

skry
pty

EUGENIUSZ KALINOWSKI

TERMODYNAMIKA
TECHNICZNA

WROCŁAW 1979

A
A

skrypty

W PRODUKCJI:

BAUER J., JOKIEL M., RYMASZEWSKI M., *Laboratorium z wytrzymałości materiałów dla studentów Wydziału Górniczego*

CHWASTEK J., *Miernictwo górnicze i ochrona terenów w górnictwie*

CZAPLIŃSKI K., MROZOWICZ J., MUSIAŁ W., *Podstawy metodologii projektowania w budownictwie*

Cwiczenia laboratoryjne z elektroenergetycznej automatyki zabezpieczeniowej. Praca zbiorowa pod red. B. SYNALA

DUBIELEWICZ I., HUZAR Z., *Języki i programowanie*

FLESZYŃSKI J., LISIECKI J., POHL Z., *Miernictwo wysokonapięciowe. Laboratorium wysokich napięć*

GALCZYŃSKI S., *Zarys projektowania i mechaniki budowli podziemnych*

GERESZ J., *Zarys podstawowych teorii Thoma*

GRUDZEWSKI W. M., KLONOWSKI Z., *Informatyka w zarządzaniu szkołami wyższymi*

HENDRICH A., *Chemia ogólna. Cwiczenia laboratoryjne*

JUCHNIEWICZ J., LISIECKI J., *Wysokonapięciowe układy izolacyjne*

LANGER J., *Dynamika budowli*

MACZEK K., MIECZYŃSKI M., *Chłodnictwo*

MIELCARZEWICZ E. W., *Gospodarka wodna i ściekowa w zakładach przemysłowych, cz. II*

NEGRUSZ A., STAŃDA J., *Badania procesów termoeenergetycznych*

OHLY T., RADZIMSKI Z., *Elementy elektroniczne. Cwiczenia laboratoryjne*

ORŁOWSKA-KOWALSKA T., KOWALSKI C., *Dynamika układów elektromechanicznych*

Projektowanie kopalń, cz. I, Kopalnie odkrywkowe. Praca zbiorowa pod red. S. WIŚNIEWSKIEGO

RUTKOWSKI R., *Zbiór zadań z analizy matematycznej*

RYDZANICZ I., *Zadania z zapisu konstrukcji*

SURMA T., *Przygotowywanie opisów zadań systemu George 3*

SZLING Z., *Systemy odwadniania*

SZTUK H., ŚNIEŻEK J., WOJTKIEWICZ H., *Technika urabiania skał*

Układy elektroniczne. Praca zbiorowa pod red. M. GROBELNEGO

WILK I., *Angielsko-polski słownik terminologii optycznej, optoelektronicznej i mechaniki precyzyjnej*

201450 - /
7
Politechnika Wrocławska



Eugeniusz Kalinowski
Termodynamika techniczna

Wydanie III zmienione i uzupełnione

Wrocław 1979

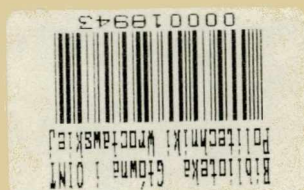
8002070.000

Instytut Techniki Ciepłej i Mechaniki Płynów
Skrypt do przedmiotu Termodynamika
kierunek Mechanika
semestr II 2-2-0-0-0 h

Opracowanie redakcyjne
Alina KACZAK
Urszula MĄDRZAK

Korekta
Ewa FILIPOWICZ

Skrypt wydany za zgodą Rektora



WYDAWNICTWO POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ
Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław

214430 L / 1

Nakład 2000 + 75 egz. (wyd. III). Ark. wyd. 20,5. Ark. druk. 17½ + 3 wklejki. Papier offset. kl. V, 70 g, B1.
Oddano do drukarni w listopadzie 1979 r. Druk ukończono w grudniu 1979 r.
Zakład Graficzny Politechniki Wrocławskiej. Zam. nr 6338/79 – P-12 – Cena zł 35,-

Plac. 1034/1/79

OD AUTORA

Skrypt zawiera podstawowe wiadomości z termodynamiki. Oprócz pojęć podstawowych i wiadomości teoretycznych podano wzory obliczeniowe, schematy i opisy działania wybranych maszyn i urządzeń termodynamicznych najczęściej spotykanych w przemyśle. Omówiono kierunki rozwoju urządzeń energetycznych i metody bezpośredniego przetwarzania ciepła w energię elektryczną.

Skrypt jest przeznaczony dla studentów studiów dziennych, wieczorowych i zaocznych wydziałów: mechanicznego, mechaniczno-energetycznego, elektrycznego, częściowo elektroniki oraz osób zajmujących się techniką ciepłą.

Przytoczono przykłady obliczeniowe i zadania do rozwiązania. Załączono tablice i wykresy potrzebne do rozwiązywania zadań.

Dla studentów wydziału mechaniczno-energetycznego i osób, które wiedzą termodynamiczną mają poszerzyć i pogłębić są opracowane przez Autora dalsze dwa skrypty o nazwach: "Przekazywanie ciepła" i "Termodynamika - zagadnienia wybrane" [3, 4] zawierające elementy termodynamiki statystycznej i procesów nierównowagowych.

Jeżeli w skrypcie jest powołanie na wiadomości zawarte w skryptach "Przekazywanie ciepła" i "Termodynamika - zagadnienia wybrane", to przed podaniem numeru wzoru lub rozdziału jest symbol PC bądź T.

WSTĘP

Termodynamika techniczna jest przystosowanym do działalności praktycznej działem fizyki, zajmującym się procesami zachodzącymi w maszynach i urządzeniach, w których doniosłą rolę odgrywa ciepło i praca. Nazwa termodynamika wywodzi się od greckich słów: θερμότης - ciepły i δύναμις - siła; wprowadzono ją do nauki wtedy, gdy nie odróżniano pojęcia pracy jako skutku działania siły od samej siły i określano tym samym terminem.

Urządzenia (siłownie, chłodziarki, sprężarki, pompy, piece, wymienniki ciepła, także silniki, maszyny i in.), w których występuje ciepło i praca nazywamy urządzeniami termodynamicznymi. Ponieważ jest ścisły związek między ciepłem, pracą a energią, przeto używa się także określenia - urządzenia energetyczne.

We wspomnianych urządzeniach czynną rolę lub rolę pośrednika w przekazywaniu energii odgrywa tzw. czynnik termodynamiczny, którym może być dowolne ciało rzeczywiste, zwykle jednak ciało płynne, gaz lub ciecz. Dlatego w termodynamice wiele miejsca poświęca się na poznanie odrębnych praw rządzących zachowaniem się gazów, cieczy i ich par.

1. OZNACZENIA PODSTAWOWE

W termodynamice występują oznaczenia, które odbiegają od stosowanych w innych dziedzinach nauki i z tego względu wymagają oddzielnego omówienia. Wielkości dotyczące całego ciała są oznaczane dużymi literami alfabety, np. Q , I , V , U itp. Wielkości zależne od ilości substancji, tzw. wielkości addytywne odniesione do ilości m substancji ciała, są oznaczone literami małymi, np.: $q = Q/m$, $i = I/m$, $v = V/m$, $u = U/m$ itp. i noszą dodatkowe określenie wielkości właściwych^{*)}, np. v - objętość właściwa, i - entalpia właściwa z wyjątkiem q , które będziemy nazywali ciepłem jednostkowym albo kilogramowym, ze względu na to, że termin „ciepło właściwe” jest powszechnie używany do określenia innej termodynamicznej wielkości.

^{*)} Wielkości właściwe nie są addytywne.

Jeżeli dana wielkość, zależna od czasu, jest do niego odniesiona (podzielona), to zwykle określa się ją jako strumień tej wielkości lub jej natężenie i oznacza kropką (jak pochodną do czasu w matematyce), np.: $\dot{Q} = Q/\tau$ - strumień ciepła, $\dot{I}$ - strumień entalpii, $\dot{V}$ - strumień objętości lub objętościowe natężenie przepływu, $\dot{m} = m/\tau$ - strumień masy lub natężenie przepływu masy. Do określenia ilości substancji^{*)} używa się jednostki masy - kg (podstawowa jednostka układu SI). W tabeli 1-1 zestawiono oznaczenia i jednostki podstawowych wielkości fizycznych stosowanych w termodynamice. Podano także m. in. uwagi dotyczące stosowanej terminologii, która w dziedzinie termodynamiki nie zawsze jest jednolita.

T a b e l a 1-1

Oznaczenia i wielkości podstawowe

Wielkość fizyczna	Symbol	Jednostka podstawowa	Skrót jednostek stosowanych	Uwagi
ciepło	Q	dżul	J, kJ	q - ciepło jednostkowe lub kilogramowe
	$q = \frac{Q}{m}$		$\frac{J}{kg}, \frac{kJ}{kg}$	
	$\dot{Q}$		W, kW	
praca	L	dżul	J, kJ	
	$l = \frac{L}{m}$		$\frac{J}{kg}, \frac{kJ}{kg}$	
moc	N	wat	W, kW	$\dot{L} = L/\tau$ używane dotychczas dla mocy w kg·m/h
energia	E	dżul	J, kJ	energia wewnętrzna (entermia)
	$\dot{E}$		W, kW	
	U		J, kJ	
temperatura	T	kelwin	K,	t, θ - używane oznaczenie temperatury ^{*)} w °C; $\Delta T = \Delta t$

^{*)} Wszystko co ma masę jest materią [15]. Substancja jest materią mającą masę spoczynkową. Inne określenia ilości substancji w opracowaniach [5, 11].

^{*)} W dalszych częściach skryptu, szczególnie w dziale 2.3 oraz skry-

Wielkość fizyczna	Symbol	Jednostka podstawowa	Skrót jednostek stosowanych	Uwagi
czas		sekunda	s, h	h - hora (godzina)
masa	m	kilogram	kg	.
	$\dot{m} = \frac{m}{\tau}$		kg/s	
substancja	G		kg	n - substancja w kilomolach (kmol) V _u - substancja w umownych metrach sześciennych (um ³) G = m
siła	K	niuton	N	
długość	a, b, ...	metr	m	
powierzchnia	F	metr kwadratowy	m ²	
objętość	V	metr sześcienny	m ³	
	$v = \frac{V}{m}$		m ³ /kg	objętość właściwa
	$\dot{V} = \frac{V}{\tau}$		m ³ /s	objętościowe natężenie przepływu
ciśnienie	P	paskal	Pa, MPa	1 Pa = 1 N/m ² 1 bar = 10 ⁵ N/m ² = 0,1 MPa p - ciśnienie w MPa h - ciśnienie w mm sł. cieczy b - ciśnienie barometryczne
prędkość	w	metr na sekundę	m/s	prędkość liniowa
		radian na sekundę	1/s	prędkość kątowna

ptach uzupełniających [3, 4] rozróżnia się temperatury oznaczane poza symbolem T symbolami t i θ (temperatury płynu i ciała stałego). Temperatury te ze względów obliczeniowych są zwykle wyrażone w °C.

2. POJĘCIA PODSTAWOWE

2.1. Znamiona stanu, stan ciała, równanie stanu^{*})

Do określenia jakiegoś ciała, wyodrębnienia go od innych, używamy przymiotów tego ciała, czyli jego znamion, np. długości, szerokości, barwy, temperatury, ciśnienia, zapachu itp.

Z wymienionych znamion można wyodrębnić takie, które dadzą się liczbowo wyrazić, np. długość, szerokość, temperatura, ciśnienie itp. - znamiona te nazywamy ilościowymi, mówimy, że są wielkościami. Pozostałe znamiona nie dające się wyrazić liczbowo, np. kształt, zapach, barwa nazywamy znamionami jakościowymi; mówimy, że nie są wielkościami.

Wśród znamion ilościowych można wyróżnić takie, które nie ulegają zmianie, np. stała gazowa, liczba molowa oraz takie, jak np. ciśnienie, temperatura, objętość, które mogą ulegać zmianom. Znamiona ilościowe zdolne do zmiany odgrywają ważną rolę w określaniu stanu danego ciała i dla podkreślenia tej ich cechy nazywamy je znamionami stanu.

O dwu ciałach mówimy, że są w takim samym stanie, jeśli zespół wszystkich znamion stanu określających te ciała jest odpowiednio taki sam, czyli możemy powiedzieć, że stan ciała jest określony przez zespół znamion stanu.

Znamiona stanu traktowane w danym zagadnieniu jako zmienne niezależne będziemy nazywali parametrami stanu, a znamiona zależne funkcjami stanu. Oczywiście to samo znamię stanu może raz być funkcją stanu, a drugi raz, w innym zagadnieniu, parametrem stanu^{**)}.

Nie wszystkie znamiona stanu są od siebie niezależne. Określając dowolny stan ciała możemy dobrać dowolnie tylko pewną określoną liczbę znamion stanu, pozostałe znamiona są już od nich zależne.

Tę minimalną liczbę parametrów stanu, którą dla określenia dowolnego

^{*}) Wg [15], z pewnymi zmianami.

^{**)} W literaturze spotyka się określenie wszystkich znamion stanu parametrami i funkcjami, z tym że dane wyjściowe traktuje się zwykle jako parametry, a dane wyliczone jako funkcje. Parametry określające bezpośrednio stan substancji, np. p , v , t nazywa się także parametrami fizycznymi a te, do których określenia posłużono się ciepłem, parametrami kalorycznymi.

stanu możemy dobrać niezależnie, będziemy nazywali zupełnym układem parametrów stanu, np. dla gazu doskonałego zupełnym układem parametrów stanu jest układ $P-v$, $T-s$, lub $i-s$ i in. Funkcję stanu wyrażoną za pomocą zupełnego układu parametrów stanu będziemy nazywać równaniem stanu (dla gazu doskonałego $v = RT/P$).

Z omówionych definicji wynika, że rozpatrując zagadnienie geometryczne, w zupełnym układzie parametrów stanu, stanowi odpowiada jeden punkt i każdemu punktowi w tym układzie odpowiada jeden stan ciała.

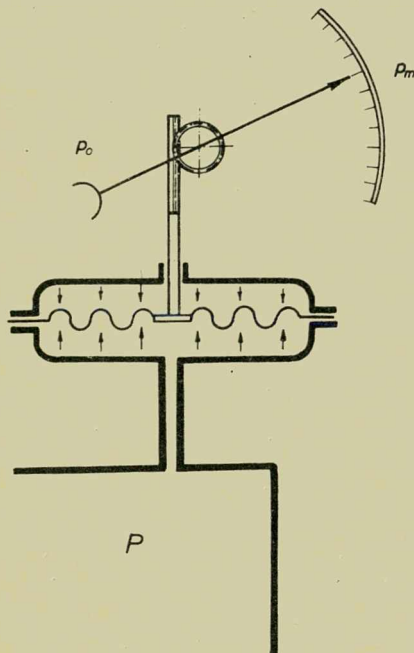
2.2. Ciśnienie

Bardzo ważnym i często stosowanym znamieniem stanu jest ciśnienie. Jeśli nacisk na jakąś powierzchnię F oznaczymy przez K , to miejscowe ciśnienie P da się wyrazić wzorem

$$P = \frac{dK}{dF}. \quad (2-1)$$

Jeśli nacisk jest równomiernie rozłożony, to ciśnienie P (w Pa) można określić wzorem

$$P = \frac{K}{F}. \quad (2-2)$$



Rys. 2-1. Manometr membranowy

Podstawową jednostką ciśnienia jest 1 Pa, czyli 1 N/m^2 . Jest to jednostka zbyt mała do określenia wielkości ciśnień występujących w technice, stosuje się więc megapaskal $1 \text{ MPa} = 10^6 \text{ Pa}$. Ze względu na wciąż używane i jeszcze produkowane przyrządy pomiarowe skalowane w atmosferach technicznych (at) przejściowo jako jednostkę pomocniczą stosowano 1 bar $= 10^5 \text{ Pa}$. Z powodu kłopotów przeliczeniowych jednostek oznaczy się ciśnienie w megapaskalach przez p. Ze względu na powszechne stosowanie przyrządów pomiarowych, tzw. manometrów różnicowych, gdzie ciśnienie odczytuje się za pomocą różnicy poziomów cieczy manometrycznej dopuszcza się wyrażenie ciśnienia w mm słupa cieczy. Ciśnienie tak

stosowane przyrządów pomiarowych, tzw. manometrów różnicowych, gdzie ciśnienie odczytuje się za pomocą różnicy poziomów cieczy manometrycznej dopuszcza się wyrażenie ciśnienia w mm słupa cieczy. Ciśnienie tak

wyrażone oznacza się przez h , z wyjątkiem, gdy wyraża ona wysokość ciśnienia otoczenia, tzw. ciśnienie barometryczne; wtedy oznaczamy je przez b .

Ciśnienie słupa 1 mm Hg o temperaturze 0°C przy normalnym przyspieszeniu ziemskim oznacza się często jako 1 tor (1 Tr) - od nazwiska Torricelli.

W praktyce wyrażając ciśnienie w różnych jednostkach, jako liczby P , p , h , związek między tymi liczbami można określić zależnością

$$P = 10^6 p, \quad (2-3)$$

lub

$$P = h \gamma, \quad (2-4)$$

przy czym γ - ciężar właściwy cieczy manometrycznej.

Wielkość zmierzonego ciśnienia

zależy nie tylko od stanu czynnika, którego ciśnienie chcemy zmierzyć, ale także od warunków, w jakich został przeprowadzony pomiar.

Przyrząd przedstawiony na rys. 2-1 jest manometrem membranowym. Jeżeli za jego pomocą chcemy zmierzyć ciśnienie, to odczytujemy na skali wielkość ciśnienia P_m . Liczba odczytana na skali przyrządu zależy nie tylko od ciśnienia gazu w zbiorniku P , ale także od ciśnienia otoczenia P_o , gdyż ugięcie membrany jest proporcjonalne do działającej na nią siły wypadkowej, zatem

$$P_m = P - P_o. \quad (2-5)$$

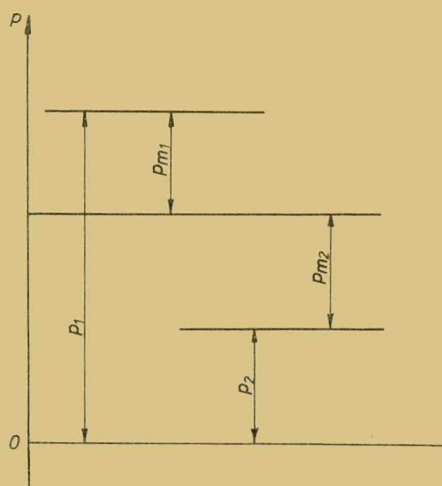
Bez względu na rodzaj użytej jednostki ciśnienia zależność ta jest spełniona przy czym:

P_m - ciśnienie manometryczne, a przyrząd mierzący je manometr,

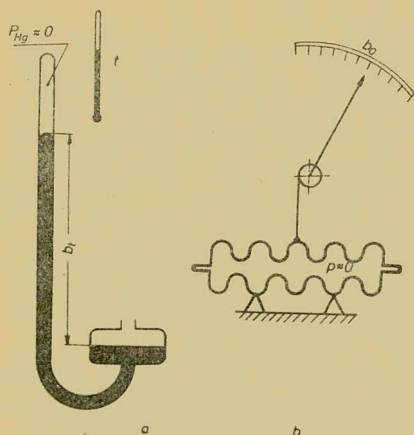
P_o - ciśnienie otoczenia (barometryczne),

P - ciśnienie absolutne (takie ciśnienie zmierzyłby manometr znajdujący się w absolutnej próżni).

Zależnie od tego, czy mierzone ciśnienie P jest większe bądź mniejsze od P_o manometr może pokazać ciśnienie manometryczne P_{m1} dodatnie, tzw.



Rys. 2-2. Ciśnienie manometryczne i absolutne na skali ciśnienia

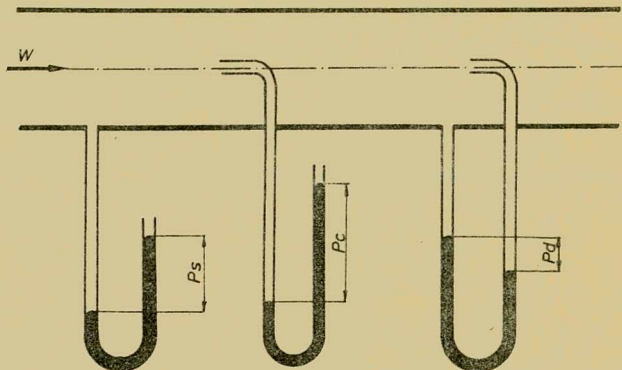


Rys. 2-3. Przyrządy do pomiaru ciśnienia otoczenia
a - barometr, b - aneroid

nadciśnienie lub ujemne P_{m2} , tzw. podciśnienie, co da się pokazać na osi ciśnienia (rys. 2-2). Ciśnienie absolutne gazu oblicza się dodając do zmierzonego ciśnienia manometrycznego ciśnienie otoczenia.

Pomiar ciśnienia otoczenia przeprowadza się zwykle oddzielnie za pomocą przyrządów opartych na działaniu rurki Torricelliego, tzw. barometrów lub przyrządów opartych na zjawisku sprężystości materiałów - aneroidów (rys. 2-3). Wielkość zmierzonego manometrem ciśnienia gazu zależy również od tego, czy gaz ten ma makroskopową prędkość różną od zera, czy jest nieruchomy (tzn. statyczny).

Jeżeli pomiar ciśnienia jest prowadzony, gdy czynnik znajduje się w ruchu, to zależnie od sposobu pomiaru (rys. 2-4) rozróżniamy ciśnienie (manometryczne lub absolutne) statyczne, dynamiczne i całkowite.



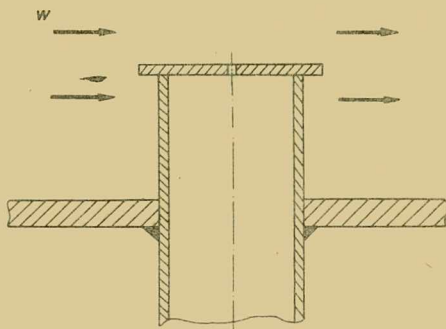
Rys. 2-4. Pomiar ciśnienia płynu znajdującego się w ruchu; P_s - ciśnienie statyczne, P_d - ciśnienie dynamiczne, P_c - ciśnienie całkowite

Jeżeli oś rurki impulsowej przekazującej ciśnienie jest skierowana normalnie do wektora w prędkości płynu, to przyrząd przyłączony do tej rurki zmierzy ciśnienie statyczne. Gdy oś rurki jest zgodna z kierunkiem wektora w oraz skierowana otworem przeciwnie do zwrotu tego wektora, wówczas przyłączony przyrząd wskaże ciśnienie całkowite. Przyrząd przyłączony do obu rurek impulsowych wskaże ciśnienie dynamiczne.

Jak wynika ze sposobu pomiaru

$$P_c = P_s + P_d. \quad (2-6)$$

Przy zaburzonym przepływie ciśnienie statyczne jest mierzone dokładnie wtedy, gdy żadna składowa prędkości w nie działa przez rurkę impulsową na ciecz manometryczną lub inny przyrząd pomiarowy. Jeżeli ze względu na średnicę rurki przekazującej ciśnienie jest obawa, że składowe prędkości (np. wiry) mogą fałszować pomiar, to można te wpływy wykluczyć przez zamontowanie na rurce tzw. tarczki Sera (rys. 2-5). Z teorii przepływów (rozdz. 16.2) wynika następująca zależność ciśnienia dynamicznego od prędkości



Rys. 2-5. Tarczka Sera

$$P_d = \frac{\gamma w^2}{2g}, \quad (2-7)$$

w której γ - ciężar właściwy (gęstość ciężaru) płynu, w N/m^3 ,

w - prędkość przepływu, w m/s ,

g - przyspieszenie ziemskie, w m/s^2 .

Zależność (2-7) wykorzystuje do pomiaru prędkości płynu rurkami spiętrzającymi, z których najczęściej jest stosowana rurka Prandtla, mierząca wprost ciśnienie dynamiczne P_d , jako różnicę $P_c - P_s$ (rys. 2-6) i rurka Pitota, mierząca ciśnienie całkowite P_c .

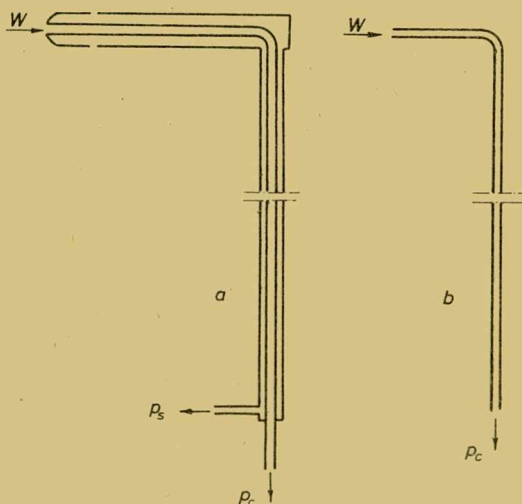
Ciśnienie płynu będące znamienniem stanu, tzn. wynikające z mikroskopowego ruchu cząstek płynu, jest to ciśnienie absolutne i statyczne. Występuje ono w równaniach stanu i równaniach z nim związanych.

Przykład 2-1. Zmierzone ciśnienie manometryczne gazu w zbiorniku wynosi $p_m = 0,2$ MPa. Ciśnienie otoczenia $b_{15} = 745$ mm Hg. Ciężar właściwy rtęci w temp. $15^\circ C$, $\gamma = 132,4$ N/dm^3 . Obliczyć ciśnienie absolutne gazu. Przedstawić na osi ciśnienie manometryczne i absolutne (rys. 2-7):

$$P = P_m + P_o$$

$$P_m = 10^5 \cdot 2 = 2 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2 \text{ (Pa)}$$

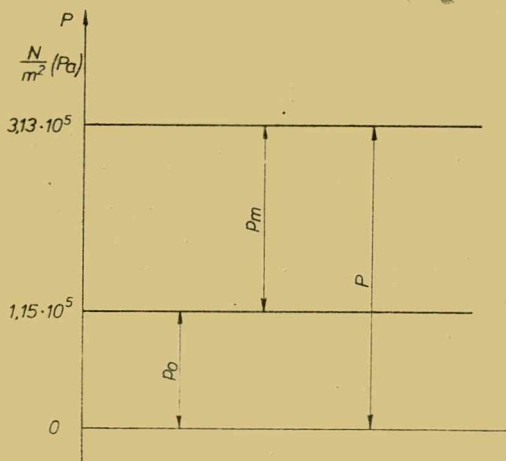
$$P_o = h \gamma = 0,745 \cdot 132,4 \cdot 10^3 = 1,13 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2 \text{ (Pa)}$$



Rys. 2-6. Rurki spiętrzające: a - Prandtla, b - Pitota

$$P = 2 \cdot 10^5 + 1,13 \cdot 10^5 = 3,13 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2 \text{ (Pa)}$$

Zadanie 2-1. W rurociągu płynie woda z prędkością $w = 4 \text{ m/s}$. Zmierzone manometryczne ciśnienie statyczne wynosi $h_s = 340 \text{ mm H}_2\text{O}$. Ciśnienie otoczenia wynosi $h_o = 760 \text{ mm Hg}$. Obliczyć ciśnienie dynamiczne i całkowite. Ciśnienia te przedstawić na osi



Rys. 2-7. Skala ciśnień

Dane: dla wody - $\gamma = 9792,3 \text{ N/m}^3$; dla rtęci $\gamma_o = 133,3 \text{ N/dm}^3$.

Odpowiedź: ciśnienia manometryczne

$$\begin{aligned} P_d &= 0,8 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2, \\ P_s &= 0,03 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2, \\ P_c &= 0,83 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2 \end{aligned}$$

ciśnienie całkowite absolutne $P_c = 1,84 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$.

Zadanie 2-2. Za pomocą rurki Pitota zmierzono manometryczne ciśnienie całkowite przepływającej benzyny $h_c = 60 \text{ mm Hg}$ (w temperaturze 15°C) ciśnienie statyczne zaś $P_{st} = 0$. Ciśnienie otoczenia wg danych PIHM wynosi 1045 hPa . Obliczyć prędkość przepływu benzyny. Ciśnienie statyczne, dynamiczne i całkowite

przedstawić na osi ciśnień.

Dane: dla rtęci $\gamma_{15} = 132,4 \text{ N/dm}^3$,
 $\gamma_{\text{benz}} = 8633 \text{ N/m}^3$.

Odpowiedź: $w = 4,27 \text{ m/s}$ $P_d = 0,08 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2 \text{ (Pa)}$,

Ciśnienie absolutne: $P_c = 1,125 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2 \text{ (Pa)}$.

2.3. Czynnik termodynamiczny

W obliczeniach termodynamicznych rozróżnia się zwykle trzy czynniki termodynamiczne.

1. Gaz doskonały - jest to gaz, który spełnia równanie stanu Clapeyrona i dla którego ciepło właściwe dla stałej objętości jest stałe $c_v = \text{const}$. Inne właściwości omawia się w dalszej części skryptu. Gaz taki w przyrodzie nie występuje.

2. Gaz półdoskonały - jest to gaz także spełniający równanie Clapeyrona, lecz ciepło właściwe tego gazu dla stałej objętości da się wyrazić funkcją tylko temperatury $c_v = c_v(T)$. Gaz taki w przyrodzie nie występuje.

3. Substancja rzeczywista - czynnik ten nie stosuje się do równania Clapeyrona i ciepło właściwe c_v jest funkcją wielu zmiennych, jednak niezależnie od stanu tego czynnika i dokładności zadania, które mamy rozwiązywać, możemy w pewnych warunkach substancję rzeczywistą traktować jako gaz doskonały lub półdoskonały:

a) jeżeli substancja rzeczywista występuje w fizycznie jednorodnej fazie gazowej, a odległości między cząsteczkami są duże (odpowiednio umiarkowane temperatury i niskie ciśnienia), obliczenie zaś ma mieć charakter orientacyjny, to wolno traktować substancję rzeczywistą jako gaz doskonały;

b) jeżeli substancja rzeczywista występuje w jednorodnej fazie gazowej, a zmiany temperatury tego gazu są tak duże, że w danym zakresie temperatur nie można uznać ciepła właściwego c_v za stałe, obliczenie zaś ma charakter dokładniejszy (np. konstrukcyjny), to substancję rzeczywistą traktujemy jako gaz półdoskonały (gaz rzeczywisty zbliża się do półdoskonałego, gdy $p \rightarrow 0$).

Biblioteka
Politechniki

2.4. Równanie Clapeyrona stanu gazu doskonałego i półdoskonałego

Z praw Boyle'a-Mariotte'a, Gay-Lussaca i Avogadra wynika zależność dla gazu doskonałego, nosząca nazwę równania Clapeyrona:

$$Pv = RT, \quad (2-8)$$

w którym P - ciśnienie (absolutne i statyczne), N/m^2 ,

v - objętość właściwa gazu, m^3/kg ,

T - temperatura absolutna gazu, K ,

R - indywidualna stała gazowa, $\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$.

Jeżeli obie strony tego równania pomnożymy przez masę m , to otrzymamy równanie

$$PV = m RT, \quad (2-9)$$

w którym V - objętość całkowita gazu (por. rys. 2-8).

Gdy ilość gazu wyrazi się w kilomolach ($m = nM$), wówczas równanie (2-9) przyjmie postać

$$PV = nMRT, \quad (2-10)$$

w której n - ilość kilomoli gazu;

M - liczba molowa.

Iloczyn MR dla wszystkich gazów jest stały i nosi nazwę uniwersalnej stałej gazowej

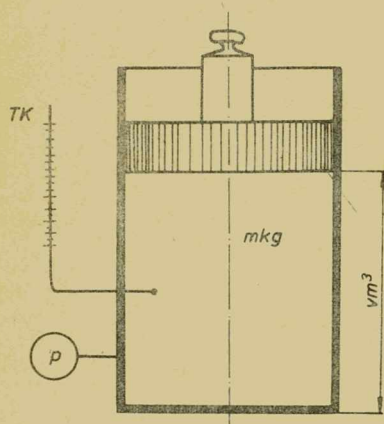
$$MR \approx 8315 \frac{\text{J}}{\text{kmol K}}. \quad (2-11)$$

Uwzględniając (2-10) i (2-11) otrzymujemy równanie Clapeyrona w postaci:

$$PV = n 8315 T. \quad (2-12)$$

Oznaczając właściwą objętość molową jako $\Phi = V/n$, równanie (2-12) można sprowadzić do postaci

$$P \Phi = 8315 T, \quad (2-13)$$



Rys. 2-8. Określenie stanu gazu

z której wynika, że kilomol dowolnego gazu w takich samych warunkach termicznych (tj. dla tego samego P i T) zajmuje taką samą objętość (prawo Avogadra). Zakładając umowne fizyczne warunki normalne - ciśnienie 760 Tr i temperatura 273,2 K - z równania (2-13) otrzymamy, że w tych warunkach kilomol dowolnego gazu zajmuje objętość 22,4 m³. Stąd można otrzymać wzór pozwalający przeliczyć ilość kilomoli na umowne (normalne) metry sześciennie:

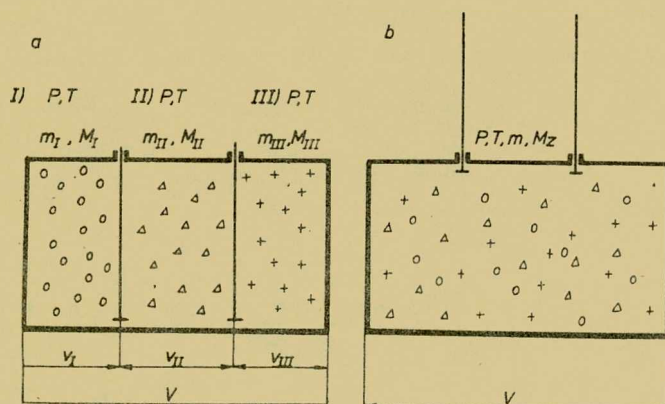
$$V_u = 22,4 n, \text{ um}^3 \quad (2-14)$$

2.5. Mieszaniny (roztwory)

Skład mieszanin (rys. 2-9) możemy określić za pomocą tzw. udziałów objętościowych, wagowych i molowych. Jako udział objętościowy danego składnika mieszaniny będziemy rozumieli stosunek objętości tego składnika do objętości mieszaniny. Objętości te są mierzone w tych samych warunkach termicznych. Można to zapisać następującym równaniem definicyjnym:

$$r_1 = \left(\frac{V_1}{V} \right)_{PT} \quad (2-15)$$

$$\sum r_1 = \sum \left(\frac{V_1}{V} \right)_{PT} = 1. \quad (2-16)$$



Rys. 2-9. Mieszanie ciał: a - stan przed zmieszaniem, b - stan po zmieszaniu

Udziałem wagowym danego składnika mieszaniny nazwiemy stosunek ilości danego składnika m_1 do ilości mieszaniny m . Można to wyrazić wzorem

$$g_1 = \frac{m_1}{m}, \quad (2-17)$$

$$\sum g_1 = \sum \frac{m_1}{m} = 1.$$

Udziałem molowym danego składnika (z_1) nazywamy stosunek ilości danego składnika (n_1), w kmol, do ilości mieszaniny (n), w kmol

$$z_1 = \frac{n_1}{n}, \quad (2-18)$$

$$\sum z_1 = \sum \frac{n_1}{n} = 1. \quad (2-19)$$

Jeśli mieszanina jest gazem spełniającym równanie Clapeyrona, to udział molowy jest równy udziałowi objętościowemu

$$z_1 = \frac{n_1}{n} \frac{8315 T}{P V} = \frac{P V_1}{P V} = \left(\frac{V_1}{V} \right)_{PT} = r_1. \quad (2-20)$$

Udziały objętościowe, wagowe i molowe wyraża się jako ułamki właściwe lub w procentach. Zwykle skład mieszanin gazowych wyrażamy przez udziały objętościowe, a mieszanin ciał stałych i cieczy przez udziały wagowe. Udziały molowe stosuje się zarówno do gazów, jak i ciał stałych.

Skład powietrza w przybliżeniu można przedstawić jako:

$$\begin{array}{ll} r_{O_2} = 0,21 & g_{O_2} = 0,23 \\ r_{N_2} = 0,79 & g_{N_2} = 0,77 \\ \hline r_1 = 1,00 & g_1 = 1,00 \end{array}$$

Aby zastosować równania Clapeyrona do mieszanin gazów w postaci równania (2-8) lub (2-9), należy wyliczyć zastępczą stałą gazową R_z lub zastępczą liczbę molową mieszaniny M_z . Iloczyn zastępczej stałej gazowej mieszaniny przez zastępczą liczbę molową ma wartość uniwersalnej stałej gazowej.

Oto równanie Clapeyrona dla mieszaniny gazów i dla każdego składnika mieszaniny:

$$PV = m R_z T, \quad (2-21)$$

$$PV_i = m_i R_i T. \quad (2-22)$$

Przekształcając równanie (2-22) i biorąc P z lewej strony i T z prawej strony przed nawias otrzymamy

$$P \sum V_i = T \sum m_i R_i, \quad (2-23)$$

dzieląc to równanie stronami przez równanie (2-21):

$$\frac{P \sum V_i}{PV} = \frac{T \sum m_i R_i}{T m R_z} = 1. \quad (2-24)$$

Ponieważ $\sum V_i = V$, przeto

$$R_z = \frac{\sum m_i R_i}{m} = \sum g_i R_i. \quad (2-25)$$

Zastępcza stała gazowa mieszaniny gazów równa się sumie iloczynów udziałów wagowych przez indywidualne stałe gazowe. W podobny sposób można wykazać, że

$$M_z = \sum r_i M_i, \quad (2-26)$$

a więc zastępcza liczba molowa równa się sumie iloczynów udziałów objętościowych składników mieszaniny przez ich liczby molowe.

$$M_z R_z = 8315 \frac{J}{\text{kmol} \cdot K}. \quad (2-27)$$

Przykład 2-2. Przeliczyć 100 kg odpowiednio O_2 , N_2 , CO_2 , NH_4 na kilomole i umowne (normalne) metry sześciennie.

$$n = \frac{m}{M}; \quad n_{O_2} = \frac{100}{32} = 3,125 \text{ kmol}; \quad n_{N_2} = \frac{100}{28} = \text{kmol};$$

$$n_{CO_2} = \frac{100}{44} = 2,27 \text{ kmol}; \quad n_{NH_4} = \frac{100}{18} = 5,55 \text{ kmol};$$

$$V_u = 22,4 \text{ n}; \quad V_{uO_2} = 22,4 \cdot 3,125 = 70,0 \text{ um}^3;$$

$$V_{uN_2} = 80,0 \text{ um}^3; \quad V_{uCO_2} = 50,8 \text{ um}^3; \quad V_{uNH_4} = 124,3 \text{ um}^3.$$

Przykład 2-3. W zbiorniku o objętości $0,5 \text{ m}^3$ znajduje się sprężone powietrze o ciśnieniu odczytanym na manometrze $0,5 \text{ MPa}$ i temperaturze 20°C . Obliczyć ilość powietrza (w kg, kmolach i um^3). Ciśnienie otoczenia $p_o = 0,1 \text{ MPa}$.

Zastępcza liczba molowa i indywidualna stała gazowa dla powietrza

$$M_z = \sum r_i M_i = 0,21 \cdot 32 + 0,79 \cdot 28 = 28,84 \frac{\text{kg}}{\text{kmol}},$$

$$R_z = \frac{8315}{M_z} = \frac{8315}{28,84} = 288 \frac{\text{J}}{\text{kg K}}.$$

Ilość powietrza w zbiorniku

$$m = \frac{PV}{RT} = \frac{(0,5 + 0,1) \cdot 10^6 \cdot 0,5}{288 (273,2 + 20)} = 3,55 \text{ kg},$$

$$n = \frac{m}{M} = \frac{35,5}{28,8} = 0,123 \text{ kmol},$$

$$V_u = 22,4 \cdot n = 22,4 \cdot 0,123 = 2,76 \text{ um}^3.$$

Zadanie 2-3. Podczas spawania acetylenowo-tlenowego ciśnienie tlenu w 50 litrowej butli tlenowej spadło na manometrze z 12 MPa do 0,2 MPa. Butla znajdowała się w otoczeniu o temperaturze 20 °C i ciśnieniu 0,1 MPa. Obliczyć (w kg, kmol, um³) ilość tlenu zużytego do spawania.

Odpowiedź: $n = 0,243 \text{ kmol}$, $m = 7,78 \text{ kg}$, $V_u = 5,44 \text{ um}^3$.

Zadanie 2-4. Waga zbiornika wypełnionego azotem zmniejszyła się o 3 kg na skutek wypuszczenia części gazu do otoczenia o temperaturze 293,2 K. Odczytany na manometrze spadek ciśnienia przy spełnionym warunku zrównania się temperatury gazu z temperaturą otoczenia wyniósł $\Delta p = 0,2 \text{ MPa}$. Obliczyć objętość zbiornika.

Dane: $R_N = 296,8 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}$.

Odpowiedź: $V = 1,30 \text{ m}^3$.

2.6. Przemiany termodynamiczne

Z definicji zupełnego układu parametrów stanu wynika, że w tym układzie jednemu stanowi odpowiada punkt i odwrotnie, jednemu punktowi jeden stan. Dla gazu doskonałego i półdoskonałego takim układem jest np. układ P-v (dla ciała o ilości substancji $m = \text{idem}$ układ P-V jest także zupełnym układem parametrów stanu).

Jeżeli jakieś ciało miało na początku zjawiska stan, który przedstawia punkt 1^{*}) (rys. 2-10), tzn. ciśnienie jego było P_1 , przy objętości właściwej v_1 , a na końcu ciśnienie i objętość właściwa przyjęły wartość P_2 i v_2 , czemu odpowiada punkt 2, to wiadomo, że ciało to musiało przejść przez stany o pośrednich ciśnieniach między P_1 i P_2 oraz pośrednich objętościach właściwych między v_1 i v_2 . Wynika stąd, że aby stan ciała uległ zmianie musi przejść przez stany pośrednie.

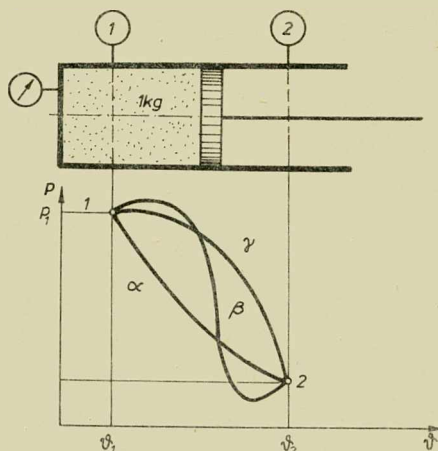
Zbiór stanów pośrednich (od stanu początkowego 1 do stanu końcowego 2) nazywamy p r z e m i a n ą. Matematycznie jest to droga przejścia o

^{*}) Stan ciała na rysunku jest oznaczony cyfrą arabską „w kółku”; na wykresie wyłącznie cyfrą arabską.

jednym stopniu swobody. Obrazem graficznym przemiany w zupełnym układzie parametrów stanu jest linia łącząca stan 1 ze stanem 2. Przemian może być dowolnie wiele.

Z wielkiej liczby przemian można wyodrębnić tzw. przemiany charakterystyczne:

- dla stałego ciśnienia - przemiana izobaryczna,
- w stałej temperaturze - przemiana izochoryczna,
- dla stałej objętości - przemiana izotermiczna,
- dla stałej entalpii - izoentalpowa lub izentalpowa itp.

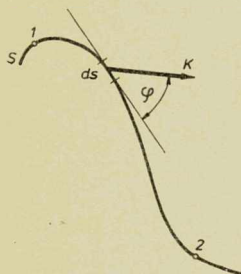


Rys. 2-10. Stany ciała (1 i 2) i przemiany w układzie P-v

3. PRACA

Pojęcie pracy wprowadzono do mechaniki jako miarę pewnego skutku działania siły skupionej, podlegającej przesunięciu (rys. 3-1). Wzór definicyjny w ogólnej postaci

$$L_{1-2} = \int_{1,2} K \cos \varphi \, ds, \quad (3-1)^{**}$$



w której K - siła,

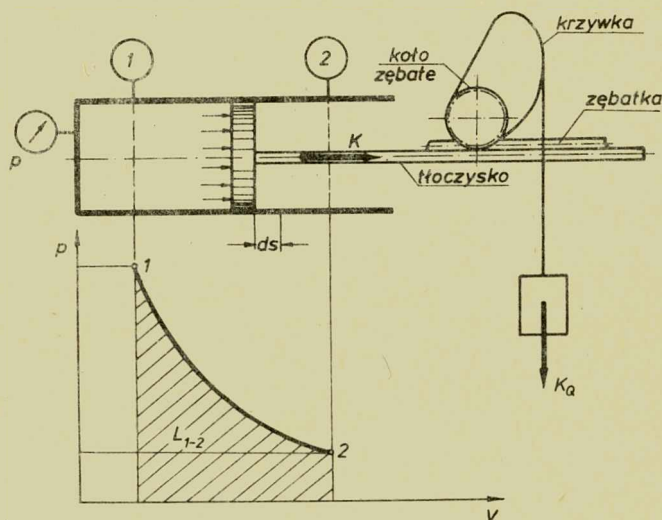
φ - kąt między kierunkiem działania siły a chwilowym przesunięciem,

s - przesunięcie.

Rys. 3-1. Praca siły skupionej K na drodze s między stanami 1 i 2

W termodynamice mamy do czynienia zwykle z czynnikami elastycznymi (ale nie wyłącznie), w których nie występują siły skupione, ale siły pochodzące od ciśnienia. Na rysunku 3-2 pokazano układ cylinder-tłok napędzany czynnikiem termodynamicznym, w którym jest

^{**} W ogólnym przypadku wielkości K i φ są zmienne, zależne od drogi s



Rys. 3-2. Układ cylinder-tłok: 1, 2 - stany ciała

równowaga między siłą K , działającą na tłoczek, a siłą od ciężaru K_Q . W urządzeniu tym nie występuje tarcie. Przy odpowiednio dobranej krzywej można dowolnie powoli zmieniać objętość gazu i jego ciśnienie.

Ciśnienie absolutne czynnika termodynamicznego w cylindrze działa ze skupioną siłą K na drąg tłokowy. Przy przesuwaniu tego drąga, zgodnie z równaniem (3-1), zostanie wykonana praca.

$$L_{1-2} = \int_1^2 K ds, \quad (3-2)$$

gdyż $\cos \varphi = 1$ (kierunek przesunięcia zgodny z kierunkiem działania siły).

Siłę K można wyrazić za pomocą wzoru

$$K = P \cdot F, \quad (3-3)$$

w którym F - powierzchnia tłoka.

Ponieważ iloczyn $F \cdot ds = dV$ (por. rys. 3-2), przeto wzór na pracę absolutną przyjmie postać

$$L_{1-2} = \int_1^2 P dV. \quad (3-4)$$

Wzór (3-4) traktujemy w termodynamice jako wzór podstawowy na pracę.

Można wykazać, że dla dowolnego gazu o stałej ilości substancji $m = \text{const}$, zmieniającego swoją objętość, gdy P jest absolutnym ciśnieniem statycznym gazu, a dV przyrostem jego objętości, praca wykonana przez ten gaz wyrazi się także wzorem (3-4). Praca ta jest wtedy ściśle związana z przemianą, jakiej podlega gaz i nazywamy ją **pracą absolutną** *prze m i a n y*^{*)}. Praca taka jest wtedy wykonywana w urządzeniu przedstawionym na rys. 3-2, gdy tłok jest szczelny.

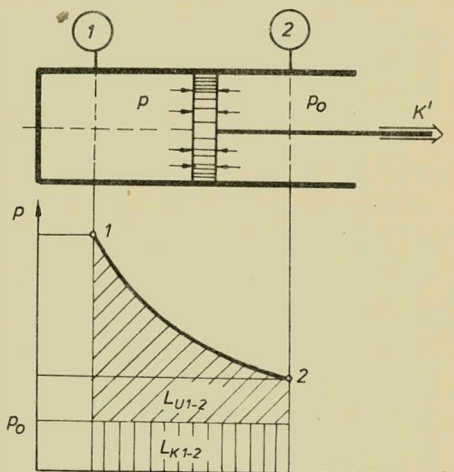
W układzie P-V pracę absolutną przemiany przedstawia pole pod linią zależności $P = P(V)$ ^{***)}. Z równania (3-4) wynika, że w przypadku ciśnienia absolutnego P , które jest zawsze dodatnie, praca absolutna jest dodatnia (jest wykonywana), gdy $dV > 0$, czyli podczas ekspansji gazu^{****)}. Praca ma znak ujemny (musimy pracę wykonać), gdy $dV < 0$ objętość gazu maleje, tzn. gdy odbywa się kompresja gazu.

Jeżeli urządzenie (rys. 3-2) znajduje się w otoczeniu o ciśnieniu P_0 , to przesunięciu podlega nie siła K , lecz K' (por. rys. 3-3). Praca użyta na podniesienie ciężaru K_Q wyniesie:

$$L_{u1-2} = \int_1^2 K' ds. \quad (3-5)$$

Ponieważ $K' = (P - P_0) F$, $F ds = dV$, przeto

$$L_{u1-2} = \int_1^2 (P - P_0) dV. \quad (3-6)$$



Rys. 3-3. Praca użyteczna przemiany

Równanie (3-6) określa tzw. pracę użyteczną. Całkę z prawej strony równania (3-6) można przedstawić jako różnicę całek, czyli

^{*)} Gdy w skrypcie jest mowa o L_{u1-2} , L_{z1-2} , L_{t1-2} należy rozumieć odpowiednio pracę absolutną, zewnętrzną i techniczną, a przemianę jako przemianę dowolną o stanach początkowym 1 i końcowym 2.

^{***)} Dla $m = \text{const}$ zależność $P = P(V)$ w układzie P-V określa linię przemiany.

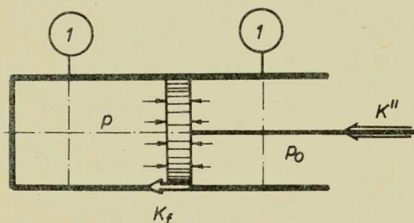
^{****)} Zjawisko zwiększania objętości nazywamy ekspansją, zmniejszania objętości - kompresją, zjawisko zwiększania ciśnienia - sprężaniem, a zmniejszanie ciśnienia - rozprężaniem.

$$L_{u1-2} = \int_1^2 P \, dV - \int_1^2 P_0 \, dV. \quad (3-7)$$

W równaniu tym $\int_1^2 P \, dV$ jest znaną pracą absolutną, a przy stałym ciśnieniu otoczenia całka $\int_1^2 P_0 \, dV = P_0 (V_2 - V_1)$ i przedstawia pracę gazu $L_{k,1-2}$ użytą na kompresję otoczenia, więc równanie (3-7) można przedstawić jako

$$L_{u1-2} = L_{1-2} - L_{k,1-2}. \quad (3-8)$$

W układzie P-V wielkość pracy użytecznej jest polem pracy absolutnej pomniejszonym o pracę kompresji otoczenia (rys. 3-3).



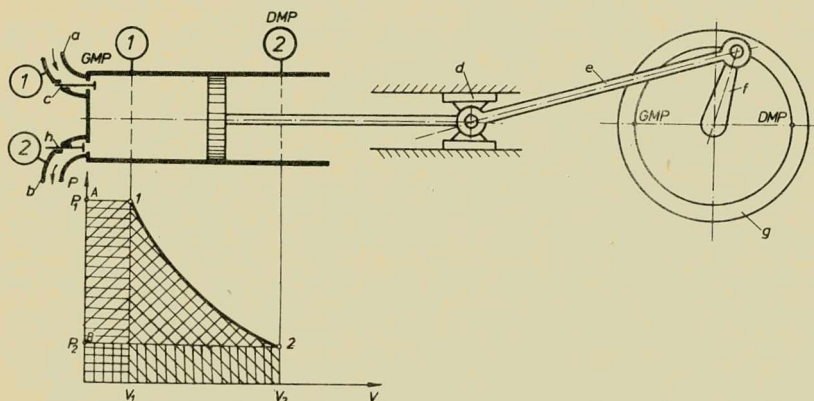
Pracą zewnętrzną L_{z1-2} nazwiemy pracę, jaką wykonuje gaz na pokonanie sił zewnętrznych. Nawiązując do omawianego układu cylinder-tłok (rys. 3-4), są to siły K'' działające na gaz, a pochodzące od ciężaru K_Q oraz siła pochodząca od ciśnienia otoczenia równa $F \cdot P_0$.

Rys. 3-4. Wpływ tarcia K_f w układzie cylinder-tłok

W rzeczywistym cylindrze zawsze występuje tarcie, zarówno wewnątrz cylindra, jak i w mechanizmach, np. tarcie tłoka o ścianki cylindra. Jeśli siła K_f będzie obrazować sumaryczną, uogólnioną siłę tarcia, występującą w układzie cylinder-tłok (zarówno tarcia mechanizmów, jak tarcia wewnątrz płynu), to przy przesunięciu 1-2 na pokonanie sił zewnętrznych działających na gaz zostanie przekazana praca pomniejszona o pracę L_{f1-2} zużytą na pokonanie sił tarcia, czyli

$$L_{z1-2} = L_{1-2} - L_{f1-2}. \quad (3-9)$$

W maszynach technicznych i silnikach przepływowych wykonujący pracę czynnik termodynamiczny jest do tych urządzeń dostarczany przez „izobaryczne napełnienie” oraz izobarycznie usuwany przez tzw. „wydech”. Te dwa procesy mają wpływ na wielkość wykonanej przez te urządzenia pracy. Rozpatrzmy wpływ tych procesów podczas cyklu pracy idealnego silnika przepływowego. Silnik ten (rys. 3-5) charakteryzuje się tym, że pojemność cylindra odcięta przez tłok znajdujący się w odkorbowym martwym położeniu, zwanym także górnym (GMP), objętość kompresyjna jest równa zero. W silni-



Rys. 3-5. Schemat idealnego silnika przepływowego: DMP- dolne martwe (ku-
korbowe) położenie tłoka, GMP - górne martwe (odkorbowe) położenie tłoka;
a - rurociąg doprowadzający termodynamiczny czynnik o stanie 1, b - ruro-
ciąg odprowadzający termodynamiczny czynnik o stanie 2; c - zawór doloto-
wy, d - wodzik, e - korbówód, f - wał korbowy, g - koło zamachowe, h - za-
wór wylotowy: $\equiv - L_{A-1} = P_1 V_1$, $\text{||||} - L_{2-B} = P_2 V_2$, $\text{|||||} - L_{1-2} =$
 $= \int_1^2 P dV$, $\text{|||||} - L_{t1-2} = - \int_1^2 V dP$

ku nie występuje pod żadną postacią tarcie, nie ma więc spadku ciśnienia na zaworach; podczas napełnienia oraz wydechu ciepło nie jest przekazywane i tłok jest szczelny.

Opis działania silnika: podczas przesunięcia z GMP do położenia 1 jest otwarty zawór dolotowy. Czynnik o ciśnieniu P_1 napełnia cylinder i przesuwą tłok w położenie 1. Przez ten czas stan czynnika nie ulega zmianie i jest określony stanem 1 w rurociągu doprowadzającym. Zmienia się tylko ilość elastycznego płynu w cylindrze. Zostaje wykonana praca L_{A-1} izobarycznego napełnienia cylindra. Gdy tłok znajdzie się w położeniu 1 zamyka się zawór dolotowy i przez cały czas przesunięcia z położenia 1 do położenia 2 zamknięte są oba zawory. Czynnik realizuje przemianę 1-2 i praca wykonana na tym przesunięciu jest L_{1-2} . Gdy tłok znajdzie się w położeniu 2, które jest jednocześnie odkorbowym martwym położeniem, zwanym także dolnym (DMP), wówczas otwiera się zawór wylotowy i czynnik termodynamiczny o stanie 2 zostaje izobarycznie usunięty z cylindra do rurociągu odprowadzającego. Przez cały czas „wydechu” stan gazu w cylindrze jest niezmieniony, taki jak w rurociągu odprowadzającym, a maleje tylko do zera jego

ilość w cylindrze. Podczas przesunięcia 2-B zostaje wykonana praca L_{2-B} wydechu (kosztem energii kinetycznej koła zamachowego). Gdy tłok znajdzie się znów w GMP, wówczas cykl pracy powtarza się.

Wykonana podczas ekspansji czynnika praca L_{A-1} oraz L_{1-2} ma znak dodatni, $dV > 0$, a praca L_{2-B} ma znak ujemny, jako praca wykonana podczas kompresji. Suma algebraiczna tych prac wyraża się polem A-1-2-B i w omawianym przypadku ma znak dodatni, tzn. z maszyny pracę „otrzymujemy”, mówimy że jest silnikiem; maszynami roboczymi nazywamy urządzenia wymagające do ich napędu „włożenia” pracy, np. wentylator, sprężarka itp. Sumę algebraiczną prac napełnienia izobarycznego, przemiany i wydechu izobarycznego nazywamy pracą techniczną

$$L_{t1-2} = L_{A-1} + L_{1-2} - L_{2-B} = L_{1-2} + P_1 V_1 - P_2 V_2, \quad (3-10)$$

którą matematycznie określa się jako

$$L_{t1-2} = - \int_1^2 V dP. \quad (3-11)$$

Wartość całki (3-11) można obliczyć, gdy jest dana tylko przemiana 1-2, tzn. wtedy, gdy gaz odbywa dowolną przemianę, choć nie ma urządzenia, w którym mogłoby zachodzić izobaryczne napełnienie i wydech. Praca techniczna^{*)} ma wtedy tylko sens matematyczny przydatny w rozwiązaniu wielu zagadnień termodynamicznych.

W maszynach i urządzeniach przepływowych wykonywana praca jest równa zawsze pracy technicznej jako suma pracy napełnienia, przemiany i wydechu.

Jeżeli wykonywana w maszynach przepływowych praca jest obciążona tarciem, to tarcie występuje we wszystkich fazach pracy, tj. podczas napełnienia, przemiany i wydechu. Mówimy wtedy o pracy L_{fc} tarcia na cykl.

W maszynach przepływowych (silnikach i maszynach roboczych) praca L_z zewnętrzna równa się pracy technicznej pomniejszonej o pracę L_{fc} , czyli

$$L_z = L_{t1-2} - L_{fc}. \quad (3-12)^{**})$$

*) Mówimy wtedy, że praca techniczna przynależy do przemiany - skrótowno będziemy mówili także praca techniczna przemiany.

***) L_{fc} - mowa jest tu o pracy sił tarcia, która w postaci ciepła jest przekazana czynnikowi roboczemu.

W maszynach roboczych praca L_z zewnętrzna, będąca algebraiczną sumą ujemnej pracy technicznej pomniejszonej o pracę tarcia, potraktowana jako wielkość dodatnia, nosi nazwę pracy napędowej L_n ^{*)}

$$L_n = -L_z. \quad (3-13)$$

Przykład 3-1. Gaz ekspanduje w cylindrze, przy czym zależność P od V określa równanie $P = 10^5 \cdot (V - 1)$. Obliczyć pracę absolutną i techniczną przemiany, jeżeli $p_1 = 0,1$ MPa, $V_1 = 2$ m³, ciśnienie końcowe $p_2 = 1,0$ MPa. Przemianę odwzorować w układzie P - V .

$$V_2 = 10^{-5} \cdot P_2 + 1 = 10 + 1 = 11 \text{ m}^3$$

$$L_{1-2} = \int_1^2 P dV = 10^5 \int_1^2 (V - 1) dV = 10^5 \left(\frac{V^2}{2} - V \right) \Big|_{V_1}^{V_2}$$

$$L_{1-2} = 10^5 \frac{11^2 - 2^2}{2} - (11 - 2) = 49,5 \cdot 10^5 \text{ J}$$

$$L_{t1-2} = - \int_1^2 V dP = L_{1-2} + P_1 V_1 - P_2 V_2 = 49,5 \cdot 10^5 + \\ + 10^5 \cdot 2 - 10^6 \cdot 11 = -59,5 \cdot 10^5 \text{ J.}$$

Zadanie 3-1. Obliczyć pracę absolutną, techniczną i użyteczną przemiany, jaką wykonuje gaz w cylindrze, gdy obowiązuje zależność $PV = 5 \cdot 10^5$.

Dane: ciśnienie początkowe $p_1 = 1,0$ MPa, ciśnienie końcowe $p_2 = 0,1$ MPa, ciśnienie otoczenia $p_0 = 1050$ hPa. Przemianę odwzorować w układzie P - V .

$$L_{1-2} = 11,5 \cdot 10^5 \text{ J}; \quad L_{t1-2} = 11,5 \cdot 10^5 \text{ J}; \quad L_{u1-2} = 6,48 \cdot 10^5 \text{ J.}$$

Zadanie 3-2. Zależność ciśnienia od objętości określa równanie $PV^2 = \text{idem}$. Początkowe ciśnienie i objętość gazu w cylindrze wynoszą odpowiednio: $p_1 = 0,2$ MPa, $V_1 = 1,5$ m³. W końcu sprężania ciśnienie wynosiło $p_2 = 2,0$ MPa. Obliczyć pracę absolutną, techniczną i użyteczną przemiany, gdy ciśnienie otoczenia wynosi 740 mm Hg.

Odpowiedź:

$$L_{1-2} = -6,5 \cdot 10^5 \text{ J};$$

$$L_{t1-2} = -13 \cdot 10^5 \text{ J};$$

$$L_{u1-2} = -5,46 \cdot 10^5 \text{ J.}$$

^{*)} Do pracy napędowej można wliczać także pracę sił tarcia w mechanizmach napędowych, która nie jest przekazana czynnikowi w postaci ciepła.

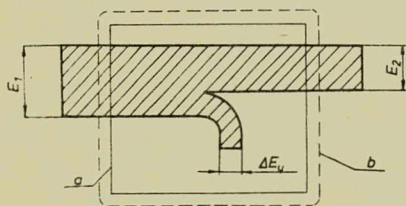
4. BILANS ENERGII

Równania bilansu energii wynikają z zasady zachowania energii. Definicje tej zasady spotykane w podręcznikach, są nieraz w brzmieniu różne, lecz jednoznaczne pod względem logicznym. Jedną z takich wypowiedzi jest: energia układu odosobnionego jest stała, przy czym „odosobnionego” należy rozumieć „nie wymieniającego energii z otoczeniem”. Dla wyodrębnienia układu z otoczenia wprowadzamy pojęcie osłony bilansowej. Ciała znajdujące się wewnątrz osłony są układem, zewnątrz otoczeniem. Osłona bilansowa jest powierzchnią zamkniętą i pomyślaną. Nie wprowadza więc żadnych zmian ani ograniczeń w przebiegu zjawisk.

Jeżeli układ wymienia z otoczeniem energię, to przyrost energii ΔE_u tego układu w czasie trwania zjawiska można wyliczyć z następującego równania bilansu energii

$$\Delta E_u = E_1 - E_2, \quad (4-1)$$

w którym E_1^* - tzw. „energia doprowadzona do układu,
 E_2 - „energia odprowadzona z układu.



Rys. 4-1. Bilans energetyczny wg Sankeya: a - bilansowany układ, b - osłona bilansowa

Graficznie równanie (4-1) można przedstawić wykreślnie wg Sankeya w postaci najogólniejszej (rys. 4-1).

Najczęściej stosowanym w technice sposobem doprowadzenia i odprowadzenia energii jest przekazywanie energii rurociągiem wraz z czynnikiem, przewodami elektrycznymi, drągiem tłokowym lub wałem oraz poprzez grzanie lub chłodzenie.

Dla układu, którego model przedstawiono na rys. 4-2 energię doprowadzoną można wyrazić wzorem

$$E_1 = E_{r1} + L_z + Q_z, \quad (4-2)$$

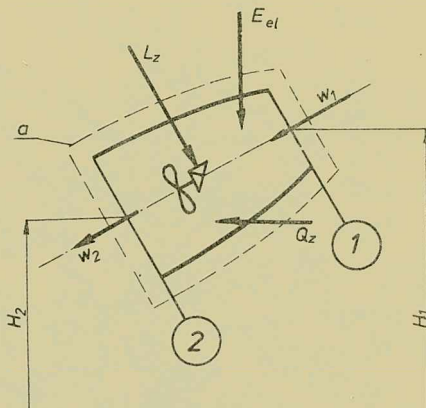
^{*}) E_1 oraz E_2 są wielkościami fizycznymi dodatnimi. Można zapisać $E_1 = \sum \Delta E_1$, tj. „energia doprowadzona” jest sumą dodatnich przyrostów energii układu, analogicznie $E_2 = \sum \Delta E_2$.

w którym E_{r1} - energia dostarczona do układu wraz z czynnikiem wpływającym z prędkością w_1 na wysokości H_1 ,

E_{el} - energia dostarczona za pomocą prądu elektrycznego,

L_z - przekazana do układu praca zewnętrzna,

Q_z - przekazane z zewnątrz do układu ciepło.



Zgodnie z ilustracją przedstawioną na rys. 4-2 w zakres energii odprowadzonej wchodzi energia E_{r2} , przekazana do otoczenia układu wraz z wpływającym czynnikiem:

Rys. 4-2. Model układu do bilansowania energii, a - osłona bilansowa

$$E_2 = E_{r2}.$$

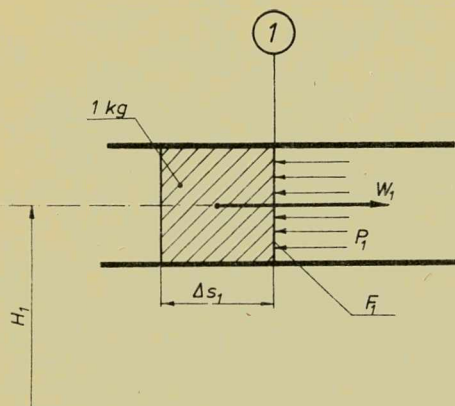
(4-3)

Jeżeli ciepło, praca i energia elektryczna są przekazywane w kierunku przeciwnym jak to pokazano na rys. 4-2, to wchodzą one w zakres energii odprowadzonej E_2 . Kierunek przekazywania energii, ciepła lub pracy decyduje o tym, czy wchodzą one w zakres E_1 bądź E_2 .

Przekazywanie energii rurociągiem jest powszechnie stosowanym sposobem doprowadzenia lub odprowadzenia energii z układu.

Odbywa się to w następujący sposób. Jeżeli ilość czynnika wpływającego do układu jest m , to ilość dostarczonej z tym czynnikiem energii jest do tej ilości proporcjonalna; mówimy, że energia jest addytywna $E_r = m e_r$. Kilogram czynnika, który wpływa do układu na względnej wysokości H i z prędkością w , wnosi ze sobą energię e_r . Wnosi energię kinetyczną $1 \text{ kg} \cdot w^2/2$ oraz względną energię potencjalną $1 \text{ kg} \cdot g \cdot H$. Aby przekazać czynnik przez przekrój F , w którym panuje ciśnienie P , należy go przesunąć o Δs (por. rys. 4-3), czyli należy wykonać pracę tłoczenia $PF \Delta s = P \cdot V$. Kilogram czynnika wnosi ze sobą wreszcie energię związaną ze stanem mikrodrobin ciała, ich ruchem^{*)}, tzw. energię wewnętrzną u , czy

^{*)} Ruchem tzw. mikroskopowym, chodzi przede wszystkim o energię mechaniczną tego ruchu.



Rys. 4-3. Przekazywanie energii rurociągiem

Entalpia jest także znamieniem stanu, gdyż zarówno u , jak i P oraz v są znamionami stanu.

Równanie

$$i = u + Pv \quad (4-7)$$

nosi nazwę równania definicyjnego entalpii. Można napisać, że

$$e_r = i + \frac{w^2}{2} + gH, \quad (4-8)$$

a przy spełnionych warunkach (4-5)

$$E_r \approx m \cdot i = I. \quad (4-9)$$

Energia dostarczona rurociągiem wraz z czynnikiem jest w przybliżeniu równa entalpii tego czynnika.

Przyrost energii E_u układu można obliczyć w sposób następujący: jeśli na początku trwania zjawiska energia układu miała wartość E_{up} , a na końcu E_{uk} , to przyrost energii układu można wyrazić wzorem:

$$\Delta E_u = E_{uk} - E_{up}. \quad (4-10)$$

Do obliczenia energii układu posłużymy się modelem (rys. 4-4), który dla większości przypadków spotykanych w technice jest modelem wystarcza-

li entermię

$$e_r = u + Pv + \frac{w^2}{2} + gH. \quad (4-4)$$

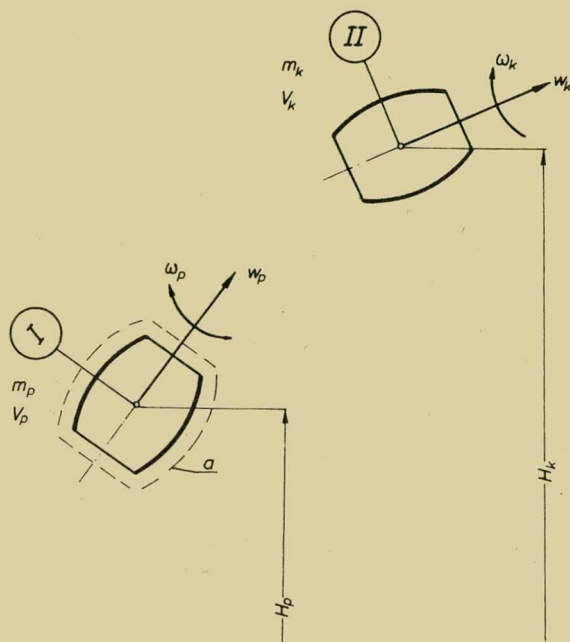
W dużej liczbie przypadków spotykanych w technice, gdy $w < 50 \text{ m/s}$ oraz względna wysokość $H < 50 \text{ m}$ mamy

$$\frac{w^2}{2} + gH \ll u + Pv, \quad (4-5)$$

czyli

$$e_r \approx u + Pv. \quad (4-6)$$

W termodynamice, w obliczeniach, spotyka się często sumę $u + Pv$ i z tego względu oznaczono ją oddzielnym symbolem i i nazwano entalpią.



Rys. 4-4. Model układu będącego w ruchu: I - położenie układu na początku zjawiska, II - położenie układu w końcu zjawiska, a - osłona bilansowa

jako ogólnym. Rozpatrujemy tam układ, który podczas trwania zjawiska zmienia swoje położenie od I do II, prędkość, masę i energię wewnętrzną.

Oznaczając:

w_p, w_k - prędkość ruchu postępowego układu (początkowa i końcowa),

ω_p, ω_k - prędkość ruchu obrotowego układu (początkowa i końcowa),

H_p, H_k - wysokość położenia środka ciężkości układu (początkowa i końcowa),

U_p, U_k - energia wewnętrzna - entermia układu (początkowa i końcowa),

m_p, m_k - masa układu (początkowa i końcowa),

wtedy energię układu na końcu zjawiska obliczymy z następującego równania:

$$E_{uk} = \frac{m_k w_k^2}{2} + \frac{D_u \omega_k^2}{2} + m g H_k + U_k, \quad (4-11)$$

w którym D_u - moment bezwładności całego układu względem osi obrotu,

g - przyspieszenie ziemskie.

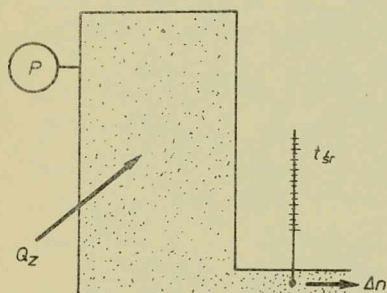
W podobny sposób można obliczyć energię początkową układu E_{up} , a odejmując ją od końcowej energii układu, przy założeniu często spotykanym

w technice: $m_p = m_k = m$, otrzymamy:

$$\Delta E_u = \frac{m}{2} (w_k^2 - w_p^2) + \frac{D}{2} (\omega_k^2 - \omega_p^2) + mg(H_k - H_p) + U_k - U_p. \quad (4-12)$$

W równaniu (4-12) przyrost energii układu jest przedstawiony jako suma czterech przyrostów poszczególnych postaci energii: kinetycznej ruchu postępowego, kinetycznej ruchu obrotowego, względnej energii potencjalnej i energii wewnętrznej układu.

Przykład 4-1. Wskutek ogrzania dwuatomowego gazu doskonałego w zbiorniku (rys. 4-5) o objętości $8,315 \text{ m}^3$ ciśnienie tego gazu wzrosło z $p_p = 0,3 \text{ MPa}$ do $p_k = 0,32 \text{ MPa}$. Jednocześnie ze zbiornika wypłynęła pewna ilość gazu o średniej temperaturze 715 K . Obliczyć ilość gazu Δn kmol, która opuściła zbiornik, jeśli udzielone ciepło $Q_z = 840 \text{ kJ}$.



W rozważanym przypadku $E_1 = Q_z$ oraz $E_2 = E_{r2}$, więc na podstawie równania (4-1) można przyrost energii określić zależnością:

$$\Delta E_u = Q_z - E_{r2}.$$

Pomijając energię kinetyczną wypływającego gazu można, wykorzystując równanie (4-8) podać zależność

Rys. 4-5. Zbiornik otwarty wypełniony gazem

$$E_{r2} = I + \Delta n M g H,$$

w której $\Delta n = n_p - n_k$ - ilość wypływającego ze zbiornika gazu; stąd

$$\Delta E_u = Q_z - I - \Delta n M g H. \quad (a)$$

Wykorzystując równanie (4-11) do obliczenia energii układu na końcu i na początku zjawiska dla rozważanego przypadku można ΔE_u określić zależnością:

$$\Delta E_u = n_k M g H - n_p M g H + U_k - U_p,$$

lub

$$\Delta E_u = -\Delta n M g H + M c_v \left(n_k T_k - n_p T_p \right). \quad (b)^{**})$$

Ponieważ równania (a) i (b) mają lewe strony równe, więc

$$\Delta n M g H + M c_v \left(n_k T_k - n_p T_p \right) = Q_z - I - \Delta n M g H,$$

stąd

^{**)} Zgodnie z równaniem (7-12) dla gazu doskonałego $u = c_v T$.

$$Mc_v (n_k T_k - n_p T_p) = Q_z - I.$$

Z równania Clapeyrona, dla stałej objętości zbiornika, wynika:

$$n_k T_k = \frac{P_k V}{8315},$$

$$n_p T_p = \frac{P_p V}{8315},$$

czyli

$$I = Q_z - Mc_v \frac{V}{8315} (P_k - P_p);$$

Entalpię gazu opuszczającego zbiornik można określić zależnością

$$I = \Delta n Mc_p T_{sr},$$

stąd

$$\Delta n = \frac{1}{Mc_p T_{sr}} \left[Q_z - Mc_v \frac{V}{8315} (P_k - P_p) \right];$$

wstawiając dane liczbowe:

$$\Delta n = \frac{1}{4,2 \cdot 7 \cdot 715} \left[840 - 4,2 \frac{8,315}{8315} (0,32 - 0,3) \cdot 10^6 \right] = 0,2 \text{ kmol}.$$

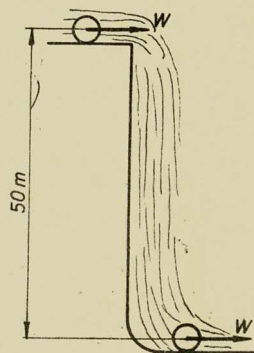
Zadanie 4-1. Woda dopływa i odpływa z wodospadu (rys. 4-6) z tą samą prędkością. Obliczyć przyrost temperatury tej wody, jeśli wysokość spadania $\Delta H = 50$ m. Wskutek krótkiego czasu spadania ciepło przekazane do otoczenia jest bliskie zeru. Ciepło właściwe wody $c = 4,187 \text{ kJ/(kg}\cdot\text{K)}$.

Uwaga: porównaj zależność (7-27).

Odpowiedź: $\Delta t = 0,12 \text{ K}$.

Zadanie 4-2. Do idealnie szczelnej turbiny dopływa 100 t/h pary o właściwej entalpii na dolocie $i_1 = 3550 \text{ kJ/kg}$, a na wylocie $i_2 = 2380 \text{ kJ/kg}$. Turbina znajduje się w ruchu dłuższy czas, ma stałe obroty i ustalone temperatury. Obliczyć moc tej turbiny, jeśli jest ona doskonale izolowana.

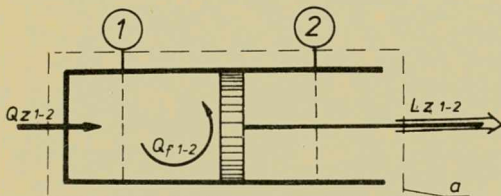
Odpowiedź: $N = 32,5 \text{ MW}$.



Rys. 4-6. Model wodospadu

5. PIERWSZA ZASADA TERMODYNAMIKI (I z.t)

W cylindrze znajduje się gaz, który odbywa dowolną przemianę. Podczas przesunięcia 1-2 zostało udzielone gazowi z zewnątrz ciepło Q_{z1-2} i jednocześnie gaz wykonał pracę zewnętrzną L_{z1-2} . Bilans energii układu przedstawiono na rys. 5-1.



Rys. 5-1. Układ gaz - cylinder - tłok,
a - osłona bilansowa

W rozpatrywanym przypadku $E_1 = Q_{z1-2}$ $E_2 = L_{z1-2}$ więc na podstawie równania (4-1) możemy napisać

$$\Delta E_u = Q_{z1-2} - L_{z1-2}, \quad (5-1)$$

a na podstawie równania (4-12) przy quasi-statycznym (prawie statycznym) ruchu tłoka:

$$\Delta E_u = U_k - U_p, \quad (5-2)$$

co przy nie zmienionej energii ścian cylindra i tłoka daje

$$U_k - U_p = U_2 - U_1, \quad (5-3)$$

w którym U_2 - jest energią wewnętrzną (entermią) gazu w końcu przemiany,
 U_1 - energią wewnętrzną gazu na początku.

Z połączenia równań (5-1), (5-2) i (5-3) otrzymujemy równanie algebraiczne

$$Q_{z1-2} = U_2 - U_1 + L_{z1-2}, \quad (5-4)$$

które nosi nazwę równania pierwszej zasady termodynamiki, zapisanego za pomocą ciepła zewnętrznego i pracy zewnętrznej. Jeżeli w układzie przedstawionym na rys. 5-1 występuje tarcie, to słuszne jest równanie

$$Q_{f1-2} = L_{f1-2}. \quad (5-5)$$

Praca na pokonanie sił tarcia podczas przesunięcia 1-2 jest równa ciepłu tarcia. Jeżeli równanie (5-5) dodamy obustronnie do równania (5-4), to otrzymamy:

$$Q_{z1-2} + Q_{f1-2} = U_2 - U_1 + L_{z1-2} + L_{f1-2}. \quad (5-6)$$

Sumę ciepła przekazanego do gazu z zewnątrz i ciepła powstałego wewnątrz układu, na skutek tarcia i przejętego przez gaz, nazywamy ciepłem przemiany i oznaczamy symbolem Q_{1-2} . Suma $L_{f1-2} + L_{fs-2}$, zgodnie z równaniem (3-9), jest równa pracy absolutnej przemiany L_{1-2} , czyli równanie (5-6) przyjmie formę

$$Q_{1-2} = U_2 - U_1 + L_{1-2}, \quad (5-7)$$

najczęściej używanej pierwszej postaci równania I z.t. Jeżeli pracę absolutną wyrazimy na podstawie równania (3-10)

$$L_{1-2} = L_{t1-2} + P_2 V_2 - P_1 V_1 \quad (5-8)$$

i wstawimy do (5-7), to otrzymamy

$$Q_{1-2} = U_2 + P_2 V_2 - U_1 - P_1 V_1 + L_{t1-2}, \quad (5-9)$$

co można zapisać

$$Q_{1-2} = I_2 - I_1 + L_{t1-2}. \quad (5-10)$$

Równanie to nosi nazwę drugiej postaci równania I z.t.

Równanie I z.t. (5-7) oraz (5-10) dadzą się zapisać w postaci różniczkowej:

$$dQ = dU + dL, \quad (5-11)$$

$$dQ = dI + dL_t, \quad (5-12)$$

przy czym dQ , dL i dL_t - wyrażenia różniczkowe służące do obliczenia odpowiednio - ciepła, pracy absolutnej i pracy technicznej (np. $dL = PdV$, a $dL_t = -VdP$, dU i dI są odpowiednio różniczkami energii wewnętrznej i entalpii^{*)}).

Ciepło, praca i energia wewnętrzna są ze sobą powiązane równaniem I z.t. Energia jest właściwością materii. Energia wewnętrzna zależy więc tylko od stanu substancji, a jej zmiany zależą tylko od zmiany stanów skrajnych. Ciepło i praca zależą nie tylko od zmiany stanów skrajnych substancji, ale również od drogi, według której stany się zmieniają, czyli od przemiany. Ciepło i praca nie są więc energią, lecz jej zmianami części-

^{*)} $\int_1^2 dU = U_2 - U_1$, natomiast $\int_1^2 dL = L_{1-2}$; bliższe wiadomości o zastosowaniu wyrażen różniczkowych do zapisów I z.t. oraz innych ujęć tego aspektu [7, 9, 15].

wymi (składnikowymi). Praca poprzez działanie siłami, a ciepło działaniem różnicy temperatur lub innym o takim samym skutku [15]. Suma zmian składnikowych energii wewnętrznej od przemiany nie zależy.

Według Gumińskiego^{x)} energia wewnętrzna ciała zmienia się na sposób pracy i ciepła. Ciepło i praca są więc wg niego sposobami zmiany energii wewnętrznej^{xx)}.

Przykład 5-1. Obliczyć przyrost energii wewnętrznej (entermii) czynnika znajdującego się w cylindrze, jeśli wykonana przez ten czynnik praca zewnętrzna wynosi 3000 kJ, a jednocześnie z zewnątrz przekazano czynnikowi ciepło 2000 kJ

$$Q_{z1-2} = U_2 - U_1 + L_{z1-2},$$

$$U = Q_{z1-2} - L_{z1-2},$$

$$U = 2000 - 3000 = -1000 \text{ kJ}.$$

Zadanie 5-1. W pionowym cylindrze, z ruchomym tłokiem, obciążonym stałym ciężarem, ogrzewany gaz zwiększył swoją objętość z $V_1 = 1 \text{ m}^3$ do $V_2 = 1,5 \text{ m}^3$. Ciśnienie manometryczne gazu wynosi $p = 0,2 \text{ MPa}$. Przyrost energii wewnętrznej wyniósł $U = 3000 \text{ kJ}$. Obliczyć ciepło Q_{1-2} przemiany, jeśli ciśnienie otoczenia wynosiło $p_0 = 0,1 \text{ MPa}$.
Odpowiedź: 4500 kJ.

6. CIEPŁO WŁAŚCIWE (POJEMNOŚĆ CIEPLNA WŁAŚCIWA)

Jako wzór definicyjny ciepła właściwego można uważać wzór określający średnie ciepło właściwe c_{1-2} przemiany między jej stanami krańcowymi 1-2

$$c_{1-2} = \frac{q_{1-2}}{\Delta T}. \quad (6-1)$$

Zgodnie z równaniem (6-1) średnie ciepło właściwe przemiany jest to stosunek jednostkowego ciepła q_{1-2} dowolnej przemiany do przyrostu ΔT temperatury czynnika termodynamicznego (rys. 6-1).

Jeżeli w przemianie obierzemy dowolny stan z i rozpatrzemy zjawisko, w którym stany krańcowe będą się zbliżały do stanu z , to zarówno jednostkowe ciepło przemiany, jak i przyrost temperatury będą dążyły do zera, ich stosunek zaś będzie dążył do granicy, którą nazywamy ciepłem wła-

^{x)} K. Gumiński, Termodynamika, PWN, Warszawa 1974.

^{xx)} Statystyczna interpretacja ciepła i pracy [4].

ściwym c przemiany w dowolnym stanie z

$$c = \lim_{T \rightarrow 0} \frac{q_{1-2}}{\Delta T} = \frac{dq}{dT}, \quad (6-2)$$

W literaturze dla wybranych przemian termodynamicznych i czynników, ciepło właściwe podaje się w postaci wzorów lub tabel (zarówno c , jak i c_{0-t}). Dla gazów doskonałych są to liczby wyliczone z teoretycznych zależności, dla gazów i ciał rzeczywistych podane na podstawie przeprowadzonych eksperymentów.

Wprowadzone pojęcie ciepła właściwego umożliwia obliczenia ciepła przemiany za pomocą tabel i wzorów określających ciepło właściwe.

Na podstawie wzoru (6-2) piszemy wzór ogólny ciepła przemiany^{*)}

$$Q_{1-2} = \int_1^2 m c dT. \quad (6-3)$$

Ciepło przemiany można również obliczyć korzystając ze wzoru (6-1)

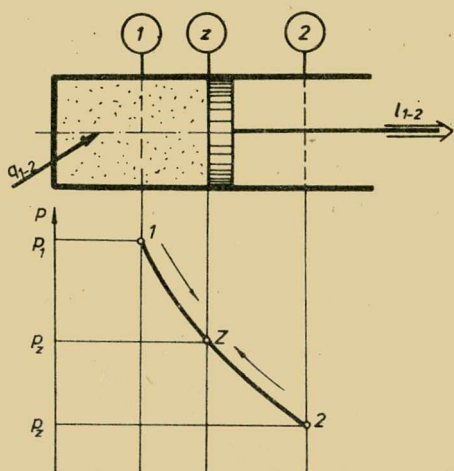
$$Q_{1-2} = mc_{1-2} (T_2 - T_1), \quad (6-4)$$

Lecz bezpośrednie korzystanie z tego wzoru przy niestałym cieple właściwym jest utrudnione ze względu na to, że wartości średniego ciepła właściwego, nawet dla wybranej przemiany, nie można tabelaryzować z powodu zmienności stanów krańcowych 1-2. Szczególną rolę w obliczeniach odgrywa ciepło właściwe przemiany izochorycznej c_v oraz izobarycznej c_p i one zwykle są podawane w literaturze dla różnych gazów w postaci wzorów i tabel.

Ciepła właściwe różnych przemian, które zachodzą bądź w ciałach stałych, bądź w cieczach są liczbowo bardzo zbliżone, ze względu na to, że wszy-

^{*)} W tym ujęciu dq jest wyrażeniem różniczkowym przystosowanym do dowolnej przemiany. Brak odnośnika przy symbolu c oznacza, że chodzi o ciepło właściwe dowolnej przemiany.

^{**)} Wzory (6-3) i (6-4) przyjmują wartość nie oznaczoną dla przemiany izotermicznej (o stałej temperaturze T czynnika).



Rys. 6-1. Przemiana o stanach skrajnych dążących do stanu z

stkie te przemiany są przemianami prawie izochorycznymi z powodu bardzo małej rozszerzalności termicznej tych ciał. To jest powodem, że dla danego ciała stałego lub cieczy w tabelach jest podana tylko jedna wartość ciepła właściwego bez względu na rodzaj realizowanej przemiany bądź uwzględnia się tylko wpływ temperatury.

Iloczyn ciepła właściwego przez liczbę molową $M \cdot c$ nosi nazwę ciepła właściwego molowego lub kilomolowego w $J/(kmol \cdot K)$.

6.1. Gazy doskonałe

Gaz doskonały spełnia równanie stanu Clapeyrona, ciepło właściwe tego gazu jest stałe dla stałej objętości $c_v = \text{idem}$.

Z teorii kinetycznej gazów wynika, że przy stałej objętości podwyższenie temperatury 1 kmola gazu doskonałego o 1 K wymaga zwiększenia energii kinetycznej cząstek o $MR/2$ na każdy stopień swobody ruchu translacyjnego i rotacyjnego cząstek. Dla gazu doskonałego (a także półdoskonałego) $M c_p - M c_v = MR$, co dalej jest wyjaśnione. Własności te zilustrowano w podanej tabeli 6-1.

T a b e l a 6-1

Ciepło właściwe molowe przemiany izochorycznej
i izobarycznej ($M c_p$) gazu doskonałego oraz wykładnik adiabaty^{*})

Gaz	Stopnie swobody ruchu		Mc_v	Mc_p	$k = \frac{Mc_p}{Mc_v}$
	translacyjnego	rotacyjnego	$\frac{kJ}{kmol \cdot K}$		
jednoatomowy	3	0	12,5	20,7	1,667
dwuatomowy	3	2	20,7	29,0	1,400
trzyatomowy i o większej liczbie atomów	3	3	24,9	33,2	1,333

^{*}) Stosunek $c_p/c_v = k$ nosi nazwę wykładnika adiabaty, gdyż występuje w równaniu adiabaty jako wykładnik potęgowy - patrz rozdz. 8.4.1.

Dla gazów doskonałych zarówno c_v , jak i c_p są stałe.

6.2. Gazy półdoskonałe

Gaz półdoskonały spełnia równanie stanu Clapeyrona, a ciepło właściwe przemiany izochorycznej tego gazu jest funkcją tylko temperatury. Funk-

cja ta jest podawana jako

$$c_v = f(T) \quad \text{lub} \quad c_v = \varphi(t), \quad (6-5)$$

zwykle jako wzór aproksymacyjny w postaci wielomianu

$$c_v = \alpha' + \beta'T + \gamma'T^2 + \dots, \quad (6-6)$$

lub

$$c_v = \alpha + \beta t + \gamma t^2 + \dots \quad (6-7)$$

Ponieważ dla gazu półdoskonałego $c_p - c_v = R$, więc c_p jest funkcją tylko temperatury dla tego gazu

$$c_p = \alpha'' + \beta t + \gamma t^2 + \dots, \quad (6-8)$$

przy czym

$$\alpha'' = \alpha + R.$$

W literaturze ciepło właściwe gazów półdoskonałych jest podane dla przemiany izochorycznej w postaci wzorów (6-5), (6-6), (6-7) dla różnych gazów, albo jest podane tylko zestawienie współczynników α, β, γ albo α', β', γ' ; dla przemiany izobarycznej natomiast w postaci wzoru (6-8) bądź współczynników α'', β, γ .

Wstawiając do wzoru (6-3) za c równanie (6-7) obliczymy ciepło q_{v1-2} przemiany izochorycznej (rys. 6-2). Wstawiając za c równanie (6-8) obliczymy ciepło q_{p1-2} przemiany izobarycznej

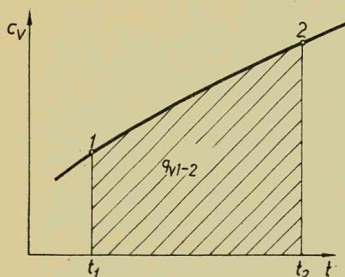
$$q_{v1-2} = \int_{t_1}^t (\alpha + \beta t + \gamma t^2 + \dots) dt. \quad (6-9)$$

W obliczeniach praktycznych często posługujemy się średnim ciepłem właściwym przemiany izochorycznej (lub izobarycznej), gdy jeden ze stanów jest umownym stanem określonym, a drugi - dowolnym stanem zmiennym.

W określonym stanie temperatura gazu najczęściej jest równa 0°C , a w stanie dowolnym wynosi t . Średnie ciepło właściwe takiej przemiany zapisuje się jako $c_{v,0-t}$ lub $c_v \Big|_0^t$. Zgodnie z równaniem (6-1)

$$c_v \Big|_0^t = \frac{q_{v,0-t}}{t - 0} = \frac{q_{v,0-t}}{t}, \quad (6-10)$$

korzystając ze wzoru (6-9)



Rys. 6-2. Ciepło q_{v1-2} przemiany izochorycznej gazu półdoskonałego

$$c_v \Big|_0^t = \int_0^t \frac{(\alpha + \beta t + \gamma t^2 + \dots) dt}{t} \quad (6-11)$$

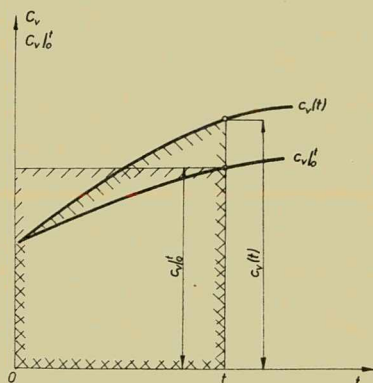
Rozwiązując równanie (6-1) otrzymamy:

$$c_v \Big|_0^t = \alpha + \frac{\beta}{2} t = \frac{\gamma}{3} t^2 + \dots \quad (6-12)$$

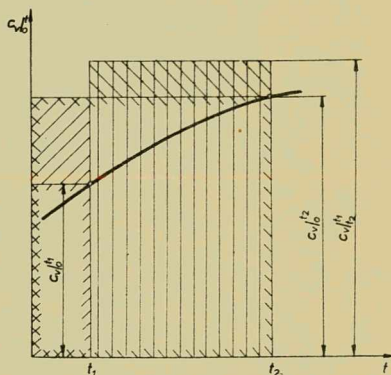
Średnie ciepło właściwe przemiany izochorycznej w granicach od 0 do t jest funkcją temperatury (rys. 6-3). Funkcję tę można napisać za pomocą równania (6-12) znając dla danego gazu współczynniki α , β , γ .

Korzystając ze wzoru (6-12) obliczamy ciepło, jakie należy przekazać gazowi półdoskonałemu, by podgrzać go od temperatury 0°C do dowolnej temperatury t

$$q_{vot} = c_v \Big|_0^t \cdot t. \quad (6-13)$$



Rys. 6-3. Zależność od temperatury c_v i $c_v \Big|_0^t$ dla gazu półdoskonałego,
 $\text{[cross-hatched area]} = \text{[diagonal lines area]} = q_{vo-t}$



Rys. 6-4. Graficzne określenie średniego ciepła właściwego $c_v \Big|_{t_1}^{t_2}$
 $\text{[diagonal lines]} = \text{[cross-hatched area]} ; \text{[horizontal lines]} - q_{vo-t_1},$
 $\text{[vertical lines]} - q_{vo-t_2}, \text{[diagonal lines]} - q_{v1-2}$

Rzadko się zdarza, aby gaz był ogrzewany od temperatury 0°C , częściej gaz jest ogrzewany od dowolnej temperatury t_1 do dowolnej temperatury t_2 , czyli zgodnie z równaniem (6-1)

$$q_{v1-2} = c_{v1-2} (t_2 - t_1). \quad (6-14)$$

W celu obliczenia q_{v1-2} należy znać średnie ciepło właściwe c_{v1-2} przemiany izochorycznej między dowolnymi stanami 1-2, zapisywane także symbolem $c_v \Big|_{t_1}^{t_2}$. Za pomocą $c_v \Big|_0^t$ można obliczyć $c_v \Big|_{t_1}^{t_2}$. Proces ogrzewania w stałej objętości gazu półdoskonałego od temperatury t_1 do temperatury t_2 można rozpatrywać jako proces złożony z dwu procesów ogrzewania tego wzoru:

a) od temperatury 0°C do temperatury t_1 , wtedy

$$q_{v,0-t_1} = c_v \Big|_0^{t_1} \cdot t_1,$$

b) od temperatury 0°C do temperatury t_2 , wtedy

$$q_{v,0-t_2} = c_v \Big|_0^{t_2} \cdot t_2.$$

Ciepło użyte na podgrzanie gazu od temperatury t_1 do temperatury t_2 będzie różnicą dla omawianych dwu procesów

$$q_{v,1-2} = q_{v,0-t_2} - q_{v,0-t_1}, \quad (6-15)$$

czyli

$$q_{v,1-2} = c_v \Big|_0^{t_2} \cdot t_2 - c_v \Big|_0^{t_1} \cdot t_1 \quad (6-16)$$

Zgodnie z równaniem (6-1) wstawiając za q_{1-2} ciepło $q_{v,1-2}$ z równania (6-16) otrzymamy

$$c_v \Big|_{t_1}^{t_2} = \frac{c_v \Big|_0^{t_2} \cdot t_2 - c_v \Big|_0^{t_1} \cdot t_1}{t_2 - t_1}. \quad (6-17)$$

Jak wynika z rys. 6-4 $c_v \Big|_{t_1}^{t_2} > c_v \Big|_0^{t_2}$. Znajomość tej nierówności może być wykorzystana jako sprawdzian obliczeń szczegółowych.

Przykład 6-1. W zamkniętej butli tlenowej o pojemności 50 l wskutek ogrzania ciśnienie absolutne tlenu wzrosło od $p_1 = 7,0$ MPa do $p_2 = 9,5$ MPa. temperatura początkowa tlenu $t = 20^\circ\text{C}$. Obliczyć ciepło $Q_{v,1-2}$, jeśli $\alpha = 0,6603$, $\beta = 0,0001065$ kJ/(kg $^\circ\text{K}$).

Ilość tlenu w butli

$$p_1 V_1 = m_1 R T_1$$

$$R = \frac{8315}{32} = 260 \frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}}$$

$$m_1 = \frac{p_1 V_1}{R T_1} = \frac{70 \cdot 10^5 \cdot 0,050}{260 (273 + 30)} = 4,57 \text{ kg.}$$

Temperatura T_2 końcowa ($V = \text{idem}$)

$$T_2 = T_1 \frac{p_2}{p_1} = 273 + 20 \frac{95}{70} = 533 \text{ K}$$

$$t_2 = 533 - 273 = 260^\circ\text{C}$$

Średnie ciepło właściwe

$$c_v \Big|_0^{t_2} = 0,6603 + 0,000165 \cdot 260 = 0,6878 \text{ kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K}),$$

$$c_v \Big|_0^{t_1} = 0,6603 + 0,000165 \cdot 20 = 0,6622 \text{ kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K}),$$

$$c_v \Big|_{t_1}^{t_2} = \frac{c_v \Big|_0^{t_2} \cdot t_2 - c_v \Big|_0^{t_1} \cdot t_1}{t_2 - t_1} = \frac{0,6878 \cdot 260 - 0,6622 \cdot 20}{260 - 20} = 0,69 \text{ kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K}).$$

Ciepło przemiany

$$Q_{v,1-2} = mc_v \Big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1) = 4,57 \cdot 0,69 (260 - 20) = 757 \text{ kJ}$$

Zadanie 6-1. W cylindrze pod ruchomym tłokiem obciążonym stałym ciężarem azot ma ciśnienie absolutne 0,2 MPa. Przez ogrzanie objętość azotu wzrasta od $V_1 = 0,25$ m 3 do $V_2 = 0,35$ m 3 . Temperatura początkowa azotu $t_1 = 20^\circ\text{C}$. Obliczyć ciepło przemiany izobarycznej $Q_{p,1-2}$, jeśli dla azotu $\alpha'' = 1,0241$, $\beta = 0,00008856$ kJ/(kg $\cdot\text{K}$).

Odpowiedź: $Q_{p1-2} = 70 \text{ kJ}$.

7. ENERGIA WEWNĘTRZNA (ENTERMIA), ENTALPIA
ORAZ ZALEŻNOŚCI POMIĘDZY c_p I c_v

Energia wewnętrzna termodynamicznego czynnika jest jego znamieniem stanu. Jest więc ściśle określona dla danego ciała, gdy jest podany zupełny układ parametrów stanu.

Gas doskonały i półdoskonały. Dla gazu doskonałego i półdoskonałego

$$U = U(P, T, m), \quad (7-1)$$

co dla 1 kg ciała

$$u = u(P, T) \quad (7-2)$$

albo

$$u = u(T, v). \quad (7-3)$$

Różniczkując równanie (7-3)

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv. \quad (7-4)$$

Pierwsza zasada termodynamiki w postaci różniczkowej w odniesieniu do 1 kg ciała ma postać

$$dq = du + Pd v. \quad (7-5)$$

Wstawiając za du równanie (7-4) i sumując wyrazy z dv otrzymamy

$$dq = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + P \right] dv. \quad (7-6)$$

Dzieląc obie strony (7-6) przez dT i wstawiając za $\dot{dq}/dT$ ciepło właściwe c przemiany otrzymujemy

$$c = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + P \right] \frac{dv}{dT}, \quad (7-7)$$

dla przemiany izochorycznej $v = \text{idem}$, $c = c_v$ i równanie (7-7) przyjmie postać

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v. \quad (7-8)$$

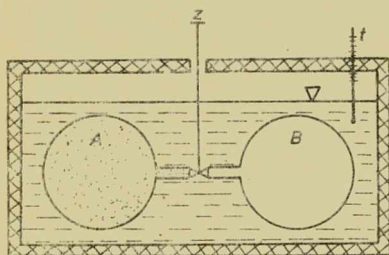
Równanie to posłuży do określenia energii wewnętrznej gazu doskonałego i półdoskonałego.

Całkując (7-6) otrzymamy:

$$u = \int c_v dT + f(v). \quad (7-9)$$

Na podstawie doświadczenia Gay-Lussaca i Joule'a przeprowadzonego dla powietrza w warunkach, w których jest ono bardzo zbliżone do gazu doskonałego i półdoskonałego, tzn. spełnia dość

dokładnie równanie Clapeyrona, można stwierdzić, że energia wewnętrzna gazu nie zależy od objętości (rys. 7-1).



Rys. 7-1. Schemat urządzenia Gay-Lussaca i Joule'a

Przebieg doświadczenia: W naczyniu A znajduje się gaz, a w naczyniu B natomiast, połączonym z naczyniem A rurociągiem z zaworem Z, jest próżnia. Oba naczynia są zanurzone w wodnym kalorymtrze; po otwarciu zaworu Z gaz zwiększy swoją objętość, zajmując objętość obu naczyń. Termometr zanurzony w wodzie nie wykazuje zmian

temperatury, co oznacza, że energia kalorymetru nie ulega zmianie, a więc i energia wewnętrzna gazu pozostała taka sama, pomimo że jego objętość się zmieniła. Ponieważ u nie zależy od v , więc w równaniu (7-9) funkcja $f(v)$ przyjmie wartość stałej całkowania u_0 .

$$u = \int c_v dT + u_0. \quad (7-10)$$

Z wzoru (7-10) widać, że energia wewnętrzna gazu doskonałego i półdoskonałego jest funkcją tylko temperatury. Stała u_0 oznacza bezwzględną wartość energii wewnętrznej gazu w umownym stanie odniesienia. W obliczeniach technicznych posługujemy się energią wewnętrzną względną, obliczoną dla założenia, że $T = 0$, $U = 0$, wtedy wzór na względną energię wewnętrzną gazu doskonałego i półdoskonałego przyjmie postać

$$u = \int_0^T c_v dT. \quad (7-11)$$

Ponieważ dla gazów doskonałych $c_v = \text{const}$, więc

$$u = c_v T. \quad (7-12)$$

Wykorzystując wzór (7-7) do przemiany izobarycznej i wstawiając do niego zależność (7-8) otrzymujemy:

$$c_p = c_v + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + P \right] \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P. \quad (7-13)$$

Ponieważ dla gazu doskonałego i półdoskonałego

$$v = \frac{RT}{P}, \quad (7-14)$$

więc przy stałym ciśnieniu

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P = \frac{R}{P}. \quad (7-15)$$

Jednocześnie na podstawie doświadczenia Gay-Lussaca i Joule'a, wiadomo, że w stałej temperaturze w kalorymetrze, a więc i stałej temperaturze gazu

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T = 0. \quad (7-16)$$

Wykorzystując (7-16) i (7-15) w równaniu (7-13) otrzymamy, że różnica ciepła właściwego przemiany izobarycznej i izochorycznej jest stała

$$c_p - c_v = R. \quad (7-18)$$

Zgodnie z równaniem definicyjnym entalpia dla każdego czynnika termodynamicznego

$$i = u + Pv. \quad (7-19)$$

Dla gazu doskonałego $u = c_v T$, a $Pv = RT$, więc

$$i = (c_v + R) T, \quad (7-20)$$

czyli dla gazu doskonałego wzór na entalpię przyjmie postać

$$i = c_p T. \quad (7-21)^*)$$

*) W przypadku stosowania innego niż OK poziomu odniesienia dla względnej energii wewnętrznej i entalpii należy przeprowadzić korektę stałej, u_0 całkowania. Jest to wymagane jeżeli posługujemy się energią wewnętrzną i entalpią łącznie. Przyjmując względny poziom odniesienia 0°C dla entalpii gazu doskonałego, względną energią wewnętrzną należy liczyć ze wzoru

$$u = c_v t - 273,15 R \quad (a)$$

Przykład 7-1. Obliczyć właściwą energię wewnętrzną i entalpię dwutlenku węgla o temperaturze 500 °C, traktowanego jako gaz doskonały. Dwutlenek węgla jest gazem trójatomowym i zgodnie z tabelą 6-1

$$Mc_v = 24,9 \text{ kJ}/(\text{kmol} \cdot \text{K})$$

$$c_v = \frac{Mc_v}{M} = \frac{24,9}{44} = 0,71 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K}),$$

$$Mc_p - Mc_v = MR = 8,315 \text{ kJ}/(\text{kmol} \cdot \text{K}),$$

$$Mc_p = 24,9 + 8,315 = 33,2 \text{ kJ}/(\text{kmol} \cdot \text{K}),$$

$$c_p = \frac{Mc_p}{M} = \frac{33,2}{44} = 0,76 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K}),$$

$$u = c_v T = 0,71 \cdot 500 = 355 \text{ kJ/kg},$$

$$i = c_p T = 0,76 \cdot 500 = 380 \text{ kJ/kg}.$$

Ciecze i ciała stałe. Dla cieczy i ciał stałych wobec niewielkiej rozszerzalności objętościowej ciepło właściwe przy stałej objętości praktycznie nie różni się od ciepła właściwego przy stałym ciśnieniu, czyli

$$c_v \approx c_p = c(t). \quad (7-22)$$

Zgodnie z równaniem (6-1)

$$q_{1-2} = c \int_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1). \quad (7-23)$$

Stosując równanie I z.t. dla tych ciał, o objętości $v = \text{idem}$ otrzymany (ponieważ $l_{1-2} = 0$), że

$$q_{1-2} = u_2 - u_1. \quad (7-24)$$

Z równania (7-23) i (7-24) wynika

$$u_2 - u_1 = c \int_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1). \quad (7-25)$$

Przyjmując wartość względnej energii wewnętrznej w stanie 1 o umownej temperaturze $t_1 = 0$ °C jako równą $u_1 = 0$, dla dowolnego stanu 2 o temperaturze $t_2 = t$, możemy napisać wzór określający względną energię wewnętrzną ciał stałych i cieczy

$$u = c \int_0^t \cdot t. \quad (7-26)$$

Pomijając zmienność ciepła właściwego wraz z temperaturą, co można uczynić w przypadku mniej dokładnych obliczeń bądź, gdy zmiany temperatur czynnika nie są znaczne, posługujemy się przybliżonym wzorem na energię wewnętrzną (entermię) ciał stałych i cieczy

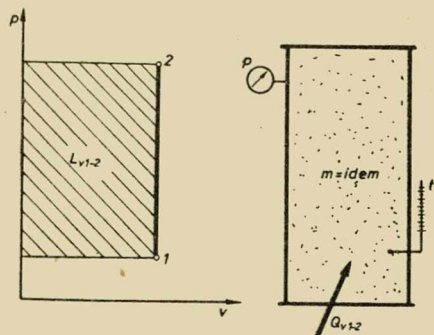
$$u = c \cdot t. \quad (7-27)$$

8. PRZEMIANY CHARAKTERYSTYCZNE

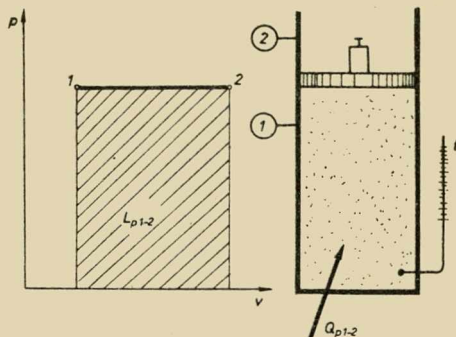
Z niezliczonej liczby zbiorów przemian wyodrębniamy tzw. przemiany charakterystyczne. Zajmiemy się odwzorowaniem tych przemian w układzie parametrów stanu oraz obliczeniem pracy absolutnej, technicznej i ciepła tych przemian.

8.1. Przemiana izochoryczna ($V = \text{idem}$)

Linie odwzorowującą przemianę izochoryczną w zupełnym układzie parametrów stanu nazywamy izochorą (rys. 8-1).



Rys. 8-1. Przemiana izochoryczna w układzie P-V



Rys. 8-2. Przemiana izobaryczna w układzie P-V

Praca absolutna przemiany:

$$L_{v1-2} = \int_1^2 P dV = 0 \quad (8-1)$$

Praca techniczna przemiany

$$L_{tv1-2} = - \int_1^2 V dP = V (P_1 - P_2). \quad (8-2)$$

Ciepło przemiany izochorycznej: na podstawie równania I z.t wyniesie

$$Q_{v1-2} = U_2 - U_1, \quad (8-3)$$

a ze wzoru (6-3)

$$Q_{v1-2} = \int_1^2 m \cdot c_v \cdot dT. \quad (8-4)$$

8.2. Przemiana izobaryczna (P = idem)

Przemianę izobaryczną możemy zrealizować np. w cylindrze z ruchomym tłokiem (rys. 8-2). Obciążnik jest dobrany tak, by wywarł żądane ciśnienie P w cylindrze. Na skutek ogrzewania objętość gazu wzrasta od V_1 do V_2 , a temperatura od t_1 do t_2 . Wykonana przez gaz praca absolutna wynosi L_{P1-2} , ciepło przemiany Q_{P1-2} , praca techniczna L_{tP1-2}

$$L_{P1-2} = \int_1^2 P dV = P(V_2 - V_1), \quad (8-5)$$

$$L_{tP1-2} = - \int_1^2 V dP = 0, \quad (8-6)$$

Ciepło przemiany izobarycznej na podstawie równania I z.t wyniesie

$$Q_{P1-2} = I_2 - I_1, \quad (8-7)$$

a ze wzoru (6-3)

$$Q_{P1-2} = \int_1^2 mc_p dT. \quad (8-8)$$

8.3. Przemiana izotermiczna (T = idem)

Jeżeli gaz zwiększa swoją objętość, a chcemy, aby jego temperatura pozostała nie zmieniona, to należy go odpowiednio dogrzewać.

Podczas przemiany izotermicznej (rys. 8-3) zostaje wykonana praca absolutna L_{T1-2} oraz przekazane ciepło Q_{T1-2} , praca techniczna przemiany wynosi L_{tT1-2} .

1. Praca absolutna L_{T1-2} przemiany izotermicznej

$$L_{T1-2} = \int_1^2 P dV \quad (8-9)$$

Do rozwiązania całki należy znaleźć zależność $P = P(V)$ dla $T = \text{idem}$. W tym celu przyjmuje się, że mamy do czynienia z gazem doskonałym lub półdoskonałym, dla którego

$$PV = m RT. \quad (8-10)$$

W przypadku gdy T jest stałe oraz stałe są m i R , wówczas

$$PV = \text{idem}. \quad (8-11)$$

Ze wzoru (8-11) wynika, że Rys. 8.3. Przemiana izotermiczna w układzie P-V izoterma w układzie P-V jest przedstawiona równoboczną hiperbolą. Wstawiając $P = \text{idem}/V$ do (8-9) otrzymamy

$$L_{T1-2} = \text{idem} \int_1^2 \frac{dV}{V}. \quad (8-12)$$

Wstawiając $\text{idem} = P_1 V_1 = P_2 V_2$ piszemy

$$L_{T1-2} = P_1 V_1 \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (8-13)$$

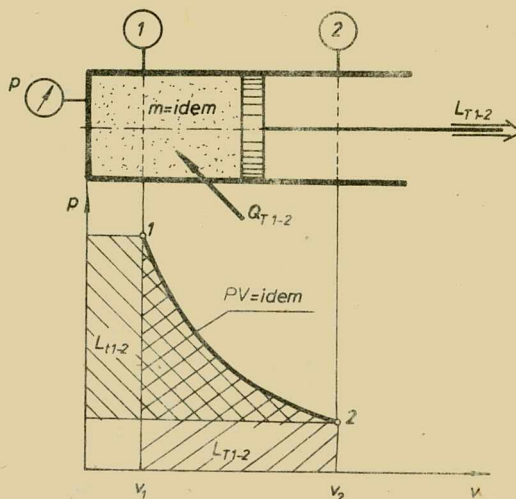
lub

$$L_{T1-2} = P_1 V_1 \ln \frac{P_1}{P_2}. \quad (8-14)$$

Praca techniczna L_{tT1-2} przemiany izotermicznej. Ponieważ $V = \text{idem}/P$, co wynika z (8-11), więc

$$L_{tT1-2} = - \int_1^2 V dP = -\text{idem} \int_1^2 \frac{dP}{P}, \quad (8-15)$$

czyli



$$L_{T1-2} = P_1 V_1 \ln \frac{P_1}{P_2}. \quad (8-16)$$

Z porównania (8-14) i (8-16) wynika, że dla przemiany izotermicznej gazu doskonałego i półdoskonałego $L_{T1-2} = L_{tT1-2}$, praca absolutna równa się pracy technicznej przemiany.

3. Ciepło przemiany izotermicznej. Stosując równanie I z.t dla wymiennej przemiany:

$$Q_{T1-2} = U_2 - U_1 + L_{T1-2}. \quad (8-17)$$

Dla gazów doskonałych i półdoskonałych $U = U(T)$, czyli dla stałej temperatury $U_2 - U_1 = 0$, a wtedy (8-17) przyjmie postać

$$Q_{T1-2} = L_{T1-2} = P_1 V_1 \ln \frac{P_1}{P_2}. \quad (8-18)$$

Licząc ciepło przemiany izotermicznej ze wzoru (6-3), używając ciepła właściwego, otrzymujemy symbol nie oznaczony, gdyż ciepło właściwe przemiany izotermicznej jest zgodnie ze wzorem (6-1) nieskończenie wielkie $c_T = \infty$.

8.4. Przemiana adiabatyczna

Dla przemiany adiabatycznej beztarciowej

$$q_{1-2} = 0; \quad dq = 0.$$

Odwzorowanie przemiany adiabatycznej. Stosując I z.t dla adiabaty

$$0 = du + Pdv. \quad (8-19)$$

Przyjmijmy, że mamy do czynienia z gazem doskonałym i półdoskonałym (rys. 8-4). Różniczkując równanie $Pv = RT$ (równanie Clapeyrona) otrzymamy:

$$dT = \frac{1}{R} (Pdv + vdP). \quad (8-20)$$

Wstawiając (8-20) do (8-19) i korzystając z tego, że $du = c_v dT$, otrzymamy:

$$0 = c_v \frac{1}{R} (Pdv + vdP) + Pdv, \quad (8-21)$$

co po przekształceniu daje

$$0 = \left(\frac{c_v}{R} + 1 \right) Pdv + \frac{c_v}{R} vdP, \quad (8-22)$$

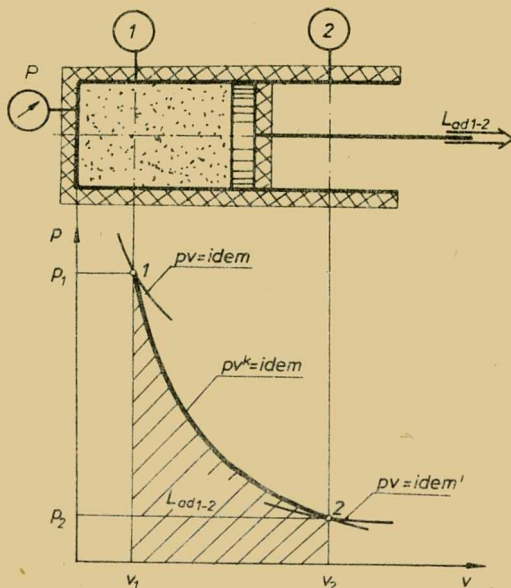
czyli

$$0 = (c_v + R) P dv + c_v v dP, \quad (8-23)$$

Dzieląc obustronnie (8-23) przez iloczyn Pv oraz korzystając z tego, że $c_v + R = c_p$:

$$0 = \frac{c_p}{c_v} \cdot \frac{dv}{v} + \frac{dP}{P}. \quad (8-24)$$

Równanie (8-24) podaje związek w różniczkowej postaci między P i v dla beztarciowej przemiany adiabatycznej gazów doskonałych i półdoskonałych. Oznaczając stosunek c_p/c_v jako k , całkując równanie (8-24) dochodzimy, w przypadku $k = \text{idem}$ dla gazów doskonałych, do zależności



Rys. 8-4. Przemiana adiabatyczna w układzie P-V

$$Pv^k = \text{idem} \quad (8-25)$$

lub

$$Pv^k = \text{idem}', \quad (8-26)$$

Równania (8-25) oraz (8-26) noszą nazwę równań adiabaty gazu doskonałego, a współczynnik k wykładnika adiabaty.

Sprawdzenie całkowania:

Logarytmując równanie (8-25) otrzymamy

$$\ln P + k \ln v = \text{idem} \quad (8-27)$$

i różniczkując to równanie dojdziemy do równania w postaci, równoznacznej z równaniem (8-24)

$$\frac{dP}{P} + k \frac{dv}{v} = 0. \quad (8-28)$$

Praca absolutna przemiany adiabatycznej. Z równania adiabaty możemy napisać

$$P = \frac{\text{idem}}{V^k} \quad (8-29)$$

i wstawiając równanie (8-29) za P do wzoru ogólnego na pracę otrzymamy

$$L_{ad1-2} = \int_1^2 \frac{\text{idem}}{V^k}, \quad (8-30)$$

czyli

$$L_{ad1-2} = \frac{\text{idem}}{1-k} \left(V_2^{1-k} - V_1^{1-k} \right). \quad (8-31)$$

Ponieważ

$$\text{idem} = P_1 V_1^k - P_2 V_2^k, \quad (8-32)$$

więc mnożąc odpowiednio wyrażenie w nawiasie równania (8-31) przez idem otrzymamy wzór na absolutną pracę przemiany adiabatycznej gazu doskonałego

$$L_{ad1-2} = \frac{1}{k-1} (P_1 V_1 - P_2 V_2). \quad (8-33)$$

Korzystając z równania adiabaty i równania Clapeyrona można sprowadzić równanie (8-33) do postaci

$$L_{ad1-2} = \frac{m R}{k-1} (T_1 - T_2) \quad (8-34)$$

lub

$$L_{ad1-2} = \frac{P_1 V_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right], \quad (8-35)$$

które to postacie mają zastosowanie do rozwiązywania zadań.

Praca techniczna przemiany adiabatycznej. Pierwiastkując równanie adiabaty w stopniu k otrzymamy

$$\frac{1}{P^k V} = \text{idem}, \quad (8-36)$$

czyli

$$V = \frac{\text{idem}}{P^k}, \quad (8-37)$$

stąd

$$L_{t \text{ ad}1-2} = - \int_1^2 V dP = - \int_1^2 \frac{\text{idem}}{P^k} dP. \quad (8-38)$$

Wykonując całkowanie otrzymujemy

$$L_{t \text{ ad}1-2} = \frac{\text{idem}}{1 - \frac{1}{k}} \left(P_1^1 - \frac{1}{k} - P_2^1 - \frac{1}{k} \right). \quad (8-39)$$

Mnożąc odpowiednio wyrażenie w nawiasie prawej strony równania (8-39) przez

$$\text{idem} = P_1^{\frac{1}{k}} V_1 = P_2^{\frac{1}{k}} V_2$$

otrzymamy wzór na pracę techniczną przemiany adiabatycznej

$$L_{t \text{ ad}1-2} = \frac{k}{k-1} (P_1 V_1 - P_2 V_2). \quad (8-40)$$

Porównując (8-33) z (8-40) możemy napisać, że

$$L_{t \text{ ad}1-2} = k L_{\text{ad}1-2}. \quad (8-41)$$

Ciepło właściwe przemiany adiabatycznej zgodnie ze wzorem (6-1) jest równe zeru

$$c_{\text{ad}} = \frac{0}{T_2 - T_1} = 0. \quad (8-42)$$

8.5. Przemiana politropowa

Przemianą politropową nazywamy taką przemianę, dla której zależność P od V da się przedstawić za pomocą równania

$$PV^n = \text{idem}, \quad (8-43)$$

dla $n = \text{idem}$ (dowolna stała od $-\infty$ do $+\infty$).

Praca absolutna przemiany

$$L_{n1-2} = \int_1^2 P dV = \int_1^2 \frac{\text{idem}}{V^n} dV. \quad (8-44)$$

Wykonując całkowanie otrzymamy

$$L_{n1-2} = \frac{\text{idem}}{1-n} \left(v_2^{1-n} - v_1^{1-n} \right). \quad (8-45)$$

Ponieważ

$$\text{idem} = P_1 v_1^n = P_2 v_2^n, \quad (8-46)$$

więc mnożąc odpowiednio przez idem równanie (8-45) otrzymamy zmieniając kolejność wyrazów w mianowniku pierwszego czynnika prawej strony, wzór na pracę absolutną przemiany politropowej

$$L_{n1-2} = \frac{1}{n-1} \left(P_1 v_1 - P_2 v_2 \right). \quad (8-47)$$

Równanie (8-47) można przedstawić także w innych postaciach przydatnych do rozwiązywania zadań:

$$L_{n1-2} = \frac{m R}{n-1} (T_1 - T_2), \quad (8-48)$$

$$L_{n1-2} = \frac{P_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right], \quad (8-49)$$

$$L_{n1-2} = \frac{P_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right]. \quad (8-50)$$

Praca techniczna przemiany. Pierwiastkując w stopniu n równanie (8-45) otrzymamy

$$v = \frac{\text{idem}}{\frac{1}{P^n}}. \quad (8-51)$$

Dla przemiany politropowej

$$L_{t \ n1-2} = - \int_1^2 \frac{\text{idem}}{\frac{1}{P^n}} dP. \quad (8-52)$$

Wykonując całkowanie otrzymamy

$$L_{t \ n1-2} = \frac{\text{idem}}{1 - \frac{1}{n}} \left(P_1^{1 - \frac{1}{n}} - P_2^{1 - \frac{1}{n}} \right), \quad (8-53)$$

w którym

$$\text{idem} = P_1^{\frac{1}{n}} V_1 = P_2^{\frac{1}{n}} V_2. \quad (8-54)$$

Wykonując odpowiednio mnożenie przez idem i dokonując przekształcenia otrzymamy wzór na pracę techniczną przemiany politropowej

$$L_{t \ n1-2} = \frac{n}{n-1} (P_1 V_1 - P_2 V_2). \quad (8-55)$$

Porównując (8-55) z (8-47) otrzymamy związek między pracą absolutną i techniczną przemiany politropowej:

$$L_{t \ n1-2} = n L_{n1-2}. \quad (8-56)$$

Ciepło właściwe c_n przemiany. Zgodnie z równaniem (6-2) przystosowanym do przemiany politropowej i równaniem I z.t

$$c_n dT = du + P dv. \quad (8-57)$$

Zakładając, że mamy do czynienia z gazem doskonałym i półdoskonałym, dla których $du = c_v dT$, otrzymamy

$$c_n dT = c_v dT + P dv, \quad (8-58)$$

co da się przekształcić na

$$0 = (c_v - c_n) dT + P dv. \quad (8-59)$$

Różniczkując równanie Clapeyrona

$$P dv + v dP = R dT \quad (8-60)$$

i wykorzystując to równanie w (8-59) otrzymamy

$$0 = (c_v - c_n) (P dv + v dP) \frac{1}{R} + P dv, \quad (8-61)$$

co po przekształceniu przyjmie postać

$$0 = \frac{c_v - c_n}{R} v dP + \left(\frac{c_v - c_n}{R} + 1 \right) P dv. \quad (8-62)$$

Równanie (8-62) można przekształcić wykorzystując zależność

$$c_v + R = c_p \quad (8-63)$$

do postaci

$$0 = v dP + \frac{c_p - c_n}{c_v - c_n} P dv. \quad (8-64)$$

Dzieląc (8-64) przez iloczyn Pv sprowadzimy je do postaci różniczkowego związku między P i v

$$\frac{c_p - c_n}{c_v - c_n} \frac{dv}{v} + \frac{dP}{P} = 0, \quad (8-65)$$

który po scałkowaniu, gdy $(c_p - c_n)/(c_v - c_n)$ nie jest funkcją V lub P przyjmie postać

$$\frac{c_p - c_n}{c_v - c_n} Pv^n = \text{idem}. \quad (8-66)$$

Ponieważ dla przemiany politropowej

$$Pv^n = \text{idem}, \quad (8-67)$$

więc

$$\frac{c_p - c_n}{c_v - c_n} = n, \quad (8-68)$$

a stąd otrzymany po przekształceniach wzór określający ciepło właściwe przemiany politropowej

$$c_n = \frac{c_p - nc_v}{1 - n}, \quad (8-69)$$

co da się sprowadzić do postaci

$$c_n = c_v \frac{k - n}{1 - n}. \quad (8-70)$$

Ze wzoru (8-70) wynika, że ciepło właściwe przemiany politropowej gazu doskonałego, dla którego c_v i k są stałe, także jest stałe, dla gazu półdoskonałego zaś ciepło właściwe przemiany politropowej jest funkcją tylko temperatury. Analizując sposób wyprowadzenia wzorów określających średnie ciepło właściwe przemiany izochorycznej i izobarycznej gazu półdoskonałego (omawiane w rozdziale 6.2) można stwierdzić, że wzory (6-16) i (6-17) słuszne są także dla przemiany politropowej tego gazu. Można je więc stosować pisząc odnośniki n zamiast v , np. c_n zamiast c_v itp.

Ciepło Q_{n1-2} przemiany. Korzystając z I z.t dla przemiany politropowej

$$Q_{n1-2} = U_2 - U_1 + L_{n1-2} \quad (8-71)$$

lub

$$Q_{n1-2} = I_2 - I_1 + L_{t\ n1-2} \quad (8-72)$$

albo korzystając ze wzoru określającego ciepło właściwe przemiany

$$Q_{n1-2} = \int_1^2 mc_n dT. \quad (8-73)$$

8.5.1. Zestawienie wybranych przemian politropowych

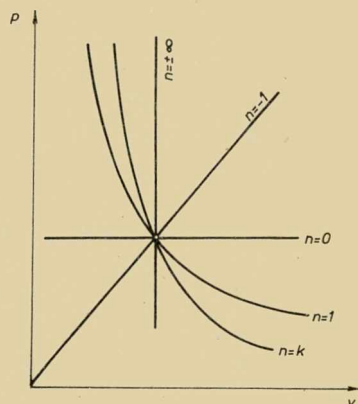
Przyjmując odpowiednie wartości wykładnika n politropy w równaniu (8-4) oraz we wzorze (8-70) określającym ciepło właściwe przemiany politropowej (rys. 8-5) otrzymamy dla:

$n = 0$, $P = \text{idem}$ - przemianę izobaryczną o ciepłe właściwym $c_n = c_p$,

$n = \pm\infty$, $V = \text{idem}$ - przemianę izochoryczną o ciepłe właściwym $c_n = c_v$,

$n = 1$, $PV = \text{idem}$ - przemianę izotermiczną gazu doskonałego i półdoskonałego o ciepłe właściwym $c_n = \infty$,

$n = k$, $PV^k = \text{idem}$ - przemianę adiabatyczną gazu doskonałego o ciepłe właściwym $c_n = 0$.



Rys. 8-5. Przebiegi przemian politropowych w układzie P-V

8.5.2. Wybrane zależności pomiędzy parametrami określającymi stany skrajne 1-2 dla przemian politropowych

Równanie politropy można wyrazić wzorem

$$PV^n = \text{idem} \quad (8-74)$$

bądź przedstawić, po wyrugowaniu objętości, za pomocą równania Clapeyrona

w postaci

$$TP^{\frac{1-n}{n}} = \text{idem}, \quad (8-75)$$

bądź zapisać jako

$$TV^{n-1} = \text{idem}, \quad (8-76)$$

gdy ciśnienie w równaniu (8-74) wyrazimy jako mRT/V .

Posługując się wymienionymi postaciami równania politropy dla stanów skrajnych 1 i 2 przemiany, otrzymamy następujące zależności przydatne w dalszych wywodach i w rozwiązywaniu zadań

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{1-n}{n}}, \quad (8-77)$$

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{n-1}, \quad (8-78)$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{n}{n-1}}, \quad (8-79)$$

$$\frac{V_2}{V_1} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{\frac{n}{n-1}}. \quad (8-80)$$

Przykład 8-1. W cylindrze rozprężarki znajduje się azot pod nadciśnieniem 4,9 MPa i o temperaturze 600 K. Na skutek ekspansji politropowej o wykładniku $n = 2$ objętość azotu wzrosła od $V_1 = 0,1 \text{ m}^3$ do $V_2 = 0,2 \text{ m}^3$. Obliczyć pracę absolutną i techniczną przemiany, ciepło właściwe i ciepło przemiany. Ciśnienie otoczenia 0,1 MPa.

Ilość gazu

$$P_1 V_1 = n \cdot 8315 \cdot T_1,$$

$$n = \frac{(4,9 + 0,1) \cdot 10^6 \cdot 0,1}{8315 \cdot 600} = 1 \text{ kmol}.$$

Temperatura T_2 końcowa ze wzoru (8-78)

$$T_2 = T_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{n-1} = 600 \left(\frac{0,1}{0,2} \right)^{2-1} = 300 \text{ K}$$

Praca absolutna przemiany politropowej

$$L_{n1-2} = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right]$$

$$L_{n1-2} = \frac{5,0 \cdot 10^6 \cdot 0,1}{2-1} \left[1 - \left(\frac{0,1}{0,2} \right)^{2-1} \right] = 25 \cdot 10^4 \text{ J} = 250 \text{ kJ}$$

Praca techniczna przemiany politropowej, wzór (8-56)

$$L_{tn1-2} = n L_{n1-2},$$

$$L_{tn1-2} = 2 \cdot 250 = 500 \text{ kJ}$$

Ciepło właściwe (właściwa pojemność cieplna), - wzór (8-70). Z tabeli 6-1 dla azotu $k = 1,4$;

$$Mc_v = 20,7 \text{ kJ/kmol},$$

$$Mc_n = Mc_v \frac{k-n}{1-n} = 20,7 \cdot \frac{1,4-2}{1-2} = 12,56 \frac{\text{kJ}}{(\text{kmol} \cdot \text{grd})}.$$

Ciepło przemiany politropowej

$$Q_{n1-2} = n Mc_n (T_2 - T_1) = 1 \cdot 12,56 (300 - 600) = -3770 \text{ kJ}.$$

Przykład 8-2. Początkowy stan gazu w cylindrze jest określony parametrami $p_1 = 8,0 \text{ MPa}$, $T_1 = 1000 \text{ K}$, a stan końcowy ciśnieniem $p_2 = 1,0 \text{ MPa}$ i $T_2 = 300 \text{ K}$. Przyjmując, że ekspansja jest politropowa obliczyć wykładnik n politropy.

Dla politropy (8-77)

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1-n}{n}}$$

$$\log \frac{T_1}{T_2} = \frac{1-n}{n} \log \frac{p_2}{p_1},$$

po przekształceniu

$$n \left(\log \frac{T_1}{T_2} + \log \frac{p_2}{p_1} \right) = \log \frac{p_2}{p_1}$$

wykładnik politropy

$$n = \frac{\log \frac{p_2}{p_1}}{\log \frac{T_1}{T_2} + \log \frac{p_2}{p_1}}$$

$$n = \frac{\log \frac{1}{8}}{\log \frac{1000}{300} \cdot \frac{1}{8}} = \frac{-1 + 0,097}{-1 + 0,618} = 2,38.$$

Zadanie 8-1. Idealny silnik przepływowy pracuje zgodnie z przemianą politropową o wykładniku $n = 1,2$. Obliczyć natężenie przepływu pary traktowanej z przybliżeniem jako gaz doskonały i moc silnika, jeśli ciśnienie absolutne pary w rurociągu dolotowym $p_1 = 3,0 \text{ MPa}$, temperatura $T_1 = 800 \text{ K}$, ciśnienie w rurociągu wylotowym $p_2 = 0,5 \text{ MPa}$. Strumień ciepła przemiany $\dot{Q}_{n1-2} = 10\,000 \text{ W}$.

Odpowiedź: $\dot{m} = 34,8 \text{ kg/s}$ i $N = 1980 \text{ kW}$.

Zadanie 8-2. W cylindrze sprężarki odbywa się sprężanie adiabatyczne powietrza o temperaturze $t = 20^\circ \text{C}$ od $p_1 = p_0 = 0,1 \text{ MPa}$ do $p_2 = 1,0 \text{ MPa}$. Wydajność sprężarki $50 \text{ m}^3/\text{min}$. Obliczyć zapotrzebowanie mocy do napędu idealnej sprężarki i temperaturę sprężonego powietrza.

Odpowiedź: $N = 1360 \text{ kW}$, $T_2 = 550 \text{ K}$.

Zadanie 8-3. W cylindrze z ruchomym tłokiem znajduje się dwutlenek węgla w stanie gazowym pod nadciśnieniem $0,2 \text{ MPa}$. Objętość gazu wzrosła od $V_1 = 0,1 \text{ m}^3$ do $V_2 = 0,15 \text{ m}^3$. Obliczyć ciepło przemiany, jeśli $c_v = 0,6837 + 10,0002406 \cdot t \text{ kJ/kg}$; $T_1 = T_0 = 293 \text{ K}$.

Odpowiedź: $Q_{p1-2} = 68,1 \text{ kJ}$.

9. ENTROPIA

Pracę dowolnej przemiany (zarówno absolutną, jak i techniczną) można odwzorować w układzie parametrów stanu P - v (rys. 9-1) jako odpowiednie pole pod linią przemiany 1-2. Czy nie da się w podobny sposób odwzorować ciepła przemiany? Zakłada się, że istnieje para znamion ξ i η (rys. 9-2) tworząca układ odniesienia, w którym pole pod linią przemiany odwzorowanej w tym układzie jest ciepłem przemiany. Wyrażenie różniczkowe $\xi d\eta$ będzie wtedy służyło do obliczenia ciepła przemiany i będzie oznaczone przez dq . Różniczkowy zapis I z.t ma postać

$$dq = du + Pd v \quad (9-1)$$

i zgodnie z wymaganymi warunkami od znamion ξ i η

$$\xi d\eta = du + Pd v \quad (9-2)$$

dla gazu doskonałego i półdoskonałego $du = c_v dT$, a ciśnienie P da się wyrazić jako

$$P = \frac{RT}{v}, \quad (9-3)$$

otrzymamy więc

$$d\eta = c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v}, \quad (9-7)$$

co po scażkowaniu daje

$$\eta = c_v \ln T + R \ln v + \text{const.} \quad (9-8)$$

Funkcję η powszechnie w termodynamice oznacza się przez s i nazywa entropią właściwą, czyli otrzymany wzór określający entropię właściwą gazu doskonałego przyjmie postać

$$s = c_v \ln T + R \ln v + \text{const.} \quad (9-9)$$

Ze wzoru (9-9) wynika, że funkcja s jest określona dla określonego T i v , czyli entropia jest określona, gdy jest określony stan ciała; jest więc entropia także znamieniem stanu. Można dowieść, że funkcję s można przypisać nie tylko gazowi doskonałemu, ale także każdemu czynnikowi termodynamicznemu^{x)}.

Entropia jest znamieniem stanu każdego ciała. Aby obliczyć bezwzględną wartość liczbową entropii ze wzoru (9-9) należy znać wartość const. W technice posługujemy się wartością względną entropii. Przyjmujemy, że w umownym stanie o parametrach P_0 , T_0 , v_0 , entropia s_0 ma wartość równą zeru. Całkując równanie (9-7) w granicach od umownego stanu, w którym entropia ma wartość równą zeru, do dowolnego stanu o parametrach P , T , v , w którym entropia ma wartość s , otrzymamy

^{x)} Przytoczone określenie entropii dla gazu doskonałego przez doprowadzenie wyrażenia różniczkowego za pomocą czynnika całkującego do postaci różniczki, zaczerpnięto z wykładów prof. W. Wiśniowskiego, stosując pewne modyfikacje. Myśl wprowadzenia entropii przy poszukiwaniu czynnika całkującego dla wyrażenia różniczkowego $du + pdv$ należy właściwie do Zeunera (1866); jednak nie przeprowadził on dowodu na to, że czynnik taki istnieje dla dowolnej substancji. Dopiero Carateodory, Planck i Born przeprowadzili ścisły, pod względem matematycznym, dowód [4]. Po raz pierwszy pojęcie entropii zostało sformułowane przez Clausiusa w 1865 r. jako wynik rozważań nad odwracalnym i nieodwracalnym obiegiem dowolnego czynnika termodynamicznego. Rozpatrując całkę kołową, tzw. "całkę Clausiusa" $\oint dQ/T$ sformułowaną jeszcze w 1850 r., wykazuje Clausius, że wartość określonej całki $\int_1^2 dQ/T$ nie zależy od drogi całkowania. Istnieje więc dla każdego ciała funkcja S , której różnica $S_2 - S_1 = \int_1^2 dQ/T$.

Funkcja ta jest zależna tylko od stanu ciała, jest więc znamieniem stanu. Funkcję tę Clausius nazwał entropią.

$$s = c_v \ln \frac{T}{T_0} + R \ln \frac{v}{v_0}. \quad (9-10)$$

Ze wzoru (9-10) obliczymy wartość liczbową entropii, jeśli stan gazu doskonałego będzie określony przez T , v . Wzór ten można przystosować do przypadku, gdy stan ciała jest określony przez znamiona P , T , co uczynimy w sposób następujący: z równania Clapeyrona, dla stanu dowolnego o parametrach P , v , T i umownego P_0 , v_0 , T_0 , otrzymujemy

$$\frac{Pv}{P_0 v_0} = \frac{T}{T_0}, \quad (9-11)$$

a więc

$$\ln \frac{v}{v_0} = \ln \frac{T}{T_0} - \ln \frac{P}{P_0}, \quad (9-12)$$

wstawiając (9-12) do (9-10) i przekształcając otrzymamy

$$s = (c_v + R) \ln \frac{T}{T_0} - R \ln \frac{P}{P_0}. \quad (9-13)$$

Ponieważ $c_v + R = c_p$, więc ostatecznie wzór na entropię, gdy stan gazu doskonałego jest określony przez parametry P , T , przyjmie postać

$$s = c_p \ln \frac{T}{T_0} - R \ln \frac{P}{P_0}. \quad (9-14)$$

Stan gazu może być określony także przez parę parametrów P , v . Korzystając ze stosunku równania Clapeyrona określonego równaniem (9-11) i po zlogarytmowaniu otrzymamy

$$\ln \frac{T}{T_0} = \ln \frac{P}{P_0} + \ln \frac{v}{v_0}. \quad (9-15)$$

Wstawiając otrzymane wyrażenie do (9-10):

$$s = c_v \ln \frac{P}{P_0} + c_v \ln \frac{v}{v_0} + R \ln \frac{v}{v_0}, \quad (9-16)$$

biorąc $\ln v/v_0$ poza nawias otrzymamy wzór na entropię gazu doskonałego, gdy stan jest określony przez parametry P , v :

$$s = c_v \ln \frac{P}{P_0} + c_p \ln \frac{v}{v_0}. \quad (9-17)$$

Wykorzystując własności entropii można ciepło dowolnej przemiany wyrazić wzorem

$$Q_{1-2} = \int_1^2 T ds, \quad (9-18)$$

Ponieważ $S = ms$, więc można obliczyć ciepło przemiany za pomocą entropii właściwej (s)

$$Q_{1-2} = \int_1^2 m T ds, \quad (9-19)$$

Przykład 9-1. Obliczyć entropię właściwą azotu o ciśnieniu 0,5 MPa i temperaturze 650 K. Stan odniesienia entropii względnej $p_0 = 1000$ hPa, $T_0 = 273,2$ K.

Entropia względna - (9-14),

$$s = c_p \ln \frac{T}{T_0} - R \ln \frac{p}{p_0},$$

dla azotu

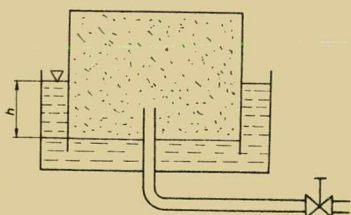
$$c_p = \frac{Mc_p}{M} = \frac{29,3}{28} = 1,045 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}},$$

$$R = \frac{MR}{M} = \frac{8,315}{28} = 0,297 \text{ kJ/kg},$$

$$s = 1,045 \ln \frac{650}{273,2} - 0,297 \ln \frac{0,5}{0,1} = 0,561 \text{ kJ/(kg K)}.$$

Zadanie 9-1. Obliczyć przyrost entropii tlenu znajdującego się w szczelnej butli tlenowej o pojemności 50 l, jeśli stan początkowy tlenu był określony parametrami stanu $p_1 = 8,0$ MPa, $T_1 = 300$ K. Ciśnienie na końcu $p_2 = 8,5$ MPa.

Odpowiedź: $S = 0,202$ kJ/K.



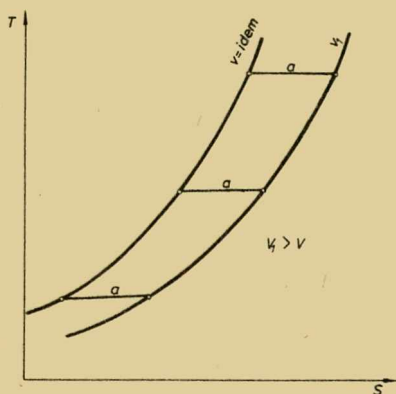
Rys. 9-3. Zbiornik gazu

Zadanie 9-2. Entropia gazowego metanu CH_4 znajdującego się w zbiorniku z ruchomym dzwonem (rys. 9-3) zmniejszyła się o $\Delta s = 0,405$ kJ/(kg·K). Ilość gazu nie zmieniła się. Jego temperatura początkowa $T_1 = 350$ K. Obliczyć procentowe zmniejszenie się objętości gazu w zbiorniku. Dane ciśnienie gazu $h = 1000$ mm H_2O . Ciśnienie otoczenia $p_0 = 1000$ hPa.

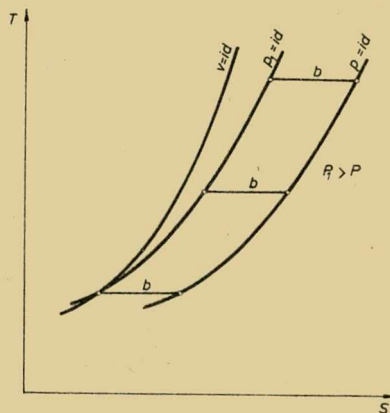
Odpowiedź: $\Delta v/v \cdot 100 = 17,2\%$.

10. ODWZOROWANIE PRZEMIAN CHARAKTERYSTYCZNYCH I CIEPŁA WŁAŚCIWEGO W UKŁADZIE T-s

Przemiana izochoryczna. Określić przebieg przemiany izochorycznej w układzie T-s, to znaczy znaleźć zależność T od s dla $v = \text{idem}$ (rys. 10-1).



Rys. 10-1. Przemiana izochoryczna w układzie T-s



Rys. 10-2. Przemiana izobaryczna w układzie T-s

W tym celu można posłużyć się równaniem (9-10). Dla $v = \text{idem}$ równanie to przyjmie postać:

$$s = c_v \ln T + \text{idem}, \quad (10-1)$$

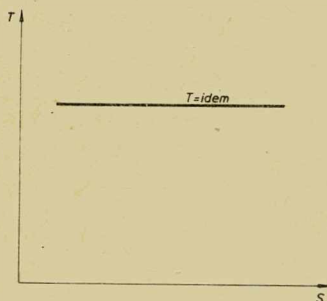
czyli w układzie T-s izochora dla gazu doskonałego jest linią wykładniczą. Wykreślając izochorę dla większej wartości właściwej objętości $v_1 > v$ wzrośnie w równaniu (10-1) wartość stałej idem do wartości $\text{idem}' > \text{idem}$; co świadczy o równoległym przesunięciu izochory $v_1 = \text{idem}$ w stosunku do $v = \text{idem}$.

Przemiana izobaryczna. Do wykreślenia przebiegu przemiany izobarycznej gazu doskonałego posłużymy się wzorem (9-14), który w przypadku stałego P przyjmie postać

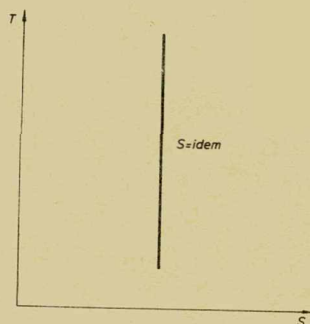
$$s = c_p \ln T + \text{idem}. \quad (10-2)$$

Z równania tego wynika, że izobara jest krzywą wykładniczą (rys. 10-2), tylko że o innym pochyleniu (stromości).

Wykreślając izobarę dla ciśnienia $P_1 > P$, należy uwzględnić, że stała idem ulegnie zmniejszeniu o wartość b . Izobara P_1 będzie więc także linią wykładniczą przesuniętą o wielkość odcinka b .



Rys. 10-3. Przemiana izotermiczna w układzie T-s



Rys. 10-4. Przemiana adiabatyczna i zentropowa w układzie T-s

Przemiana izotermiczna w układzie T-s (rys. 10-3) jest linią prostą o równaniu $T = \text{idem}$.

Przemiana adiabatyczna. Ciepło przemiany q_{1-2} złożone jest z dwu części: ciepła dostarczonego z zewnątrz q_{z1-2} oraz ciepła tarcia q_{f1-2} (por. rozdział 5). Przemiana adiabatyczna (rys. 10-4) odbywa się wtedy, gdy $q_{z1-2} = 0$. Ciepło przemiany adiabatycznej $q_{1-2} = 0$ jest wtedy równe zeru, gdy nie ma tarcia, czyli $q_{f1-2} = 0$. Rozpatrując przemianę adiabatyczną bez tarcia wiemy, że dla tej przemiany

$$Q_{ad1-2} = \int_1^2 TdS = 0, \quad (10-3)$$

czyli

$$TdS = 0. \quad (10-4)$$

Ponieważ zawsze $T > 0$, więc

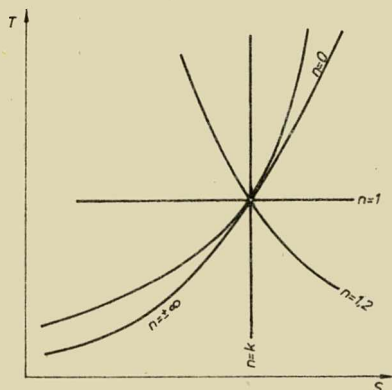
$$dS = 0, \quad (10-5)$$

a stąd

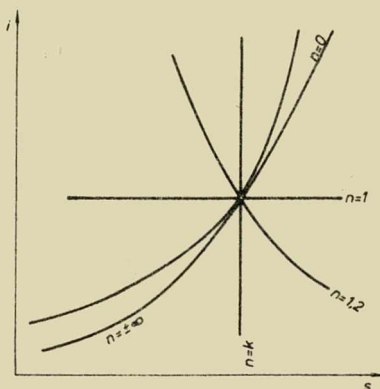
$$S = \text{idem}. \quad (10-6)$$

Przemiana adiabatyczna bez tarcia jest przemianą o stałej entropii, czyli izentropową.

Przemiana politropowa. Aby wykreślić przebieg przemiany politropowej (rys. 10-5) w układzie T-s, wykorzystamy znane przebiegi niektórych przemian charakterystycznych (por. 8.5).



Rys. 10-5. Przebiegi przemian politropowych w układzie T-s



Rys. 10-6. Przebiegi przemian charakterystycznych gazu doskonałego w układzie i-s

Wykreślenie przemian charakterystycznych gazu doskonałego w układzie i-s. Dla gazu doskonałego entalpia $i = c_p T$; w związku z tym można dla tego gazu układ T-s przekształcić w układ i-s mnożąc liczby na osi T przez wielkość ciepła właściwego c_p dla danego gazu. Tak więc izochora i izobara pozostaną liniami wykładniczymi o różnej stromości. Izoterma pokryje się z izentalpą. Izentropa pozostanie linią pionową (rys. 10-6).

Przykład 10-1. W cylindrze silnika ekspansja dwutlenku węgla CO_2 traktowanego z przybliżeniem jak gaz doskonały, przebiega wg równania politropy o wykładniku $n = 1,2$. Stan początkowy gazu określony przez $p_1 = 1,0 \text{ MPa}$, $T_1 = 700 \text{ K}$, $V_1 = 0,25 \text{ m}^3$. Temperatura gazu w stanie końcowym $T_2 = 350 \text{ K}$. Obliczyć przyrost ΔS entropii gazu, pracę absolutną i techniczną przemiany, ciepło przemiany oraz wykreślić orientacyjny przebieg tej politropy w układzie T-s, zaznaczając ciepło.

Dla dwutlenku węgla na podstawie tabeli 6-1

$$c_v = \frac{20,8}{44} = 0,475 \text{ kJ/(kg}\cdot\text{K)},$$

$$R = \frac{8,315}{44} = 0,189 \text{ kJ/(kg}\cdot\text{K)}.$$

Objętość V_2 na końcu przemiany

$$V_2 = V_1 \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{\frac{1}{n-1}} = 0,25 \left(\frac{700}{350} \right)^{\frac{1}{1,2-1}} = 8 \text{ m}^3.$$

Ilość gazu

$$m = \frac{P_1 V_1}{RT_1} = \frac{1,0 \cdot 10^6 \cdot 0,25}{189 \cdot 700} = 1,9 \text{ kg.}$$

Przyrost entropii wg równania (9-10)

$$S_2 - S_1 = m (s_2 - s_1) = m \left(c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \right),$$

$$S_2 - S_1 = 1,9 \left(0,475 \ln \frac{350}{700} + 0,189 \ln \frac{8}{0,25} \right) = 1,9 \cdot 0,323 = 0,612 \text{ kJ/K.}$$

Praca absolutna

$$L_{n1-2} = \frac{P_1 V_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{n-1} \right],$$

$$L_{n1-2} = \frac{1,0 \cdot 10^6 \cdot 0,25}{1,2-1} \left[1 - \left(\frac{0,25}{8} \right)^{1,2-1} \right] = 625000 \text{ J} = 625 \text{ kJ.}$$

Praca techniczna

$$L_{tn1-2} = n L_{n1-2} = 1,2 \cdot 625 = 750 \text{ kJ.}$$

Ciepło właściwe przemiany

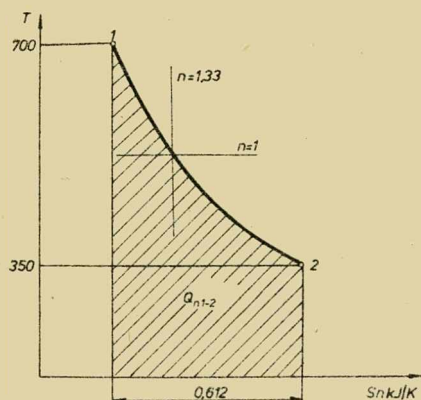
$$c_n = c_v \frac{n-k}{n-1} = 0,475 \frac{1,2-1,4}{1,2-1} = -0,475 \text{ kJ/(kg}\cdot\text{K)}.$$

Ciepło przemiany (rys. 10-7)

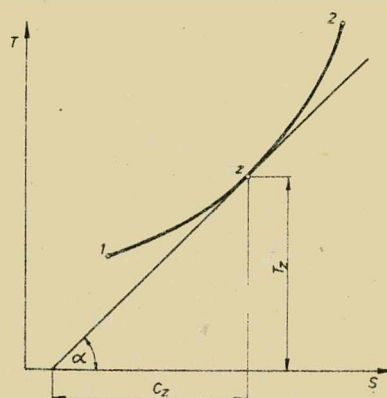
$$Q_{n1-2} = m c_n (T_2 - T_1) = 1,9 (-0,475)(350 - 700) = 315 \text{ kJ.}$$

Zadanie 10-1. Podczas izobarycznego przepływu gazowego amoniaku (NH_3) w rurociągu jego temperatura spada z 380 do 350 K. Amoniak traktować w przybliżeniu jak gaz doskonały. Obliczyć jednostkowe ciepło przemiany i odwzorować je w układzie T-s.

Zadanie 10-2. W cylindrze sprężarki amoniak odbywa przemianę politropową. Stan początkowy przemiany jest określony parametrami $p_1 = 0,2 \text{ MPa}$, $T_1 = 265 \text{ K}$, stan końcowy $p_2 = 1,5 \text{ MPa}$, $T_2 = 370 \text{ K}$. Obliczyć wykładnik n politropy i jednostkowe ciepło przemiany. Odwzorować przemianę i ciepło przemiany w układzie T-s. Amoniak traktować w przybliżeniu jak gaz doskonały.



Rys. 10-7. Przemiana politropowa o wykładniku $n = 1,33$



Rys. 10-8. Ciepło właściwe przemiany w danym jej stanie w układzie T-s

Odwzorowanie ciepła właściwego przemiany w układzie T-s

Zgodnie ze wzorem (6-2) w dowolnym stanie z

$$c_z = \left(\frac{dq}{dT} \right)_z, \quad (10-7)$$

zgodnie z równaniem (9-20)

$$dq = Tds, \quad (10-8)$$

czyli

$$c_z = T_z \frac{1}{\left(\frac{dT}{ds} \right)_z}. \quad (10-9)$$

Ponieważ $\tan \alpha = (dT/ds)_z$, więc ciepło właściwe dowolnej przemiany w dowolnym stanie z da się przedstawić w układzie T-s jako podstyczna dla stanu z na przemianie 1-2 (rys. 10-8).

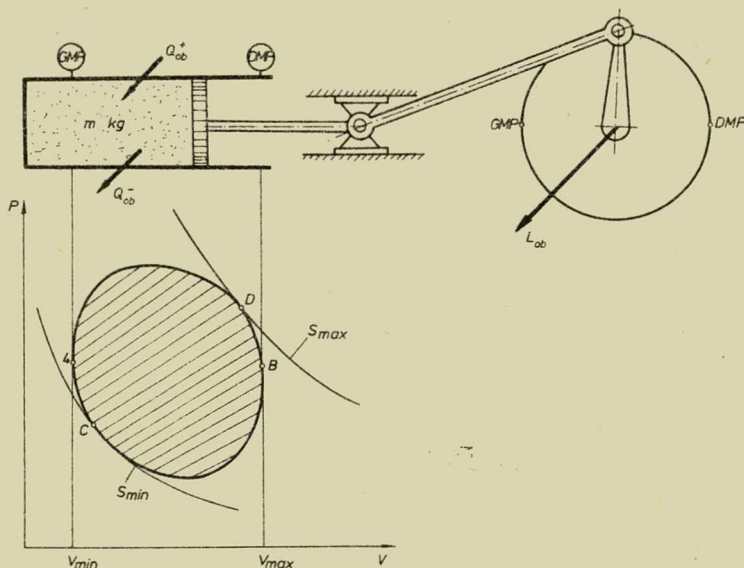
11. OBIEGI

Przemianę, w której stan końcowy pokrywa się z początkowym nazywamy obiegiem. Obrazem graficznym obiegu w układzie parametrów stanu jest linia zamknięta. Obieg można zrealizować w tzw. silniku obiegowym lub urządzeniu obiegowym.

Rozróżniamy obiegi prawobieżne, silnikowe, gdy na wykresie stan przemieszcza się zgodnie z ruchem wskazówek zegara i lewobieżne (chłodnicze), gdy stan przemieszcza się ruchem przeciwnym do ruchu wskazówek.

11.1. Silnik obiegowy i urządzenie obiegowe

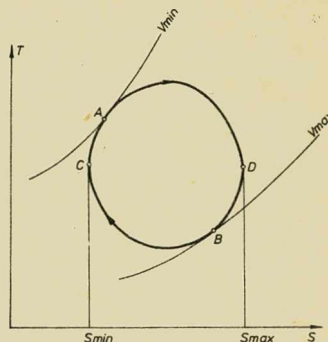
Silnik obiegowy (rys. 11-1) charakteryzuje się tym, że nie ma zaworów. Idealny silnik obiegowy jest szczelny i nie występuje w nim tarcie. Czynnikiem obiegowym może być dowolny czynnik termodynamiczny. Gdy tłok silnika znajdzie się w górnym martwym położeniu, stan gazu jest określony przez punkt A na wykresie P-V.



Rys. 11-1. Schemat silnika obiegowego i obieg w układzie P-v;
 ▨ - L_{ob}

Podczas ekspansji tego gazu od stanu A do stanu D gaz należy grzać, wtedy udzielamy ciepła Q_{A-D} . Dalsza ekspansja od stanu D do dolnego martwego położenia tłoka określonego przez punkt B wymaga chłodzenia i ciepło to wyniesie Q_{D-B} . Po minięciu DMP przez wał korbowy zaczyna się kompresja gazu zamkniętego w cylindrze. Kompresja od stanu B do stanu C wymaga chłodzenia. Ciepło chłodzenia wynosi Q_{B-C} . Końcowa faza kompresji od

stanu C do A wymaga grzania, przy czym ciepło udzielone wynosi Q_{C-A} . W sumie ciepło udzielone $Q_{C-A} + Q_{A-D} = Q_{ob}^+$ oznaczamy jako dodatnią część ciepła obiegu. Ciepło chłodzenia od stanu D do C poprzez stan B równa się sumie $Q_{D-B} + Q_{B-C}$ i jest ujemną częścią ciepła obiegu. Bez względną wartość tego ciepła oznaczamy przez Q_{ob}^- . Ciepła te możemy przedstawić w układzie T-s, odwzorowując omawiany obieg w tym układzie (rys. 11-2, 11-3). Będzie on zawarty między S_{max} i S_{min} oraz V_{max} i V_{min} .

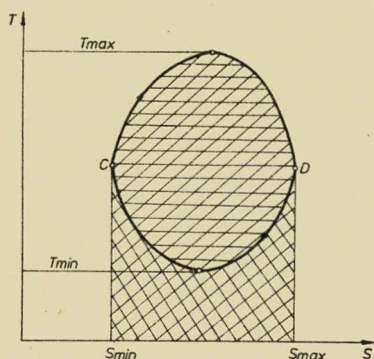


Rys. 11-2. Odwzorowanie obiegu w układzie T-S

Praca wykonana na 1 obrót silnika wynosi L_{ob} .

W celu uzyskania dużych mocy obieg realizuje się w urządzeniu obiegowym, w którym czynności realizowane w silniku: ekspansja, kompresja, grzanie i chłodzenie są rozdzielone. Przy-

kładem może być m.in. urządzenie obiegowe (rys. 11-4) z idealną turbiną gazową w obiegu Braytona^{x)} (rys. 11-5). Dzięki wydzieleniu grzania i chłodzenia do oddzielnych urządzeń (komory spalania i chłodnicy) jest możliwość zwiększania ciepła obiegu przez zwiększanie powierzchni w komorze spalania i chłodnicy.

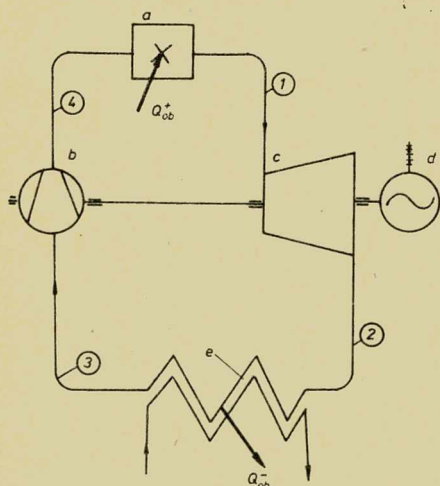


Rys. 11-3. Ciepło obiegu w układzie T-S: $Q_{ob} = Q_{ob}^+ - Q_{ob}^-$, /// - ciepło grzania w czasie obiegu Q_{ob}^+ , ■ - ciepło obiegu Q_{ob} , □ - ciepło chłodzenia w czasie obiegu Q_{ob}^-

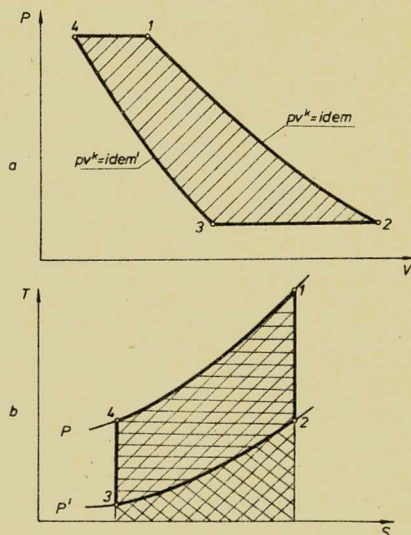
11.2. Sprawność obiegów prawobieźnych (silnikowych)

Praca obiegu prawobieźnego jest dodatnia, tzn. z urządzenia realizującego taki obieg czerpiemy pracę. Praca ekspansji w tym obiegu jest większa od pracy kompresji. W obiegu tym także ciepło grzania jest większe od ciepła chłodze-

^{x)} W chłodnictwie obieg lewobieźny, złożony tak, jak obieg Braytona z dwu izobar i dwu izentrop, nosi nazwę obiegu Joule'a. Jest on obiegiem porównawczym ziębiarki gazowej.



Rys. 11-4. Urządzenie obiegowe silnikowi gazowej - obieg Braytona: a - komora spalania, b - sprężarka, c - turbina, d - generator prądu, e - chłodnica



Rys. 11-5. Obieg Braytona w układzie: a - P-V, b - T-s: a -  - L_{ob} , b -  - Q_{ob}^- ,  - Q_{ob}^+ ,  - Q_{ob}

nia, czyli ciepło obiegu jest także dodatnie (rys. 11-6). Między ciepłem obiegu a pracą obiegu istnieje zależność, którą możemy znaleźć stosując do obiegu równanie I z.t

$$Q_{1-2} = U_2 - U_1 + L_{1-2}. \quad (11-1)$$

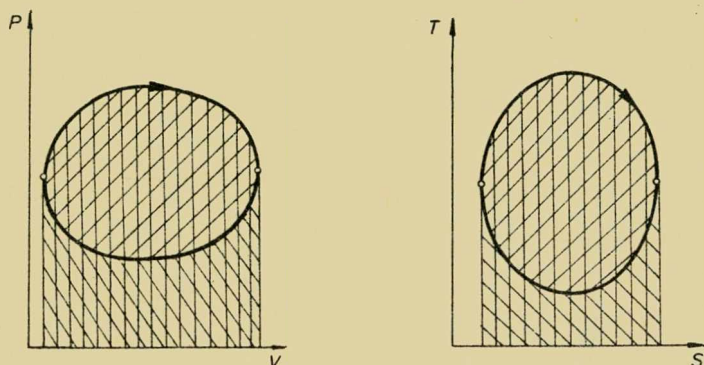
Ponieważ dla obiegu $Q_{1-2} = Q_{ob}$ i $L_{1-2} = L_{ob}$ stan 1 pokrywa się ze stanem 2, więc $U_2 = U_1$, czyli

$$Q_{ob} = L_{ob}. \quad (11-2)$$

Ciepło obiegu jest równe pracy obiegu.

Do grzania podczas obiegu używamy paliw lub energii.

Przez sprawność w sensie ogólnym rozumiemy stosunek efektów (tego co otrzymujemy) do nakładów (tego co nas kosztuje). Z silnika lub urządzenia obiegowego otrzymujemy pracę, a musimy przekazywać ciepło, czyli sprawno-



Rys. 11-6. Obieg prawobieżny (silnikowy) w układzie P-V i T-S

(układ P-V): $\text{diagonal lines} - L_{ob}$, $\text{horizontal lines} - L_{ex}$, $\text{vertical lines} - L_k$,

(układ T-S): $\text{diagonal lines} - Q_{ob}$, $\text{horizontal lines} - Q_{ob}^+$, $\text{vertical lines} - Q_{ob}^-$

ścią obiegu będzie stosunek pracy obiegu do dodatniej części ciepła obiegu:

$$\eta_{ob} = \frac{L_{ob}}{Q_{ob}^+} = \frac{Q_{ob}^+ - Q_{ob}^-}{Q_{ob}^+} = 1 - \frac{Q_{ob}^-}{Q_{ob}^+}. \quad (11-3)$$

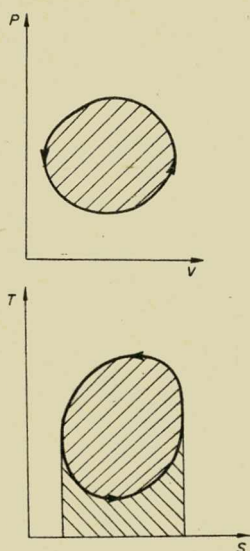
Sprawność obiegu będzie tym większa, im mniejsze będzie ciepło chłodzenia podczas obiegu, a większe ciepło grzania.

11.3. Sprawność termiczna obiegów lewobieżnych

11.3.1. Sprawność chłodzenia obiegów chłodniczych

Zmieniając kierunek przemieszczania stanu czynnika w urządzeniu obiegowym przedstawionym na rys. 11-1 otrzymujemy obieg lewobieżny. Celem obiegu chłodniczego jest uzyskanie Q_{ob}^+ , tzw. skutku chłodniczego, albo wydajności chłodniczej oznaczanej zwykle Q_{chl} (rys. 11-7). Ogrzewając czynnik obiegowy w niskich temperaturach uzyskujemy wychłodzenie pomieszczenia chłodniczego, tzw. komory chłodniczej. Aby chłodzenie odbywało się w sposób ciągły musimy napędzać urządzenie chłodnicze, dostarczać moc, tj. praca obiegu jest ujemna.

Sprawnością chłodzenia ε obiegu chłodniczego nazywamy stosunek skut-



Rys. 11-7. Obieg lewobieżny (chłodniczy) w układach P-V i T-S

▨ Q_{ob}^- (Q_{chl}); ▨ $L_{ob} = Q_{ob}$

ku chłodniczego do wziętej ze znakiem przeciwnym pracy obiegu

$$\epsilon = \frac{Q_{chl}}{-L_{ob}}, \quad (11-4)$$

Znak minus wprowadzamy w tym celu, by sprawność chłodzenia była określona liczbą dodatnią. $-L_{ob}$ nazywa się pracą napędową.

11.3.2. Sprawność termiczna pompy grzewczej (pompy ciepła)

Lewobieżne urządzenie obiegowe, którego celem jest grzanie ciał (zwykle w zamkniętej przestrzeni, np. powietrza w pomieszczeniu) za pomocą ciepła Q_{ob}^- chłodzenie obiegu nazywa się pompą grzewczą.

Sprawność termiczna pompy grzewczej jest stosunkiem ujemnego ciepła

chłodzenia Q_{ob}^- obiegu do pracy obiegu.

$$\epsilon_g = \frac{Q_{ob}^-}{L_{ob}}. \quad (11-5)$$

Sprawność ta jest dodatnia i zawsze wyrażona liczbą większą od jedności (T s. 158).

11.4. Obieg Carnota

Obieg złożony z dwu izoterm i dwu adiabat jest obiegiem Carnota (rys. 11-8).

Sprawność prawobieżnego obiegu Carnota

$$\eta_c = 1 - \frac{Q_c^-}{Q^+} = 1 - \frac{T_{\min} (S_3 - S_4)}{T_{\max} (S_2 - S_1)}, \quad (11-6)$$

ponieważ $S_2 - S_1 = S_3 - S_4$, więc

$$\eta_c = 1 - \frac{T_{\min}}{T_{\max}}. \quad (11-7)$$

Każdemu dowolnemu obiegowi można przypisać obieg Carnota przynależny do danego obiegu (rys. 11-9). Jest to obieg 1-2-3-4 zachodzący w temperaturach $T_{\max}$ i $T_{\min}$.

Wprowadzając pojęcia:

$T_{\text{śr.g}}$ - temperatura określająca średnią wysokość pola ciepła grzania podczas obiegu,

$T_{\text{śr.d}}$ - temperatura określająca średnią wysokość pola ciepła chłodzenia obiegu, obliczymy (por. rys. 11-10)

$$T_{\text{śr.g}} (S_2 - S_1) = Q_{\text{ob}}^+ \quad (11-8)$$

$$T_{\text{śr.d}} (S_3 - S_4) = Q_{\text{ob}}^- \quad (11-9)$$

Sprawność dowolnego obiegu możemy wyrazić:

$$\begin{aligned} \eta_{\text{ob}} &= \frac{Q_{\text{ob}}^+ - Q_{\text{ob}}^-}{Q_{\text{ob}}^+} = \\ &= 1 - \frac{T_{\text{śr.d}}}{T_{\text{śr.g}}} \end{aligned} \quad (11-10)$$

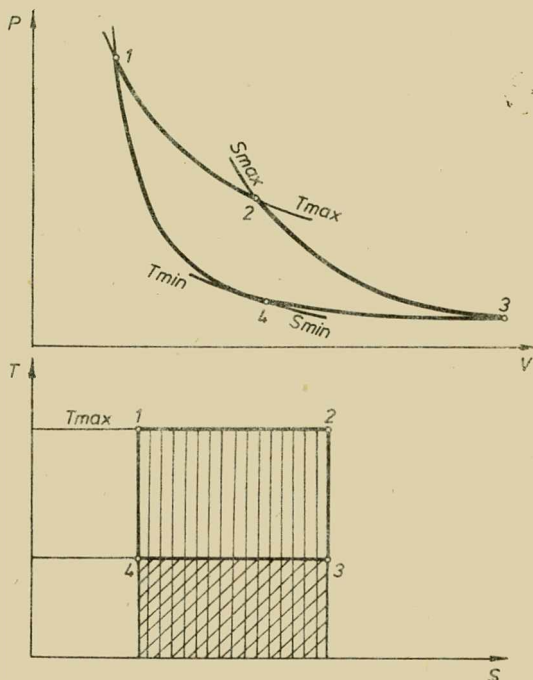
Słuszna jest więc nierówność

$$\eta_{\text{ob}} = 1 - \frac{T_{\text{śr.d}}}{T_{\text{śr.g}}} < 1 - \frac{T_{\min}}{T_{\max}} = \eta_c, \quad (11-11)$$

czyli obieg Carnota przynależny do danego obiegu jest najsprawniejszy dla temperatur $T_{\max}$, $T_{\min}$ występujących w danym dowolnym obiegu.

Przykład 11-1. Idealny silnik obiegowy pracuje według obiegu Carnota. Maksymalna temperatura $T_{\max}$ czynnika wynosi 1200 K. Temperatura podczas chłodzenia $T_{\min} = 300$ K. Strumień ciepła przekazanego wodzie chłodzącej wynosi 10 000 W.

Obliczyć sprawność i moc silnika.



Rys. 11-8. Obieg Carnota w układach P-V i T-S; $\square$ - $Q_c^+ = T_{\max} (S_2 - S_1)$, $\square$ - $Q_c^- = T_{\min} (S_3 - S_4)$

Obliczenie sprawności

$$\eta_c = 1 - \frac{T_{\min}}{T_{\max}}$$

$$\eta_c = 1 - \frac{300}{1200} = 0,75, \text{ tj. } 75\%.$$

Obliczenie mocy

$$\eta_c = \frac{\dot{Q}_c^+ - \dot{Q}_c^-}{\dot{Q}_c^+}$$

po przekształceniu

$$\dot{Q}_c^- = \dot{Q}_c^+ (1 - \eta_c),$$

Rys. 11-9. Obieg Carnota
przynależny danemu obiegowi;
▨ - $L_{ob} = Q_{ob}$

$$\dot{Q}_c^+ = \dot{Q}_c^- \frac{1}{1 - \eta_c} =$$

$$= 10000 \frac{1}{1 - 0,75} = 40000 \text{ W},$$

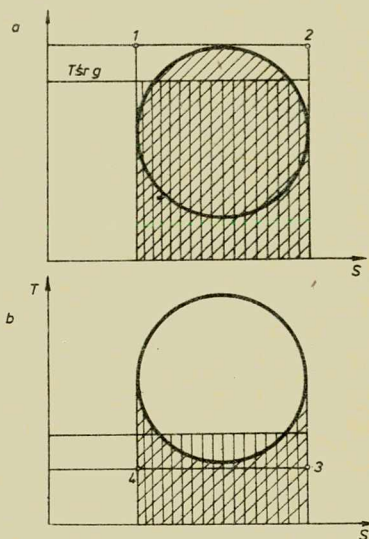
$$N = \dot{Q}_c^+ - \dot{Q}_c^- = 40000 - 10000 =$$

$$= 30000 \text{ W}, \text{ tj. } 30 \text{ kW}.$$

12. DRUGA ZASADA TERMODYNAMIKI

(II z.t)

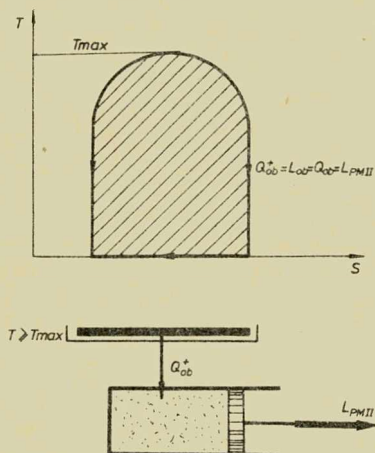
Istnieje kilka sformułowań drugiej zasady termodynamiki. Są one równoważne pod względem logicznym, lecz różnie sformułowane. Zgodnie z prawami logiki twierdzenia są równoważne, jeżeli zaprzeczenie jednego pociąga za sobą nieprawdliwość drugiego.



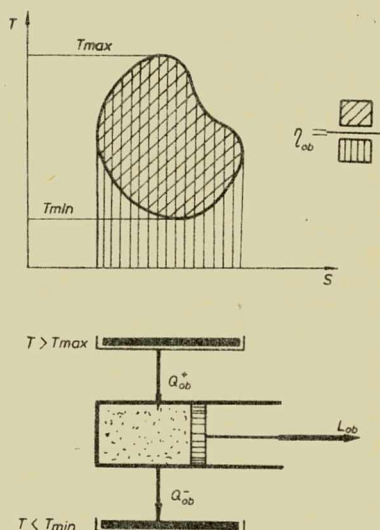
Rys. 11-10. Wykres temperatur $T_{\text{sr.g}}$ i $T_{\text{sr.d}}$; a - ▨ = ▨▨▨ ; b - ▨▨▨ = ▨▨▨

Ostwald sformułował drugą zasadę termodynamiki następująco: "nie jest możliwe zbudowanie perpetuum mobile drugiego rodzaju". Perpetuum mobile drugiego rodzaju (PM II) jest to silnik lub prawobieżne urządzenie obiegowe pracujące ze sprawnością obiegu równą jedności.

Ze wzoru (11-3) na sprawność obiegu wynika, że sprawność osiągnie jedność (tj. 100%), gdy ciepło chłodzenia podczas obiegu będzie równe zeru. Można to przedstawić na wykresie T-S. Schematycznie możemy przedstawić PM II jako silnik pracujący z jednym tylko górnym źródłem ciepła (rys. 12-1) - bez chłodzenia. Dla porównania przedstawiono na rys. 12-2 pracę silnika rzeczywistego.



Rys. 12-1. Schemat pracy silnika rzeczywistego



Rys. 12-2. Perpetuum mobile II rodzaju

Inaczej sformułował II z.t Clausius, "Ciepło nie może samorzutnie przechodzić (np. przez bezpośredni styk) z ciała o temperaturze niższej do ciała o temperaturze wyższej".

Przekazanie ciepła do ciała o temperaturze wyższej wymaga kompensacji^{x)} i może nastąpić w urządzeniu obiegowym lewobieżnym.

^{x)} Przekazanie ciepła od ciała o temperaturze niższej do ciała o temperaturze wyższej powoduje zmniejszenie sumarycznej entropii tych dwóch ciał. Nie może więc to zajść przez bezpośredni styk. Jeżeli zjawisko takie zachodzi, to musi istnieć ciało trzecie lub więcej ciał pośredniczących w

Dopuszczając graniczny przypadek przekazywania ciepła bez różnicy temperatur między ciałami możemy powiedzieć, że zbudowanie perpetuum mobile II rodzaju byłoby możliwe, gdyby było możliwe chłodzenie czynnika obiegowego ciałem o temperaturze 0 K. Jest to niemożliwe, gdyż z trzeciej zasady termodynamiki (III z.t), (patrz T rozdz. 5.4.2 [4]), wynika, że nie można osiągnąć zera stopni Kelvina.

Entropia ma własności addytywne i jako entropię systemu ciał S_{sys} należy rozumieć sumę $\sum_{i=1}^n S_i$ entropii wszystkich składników n systemu biorących udział w zjawisku.

Matematycznym sformułowaniem II z.t jest tzw. zasada wzrostu entropii podana przez Clausiusa.

"W rzeczywistym systemie ciał mogą zachodzić tylko takie zjawiska, którym towarzyszy wzrost entropii systemu tych ciał".

Oznaczając przez π przyrost entropii systemu otrzymujemy:

$$\pi = S_{\text{syst}2} - S_{\text{syst}1} = \sum_{i=1}^n \Delta S_i > 0. \quad (12-1)$$

Jest jeszcze wiele innych sformułowań II z.t, np. Caratheodory'ego, Kelvina, Schmidta i in. Wypowiedzi te, pozornie różne, są jednoznaczne i stwierdzają, że nie wszystkie zjawiska mogą zachodzić w przyrodzie i kierunek tych zjawisk nie jest dowolny.

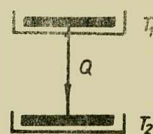
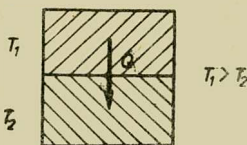
12.1. Zjawiska odwracalne i nieodwracalne

Przez zjawiska odwracalne będziemy rozumieli takie, w których możliwy jest powrót wszystkich ciał biorących udział w zjawisku do stanu początkowego bez pozostawienia trwałych zmian w otoczeniu tych ciał.

Rozpatrzmy zjawisko bezpośredniego przekazywania ciepła między dwoma ciałami o różnych temperaturach T_1 i T_2 (rys. 12-3). Dla ułatwienia rozważań przyjmijmy, że temperatury tych ciał nie zmieniają się; mówimy, że mamy do czynienia z izotermicznymi źródłami ciepła. Przedstawmy proces przekazywania ciepła między tymi ciałami w układzie T-s (rys. 12-4). Stany 1g i 2g oznaczają odpowiednio stan początkowy i końcowy źródła górnego, tj. źródła o wyższej temperaturze, a stany 1d i 2d stany końcowe źródła dol-

tego zjawisku. Przyrost entropii ciał pośredniczących skompensuje z nadwyżką ubytek entropii omawianych dwu ciał. Na tym polega "kompensacja".

nego. Sumując przyrosty entropii ujemnego przyrostu ΔS_g źródła o temperaturze wyższej i dodatniego ΔS_d źródła o temperaturze niższej możemy na wykresie T-S przedstawić przyrost entropii systemu ciał $\pi > 0$ (rys. 12-4).



Rys. 12-3. System dwu ciał przekazujących ciepło

Rozpatrywane zjawisko mogłoby być odwracalne, gdyby zarówno źródło dolne, jak i górne mogło wrócić do stanu początkowego, czyli gdyby było możliwe kosztem chłodzenia źródła dolnego grzanie źródła górnego. Zjawisko takie byłoby zaprzeczeniem II z.t,

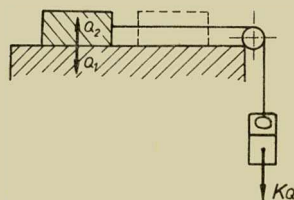
a więc rozpatrywany przypadek grzania ciała o temperaturze niższej przez ciało o temperaturze wyższej nie jest zjawiskiem odwracalnym.

Założmy, że rozpatrujemy przekazywanie ciepła między ciałami, których temperatury są do siebie coraz bardziej zbliżone. Jak wynika z rysunku 12-4 w takim przypadku przyrost entropii systemu tych ciał jest coraz mniejszy i w granicznym przypadku, gdy temperatury ciał są sobie równe, wówczas $\pi = 0$. Wtedy jest możliwe odwrócenie zjawiska, gdyż ciało,

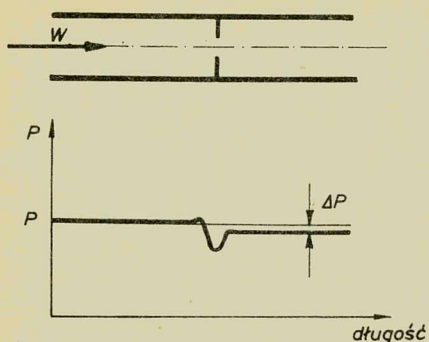
Rys. 12-4. Przyrost entropii systemu dwu ciał

które dopiero co przyjęło ciepło, może je przekazać z powrotem w tej samej temperaturze, przez co stany obu ciał wrócą do stanów początkowych. Zjawisko to będzie zjawiskiem odwracalnym. Im większa różnica temperatur, tym bardziej rośnie entropia systemu ciał.

Obecnie rozpatrzmy, czy zjawisko tarcia jest zjawiskiem odwracalnym. Na rysunku 12-5 przedstawiono system dwu ciał podlegających tarcia. Przesunięcie jednego ciała względem drugiego powoduje ich ogrzanie, a więc dodatni przyrost entropii zarówno jednego, jak i drugiego ciała, czyli $\pi > 0$.



Rys. 12-5. System dwu ciał podlegających tarcia



Rys. 12-6. Nieodwracalny spadek ΔP ciśnienia w czasie przepływu z tarciami

czynniki tarcia między trącymi ciałami i im większa lepkość płynu, tym silniej rośnie entropia systemu ciał. W omawianym przypadku π mogłoby być równe zero tylko wtedy, gdy nie występuje tarcie (pod żadną postacią).

Rozpatrzmy przypadek systemu ciał, w którym następuje realizacja dowolnej przemiany obarczonej tarciami. Jest to układ cylinder-tłok ze źródłem ciepła i znajdującym się w cylindrze gazem.

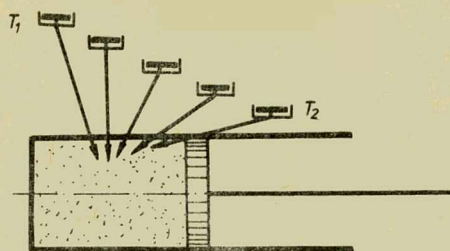
Pomijając wpływ ścian cylindra i tłoka na wielkość zmian entropii systemu, możemy traktować rozważany układ jako układ składający się tylko z gazu i źródła ciepła. Wtedy na rysunku 12-7 da się przedstawić przyrost entropii $\bar{\pi}$. W przyroście tym można wydzielić wpływ tarcia jako $\Delta' \pi_f$ oraz wpływ różnicy temperatur $\Delta'' \pi_T$.

Założmy, że całe ciepło Q_{1-2} przemiany jest przekazane z zewnątrz (zarówno Q_{z1-2} , jak i Q_{f1-2}), wtedy π będzie mniejsze o przyrost $\Delta' \pi_f$ entropii systemu ciał spowodowany tarciami. Rozważmy w jakich warunkach przemiana ta mogłaby być odwracalna i jak ją realizować:

1. Przekazywanie ciepła powinno się odbywać bez różnicy temperatur, aby zlikwidować $\Delta'' \pi_T$, a więc albo temperatura źródła ciepła musi się zmieniać, albo udzielamy ciepła ze źródeł o różnych temperaturach, (rys. 12-8);

2. Nie może występować tarcie w mechanizmach, tzn. smar między tłokiem a cylindrem musi być doskonały, oraz tarcie wewnętrzne wynikające z lepkości płynu musi być równe zero; przy lepkości różnej od zera gradient prędkości musi być równy zero (siła tarcia wynikająca z lepkości $K_f =$

Zjawisko to byłoby odwracalne, gdyby powrót ciał do położenia wyjściowego spowodował ich ochłodzenie w takim stopniu, jak uprzednio zostały ogrzane. Wiemy, że taki powrót ciał powoduje dalsze grzanie i dalszy wzrost entropii systemu ciał $\pi > 0$, a więc zjawisko tarcia nie może być zjawiskiem odwracalnym. Odnosi się to do wszelkich rodzajów tarcia, np. tarcie wewnątrz płynu powoduje nieodwracalny spadek ciśnienia podczas przepływu tego płynu rurociągiem (rys. 12-6). Im większe współ-



Rys. 12-8. Realizacja przemiany za pomocą źródeł ciepła o różnych temperaturach

Porównując równania (12-2), (12-4) i przekształcając

$$L_{z1-2} = U_1 - U_2 + (S_2 - S_1) T_0 - \pi T_0. \quad (12-5)$$

Jeżeli między tymi samymi stanami 1-2 zachodzi przemiana odwracalna, przy tym samym cieple przekazanym z otoczenia, to będzie wykonana praca maksymalna, gdy $\pi = 0$

$$L_{z1-2 \max} = U_1 - U_2 + (S_2 - S_1) T_0. \quad (12-6)$$

Jeżeli obiektem rozważań jest maszyna przepływowa wymieniająca z otoczeniem o temperaturze T_0 ciepło Q_0 w cyklu procesów (patrz rys. 12.10), to praca zewnętrzna wykonana w tym czasie wynosi L_z i jest określona przez (3-12). W tym czasie entalpia dopływającego czynnika wyniosła I_1 , a entropia S_1 . Entalpia i entropia czynnika odpływającego wyniosła odpowiednio I_2 i S_2 . Rozpatrujemy pracę maszyny w stanie ustalonym. Ponieważ po cyklu procesów energia układu osiąga wartość początkową, więc $\Delta E_u = 0$; stosując (4-1) otrzymamy

$$L_z = I_1 - I_2 + Q_0. \quad (12-7)$$

Zgodnie z II z.t

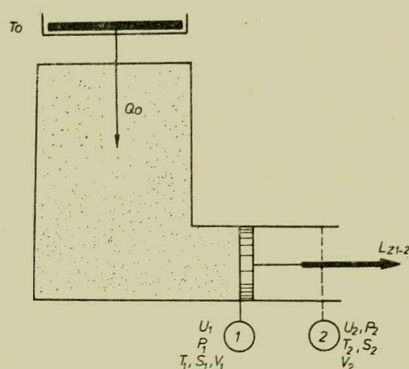
$$\pi = S_2 - S_1 - \frac{Q_0}{T_0}. \quad (12-8)$$

Jeżeli ze wzoru (12-8) wyznaczmy Q_0 i wstawimy do (12-7), to otrzymamy, że zewnętrzna praca maszyny przepływowej wynosi

$$L_z = I_1 - I_2 - (S_1 - S_2) T_0 - \pi T_0. \quad (12-9)$$

Praca będzie maksymalna, jeżeli wszystkie procesy zachodzące w systemie maszyna-otoczenie będą odwracalne, czyli gdy $\pi = 0$.

Wzór na pracę maksymalną maszyny przepływowej (gdy w procesie rzeczywistym i odwracalnym porównawczym stany czynnika na wlocie i wylocie bę-



Rys. 12-9. Realizacja przemiany przy aktywnym udziale otoczenia

dą takie same i przy tym samym przekazanym cieple Q_0), przyjmie postać

$$L_{z \max} = I_1 - I_2 - T_0 (S_1 - S_2). \quad (12-10)$$

Strata ΔL pracy wykonanej przez gaz na skutek nieodwracalności zjawisk zachodzących w systemie przedstawionym na rys. 12-9

$$\Delta L = L_{z1-2 \max} - L_{z1-2} \quad (12-11)$$

dla maszyny przepływowej (rys. 12-10)

$$\Delta L = L_{z \max} - L_z. \quad (12-12)$$

Po wykorzystaniu równań (12-5) i (12-6) w (12-12) lub (12-10) i (12-9) w (12-13) otrzymamy

$$\Delta L = \pi T_0, \quad (12-13)$$

co jest matematycznym zapisem prawa Gouya-Stodoli. Bezpowrotna strata pracy na skutek nieodwracalności zjawisk równa się iloczynowi przyrostu entropii systemu ciał biorących udział w zjawisku przez temperaturę otoczenia.

Im zjawisko jest bardziej nieodwracalne, tym większą ponosimy stratę pracy.

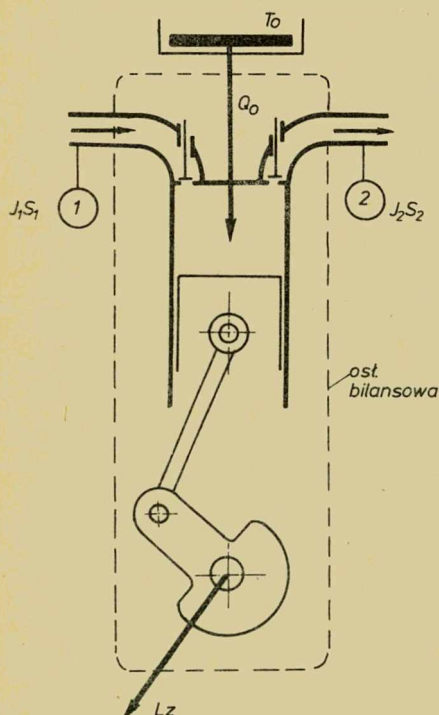
12.3. Egzergia

12.3.1. Definicje

Energia nie jest wystarczającym kryterium do oceny przydatności ciał^{x)} do wykonania pracy. Gaz półdoskonały o temperaturze otoczenia, rozprężony izotermicznie do ciśnienia otoczenia, ma przed rozprężeniem tę samą energię co po rozprężeniu. Po rozprężeniu nie jest zdolny do wykonania pracy, choć ma tę samą energię. Ciała zdolne do wykonania pracy nie mogą być w termodynamicznej równowadze z naturalnym otoczeniem. Otoczenie jest więc naturalnym poziomem zerowym odniesienia zdolności ciał do wykonania pracy. Za miernik zdolności ciał do wykonania pracy przyjęto pracę maksymalną.

Egzergia nazwano maksymalną zdolność ciała do wykonania pracy w naturalnym otoczeniu.

^{x)} Ciała, które są zdolne do wykonania pracy nazywa się nieraz "nośnikami energii".



Rys. 12-10. Model maszyny przepływowej pracującej w kontakcie z otoczeniem

Naturalne otoczenie jest to źródło gromadzące zarówno substancje bezwartościowe jak i ciepło bezwartościowe. Substancje bezwartościowe to takie, których temperatura i składnikowe ciśnienia są w równowadze z ciśnieniami składnikowymi i temperaturami tych ciał w otoczeniu. Mówimy, że są w termodynamicznej równowadze z otoczeniem.

Sens bogactw naturalnych polega na tym, że nie są one w równowadze z otoczeniem (np. paliwa, substancje rozszczepialne, promieniowanie słońca, strumienie wody itp.).

12.3.2. Wzory obliczeniowe

Ponieważ w rzeczywistych procesach technicznych mamy przede wszystkim do czynienia z procesami przepływowymi, więc z tego względu przyjmujemy za podstawową egzergię B strugi substancji [11] przepływającej przez osłonę bilansową

$$B = B_k + B_p + B_t, \quad (12.14)$$

gdzie $B_k = m \cdot w^2 / 2$ egzergia kinetyczna,

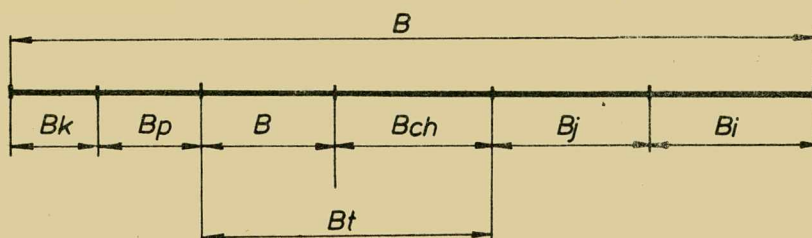
$B_p = mg \cdot H$ egzergia potencjalna,

$B_t = m \cdot b_t$ egzergia termiczna.

W razie potrzeby do egzergii B doliczamy egzergię jądrową strugi lub inne (patrz rys. 12-11).

W egzergii termicznej można rozróżnić egzergię fizyczną B_f i chemiczną B_{ch}

$$B_t = B_f + B_{ch}. \quad (12.15)$$



Rys. 12-11. Składniki egzergii B strugi substancji; B_k - egzergia kinetyczna, B_p - potencjalna, B_f - fizyczna, B_{ch} - chemiczna, B_t - termiczna, B_j - - jądrowa, B_i - inne składniki egzergii

Gdy pominie się egzergię kinetyczną i potencjalną, wówczas egzergia strugi B równa się egzergii termicznej B_t .

Egzergię termiczną liczymy ze wzoru

$$B_t = I - T_0 S, \quad (12-16)$$

co wynika ze wzoru (12-10), gdyż spadek egzergii B_t daje pracę maksymalną

$$\Delta B_t = I_1 - I_2 - T_0 (S_1 - S_2) = L_{z \max} \quad (12-17)$$

(porównaj ze wzorem (12-10)).

Do liczenia właściwej egzergii b_f fizycznej przyjmujemy, że składniki substancji odprowadzonej do otoczenia mają całkowite ciśnienie i temperaturę zrównaną z otoczeniem, czyli

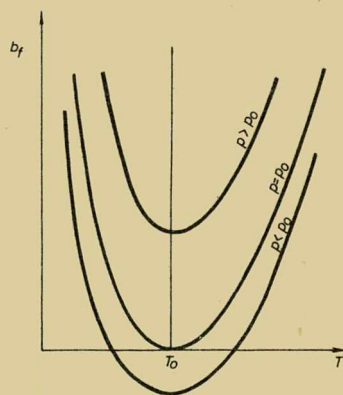
$$b_f = i_f - T_0 s_f, \quad (12-18)$$

dla gazu doskonałego wzór przyjmuje postać

$$b_f = c_p \left(T - T_0 - T_0 \ln \frac{T}{T_0} \right) + T_0 R \ln \frac{p}{p_0}. \quad (12-19)$$

Egzergia fizyczna gazu doskonałego jest przedstawiona na rysunku 12-12.

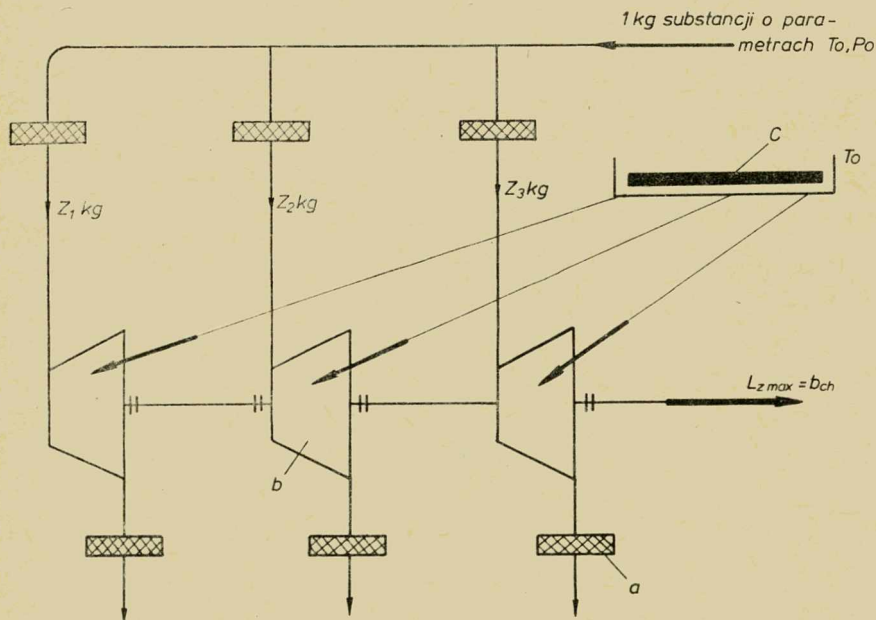
Egzergia substancji sprowadzonej do ciśnienia i temperatury otoczenia nie jest zerowa, jeśli jej skład chemiczny i ciśnienia składnikowe nie są zrównane ze składnikami powszechnie występującymi w na-



Rys. 12-12. Zależność właściwej egzergii fizycznej gazu doskonałego od p i T

turalnym otoczeniu. Substancja ta ma dodatnią egzergię chemiczną B_{ch} .

Rozpatrzmy przypadek prosty, gdy substancja składa się ze składników występujących w otoczeniu, lecz ciśnienia składnikowe nie są równe. Jeżeli taki przypadek nie zachodzi, trzeba najpierw za pomocą reakcji chemicznych do takich składników doprowadzić.



Rys. 12-13. Model urządzenia do liczenia właściwej egzergii b_{ch} chemicznej: a - przegrody półprzepuszczalne, b - idealne silniki izotermiczne, c - naturalne otoczenie

Na rysunku 12-13 jest przedstawiona maszyna z półprzepuszczalnymi przegrodami. W maszynie tej w temperaturze otoczenia mogą nastąpić odwracalne przemiany izotermiczne z udziałem otoczenia jako źródłem ciepła celem zrównania ciśnień składnikowych substancji z ciśnieniami składnikowymi tych substancji w otoczeniu. Uzyskamy pracę maksymalną równą b_{ch} ,

$$b_{ch} = T_o \sum \varepsilon_i R_i \ln \frac{z_i}{z_{io}}, \quad (12-20)$$

gdzie ε_i - udziały wagowe składników substancji,

z_i, z_{io} - odpowiednio udziały molowe składnika i-tego w substancji i w otoczeniu.

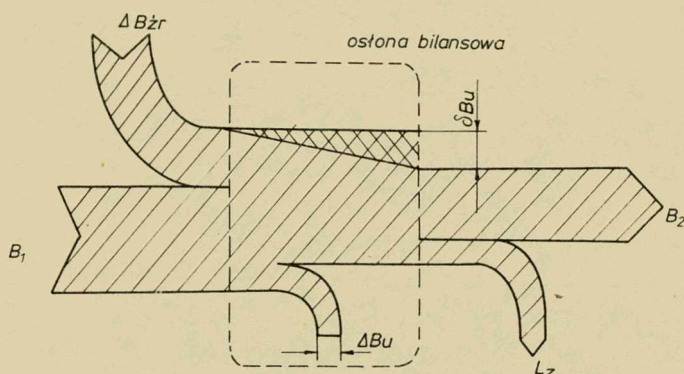
Przez osłonę bilansową jest przekazywane ciepło ze źródeł zewnętrznych. Ubytek egzergii tych źródeł należy liczyć ze wzoru

$$\Delta B_{\text{zr}} = -Q_{\text{zr}} \frac{T - T_0}{T}. \quad (12-21)^x)$$

Temperaturę T należy liczyć w miejscu styku źródła z osłoną bilansową.

Egzergię B_u ciał znajdujących się w osłonie bilansowej liczymy ze wzoru (12-22) posługując się egzergią B strugi

$$B_u = B - V(P - P_0). \quad (12-22)$$



Rys. 12-14. Bilans egzergii (wykreślnie): B_1 - egzergia substancji doprowadzonej, ΔB_{zr} - przyrost egzergii źródeł zewnętrznych, ΔB_u - przyrost egzergii substancji w układzie, B_2 - egzergia substancji odprowadzonej, L_z - praca zewnętrzna, δB_u - strata egzergii na skutek nieodwracalności zjawisk w układzie

Zgodnie z (12-16) możemy użyć zapisu

$$B_t = I - I_0 - (S - S_0) T_0, \quad (12-23)$$

ponieważ w stanie równowagi z otoczeniem egzergia $B_0 = I_0 - T_0 S_0 = 0$. Oznaczając przez B_{ut} egzergię termiczną ciał znajdujących się w osłonie bilansowej możemy napisać

$$B_{\text{ut}} = B_t - V(P - P_0). \quad (12-24)$$

Jeżeli (12-24) wykorzystamy w (12-23), to otrzymamy

^{x)} Ciepło można przetworzyć na pracę z maksymalną sprawnością odwracalnego obiegu Carnota

$$B_{ut} = U - ST_o, \quad (12-25)$$

co jest potwierdzone wzorem (12-6), gdyż

$$\Delta B_{ut} = U_1 - U_2 - T_o (S_1 - S_2) = L_{1-2 \max}. \quad (12-26)$$

Gdy egzergia kinetyczna i potencjalna ciał znajdujących się w osłonie bilansowej nie jest pomijalna, wówczas można egzergię tych ciał obliczyć ze wzoru (12-27)

$$B_u = B_{ut} + B_k + B_p. \quad (12-27)$$

12.3.3. Bilans egzergii

Egzergia nie podlega zachowaniu jak energia, mimo to można napisać równanie bilansu egzergii, uzupełniając bilans do 100% stratą egzergii δB_u poniesioną wskutek nieodwracalności procesów zachodzących w rozpatrywanym układzie. Egzergia podlegałaby zachowaniu, gdyby wszystkie zjawiska były odwracalne.

Równanie bilansu egzergii przyjmuje postać

$$\delta B_u = B_1 - B_2 - \Delta B_u - \Delta B_{\Sigma r} - L_z, \quad (12-28)$$

gdzie δB_u - strata egzergii spowodowana nieodwracalnością procesów w układzie (wewnątrz osłony bilansowej),

B_1 - egzergia substancji doprowadzonej,

B_2 - egzergia substancji odprowadzonej,

ΔB_u - przyrost egzergii ciał w układzie,

$\Delta B_{\Sigma r}$ - przyrost egzergii źródeł zewnętrznych przekazujących ciepło do układu,

L_z - praca zewnętrzna.

13. SUBSTANCJA RZECZYWISTA - GAZ RZECZYWISTY - PARA

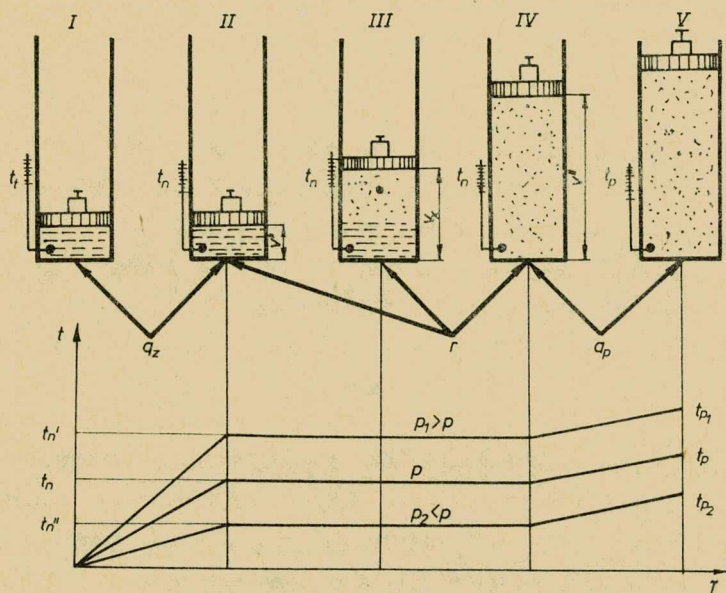
Rzeczywisty czynnik termodynamiczny może występować w stanie tylko jednorodnego ciała stałego bądź ciekłego, bądź gazowego. Mówimy, że stan ten jest wtedy homogeniczny. Stan ciała może być także złożony, czyli heterogeniczny. Przejście ze stanu homogenicznego w inny homogeniczny zacho-

dzi poprzez stany heterogeniczne. Składniki układu heterogenicznego nazywamy fazami.

Stany rzeczywistego czynnika termodynamicznego omówimy na przykładzie wody.

Rozpatrzmy proces izobarycznego wytworzenia pary wodnej z cieczy.

W cylindrze ogrzewamy 1 kg cieczy o temperaturze topnienia t_t . Przedstawione na rys. 13-1 cylindry I-V przedstawiają poszczególne etapy tego



Rys. 13-1. Proces izobaryczny wytwarzania pary

zjawiska w czasie. Obserwujemy, że temperatura wody rośnie do temperatury wrzenia t_n , po czym jest stała, dopóki cała ciecz nie odparuje. Po całkowitym odparowaniu i dalszym grzaniu temperatura nadal rośnie. Przy zwiększonym ciśnieniu przebieg zjawiska jest podobny, z tym że wrzenie odbywa się w wyższej temperaturze.

Ciepło potrzebne do ogrzania 1 kg cieczy o temperaturze topnienia t_t do temperatury wrzenia nazywamy ciepłem zawrzenia q_z . Ciepło potrzebne do całkowitego odparowania 1 kg wody o temperaturze wrzenia, przy czym powstała para ma także tę temperaturę, oznaczamy przez r i nazywamy ciepłem parowania lub ciepłem odparowania. Ciepło powodujące dalsze podwyższenie

temperatury pary, ponad temperaturę t_n nazywamy ciepłem przegrzania pary q_p .

Jeżeli przebieg zjawiska odwrócimy, tzn. przez ochłodzenie pary w cylindrze V będziemy chcieli otrzymać ciecz o temperaturze topnienia, to należy parę ochłodzić przekazując odpowiednio q_p , r , a następnie q_z czynnikowi chłodzącemu. W czasie chłodzenia para będzie się skraplała w temperaturze skraplania, która przy nie zmienionym ciśnieniu ma taką samą wartość jak temperatura wrzenia.

Temperaturę opisanych przemian fazowych dla danego ciśnienia nazywamy temperaturą nasycenia. Temperatury wrzenia i skraplania są temperaturami nasycenia.

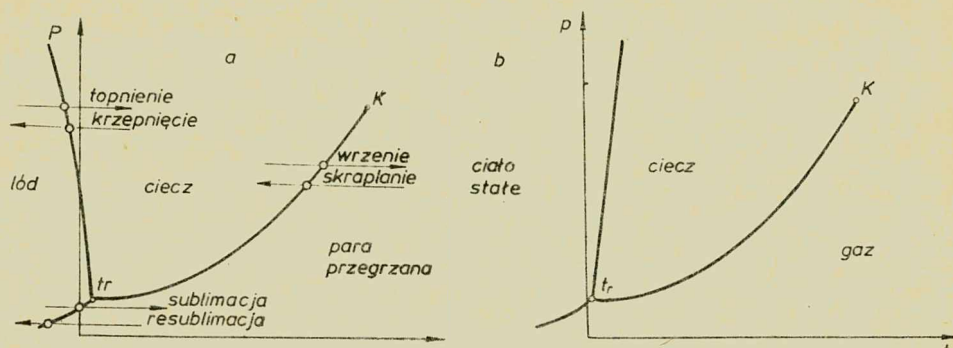
Jeżeli będziemy rozpatrywali zjawisko dalszego chłodzenia izobarycznego cieczy po osiągnięciu temperatury t_t , to zaobserwujemy zjawisko przejścia od stanu ciała ciekłego do stałego, przy czym temperatura będzie stała dopóki cała ciecz nie przejdzie w fazę stałą - lód. Dalsze chłodzenie, lodu spowoduje dalszą obniżkę jego temperatury poniżej t_t . Ciepło, jakie należy przekazać przy stałym ciśnieniu do otoczenia, aby 1 kg wody o temperaturze topnienia zamienić w 1 kg lodu o tej samej temperaturze, nazywamy ciepłem krzepnięcia lub przy odwróceniu zjawiska - ciepłem topnienia. Temperaturę przemiany fazowej nazywamy temperaturą równowagi fazowej (np. temperaturę topnienia lub krzepnięcia przy danym ciśnieniu).

Jeżeli będziemy obserwować zjawisko ochłodzenia izobarycznego pary przy ciśnieniu niższym niż ciśnienie odpowiadające punktowi potrójnemu (dla wody $P_{tr} = 611 \text{ Pa}$), to zaobserwujemy zjawisko bezpośredniego powstawania lodu z pary. Zjawisko to nazywamy resublimacją, czyli zestaleniem. Przez cały czas zestalenia temperatura jest stała. Zjawisko odwrotne nazywamy zjawiskiem sublimacji (gazowania).

Nanosząc dla danego ciśnienia temperatury równowagi fazowej na wykres P, t wyznaczymy obszary występowania stanów ciała stałego, ciekłego i gazowego (rys. 13-2).

Trzy linie równowagi fazowej rozgraniczające obszary występowania trzech stanów skupienia spotykają się w jednym punkcie zwanym punktem potrójnym.

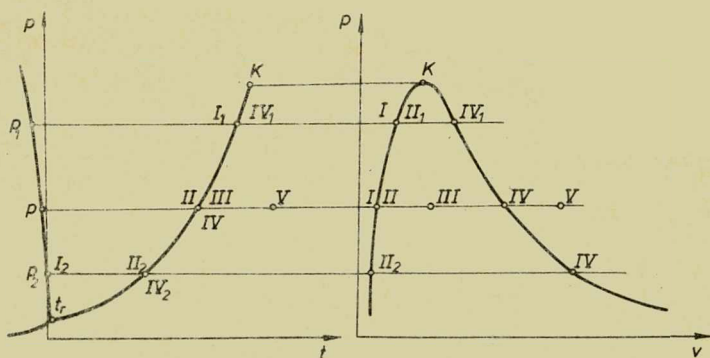
Położenie punktu potrójnego dla jednorodnego związku chemicznego jest dla różnych związków różne. Dla wody są to parametry: $P_{tr} = 611 \text{ N/m}^2$, $t_{tr} = 0,0098 \text{ }^\circ\text{C}$.



Rys. 13-2. Wykres P - t dla jednorodnych substancji: a) dla wody wraz z nazwami na liniach równowagi fazowej punktów przejść fazowych, b) dla innych substancji

Linia równowagi fazowej między obszarem ciała stałego a ciekłego dla substancji, które w fazie stałej mają mniejszą objętość właściwą niż w fazie ciekłej (wszystkie oprócz wody) ma odchylenie w odwrotną stronę w porównaniu z linią dla wody (patrz rys. 13-2b).

Dla zagadnień energetycznych najważniejsze jest zjawisko przemian fazowych zachodzących podczas przejścia od stanów ciała ciekłego w gazowy i odwrotnie. Temperaturę tych przemian dla danego ciśnienia określa prawa linia równowagi fazowej, tzw. linia nasycenia. Zaczyna się ona w punkcie potrójnym, a kończy w punkcie krytycznym K (dla wody $p_K = 22,08$ MPa, $t_K = 374$ °C). Jeżeli będziemy obserwowali zjawisko ogrzewania izobarycznego cieczy przy ciśnieniach większych niż p_K , to okaże się, że nie zaobserwujemy znanego powszechnie zjawiska odparowania z rozdzieleniem fazy gazowej i ciekłej. Przy tych ciśnieniach przejście od stanu ciała ciekłego do gazowego odbywa się w sposób ciągły. Odszukajmy na wykresie P - t i P - v (rys. 13-3) stany wody w cylindrach podanych na rys. 13-1. Dla danego ciśnienia stany dwufazowe (cylindry II-IV włącznie) są określone na wykresie P - t jednym punktem. Znaczący to, że dla tych stanów wykres P - t nie jest pełnym układem parametrów stanu. Na wykresie P - v każdy stan dwufazowy, a oczywiście i jednofazowy, jest określony oddzielnym punktem. Dla tych więc stanów wykres P - v jest pełnym układem parametrów stanu. Dla rozróżnienia stanów dwufazowych wprowadza się pojęcie stopnia suchości pary x



Rys. 13-3. Wykres P-t i P-v dla wody

$$x = \frac{m_{\text{pns}}}{m_{\text{pnw}}} = \frac{m_{\text{pns}}}{m_{\text{pns}} + m_{\text{cn}}} \quad (13-1)$$

Stopień suchości pary jest to stosunek ilości pary nasyconej suchej m_{pns} do ilości pary nasyconej wilgotnej (mokrej) m_{pnw} . Ilość pary nasyconej wilgotnej jest sumą ilości m_{pns} i cieczy nasyconej m_{cn} .

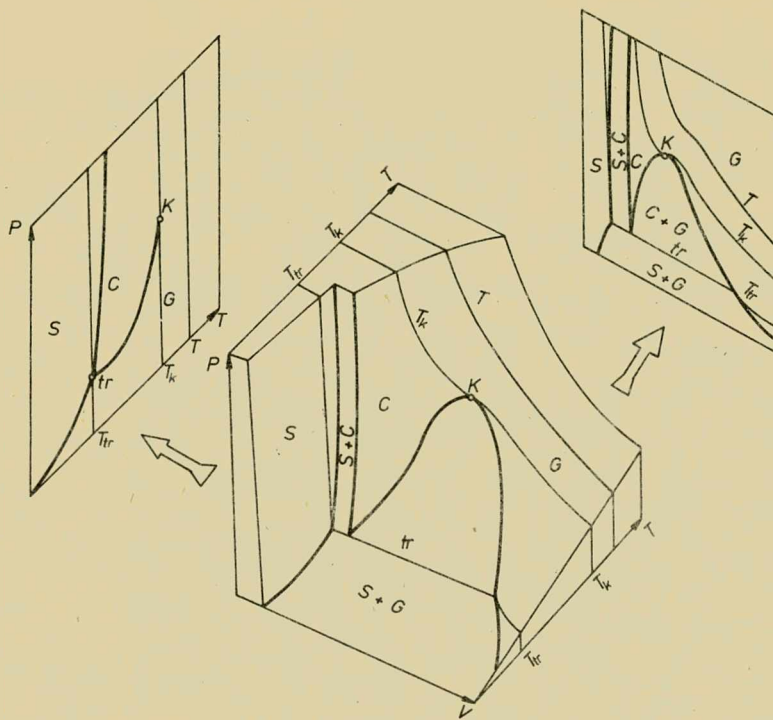
Przez parę nasyconą wilgotną rozumiemy parę zawierającą ciecz o temperaturze nasycenia (stan w cylindrze III). Przez parę nasyconą suchą pojmujemy parę o temperaturze nasycenia nie zawierającą cieczy (stan w cylindrze IV). Para nasycona wilgotna składa się z pary nasyconej suchej i nasyconej cieczy, tj. cieczy o temperaturze nasycenia. Stopień suchości pary w cylindrze IV ma wartość równą jedności. Dla stanów pośrednich, między II a IV, stopień suchości mieści się między zerem a jednością.

Dla bliższego określenia stanów pary przegrzanej, tj. takiej pary, której temperatura t_p jest wyższa od temperatury nasycenia dla danego ciśnienia, wprowadza się stopień przegrzania β

$$\beta = \left(\frac{t_p}{t_n} \right) \quad (13-2)^*$$

Jest to stosunek temperatury t_p do temperatury t_n nasycenia dla danego ciśnienia pary. Para jest tym silniej przegrzana im większą wartość ma stopień przegrzania. Dla pary nasyconej suchej stopień przegrzania jest równy jedności, dla pary przegrzanej $\beta > 1$.

* Dla skali temperatury innej niż Celsjusza β zmienia wartość liczbowa.



Rys. 13-4. Powierzchnie stanów systemu wody w układzie P-v-T; S - ciało stałe, C - ciecz, G - gaz

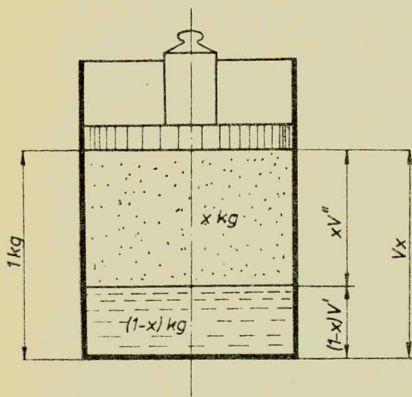
Parametry określające stan cieczy nasyconej oznaczamy przez v' , i' , u' itp., a parametry określające stan pary nasyconej suchej przez v'' , i'' , s'' , u'' itp.

Parę silnie przegrzaną nazywa się popularnie gazem rzeczywistym.

Na rysunku 13-4 w przestrzennym układzie P-v-t są przedstawione powierzchnie stanów homogenicznych i heterogenicznych.

14. PRZEMIANY CHARAKTERYSTYCZNE DLA PARY WODNEJ WYKRESY I TABLICE PAROWE

Łącząc na wykresie P-v (rys. 13-3) dla różnych ciśnień stany pary w cylindrze II otrzymujemy linię stałego stopnia suchości $x = 0$. Czyniąc podobnie z punktami odpowiadającymi stanom w cylindrze IV otrzymamy linię



Rys. 14-1. Objętość 1 kg nasyconej pary wilgotnej

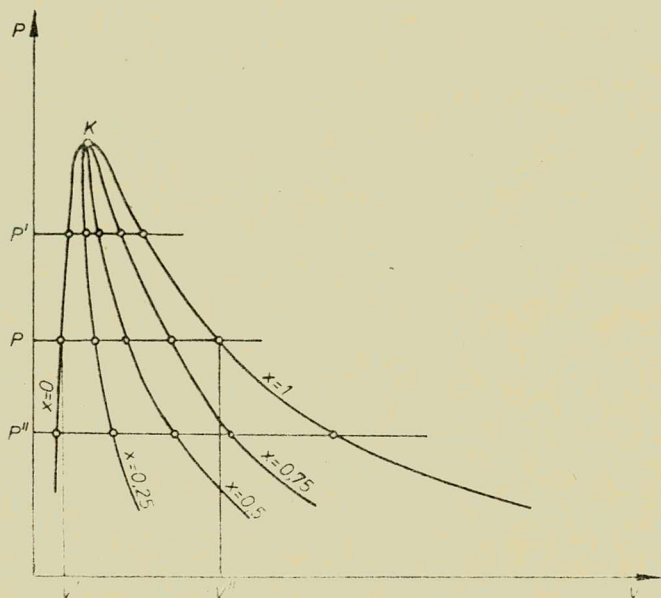
stałego stopnia suchości $x = 1$. Linie te stykają się w punkcie krytycznym. Przebieg linii stałego stopnia suchości o wartościach pośrednich otrzymamy łącząc stany o stałej wartości stopnia suchości. Objętość 1 kg pary wodnej wilgotnej oznacza się przez v_x (składa się ona z objętości $(1 - x)$ kg nasyconej cieczy i objętości x kg pary nasyconej suchej (rys. 14-1), czyli

$$v_x = xv'' + (1 - x)v'. \quad (14-1)$$

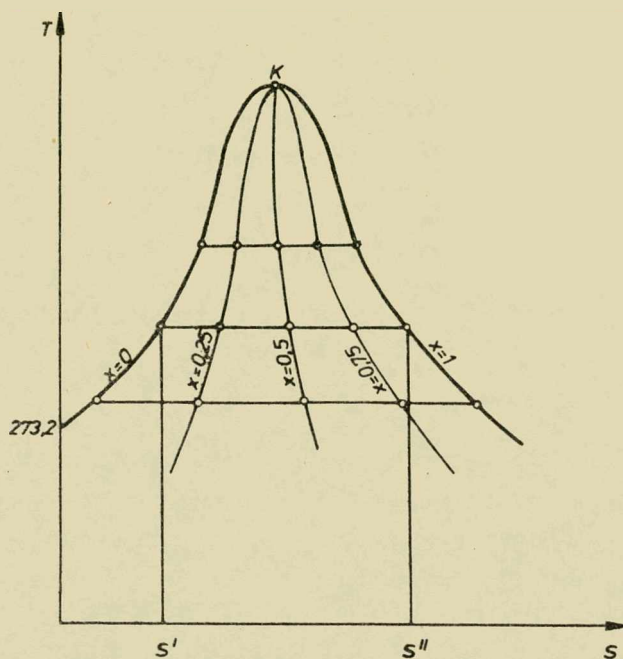
Po przekształceniu otrzymujemy

$$v_x = v' + x(v'' - v'). \quad (14-2)$$

Ze wzoru (14-2) widać, że na izobarze między $x = 0$ i $x = 1$ (rys. 14-2) stany o stopniach suchości, tworzących szereg arytmetyczny, wyznaczają odcinki stałej długości. Tworząc punkty podziału odcinków izobar o różnym ciśnieniu i odpowiednio łącząc punkty otrzymamy przebieg linii sta

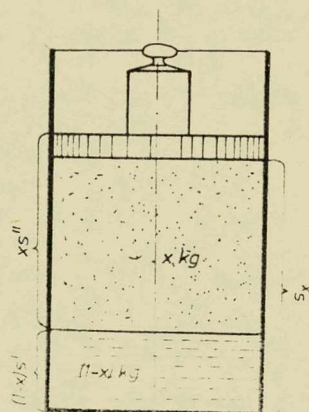


Rys. 14-2. Linie stałego stopnia suchości w układzie P-v



Rys. 14-3. Linie stałego stopnia suchości w układzie T-s

łego stopnia suchości (rys. 14-3). Odwzorowując linie stałego stopnia suchości pary $x = 0$ i $x = 1$ w układzie T-s otrzymamy przebieg tych linii zblizony do symetrycznego. Dla pary wodnej stan odniesienia względnej entropii i entalpii jest określony przez parametry punktu potrójnego $P = P_{tr}$ i $t = t_{tr}$. Dla cieczy nasyconej ($x = 0$), o wymienionym ciśnieniu i temperaturze, entropia s' oraz entalpia i' są równe zero.



Rys. 14-4. Entropia nasyconej pary wilgotnej

Entropię s_x pary wilgotnej (mokrej) o stopniu suchości x liczy się jako sumę entropii pary nasyconej suchej i entropii cieczy nasyconej (rys. 14-4), czyli

$$s_x = x s'' + (1 - x) s', \quad (14-3)$$

co po przekształceniu można sprowadzić do postaci

$$s_x = s' + x (s'' - s'). \quad (14-4)$$

W podobny sposób liczy się entalpię i_x wilgotnej pary o stopniu suchości x .

$$i_x = i' + x (i'' - i'). \quad (14-5)$$

Ze wzoru (14-4) wynika, że w obszarze pary mokrej na izobarze (która w tym obszarze jest jednocześnie izotermą) stany pary o stopniach suchości tworzących szereg arytmetyczny odcinają odcinki o stałej długości. Pozwala to na określenie linii o stałym stopniu suchości (rys. 14-3) w układzie T-s.

W podobny sposób, odcinając równe odcinki na izobarze, można wyznaczyć przebieg linii o stałym stopniu suchości w układzie i-s. Przebieg izobary wyjaśniono w dalszej części skryptu. Na rysunku 14-5 jest przedstawiony przebieg linii granicznych $x = 0$ i $x = 1$ w układzie i-s oraz sposób wykreślenia linii stałego stopnia suchości. Linia $x = 0$, zgodnie z przyjętymi warunkami odniesienia względnej entropii i entalpii, przechodzi przez początek układu i-s.

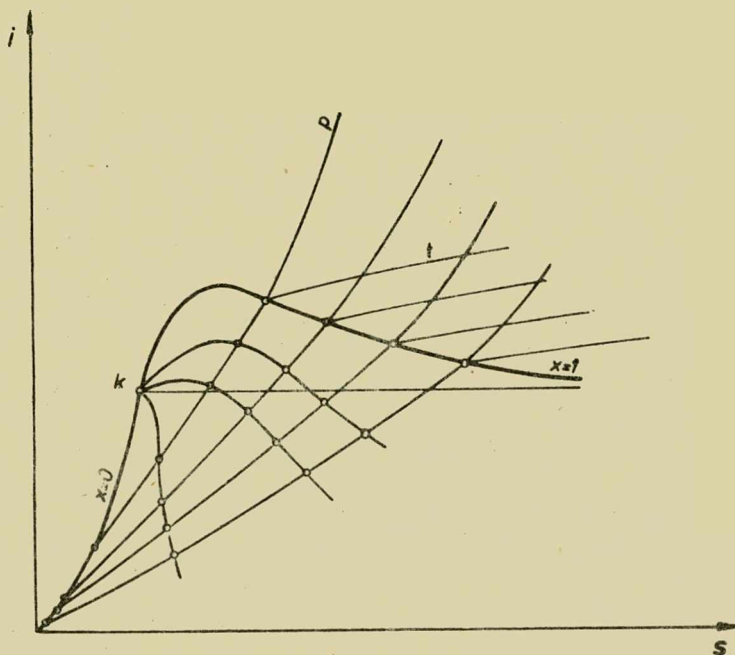
Dla przemiany izobarycznej zgodnie z I z.t

$$q_{p1-2} = i_2 - i_1. \quad (14-6)$$

Jeżeli za stan początkowy przyjmiemy umowny stan cieczy o temperaturze punktu potrójnego $0,0098^\circ\text{C}$, a praktycznie 0°C , w którym entalpia $i_1 = i' = 0$, to dla dowolnego stanu 2 leżącego na linii $x = 1$, dla którego $i_2 = i''$ otrzymamy

$$q_{p1-2} = i'' = q_z + r = q_{p\dot{x}}. \quad (14-7)$$

Na rysunku 14-6 przedstawiono tzw. ciepło „płynności” $q_{p\dot{x}}$ pary, jest to suma ciepła zawrzenia i ciepła parowania. Maksimum $q_{p\dot{x}} = i''$ występuje nie w temperaturze krytycznej, lecz w temperaturze ok. 232°C , co odpowiada ciśnieniu ok. 13 MPa. Z tego wynika, że położenie punktu krytyczne-



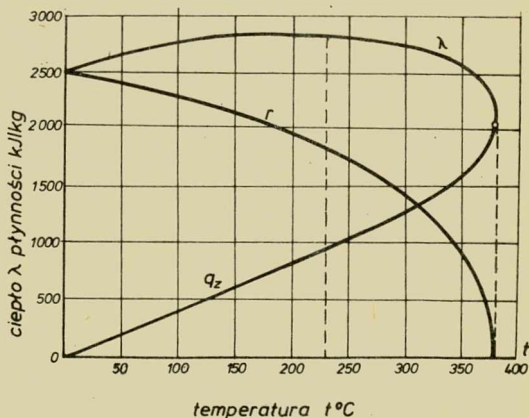
Rys. 14-5. Linie stałego stopnia suchości w układzie i - s

go w układzie i - s nie leży w najwyższym punkcie granicznych linii stałego stopnia suchości.

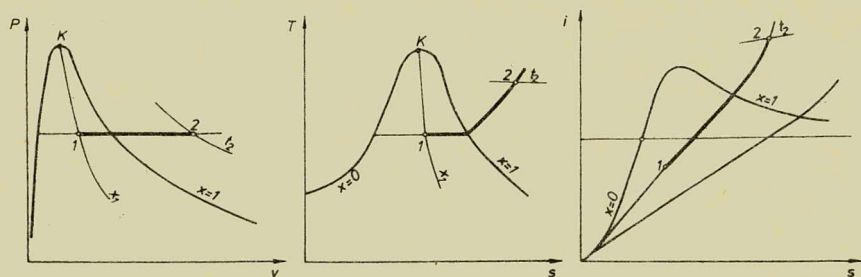
14.1. Przemiana izobaryczna

Na rysunku 14-7 przedstawiono przebieg przemiany izobarycznej (odpowiednio w układzie P - v , T - s , i - s).

W układzie P - v przebieg izobary wyznacza linia $P = \text{idem}$ (bez względu na rodzaj czynnika termodynamicznego). W obszarze pary wilgotnej dla $P = \text{idem}$ musi być także $t = t_n = \text{idem}$, co wynika z wykresu P - t . Właściwość



Rys. 14-6. Ciepło q_z płynności pary: r - ciepło parowania, p_z - zawrzenia, $\lambda = r + q_z$



Rys. 14-7. Izobara w układach P-v, T-s oraz i-s

ta pozwala wykreślić w obszarze pary wilgotnej przebieg izobary w układzie T-s, jako odcinka izotermy. Para przegrzana jest zbliżona właściwościami do gazu doskonałego i przebieg izobary w tym obszarze będzie zbliżony do linii wykładniczej. W obszarze cieczy izobara prawie pokrywa się z linią $x = 0$; lekko tylko odchyła się od niej.

Przebieg izobary w układzie i-s wyznacza się następująco. Dla izobary na podstawie I z.t

$$dq_p = di. \quad (14-8)$$

Jednocześnie dla każdej przemiany $dq = Tds$, a więc dla przemiany izobarycznej również

$$dq_p = Tds. \quad (14-9)$$

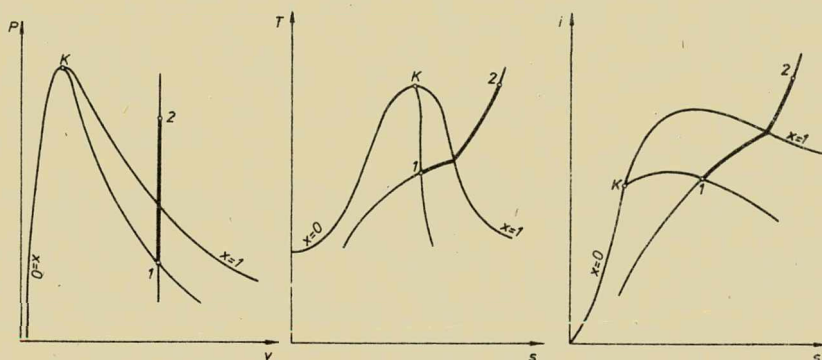
Z porównania równań (14-8) i (14-9) wynika, że dla izobary

$$\left(\frac{di}{ds}\right)_p = T. \quad (14-10)$$

Równanie (14-10) określa, że dla dowolnego stanu na izobarze tangens stycznej w danym stanie jest równy temperaturze ciała. W obszarze pary wilgotnej dla stałego P jest stałe T, a więc i stała pochodna, znaczy to, że w tym obszarze izobara musi być prostą. Im wyższe ciśnienie, tym wyższa temperatura nasycenia, a więc izobara o większej wartości ciśnienia jest prostą o większym kącie nachylenia. W obszar pary przegrzanej izobara stycznie przechodzi w linię zbliżoną do linii logarytmicznej (w obszar cieczy izobara także stycznie przechodzi w linię zbliżoną do linii $x = 0$).

14.2. Przemiana izochoryczna

W układzie P - v izochora jest linią pionową i może przecinać tylko raz graniczną linię nasycenia $x = 0$ lub $x = 1$, pomijając niewielki obszar w pobliżu temperatury $t_n = 4^\circ\text{C}$, gdzie może przeciąć dwukrotnie linię $x = 0$. W układzie T - s w obszarze pary przegrzanej, właściwościami zbliżonej do gazu doskonałego, przebieg izochory jest zbliżony do linii wykładniczej, bardziej stromej od izobary. W obszarze pary wilgotnej izochora, która przecięła jedną z linii granicznych, nie może przeciąć drugiej. Podobnie przebiega izochora w układzie i - s (por. rys. 14-8).

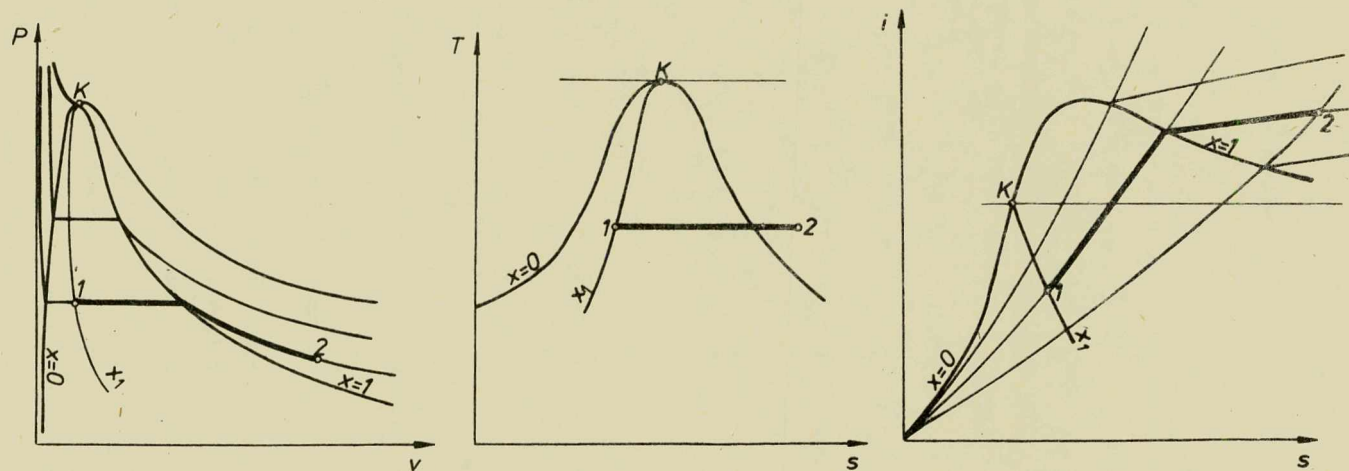


Rys. 14-8. Przemiana izochoryczna w układach P - v , T - s oraz i - s

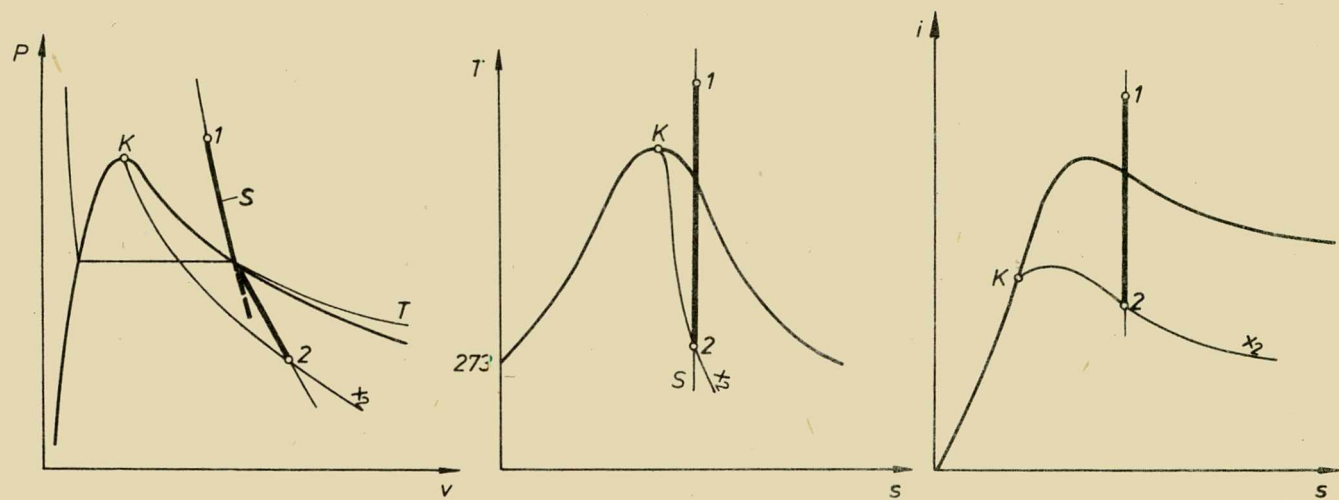
14.3. Przemiana izotermiczna

W obszarze pary wilgotnej przemiana izotermiczna (rys. 14-9) pokrywa się z przemianą izobaryczną. W obszarze pary przegrzanej układu P - v przebieg przemiany izotermicznej jest zbliżony do hiperboli równobocznej. W układzie T - s izoterma jest linią poziomą.

W układzie i - s w obszarze pary wilgotnej izoterma jest linią prostą pod pewnym kątem, w obszarze pary przegrzanej zbliża się do linii poziomej, początkowo wznosząc się, a dla silnie przegrzanych par opadając (istnieje tzw. punkt inwersji dla izotermy).



Rys. 14-9. Przemiana izotermiczna w układzie P-v, T-s oraz i-s



Rys. 14-10. Przemiana adiabatyczna w układzie P-v, T-s oraz i-s

14.4. Przemiana adiabatyczna (bez tarcia)

Linia adiłaty (rys. 14-10) w układzie P-v dla pary przegrzanej jest zbliżona do linii określonej równaniem $Pv^k = \text{idem}$ i załamuje się podczas przejścia przez linie graniczne $x = 0$ i $x = 1$, mówimy, że zmienia się współczynnik adiłaty. Równanie $Pv^{k'} \approx \text{idem}$ słuszne jest tylko dla tej części obszaru pary wilgotnej, gdzie stopień suchości jest bliski jedności.

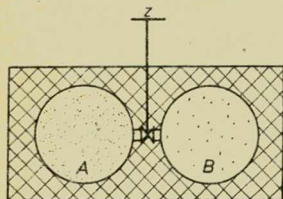
W układzie T-s i i-s przemiana adiabatyczna bez tarcia jest pionową.

14.5. Dławienie

Ekspansję gazów bez wykonanej pracy zewnętrznej nazywamy dławieniem. Rozróżniamy dławienie izoenergetyczne i izentalpowe.

14.5.1. Adiabatyczne dławienie izoenergetyczne

Dwa szczelne zbiorniki A i B (rys. 14-11) są izolowane i połączone rurociągiem zaopatrzonym w zawór Z. W jednym z nich (A) znajduje się sprężony gaz o ciśnieniu P_A , a w drugim gaz o ciśnieniu P_B , przy czym ciśnienia te są różne. Po otworzeniu zaworu Z ciśnienia wyrównują się. Przeprowadźmy bilans energii tego układu. W rozważanym zaizolowanym układzie energia doprowadzona E_1 i odprowadzona E_2 są równe zeru, czyli zgodnie z równaniem (4-1)



$$\Delta E_u = 0. \quad (14-11)$$

Rys. 14-11. Urządzenie do realizacji adiabatycznego dławienia izoenergetycznego

Wykorzystując równanie (4-12) możemy napisać, że

$$0 = U_k - U_p. \quad (14-12)$$

Ponieważ przyrost energii kinetycznej i potencjalnej układu jest równy zeru, więc energia wewnętrzna układu na początku jest równa energii wewnętrznej na końcu zjawiska

$$U_k = U_p. \quad (14-13)$$

Znaczy to, że energia wewnętrzna gazu na skutek dławienia nie uległa zmianie.

14.5.2. Adiabatyczne dławienie izentalpowe

Rozpatrujemy obarczony tarciem przepływ adiabatyczny czynnika przez rurociąg (rys. 14-12), gdy $P_1 > P_2$. Przeprowadzając bilans energii liczymy energię doprowadzoną i odprowadzoną

$$E_1 = E_{r1}, \quad E_2 = E_{r2}. \quad (14-14)$$

Pomijając zmianę energii kinetycznej czynnika w pewnej odległości przed i za przewężeniem (na samym przewężeniu prędkość czynnika może być taka, że przyrost energii kinetycznej będzie niepomijalny) możemy napisać zgodnie z równaniem (4-1)

$$\Delta E_u = E_{r1} - E_{r2} = I_1 - I_2. \quad (14-15)$$

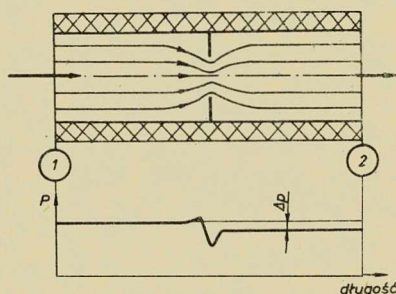
Dla rozważanego przypadku z dyskusji równania (4-12) wynika, że energia układu kinetyczna i potencjalna są stałe. Dla ustalonego pola temperatur i ciśnień energia wewnętrzna układu nie zmienia się, czyli

$$\Delta E_u = 0. \quad (14-16)$$

Przyrównując równanie (14-15) i (14-16) otrzymamy, że

$$I_1 = I_2. \quad (14-17)$$

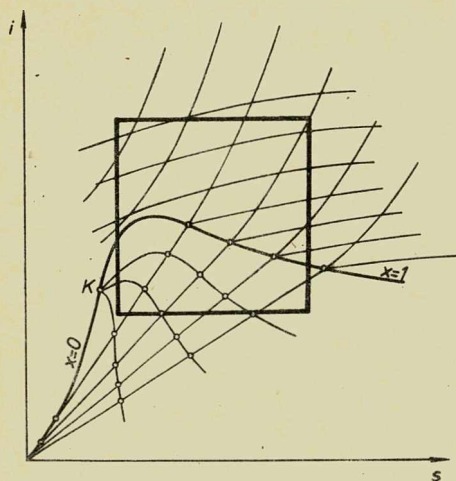
Znaczy to, że w adiabatycznym (izolowanym) rurociągu entalpia czynnika przed i za przewężeniem jest taka sama.



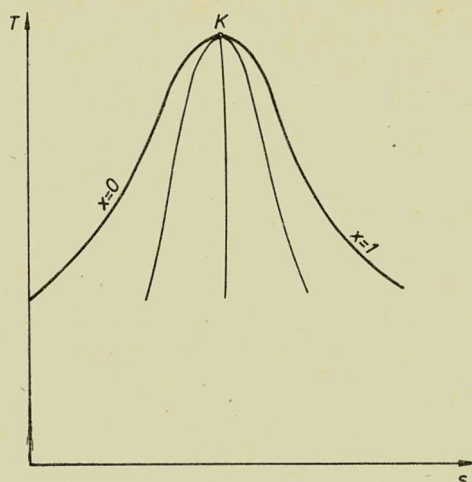
Rys. 14-12. Adiabatyczny przepływ czynnika z tarciem

14.6. Wykresy i tablice parowe

Do określania stanów pary w technice służą wykresy lub tablice parowe. Stosuje się zwykle wykres $T-s$, a zwłaszcza wykres $i-s$, który jest wyćinkiem całości wykresu przedstawionego na rys. 14-13. Są dwa rodzaje tablic parowych:



Rys. 14-13. Wykres i - s dla pary wodnej



Rys. 14-14. Wykres T - s dla 1 kg czynnika

a) dla par nasyconych, gdzie podano parametry stanów leżących na liniach granicznych stopnia suchości $x = 0$ oraz $x = 1$,

b) dla cieczy i par przegrzanych.

Wykresy parowe i tablice są podane w końcowej części skryptu.

14.6.1. Wykres parowy T - s dla ilości czynnika różnej od 1 kg

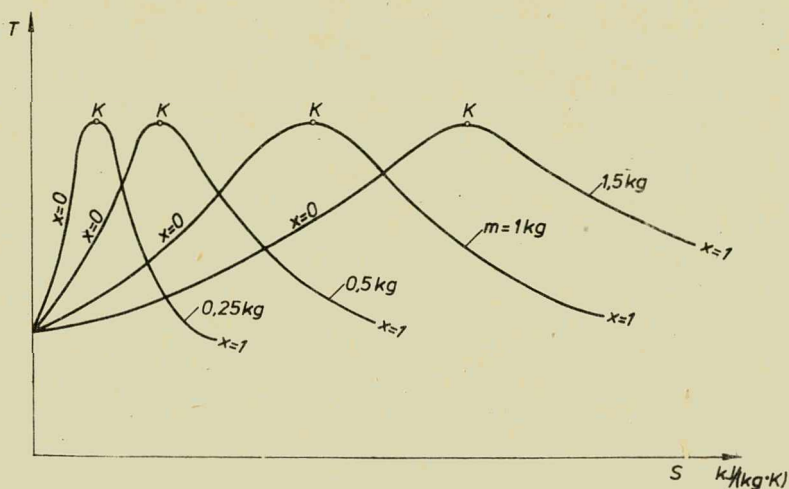
Aby na wykresie T - s (rys. 14-14), sporządzanym dla 1 kg pary, przedstawić ciepło przemian czynnika w ilościach różnych od jednościi nie zmieniając skali na osi s , należy przeprowadzić korektę linii nasycenia. Na przykład dla 0,5 kg czynnika odpowiednie wartości entropii w poszczególnych stanach są dwa razy mniejsze. Na rysunku 14-15 przedstawiono przebieg linii nasycenia dla różnych ilości pary.

14.7. Wartości entalpii na wykresie T - s

Dla izobarycznej przemiany zgodnie z I z.t

$$q_{p_{1-2}} = i_2 - i_1. \quad (14-18)$$

Przyjmując stan 2 jako dowolny o entalpii $i_2 = i$ oraz stan 1 dla cieczy nasyconej o parametrach punktu potrójnego, tj. o temperaturze $T_{tr} =$



Rys. 14-15. Graniczne linie stałego stopnia suchości pary w układzie T-s dla różnych ilości czynnika (od 1 kg)

= 273,2 K jako stały, w którym $i_1 = i'_{tr} = 0$, ze wzoru (15-1) otrzymamy

$$q_{p1-2} = i. \quad (14-19)$$

Na podstawie wzoru (14-19) można wykonać konstrukcję przedstawioną na rys. 14-16. Przez dowolny stan A prowadzimy izobarę aż do temperatury 273 K. Odpowiednie pole pod tą izobarą przedstawia wartość i_A entalpii w tym stanie. Przebieg izobary w obszarze cieczy przyjmuje się jako pokrywający się z linią $x = 0$.

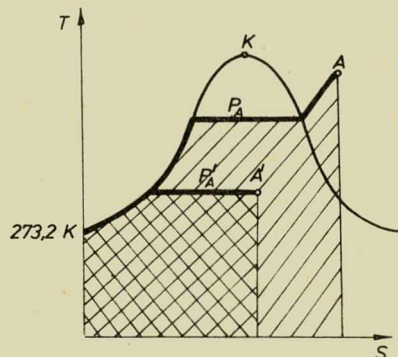
Przykład 14-1. W naczyniu ciśnieniowym o stałej objętości znajduje się para wodna o ciśnieniu 0,1 MPa i stopniu suchości $x = 0,8$. Na skutek grzania temperatura wzrosła do 600 °C. Określić parametry stanów skrajnych i obliczyć jednostkowe ciepło przemiany oraz właściwą pracę przemiany.

Odczytane z wykresu i-s parametry stanów skrajnych przemiany:

- stan 1 początkowy:

$$v_1 = 1,26 \text{ m}^3/\text{kg},$$

$$i_1 = 2225 \text{ kJ/kg},$$



Rys. 14-16. Przedstawienie wartości entalpii w układzie T-s

▨ - i_A , ▨ - i_A

$$\begin{aligned}s_1 &= 6,15 \text{ kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K}), \\ t_1 &= 99,8 \text{ }^\circ\text{C}, \\ \text{- stan 2 końcowy:} \\ p_2 &= 0,3 \text{ MPa} \\ v_2 &= 1,26 \text{ m}^3/\text{kg}, \\ i_2 &= 3710 \text{ kJ/kg}, \\ s_2 &= 8,69 \text{ kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K}).\end{aligned}$$

Jednostkowe ciepło przemiany; dla przemiany izochorycznej równanie I z.t. przyjmie postać

$$q_{v1-2} = u_2 - u_1$$

$$u_2 = i_2 - p_2 v_2 = 3710 - 3 \cdot 10^5 \cdot 1,26 \frac{1}{10^3} = 3332 \text{ kJ/kg},$$

$$u_1 = i_1 - p_1 v_1 = 2225 - 1 \cdot 10^5 \cdot 1,26 \frac{1}{10^3} = 2099 \text{ kJ/kg},$$

$$q_{v1-2} = 3332 - 2099 = 1233 \text{ kJ/kg}.$$

Właściwa praca techniczna:

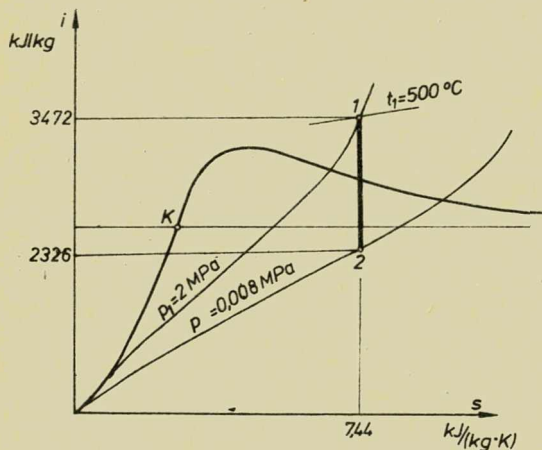
$$l_{tv1-2} = - \int_1^2 v dP = v (P_1 - P_2),$$

$$l_{tv1-2} = 1,26 (0,3 - 0,1) 10^6 \frac{1}{10^3} = 252 \text{ kJ/kg}.$$

Przykład 14-2. W idealnej turbinie para ekspanduje izentropowo od stanu o ciśnieniu $p_1 = 2,0 \text{ MPa}$ i $t_1 = 500 \text{ }^\circ\text{C}$ przed turbiną, do ciśnienia $p_2 =$

$= 0,008 \text{ MPa}$ w skraplaczu. Określić parametry stanów skrajnych przemiany, właściwą pracę wykonaną przez parę w turbinie oraz moc turbiny, jeśli natężenie przepływu pary wynosi 50 t/h. Odczytane z wykresu $i-s$ parametry stanów skrajnych pary (rys. 14-7):

- stan 1 początkowy:
 - $i_1 = 3472 \text{ kJ/kg},$
 - $s_1 = 7,44 \text{ kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K}),$
 - $v_1 = 0,168 \text{ m}^3/\text{kg},$
- stan 2 końcowy:
 - $i_2 = 2326 \text{ kJ/kg},$
 - $x_2 = 0,0897,$
 - $t_2 = 44 \text{ }^\circ\text{C}.$



Rys. 14-17. Praca techniczna adiabatycznej przemiany izentropowej w układzie $i-s$

Właściwa praca techniczna przemiany izentropowej obliczona z drugiej postaci I z.t wyniesie:

$$l_{t,s,1-2} = i_1 - i_2 = 3472 - 2326 = 1146 \text{ kJ/kg.}$$

Moc turbiny

$$N = \dot{m} l_{t,s,1-2} = \frac{50 \cdot 10^3}{3600} \cdot 1146 = 15850 \text{ kW.}$$

$$N = 15,95 \text{ MW.}$$

Zadanie 14-1. Obliczyć strumień ciepła przekazanego wodzie w kotle parowym o ciśnieniu 6,0 MPa, jeśli temperatura wody podawanej do kotła wynosi 40 °C, a temperatura pary za przegrzewaczem 400 °C. Wydajność kotła 60 t/h pary.

Odpowiedź: $\dot{q}_{p1-2} = 50 \text{ MW.}$

Zadanie 14-2. W idealnej turbinie parowej zachodzi ekspansja izentropowa pary. Stan pary przed turbiną jest określony przez $p_1 = 20,0 \text{ MPa}$ i $t_1 = 600 \text{ °C}$. Do jakiego ciśnienia można rozprężyć tę parę w I części turbin, aby uniknąć tzw. uderzenia wodnego w łopatki ostatnich stopni turbiny (co występuje dla stopnia suchości $x \approx 0,97$). Jaką moc będzie miała ta część turbiny, jeśli natężenie przepływu przez nią pary wynosi 160 t/h?

Odpowiedź: $p_{\min} = 0,9 \text{ MPa, } N = 32,5 \text{ MW.}$

Zadanie 14-3. Do skraplacza siłowni parowej wpływa para o ciśnieniu 80 hPa i stopniu suchości $x = 0,98$ w ilości 60 t/h. Para ta ulega izobarycznemu skropleniu. Obliczyć zapotrzebowanie wody chłodzącej, jeśli przyrost jej temperatury będzie nie większy niż $\Delta t = 5 \text{ K}$.

Odpowiedź: $\dot{V} = 6570 \text{ m}^3/\text{h.}$

15. GAZY WILGOTNE

Roztwór gazów, w którym jeden ze składników w obszarze rozpatrywanych stanów może przechodzić przemiany fazowe nazywamy gazem wilgotnym. Gazy w roztworze, które nie przechodzą przemian fazowych nazywamy gazem suchym. Składnik roztworu przechodzący przemiany fazowe nazywamy parą. Najczęściej w roztworze występuje para wodna, lecz może być także dowolna inna para, np. amoniaku.

Do najczęściej spotykanych gazów zaliczamy powietrze wilgotne i spaliny wilgotne.

W zakresie niewysokich ciśnień, w których dla gazów rzeczywistych można stosować prawo Daltona (patrz [4] rozdz. 1.3.1) obowiązuje wzór

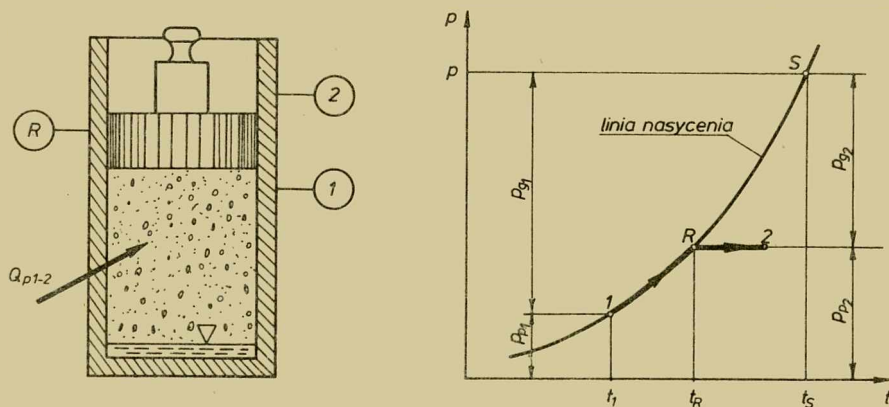
$$p = p_g + p_p, \quad (15-1)$$

gdzie p - ciśnienie gazu wilgotnego,

p_g - ciśnienie składnikowe gazu suchego,

p_p - ciśnienie składnikowe pary.

Gdy na skutek podgrzania przy stałym ciśnieniu gazu wilgotnego rośnie jego zawilżenie przez odparowanie cieczy (patrz rys. 15-1), wtedy rośnie ciśnienie p_p pary i musi spadać ciśnienie p_g gazu suchego. W tempera-



Rys. 15-1. Izobaryczne nawilżanie gazu

turze T_R ciecz całkowicie odparowała i dalsze grzanie nie powoduje wzrostu ciśnienia składnikowego pary. Utrzymuje się ono na wysokości p_{p2} . Para się przegrzewa. Jeżeli proces odwróćmy, tzn. będziemy chłodzić, to w punkcie R w temperaturze T_R pojawią się pierwsze kropelki cieczy. Punkt R nazywamy punktem rosy. Temperatura T_R punktu rosy jest temperaturą nasycenia pary dla ciśnienia p_{p2} składnikowego pary w gazie wilgotnym.

Maksymalne ciśnienie $p_{p \max}$ pary w gazie wilgotnym o temperaturze T jest równe ciśnieniu p_n nasycenia pary dla tej temperatury.

$$p_{p \max} = p_n. \quad (15-2)$$

Równanie (15-2) obowiązuje wtedy, gdy ciśnienie p gazu wilgotnego nie jest mniejsze od ciśnienia p_p , tzn. dla temperatur T niższych lub równych T_A , gdzie T_A jest temperaturą nasycenia dla ciśnienia p gazu wilgotnego (patrz rys. 15-1).

15.1. Wilgotność gazu, stopień zawilżenia

W i l g o c i ą (b e z w z g l ę d n ą w i l g o t n o ś c i ą) ρ_p gazu nazywamy ilość pary w jednostce objętości gazu. Wilgoć jest więc gęstością pary znajdującą się w gazie wilgotnym

$$\rho_p = \frac{G}{V}, \quad (15-3)$$

gdzie G_p - ilość pary w gazie wilgotnym,

V - objętość gazu.

Maksymalna wilgoć gazu

$$\rho_{p \max} = \rho'' \quad (15-4)$$

jest równa gęstości pary nasyconej suchej o temperaturze gazu.

W i l g o t n o ś c i ą (w z g l ę d n ą w i l g o t n o ś c i ą) ϕ gazu nazywamy stosunek gęstości ρ_p pary w gazie do maksymalnej wilgoci danego gazu.

$$\phi = \left(\frac{\rho_p}{\rho''} \right)_T. \quad (15-5)^x$$

Wilgotność często wyraża się w procentach. Para o niskich ciśnieniach składnikowych (cząstkowych) spełnia równanie Clapeyrona, czyli

$$\rho_p = \frac{P_p}{R_p T}, \quad (15-6)$$

gdzie R_p - indywidualna stała gazowa dla pary,

$$\rho'' = \frac{P_{p \max}}{R_p T} = \frac{P_n}{R_p T}. \quad (15-7)$$

Wilgotność ϕ można więc wyrazić dzieląc (15-7) przez (15-6)

$$\phi = \left(\frac{P_p}{P_n} \right)_T. \quad (15-8)$$

S t o p n i e m z a w i l ż e n i a gazu X nazywamy stosunek ilości pary G_p zawartej w gazie do ilości gazu suchego G_g

^{x)} Nieraz interpretuje się gazy zamglone (mgłę), tj. gazy wilgotne zawierające zawieszinę cieczy w postaci drobnych kropelek jako gaz o $\phi > 1$. Należy wtedy pamiętać, że nie obowiązuje przy takiej interpretacji wzór (15-8)

$$X = \frac{G_p}{G_g} = \frac{\text{kg pary}}{\text{kg gazu suchego}}. \quad (15-9)$$

Stopniem molowym zawilżenia gazu X_n będzie odpowiednio

$$X_n = \frac{n_p}{n_g} = \frac{\text{kmol pary}}{\text{kmol gazu suchego}}. \quad (15-10)$$

Stopień molowy zawilżenia gazu wyraża również stosunek ilości um^3 pary/ um^3 gazu suchego.

Stosując równanie Calpeyrona do składników gazu wilgotnego, tj. dla pary i gazu suchego, można napisać

$$\frac{P}{p} V = \frac{G}{p} \frac{R}{p} T \quad (15-11)$$

oraz

$$\frac{P}{g} V = \frac{G}{g} \frac{R}{g} T, \quad (15-12)$$

czyli

$$X = \frac{\frac{R}{g}}{\frac{R}{p}} \frac{P}{p} = \frac{\frac{M}{g}}{\frac{M}{p}} \frac{P}{P - P_n}. \quad (15-13)$$

Zgodnie z (15-8) $p_p = \phi p_n$, można więc (15-13) wyrazić wzorem

$$X = \frac{\frac{M}{g}}{\frac{M}{p}} \frac{P_n}{P - \phi P_n}. \quad (15-14)$$

Jeżeli rozpatrywany gaz wilgotny jest powietrzem zawilżonym parą wodną, to liczby molowe pary i gazu są $M_p = 18,016 \text{ kg/kmol}$, $M_g = 28,96 \text{ kg pow/kmol}$, czyli

$$X = 0,622 \frac{\phi P_n}{p - \phi P_n} \frac{\text{kg H}_2\text{O}}{\text{kg pow. such.}}. \quad (15-15)$$

15.2. Wpływ wysokich ciśnień

Jeżeli gaz wilgotny jest pod wysokim ciśnieniem, to występuje zjawisko, w którym wysokość ciśnienia maksymalnego pary jest określone prawem Pointinga 15-16. Ciśnienie to zależy nie tylko od temperatury ale i od objętości.

$$\left(\frac{\partial p_n}{\partial p} \right)_T = \frac{v'_p}{v_p}, \quad (15-16)$$

v' - objętość właściwa cieczy w stanie nasycenia,

v_p - objętość właściwa pary.

Po przybliżonym rozwiązaniu (15-16) można napisać

$$P_{p \max} - P_n = (P - P_n) \frac{v'}{v''}, \quad (15-17)$$

gdzie P_n - ciśnienie nasycenia dla temperatury gazu,

$P_{p \max}$ - ciśnienie maksymalne pary nasyconej w gazie wilgotnym o wysokim ciśnieniu,

v'' - objętość właściwa pary nasyconej suchej o temperaturze gazu.

W tabeli 15-1 są zestawione dla amoniaku (NH_3) ciśnienia maksymalne pary nasyconej w gazie wilgotnym o wysokim ciśnieniu, obliczone ze wzoru (15-17) i pomierzone (liczby podane niżej).

T a b e l a 15-1

Obliczone i pomierzone wartości $p_{p \max}$ dla amoniaku [8, t. I]

p	$p_{p \max}$			
	$t = -40^\circ \text{C}$ $p_n = 718 \text{ hPa}$	$t = -20^\circ \text{C}$ $p_n = 1768 \text{ hPa}$	$t = 0^\circ \text{C}$ $p_n = 4312 \text{ hPa}$	$t = 20^\circ \text{C}$ $p_n = 8572 \text{ hPa}$
10	0,827 0,810	2,182 2,125	4,901 4,828	9,762 9,476
30	1,017 1,048	2,674 2,450	6,007 5,470	12,015 12,131
60	1,304 1,547	3,409 4,010	7,659 9,100	15,376 18,912

Dla gazów o wysokim ciśnieniu posługując się równaniem (15-8) należy wilgotność liczyć za pomocą wzoru

$$\varphi = \frac{p_p}{p_{p \max}}. \quad (15-18)$$

15.3. Równanie stanu, entalpia i energia wewnętrzna

15.3.1. Równanie Clapeyrona dla powietrza wilgotnego

Dla niezbyt wysokich ciśnień gaz wilgotny spełnia dość dobrze równanie Clapeyrona. Jeżeli ilość G gazu wilgotnego wyrazimy za pomocą ilości

gazu suchego G_g , to możemy napisać

$$G = G_g (1 + X). \quad (15-19)$$

Równanie Clapeyrona przyjmie więc postać

$$PV = G_g (1 + X) RT, \quad (15-20)$$

gdzie, zgodnie z (2-23)

$$R = \frac{R_g + XR_p}{1 + X}. \quad (15-21)$$

Dla powietrza zawilżonego parą wodną wzór (15-21) przyjmuje postać

$$R = R_p \frac{0,622 + X}{1 + X} = 461,6 \frac{0,622 + X}{1 + X}. \quad (15-22)$$

Obliczenia gęstości ρ gazu wilgotnego można dokonać za pomocą równania Clapeyrona bądź korzystając z zasady addytywności

$$\rho = \rho_p + \rho_g, \quad (15-23)$$

gdzie $\rho_p = \varphi \rho_n$,

ρ_p i ρ_g - gęstość pary i gazu liczone dla składnikowych ciśnień i temperatury gazu wilgotnego.

15.3.2. Entalpia i energia wewnętrzna gazu wilgotnego

W obliczeniach addytywnych znamion stanu (entalpia, energia wewnętrzna i in.) za jednostkę ilości gazu wilgotnego przyjmuje się $1 + X$ kg, tzn. 1 kg gazu suchego z przynależną do tej ilości parą. Entalpię tak pomyślanej jednostki masy gazu wilgotnego oznaczamy jako i_{1+X} kJ/kg

$$i_{1+X} = i_g + X i_p. \quad (15-24)^{**})$$

Jednostkową entalpię molową gazu wilgotnego obliczymy za pomocą wzoru

$$(Mi)_{1+X_m} = M_g i_g + X_m (M_p i_p). \quad (15-25)$$

Dla powietrza wilgotnego w przypadku niewielkich zmian temperatury, co występuje w procesach zachodzących w wilgotnym powietrzu, można przyjąć ciepło właściwe c_p o stałym ciśnieniu zarówno dla gazu c_{pg} , jak i pary c_{pp} , jako stałe. Wobec niewielkich wysokości ciśnienia składnikowego pary w ga-

^{x)} Należy zwrócić uwagę, że zarówno i_g , jak i i_p należy przyjmować dla tego samego poziomu odniesienia względnej entalpii^p gazu i pary. To samo dotyczy energii wewnętrznej

znie p ciepło parowania r_0 można przyjąć jako zbliżone do $r_{tr} = 2501 \text{ kJ/kg}$ w punkcie potrójnym; $c_{pg} = 1005 \text{ kJ/(kg}\cdot\text{K)}$, $c_{pp} = 1,88 \text{ kJ/(kg}\cdot\text{K)}$. Entalpię powietrza wilgotnego można wyrazić wzorem

$$i_{1+X} = c_{pg} \cdot t + X (r_0 + c_{pp} t), \quad (15-26)^{**}$$

a za pomocą wartości liczbowych

$$i_{1+X} = 1,005 t + X (2501 + 1,88 t). \quad (15-27)$$

Po uporządkowaniu wzór na entalpię niezamglonego powietrza wilgotnego przyjmie postać

$$i_{1+X} = (1,005 + 1,88 X) t + 2501 X \text{ kJ}/(1 + X) \text{ kg}. \quad (15-28)$$

Entalpię i_w kropeł wody w wilgotnym powietrzu zamglonym liczy się za pomocą wzoru

$$i_w = c_{pw} t = 4,19 t \text{ kJ/kg}, \quad (15-29)$$

gdzie c_{pw} - ciepło właściwe ciekłej wody.

Jeżeli przez X_n oznaczymy stopień zawilżenia gazu samą parą nasyconą suchą (bez kropeł cieczy), a X z uwzględnieniem kropeł, to wzór na entalpię powietrza zamglonego można wyrazić wzorem

$$i_{1+X} = i_{1+X_n} + (X - X_n) c_{pw} t, \quad (15-30)$$

lub w zapisie szczegółowym

$$i_{1+X} = 1,005 t + X_n 4,19 t + X (6,07 t + 2501) \text{ kJ}/(1 + X) \text{ kg}. \quad (15-31)$$

Jeżeli do zamglenia dochodzi w temperaturach niższych od temperatury zamarzania cieczy dla ciśnienia składnikowego pary w powietrzu (praktycznie poniżej 0°C), to kropelki cieczy zamarzają; wtedy entalpia i_l kryształków lodu

$$i_l = -r_z + c_l t = -334,1 + 2,09 t, \quad (15-32)$$

gdzie $r_z = 334,1 \text{ kJ/kg}$ ciepło zamarzania wody,

$c_l = 2,09 \text{ kJ/(kg}\cdot\text{K)}$ ciepło właściwe lodu.

x) Jeżeli mamy do czynienia z procesem spalania w gazach wilgotnych, bilansowanych za pomocą wartości opałowej (T rozdz. 5.2.2), to poziom odniesienia względnej entalpii pary należy zmienić. We wzorze (12-26) i dalszych należy opuścić r_0

Entalpię powietrza zamglonego z kryształkami lodu można obliczyć ze wzoru

$$i_{1+X} = i_{1+X_n} + (X - X_n)(c_1 t - r_z), \quad (15-33)$$

co po podstawieniu wartości szczegółowych daje

$$i_{1+X} = 1,005 t + X_n (2835,1 + 3,97 t) + X (-334,1 + 2,09 t). \quad (15-34)$$

Entalpię I gazu wilgotnego, znając i_{1+X} , można określić wzorem

$$I = G_g \cdot i_{1+X}. \quad (15-35)$$

Energię wewnętrzną u_{1+X} gazu wilgotnego oraz energię wewnętrzną całkowitą U liczymy posługując się wzorami (4-7), które w zastosowaniu do tego przypadku przyjmują postać

$$u_{1+X} = i_{1+X} - P v (1 + X); \quad U = G_g u_{1+X}. \quad (15-36)$$

15.4. Wykres i - X powietrza wilgotnego

Dla stałego ciśnienia gazu wilgotnego można sporządzić wykres i_{1+X} - X , który po naniesieniu linii $T = \text{idem}$ oraz $\phi = \text{idem}$ jest bardzo przydatny w rozpatrywaniu procesów zachodzących w wilgotnym powietrzu. Wykresy są najczęściej sporządzone dla ciśnienia 1000 hPa i do praktycznych celów można je stosować wówczas, gdy odchyłki od całkowitego ciśnienia nie przekraczają $\pm 3\%$. Entalpia i_{1+X} na wykresie jest oznaczona przez i .

Dla zwiększenia dokładności odczytów na wykresie, wygodnie jest zastosować ukośnokątny układ i - X odniesienia (patrz rys. 15-2).

Wykreślenie przebiegu izoterm w układzie i - X wymaga określenia zależności $i(X)$ dla $T = \text{idem}$. W tym celu rozpatrzmy kąt nachylenia izotermy, czyli $(\partial i / \partial X)_T$. Jeżeli obliczymy pochodną cząstkową z (15-26), zakładając $t = \text{idem}$, to otrzymamy

$$\left(\frac{\partial i}{\partial X} \right)_t = r_o + c_{pp} t. \quad (15-37)$$

Widać, że dla $t = \text{idem}$ $(\partial i / \partial X)_t = \text{idem}$; czyli izotermy w obszarze nie zamglonym są w układzie i - X liniami prostymi. Dla powietrza zamglonego (w obszarze mgły) z (5-30)

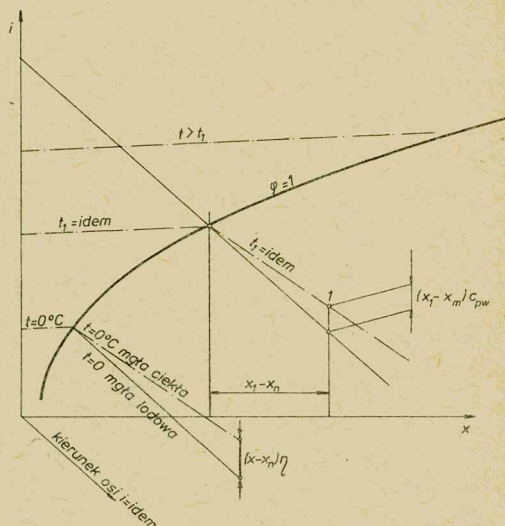
$$\left(\frac{\partial i}{\partial X} \right)_t = c_{pw} t. \quad (15-38)$$

izotermy są także liniami prostymi, lecz o innym nachyleniu. Na linii $\phi = 1$ rozgraniczającej obszar zamglony od niezamglonego izoterma ulega załamaniu. Izoterma w obszarze mgły przebiega nieco mniej stromo od linii $i = \text{idem}$.

W obszarze zamglenia z kryształkami lodu z (15-32) otrzymamy

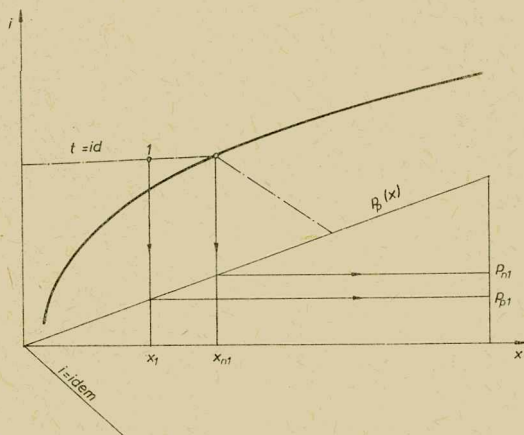
$$\left(\frac{\partial i}{\partial X}\right)_t = -r_z + c_p t < 0, \quad (15-39)$$

czyli izoterma jest nieco bardziej stroma niż izentalpa. Izoterma 0°C powietrza zamglonego pokrywa się z izentalpą.



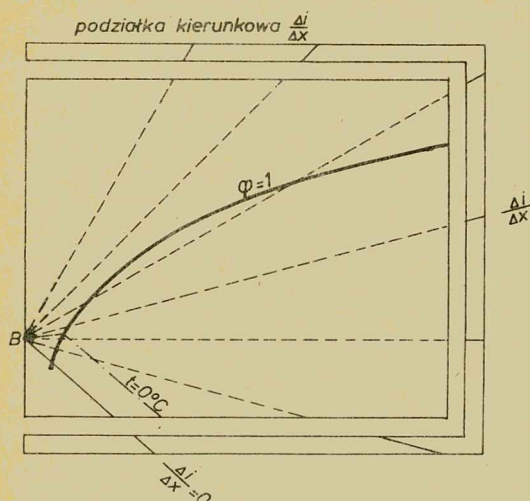
Rys. 15-2. Budowa wykresu i - X

Wykreślenia linii stałej wilgotności względnej ϕ można dokonać po wykreśleniu izoterm posługując się równaniem (15-15). Dla założonej wartości ϕ można znaleźć zależność $X(t)$, gdyż dla danej temperatury t jest określone p_n (z tablic parowych). Łącząc odpowiednie punkty wyznaczone przez wartość X na izotermie otrzymamy przebieg linii $\phi = \text{idem}$.



Rys. 15-3. Wyznaczenie składnikowego ciśnienia pary w gazie na wykresie i - X

U dołu wykresu i - X jest wykreślona linia wyznaczająca wielkość ciśnienia składnikowego pary w powietrzu wilgotnym w zależności od stopnia zawilżenia X . Jeżeli z tej linii chcemy odczytać p_{n1} dla T_1 , to należy dla T_1 znaleźć X_{n1} , co odczytujemy pod punktem przecięcia linii $T_1 = \text{idem}$ z linią $\phi = 1$ (patrz rys. 15-3).



Rys. 15-4. Wyznaczenie podziałki kierunkowej $\Delta i/\Delta X$

T, X. Na wykresie i - X jest podany związek między parametrami i , X , ϕ oraz T . Przy stałym ciśnieniu P dwa z wymienionych parametrów są niezależne i wyznaczają stan. Można więc zrealizować wiele różnych przemian izobarycznych powietrza wilgotnego, np. przemianę izobaryczno-izotermiczną, czego nie można dokonać z samym tylko gazem suchym; przemianę izobaryczną ze stałym stopniem zawilżenia gazu X .

Przemiany, których przebieg odwzorowujemy na wykresie i - X powinny być równowagowe, tzn. że wartości parametrów intensywnych w całej ilości gazu wilgotnego są jednakowe, np. T, P . W rzeczywistych przemianach gazu wilgotnego często zachodzi odstępstwo od warunków równowagowych, np. podczas przepływu gazu wilgotnego niezamglonego (z parą przegrzaną) w pobliżu zimnej ściany zachodzi spadek temperatury tuż przy ścianie, przekroczenie punktu rosy i wykraplanie wody, choć jądro strugi jest niezamglone.

15.5.1. Izobaryczne ochładzanie powietrza przy stałym X

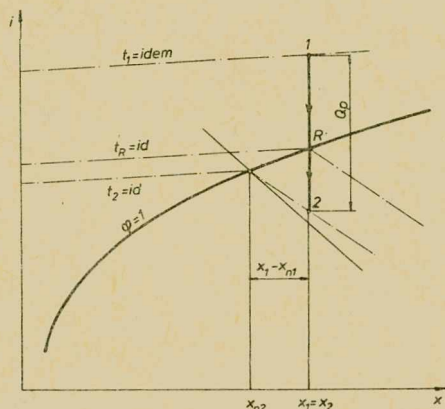
Jeżeli ochładzamy wilgotne powietrze o wilgotności $\phi < 1$, nie zmieniając ilości wody, tzn. przy stałym $X = X_1$, to do czasu osiągnięcia punktu R rosy składnikowe ciśnienie pary (przegrzanej) jest stałe. Dalsze o-

Wokół wykresu i - X jest naniesiona podziałka kierunkowa $\Delta i/\Delta X$ lub $\partial i/\partial X$ z biegunem B w początku ukośnokątne-go układu i - X (patrz rys. 15-4). Podziałka ta ma m.in. zastosowanie w procesach nawilżania powietrza wodą lub parą wodną. Kierunek $\Delta i/\Delta X = 0$ pokrywa się z kierunkiem izentalpy.

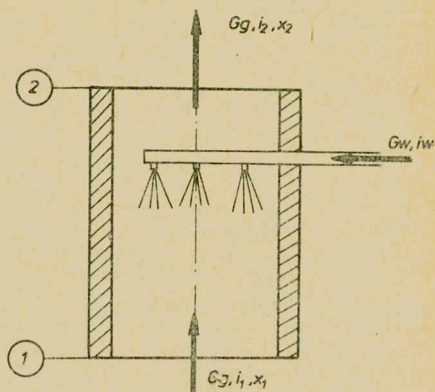
15.5. Przemiany izobaryczne powietrza wilgotnego

Stan gazu wilgotnego jest określony przez trzy parametry stanu, mogą to być np. P ,

chłodzenie powoduje wykraplanie wody, z pary powstaje mgła. Ciśnienie pary spada i przez cały czas dalszego wychładzania jest równe ciśnieniu nasylenia dla danej temperatury. Jeżeli wychłodzenie przebiega do tempera-



Rys. 15-5. Izobaryczne ochładzanie powietrza wilgotnego



Rys. 15-6. Dowilżanie gazu wodą lub parą wodną o entalpii i_w

ry t_2 , tj. do stanu 2 (patrz rys. 15-5), to ciśnienie pary spada do wysokości p_{n2} , a stopień X zawilżenia do wartości X_{n2} nasyconej pary suchej, tj. bez uwzględnienia skroplin.

Ilość wykroplonej wody G_w wyliczamy ze wzoru (kg skroplin)

$$G_w = G_g (X_1 - X_{n2}) \quad (15-40)$$

a ciepło Q_p izobarycznego ochłodzenia

$$Q_p = G_g (i_1 - i_2) \quad (15-41)$$

X_1 , X_{n2} , i_1 oraz i_2 możemy odczytać z wykresu i - X .

15.5.2. Izobaryczne dowilżanie powietrza wilgotnego wodą lub parą wodną

Jeżeli w sposób adiabatyczny doprowadzamy do strumienia wilgotnego powietrza wodę lub parę wodną o entalpii właściwej i_w (patrz rys. 15-6) i woda po odparowaniu lub para zostaną wymieszane ze strumieniem powietrza tworząc jednorodny roztwór, to dla ustalonych warunków termicznych są słuszne równania

- bilansu energii

$$G_g i_1 + G_w i_w - G_g i_2 = 0, \quad (15-42)$$

$$\frac{G_w}{G_g} = \frac{i_2 - i_1}{i_w}, \quad (15-43)$$

- bilansu wody

$$G_g X_1 + G_w = G_g \cdot X_2 \quad (15-44)$$

$$\frac{G_w}{G_g} = X_2 - X_1. \quad (15-45)$$

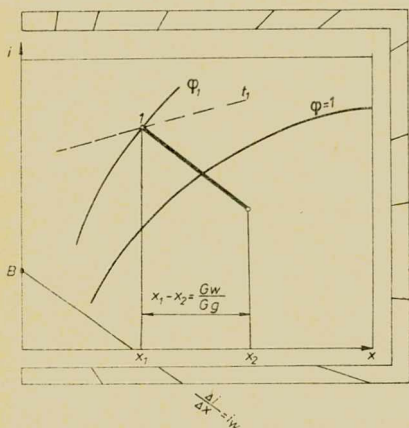
Po porównaniu (15-43) i (15-45) i przekształceniu otrzymamy

$$\frac{i_2 - i_1}{X_2 - X_1} = \frac{\Delta i}{\Delta X} = i_w, \quad (15-46)$$

to równanie określające na wykresie i - X kierunek procesu dowilżania powietrza za pomocą wody lub pary wodnej. Ze wzoru (15-46) wynika, że dla sta-

łej wartości entalpii właściwej doprowadzanej wody lub pary proces dowilżania leży na linii prostej, której kierunek można wyznaczyć posługując się podziałką kierunkową na wykresie i - X (patrz rys. 15-7).

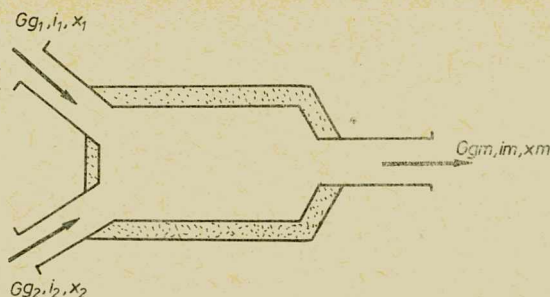
Należy zauważyć, że kierunek $\Delta i / \Delta X$ dowilżania powietrza wilgotnego za pomocą ciekłej wody (możemy wtedy wejść w obszar powietrza zamglonego) leży na izoterme powietrza zamglonego, co wynika z (15-38).



Rys. 15-7. Proces dowilżania gazu wodą lub parą wodną stałej entalpii i_w w układzie i - X

15.5.3. Mieszanie dwu strumieni powietrza wilgotnego

Rozpatrywane tu mieszanie jest adiabatyczne. Z dwu strumieni, których parametry G_g , i , X są oznaczone odpowiednio odnośnikami 1 i 2 (patrz rys. 15-8); po zmieszaniu otrzymujemy jednorodną mieszaninę, której parametry są oznaczone odnośnikiem m .



Rys. 15-8. Mieszanie dwu strumieni powietrza wilgotnego
 Jeżeli w mieszalniku jest stan ustalony możemy napisać równania:
 - bilansu ilości substancji gazu suchego

$$G_{gm} = G_{g1} + G_{g2}, \quad (15-47)$$

- bilansu energii

$$G_{g1} i_1 + G_{g2} i_2 = G_{gm} i_m, \quad (15-48)$$

- bilansu wody

$$G_{g1} \cdot X_1 + G_{g2} \cdot X_2 = G_{gm} X_m. \quad (15-49)$$

Posługując się (15-47), (15-48) otrzymuje się

$$\frac{G_{g1}}{G_{g2}} = \frac{i_m - i_2}{i_1 - i_m}. \quad (15-50)$$

Z równań (15-47) i (15-49) natomiast

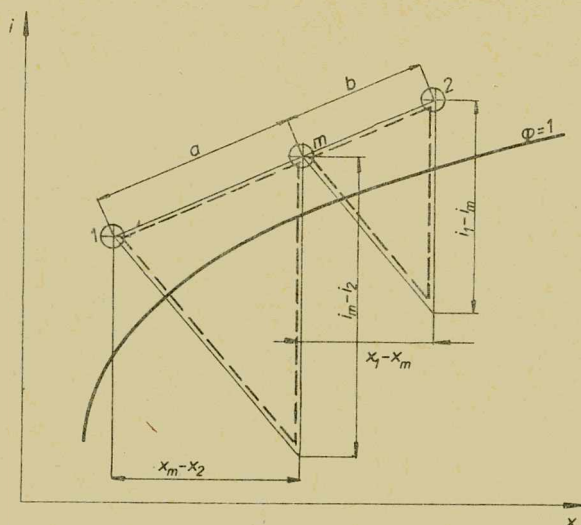
$$\frac{G_{g1}}{G_{g2}} = \frac{X_m - X_2}{X_1 - X_m}. \quad (15-51)$$

Porównując (15-50) i (15-51) dostajemy

$$\frac{i_m - i_2}{i_1 - i_m} = \frac{X_m - X_2}{X_1 - X_m} \quad (15-52)$$

równanie linii prostej w układzie i - X , tzn. że stan mieszaniny gazów wilgotnych leży na prostej łączącej stan 1 powietrza ze stanem 2. Ze wzoru (15-52) wynika również, że stan m dzieli odcinek 1, 2 na dwie części a i b w ten sposób, że słuszny jest związek (patrz rys. 15-9)

$$\frac{i_m - i_2}{i_1 - i_m} = \frac{a}{b} = \frac{G_{g1}}{G_{g2}}, \quad (15-53)$$



Rys. 15-9. Mieszanie dwu strumieni powietrza wilgotnego w układzie i - X z którego wynika

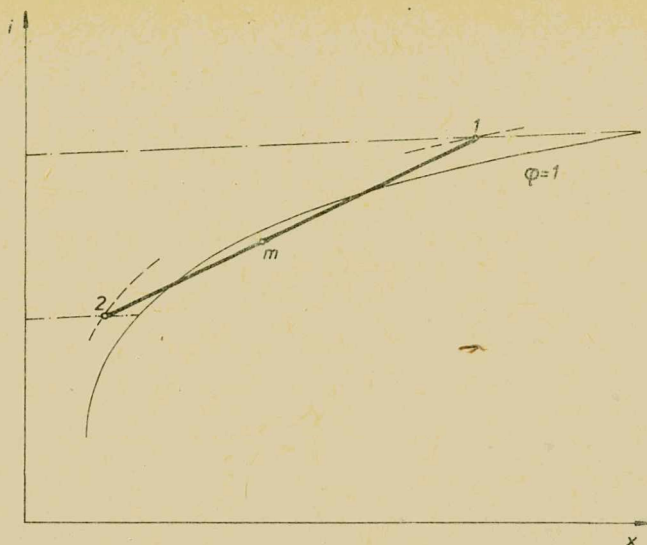
$$G_{g1} \cdot b = G_{g2} \cdot a, \quad (15-54)$$

jest to tzw. reguła dźwigni.

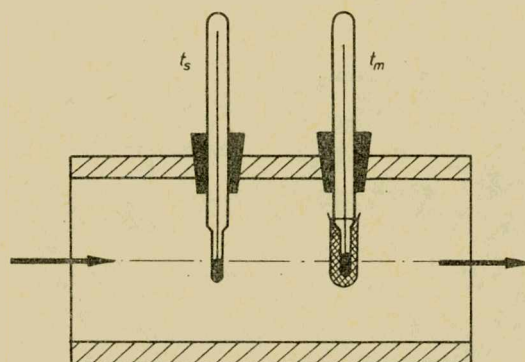
Na rysunku 15-10 jest pokazana sytuacja, gdzie zmieszanie dwu strumieni wilgotnego powietrza niezamglonego powoduje wykraplanie pary i powstanie mgły, np. powstawanie mgły podczas wydechu powietrza z płuc w zimne otoczenie.

15.5.4. Psychrometr Augusta

Jeżeli w strumieniu powietrza wilgotnego umieścimy dwa termometry, z których jeden ma czujnik owinięty namoczoną porowatą tkaniną, to stwierdzimy, że termometr owinięty tkaniną pokaże temperaturę niższą (tym niższą, im bardziej suche jest powietrze). Różnica temperatur odczytana po ustaleniu się temperatur jest podstawą do wyznaczenia ciśnienia składnikowego pary w powietrzu. Przyrząd zaopatrzony w dwa termometry (rys. 15-11) nazywamy psychrometrem Augusta. Znając temperatury t_s termometru suchego i t_m mokrego możemy na wykresie i - X wyznaczyć stan powietrza opływającego termometry.

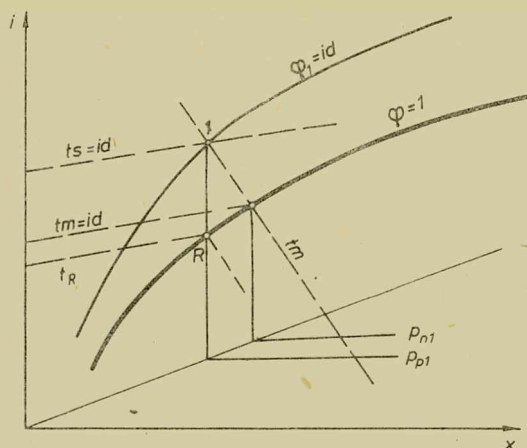


Rys. 15-10. Powstawanie mgły podczas mieszania dwu strumieni o stanach 1 i 2 niezamglonego gazu



Rys. 15-11. Psychrometr Augusta

Proces nawilżania powietrza ciekłą wodą po ustaleniu się temperatury leży na izotermie powietrza zamglonego (patrz rozdz. 15.5.2). Należy na rysunku 15-12 izotermę o wartości temperatury t_m odczytanej z termometru mokrego przedłużyć aż do przecięcia się z izotermą o wartości t_s termometru suchego.



Rys. 15-12. Określenie w układzie i - X stanu 1 gazu za pomocą temperatur t_s i t_m

Punkt przecięcia określa stan 1 powietrza przepływającego przez psychrometr. Znając ten stan można także z wykresu i - X wyznaczyć ciśnienie p_p składnikowe pary. Ciśnienie to można wyliczyć także ze wzoru Sprunga

$$p_p \approx p_{n,t_m} - \frac{c_{pp} p \Delta t}{0,622 - r_o} = p_{n,t_m} - 0,65 p \Delta t \text{ hPa} \quad (15-55)$$

gdzie p_{n,t_m} - ciśnienie pary nasyconej dla temperatury t_m ,
 p - ciśnienie całkowite powietrza,
 $\Delta t = t_s - t_m$ - psychrometryczna różnica temperatur.

15.5.5. Suszenie

Proces suszenia materiałów jest ważnym elementem wielu przemysłowych procesów technologicznych. Na skalę przemysłową suszenie przeprowadza się w suszarniach. Czynnikiem suszącym jest niewysycony parą gaz. Proces suszenia jest tym szybszy, im bardziej suchy (im mniejsze ϕ) i o wyższej temperaturze jest czynnik suszący. Najczęściej suszy się za pomocą powietrza lub spalin.

Proces suszenia można podzielić na trzy etapy:

Etap 1 - materiał mokry podgrzewa się i woda z powierzchni materiału wnika do gazu suszącego. Temperatura powierzchni dochodzi do wysokości temperatury termometru mokrego. Tuż przy powierzchni gaz wysycha się nasyconą

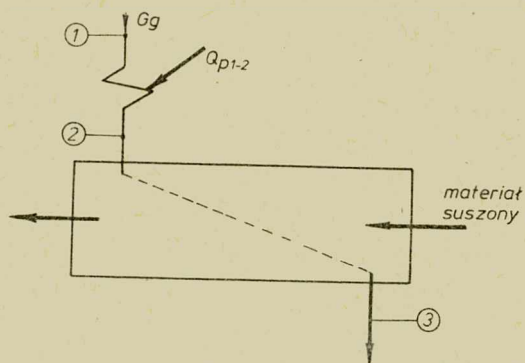
parą wodną, która za pomocą dyfuzji jest przekazywana do środka strugi powietrza opływającego przedmiot suszony.

Etap 2 - nie ma wody powierzchniowej i do powierzchni dyfunduje woda z wnętrza materiału za pomocą sił kapilarnych.

W etapie 1 i 2 mamy przypadek, że gaz jest zawilżany za pomocą doprowadzonej z materiału cieczy. Proces ten będzie więc przebiegał (patrz rozdz. 15.5.2), na prostej o kierunku izoterm t_m gazu zamglonego.

Etap 3 - rozpoczyna się wtedy, gdy do powierzchni materiału dociera nie ciecz, lecz para. Powierzchnia odparowania cieczy przesuwają się w głąb materiału i powstała para przez przestwory kapilarne w suszonym materiale przepływa do powierzchni i w postaci pary dostaje się do strugi suszącego powietrza. Temperatura powierzchni materiału jest wtedy wyższa od temperatury termometru mokrego, tym wyższa, im głębiej w materiale znajduje się powierzchnia odparowania, a temperatura pary wydostającej się z porów materiału też jest wyższa od temperatury nasycenia. Para ta jest coraz bardziej przegrzana.

Opisywany dalej proces suszenia będzie dotyczył etapu 1 od chwili osiągnięcia temperatury powierzchni materiału t_m do końca etapu 2. Jeżeli gazem suszącym jest brane z otoczenia powietrze, to trzeba je przed wprowadzeniem do suszarni podgrzać (przy stałym X), aby uzyskać podwyższenie temperatury i zmniejszenie ϕ , polepszyć właściwości suszące gazu. Następnie powietrze to nawilża się wodą o stałej temperaturze t_m , pochodzącą z suszonego materiału. Schemat suszarni jest przedstawiony na rys. 15-13.



Rys. 15-13. Schemat suszarni

Zapotrzebowanie ciepła Q_{p1-2} do izobarycznego podgrzania gazu suszącego można wyrazić wzorem

$$Q_{p1-2} = G_g (i_2 - i_1). \quad (15-56)$$

Przebieg izoterm gazu zamglonego niewiele odbiega od izentalpy (dokładnie izentalpa pokrywa się z izotermą $t = 0^\circ \text{C}$ gazu zamglonego).

Z tego względu nieraz proces nawilżania gazu ciekłą wodą jest przedstawiany jako izentalpowy. Moż-

na więc przyjąć, że $i_2 \approx i_3$, czyli

$$Q_{p1-2} = G_g (i_3 - i_1). \quad (15-57)$$

Z bilansu wody wynika, że ilość odparowanej z materiału wody G_w wynosi

$$G_w = G_g (X_3 - X_2). \quad (15-58)$$

Ponieważ $X_2 = X_1$ (patrz rys. 15-14), więc

$$G_w = G_g (X_3 - X_1). \quad (15-59)$$

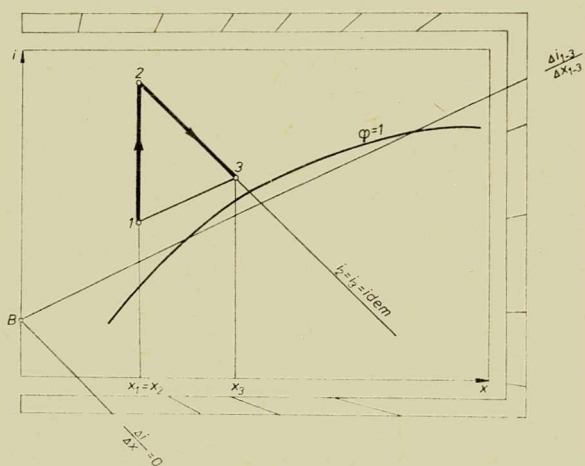
Jednostkowe zapotrzebowanie ciepła q_j na odparowanie 1 kg cieczy z materiału mokrego wynosi

$$q_j = \frac{Q_{p1-2}}{G_w}, \quad (15-60)$$

co po wykorzystaniu (15-57) i (15-59) daje

$$q_j = \frac{i_3 - i_1}{X_3 - X_1} = \frac{\Delta i}{\Delta X} \quad (15-61)$$

kierunek prostej, na której leżą stany początkowy powietrza na wejście do grzejnika i końcowy na wyjściu ze suszarni. Pozwala to na odczytanie q_j z wykresu i - X za pomocą podziałki kierunkowej $\Delta i / \Delta X$ (patrz rys. 15-14).



Rys. 15-14. Proces suszenia w układzie i - X

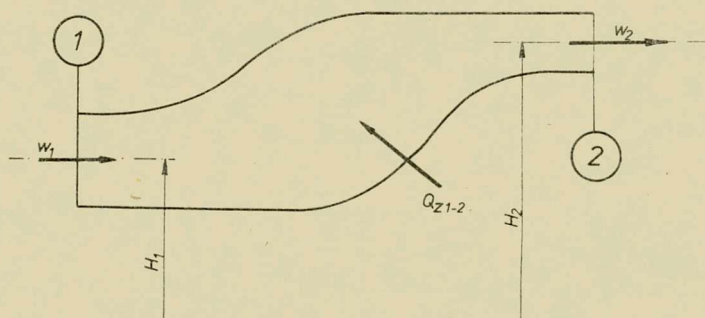
Obliczone z (15-61) lub z wykresu i-X jednostkowe zapotrzebowanie ciepła q_j dotyczy samego procesu nawilżania. Nie uwzględnia ono zarówno strat ciepła do otoczenia, jak i innych strat w suszarni.

16. PRZEPŁYWY PŁYNÓW

16.1. Równanie energetyczne przepływu

Przeprowadzając bilans energii kanału (rys. 16-1), w którym przepływa elastyczny płyn możemy zgodnie z równaniem (4-1) i (4-2) napisać:

$$\Delta E_u = E_1 - E_2 = E_{r1} + Q_{z1-2} - E_{r2} \quad (16-1)$$



Rys. 16-1. Przepływ płynu elastycznego w kanale o zmiennym przekroju

Jeżeli między przekrojami 1 i 2 nie zmienia się pole prędkości, pole temperatur oraz pole ciśnień lub jeżeli zmiany te są pomijalne, to zgodnie z (4-12) dla takiego przepływu jest spełnione tzw. równanie ciągłości strumienia

$$m_1 = m_2 = m = \text{idem}, \quad (16-2)$$

co można wyrazić zależnością

$$\frac{F_1 w_1}{v_1} = \frac{F_2 w_2}{v_2} = \frac{F w}{v} = \text{idem}. \quad (16-3)$$

W podanych wyżej warunkach energia E_u rurociągu rozpatrywanego jako układ (patrz równanie (4-11)) nie zmienia się: czyli $\Delta E_u = 0$, wtedy równanie (16-1) przyjmie postać

$$E_{r1} + Q_{z1-2} = E_{r2}. \quad (16-4)$$

Stosując wzór (4-8) otrzymujemy

$$I_1 + \frac{mw_1^2}{2} + mgH_1 + Q_{z1-2} = I_2 + \frac{mw_2^2}{2} + mgH_2, \quad (16-5)$$

co można zapisać równaniem

$$\frac{m(w_2^2 - w_1^2)}{2} = I_1 - I_2 + mg(H_1 - H_2) + Q_{z1-2}. \quad (16-6)$$

Z równania tego wynika, że przyrost energii kinetycznej płynu w kanale jest spowodowany spadkiem entalpii tego płynu, jego energii potencjalnej oraz udzielonym ciepłem. Równanie to nosi nazwę równania energetycznego przepływu.

16.2. Równanie Bernoulliego

Przyjmując, że przepływający elastyczny płyn jest nieściśliwy ($v = \text{const}$), czyli że masy do czynienia z cieczą, przy stałym natężeniu $m = \text{idem}$ przepływu tego płynu określa się, że $V_1 = V_2 = V = \text{idem}$. Dla przepływu beztarciowego $Q_{z1-2} = Q_{1-2}$.

Ponieważ $I = U + PV$, a suma $Q_{1-2} + U_1 - U_2 = L_{1-2} = 0$ dla $V = \text{idem}$, więc korzystając z (16-5)

$$\frac{mw_1^2}{2} + mgH_1 + P_1V_1 = \frac{mw_2^2}{2} + mgH_2 + P_2V_2. \quad (16-7)$$

Stany 1 i 2 są obrane dowolnie, czyli zależność ta jest spełniona w każdym przekroju, stąd

$$\frac{mw^2}{2} + mgH + PV = \text{idem}. \quad (16-8)$$

Dzieląc dwustronnie równanie (16-8) przez $m \cdot g$ i oznaczając odwrotność objętości właściwej jako ρ - gęstość (ciężar właściwy γ można określić iloczynem $\rho \cdot g$) otrzymamy równanie Bernoulliego

$$\frac{w^2}{2g} + H + \frac{P}{\gamma} = \text{idem}, \quad (16-9)$$

co można wyrazić słownie, że dla izochorycznego beztarciowego przepływu cieczy w kanale w każdym przekroju suma wysokości prędkości, położenia i ciśnienia jest wielkością stałą, przy czym

$w^2/2g$ - wysokość prędkości,

H - wysokość położenia,
 $\frac{P}{\gamma}$ - wysokość ciśnienia.
 γ

16.3. Wpływ adiabatyczny

Jeśli gaz wypływa ze zbiornika, którego przekrój jest znacznie większy od wielkości otworu, to możemy przyjąć, że $w_1 \approx 0$. Zjawisko takie nazywamy wpływem i z równania (16-6) otrzymamy równanie (16-10) (zapisując w_2 jako w i pomijając wobec małej gęstości gazów zmianę energii potencjalnej)

$$\frac{mw^2}{2} = I_1 - I_2, \quad (16-10)$$

co możemy wyrazić wzorem

$$w = \sqrt{2(i_1 - i_2)} = \sqrt{2h}. \quad (16-11)$$

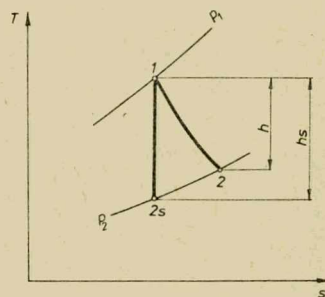
Spadek adiabatyczny entalpii właściwej $i_1 - i_2$ oznacza się często jako h , J/kg. Jeśli wpływ adiabatyczny jest obciążony tarciem, to zgodnie z rys. 16-2 spadek $i_1 - i_2$ jest mniejszy od h_s . Wynika stąd, że prędkość wypływu izentropowego jest większa dla tych samych warunków ciśnień i wynosi zgodnie z równaniem (16-11)

$$w_{2s} = \sqrt{2(i_1 - i_{2s})} = \sqrt{2h_s}. \quad (16-12)$$

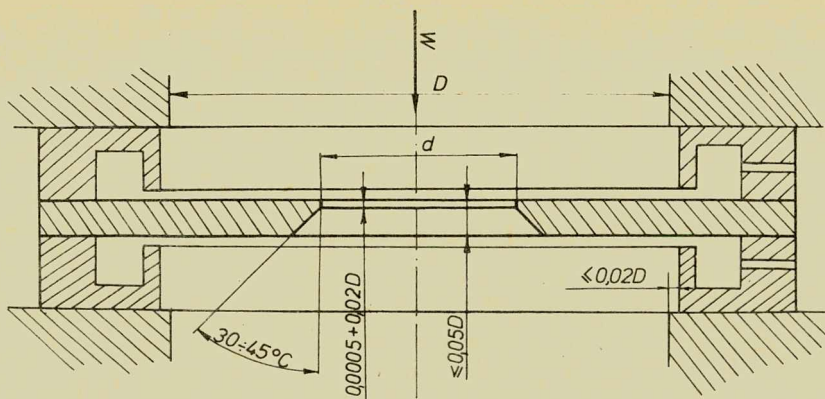
16.4. Zwężka miernicza

Znormalizowanym przyrządem pomiarowym ilości przepływającego czynnika jest normalna kryza lub dysza miernicza (rys. 16-3) i (16-4).

Płyn przepływając przez zwężkę mierniczą może podlegać kontrakcji, co znaczy, że przekrój strugi za zwężką jest mniejszy od otworu zwężki (rys. 16-5) $F'_2 < F_2$. Ciśnienie płynu w pewnej odległości przed zwężką wynosi P'_1 , a tuż przed zwężką, w miejscu pomiaru ciśnienia, ulega niewielkiemu zwiększeniu do wartości P_1 na skutek spiętrzenia czynnika przed przewężeniem. Z tego samego powodu ciśnienie P_2 jest nieco większe od P'_2 w największym przekroju strugi. Mierniczy spadek ciśnienia $P_1 - P_2$ jest mierzony mano-



Rys. 16-2. Adiabatyczny wpływ rzeczywisty i beztarciowy odwzorowany w T-s



Rys. 16-3. Normalna kryza miernicza: d - średnica przewężenia, D - wewnętrzną średnicą rurociągu

metrem różnicowym. Ciśnienie płynu P_1 przed zwężką mierzy się manometrem. Aby określić ciśnienie absolutne płynu w rurociągu należy zmierzyć ciśnienie otoczenia P_0 .

Natężenie przepływu ilości czynnika wylicza się z równania ciągłości strugi

$$m = \frac{F'_2 w'_2}{v'_2} = F'_2 w'_2 \rho'_2. \quad (16-13)$$

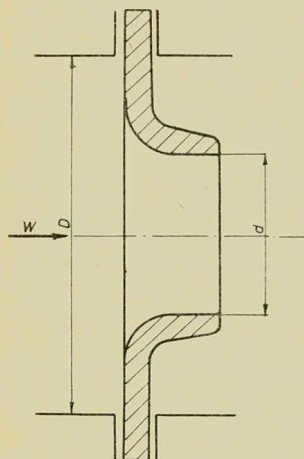
Przekrój strugi F'_2 obliczymy znając stosunek kontrakcji (przewężenia) μ_K

$$\mu_K = \frac{F'_2}{F_2}. \quad (16-14)$$

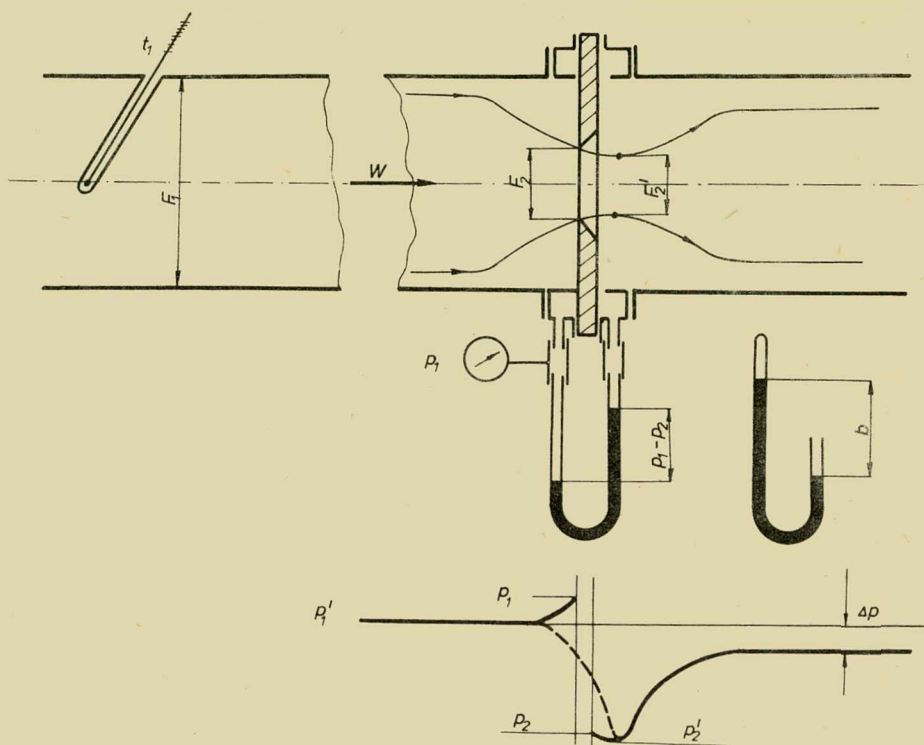
Wobec znacznej prędkości przepływu przyjmuje się, że w zwężce mierniczej zachodzi ekspansja adiabatyczna, nawet wtedy, gdy rurociąg nie jest izolowany, pomija się wpływ ewentualnych niewielkich zmian wysokości strugi. Zgodnie z (16-6) otrzymujemy równanie

$$\dot{m} \cdot \frac{w_2'^2 - w_1'^2}{2} = \dot{i}_1 - \dot{i}_2, \quad (16-15)$$

przy czym $\dot{i}$ - strumień entalpii.



Rys. 16-4. Normalna dy-sza miernicza



Rys. 16-5. Pomiar natężenia przepływu zwężką mierniczą

Dla przepływu beztarciowego

$$\frac{w_2'^2 - w_1'^2}{2} = l_{t1-2}. \quad (16-16)$$

Ponieważ mierniczy spadek ciśnienia w porównaniu ze statycznym ciśnieniem absolutnym przed zwężką jest niewielki (rys. 16-6), więc można przyjąć, że

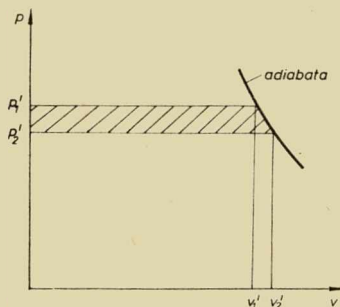
$$v_1' = v_2' = v_1 = v,$$

i pracę techniczną obliczyć ze wzoru

$$l_{t1-2} = v_1' (P_1' - P_2'), \quad (16-17)$$

czyli

$$\frac{w_2'^2 - w_1'^2}{2} = (P_1' - P_2') v_1'. \quad (16-18)$$



Rys. 16-6. Ekspansja na zwężce mierniczej

Równanie ciągłości przyjmie postać

$$F_1 w'_1 = F_2 w'_2. \quad (16-19)$$

Pojęcie stopnia przewężenia lub rozwarcia zwężki mierniczej można określić wzorem

$$\mu = \frac{F_2}{F_1}. \quad (16-20)$$

Stosując wzór (16-20) w równaniu ciągłości oraz stosunek μ_K (16-14) otrzymamy

$$w'_1 = \mu_K \mu w'_2. \quad (16-21)$$

Wstawiając do wzoru (16-18) w'_1 (16-21) i przekształcając otrzymamy wzór względem prędkości w'_2 w najwęższym przekroju strugi

$$w'_2 = \frac{1}{\sqrt{1 - \mu_K^2 \mu^2}} \sqrt{2(P'_1 - P'_2) v'_1} \quad (16-22)$$

Ponieważ na manometrze różnicowym odczytujemy różnice ciśnień $P_1 - P_2$ przed i za tarczą zwężki, a nie różnice ciśnień strugi $P'_1 - P'_2$ przed zwężką i w najwęższym jej przekroju, przeto należy wprowadzić poprawkę

$$\Phi = \sqrt{\frac{(P'_1 - P'_2) v'_1}{(P_1 - P_2) v_1}} \quad (16-23)$$

uwzględniającą także niewielką zmianę objętości właściwej v'_1 i v_1 tuż przed tarczą i w pewnej odległości przed zwężką oraz ewentualny wpływ tarcia wewnętrznego płynu, lepkości. Równanie (16-22) przyjmie postać

$$w'_2 = \frac{\Phi}{\sqrt{1 - \mu_K^2 \mu^2}} \sqrt{2(P_1 - P_2) v_1}. \quad (16-24)$$

Wstawiając (16-24) do (16-13) otrzymamy wzór określający natężenie $\dot{m}$ przepływu czynnika, dodatkowo wprowadzając liczbę ekspansji ϵ , uwzględniającą wzrost objętości właściwej wskutek ekspansji gazów podczas przepływu od przekroju przed zwężką do najwęższego przekroju strugi (dla cieczy $\epsilon = 1$)

$$\dot{m} = \frac{\Phi \cdot \mu_K}{\sqrt{1 - \mu_K^2 \mu^2}} F_2 \epsilon \sqrt{2(P_1 - P_2) \rho_1} \quad (16-25)$$

Jeżeli przez liczbę przepływu α (rys. 16-7) będziemy rozumieli

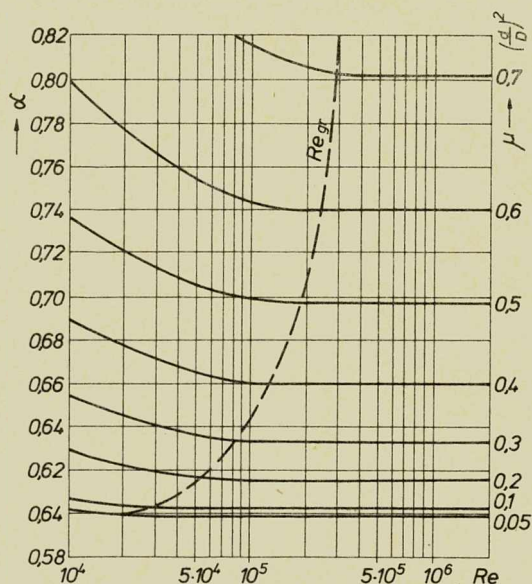
$$\alpha = \frac{\varphi \mu_K}{\sqrt{1 - \mu_K^2 u^2}} \quad (16-26)$$

to wzór na natężenie $\dot{m}$ przepływu płynu przyjmie postać

$$\dot{m} = \alpha \epsilon F_2 \sqrt{2 (P_1 - P_2) \rho_1}. \quad (16-27)$$

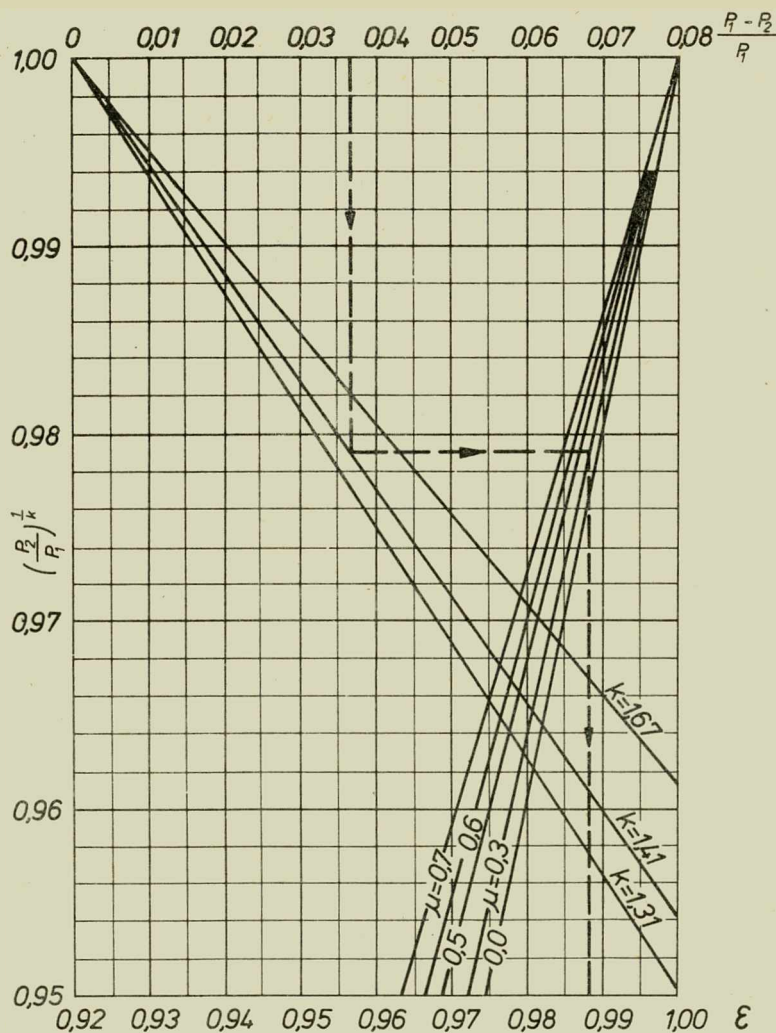
Z doświadczeń wynika, że dla przepływów o liczbach Reynoldsa $Re = wD/\nu$, większych niż tzw. wartość graniczną Re_{gr} , liczba przepływu α zależy tylko od stopnia przewężenia μ i rodzaju zwężki (kryza lub dysza).

Na rysunku 16-7 podano liczbę przepływu α dla kryzy, która jest najczęściej stosowaną zwężką mierniczą.



Rys. 16-7. Współczynnik przepływu α dla kryzy normalnej

Liczba ekspansji ϵ (rys. 16-8) zależy od rodzaju czynnika, konkretnie od jego wykładnika adiabaty, stosunku $(p_1 - p_2)/p_1$, stopnia przewężenia zwężki μ i jej rodzaju. Norma przewiduje jeszcze mnożnik poprawkowy k_p , uwzględniający nieostrości krawędzi mierniczej, zmianę przekroju zwężki wywołaną zmianą temperatury i chropowatość rurociągu. Współczynnik ten jest zwykle bliski jedności. Wzór na natężenie przepływu płynu przyjmie



Rys. 16-8. Współczynnik ekspansji ε dla zwężek

więc postać

$$m = \alpha \varepsilon k_p F_2 \sqrt{2 (P_1 - P_2) p_1}. \quad (16-28)$$

Przykład 16-1. Przez otwór ze zbiornika (rys. 16-9) wypływa powietrze. Ciśnienie w zbiorniku jest utrzymywane na wysokości $p_1 = 1,0$ MPa. Temperatura gazu w zbiorniku $T_1 = 400$ K. Zmierzona na wylocie w pewnej odległości od otworu temperatura powietrza wynosiła 250 K. Obliczyć prędkość wypływu powietrza ze zbiornika (w pewnej odległości za otworem) oraz prędkość

kość, którą by to powietrze miało, gdyby wypływ był beztarciowy (izentropowy). Zgodnie z równaniem (16-11) $w = \sqrt{2 h}$; $h = i_1 - i_2$, ciśnienie otoczenia 0,1 MPa; dla gazów doskonałych

$$h = c_p (T_1 - T_2) = \frac{Mc_p}{M} (T_1 - T_2),$$

dla powietrza jako gazu dwuatomowego

$$h = \frac{29,3}{28,9} (400 - 250) = 152 \text{ kJ/kg} =$$

$$= 1,52 \cdot 10^5 \text{ J/kg}; \quad (\text{m}^2/\text{s}^2)$$

$$w = \sqrt{2 \cdot 1,52 \cdot 10^5} = 550 \text{ m/s}$$

Obliczenie temperatury T_{2s} , którą miałyby wypływające powietrze, gdyby wypływ był adiabaticzny beztarciowy, przebiega w następujący sposób. Zgodnie z (8-7)

$$\frac{T_{2s}}{T_1} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1-k}{k}},$$

dla powietrza $k = 1,4$.

$$T_{2s} = T_1 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1-k}{k}} = 400 \left(\frac{1}{0,1} \right)^{\frac{1-1,4}{1,4}} = 207 \text{ K},$$

$$h_s = \frac{Mc_p}{M} (T_1 - T_{2s}) = \frac{29,3}{28,9} (400 - 207) = 196 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} = 1,96 \cdot 10^5 \frac{\text{J}}{\text{kg}}.$$

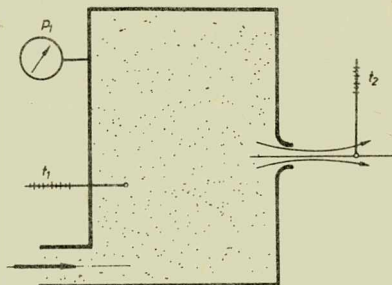
Prędkość wypływu izentropowego

$$w_s = \sqrt{2 \cdot 1,96 \cdot 10^5} = 626 \text{ m/s}.$$

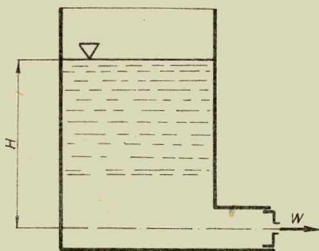
Zadanie 16-1. Obliczyć prędkość wypływu wody z szerokiego naczynia pomiarowego rys. 16-10, jeśli poziom wody nad otworem wypływowym jest utrzymywany na wysokości $H = 0,5 \text{ m}$. Przy obliczeniach nie uwzględniać lepkości.

Odpowiedź: $w = 3,14 \text{ m/s}$.

Zadanie 16-2. Zmierzony na normalnej kryzje pomiarowej manometrem różnicowym mierzony spadek ciśnienia wynosi $\Delta h = 100 \text{ mm Hg}$ o temperaturze 0°C . Ciśnienie i temperatura pary wodnej przed kryzą wynoszą: $p_1 = 1,0 \text{ MPa}$, $t_1 = 400^\circ \text{C}$. Wewnętrzna średnica rurociągu, na którym zamontowano kryzę wy-



Rys. 16-9. Adiabaticzny wypływ gazu ze zbiornika



Rys. 16-10. Wypływ cieczy ze zbiornika

nosi 100 mm; średnica przewężenia $d = 60$ mm. Obliczyć natężenie $\dot{m}$ przepływu pary.

UWAGA: Podczas odczytywania na manometrze spiętrzenia w rurkach impulsowych znajdował się kondensat.

Odpowiedź: $\dot{m} = 0,51$ kg/s.

17. SPALANIE

Proces spalania polega na utlenianiu się części palnych paliw. Tlen użyty do palenia może być zawarty w paliwie (materiały wybuchowe), dostarczony z butli tlenowej, a najczęściej pochodzi z powietrza znajdującego się w otoczeniu.

Paliwami nazywamy związki chemiczne węgla, wodoru i siarki występujące w przyrodzie w dużych ilościach. Mogą to być paliwa naturalne, użyte do palenia w takiej postaci, w jakiej występują w przyrodzie, np. węgiel, ropa naftowa, gaz ziemny i paliwa sztuczne, będące produktem przeróbki paliw naturalnych, jak: benzyna, gaz świetlny, gaz koksowniczy, koks. Ze względu na stan skupienia rozróżniamy paliwa stałe, ciekłe i gazowe.

Konieczną ilość tlenu do palenia oblicza się z równań stechiometrycznych. Najmniejszą ilość tlenu wziętą z zewnątrz (np. z powietrza) potrzebną do zupełnego spalania 1 kg paliwa nazywamy minimalnym albo teoretycznym zapotrzebowaniem tlenu.

Spalanie zupełne odbywa się wtedy, gdy wszystkie składniki palne w paliwie ulegną spaleniowi i w produktach spalania powstanie z nich dwutlenek węgla (CO_2), woda (H_2O), dwutlenek siarki (SO_2). Składniki użyte do palenia nazywamy substratami (paliwo, powietrze), a składniki otrzymane ze spalania produktami (popiół, spaliny, lotny koksik). Ilość tlenu wzięta rzeczywiście do palenia nazywa się rzeczywistym zapotrzebowaniem tlenu i powinna być zwykle większa od zapotrzebowania teoretycznego.

Jeżeli tlen wzięty do palenia pochodzi z powietrza, to można mówić o minimalnym i rzeczywistym zapotrzebowaniu powietrza.

17.1. Paliwa stałe i ciekłe

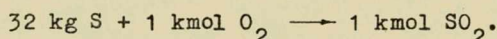
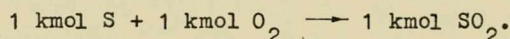
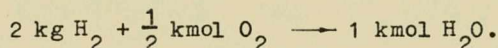
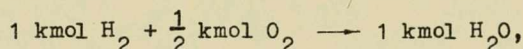
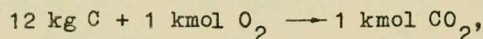
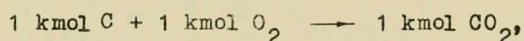
Skład paliw stałych i ciekłych podaje się w postaci udziałów wagowych. Typowym składem tych paliw podanym jako wynik analizy elementarnej jest c,

h, s, o, n, w, p , gdzie poszczególne symbole są udziałami wagowymi odpowiednio węgla elementarnego, wodoru, siarki, tlenu, azotu, wilgoci i popiołu. Słuszna jest zależność

$$c + h + s + o + n + w + p = 1. \quad (17-1)$$

W wymienionym paliwie składnikami nie biorącymi udziału w paleniu (balastem) są azot, wilgoć i popiół.

Do obliczenia minimalnego i rzeczywistego zapotrzebowania tlenu i powietrza posłużymy się następującymi równaniami stechiometrycznymi



Kilogram paliwa zawiera $c/12$ kmol C/kg, $h/2$ kmol H_2 /kg, $s/32$ kmol S/kg i $o/32$ kmol O_2 /kg pal.

Minimalne, czyli teoretyczne zapotrzebowanie $n_o \text{ min}$ tlenu wziętego z powietrza do palenia wyniesie

$$n_o \text{ min} = \frac{c}{12} + \frac{h}{4} + \frac{s}{32} - \frac{o}{32} \text{ kmol } O_2/\text{kg pal.} \quad (17-5)$$

Ponieważ udział molowy tlenu w powietrzu wynosi 0,21, więc minimalne $n_p \text{ min}$ zapotrzebowanie powietrza wyniesie

$$n_{p \text{ min}} = \frac{n_o \text{ min}}{0,21} \frac{\text{kmol pow.}}{\text{kg pal.}}. \quad (16-6)$$

Ilość wziętego rzeczywiście powietrza do palenia oznacza się przez n_p .

$$\lambda = \frac{n_p}{n_{p_{\min}}} \quad (17-7)$$

nazywamy stosunkiem nadmiaru powietrza, który w zależności od konstrukcji paleniska i sortymentu użytego paliwa mieści się w granicach 1,05-1,7. Dla palenisk obsługiwanych ręcznie grubym sortymentem paliwa stosunek λ ma wartość największą. Dla paliw gazowych i pyłowych (doskonale rozdrobnionych) przy dobrym wymieszaniu z powietrzem, co ma zapewnić odpowiednią konstrukcja palnika, stosunek λ ma wartości najbardziej zbliżone do jedności. Zbyt duży i zbyt mały nadmiar powietrza dla danego paleniska powoduje straty objawiające się zwiększonym zużyciem paliwa.

Skład spalin uzyskanych ze spalania paliwa, z nadmiarem powietrza suchego wylicza się w sposób podany dalej. W obliczeniu przyjmuje się, że gdy $\lambda > 1$, wówczas następuje spalanie zupełne (zwykle ma miejsce w praktyce). W spalinach znajdują się wtedy składniki: CO_2 , H_2O , SO_2 , O_2 i N_2 . Ilości tych składników zgodnie z równaniami stechiometrycznymi można wyrazić następująco:

$$n_{\text{CO}_2} = \frac{c}{12} \frac{\text{kmol CO}_2}{\text{kg pal.}}, \quad (17-8)$$

$$n_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{h}{2} + \frac{w}{18} \frac{\text{kmol H}_2\text{O}}{\text{kg pal.}}, \quad (17-9)$$

$$n_{\text{SO}_2} = \frac{s}{32} \frac{\text{kmol SO}_2}{\text{kg pal.}}, \quad (17-10)$$

$$n_{\text{O}_2} = 0,21 n_p (\lambda - 1) \frac{\text{kmol O}_2}{\text{kg pal.}}, \quad (17-11)$$

$$n_{\text{N}_2} = 0,79 n_p + \frac{n}{28} \frac{\text{kmol N}_2}{\text{kg pal.}}. \quad (17-12)$$

Oznaczmy przez n_s ilość spalin uzyskanych ze spalania 1 kg paliwa:

$$n_s = \frac{c}{12} + \frac{9h + w}{18} + \frac{s}{32} + 0,21 n_p (\lambda - 1) + 0,79 n_p + \frac{n}{28} \frac{\text{kmol spal}}{\text{kg pal.}}. \quad (17-13)$$

Udziały objętościowe składników spalin obliczymy odpowiednio

$$r_{\text{CO}_2} = \frac{n_{\text{CO}_2}}{n_s}; \quad r_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{n_{\text{H}_2\text{O}}}{n_s}; \quad r_{\text{SO}_2} = \frac{n_{\text{SO}_2}}{n_s};$$

$$r_{\text{O}_2} = \frac{n_{\text{O}_2}}{n_s}; \quad r_{\text{N}_2} = \frac{n_{\text{N}_2}}{n_s} \quad (17-14)$$

pamiętając, że

$$r_{\text{CO}_2} + r_{\text{H}_2\text{O}} + r_{\text{SO}_2} + r_{\text{O}_2} + r_{\text{N}_2} = 1. \quad (17-15)$$

W technice pomiarowej wprowadza się pojęcie spalin suchych. Powszechnie stosowany sposób eksperymentalnego określenia udziałów objętościowych za pomocą aparatu Orsata sprowadza się do wyznaczenia udziałów objętościowych spalin suchych.

Spaliny po usunięciu z nich pary wodnej nazywamy suchymi.

Oznaczmy przez n_{ss} ilość spalin suchych, wykorzystując (17-13) otrzymujemy

$$n_{ss} = \frac{c}{12} + \frac{s}{32} + 0,21 n_p (\lambda - 1) + 0,79 n_p + \frac{n}{28} \frac{\text{kmol.spal. such.}}{\text{kg pal.}} \quad (17-16)$$

Ilości składników tych spalin są określone odpowiednio równaniami (17-8), (17-10), (17-11) i (17-12).

Udziały objętościowe CO_2 , SO_2 , O_2 i N_2 w spalinach suchych można wyrazić odpowiednio

$$r_{s,\text{CO}_2} = \frac{n_{\text{CO}_2}}{n_{ss}}; \quad r_{s,\text{SO}_2} = \frac{n_{\text{SO}_2}}{n_{ss}};$$

$$r_{s,\text{O}_2} = \frac{n_{\text{O}_2}}{n_{ss}}; \quad r_{s,\text{N}_2} = \frac{n_{\text{N}_2}}{n_{ss}} \quad (17-17)$$

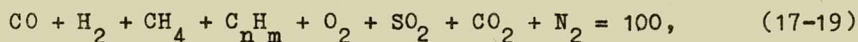
i oczywiście

$$r_{s,\text{CO}_2} + r_{s,\text{SO}_2} + r_{s,\text{O}_2} + r_{s,\text{N}_2} = 1. \quad (17-18)$$

17.2. Paliwa gazowe

Skład paliw gazowych zwykle podaje się jako udziały objętościowe wyrażone w procentach i oznacza się je wprost jako symbol chemiczny danego

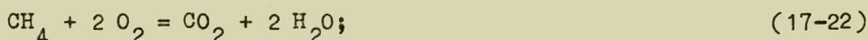
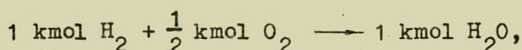
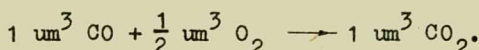
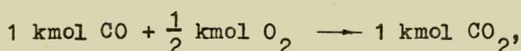
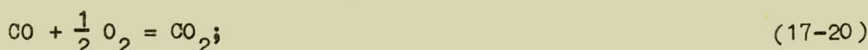
związku: np. $r_{\text{CH}_4} = \text{CH}_4$. Skład przeciętnego paliwa gazowego zapisujemy w taki sposób:



że użyte w równaniu (17-19) symbole oznaczają odpowiednio udziały objętościowe: tlenku węgla, wodoru, metanu, węglowodorów ciężkich, tlenu, dwutlenku siarki, dwutlenku węgla i azotu. Ilość tlenu w paliwie gazowym powinna być ze względów bezpieczeństwa jak najniższa (śladowa). Balastem jest zawartość składników niepalnych: CO_2 , SO_2 i N_2 .

W przeprowadzonych obliczeniach węglowodory ciężkie potraktuje się w przybliżeniu jako etan, którego jest w tych węglowodorach najwięcej. W dokładniejszych obliczeniach technicznych przyjmuje się inny, bardziej zróżnicowany, skład węglowodorów ciężkich, szczególnie gdy jest ich w paliwie więcej. Udział objętościowy węglowodorów ciężkich w przeciętnych paliwach gazowych nie przekracza zwykle kilku procent.

Ilość składników gazowych wyraża się zwykle w um^3 i kmol. Równania stechiometryczne mające zastosowanie w procesie spalania paliwa gazowego:



Zgodnie z równaniami stechiometrycznymi minimalne (teoretyczne) zapotrzebowanie tlenu oblicza się następująco

$$V_{O_2 \min} = \frac{CO}{2} + \frac{H_2}{2} + 2 CH_4 + 3 \frac{1}{2} C_2H_6 - 0,2 \frac{um^3 \text{ tlenu}}{um^3 \text{ pal.}}, \quad (17-24)$$

a minimalne zapotrzebowanie powietrza

$$V_{p \min} = \frac{V_{O_2 \min}}{0,21} \frac{um^3 \text{ pow.}}{um^3 \text{ pal.}}. \quad (17-25)$$

Współczynnik nadmiaru powietrza można wyrazić wzorem

$$\lambda = \frac{V_p}{V_{p \min}}, \quad (17-26)$$

gdzie V_p - rzeczywiście wzięta do palenia ilość powietrza w $um^3 \text{ pow.} / um^3 \text{ pal.}$

W wyniku spalania zupełnego w spalinach znajdują się następujące składniki: V_{CO_2} , V_{H_2O} , V_{SO_2} , V_{O_2} , V_{N_2} . Ilości tych składników obliczymy z równań:

$$V_{CO_2} = CO + CH_4 + 2 C_2H_6 + CO_2 \frac{um^3 O_2}{um^3 \text{ pal.}}, \quad (17-27)$$

$$V_{H_2O} = H_2 + 2 CH_4 + 3 C_2H_6 \frac{um^3 H_2O}{um^3 \text{ pal.}}, \quad (17-28)$$

$$V_{SO_2} = SO_2 \frac{um^3 SO_2}{um^3 \text{ pal.}}. \quad (17-29)$$

$$V_{O_2} = 0,21 V_p (\lambda - 1) \frac{um^3 O_2}{um^3 \text{ pal.}}. \quad (17-30)$$

$$V_{N_2} = 0,79 V_p + N_2 \frac{um^3 N_2}{um^3 \text{ pal.}}. \quad (17-31)$$

Oznaczmy przez V_s ilość spalin otrzymanych ze spalania 1 um^3 paliwa:

$$V_s = CO + H_2 + 3CH_4 + 5 C_2H_6 + CO_2 + SO_2 + N_2 + \\ + 0,21 V_p (\lambda - 1) + 0,79 V_p \frac{um^3 \text{ spal.}}{um^3 \text{ pal.}}. \quad (17-32)$$

Udziały objętościowe składników spalin obliczymy odpowiednio:

$$r_{\text{CO}_2} = \frac{V_{\text{CO}_2}}{V_s}; \quad r_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{V_{\text{H}_2\text{O}}}{V_s}; \quad r_{\text{SO}_2} = \frac{V_{\text{SO}_2}}{V_s};$$

$$r_{\text{O}_2} = \frac{V_{\text{O}_2}}{V_s}; \quad r_{\text{N}_2} = \frac{V_{\text{N}_2}}{V_s}; \quad (17-33)$$

suma udziałów objętościowych jest wyrażona wzorem

$$r_{\text{CO}_2} + r_{\text{H}_2\text{O}} + r_{\text{SO}_2} + r_{\text{O}_2} + r_{\text{N}_2} = 1. \quad (17-34)$$

Ilość spalin suchych obliczamy wykluczając ze spalin parę wodną. Na podstawie równania (17-32) wyznaczamy

$$V_{ss} = \text{CO} + \text{CH}_4 + 2 \text{C}_2\text{H}_6 + \text{CO}_2 + \text{SO}_2 + \text{N}_2 +$$

$$+ 0,21 V_p (\lambda - 1) + 0,79 \cdot V_p \frac{\text{um}^3 \text{ spal. such.}}{\text{um}^3 \text{ pal.}}. \quad (17-35)$$

Ilości składników spalin suchych obliczymy z równań (17-27), (17-29), (17-30) i (17-31), a udziały objętościowe CO_2 , SO_2 , O_2 i N_2 w spalinach suchych odpowiednio z następujących zależności

$$r_{s,\text{CO}_2} = \frac{V_{\text{CO}_2}}{V_{ss}}, \quad r_{s,\text{SO}_2} = \frac{V_{\text{SO}_2}}{V_{ss}},$$

$$r_{s,\text{O}_2} = \frac{V_{\text{O}_2}}{V_{ss}}, \quad r_{s,\text{N}_2} = \frac{V_{\text{N}_2}}{V_{ss}} \quad (17-36)$$

i oczywiście

$$r_{s,\text{CO}_2} + r_{s,\text{SO}_2} + r_{s,\text{O}_2} + r_{s,\text{N}_2} = 1. \quad (17-37)$$

Przy spalaniu paliw gazowych występuje tzw. kontrakcja, tzn. zmiana objętości produktów spalania w porównaniu z objętością substratów. Rozróżniamy kontrakcję chemiczną V_{ch} i fizyczną $V_{\text{H}_2\text{O}}$. Kontrakcja chemiczna

$$V_{ch} = V_{su} - V_s, \quad (17-38)$$

w której V_{su} - objętość substratów,

V_s - objętość produktów (spalin).

Kontrakcja całkowita V_c zachodzi wtedy, gdy woda w spalinach ulega wykropleniu, czyli

$$V_c = V_{ch} + V_{H_2O}. \quad (17-39)$$

Kontrakcję chemiczną można wyliczyć z równania stechiometrycznego

$$V_{ch} = \frac{1}{2} CO + \frac{1}{2} H_2 - \frac{1}{2} C_2H_6 \quad \text{um}^3/\text{um}^3 \text{ pal.}, \quad (17-40)$$

a kontrakcję całkowitą z równania

$$V_c = \frac{1}{2} CO + 1 \frac{1}{2} H_2 + 2 CH_4 + 2 \frac{1}{2} C_2H_6 \quad \text{um}^3/\text{um}^3 \text{ pal.} \quad (17-41)$$

17.3. Ciepło spalania paliw i wartość opałowa

Cechą charakterystyczną paliw jest ich ciepło spalania i wartość opałowa.

Ciepło spalania W_g paliwa równa się ilości ciepła uzyskanego ze spalania zupełnego jednostki ilości paliwa (w kg mol lub w um^3), jeśli temperaturę produktów sprowadzimy do temperatury substratów, a powstała w procesie palenia para wodna ulegnie całkowitemu skropleniu.

Wartość opałowa W_d paliwa równa się ilości ciepła uzyskanego z zupełnego spalania jednostki paliwa (w kg kmol lub w um^3), jeżeli temperaturę produktów sprowadzimy do temperatury substratów, a powstała w procesie palenia para pozostanie w stanie gazowym.

Z porównania tych definicji wynika przybliżona zależność dla paliw stałych i cieczych

$$W_d = W_g - r(w + 9h), \quad (17-42)$$

w której w - udział wagowy wody w paliwie,

h - udział wagowy wodoru,

r - ciepło parowania.

Przykład 17-1. Skład paliwa stałego (węgla) jest określony przez:

$$c = 0,65, \quad h = 0,08, \quad s = 0,02, \quad o = 0,05, \quad n = 0,01, \quad p = 0,19.$$

Obliczyć teoretyczne zapotrzebowanie tlenu i powietrza, ilość i skład spalin, jeżeli współczynnik nadmiaru powietrza wynosi $\lambda = 1,4$.

Minimalne zapotrzebowanie tlenu $n_{O_2 \min}$

$$n_{O_2 \min} = \frac{c}{14} + \frac{h}{4} + \frac{s-o}{32} = \frac{0,65}{12} + \frac{0,08}{4} + \frac{0,02-0,05}{32} = 0,0741 \frac{\text{kmol } O_2}{\text{kg pal.}}$$

Minimalne zapotrzebowanie powietrza $n_{p \min}$

$$n_{p \min} = \frac{n_{O_2 \min}}{0,21} = \frac{0,0741}{0,21} = 0,353 \text{ kmol pow./kg pal.}$$

Ilości składników spalin

$$n_{CO_2} = \frac{c}{12} = \frac{0,65}{12} = 0,0542 \text{ kmol } CO_2/\text{kg pal.}$$

$$n_{H_2O} = \frac{h}{2} = \frac{0,08}{2} = 0,0400 \text{ kmol } H_2O/\text{kg pal.}$$

$$n_{SO} = \frac{s}{32} = \frac{0,02}{32} = 0,0001 \text{ kmol } SO_2/\text{kg pal.}$$

$$n_{O_2} = n_{O_2 \min} (\lambda - 1) = 0,0741 (1,4 - 1) = 0,0297 \frac{\text{kmol } O_2}{\text{kg pal.}}$$

$$n_{N_2} = 0,79 \lambda n_{p \min} = 0,79 \cdot 1,4 \cdot 0,353 = 0,3910 \frac{\text{kmol } N_2}{\text{kg pal.}}$$

Ilość spalin

$$\begin{aligned} n_s &= n_{CO_2} + n_{H_2O} + n_{SO_2} + n_{O_2} + n_{N_2} = \\ &= 0,0542 + 0,0400 + 0,0001 + 0,0297 + 0,3910 = \\ &= 0,5150 \text{ kmol spal/kg.pal.} \end{aligned}$$

Skład spalin (udziały objętościowe)

$$r_{CO_2} = \frac{n_{CO_2}}{n_s} = \frac{0,0542}{0,5150} = 0,1050 \quad (10,50\%),$$

$$r_{H_2O} = \frac{n_{H_2O}}{n_s} = \frac{0,0400}{0,5150} = 0,0775 \quad (7,75\%),$$

$$r_{SO_2} = \frac{n_{SO_2}}{n_s} = \frac{0,0001}{0,5150} = 0,0002 \quad (0,02\%),$$

$$r_{O_2} = \frac{n_{O_2}}{n_s} = \frac{0,0298}{0,5150} = 0,0578 \quad (5,78\%),$$

$$r_{N_2} = \frac{n_{N_2}}{n_s} = \frac{0,3910}{0,5150} = 0,7595 \quad (75,95\%),$$

$$\sum r_i = 100,00\%.$$

Zadanie 17-1. Skład paliwa gazowego jest określony przez $\text{CO} = 20\%$, $\text{H}_2 = 15\%$, $\text{CH}_4 = 21\%$, $\text{C}_2\text{H}_6 = 2\%$, $\text{O}_2 = 0,5\%$, $\text{SO}_2 = 1\%$, $\text{CO}_2 = 3\%$, $\text{N}_2 = 37,5\%$. Obliczyć zapotrzebowanie tlenu i powietrza, skład spalin wilgotnych i suchych oraz kontrakcję chemiczną i fizyczną, gdy $\lambda = 1,3$.

Zadanie 17-2. Obliczyć zapotrzebowanie tlenu i powietrza potrzebnego do palenia oleju napędowego, jeśli współczynnik nadmiaru powietrza $\lambda = 1,2$.

Skład oleju jest określony przez $c = 0,82$, $h = 0,12$, $o = 0,05$, $n = 0,01$.

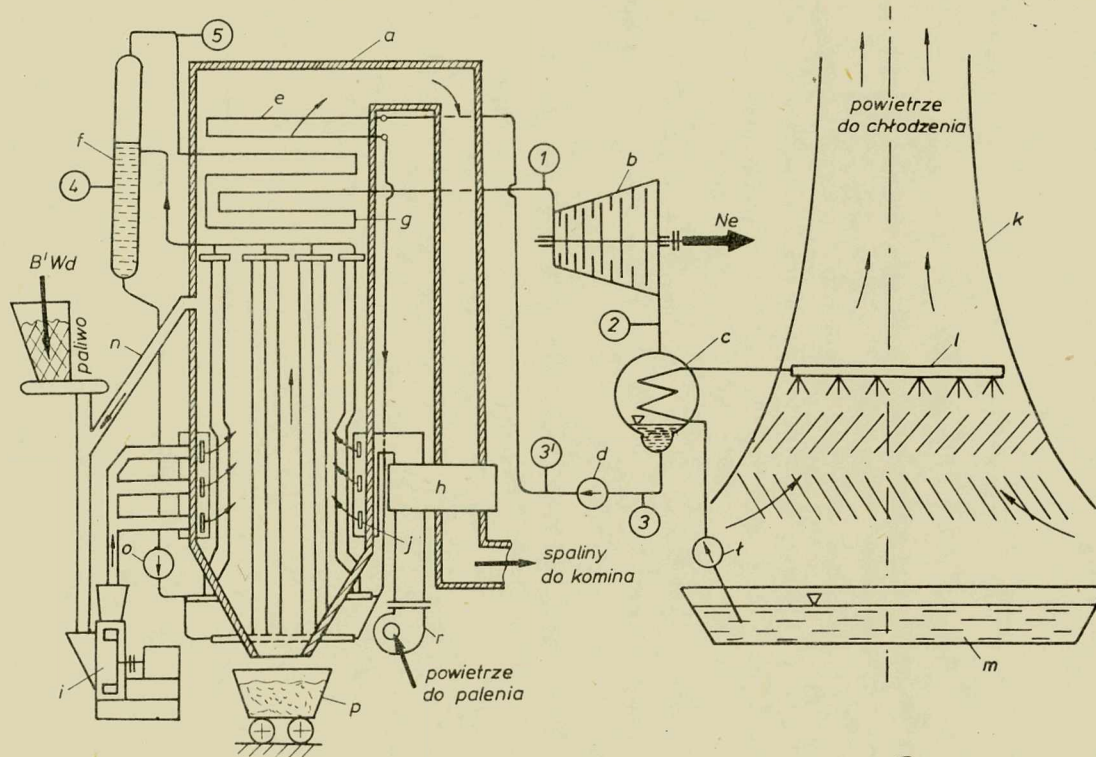
18. SIŁOWNIA PAROWA

Siłownią parową nazywamy zakład, w którym ciepło spalania paliw jest wykorzystane do uzyskania pracy w termodynamicznym urządzeniu obiegowym. Czynnikiem obiegowym jest para (najczęściej para wodna); w układach tzw. „otwartych” np. parowóz - domykanie obiegu zachodzi w atmosferze (otoczeniu).

Podstawowymi elementami składowymi obiegowego urządzenia siłowni parowej (rys. 18-1) są: kocioł parowy, silnik (turbina lub parowy silnik tłokowy), skraplacz i pompa zasilająca, połączone odpowiednio rurociągami. Poza wymienionymi elementami podstawowymi może występować wyposażenie dodatkowe, jak np. chłodnia kominowa, wymienniki ciepła, pompy przetłaczające i inne.

Para przegrzana o ciśnieniu p_1 i temperaturze t_1 (stan 1) wpływa do silnika parowego, gdzie ekspandując prawie adiabatycznie do stanu 2 wykonuje pracę. W skraplaczu para jest skraplana za pomocą wody chłodzącej, osiągając w stanie 3 stopień suchości $x = 0$. Pompa zasilająca spręża skropliny (kondensat) do ciśnienia p_3 (stan 3') i tłoczy do kotła. W kotle woda o stanie 3' podgrzewa się i odparowuje osiągając stan 4 (stopień suchości x_4 równy prawie 1), następnie w przegrzewaczu pary zostaje odparowana całkowicie i przegrzana do temperatury t_1 osiągając stan 1. Potem cykl się powtarza. Im większe natężenie przepływu czynnika obiegowego, tym większą moc otrzymujemy na wale turbiny lub parowego silnika tłokowego przy danych stanach pary.

Do skroplenia pary w skraplaczu jest konieczna duża ilość wody chłodzącej, aby uzyskać niskie ciśnienie. Ciśnienie to zależy tylko od temperatury w skraplaczu, nie należy więc dopuszczać do silnego podgrzania wody chłodzącej (wystarczy tylko kilka stopni).



Rys. 18-1. Schemat siłowni parowej: a) kocioł parowy, b) turbina, c) skraplacz, d) pompa zasilająca, e) podgrzewacz wody, f) separator pary, g) przegrzewacz pary, h) podgrzewacz powietrza, i) młyn paliwa, j) wyloty palników, k) chłodnia kominowa, l) zraszalnik, z) pompa wody chłodzącej, m) taca, n) rurociąg spalin suszących paliwo, o) pompa recyrkulacyjna, p) odpopielanie, r) wentylator podmuchu powietrza

Jeśli brak źródła dużej ilości wody chłodzącej (duża rzeka, jezioro, morze), to wodę ze skraplacza ochładza się powietrzem w chłodni kominowej. Woda podawana za pomocą pompy przetłaczającej na górę chłodni kominowej zostaje rozdrobniona w dyszach i spływa przez tzw. „szykany” w dół, ochładzając się od powietrza, które przepływa do góry. Ochłodzona woda zbiera się w tacy, skąd pompa kieruje ją do skraplacza i dalej na górę chłodni kominowej. W ten sposób powstaje obieg wody chłodzącej. Uzupełnienie ilości obiegowej wody chłodzącej nie jest duże i wynika z odparowania części wody podczas chłodzenia powietrzem.

18.1. Siłownia parowa idealna

Jako urządzenia porównawczego dla rzeczywistej siłowni używamy siłowni idealnej, w której

a) nie występuje tarcie, nie ma spadku ciśnienia podczas przepływu pynu rurociągami i nie ma strat pracy przez tarcie w silniku i pompie;

b) izolacje założone na turbinę i rurociągi są doskonałe - nie ma strat ciepła;

c) turbina jest idealna, tzn. szczelna, adiabatyczna, beztarciowa - ekspansja jest wtedy izentropowa;

d) pompa zasilająca spręża kondensat izentropowo i tylko do ciśnienia kotłowego; brak dławienia;

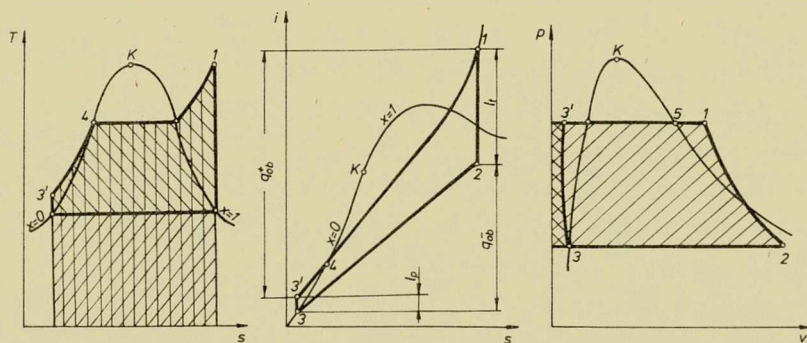
e) kocioł parowy jest idealny, tzn. całe ciepło spalania paliwa jest przekazane wodzie obiegowej.

Obieg w idealnej siłowni nosi nazwę obiegu Clausiusa-Rankine'a (w skrócie C-R). Na rysunku 18-2 odwzorowano obieg Clausiusa-Rankine'a w układach odpowiednio P-v, T-s oraz i-s. Pokazano tam, za pomocą odpowiednich pól i odcinków, pracę obiegu, turbiny i pompy oraz dodatnią i ujemną część ciepła obiegu. Sprawność obiegu jest to stosunek pracy obiegu do dodatniej części ciepła obiegu wyrażona wzorem

$$\eta_{C-R} = \frac{L_{CR}}{Q^+_{ob}}. \quad (18-1)$$

Pracę obiegu C-R obliczymy jako różnicę pracy L_t turbiny (ekspansja) i pracy L_p pompy (kompresja)

$$L_{C-R} = L_t - L_p = I_1 - I_2 - (I_3' - I_3). \quad (18-2)$$



Rys. 18-2. Obieg Clausiusa-Rankine'a w układach P-v; T-s oraz i-s;
 (układ P-v), hatched - l_t - praca turbiny idealnej,
 (układ T-s); hatched - l_p - praca pompy idealnej
 hatched - l_{ob}^p , hatched - q_{ob}^+ , hatched - q_{ob}^-

Dodatnia część ciepła obiegu

$$Q_{ob}^+ = I_1 - I_3, \quad (18-3)$$

czyli

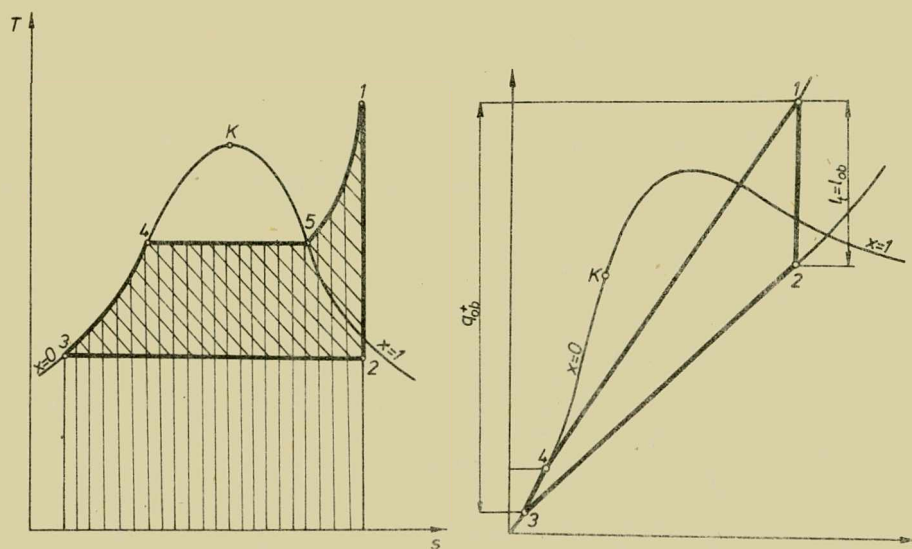
$$\eta_{C-R} = \frac{I_1 - I_2 + I_3 - I_3'}{I_1 - I_3'} = \frac{i_1 - i_2 + i_3 - i_3'}{i_1 - i_3'}. \quad (18-4)$$

Jak wynika z wykresów T-s oraz i-s, entalpie pary w stanach 3 i 3' są zbliżone; możemy w przybliżeniu przyjąć, że $i_3 \cong i_3'$; wzór na sprawność przyjmie postać

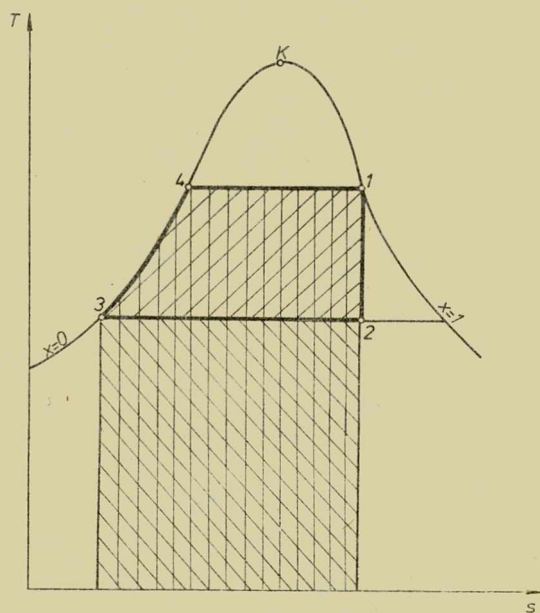
$$\eta_{C-R} \approx \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_3}. \quad (18-5)$$

W układzie T-s oraz i-s przebieg izobary w obszarze cieczy pokrywa się prawie z linią $x = 0$. Gdy narysujemy ten przebieg w jednakowej skali, wówczas linia izobary wejdzie w grubość granicznej linii stałej suchości $x = 0$, a stany 3 i 3' w obu omawianych układach pokrywają się. Otrzymamy uproszczony przebieg obiegu Clausiusa-Rankine'a w T-s i i-s przedstawiony na rys. 18-3.

W obszarze pary mokrej obieg C-R ma w układzie T-s przebieg pokazany na rys. 18-4. Jest to tzw. mokry obieg C-R.



Rys. 18-3. Uproszczony obieg Clausiusa-Rankine'a w układach T-s oraz i-s
 $\text{diagonal lines} - l_t = l_{ob}$, $\text{vertical lines} - q_{ob}^+$



Rys. 18-4. Uproszczony mokry obieg C-R w układzie T-s
 $\text{diagonal lines} - l_{ob} = l_t = i_1 - i_2$,
 $\text{vertical lines} - q_{ob}^+ = i_1 - i_3$,
 $\text{horizontal lines} - q_{ob}^- = i_2 - i_3$

18.2. Sprawność siłowni rzeczywistej

Sprawnością efektywną albo ekonomiczną siłowni rzeczywistej nazywamy stosunek mocy efektywnej siłowni, tj. mocy na sprzęgle, przekazywanej wałem turbiny parowej, do ciepła spalania $\dot{B} \cdot W_d$ podawanego do paleniska paliwa:

$$\eta_e = \frac{N_e}{\dot{B} \cdot W_d}. \quad (18-6)$$

Stosunek ten można wyrazić wzorem:

$$\eta_e = \frac{N_e}{N_i} \frac{N_i}{N_t} \frac{N_t}{N_{C-R}} \frac{N_{C-R}}{\dot{Q}_{ob}^+} \frac{\dot{Q}_{ob}^+}{\dot{B} W_d}, \quad (18-7)$$

w którym N_e - moc efektywna silnika,
 N_i - moc wewnętrzna silnika,
 N_t - moc silnika idealnego (teoretyczna),
 N_{C-R} - moc silnika idealnego pracującego w obiegu C-R,
 $\dot{Q}_{ob}^+$ - ciepło przekazane wodzie w kotle,
 $\dot{B} \cdot W_d$ - ciepło spalania paliwa (wartość dolna).

Poszczególne składniki iloczynu po prawej stronie równania (18-7) stanowią odpowiednie składniki sprawności efektywnej.

Sprawność mechaniczna silnika ujmuje straty mocy wskutek tarcia występującego w łożyskach i mocy zużytej na napęd urządzeń pomocniczych (np. pompa olejowa)

$$\frac{N_e}{N_i} = \eta_m, \quad (18-8)$$

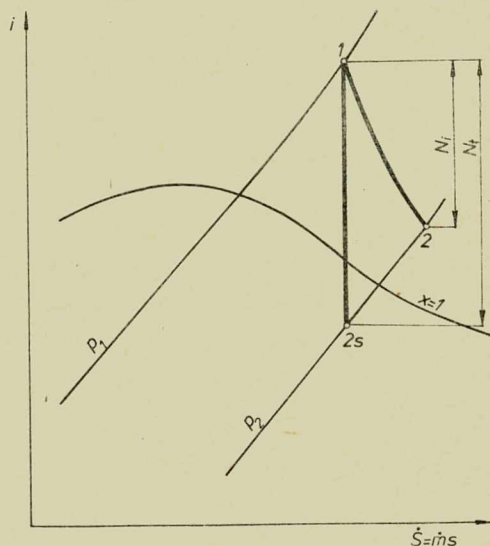
Sprawność wewnętrzna turbiny; dla silnika tłokowego sprawność indykowana

$$\frac{N_i}{N_t} = \eta_i. \quad (18-9)$$

Sprawność ta ujmuje zmniejszenie mocy wewnętrznej turbiny wskutek wirów w kanałach łopatkowych i kierownicach oraz straty mocy z powodu tarcia obracającego się wirnika o ośrodek gazowy.

W tłokowym silniku parowym główną przyczyną zmniejszającą sprawność indykowaną jest tzw. „cieplne oddziaływanie ścianek”. W czasie napełnienia temperatura ścian cylindra jest niższa od temperatury pary i dlatego para jest chłodzona. Podczas wydechu temperatura ścian jest wyższa od temperatury pary, lecz przekazane w tym czasie ciepło nie będzie wykorzystane do wykonania pracy, ponieważ para opuszcza cylinder.

Wpływ tarcia wewnętrznego, wywołanego wirami w kanałach w turbinie, na zmniejszenie mocy wewnętrznej w porównaniu z mocą turbiny idealnej można pokazać w układzie $i-s$ (rys. 18-5). Ekspansja adiabatyczna z tarciami

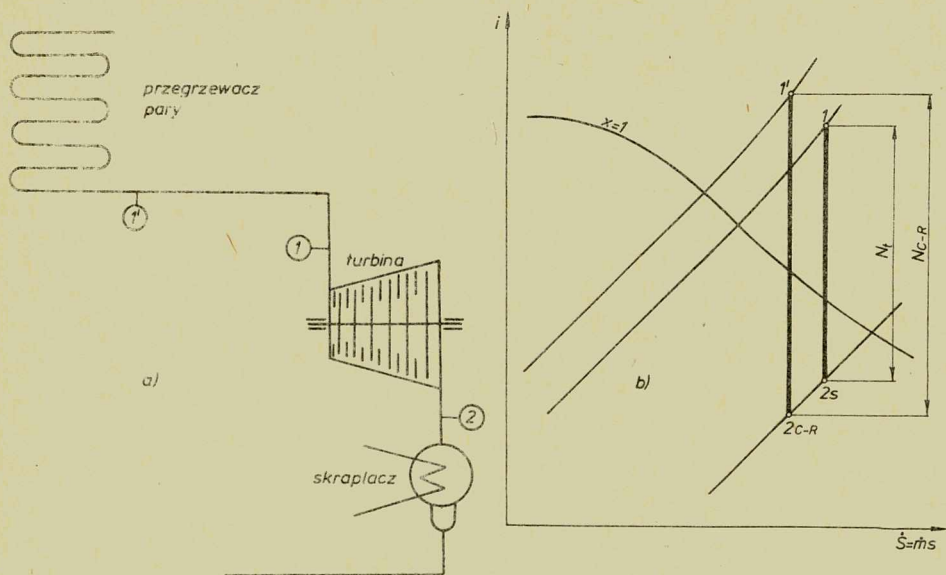


Rys. 18-5. Moc wewnętrzna i teoretyczna silnika w układzie $i-s$

pary w turbinie powoduje wzrost entropii i stan 2 leży na prawo od stanu 2s, stanu pary, jaki byłby osiągnięty dla ekspansji adiabatycznej bez tarcia (izentropowej). Ponieważ dla ekspansji adiabatycznej praca turbiny równa się spadkowi entalpii (rys. 18-5), przeto zwiększenie tarcia, przesuwające stan końcowy 2 w kierunku większych entropii, zmniejsza moc turbiny.

$$\frac{N_t}{N_{C-R}} = \eta_r \quad (18-10)$$

jest to tzw. sprawność rurociągów, uwzględniająca zmniejszenie mocy idealnej turbiny wskutek dławienia i strat ciepła w rurociągach; przede wszystkim w rurociągu doprowadzającym parę z kotła do turbiny. Wpływ dławienia



Rys. 18-6. Wpływ ruropociągu na moc silnika; a - część schematu siłowni, b - odwzorowanie w układzie i-s

i strat ciepła pokazano na rys. 18-6. Wymienione zjawiska powodują, że stan 1 pary przed turbiną odznacza się zmniejszonym ciśnieniem i temperaturą w porównaniu ze stanem 1' pary na wyjściu z kotła. Dla idealnego ruropociągu idealna turbina miałaby moc obiegu C-R. Stosunek mocy obiegu C-R do dodatniej części ciepła obiegu jest sprawnością obiegu Clausiusa-Rankine'a (patrz rozdz. 15-1)

$$\frac{N_{C-R}}{\dot{Q}^+_{ob}} = \eta_{C-R} \quad (18-11)$$

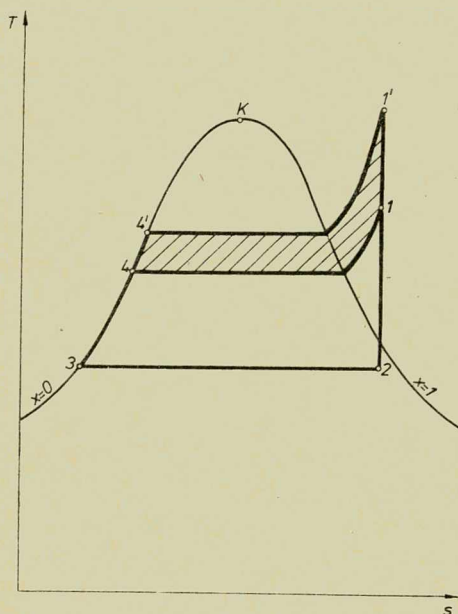
Stosunek dodatniej części ciepła obiegu, tj. ciepła przekazanego parze w kotle, do ciepła $\dot{B} \cdot W_d$ paliwa dostarczonego do kotła, jest sprawnością kotła

$$\frac{\dot{Q}^+_{ob}}{\dot{B} \cdot W_d} = \eta_k \quad (18-12)$$

tle, a to powoduje, że sprawność obiegu 1-2'-3'-4-1 jest większa niż sprawność obiegu przy wyższym przeciwcieśnieniu 1-2-3-4-1. Kres obniżeniu ciśnienia w skraplaczu kładzie temperatura wody chłodzącej parę. Temperatura pary w przypadku odwracalnego przekazywania ciepła może dojść do temperatury wody chłodzącej równej temperaturze otoczenia.

18.3.2. Podwyższanie ciśnienia i temperatury w kotle

Z rysunku 18-8 widać, że podwyższenie ciśnienia i temperatury w kot-
le zwiększa pole pracy i dodatkowo części ciepła obiegu (ciepła przekaza-
nego do obiegu) w jednakowym stopniu, tzn. że każdy dżul ciepła dodatkowo



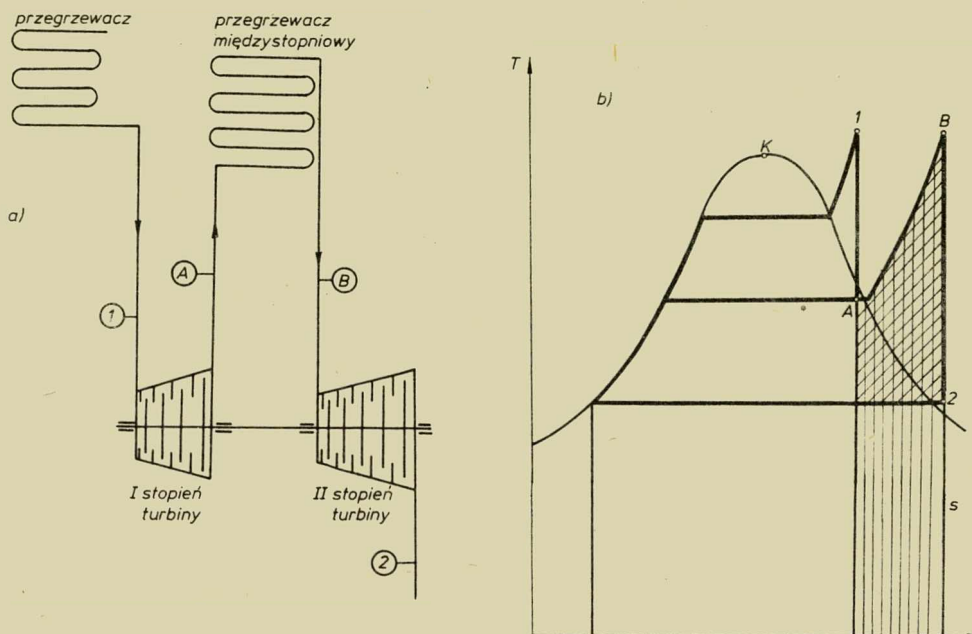
Rys. 18-8. Wpływ podwyższenia ciśnienia i temperatury w kotle na sprawność obiegu;
 - wzrost pracy równy wzrostowi ciepła

przekazany parze daje dżul pracy. Ponieważ sprawność obiegu jest zawsze mniejsza od jedności (II z.t), więc sprawność wynikowa obiegu rośnie wraz ze zwiększaniem ciśnienia i temperatury w kotle. Kres polepszaniu sprawności kładzie wytrzymałość materiału.

18.3.3. Przegrzewanie międzystopniowe

Jeśli ekspansja pary zachodzi w kilku, przynajmniej w dwu stopniach turbiny, to można częściowo wyekspanować parę o obniżonej temperaturze

podgrzać do temperatury początkowej w przegrzewaczu międzystopniowym (rys. 18-9), co poprawia sprawność drugiego stopnia turbiny w porównaniu ze sprawnością tego stopnia bez przegrzania pary. W rezultacie podwyższa to sprawność obiegu.



Rys. 18-9. Wpływ międzystopniowego przegrzewania pary na sprawność obiegu; a - część schematu siłowni, b - odwzorowanie w układzie T-s,  - dodatkowe ciepło,  - dodatkowa praca

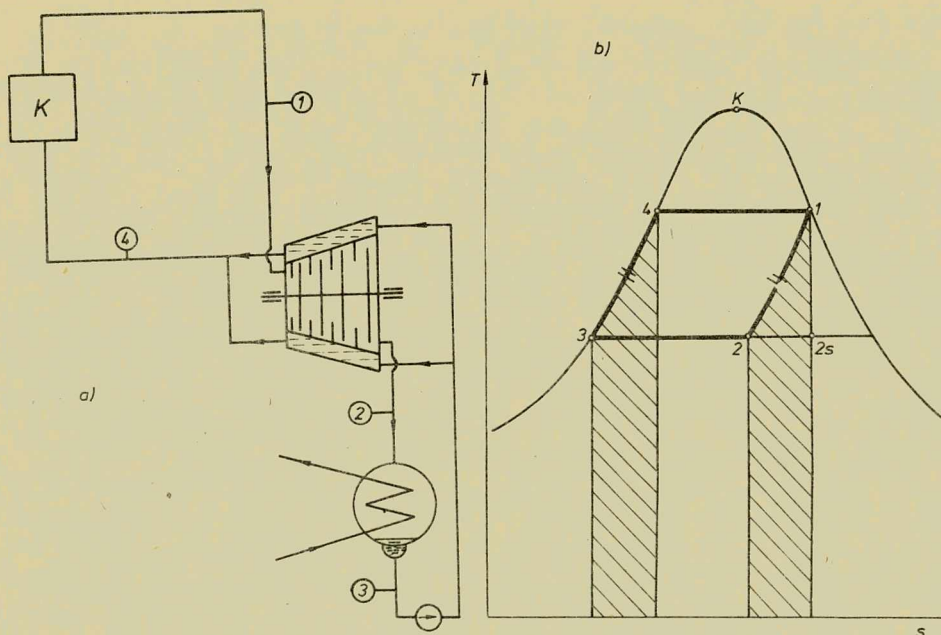
Na rysunku 18-9 stany A i B^{x)} oznaczają odpowiednio stan przed i za przegrzewaczem międzystopniowym.

18.3.4. Karnotyzacja obiegu Clausiusa-Rankine'a

Dla ułatwienia wywodów rozpatrzmy proces karnotyzacji obiegu C-R w siłowni bez przegrzewacza pary (rys. 18-10).

Turbina ma podwójny płaszcz obudowy zewnętrznej, pozwalający na chłodzenie ekspandującej w turbinie pary za pomocą kondensatu tłoczonego prze-

^{x)} Dodatkowe stany na schematach i wykresach są oznaczone dużymi literami alfabety



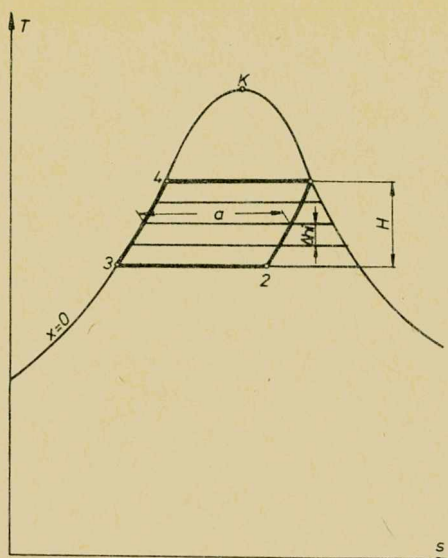
Rys. 18-10. Skarnotyzowany obieg mokry siłowni: a - schemat, b - odwzorowanie w układzie T-s;  - ciepło zregenerowane

ciwprądowo pompą zasilającą ze skraplacza. Przez odpowiedni dobór powierzchni chłodzącej realizujemy przebieg chłodzenia ekspandującej pary w ten sposób, że linia przemiany 1-2 jest równoległa do odpowiedniego odcinka 3-4 lewej krzywej granicznej.

Stan 2s oznacza stan pary, jaki byłby realizowany w obiegu C-R dla ekspansji izentropowej pary w turbinie. W omawianym obiegu całe ciepło chłodzenia pary jest przekazane kondensatowi, który w odwracalnym przypadku podgrzewa się do temperatury pary, tj. do temperatury $T_4 = T_1$. Z tego powodu w kotle podgrzewamy wodę tylko od stanu 4 do stanu 1. Ciepło przekazane do obiegu jest ciepłem przemiany 4-1. Praca obiegu 1-2-3-4-1 jest nieco zmniejszona w porównaniu z pracą obiegu C-R, tj. obiegu 1-2s-3-4-1 (rys. 18-10). Sprawność wynosi

$$\eta_o = \frac{L_{1-2-3-4-1}}{Q_{4-1}}. \quad (18-14)$$

Dzieląc pole pracy obiegu 1-2-3-4-1 (rys. 18-11) na n pasków o wysokości Δh_1 , możemy pracę obliczyć jako sumę pól powstałych równoległoboków czyli



Rys. 18-11. Obliczanie pracy skarnotyzowanego obiegu

$$L_{1-2-3-4-1} = \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^{i=n} a \Delta h_i. \quad (18-15)$$

W przypadku równoległych linii 3-4 i 1-2 podstawa a równoległoboków jest stała; wtedy

$$L_{1-2-3-4-1} = a \int_0^H dh = aH = (s_1 - s_4)(T_1 - T_2). \quad (18-16)$$

Dodatnia część ciepła obiegu (ciepło przekazane do obiegu) jest równa

$$q_{4-1} = (s_1 - s_4) T_1. \quad (18-17)$$

Sprawność obiegu można wyrazić wzorem

$$\eta_o = \frac{(s_1 - s_4)(T_1 - T_2)}{(s_1 - s_4) T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (18-18)$$

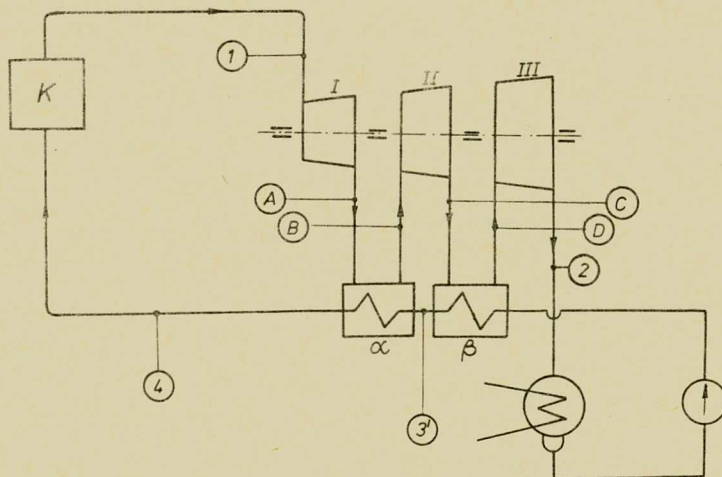
Jako wynik obliczeń otrzymaliśmy wzór określający sprawność obiegu Carnota między temperaturami T_1 i T_2 .

Z równania (18-18) wynika, że sprawność omawianego obiegu jest równa sprawności obiegu Carnota przynależnego do danego obiegu

$$\eta_o = \eta_c \quad (18-19)$$

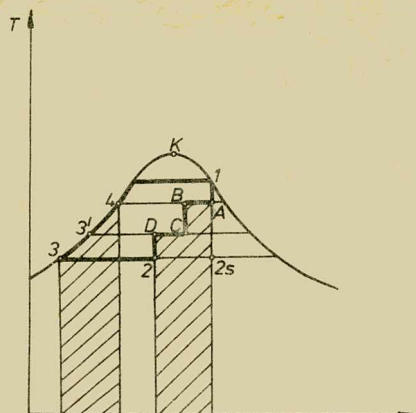
18.3.5. Obiegi regeneracyjne

Ze względów konstrukcyjnych osiągnięcie pełnej karnotyzacji jest niemożliwe. Chłodzenie w podwójnym płaszczu obudowy w taki sposób, aby linia przemiany była równoległa do linii granicznej $x = 0$, jest nie do zrealizowania (za małe powierzchnie), z tego powodu chłodzenie pary należy przeprowadzać poza turbiną. Rozpatrzmy układ, w którym cała przepływająca przez turbinę para podlega ochłodzeniu (rys. 18-12). W celu ochłodzenia pa-

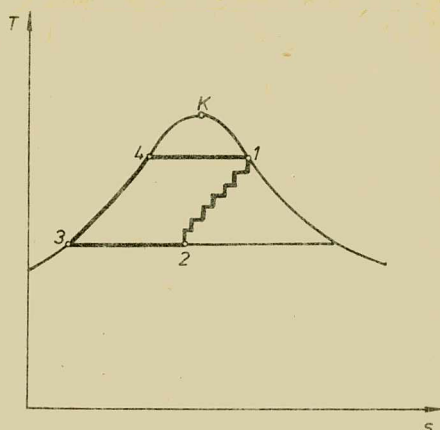


Rys. 18-12. Schemat obiegu regeneracyjnego z chłodzeniem całej pary

ry potrzebnej do regeneracji ciepła cała jej ilość wypływa z I stopnia turbiny do wymiennika ciepła α i tam podgrzewa kondensat od temperatury T_3 do temperatury T_4 . Następnie para jest kierowana do II stopnia turbiny. Wypływająca po ekspansji z II stopnia para podgrzewa w wymienniku ciepła β kondensat od temperatury T_2 do T_3 i wpływa do III stopnia turbiny, skąd jest kierowana do skraplacza. Linia schodkowa 1-2 (rys. 18-13), przez stany pośrednie A, B, C, D, jest linią przemiany pary w turbinie i wymiennikach regeneracyjnych. Pełną karnotyzację można by osiągnąć w omawianym



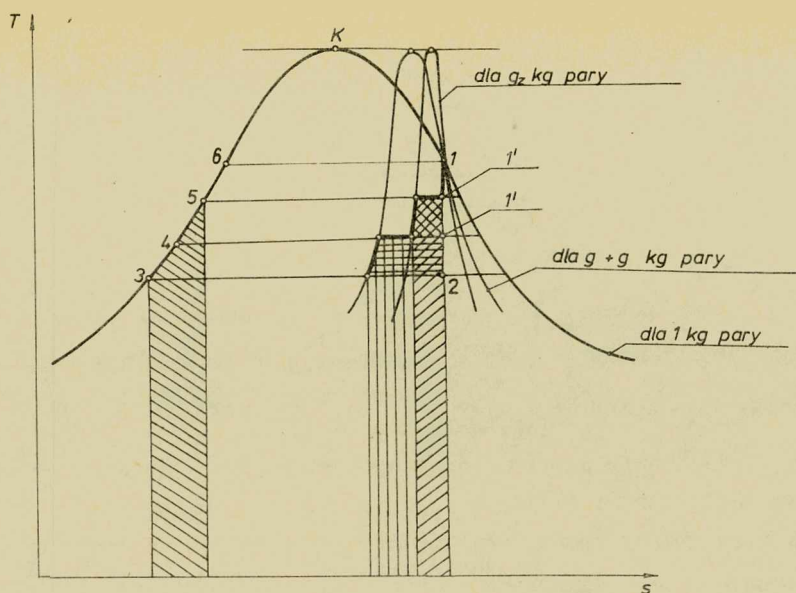
Rys. 18-13. Odzworowanie w T-s obiegu regeneracyjnego wg schematu z rys. 18-12;  - ciepło zregenerowane



Rys. 18-14. Odzworowanie obiegu regeneracyjnego z dużą ilością stopni

przypadku, gdyby liczba stopni mogła dowolnie rosnąć, a chłodzenie realizować w ten sposób, by linia 1-2 dążyła do równoległej, do linii stałego stopnia suchości $x = 0$ (rys. 18-14).

W praktyce dzieli się zwykle turbinę na nie więcej niż trzy stopnie. W celu realizacji obiegu regeneracyjnego, którego schemat przedstawiono na rys. 18-12, trzeba wykonać przewody doprowadzające i odprowadzające duże ilości pary. Musiałyby dać to rurociągi grube, a nawet bardzo grube, aby uniknąć strat ciśnienia na skutek dławienia, szczególnie w tych partiach turbiny, gdzie zachodzi ekspansja przy niskich ciśnieniach. Konstrukcyjnie jest to nie do rozwiązania. Z tego powodu do realizacji praktycznej stosuje się obiegi regeneracyjne z tzw. upustami pary. Turbina może być wielokadłubowa albo tzw. upustowa, gdzie z korpusu turbiny wyprowadza się pewną ilość pary. Liczba upustów w turbinie upustowej obecnie sięga jedenaśtu. Jeden ze stosowanych obiegów regeneracyjnych z dwoma upustami pary, przedstawiono na rys. 18-15. Inne rozwiązania z upustami różnią się sposobem przekazywania kondensatu z wymienników regeneracyjnych do obiegu. W poprzednim obiegu regeneracyjnym cała para skierowana do regeneracyjnych wymienników ciepła była częściowo chłodzona i kierowana z powrotem do turbiny. W obiegach z upustami w celu regeneracji ciepła upuszcza się niewielką, w porównaniu z poprzednim sposobem, ilość pary i skrapla całkowicie, po czym kondensat kieruje się z powrotem do obiegu. Ilość upuszczonej pa-



Rys. 18-17. Praca i ciepło zregenerowane obiegu z dwoma upustami w układzie T-s

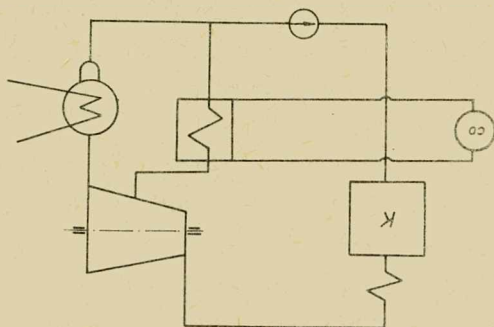
- nie wykonana praca w II stopniu przez g_{II} kg upuszczonej pary,
- zregenerowane ciepło upustu g_{II} kg pary,
- nie wykonana praca w III stopniu turbiny przez $g_{II} + g_{III}$ kg pary,
- zregenerowane ciepło drugiego upustu g_{III} kg pary,
- = + - ciepło zregenerowane

18.3.6. Gospodarka skojarzona

Jeśli zakład potrzebuje parę do celów technologicznych, np. do ogrzewania suszarni, urządzeń wyparnych itp., a jednocześnie potrzebuje mocy, stosuje się tzw. energetyczną gospodarkę skojarzoną, używając przeciwnieprężnej turbiny. Ciśnienie pary za taką turbiną jest większe od ciśnienia atmosferycznego i dobiera się je według wymagań technologicznych. Parę odłotową z turbiny wykorzystuje się do grzania. Siłownia przetwarza moc efektywną N_e i przekazuje parę odłotową do wykorzystania z niej ciepła skroplenia Q_t . Sprawność takiego układu silnie rośnie ze względu na wykorzystanie ciepła chłodzenia czynnika obiegowego. Sprawność układu w gospodarce skojarzonej wyrazimy wzorem

$$\eta_{\text{skoj.}} = \frac{N_e + \dot{Q}_t}{\dot{B} W_d} \quad (18-25)^{\text{38}}$$

Jeśli ciepło chłodzenia czynnika obiegowego jest wykorzystane do ogrzewania pomieszczeń, czyli do tzw. centralnego ogrzewania (co), to otrzymujemy układ elektrociepłowni (rys. 18-18). Ponieważ zapotrzebowanie



Rys. 18-18. Schemat elektrociepłowni z turbiną upustową ciepła do celów ogrzewczych występuje tylko w okresie zimowym, więc siłownia pracuje w zimie jako przeciwpompowa, a w lecie jako kondensacyjna. Najlepiej nadaje się do tego turbina dwustopniowa lub upustowa.

18.4. Polepszenie sprawności kotła

Drugą przyczyną obniżającą sprawność efektywną siłowni jest niedoskonałość kotła parowego. Sprawność kotła jest to stosunek ciepła przekazanego wodzie obiegowej do ciepła $\dot{B} W_d$ paliwa podawanego do kotła. Można to zapisać za pomocą strat $\dot{Q}_{si}$ ciepła, tzw. ciepła odpadowego, a więc

$$\eta_k = \frac{\dot{Q}_{ob}^+}{\dot{B} W_d} = \frac{\dot{B} W_d - \sum_{i=1}^{i=4} \dot{Q}_{si}}{\dot{B} W_d}, \quad (18-26)$$

oznaczając procentowy udział strat ciepła przez S_i ;

$$\eta_k = 100 - S_k - S_p - S_{ot} - S_{od}, \quad (18-27)$$

gdzie S_k - strata kominowa,
 S_p - strata w popiele i żużlu,
 S_{ot} - strata na rzecz otoczenia,

x) Stosowanie układu o gospodarce skojarzonej daje oszczędność ciepła $\dot{Q}_p$ uzyskanego ze spalania paliwa (a więc paliwa)

$$\dot{Q}_p = N_e \left(\frac{1}{\eta_c} - \frac{1}{\eta_{skoj}} \right) + \dot{Q}_t \left(\frac{1}{\eta_c} - \frac{1}{\eta_{skoj}} \right)$$

gdzie η_c - sprawność ciepłowni,

S_{od} - strata odmulania ^{x)}.

Największą z wymienionych strat jest strata kominowa. Wynika ona z następujących przyczyn:

a) spaliny (produkty) opuszczają kocioł z temperaturą wyższą od temperatury substratów (tu temperatury otoczenia),

b) w spalinach mogą być gazowe produkty niezupełnego spalania, jak CO , CH_4 , H_2 ,

c) spaliny zawierają tzw. lotny koksik, tj. drobne cząstki odgazowanego węgla unoszone ciągiem kominowym do kanałów dymowych i otoczenia.

Straty kominowej nie da się uniknąć, a dla utrzymania jej w możliwie niskich granicach należy dbać, aby temperatura spalin nie była zbyt wysoka. Uzyskujemy to przez stosowanie dodatkowych powierzchni chłodzących, np. podgrzewacza wody kotłowej itp. Należy uważać, aby ilość spalin nie była za duża i dlatego stosujemy odpowiedni, nie za duży, współczynnik nadmiaru powietrza. Zbyt mały współczynnik może spowodować stratę w nie spalonych częściach gazowych. Ilość lotnego koksiku zależy od sortymentu paliwa i ciągu kominowego. Paliwo powinno być dobrane sortymentem do rodzaju paleniska, a szczególnie rusztu.

Duża jest również strata w popiele i żużlu. W popiele znajdują się nie spalone części stałe paliwa, tzw. przesyp (przy żużlowaniu wraz z żużlem są usuwane nie dopalone części paliwa). Także popiół, a zwłaszcza żużel, mają wysokie temperatury. Należy żużlowanie przeprowadzać umiejętnie, tak aby spowodować jak najmniejszy przesyp i usunąć jak najmniej paliwa wraz ze stopionym żużlem.

Strata ciepła do otoczenia wynika z konstrukcji kotła i oporu cieplnego ścian. Straty w odmulinach wynikają stąd, że kocioł opuszczają odmuliny o wysokich temperaturach.

Przykład 18-1. Ciśnienie pary w kotle wynosi $p_1 = 5,5$ MPa i temperatura na wyjściu z przegrzewacza pary $t_{01} = 550$ °C. Parametry pary przed turbiną wynoszą $p_1 = 5,0$ MPa i $t_1 = 540$ °C. Ciśnienie w skraplaczu $p_2 = 0,008$ MPa. Stopień suchości pary wpływającej do skraplacza wynosi $x_2 = 0,95$. Obliczyć moc i sprawność efektywną siłowni, jeśli sprawność kotła wynosi $\eta_k = 0,85$ i sprawność mechaniczna turbiny $\eta_m = 0,95$. Wydajność kotła $D = 120$ t/h pary.

Odczytane z wykresu (lub tablic) parametry pary: stan pary 1' na wyjściu z kotła (rys. 18-6a)

^{x)} Odmulina jest to woda zawierająca dużo zanieczyszczeń celowo wypuszczona z dołu kotła dla uniknięcia wzrostu zasolenia wody kotłowej oraz wzrostu tzw. twardości wody

$$i_{1'} = 3549 \text{ kJ/kg} \quad s_{1'} = 7,08 \text{ kJ/(kg}\cdot\text{K)};$$

stan pary 1 przed turbiną

$$i_1 = 3525 \text{ kJ/kg} \quad s_1 = 7,09 \text{ kJ/(kg}\cdot\text{K)};$$

stan pary za turbiną pracującą w obiegu C-R (rys. 18-6b)

$$i_{2,C-R} = 2210 \text{ kJ/kg} \quad s_{2,C-R} = 7,08 \text{ kJ/(kg}\cdot\text{K)};$$

stan pary za turbiną idealną

$$i_{2s} = 2220 \text{ kJ/kg} \quad s_{2s} = 7,09 \text{ kJ/(kg}\cdot\text{K)};$$

stan pary za turbiną rzeczywistą $p_2 = 0,008 \text{ MPa}$ $x_2 = 0,96$

$$i_2 = 2476 \text{ kJ/kg} \quad s_2 = 7,92 \text{ kJ/kg}\cdot\text{K}$$

stan cieczy na wejściu do kotła

$$t_3 = 43^\circ\text{C} \quad i_3 = c_p t_3 = 4,187 \cdot 43 = 167 \text{ kJ/kg}$$

Sprawność obiegu C-R

$$\eta_{C-R} = \frac{i_{1'} - i_{2C-R}}{i_{1'} - i_3} = \frac{3549 - 2210}{3549 - 167} = 0,39 \quad 39\%.$$

Sprawność wewnętrzna turbiny

$$\eta_i = \frac{l_i}{l_t} = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_{2s}} = \frac{3525 - 2476}{3525 - 2220} = 0,80 \quad 80\%.$$

Sprawność rurociągów

$$\eta_r = \frac{l_t}{l_{CR}} = \frac{i_1 - i_{2s}}{i_{1'} - i_{2CR}} = \frac{3525 - 2220}{3549 - 2210} = 0,975 \quad 97,5\%.$$

Obliczenie właściwej pracy wewnętrznej l_i turbiny

$$l_i = i_1 - i_2 = 3525 - 2476 = 1049 \text{ kJ/kg}.$$

Właściwa moc efektywna turbiny

$$l_e = \eta_m \cdot l_i = 0,95 \cdot 1049 = 996,6 \text{ kJ/kg}.$$

Moc efektywna siłowni (moc turbiny)

$$N_e = 10^3 \frac{D}{3600} l_e = 10^3 \frac{120}{3600} 996,6 = 33219 \text{ kW}$$

$$N_e = 33,2 \text{ MW}.$$

Sprawność efektywna siłowni

$$\begin{aligned}\eta_e &= \eta_m \cdot \eta_i \cdot \eta_r \cdot \eta_{C-R} \cdot \eta_k = \\ &= 0,950 \cdot 0,80 \cdot 0,975 \cdot 0,39 \cdot 0,850 = 0,246 \\ \eta_e &= 24,6\%.\end{aligned}$$

Zadanie 18-1. Obliczyć spadek $\Delta\eta$ sprawności siłowni spowodowany wzrostem ciśnienia w skraplaczu od $p_2 = 0,008$ MPa do ciśnienia $p_2 = 0,03$ MPa. Stan pary przed turbiną określony przez $p_1 = 10,0$ MPa, $t_1 = 550$ °C. Pozostałe urządzenia siłowni pracują bez zmian.

Odpowiedź: $\Delta\eta = 2,5\%$.

Zadanie 18-2. Obliczyć sprawność η_1 idealnej siłowni z międzystopniowym przegrzewaczem pary. Stan pary na wyjściu z kotła jest określony przez $p_1 = 20,0$ MPa, $t_1 = 500$ °C. Ciśnienie w wyjściu z pierwszego stopnia turbiny $p_A = 0,7$ MPa (stan A, rys. 18-9) i po przegrzaniu w międzystopniowym przegrzewaczu temperatura pary dochodzi ponownie do $t_1 = 500$ °C (stan B). Następnie para jest skierowana do drugiego stopnia turbiny. Ciśnienie pary w skraplaczu wynosi $p_2 = 0,008$ MPa. Porównać otrzymaną sprawność ze sprawnością η_2 jaką miałyby siłownia bez przegrzewania międzystopniowego.

Odpowiedź: $\eta_1 = 42,4\%$, $\eta_2 = 40,6\%$.

19. SPRĘŻARKI (KOMPRESORY)

Celem sprężania jest:

- zwiększenie ciśnienia,
- magazynowanie czynnika przez osiągnięcie dużej gęstości,
- podwyższenie temperatury czynnika,
- uzyskanie dodatniego efektu Joule'a-Thomsona, co ma zastosowanie przy skraplaniu gazów przez adiabatyczne dławienie izentalpowe.

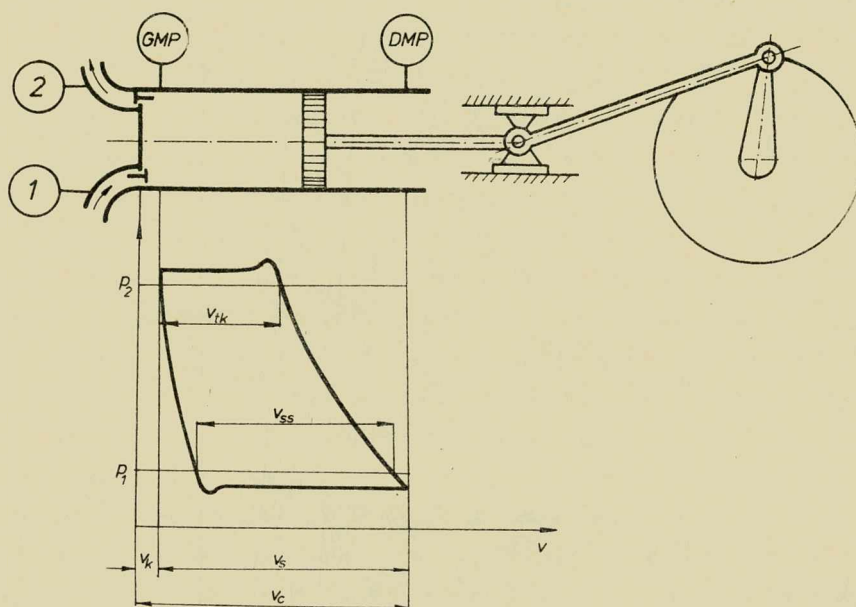
Zależnie od sposobu sprężania sprężarki dzielimy na:

- tłokowe,
- rotodynamiczne,
- rotacyjne.

W sprężarkach rotacyjnych podwyższanie ciśnienia odbywa się przez zmniejszenie objętości gazów dokonane w komorze sprężarki przez tłok wirowy. Proces przebiega podobnie jak w sprężarkach tłokowych, gdzie ruch tłoka jest posuwisto-zwrotny.

19.1. Sprężarki tłokowe

Zasadniczymi elementami konstrukcyjnymi sprężarki tłokowej są: cylinder z zaworami, tłok i mechanizm napędu. Schematycznie sprężarka taka jest przedstawiona na rys. 19-1.



Rys. 19-1. Schemat sprężarki tłokowej i wykres pracy

Zawory w sprężarkach są zwykle samoczynne, tzn. otwierają się i zamykają pod wpływem różnicy ciśnienia. Zawór ssący otwiera się, gdy ciśnienie w cylindrze jest mniejsze niż w rurociągu ssącym 1 i zamyka się, gdy ciśnienie w cylindrze nieco wzrośnie. Zawór tłoczny otwiera się, gdy istnieje pewna nadwyżka ciśnienia w cylindrze nad ciśnieniem w rurociągu tłocznym 2, a zamyka, gdy ciśnienie w cylindrze nieco spadnie.

Ze względów konstrukcyjnych każda sprężarka tłokowa ma tzw. objętość V_k kompresyjną. Jest to objętość, którą odcina w cylindrze tłok znajdujący się w górnym martwym położeniu. Powierzchnia tłoka przesuwając się między górnym martwym położeniem a dolnym wyznacza tzw. objętość skokową. Sumę objętości skokowej i kompresyjnej nazywamy objętością całkowitą V_c .

Pracę sprężarki rozpatrzmy od położenia, gdy tłok znajduje się w GMP po skończonym suwie wytłaczania czynnika. W położeniu tym w cylindrze znajduje się gaz o objętości V_k i ciśnieniu nieco wyższym od ciśnienia w rurociągu tłocznym 2. Ciśnienie to musi być nieco większe od ciśnienia w rurociągu tłocznym ze względu na dławienie czynnika przy wylocie. Ta nadwyżka ciśnienia jest konieczna, aby gaz wypływał z cylindra. Gdy tłok mija GMP, wówczas zawór tłoczny samoczynnie się zamyka i w cylindrze zaczyna rosnąć objętość gazu, a ciśnienie spada, aż do ciśnienia nieco mniejszego od P_1 panującego w rurociągu ssącym. W chwili otwarcia zaworu jest wymagany nieco większy spadek ciśnienia, aby ze względu na bezwładność zaworu nadać mu ruch przyspieszony, a następnie podciśnienie w cylindrze maleje (ciśnienie wzrasta) o tyle tylko, aby wystarczyło do pokonania oporów przepływu w zaworze ssącym. Z chwilą otworzenia się zaworu ssącego zwiększenie objętości w cylindrze powoduje zassanie nowego gazu do cylindra. Ssanie kończy się w DMP. Zmiana kierunku przesuwania się tłoka powoduje zamknięcie zaworu ssącego i rozpoczyna się sprężanie zassanej porcji gazu. Oba zawory są zamknięte. Gdy wskutek kompresji ciśnienie gazu w cylindrze wzrośnie ponad ciśnienie w rurociągu tłocznym i to o tyle, że powstała nadwyżka ciśnienia pokona bezwładność zaworu tłocznego powodując jego otwarcie, wówczas rozpoczyna się wytłaczanie sprężonego gazu z cylindra. W czasie wytłaczania ciśnienie w cylindrze nieco spada w stosunku do ciśnienia w chwili otwarcia się zaworu tłocznego, a nadwyżka ciśnienia utrzymuje się tylko ze względu na dławienie w zaworze tłocznym. Wytłaczanie sprężonego gazu trwa aż do GMP, po czym cykl pracy się powtarza.

19.1.1. Sprawność sprężarki

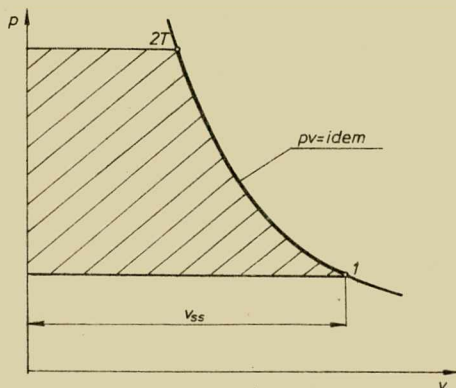
Praca, jaką należy przekazać sprężonemu gazowi na cykl przemian i procesów zachodzących w sprężarce (na 1 obrót wału napędowego) równa się polu przedstawionemu na rys. 19-1 i nosi nazwę pracy indykowanej. Jest to praca, jaką wyznaczamy posługując się przyrządem zwanym indykatorem, określającym zależność między ciśnieniem gazu w cylindrze a położeniem tłoka. Pracę, którą należy przekazać wałom napędowym sprężarki nazywamy pracą efektywną. Praca efektywna L_e jest większa od pracy indykowanej L_i o pracę oporów tarcia w łożyskach i mechanizmach napędu oraz tarcia tłoka o ścianki cylindra. Stosunek pracy indykowanej do efektywnej nazywamy sprawnością

mechaniczną sprężarki i wyrażamy wzorem

$$\eta_m = \frac{L_i}{L_e} \quad (19-1)$$

Aby ocenić sprężarkę porównujemy ją z tzw. sprężarką idealną. Zależnie od celu, jakiemu służy sprężarka rozróżniamy idealną sprężarkę izotermiczną i adiabatyczną izentropową.

Jeżeli celem sprężenia jest zwiększanie ciśnienia lub magazynowanie czynnika, to sprężarką idealną będzie taka, która wykona to zadanie przy minimalnym wkładzie pracy; będzie to odwracalna sprężarka izotermiczna (rys. 19-2). Sprężarka idealna jest szczelna i wykorzystuje całą objętość sko-

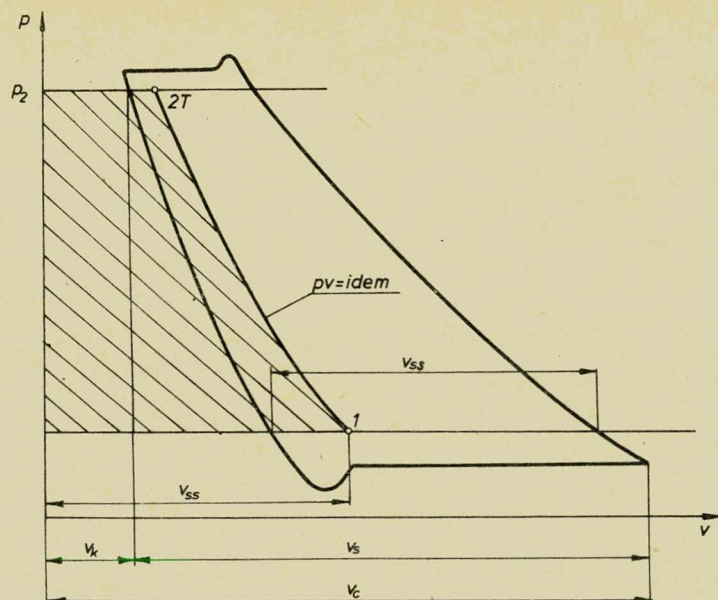


Rys. 19-2. Wykres pracy idealnej sprężarki izotermicznej

kową do celów zassania czynnika, co jest możliwe przy objętości kompresyjnej $V_k = 0$. Zasysa taką samą ilość czynnika na cykl, co sprężarka rzeczywista. Idealna sprężarka izotermiczna wymaga chłodzenia. Stosowanie chłodzenia w sprężarce rzeczywistej zmniejsza wymagany wkład pracy. Stany 1 i 2 na rysunkach 19-2 i 19-3 są to stany czynnika o parametrach jakie są odpowiednio w rurociągu ssącym i tłocznym. Jeśli celem sprężania jest podwyższenie temperatury, to sprężarki takie nie są chłodzone. Sprężarką idealną dla tego procesu będzie adiabatyczna sprężarka odwracalna, tj. izentropowa (rys. 19-4).

W układzie T-s na rys. 19-5 przedstawiono pracę sprężarki idealnej izotermicznej i izentropowej. Pracę tę na podstawie równania I z.t można wyrazić wzorami

$$L_{os} = I_{2s} - I_1, \quad (19-2)$$



Rys. 19-3. Wykres indykatorowy sprężarki rzeczywistej i idealnej sprężarki izotermicznej; V_c - objętość całkowita, V_s - skokowa, V_k - kompresyjna, V_{ss} - zasysania

$$L_{oT} = Q_{T1-2} \quad (19-3)$$

Sprawnością indykowaną sprężarki nazywamy stosunek pracy sprężarki idealnej do pracy indykowanej sprężarki rzeczywistej. Wynosi ona:

- dla sprężarek chłodzonych

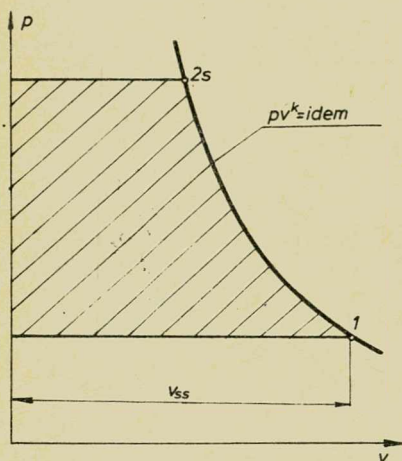
$$\eta_{iT} = \frac{L_{oT}}{L_i} \quad (19-4)$$

- dla sprężarek niechłodzonych

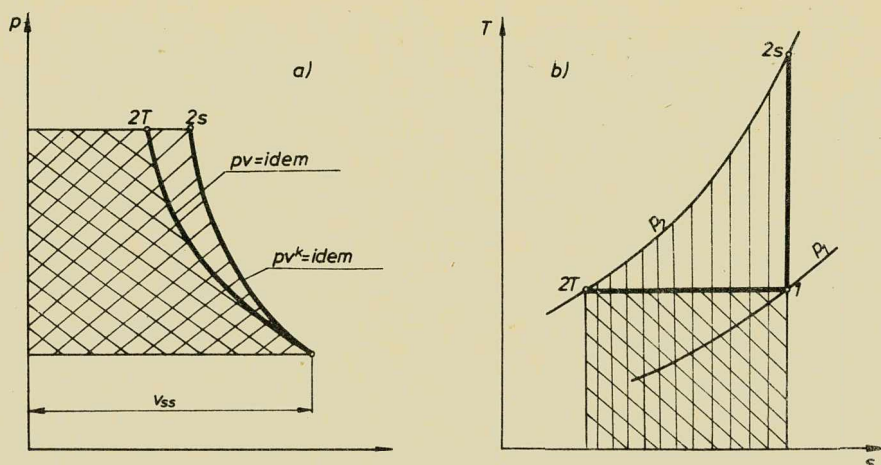
$$\eta_{is} = \frac{L_{os}}{L_i} \quad (19-5)$$

Sprawnością efektywną (całkowitą) sprężarki nazywamy stosunek pracy sprężarki idealnej do pracy efektywnej, czyli

$$\eta_{eT} = \frac{L_{ot}}{L_e} = \frac{L_{oT}}{L_i} \frac{L_i}{L_e} = \eta_{iT} \cdot \eta_m \quad (19-6)$$



Rys. 19-4. Wykres pracy izentropowej sprężarki idealnej



Rys. 19-5. Porównanie prac idealnych sprężarek izotermicznej i izentropowej: a - w układzie P-v, b - w układzie T-s; a - - L_{0T} , - L_{os} , b - - L_{os} , - L_{0T}

lub

$$\eta_{es} = \frac{L_{os}}{L_e} = \frac{L_{os}}{L_i} \cdot \frac{L_i}{L_e} = \eta_{is} \cdot \eta_m. \quad (19-7)$$

19.1.2. Zdolność zassania sprężarki tłokowej

Przez zdolność zassania λ_z sprężarki rozumiemy stosunek ilości m czynnika, jaką wytłacza rzeczywistość sprężarka do ilości m_0 jaką wytłacza (a także i zasysa) sprężarka idealna o tej samej objętości V_s skokowej, co sprężarka rzeczywista

$$\lambda_z = \left(\frac{m}{m_0} \right)_{V_s} = \left(\frac{V_{ss} \rho_{ss}}{V_o \rho_o} \right)_{V_s}. \quad (19-8)$$

Zdolność zassania można wyrazić wzorem

$$\lambda_z = \eta_v \cdot \eta_s, \quad (19-9)$$

w którym η_v - sprawność volumetryczna (jest to stosunek objętości V gazu, zassanej przez sprężarkę rzeczywistą, do objętości V_{ss} zassanej przez sprężarkę idealną o tej samej objętości skokowej),

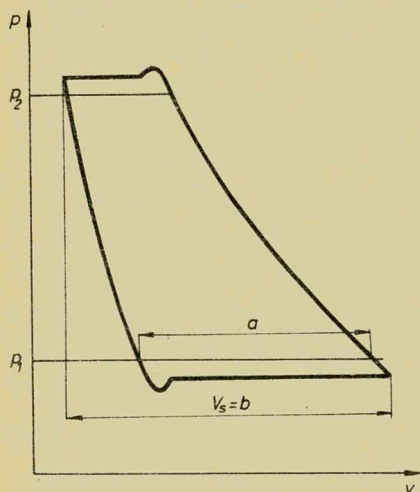
η_s - czynnik uwzględniający wpływ zmiany gęstości gazu wskutek

tw. cieplnego oddziaływania ścianek,

ρ_{ss} - gęstość gazów zasysanych przez sprężarkę rzeczywistą do cylindra, w końcu suwu ssania,

ρ_o - gęstość gazów w rurociągu ssącym.

Sprawność volumetryczną można wyznaczyć z wykresu indykatorowego sprężarki (rys. 19-6)



Rys. 19-6. Wykres indykatorowy sprężarki rzeczywistej

$$\eta_v = \left(\frac{V_{ss}}{V_o} \right) V_s = \frac{a}{b}, \quad (19-10)$$

gdzie a i b - odpowiednie odcinki na wykresie indykatorowym.

Zmiana gęstości gazu w cylindrze sprężarki w porównaniu z gęstością w rurociągu ssącym wynika z cieplnego oddziaływania ścianek. Dla szczelnej sprężarki przy niedużych zmianach temperatur stosuje się wzór

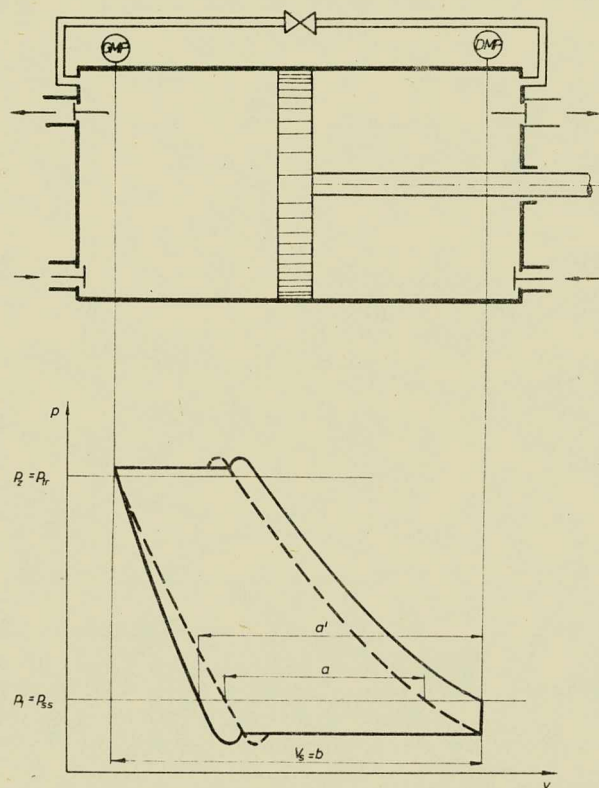
$$\eta_s \approx \frac{T_s}{T_{ss}} \quad (19-11)$$

w którym T_s - temperatura gazów w rurociągu ssącym, T_{ss} - temperatura gazów w cylindrze w końcu suwu ssania.

Współczynnik η_s uwzględnia także wpływ nieszczelności sprężarki i wyznacza się go eksperymentalnie mierząc zdolność zasysania λ_z i wyznaczając z wykresu indykowanego sprawność volumetryczną η_v . Dla zwiększenia zdolności zasysania dwustronnie działającej sprężarki stosuje się tzw. rurociąg wyrównawczy.

Na rysunku 19-7 pokazano przebieg wykresu indykatorowego jednej strony sprężarki tłokowej dwustronnie działającej z rurociągiem i zaworem wyrównawczym. Linia kreskowana oznacza przebieg wykresu bez rurociągu.

Linia ekspansji gazów pozostałych w przestrzeni kompresyjnej jest bardziej stroma, gdyż część gazów z tej przestrzeni przepływa na stronę ssącą po drugiej stronie tłoka, podnosząc tam ciśnienie w cylindrze w końcu suwu ssania. Dlatego $a' > a$ przy tej samej objętości skokowej $V_s = b$, widać to na rys. 19-7.



Rys. 19-7. Dwustronnie działająca sprężarka tłokowa z rurociągiem i zaworem wyrównawczym (schemat i wykres indykatorowy strony odkorbowej)

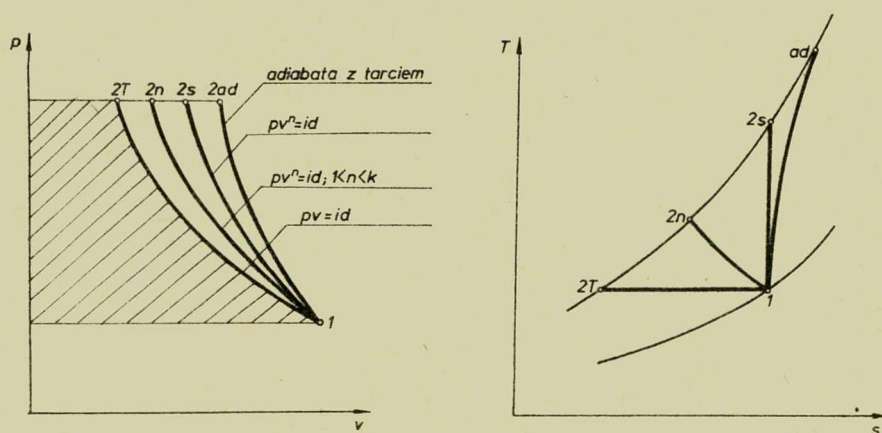
Wynika stąd, że sprawność volumetryczna sprężarki z rurociągiem wyrównawczym jest większa, a więc większa jest także zdolność zassania takiej sprężarki.

19.1.3. Praca sprężania

Sprężarką wymagającą minimalnej pracy do uzyskania tego samego stosunku sprężenia p_2/p_1 danej ilości gazu jest idealna sprężarka izotermiczna. Stosujemy tam maksymalne ochłodzenie czynnika do temperatury otoczenia, tj. temperatury przy ssaniu. Ochłodzenie poniżej temperatury otoczenia,

nia wymaga zwiększenia pracy (por. urządzenia chłodnicze). W sprężarkach rzeczywistych, nawet przy intensywnym chłodzeniu cylindra podczas sprężania, gaz nie osiąga temperatury otoczenia, a więc sprężanie nie jest izotermiczne. Maksymalną temperaturę pod koniec kompresji uzyskuje czynnik podczas sprężania adiabatycznego (wyższą temperaturę można osiągnąć tylko w przypadku dogrzewania czynnika od zewnątrz podczas sprężania).

Kreśląc na rysunku 19-8 przebieg sprężania w układzie P-v jako politropowe bez chłodzenia, z częściowym chłodzeniem oraz z pełnym dochłodze-



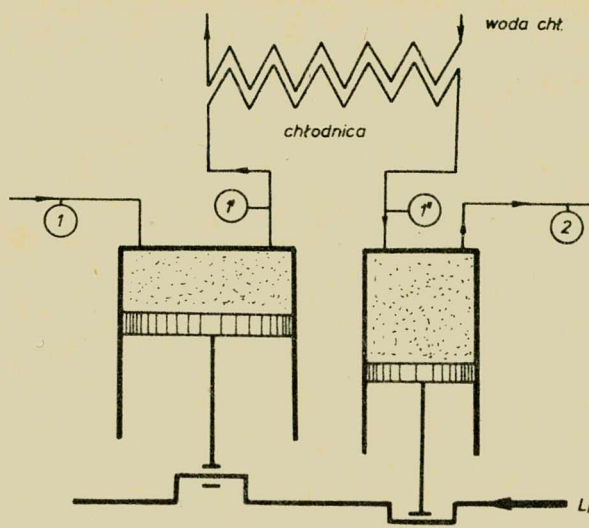
Rys. 19-8. Przebieg politropowego sprężania w układach P-v i T-s;
 ▨ - minimalne zapotrzebowanie pracy

niem do temperatury otoczenia widać, że im wyższa temperatura w końcu sprężania, tym większa jest praca sprężania. Nakreślono także przebieg sprężania adiabatycznego rzeczywistego (z tarciem).

19.1.4. Sprężarki wielostopniowe

Przy większym stosunku sprężenia p_2/p_1 stosujemy tzw. sprężanie wielostopniowe, w sprężarkach wielostopniowych (rys. 19-9). Stosowanie stopni sprężania umożliwia intensywne chłodzenie międzystopniowe, przez co poprawia się sprawność indykowaną sprężarki (rys. 19-10), zwiększa się zdolność zassania. Stosowanie stopni umożliwia bardziej zwartą konstrukcję kompresora i unika się zbyt wysokich temperatur.

Podział sprężania na stopnie odbywa się tak, aby praca sprężania każdego stopnia była równa. Z tego warunku wynika zależność określająca sto-



Rys. 19-9. Schemat dwustopniowej sprężarki z chłodnicą międzystopniową:
a - chłodnica, b - woda chłodząca

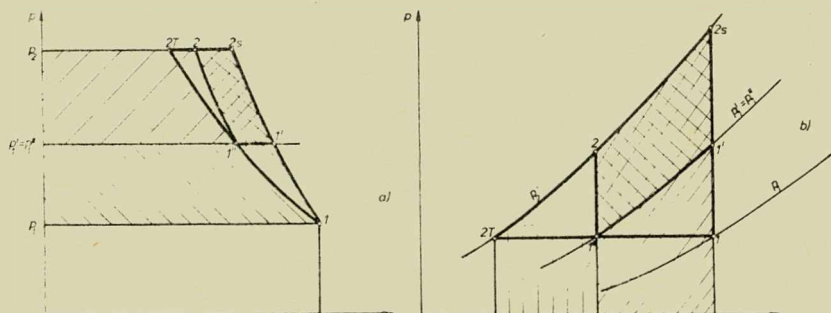
sunek sprężania ϵ dla poszczególnych stopni przy podziale sprężania na
z stopni

$$\epsilon = \sqrt[z]{\frac{P_2}{P_1}}. \quad (19-12)$$

Jeśli oprócz chłodzenia międzystopniowego stosuje się także chłodzenie cylindra, to sprężanie będzie przebiegać jak na wykresie przedstawionym na rys. 19-11.

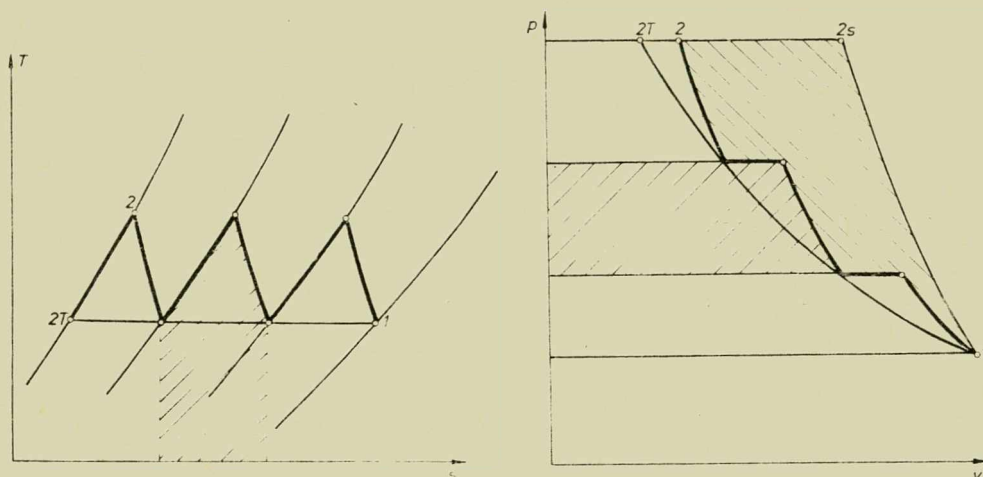
19.2. Sprężarki rotodynamiczne

Sprężarka rotodynamiczna (rys. 19-12) składa się z wirnika przyspieszającego gaz (rotora) i statora, w którym następuje wyhamowanie gazu. Wirnik ze statorem stanowi tzw. stopień sprężarki. Uzyskiwany stosunek sprężania w jednym stopniu wielostopniowych sprężarek rotodynamicznych jest niewielki (w granicach $p_2/p_1 = 1,25-1,20$ i mniej). Chcąc uzyskać wyższy stosunek sprężania należy stosować wiele stopni. Wielostopniowa sprężarka rotodynamiczna nosi nazwę turbosprężarki, a przy niższych stosunkach sprężania - turbodmuchawy. Zależnie od kierunku przepływu gazu w wirniku roz-

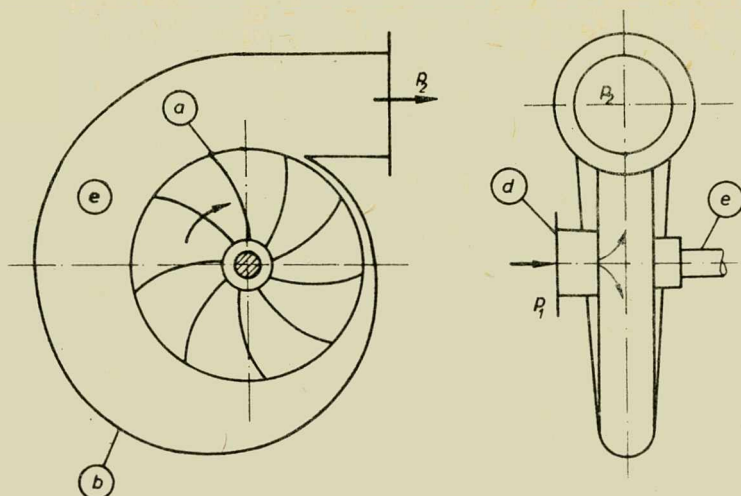


Rys. 19-10. Odwzorowanie sprężania w układach P-v i T-s w dwustopniowej izentropowej sprężarce z chłodzeniem międzystopniowym

- a -  - zysk pracy,
 - praca I stopnia sprężarki,
 - praca II stopnia sprężarki,
b -  - zysk pracy,
 - praca II stopnia sprężarki,
 - praca I stopnia sprężarki



Rys. 19-11. Przebieg sprężania trójstopniowego w układzie P-v i T-s z chłodzeniem czynnika w cylindrze i między stopniami;  - zysk na pracy,  - praca II stopnia

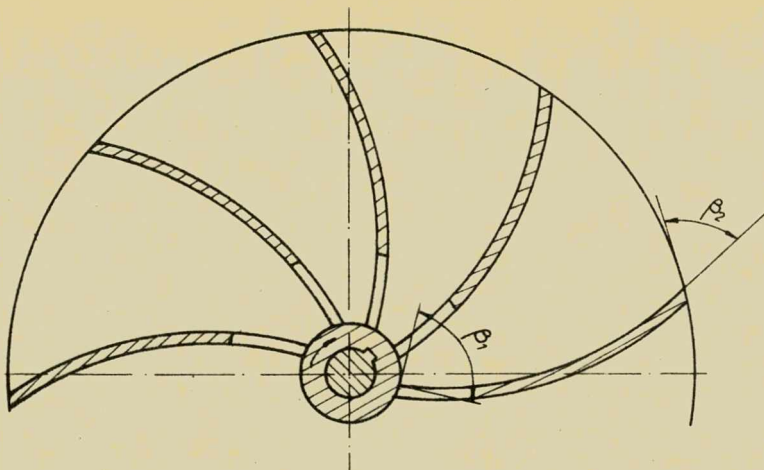


Rys. 19-12. Schematyczny rysunek sprężarki promieniowej jednostopniowej - wentylatora; a - wirnik, b - stator, c - dyfuzor, d - wlot, e - wał napędowy

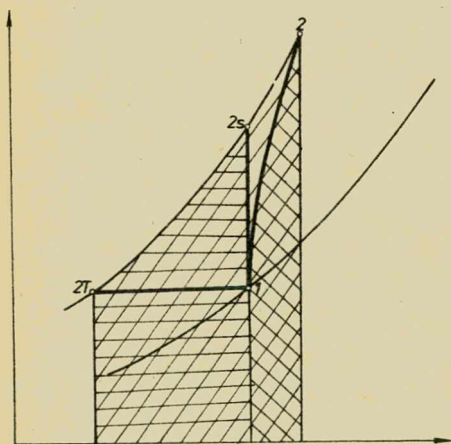
różniamy sprężarki promieniowe (jeśli ruch odbywa się promieniowo w stosunku do osi wirnika) i osiowe (jeśli równoległe do tej osi). Jednostopniowa turbodmuchawa nosi nazwę wentylatora, jeżeli przyrost ciśnienia nie przekracza $100 \text{ mm H}_2\text{O}$.

19.2.1. Sprężarki promieniowe

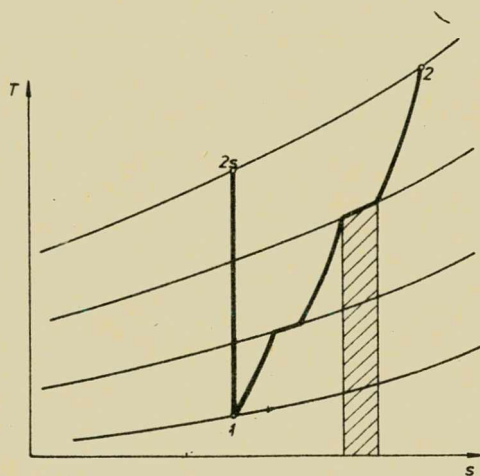
W kanale wirnika promieniowego (rys. 19-13) następuje przyspieszenie gazu i częściowe jego sprężanie. Wysokość sprężania w kanale wirnika zależy od prędkości obrotowej, średnicy wirnika i kształtu kanału łopatkowego. Kształt kanału łopatkowego wyznaczają ilość łopatek oraz kąty nawłocie i wylocie kanału β_1 i β_2 . Kąt β_2 może być mniejszy, równy i większy od kąta prostego. Im większy kąt β_2 , tym większe sprężenie uzyskuje się w samym wirniku (przy zmniejszonej wydajności). Głównym jednak zadaniem wirnika jest nadanie dużej prędkości gazowi. Zasadniczy proces sprężania odbywa się w statorze. Kanał zbiorczy statora musi być odpowiednio ukształtowany w postaci tzw. dyfuzora - kanału, w którym przez wyhamowanie prędkości uzyskuje się wzrost ciśnienia (i entalpii) (rys. 19-14 i 19-15).



Rys. 19-13. Kanały łopatkowe wirnika wentylatora



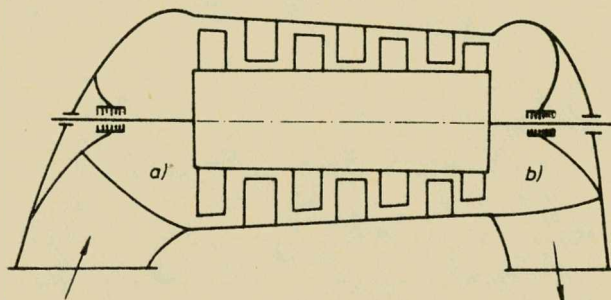
Rys. 19-14. Proces sprężania adiabaty-
cznego w sprężarce jednostopnio-
wej;  - praca sprężania adiabaty-
cznego i izentropowego,  - cie-
pło tarcia,  - praca sprężania
adiabaty-
cznego z tarcie



Rys. 19-15. Proces sprężania w adia-
baticznej sprężarce trójstopniowej;
 - ciepło tarcia w kanałach
międzystopniowych

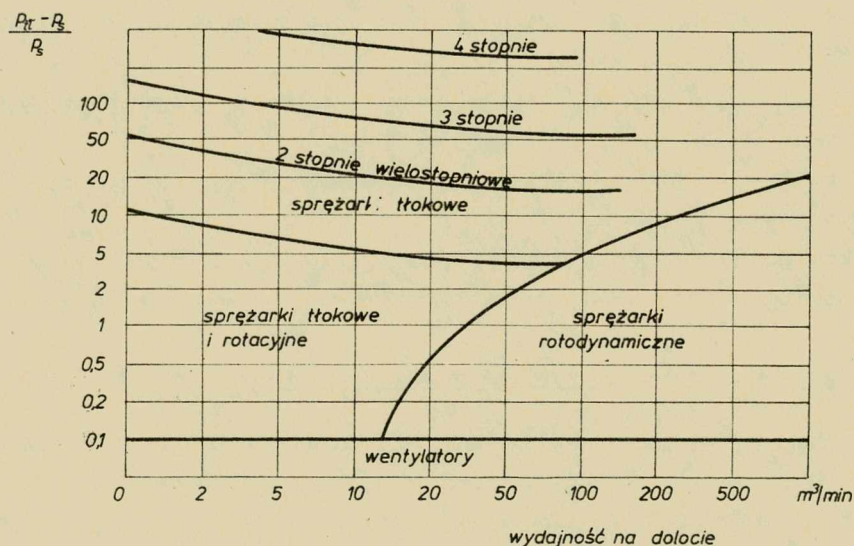
19.2.2. Sprężarki osiowe

Na rysunku 19-16 przedstawiono 4 stopniową sprężarkę osiową. Kanał wlotowy jest uformowany w kształcie dyszy z kierownicą wstępną, kanał wylotowy w kształcie dyfuzora. Sprężarki osiowe mają duże sprawności dochodzące do $\eta_{1s} = 0,9$.



Rys. 19-16. Schematyczny rysunek turbosprężarki osiowej: a - dysza, b - dyfuzor

Odwracając kierunek przepływu gazu sprężarka osiowa z powodzeniem może pracować jako turbina.



Rys. 19-17. Zakresy stosowalności sprężarek. P_{tl} - ciśnienie tłoczenia
 P_s - ciśnienie ssania

19.3. Zakresy stosowania różnych typów sprężarek

Sprężarki tłokowe, szczególnie wielostopniowe, łatwo wytwarzają wysokie stosunki sprężania, jednak wydajność ich jest ograniczona obrotami i pojemnością cylindra. Wentylatory przy małym stosunku sprężenia mogą przetłaczać bardzo duże ilości czynnika. Gdy zależy nam na dużych wydajnościach, przy niezbyt dużym stosunku sprężenia, wówczas stosujemy turbosprężarki. Na rysunku 19-17 przedstawiono orientacyjne zakresy stosowania poszczególnych typów sprężarek.

20. SILNIKI PAROWE

W technice stosuje się tłokowe silniki parowe, zwane popularnie „maszynami parowymi” i wirnikowe silniki parowe, tzw. turbiny.

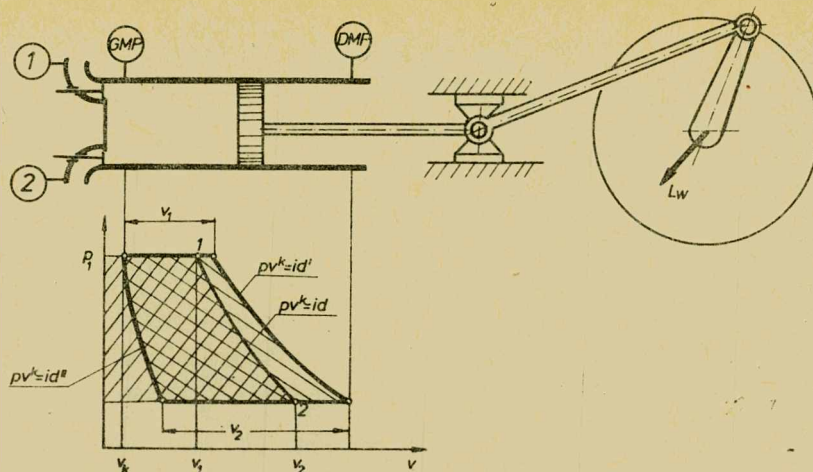
W lokalnych siłowniach zakładowych o gospodarce skojarzonej, o mocach nie większych niż kilka MW, stosuje się tłokowe silniki parowe. W celu uzyskania dużych mocy, w zakładach energetycznych, elektrowniach stosuje się wyłącznie turbiny parowe. Moc produkowanych obecnie turbin dochodzi do 1500 MW.

Zależnie od warunków w jakich ma pracować silnik parowy rozróżniamy silniki:

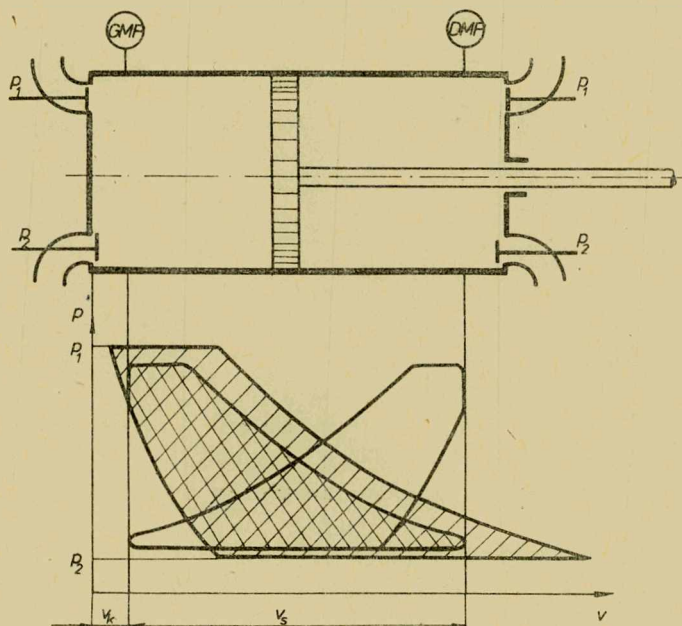
- a) przeciwprężne, jeśli ciśnienie pary wylotowej jest większe niż ciśnienie otoczenia;
- b) wydmuchowe, gdy para wylotowa o ciśnieniu otoczenia ulatnia się do atmosfery;
- c) kondensacyjne, gdy ciśnienie pary wylotowej z silnika jest mniejsze niż ciśnienie otoczenia.

20.1. Tłokowe silniki parowe

Na rysunku 20-1 przedstawiono schematycznie silnik parowy. W idealnym silniku nie ma przestrzeni kompresyjnej, nieszczelności, tarcia i silnik taki jest doskonale izolowany. Silnik wzorcowy tym różni się od idealnego, że ma przestrzeń kompresyjną V_K . Rzeczywiste silniki parowe są zwykle wykonywane jako dwustronnie działające (rys. 20-2).



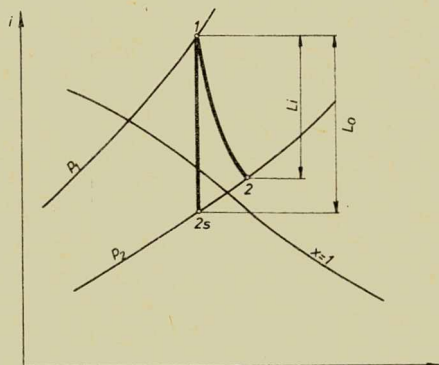
Rys. 20-1. Schemat i wykres indykatorowy wzorcowego jednostronnie działającego tłokowego silnika parowego oraz idealnego; $\text{diagonal lines} - L_w$, $\text{cross-hatching} - L_o$, $\text{diagonal lines} = \text{cross-hatching}$



Rys. 20-2. Schemat i wykresy indykatorowe rzeczywistego i wzorcowego dwustronnie działającego tłokowego silnika parowego; $\text{diagonal lines} - L_w$, $\text{cross-hatching} - L_i$

Sprawność indykowana silnika jest to stosunek pracy indykowanej L_i silnika rzeczywistego do pracy L_o silnika idealnego (por. rys. 20-3)

$$\eta_i = \frac{L_i}{L_o}. \quad (20-1)$$



Rys. 20-3. Przebieg ekspansji w idealnym i rzeczywistym silniku parowym w $i-s$

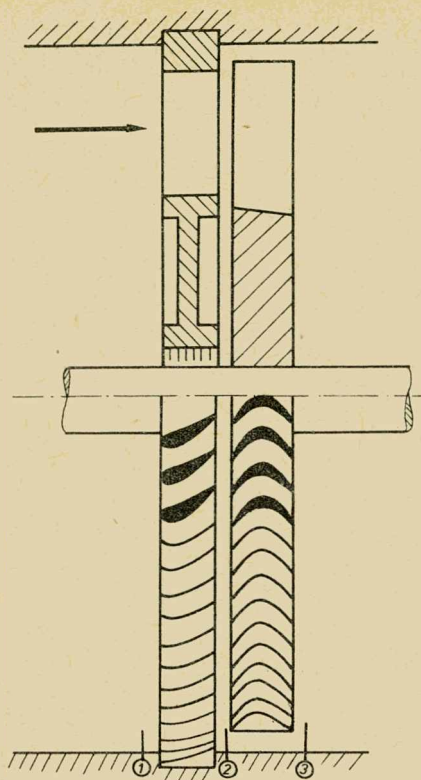
Tłokowy silnik parowy ze względu na konstrukcję zaworu wylotowego (mały przekrój otworu) w małym stopniu wykorzystuje próżnię za silnikiem, wytworzoną zwykle przez tzw. skraplacz mieszkankowy, w którym zachodzi mieszanie wody chłodzącej z parą. Z tego względu, obecnie dla polepszenia sprawności obiegu, nie stosuje się układu siłowni parowych kondensacyjnych z silnikiem tłokowym. Stosowane obecnie tłokowe silniki parowe pracują zwykle jako przeciwpężne w układach o gospodarce skojarzonej. Parę wylotową z maszyny parowej wykorzystuje się do technologicznych celów grzewczych. Sprawność obiegu takiego układu jest wysoka (por. rozdz. 18.3.6).

Ekspansja w tłokowym silniku parowym jest okresowa (przez pewien kąt obrotu wału korbowego w każdym obrocie).

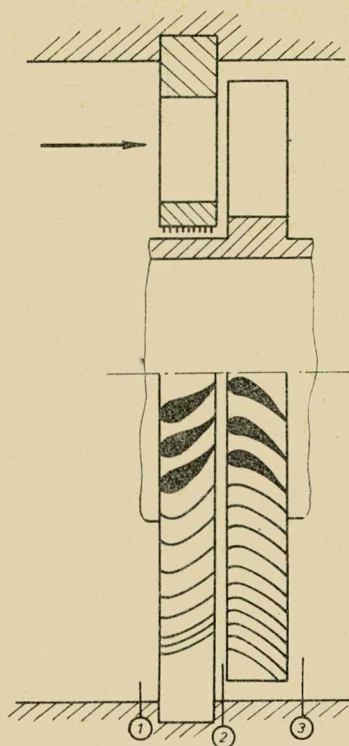
20.2. Turbiny

Konstrukcja turbiny składa się z wirnika wyposażonego w łopatki i obudowy z dyszami kierującymi, tzw. kierownicami, ułożonymi w wieńce. Przy należna para wieńca kierownic i wirnika nazywa się stopniem turbiny. Obecnie budowane turbiny są wielostopniowe. Pierwszą jednostopniową turbinę parową zbudował de Laval w 1883 r. W turbinie, w odróżnieniu od silnika tłokowego, ekspansja pary jest ciągła.

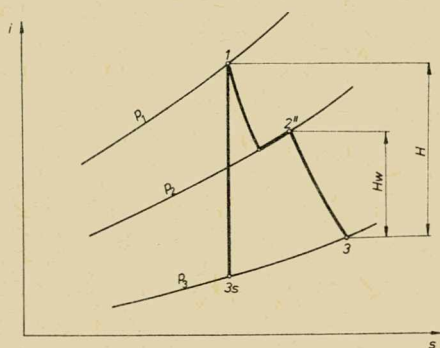
W turbinie, ze względu na duży przekrój wylotowy, może nastąpić eks-



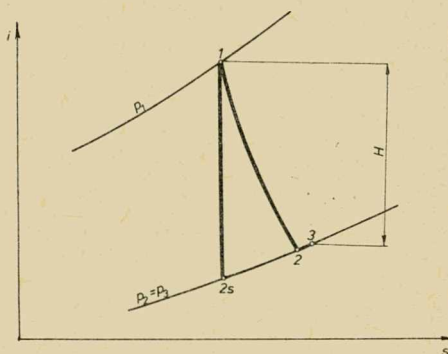
Rys. 20-4. Stopień osiowej turbiny akcyjnej



Rys. 20-5. Stopień osiowej turbiny reakcyjnej



Rys. 20-6. Ekspansja w stopniu turbiny reakcyjnej



Rys. 20-7. Ekspansja w stopniu turbiny akcyjnej

pansja pary do bardzo niskich ciśnień uzyskiwanych w skraplaczu (tu zwykle powierzchniowym)^{x)}. Pozwala to na realizację sprawnych obiegów siłowni kondensacyjnych w elektrowniach.

Turbiny dzielimy na akcyjne i reakcyjne, osiowe i promieniowe, jednokadłubowe i wielokadłubowe, niezależnie od podziału omówionego w rozdz. 20.

W turbinie akcyjnej (rys. 20-4) ciśnienie pary przed i za wirnikiem jest takie samo, nie licząc oporów przepływu przez łopatki, tzn. że ekspansja pary i jej przyspieszenie odbywa się tylko w kierownicach, a w kanale łopatkowym zmienia się kierunek przepływu pary i przy prawie stałej prędkości w względnej spada prędkość c bezwzględna (por. rys. 20-9).

W turbinie reakcyjnej ekspansja odbywa się częściowo w kierownicach, a częściowo w kanałach łopatkowych, co poznać po kształcie łopatek wirnika (rys. 20-5). Stosunek spadku entalpii w wirniku do spadku entalpii w stopniu (rys. 20-6 i 20-7) nosi nazwę stopnia reakcyjności ρ_r turbiny

$$\rho_r = \frac{H_w}{H}. \quad (20-2)$$

Dla turbiny akcyjnej stopień reakcyjności równy jest zeru.

Z bilansu wienca wirnika łopatkowego (rys. 20-8) znajdującego się w stanie ustalonym ($\Delta E_u = 0$) wynika

$$\dot{m} \left(i_2 + \frac{c_2^2}{2} \right) = \dot{m} \left(i_3 + \frac{c_3^2}{2} \right) + N_u, \quad (20-3)$$

w którym c_2, c_3 - prędkości pary przy wlocie i wylocie z łopatek,
 N_u - moc obwodowa (moc taką otrzymalibyśmy na wale turbiny, gdyby wirnik obracał się w ośrodku beztarciowym).

Z równania (20-3) obliczymy właściwą pracę obwodową

$$l_u = i_2 - i_3 + \frac{c_2^2 - c_3^2}{2}. \quad (20-4)$$

W turbinie akcyjnej w kanałach łopatkowych nie ma ekspansji pary, czyli $i_2 \approx i_3$, wtedy

$$l_u = \frac{c_2^2 - c_3^2}{2}, \quad (20-5)$$

a więc praca obwodowa w turbinie akcyjnej równa się spadkowi energii kinetycznej pary. Dla danej prędkości początkowej c_2 , wartość c_3 wyznacza

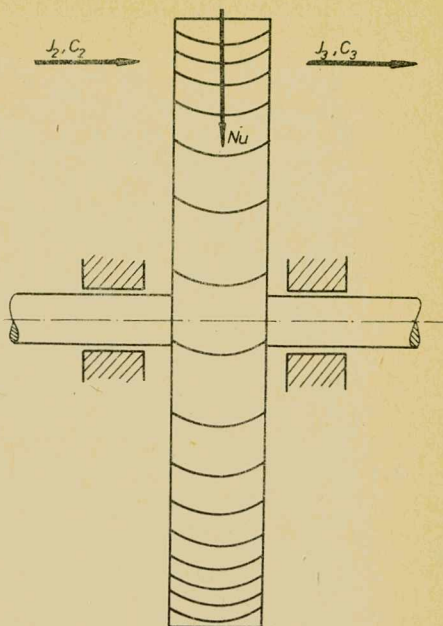
^{x)} O wymiennikach ciepła patrz rozdz. 23.3.3.

się z tzw. trójkątów prędkości (rys. 20-9). Moc wewnętrzna turbiny jest mniejsza od mocy obwodowej o straty mocy wskutek tarcia wewnętrznego w turbinie (rys. 20-10). Sprawność wewnętrzna turbiny jest to stosunek pracy l_i wewnętrznej do pracy l_o turbiny idealnej, tj. szczelnej, beztarciowej i doskonale izolowanej

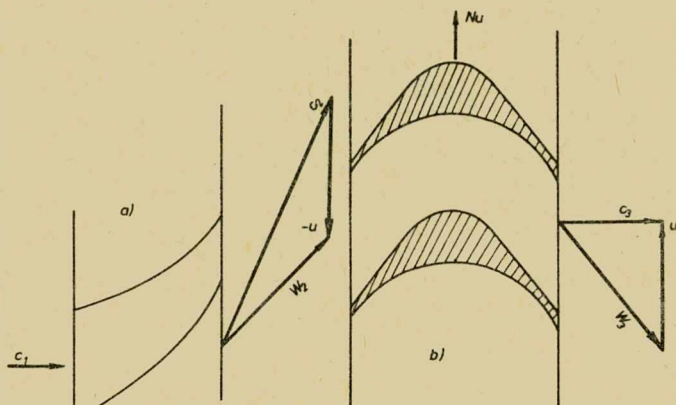
$$\eta_i = \frac{l_i}{l_o} = \frac{N_i}{N_o}, \quad (20-6)$$

przy czym $N_i = \dot{m} \cdot l_i$ - moc wewnętrzna turbiny,
 N_o - moc turbiny idealnej.

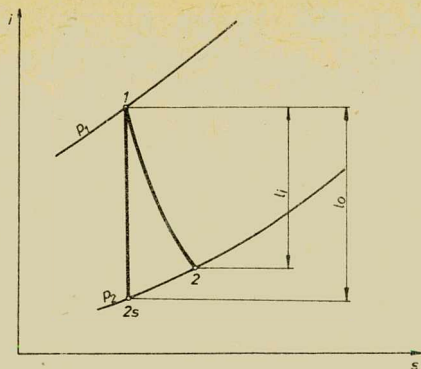
Moc N_e przekazana wałowi turbiny, tzw. moc efektywna, jest pomniejszona w stosunku do mocy wewnętrznej z powodu oporów tarcia w łożyskach turbiny oraz mocy zużytej na napęd mechanizmów związanych z turbiną (np. pompa olejowa). O wielkości strat mocy w łożyskach i mechanizmach świadczy spraw-



Rys. 20-8. Bilans energii wirnika turbiny



Rys. 20-9. Trójkąty prędkości w turbinie akcyjnej, a - kierownica, b - wirnik



Rys. 20-10. Praca wewnętrzna turbiny idealnej i rzeczywistej w układzie $i-s$

ność mechaniczna turbiny, która jest określona jako stosunek mocy efektywnej do mocy wewnętrznej turbiny

$$\eta_m = \frac{N_e}{N_i} \quad (20-7)$$

21. URZĄDZENIA CHŁODNICZE

Obniżenie temperatury ciała do temperatury otoczenia nie wymaga specjalnych urządzeń. Można tego dokonać np. przez bezpośrednie chłodzenie powietrzem lub wodą o temperaturze otoczenia. Natomiast obniżenie temperatury ciał poniżej temperatury otoczenia w podobny sposób dokonać nie można, byłoby to sprzeczne z drugą zasadą termodynamiki. Obniżenie temperatury ciał poniżej temperatury otoczenia wymaga specjalnych urządzeń zwanych urządzeniami chłodniczymi. Jest tendencja, by obniżanie temperatury ciał podzielić na dwa procesy - chłodzenie jako proces obniżania temperatury ciał do temperatury otoczenia i ziębienie, czyli obniżanie temperatury ciał poniżej temperatury otoczenia. Obecnie urządzenia powodujące obniżanie temperatury ciał poniżej temperatury otoczenia powszechnie nazywa się urządzeniami chłodniczymi lub ziębniczymi. Małe urządzenia chłodnicze nazywa się chłodziarkami (ziębiarkami) lub tradycyjnie lodówkami, od pierwszych urządzeń, w których wychłodzenie następowało za pomocą lodu. Ze względu na konstrukcje urządzenia chłodnicze dzieli się na:

a) sprężarkowe,

b) absorpcyjne^{x)}.

Urządzenia chłodnicze absorpcyjne mogą być dwuskładnikowe i trójskładnikowe z tzw. gazem obojętnym.

21.1. Urządzenia chłodnicze sprężarkowe

W urządzeniach tego typu są stosowane obiegi lewobieżne tzw. chłodnicze.

Jako czynnika obiegowego używa się gazów, które podczas obiegu nie zmieniają stanu skupienia, i czynników, które w czasie obiegu przechodzą przemiany fazowe czyli par.

Dobry obiegowy czynnik chłodniczy odznacza się następującymi właściwościami: ma niską temperaturę krzepnięcia lub zestalenia (w zakresie ciśnień stosowanych w urządzeniach chłodniczych), duże ciepło parowania (przez to potrzeba mniej czynnika), małą objętość właściwą par (małe wymiary sprężarki), nie jest trujący, jest niekorodujący i tani.

Z częściej stosowanych czynników chłodniczych należy wymienić: amoniak (NH_3), chlorek metylu (CH_2Cl_2), dwutlenek siarki (SO_2), dwutlenek węgla (CO_2), propan (C_3H_8), etan (C_2H_6) i fluorochlorowe pochodne niższych węglowodorów, tzw. freony.

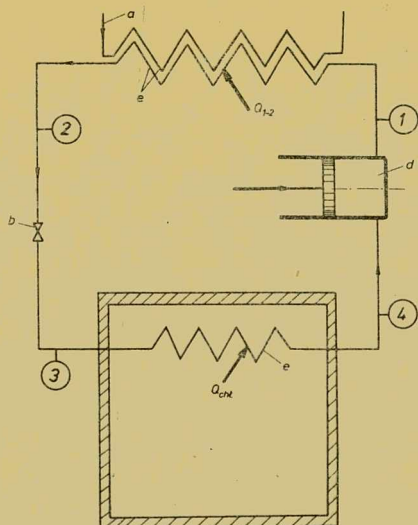
W przemysłowych urządzeniach chłodniczych stosuje się zwykle amoniak, mimo, że jest trujący i silnie korodujący miedź i jej stopy, ale jest tani i ma największe z wymienionych czynników chłodniczych ciepło parowania. Wszystkie elementy stykające się z amoniakiem są wykonane ze stali.

Urządzenia do silnego wychładzania są wypełnione etanem lub propanem. Małe urządzenia chłodnicze domowe i w lokalach użyteczności publicznej - - freonem. Dobre właściwości chłodnicze ma dwutlenek węgla, lecz ze względu na mały współczynnik przejmowania ciepła^{xx)} par CO_2 skraplacz musi być dużych wymiarów.

Najczęściej stosowane sprężarkowe urządzenie chłodnicze przedstawiono schematycznie na rys. 21-1. Składa się ono z następujących elementów zasadniczych: sprężarki, skraplacza, zaworu dławiącego, parownika i pomieszczenia chłodniczego, tzw. komory chłodniczej. Sprężony w sprężarce czynnik obiegowy zwiększa swoje ciśnienie i temperaturę osiągając stan 1, po czym wpływa do skraplacza. Skraplacz jest to powierzchniowy wymiennik cie-

^{x)} Istnieją inne urządzenia chłodnicze: gazowe, próżniowe, termoelektryczne itp. [T-s/53].

^{xx)} Współczynnik ten omówiono w dalszej części skryptu.

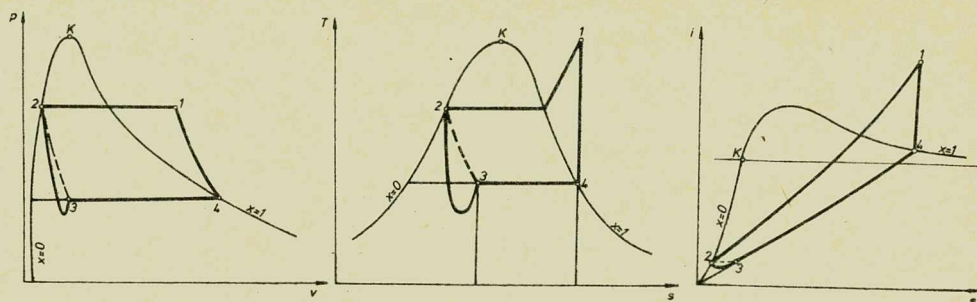


Rys. 21-1. Schemat chłodziarki sprężarkowej: a - woda chłodząca, b - zawór dławiący, c - skraplacz, d - sprężarka, e - parownik, f - komora chłodnicza

pła, w którym pary czynnika obiegowego podlegają skropleniu dzięki chłodzeniu wodą lub powietrzem przez przegrodę rozgraniczającą; dla wody gładką, dla powietrza zwykle żebrowaną. Skroplony czynnik obiegowy o stanie 2 podlega ekspansji w zaworze dławiącym osiągając stan 3. Na skutek dławienia ciśnienie czynnika obiegowego spada i częściowo czynnik ten odparowuje. Powoduje to obniżenie temperatury nasycenia, która jest zależna tylko od ciśnienia. Zimny czynnik obiegowy wpływa do parownika, gdzie pobierając ciepło z komory chłodniczej wychładza ją. Odparowany w parowniku czynnik obiegowy osiąga stan 4 pary nasyconej suchej. Powstałą parę zasysa sprężarka i spręża do stanu 1, po czym cykl się powtarza.

Porównawczym obiegiem dla omówionego cyklu przemian będzie obieg Lindego, jeśli przyjmiemy, że sprężanie jest adiabatyczne i izentropowe nie ma strat ciśnienia (dławienia) w rurociągach, w skraplaczu i parowniku, a dławienie występuje tylko w zaworze dławiącym.

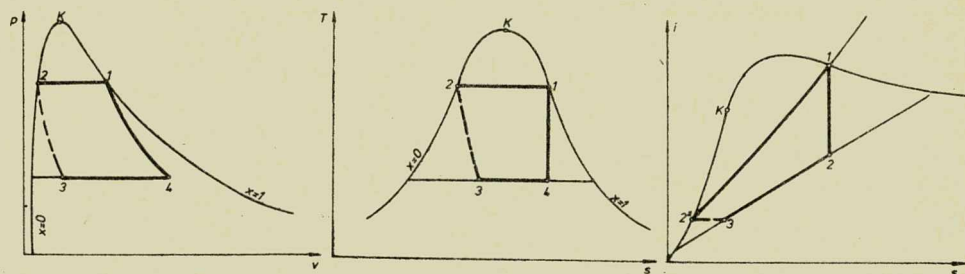
Linia 1-2 (rys. 21-2) przedstawia przemianę izobarycznego skroplenienia par wytłoczonych do skraplacza przez kompresor. Przybliżony przebieg przemian 2-3, dławienia adiabatycznego na rys. 21-2 jest pociągnięty linią ciągłą, linia przerywana oznacza przebieg izentalpy. Stany 2 i 3 leżą na tej samej izentalpie, co jest charakterystyczne dla dławienia izentalpowego (pkt. 14.5.2). Przemiana 3-4 (rys. 21-2) jest realizowana w parowniku ja-



Rys. 21-2. Obieg Lindego w układzie P-v, T-s oraz i-s

ko izobaryczne odparowanie mokrej zimnej pary wpływającej do parownika. Po całkowitym odparowaniu para ta zostaje przez sprężarkę zassana i adiabatycznie beztarciowo sprężona do stanu 1.

Jeżeli do kompresora wpływa para mokra i po sprężeniu jej stan końcowy leży nadal w obszarze pary nasyconej, to obieg nazywa się mokrym obiegiem Lindego (rys. 21-3).



Rys. 21-3. Mokry obieg Lindego w układach P-v, T-s oraz i-s

Sprawność chłodzenia ϵ obiegu chłodniczego jest to stosunek ciepła przekazanego do obiegu Q_{ob}^+ , czyli tzw. skutku chłodniczego albo wydajności chłodniczej do pracy L_{ob} obiegu wziętej ze znakiem przeciwnym (wtedy sprawność chłodzenia wyrazi się liczbą dodatnią

$$\epsilon = \frac{Q_{ob}^+}{-L_{ob}}. \quad (21-1)$$

Dla obiegu Lindego będzie to

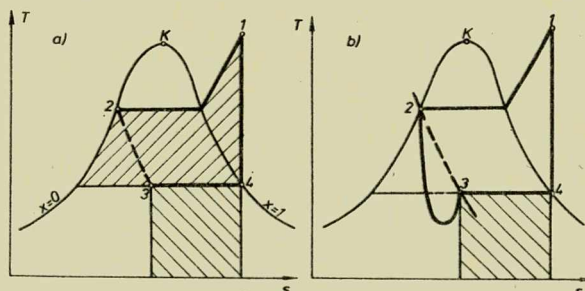
$$\epsilon_L = \frac{q_{3-4}}{-l_{4-1}}. \quad (21-2)$$

Jednostkowe ciepło przemiany izobarycznej 3-4 zgodnie z drugą postacią I z.t

$$q_{3-4} = i_4 - i_3 \quad (21-3)$$

i praca przemiany izentropowej 4-1

$$l_{4-1} = i_4 - i_1 = l_L. \quad (21-4)$$



Rys. 21-4. Skutek chłodniczy i praca w układach T-s; a - $\text{shaded area} = q_{ob}^+$,
 $\text{cross-hatched area} = l_L$, b - $\text{shaded area} = q_{ob}$

Wymienione ciepło przemiany 3-4 i pracę l_{4-1} da się przedstawić w układzie T-s jako odpowiednie pola (rys. 21-4). Wstawiając równania (21-3) i (21-4) do równania (21-1) otrzymamy

$$\epsilon_L = \frac{i_3 - i_4}{i_1 - i_4}. \quad (21-5)$$

Sprawność rzeczywistego urządzenia chłodniczego jest mniejsza niż wyliczona z równania (21-5), ze względu na istniejące opory przepływu w rurociągach. Podczas sprężenia adiabatycznego występuje tarcie w czynniku i mechanizmach sprężarki. Dławienie czynnika w zaworze dławiącym nie jest adiabatyczne. Skutek chłodniczy nie jest w całości wykorzystany ze względu na niedoskonałość izolacji odcinka rurociągu od zaworu dławiącego do komory chłodniczej oraz od komory do sprężarki. Sprawność efektywna ϵ_e urządzenia chłodniczego można wyrazić wzorem

$$\epsilon_e = \frac{\dot{Q}_e}{\dot{L}_e}, \quad (21-6)$$

przy czym $\dot{Q}_e$ - użyteczny skutek chłodniczy,
 $\dot{L}_e$ - efektywna moc napędowa sprężarki.

Sprawność tę można również określić wzorem

$$\epsilon_e = \frac{\dot{Q}_e}{\dot{Q}_L} \cdot \frac{\dot{Q}_L}{\dot{L}_L} \cdot \frac{\dot{L}_L}{\dot{L}_i} \cdot \frac{\dot{L}_i}{\dot{L}_e}, \quad (21-7)$$

w którym $\dot{Q}_e/\dot{Q}_L = \epsilon_Q$ - stopień wykorzystania skutku chłodniczego,

$\frac{\dot{Q}_L}{\dot{L}_L} = \epsilon_L$ - sprawność chłodzenia obiegu Lindego,

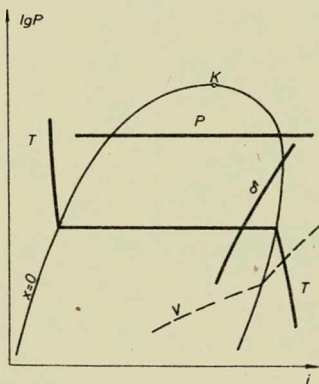
$\frac{\dot{L}_L}{\dot{L}_i} = \epsilon_i$ - sprawność indykowana sprężarki,

$\frac{\dot{L}_i}{\dot{L}_e} = \epsilon_m$ - sprawność mechaniczna sprężarki.

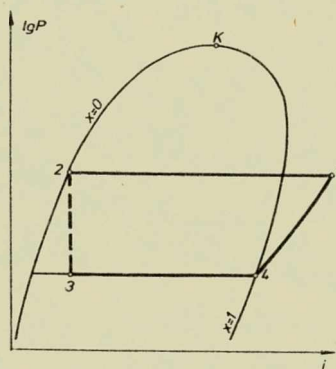
Sprawność efektywna ϵ_e urządzenia chłodniczego

$$\epsilon_e = \epsilon_Q \cdot \epsilon_L \cdot \epsilon_i \cdot \epsilon_m. \quad (21-8)$$

Sprawność efektywna urządzeń chłodniczych może być mniejsza, równa a najczęściej większa od jedności. Oczywiście zawsze jest mniejsza od sprawności obiegu porównawczego (tu obiegu Lindego).



Rys. 21-5. Układ i-log P



Rys. 21-6. Obieg Lindego w układzie i-log P

W chłodnictwie, do praktycznych obliczeń, zwykle posługuje się, oprócz tablic, wykresem i-P, w którym oś P jest sporządzona w skali logarytmicznej. Przebiegi przemian charakterystycznych w tym układzie są pokazane na rys. 21-5, a obieg Lindego na rys. 21-6. Na wykresie tym praca

sprężarki i skutek chłodniczy oraz ciepło skroplenia są odpowiednimi odciwkami Δi . Łatwo więc je odczytać z wykresu i-P.

Przykład 21-1. Sprężarka urządzenia chłodniczego o sprawności mechanicznej $\eta_m = 0,9$ i sprawności indykowanej $\eta_i = 0,85$ spręża amoniak od ciśnienia $0,3$ MPa do ciśnienia $1,2$ MPa. Efektywnie wykorzystany skutek chłodniczy $\dot{Q} = 60$ kW przy stopniu jego wykorzystania $\epsilon_Q = 0,97$.

Obliczyć natężenie przepływu czynnika obiegowego, moc efektywną sprężarki i sprawność efektywną urządzenia chłodniczego.

Z wykresu i-log P dla amoniaku:

$$\text{dla } p = 0,3 \text{ MPa} \quad t_3 = t_4 = -10^\circ \text{C}$$

$$\text{dla } p = 1,2 \text{ MPa} \quad t_2 = t_1 = +30^\circ \text{C}$$

dla stanów 2 i 3

$$i_2 = i_3 = 155 \text{ kJ/kg}$$

dla stanu 4

$$i_4 = 1253 \text{ kJ/kg} \quad s_4 = 5,43 \text{ kJ/(kg}\cdot\text{K)}$$

dla stanu 1 $p = 1,2$ MPa i $s_1 = s_4 = 5,43 \text{ kJ/(kg}\cdot\text{K)}$

$$i_1 = 1416 \text{ kJ/kg} \quad t_1 = 100^\circ \text{C}.$$

Sprawność chłodzenia obiegu Lindego

$$\epsilon_L = \frac{i_4 - i_3}{i_1 - i_4} = \frac{1253 - 155}{1461 - 1253} = 5,28.$$

Natężenie przepływu czynnika obiegowego

$$\dot{Q}_e = \epsilon_Q \cdot \dot{Q}_{chl} = \epsilon_Q \cdot \dot{m} \cdot q_{3-4},$$

$$\dot{m} = \frac{\dot{Q}_e}{\epsilon_Q \cdot q_{3-4}} = \frac{\dot{Q}_e}{\epsilon_Q (i_4 - i_3) \cdot 10^3} = \frac{60}{0,97 (1253 - 155)} = 0,0565 \text{ kg/s},$$

$$\dot{m} = 203 \text{ kg/h}.$$

Właściwa praca obiegu Lindego

$$l_L = -l_{4-1} = i_1 - i_4 = 1461 - 1253 = 208 \text{ kJ/kg}.$$

Moc obiegu Lindego

$$N_L = \dot{m} l_L = 0,0565 \cdot 208 = 11,72 \text{ kW}.$$

Moc efektywna sprężarki

$$N_e = \frac{N_L}{\eta_1 \eta_m} = \frac{11,72}{0,85 \cdot 0,9} = 15,35 \text{ kW}.$$

Sprawność efektywna urządzenia chłodniczego

$$\epsilon_e = \frac{\dot{Q}_e}{N_e} = \frac{60}{15,35} = 3,91.$$

Zadanie 21-1. Moc obiegu Lindego wynosi 20 kW. Ciśnienie par amoniaku w skraplaczu $p_2 = 1,5 \text{ MPa}$, a w parowniku $p_3 = p_4 = 0,15 \text{ MPa}$. Sprężarka ssie parę nasyconą suchą. Obliczyć natężenie przepływu czynnika obiegowego, skutek chłodniczy i sprawność.

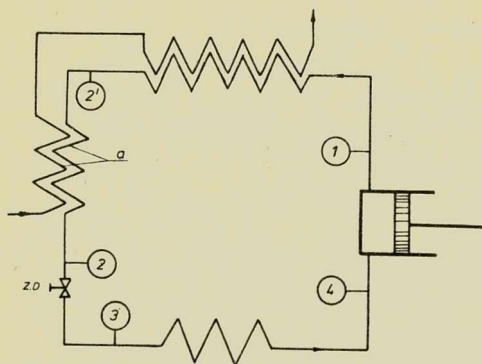
Odpowiedź: $\dot{m} = 0,0572 \text{ kg/s}$, $Q_{chl} = 60 \text{ kW}$, $\epsilon_L = 3,0$.

21.1.1. Sposoby polepszania sprawności chłodzenia

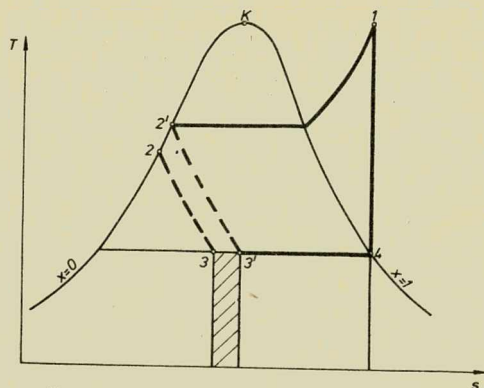
Jest rzeczą oczywistą, że polepszenie sprawności efektywnej ϵ_e urządzenia chłodniczego uzyskuje się poprzez zwiększenie wszystkich czynników sprawności efektywnej: stopnia wykorzystania skutku chłodniczego, sprawności wewnętrznej i mechanicznej sprężarki oraz sprawności chłodzenia obiegu. Szerzej zajmiemy się tutaj sposobami polepszenia sprawności chłodzenia obiegu chłodniczego, a konkretnie omawianego obiegu Lindego.

Polepszenie sprawności chłodzenia można uzyskać przez zwiększenie teoretycznego skutku chłodniczego albo zmniejszenie pracy sprężarki, albo stosując oba zabiegi jednocześnie. Zwiększenie skutku chłodniczego następuje przez tzw. dochłodzenie czynnika obiegowego. Znaczy to, że skroplony w skraplaczu czynnik obiegowy poddaje się dalszemu ochłodzeniu, przez co temperatura jego ulega obniżeniu poniżej temperatury nasycenia.

Dochłodzenie następuje w tzw. dochładzacz, dodatkowym wymienniku ciepła (rys. 21-7). Woda chłodząca użyta do skroplenia sprężonych par czynnika obiegowego ma temperaturę niższą od temperatury nasycenia tych par. Obniżenie temperatury skroplonego czynnika poniżej temperatury nasycenia jest możliwe, dzięki skierowaniu wody chłodzącej najpierw do dochładzacza, a następnie do skraplacza. Gdyby dochłodzenia nie było, ekspansja w zaworze dławiącym zaczęłaby się w stanie 2', a skończyła w stanie 3'. Skutek chłodniczy wyraziłby się ciepłem przemiany 3'-4. Po zastosowaniu dochłodzenia do stanu 2 ekspansja w zaworze dławiącym zakończy się w stanie 3 i odparowanie w parowniku zacznie się od tego stanu. Skutek chłodniczy wyniesie q_{3-4} i będzie większy, a przez to i większa sprawność chłodzenia ϵ_L obiegu. Na ry-



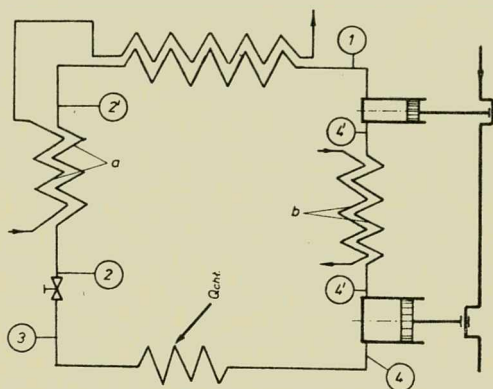
Rys. 21-7. Schemat obiegu Lindego z dochładzaczem (a)



Rys. 21-8. Odwzorowanie obiegu Lindego z dochładzaczem; /// - zysk na skutku chłodniczym

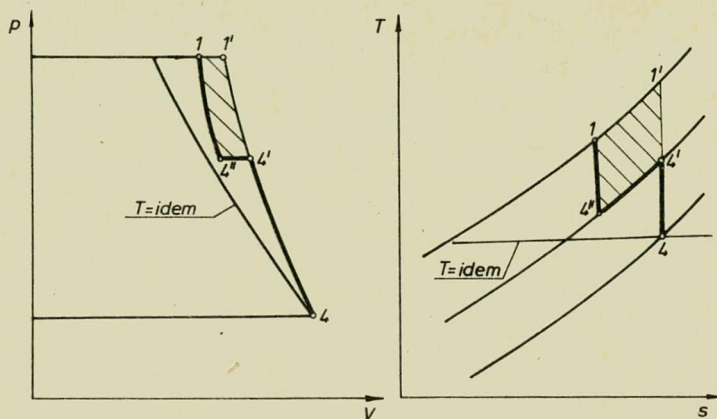
sunku 21-8 pokazano zysk na skutku chłodniczym, spowodowany dochładzeniem czynnika obiegowego.

Innym sposobem polepszenia sprawności ϵ_L jest zmniejszenie mocy napędowej sprężarki. Dokonać tego można przez podział sprężania na stopnie i zastosowanie chłodzenia międzystopniowego (rys. 21-9).

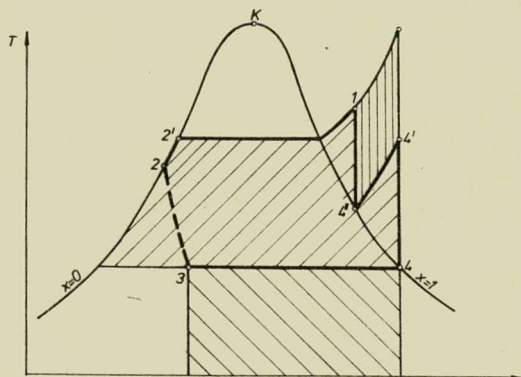


Rys. 21-9. Schemat urządzenia chłodniczego z dochładzaczem i chłodzeniem międzystopniowym: a - dochładzacz, b - chłodnica międzystopniowa

Gdyby nie było chłodzenia międzystopniowego podczas sprężania, wówczas byłby osiągnięty stan 1 końcowy sprężania (rys. 21-10) przez idealną sprężarkę izentropową. Wykonana praca sprężania wyniosłaby l_{4-1} . Przez zastosowanie chłodzenia między stopniami sprężarki idealnej praca l_{4-1} wyko-



Rys. 21-10. Sprężanie z chłodzeniem międzystopniowym w układach P-v i T-s; ▨ - zysk na pracy



Rys. 21-11. Odwzorowanie w układzie T-s obiegu Lindego z dochładzaczem i chłodnicą międzystopniową; ▨ - l_L , ▨ - $q_{chł}$. ▨ - zysk na pracy

nana przez oba stopnie jest mniejsza od pracy l_{4-1} o pole pracy pokazane na rys. 21-11. Sprawność chłodzenia obiegu rośnie.

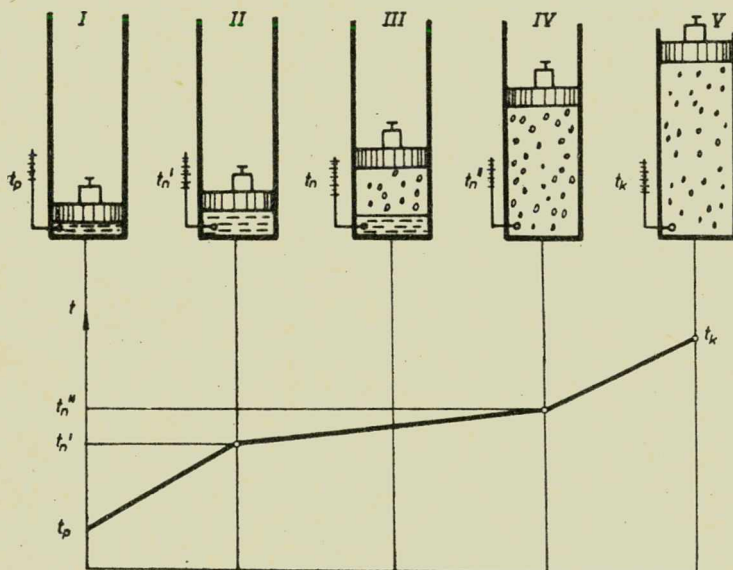
Zadanie 21-2. W obiegowym sprężarkowym urządzeniu chłodniczym zastosowano dochładzacz i chłodnicę międzystopniową. Ciśnienie w parowniku wynosi 0,2 MPa, a w skraplaczu 1,5 MPa. W dochładzaczu skropliny amoniaku dochłodzono do temperatury niższej od temperatury nasycenia ($\Delta t = 7$ K). Ciśnienie par amoniaku w chłodnicy międzystopniowej wynosi 0,43 MPa i temperaturę ich obniżono do temperatury nasycenia. Obliczyć ϵ_L i przyrost $\Delta \epsilon_L$ sprawności obiegu Lindego spowodowany dochładzaczem i chłodzeniem międzystopniowym.

Odpowiedź: $\epsilon_L = 4,03$ $\Delta \epsilon_L = 0,45$.

21.2. Urządzenia chłodnicze absorpcyjne

W absorpcyjnych urządzeniach chłodniczych wykorzystuje się właściwości wodnego roztworu amoniaku. Jednym z procesów zachodzących w tych urządzeniach jest absorpcja par amoniaku w tzw. absorberze i stąd nazwa tych urządzeń.

Na wstępie zajmiemy się właściwościami roztworów dwuskładnikowych. Rozpatrzmy proces o fazach I-V (rys. 21-12) izobarycznego odparowania ta-



Rys. 21-12. Przebieg temperatury przy izobarycznym odparowaniu dwuskładnikowego roztworu o koncentracji x_α

kiego roztworu o składnikach α i β , w którym temperatura wrzenia czystego składnika α jest mniejsza niż składnika β . Przyjmijmy, że jest ogrzewany izobarycznie w cylindrze roztwór x_α , w którym

$$x_\alpha = \frac{m_\alpha}{m}, \quad (21-9)$$

m_α - ilość składnika α w roztworze,

m - ilość roztworu.

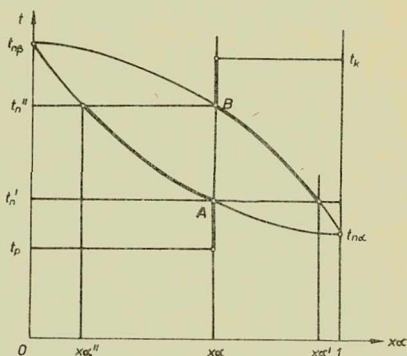
Oznacza to, że koncentracja składnika β jest $x_\beta = 1 - x_\alpha$. Roztwór ten zacznie wrzeć w temperaturze t_n' (tzw. temperatura pęcherzyków), przy czym

koncentracja x'_α fazy α w gazie jest większa niż x_α . W miarę grzania i dalszego odparowywania roztworu temperatura wrzenia rośnie i powstające pary ubożeją w składnik α , a ciecz jest coraz bogatsza w składnik β , aż w temperaturze t''_n znika ostatnia kropelka cieczy. Jest to tzw. punkt rosy, gdyż przy chłodzeniu mieszaniny par o koncentracji x_α w tej temperaturze powstaje pierwsza kropelka cieczy o koncentracji $x''_\alpha < x_\alpha$.

Przy odparowywaniu roztworów chł^o charakterystyczne jest to, że punkt A pęcherzyków i punkt B rosy nie pokrywają się, nie występują w tej samej temperaturze. W czasie odparowywania płynów jednokładnikowych (np. H_2O , por. rozdz. 13) punkt A i B pokrywają się. Proces izobarycznego odparowania roztworu dwuskładnikowego da się przedstawić w układzie t - x (jak na rys. 21-13), w którym:

$t_{n\alpha}$ - temperatura nasycenia czystego składnika α dla danego ciśnienia,

$t_{n\beta}$ - temperatura nasycenia czystego składnika β przy tym samym ciśnieniu.



Rys. 21-13. Proces izobarycznego odparowania roztworu dwuskładnikowego

Podgrzewając roztwór o koncentracji x_α od temperatury t_p początkowej do temperatury t'_n punktu pęcherzyków spowodujemy powstanie pierwszych pęcherzyków pary o koncentracji x'_α . Przy dalszym grzaniu temperatura t_n wrzenia rośnie do t''_n , w której znika ostatnia kropelka cieczy o koncentracji x''_α . Podczas wrzenia koncentracja składnika α w parze maleje od x'_α do x_α i po zakończeniu wrzenia (pkt. B) otrzymamy jednofazową mieszaninę gazową par składników α i β o takiej samej koncentracji x_α jak ciecz. Dalsze podgrzewanie powoduje wzrost temperatury mieszaniny gazów do temperatury t_k końcowej.

W absorpcyjnych urządzeniach chłodniczych używamy zwykle dwuskładnikowego roztworu wody i amoniaku. W tabeli 21-1 jest podana koncentracja amoniaku x''_{NH_3} w roztworze wodnym, będącym w stanie równowagi termodynamicznej z parą o ciśnieniu p nad tym roztworem^{x)}.

^{x)} Stan równowagi w układach wielofazowych i wieloskładnikowych zachodzi wtedy, gdy potencjały chemiczne μ poszczególnych faz składników

Koncentracja x_{NH_3} amoniaku w roztworze wodnym

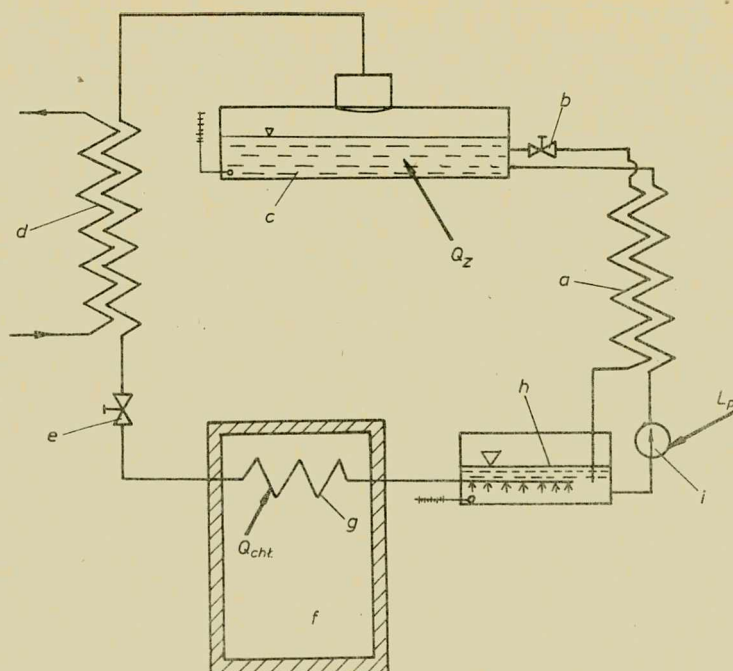
t_A \ p MPa	0,102	0,306	0,51	1,02	2,0
30	0,275	0,424	0,520	0,824	-
50	0,183	0,324	0,398	0,540	0,971
70	0,099	0,237	0,306	0,419	0,589
100	-	0,115	0,186	0,290	0,408
150	-	-	0,005	0,107	0,223

21.2.1. Schemat i działanie absorpcyjnego urządzenia chłodniczego dwuskładnikowego

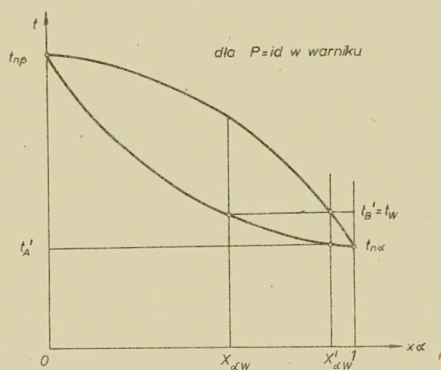
Na skutek ogrzewania wodnego roztworu o koncentracji x_{NH_3w} w warniku (rys. 21-14) następuje wydzielanie par bogatych w amoniak (o koncentracji x_{NH_3w}). Ilość przekazanego ciepła wynosi Q_z . Średnia koncentracja amoniaku w warniku nie ulega zmniejszeniu z powodu odparowania par o koncentracji x_{NH_3w} , gdyż następuje tam stałe uzupełnienie wody amoniakalnej. Tak więc z warnika otrzymujemy w sposób ciągły pary bogate w amoniak. Pary te przepływając przez skraplacz podlegają skropleniu poczynając od temperatury t'_B i kończąc w t'_A (rys. 21-15).

Skroplony ciekły roztwór bogaty w amoniak podlega ekspansji w zaworze dławiącym i dlatego spada temperatura nasycenia za zaworem. Parujący w niskiej temperaturze w parowniku amoniak powoduje wychłodzenie komory chłodniczej, pobierając przekazany mu użyteczny skutek chłodniczy Q_e . Usuwanie powstałych par z parownika odbywa się przez ich absorpcję w zimnym roztworze w pochłaniaczu. Pochłanianie par ustaloby po nasyceniu roztworu w temperaturze t'_{np} (rys. 21-16), co nastąpiłoby przy koncentracji x'_{NH_3p} roztworu w pochłaniaczu (absorberze). Aby do tego nie dopuścić pompa stale przetłacza wzbogacony w pochłaniaczu roztwór do warnika. Jednocześnie zubożały w amoniak roztwór wodny z warnika jest kierowany do absorbera. Przed nadmiernym przelaniem roztworu z warnika do absorbera zabezpiecza za wór regulacyjny (ZR). Ponieważ z warnika wypływa gorący roztwór, a z ab-

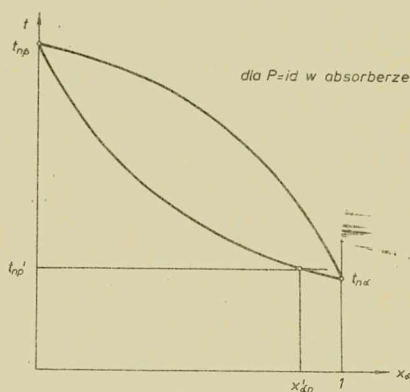
są równe (patrz [4] rozdz. 5.6.4), mówi się, że różnice potencjałów chemicznych są bodźcami przepływu substancji.



Rys. 21-14. Schemat urządzenia chłodniczego absorpcyjnego dwuskładnikowego: a - wymiennik ciepła, b - zawór regulacyjny, c - wężownik, d - skraplacz, e - zawór dławiący, f - komora chłodnicza, g - parownik, h - pochłaniacz, i - pompa



Rys. 21-15. Proces wrzenia wodnego roztworu amoniaku w wężowniku i skraplania powstałych par ($P = \text{idem}$ w wężowniku)



Rys. 21-16. Graniczna koncentracja $x'_{\alpha p}$ amoniaku w dwuskładnikowym roztworze wodnym amoniaku w absorberze ($P = \text{idem}$ w absorberze)

sorbera zimny, wykorzystuje się ciepło schłodzenia roztworu gorącego w wymienniku ciepła, co wpływa na polepszenie sprawności urządzenia.

Sprawność efektywna chłodniczego urządzenia absorpcyjnego wyraża się wzorem

$$\varepsilon_e \approx \frac{Q_e}{Q_z + L_p} \quad (21-10)$$

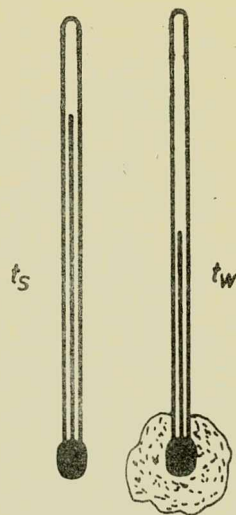
Ponieważ praca pompy $L_p \ll Q_z$, więc sprawność można obliczyć w sposób przybliżony

$$\varepsilon_e = \frac{Q_e}{Q_z} \quad (21-11)$$

W celu uzyskania efektywnego skutku chłodniczego w urządzeniu absorpcyjnym jako pewnego rodzaju „siły motorycznej” używamy ciepła Q_z . Z tego względu urządzenia takie mogą być m.in. budowane do wykorzystania „ciepła odpadowego” w przemyśle nawet dla stosunkowo niskich temperatur.

21.2.2. Absorpcyjne urządzenia chłodnicze trójskładnikowe (z tzw. gazem obojętnym)

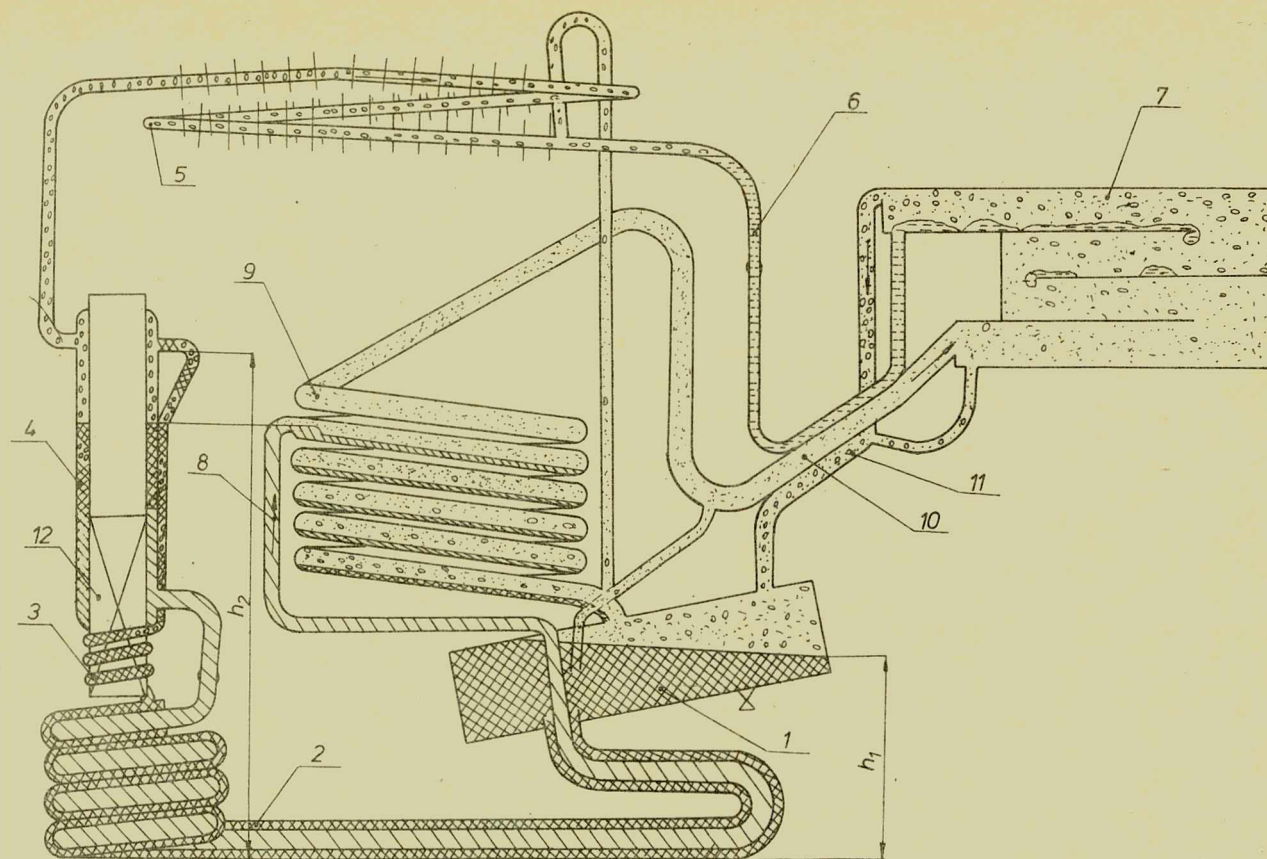
Urządzenia tego typu omawia się na przykładzie chłodziarki absorpcyjnej typu Igloo lub Polar TA. W chłodziarkach tych obniżenie temperatury parowania w parowniku dokonuje się przez odpowiednio intensywne parowanie cieczy (tu amoniaku), w otoczeniu gazów „obojętnych”, tj. gazów, które w danym zakresie temperatur i ciśnień nie przechodzą przemian fazowych. W omawianych chłodziarkach rolę tę spełnia wodór. Wskutek intensywnego parowania amoniaku w otoczeniu wodorowym ciepło parowania częściowo pochodzi ze spadku energii wewnętrznej cieczy, a częściowo z par znajdujących się w parowniku. Spadek energii wewnętrznej powoduje obniżenie temperatury parowania, co umożliwia osiągnięcie temperatury zbliżonej do temperatury nasycenia odpowiadającej ciśnieniu cząstkowemu par amoniaku w mieszaninie gazowej wodoroamoniakalnej w parowniku (rys. 21-17). Podobne zjawisko obserwujemy w wilgotnym powietrzu (rys. 15-12) – patrz rozdz. 15.5.4. Im powietrze bardziej suche, tym niższa temperatura termometru wilgotnego. W powietrzu nasyconym parą wodną temperatury obu termometrów suchego i wilgotnego są równe temperaturze powietrza. W miarę nasycania parami amoniaku mieszaniny wodoroamoniakalnej temperatura parowania amoniaku rośnie.



Rys. 21-17. Zjawisko termometru wilgotnego w wodrze z parami amoniaku: t - temperatura termometru suchego, t_w - temperatura termometru wilgotnego, $t_{w_{\min}} > t_n(P_{\text{NH}_3})$, $t_{w_{\max}} = t_s$

Aby temu przeciwdziałać należy utrzymywać w nieprzekraczalnych granicach ciśnienia cząstkowe par amoniaku w parowniku przez stałe usuwanie mieszaniny gazowej bogatej w te pary i umożliwienie napływu świeżego suchego wodoru oraz ciekłego amoniaku. Reszta agregatu ma na celu zapewnienie ciągłości wymienionego procesu. Schemat agregatu przedstawiono na rys. 21-18.

Ze zbiornika (1) roztwór wody amoniakalnej, podgrzany w wymienniku ciepła (2), jest podawany za pomocą rurki (3) (rurka termosyfonowa) do warnika (4). Pokonanie różnicy poziomów cieczy $h_2 - h_1$ w warniku i zbiorniku odbywa się przez intensywne podgrzewanie bogatego roztworu wody amoniakalnej w cienkiej rurce termosyfonowej. Powoduje to, że wydzielone pary bogate w gazowy amoniak siłą wyporu wrzucają kropelki bogatego roztworu wody amoniakalnej do warnika. Podgrzewanie rurki termosyfonowej i warnika dokonuje się za pomocą grzejnika (12). Podgrzewany w warniku roztwór bogaty w amoniak zaczyna wrzeć i wydziela pary o dużej koncentracji amoniaku. Pary te są kierowane do skraplacza powietrznego (5), który dla zintensyfikowania chłodzenia ma po stronie powietrza żebrowanie. Pierwsza część rurki skraplacza ma spadek w kierunku warnika, aby porwane podczas wrzenia ewentualne kropelki roztworu mogły tam z powrotem spłynąć; ta część rurki nosi nazwę deflegmatora. Na skutek chłodzenia pary o dużej koncentracji amoniaku ulegają skropleniu i rurką (6), w sposób grawitacyjny, ciekły amoniak spływa do parownika (7). Jednocześnie do parownika rurką (10) stale dopływa w przeciwnym kierunku suchy wodór (tzn. bez par amoniaku). Ciekły amoniak



Rys. 21-18. Schemat chłodziarki absorpcyjnej trójskładnikowej:  - roztwór bogaty w amoniak,  - wodór + pary amoniaku,  - roztwór ubogi w amoniak,  - ciekły amoniak,  - wodór  - gazowy amoniak

spływając rurkami parownika paruje w atmosferze wodoru o niewielkiej zawartości amoniaku. Powoduje to obniżenie temperatury parowania i temperatura całego parownika spada przyjmując wartości ujemne. Zimny parownik wychładza komorę chłodniczą, skąd jest przekazywane ciepło na odparowanie ciekłego amoniaku. Mieszanina gazowa wodoru z parami amoniaku jest kierowana grawitacyjnie przez górną część zbiornika (1) do rurek absorbera (9). Do absorbera jest doprowadzana rurką (8) woda amoniakalna uboga w amoniak, która spływając rurkami absorbera pochłania pary amoniaku z mieszaniny gazowej wodoroamoniakalnej.

Woda amoniakalna uboga w amoniak po odparowaniu z niej par bogatych w amoniak wypływa grawitacyjnie z wężownika. Aby oszczędzić ciepło roztwór ten spływa przez wymiennik ciepła (2), gdzie obniża swoją temperaturę ogrzewając płyn bogaty w amoniak spływający ze zbiornika (1), polepszając swoje właściwości pochłaniania i sprawność urządzenia. Po zaabsorbowaniu par amoniaku z mieszaniny gazowej wodoroamoniakalnej, czysty wodór rurką (10) jest kierowany z powrotem do parownika. Różnica temperatury mieszaniny gazowej wypływającej z parownika i wodoru opuszczającego pochłaniacz powoduje ruch grawitacyjny, tzw. „siłę motoryczną” obiegu wodoru. Spływając rurkami absorbera wodny roztwór wzbogaca się w amoniak i jako bogaty roztwór wodny amoniaku spływa do zbiornika (1), po czym proces zaczyna się od nowa.

22. TŁOKOWE SILNIKI SPALINOWE

W silnikach tłokowych paliwo spala się w cylindrze, dlatego nazywa się je silnikami wewnętrznego spalania^{x)}. Ze względu na konstrukcję mogą to być silniki dwusuwowe i czterosuwowe. Suw jest to ruch tłoka z jednego do drugiego martwego położenia. W silnikach dwusuwowych (dwutaktowych) proces spalania występuje co drugi suw, czyli co każdy obrót wału korbowego, a w silniku czterotaktowym co cztery suwy, czyli co dwa obroty wału korbowego.

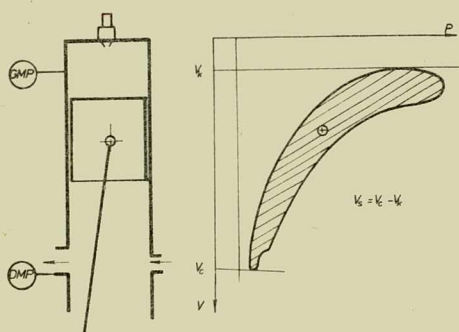
^{x)} W ostatnich czasach nastąpił rozwój silników rotacyjnych wewnętrznego spalania. Mają one tę zaletę, że spalanie cykliczne paliwa powoduje w bloku silnika obracanie odpowiednio ukształtowanego rotora; odpada układ zamiany ruchu posuwistego na obrotowy. Sam proces termodynamiczny jest podobny jak w tłokowych. Przez pewien kąt obrotu rotora następuje zassanie powietrza i paliwa, następnie sprężanie, spalanie i ekspansja spalin.

Ze względu na sposób zapłonu paliwa silniki spalinowe dzielimy na iskrowe (gaźnikowe) i z zapłonem samoczynnym. W silnikach z zapłonem iskrowym do cylindra jest podawana mieszanka par benzyny z powietrzem. Mieszanka ta jest wytwarzana w specjalnym urządzeniu zwanym gaźnikiem. W silnikach z zapłonem samoczynnym paliwo jest podawane w postaci ciekłej za pomocą pompy wtryskowej.

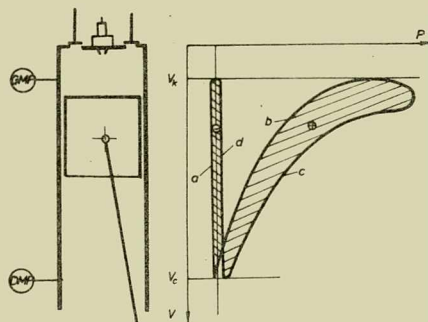
Silniki spalinowe należą do grupy silników przepływowych. Silniki te pobierają powietrze i paliwo, a wydają gazy spalinowe.

22.1. Silniki gaźnikowe z zapłonem iskrowym

W silniku dwusuwowym (rys. 22-1) tłok posuwając się ku górze spręża mieszankę paliwową i tuż przed górnym martwym położeniem tłoka mieszanka ta ulega zapaleniu za pomocą iskry elektrycznej. Wskutek spalania ciśnienie



Rys. 22-1. Wykres indykatorowy silnika dwusuwowego



Rys. 22-2. Wykres indykatorowy silnika czterosuwowego

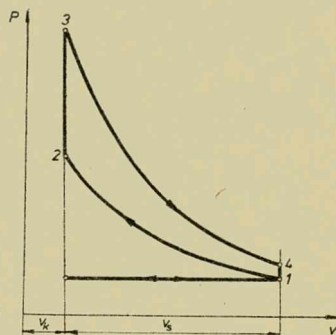
nie gazów w cylindrze gwałtownie rośnie i gdy tłok minie górne martwe położenie następuje suw ekspansji gazów spalinowych. Tuż przed dolnym martwym położeniem odsłania się otwór wylotowy i ciśnienie gazów w cylindrze spada do ciśnienia prawie równego ciśnieniu otoczenia. Jednocześnie posuwający się w dół tłok spręża w przestrzeni korbowodowej mieszankę, która pod niewielkim nadciśnieniem wpływa do cylindra, (gdy nieco później po otworze wylotowym odsłoni się otwór zasilający). Wpływająca do cylindra mieszanka przepłukuje przestrzeń cylindra z resztek gazów spalinowych i napełnia nową porcją mieszanki. Po minięciu dolnego martwego położenia tłok idący do góry, po zamknięciu otworów zasilającego i wylotowego, spręża w cylindrze mieszankę, a jednocześnie do przestrzeni korbowodowej zassana

jest świeża porcja mieszanki z gaźnika. Po sprężeniu, tuż przed górnym martwym położeniem, następuje zapłon i cykl się powtarza.

W silniku czterosuwowym (rys. 22-2) tłok idąc w dół ssie mieszankę (linia a), a następnie zamyka się zawór ssący i gdy tłok przesuwa się ku górze następuje suw sprężania (linia b). Tuż przed górnym martwym położeniem tłoka następuje zapłon, zwykle iskrowy i ciśnienie gazów w cylindrze na skutek spalania silnie rośnie. Po minięciu górnego martwego położenia następuje ekspansja spalin (linia c) i tuż przed dolnym martwym położeniem otwiera się zawór wylotowy. Gdy tłok minie dolne martwe położenie i zacznie się przesuwać ku górze, usuwa spaliny z cylindra (jest to tzw. suw wydechu - linia d) aż dojdzie do górnego martwego położenia, po czym zaczyna się suw ssania i cykl się powtarza.

22.1.1. Obieg porównawczy Otto

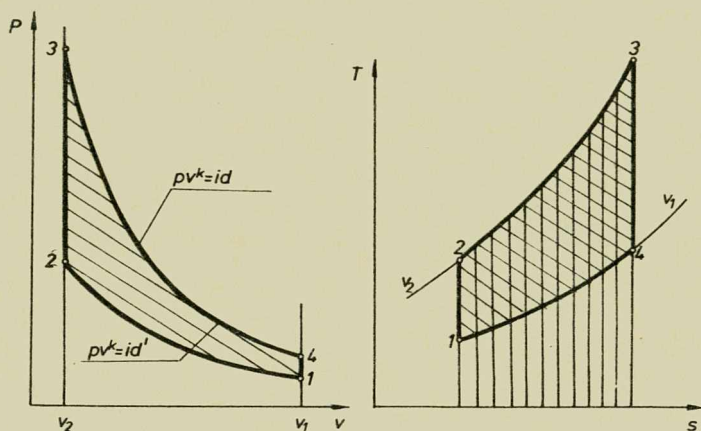
Prędkość spalania w głównej mierze zależy od rozdrobnienia cząstek paliwa i ich odpowiedniego wymieszania z powietrzem. W gaźnikowych silnikach spalinowych rozdrobnienie to jest idealne, paliwo odparowane (każda cząsteczka oddzielnie), a także doskonale wymieszane z powietrzem (pary benzyny dopływając przez gaźnik do cylindra „mają czas” wymieszać się z powietrzem). Z tego względu prędkość spalania w tych silnikach jest największa. W idealnym silniku porównawczym przyjmujemy, że przebiega ono w jednej chwili, gdy tłok znajduje się w górnym martwym położeniu. Spalanie jest więc izochoryczne. W rzeczywistości silniku ekspansja gazów przebiega ze stratą spowodowaną chłodzeniem ścian cylindra wodą lub powietrzem. W silniku porównawczym nie ma strat ciepła do otoczenia, czyli ekspansja jest adiabatyczna i bez strat pracy na tarcie, a więc izentropowa. Przyjmuje się, że usuwanie spalin i zassanie świeżego paliwa odbywa się bez strat ciśnienia w czasie przepływu, bez dławienia. W takim przypadku, z chwili



Rys. 22-3. Wykres indykatorowy przepływowego silnika porównawczego

lą otwarcia się zaworu wydechowego w GMP (przy stałym V), ciśnienie spalin w cylindrze spadnie momentalnie, do ciśnienia otoczenia i usuwanie ich odbywa się przy tym ciśnieniu. Zassanie też będzie odbywać się przy ciśnieniu otoczenia i otrzymany przebieg przedstawiony na rys. 22-3.

W silniku rzeczywistym sprężaniu podlega mieszanka paliwowa, a ekspandują spaliny, w których nie ma wolnego tlenu lub jest go bardzo mało. Z tego względu należy czynnik w silniku wymienić, gdyż używając tego samego czynnika nie będzie można powtórnie przeprowadzić spalania. W silniku rzeczywistym czterotaktowym konieczny jest suw wydechu i suw ssania. W silniku dwusuwowym usunięcie spalin i napełnienie cylindra świeżą mieszkanką paliwową odbywa się pod koniec suwu ekspansji. Jeśli proces spalania paliwa zastąpimy ciepłem przekazanym z zewnątrz, w ilości i w czasie takim samym jak w procesie spalania, to czynnik (gaz) w cylindrze nie zmieni swoich fizykochemicznych właściwości i może w dalszym ciągu być użyty do następnego cyklu przemian. Nie będzie potrzebny suw wydechu i ssania. Proces wymiany czynnika można zastąpić izochorycznym ochłodzeniem gazu od stanu 4, osiągniętego w końcu suwu ekspansji, do stanu 1 początkowego suwu sprężania i dalej ten sam czynnik może podlegać sprężeniu. W rezultacie w takim silniku będziemy mieć obieg zwany obiegiem Otto (rys. 22-4). Jest to obieg porównawczy dla rzeczywistych silników gaźnikowych.



Rys. 22-4. Porównawczy obieg Otto w układzie $P-v$ i $T-s$;  - l_{OT}
 - q_{OT}^+

Sprawność obiegu Otto jest to stosunek pracy tego obiegu do ciepła przekazanego do czynnika obiegowego, tj. ciepła przemiany 3-4

$$\eta_{OT} = \frac{L_{OT}}{Q_{OT}^+} = \frac{Q_{OT}^+ - Q_{OT}^-}{Q_{OT}^+} = 1 - \frac{q_{OT}^-}{q_{OT}^+}. \quad (22-1)$$

Ponieważ $q_{OT}^- = c_v (T_4 - T_1)$, a $q_{OT}^+ = c_v (T_3 - T_2)$, gdy czynnikiem obiegowym jest gaz doskonały, więc

$$\eta_{OT} = 1 - \frac{T_1}{T_2} \frac{\left(\frac{T_4}{T_1} - 1\right)}{\left(\frac{T_3}{T_2} - 1\right)}. \quad (22-2)$$

Obie izentropy w omawianym obiegu są ograniczone tymi samymi izochorami, więc słuszna jest zależność

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1} = \text{idem}, \quad (22-3)$$

a stąd

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2}; \quad (22-4)$$

wykorzystanie równania (22-4) w równaniu (22-2) daje w wyniku

$$\eta_{OT} = 1 - \frac{T_1}{T_2}. \quad (22-5)$$

Oznaczając przez $\epsilon = v_1/v_2$ stosunek objętości całkowitej cylindra do jego objętości kompresyjnej, który to stosunek nosi nazwę stopnia kompresji, otrzymujemy, że

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1} = \frac{1}{\epsilon^{k-1}}; \quad (22-6)$$

ostatecznie więc wzór na sprawność obiegu Otto przyjmie postać

$$\eta_{OT} = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}}. \quad (22-7)$$

Jest to tzw. formuła Witza. Wynika z niej, że sprawność obiegu Otto jest tym większa, im większy jest stopień ϵ kompresji.

Sprawność obiegu Otto dla gazów dwuatomowych ($k = 1,4$) w zależności

od stopnia ϵ kompresji oraz temperaturę t_2 w końcu suwu sprężania, dla temperatury początkowej $t_1 = 20^\circ\text{C}$ podaje tabela 22-1.

T a b e l a 22-1

Sprawność obiegu Otto i temperatura w końcu sprężania

ϵ	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$t_2^\circ\text{C}$	20	114	181	237	285	328	366	400	433	466
η_{OT}	0	0,243	0,356	0,426	0,475	0,511	0,541	0,565	0,585	0,602

Sprawność silnika rzeczywistego jest niższa z następujących przyczyn:

1. Spalanie nie jest izochoryczne.
2. Spalanie może nie być zupełne, a ponadto w wysokich temperaturach występuje rozkład produktów spalania, tzw. dysocjacja.
3. W silniku rzeczywistym występuje dławienie i są nieszczelności (tłoka i zaworów).
4. Podczas sprężania i ekspansji występują straty ciepła oraz straty pracy przez tarcie.
5. Nie można zrealizować idealnego przepłukania cylindra, zawsze pozostanie minimalna ilość spalin zarówno w silniku czterosuwowym, jak i dwusuwowym, w którym dodatkowo występują straty mieszanki paliwowej przepływającej cylindrem. Niecała objętość cylindra jest wykorzystana do zassania mieszanki.

W dużej mierze obniżenie sprawności silnika rzeczywistego w porównaniu ze sprawnością obiegu Otto zależy od konstrukcji i stanu technicznego.

Zgodnie z równaniem (22-7) polepszenie sprawności można uzyskać przez zwiększenie ϵ , co pociąga za sobą zwiększenie temperatury mieszanki paliwowej w końcu sprężania. Kres polepszania sprawności tą drogą wyznacza tzw. zjawisko samozapłonu mieszanki. Im paliwo jest bardziej odporne na samozapłon, tym wyższy można stosować stosunek kompresji. W celu zwiększenia odporności na samozapłon dodaje się do benzyny tzw. dodatki przeciwstukowe. Nazwa wynika stąd, że przedwczesny zapłon, spowodowany np. samozapaleniem się mieszanki wskutek wzrostu temperatury przez sprężanie, powoduje bardzo szkodliwe dla silnika tzw. „stukanie”. W tabeli 22-2 podano krytyczny stopień kompresji dla stosowanych paliw.

Krytyczny stosunek ϵ_k kompresji dla różnych paliw

Paliwo	ϵ_k	p_2/p_1	Uwagi
Gaz świetlny i koksowniczy	5	9-10	
Benzyna	5,5-7	10-15	
Gaz generatorowy	6	12	
Gaz wielkopiecowy	7	15	
Benzyna	7-12	15-30	specjalna konstrukcja i dodatki do benzyny

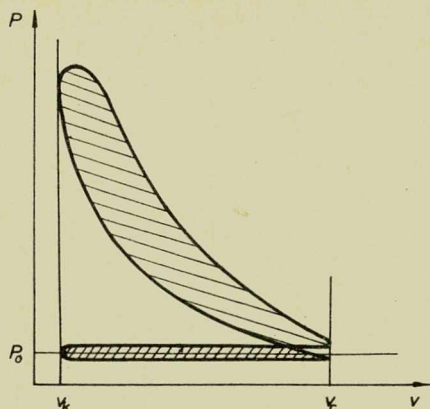
22.2. Silniki z zapłonem samoczynnym (wysokoprężne)

Ponieważ temperatura samozapłonu mieszanki paliwowej ogranicza możliwość zwiększenia stopnia kompresji, a przez to polepszenie sprawności silnika gaźnikowego, więc w silnikach wysokoprężnych, stosuje się sprężanie czystego powietrza, a nie mieszanki paliwowej. W ten sposób stopień kompresji można zwiększyć. Pod koniec suwu sprężania podaje się paliwo przez wstrzyknięcie porcji przeznaczonej na suw pracy. Stosowany w silnikach wysokoprężnych stopień kompresji mieści się w granicach 15-20, wskutek czego temperatura powietrza jest dużo wyższa od temperatury samozapłonu i zapalenie wstrzykniętego paliwa następuje samoczynnie, bez potrzeby stosowania urządzeń zapłonowych.

Ze względu na sposób podawania paliwa dzielimy silniki z samoczynnym zapłonem na silniki klasyczne Diesla ze sprężarką i silniki bezsprężarkowe z pompą wtryskową, tzw. „diesle bezsprężarkowe”.

22.2.1. Silnik Diesla klasyczny (sprężarkowy)

W silniku tym paliwo jest podawane do cylindra za pomocą powietrza o ciśnieniu 5,0-6,0 MPa, sprężonego w sprężarce, będącej nieodzownym wyposażeniem silnika i napędzanej przez silnik. Ciśnienie powietrza w cylindrze w tym czasie jest ok. 3,5 MPa. Duża nadwyżka ciśnienia jest konieczna do szybkiego podania paliwa i jego rozpylenia. Jednak czas wdmuchiwania i fakt, że paliwo częściowo podane w kroplach cieczy musi przed spalaniem odparować, powoduje, że spalanie jest przewlekłe w porównaniu ze spa-



Rys. 22-5. Wykres indykatorowy czterosuwowego silnika Diesla (sprężarkowego)

leniem gazowej mieszanki paliwowej. Spalanie trwające jeszcze w początkowej fazie suwu ekspansji powoduje, że przebieg linii spalania jest bardziej zbliżony do izobary niż do izochory (por. rys. 22-5). Z tego względu w teoretycznym obiegu porównawczym, tzw. obiegu Diesla (rys. 22-6), dla tego typu silników przyjmujemy izobaryczny przebieg spalania.

Sprawność obiegu Diesla wyraża się wzorem

$$\eta_D = \frac{L_D}{Q_D^+} = 1 - \frac{q_D^-}{q_D^+}. \quad (22-8)$$

Ujemna część ciepła obiegu Diesla, jako ciepło przemiany 4-1 da się obliczyć

$$q_D^- = q_{4-1} = c_v (T_4 - T_1), \quad (22-9)$$

a część dodatnia

$$q_D^+ = q_{2-3},$$

$$q_{2-3} = c_p (T_3 - T_2). \quad (22-10)$$

Po wstawieniu równań (22-9) i (22-10) do równania (22-8) otrzymamy

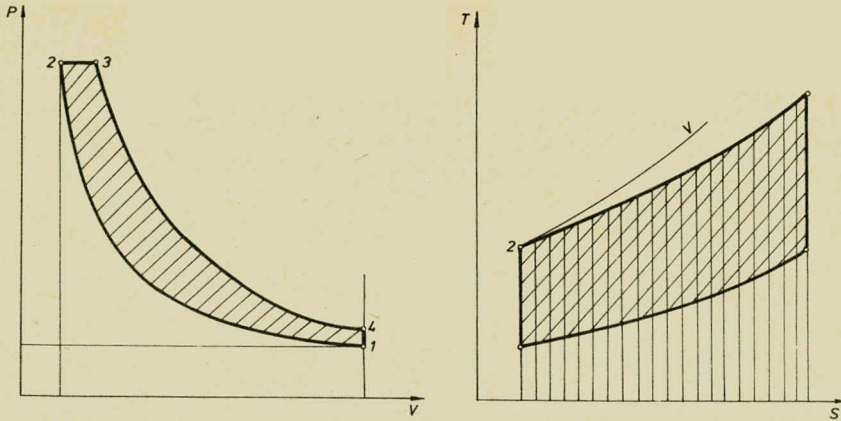
$$\eta_D = 1 - \frac{1}{k} \cdot \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}. \quad (22-11)$$

Można to przedstawić zależnością

$$\eta_D = 1 - \frac{1}{k} \frac{T_1}{T_2} \frac{\left(\frac{T_4}{T_1} - 1\right)}{\left(\frac{T_3}{T_2} - 1\right)}. \quad (22-12)$$

T_1/T_2 - dla izentropy zgodnie z równaniem (22-3) wynosi

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{1}{\epsilon^{k-1}}, \quad (22-13)$$



Rys. 22-6. Odzworowanie obiegu porównawczego Diesla w układach P-v i T-s;
 /// - l_D , |||| - q_D

w którym jak poprzednio $\epsilon = V_1/V_2$.

T_3/T_2 dla izobary równa się v_3/v_2 . Oznaczając stosunek obciążenia v_3/v_2 jako ϕ otrzymamy

$$\frac{T_3}{T_2} = \phi. \quad (22-14)$$

Dla przemiany adiabatycznej

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{v_3}{v_2} \cdot \frac{v_2}{v_4} \right)^{k-1},$$

$v_4 = v_1$, czyli

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_4}{T_3} \cdot \frac{T_3}{T_2} \cdot \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{\phi}{\epsilon} \right)^{k-1} \cdot \phi \cdot \epsilon^{k-1} = \phi^k. \quad (22-15)$$

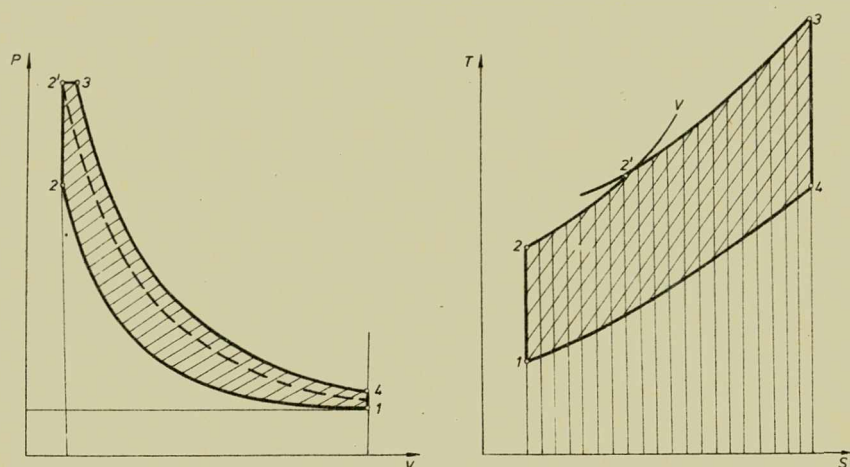
Wstawiając równania (22-13), (22-14) i (22-15) do równania (22-12):

$$\eta_D = 1 - \frac{1}{k} \frac{1}{\epsilon} \frac{\phi^k - 1}{\phi - 1}. \quad (22-16)$$

Sprawność porównawczego obiegu Diesla zależy nie tylko od k i ϵ , ale i stosunku ϕ obciążenia.

22.2.2. Silnik wysokoprężny z pompą wtryskową

W silniku tego typu paliwo podaje się w końcu suwu sprężania do cylindra za pomocą tzw. pompy wtryskowej. Pompa ta spręża ciekłe paliwo do ciśnienia 20-60 MPa i przez odpowiednio uformowane drobne dyszki z dużą szybkością wstrzykuje je do przestrzeni kompresyjnej. Kropelki wstrzyknięte z wielką prędkością intensywnie dzielą się na kropelki jeszcze drobniejsze, tworząc wiele ośrodków zapłonu, co powoduje, że proces spalania trwa krócej niż w klasycznym silniku Diesla, a oczywiście dłużej niż w silniku gaźnikowym. Z tego względu w porównawczym obiegu dla silników z pompą wtryskową przyjmuje się, że proces spalania jest częściowo izochoryczny a częściowo izobaryczny. Nosi on nazwę obiegu Seiligera-Sabathego (rys. 22-7). Przeprowadzając przez stan 2 (rys. 22-7a) dodatkową izentropę, wy-



Rys. 22-7. Obieg Seiligera-Sabathego w układach: P-v i T-s;  - l_{ss} ,  - q_{ss}^+

mieniony obieg podzielimy na dwie składowe, obieg 1-2-2'-4' Otto i obieg 4'-2'-3-4 Diesla. Oznaczamy przez β stosunek ciśnień $\beta = p_2'/p_2 = p_3/p_2$. Współczynnik $\phi = v_3/v_2 = v_3'/v_2'$, w omawianym przypadku określa stopień obciążenia składowego obiegu Diesla. Stopień kompresji $\epsilon = v_1/v_2$ jest bez zmian, jak w obiegu Otto i Diesla.

Sprawność obiegu Seiligera-Sabathego, zgodnie z ogólnymi wzorami dla obiegu, przedstawić można

$$\eta_{s-s} = 1 - \frac{q_{s-s}^-}{q_{s-s}^+}; \quad (22-17)$$

Ponieważ $q_{s-s}^- = c_p (T_4 - T_1)$, a $q_{s-s}^+ (T_{2'} - T_2) + c_p (T_3 - T_{2'})$, więc po podstawieniu i przekształceniu otrzymamy

$$\eta_{s-s} = 1 - \frac{T_1}{T_2} \frac{\frac{T_4}{T_1}}{\left(\frac{T_{2'}}{T_2} - 1\right) + \frac{c_p}{c_v} \frac{T_{2'}}{T_2} \left(\frac{T_3}{T_{2'}} - 1\right)}, \quad (22-18)$$

dla izentropy

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{1}{\epsilon^{k-1}}, \quad (22-19)$$

dla izochory

$$\frac{T_{2'}}{T_2} = \frac{P_{2'}}{P_2} = \beta, \quad (22-20)$$

dla izobary

$$\frac{T_3}{T_{2'}} = \frac{v_3}{v_{2'}} = \frac{v_3}{v_2} = \varphi. \quad (22-21)$$

Stosunek temperatur T_4/T_1 da się przedstawić jako

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_4}{T_3} \frac{T_3}{T_{2'}} \frac{T_{2'}}{T_2} \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_3}{v_{2'}} \frac{v_{2'}}{v_4}\right)^{k-1} \frac{T_3}{T_{2'}} \frac{T_{2'}}{T_2} \cdot \frac{T_2}{T_1}. \quad (22-22)$$

Ponieważ $v_{2'} = v_2$ oraz $v_4 = v_1$, więc wykorzystując równania (22-19), (22-20), (22-21) można napisać

$$\frac{T_4}{T_1} = \left(\frac{\varphi}{\epsilon}\right)^{k-1} \cdot \varphi \cdot \beta \cdot \epsilon^{k-1} = \beta \varphi^k. \quad (22-23)$$

Wstawiając (22-19), (22-20), (22-21) i (22-23) do (22-18) otrzymamy wzór na sprawność obiegu Seiliger-Sabathego

$$\eta_{s-s} = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}} \frac{\beta \varphi^k - 1}{\beta - 1 + k \beta (\varphi - 1)}. \quad (22-24)$$

Przyjmując $\varphi = 1$ z obiegu Seiliger-Sabathego otrzymamy obieg Otto. Wzór (22-24) sprowadzi się do znanej postaci

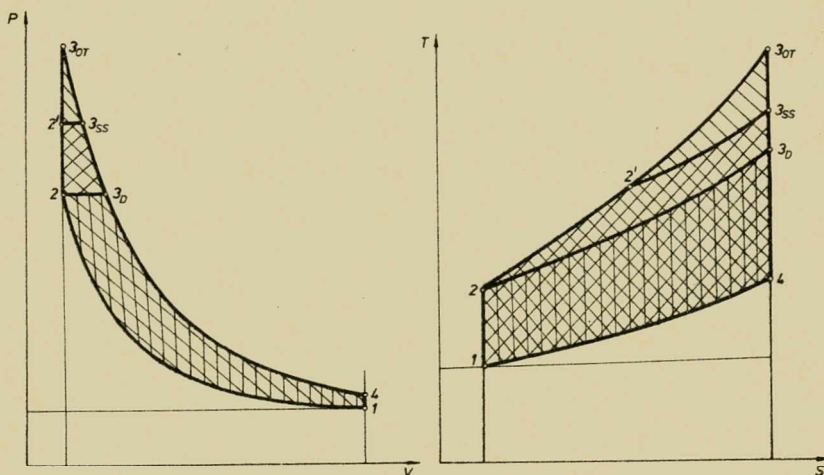
$$\eta_{s-s} = 1 - \frac{1}{\epsilon} \frac{1 \cdot \beta - 1}{\beta - 1} = 1 - \frac{1}{\epsilon} = \eta_{OT}. \quad (22-25)$$

Aby z obiegu Seiligera-Sabathego otrzymać obieg Diesla należy przyjąć $\beta = 1$, wtedy

$$\eta_{s-s} = 1 - \frac{1}{\epsilon} \frac{\phi^k - 1}{k(\phi - 1)} = 1 - \frac{1}{k} \frac{1}{\epsilon} \frac{\phi^k - 1}{\phi - 1} = \eta_D. \quad (22-26)$$

22.3. Porównanie sprawności obiegów Otto, Diesla i Seiligera-Sabathego

Przy tym samym stosunku kompresji ϵ sprawność obiegu Otto ma wartość największą, a obiegu Diesla najmniejszą. Wynika to ze wzorów (22-7), (22-16) i (22-24). We wzorach tych odjemnik od jedności składa się z wyrażenia $1/\epsilon^{k-1}$ pomnożonego przez mnożnik.



Rys. 22-8. Porównanie prac obiegów Otto, Diesla i Seiligera-Sabathego o tym samym stosunku kompresji; $\square$ - l_D , $\parallel$ - l_{ss} , $\diagup$ - l_{OT}

Współczynniki ϕ i β są większe od jedności, więc mnożnik jest także większy od jedności i sprawność odpowiednio spada. Widać to wyraźnie na rys. 22-8. W praktyce nie jest możliwe zastosowanie tego samego stosunku kompresji dla silników gaźnikowych i wtryskowych, ze względu na temperaturę samozapłonu. Ponieważ stopień sprężenia silników gaźnikowych nie przekracza w najlepszym przypadku 9., a w silnikach wtryskowych wynosi 15

-20, więc przy tych rozbieżnościach stosunku sprężenia silniki wysokoprężne są sprawniejsze.

Przykład 22-1. Idealny tłokowy gaźnikowy silnik spalinowy ma stosunek kompresji $\epsilon = 6$. Czynnikiem obiegowym jest powietrze. Parametry w stanie początkowym sprężania $p_1 = 0,1$ MPa i $t_1 = 15^\circ\text{C}$. Temperatura maksymalna w obiegu wynosi $t_3 = 2000^\circ\text{C}$.

Określić parametry stanów charakterystycznych obiegu oraz jego sprawność.

Parametry stanu 1: $p_1 = 0,1$ MPa, $t_1 = 15^\circ\text{C}$

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287 (273 + 15)}{1 \cdot 10^5} = 0,826 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

Parametry stanu 2 (końca kompresji)

$$\epsilon = \frac{v_1}{v_2}; \quad v_2 = \frac{v_1}{\epsilon} = \frac{0,826}{6} = 0,138,$$

$$T_2 = T_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = (273 + 15) \left(\frac{0,826}{0,138} \right)^{1,4-1} = 590 \text{ K}, \quad t_2 = 317^\circ\text{C},$$

$$p_2 = \frac{RT_2}{v_2} = \frac{287 \cdot 590}{0,138} = 12,2 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2, \quad p_2 = 1,22 \text{ MPa},$$

Parametry stanu 3 (końca spalania)

$T_3 = 2000 \text{ K}$ (dane w warunkach przykładu),

$$v_3 = v_2 = 0,138 \text{ m}^3/\text{kg},$$

$$p_3 = \frac{RT_3}{v_3} = \frac{287 \cdot 2000}{0,138} = 41,6 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2, \quad p_3 = 4,16 \text{ MPa}.$$

Parametry stanu 4 (końca suwu ekspansji)

$$v_4 = v_1 = 0,826 \text{ m}^3/\text{kg};$$

$$T_4 = T_3 \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^{k-1} = 2000 \left(\frac{0,138}{0,826} \right)^{1,4-1} = 980 \text{ K}, \quad t_4 = 707^\circ\text{C},$$

$$p_4 = \frac{RT_4}{v_4} = \frac{287 \cdot 980}{0,826} = 3,4 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2, \quad p_4 = 0,34 \text{ MPa}.$$

Właściwa praca obiegu Otto:

$$l_{OT} = q_{OT}^+ - q_{OT}^-,$$

$$q_{OT}^+ = c_v (T_3 - T_2) = 0,715 (2000 - 590) = 1012 \text{ kJ/kg},$$

$$q_{0T}^- = c_v (T_4 - T_1) = 0,715 (980 - 288) = 497 \text{ kJ/kg},$$

$$l_{0T} = 1012 - 497 = 515 \text{ kJ/kg}.$$

Sprawność obiegu Otto

$$\eta_{0T} = \frac{l_{0T}}{q_{0T}} = \frac{515}{1012} = 0,51, \quad \eta_{0T} = 51\%.$$

Zadanie 22-1. W wysokoprężnym klasycznym silniku Diesla czynnikiem obiegowym jest powietrze. Stopień kompresji wynosi $\epsilon = 17$, parametry powietrza na początku sprężenia $p_1 = 0,1 \text{ MPa}$, $t_1 = 15^\circ \text{C}$. Temperatura maksymalna w obiegu $t_3 = 2000^\circ \text{C}$.

Określić charakterystyczne stany obiegu porównawczego, stosunek obciążenia ϕ i sprawność obiegu.

$$\begin{aligned} \text{Odpowiedź: } v_1 &= 0,826 \text{ m}^3/\text{kg}, & p_2 &= 6,46 \text{ MPa}, & T_2 &= 895 \text{ K}, \\ v_2 &= 0,0486 \text{ m}^3/\text{kg}, & p_3 &= 6,46 \text{ MPa}, & v_3 &= 0,123 \text{ m}^3/\text{kg}, \\ p_4 &= 36,5 \text{ MPa}, & T_4 &= 1050 \text{ K}, & v_4 &= 0,826 \text{ m}^3/\text{kg}. \end{aligned}$$

Stosunek obciążenia $\phi = 2,57$.

Sprawność obiegu $\eta_D = 60,6\%$.

Uwaga: Oznaczenie stanów zgodnie z rys. 22-6.

22.4. Sprawność silników rzeczywistych

Sprawność silnika rzeczywistego jest zawsze mniejsza od sprawności obiegu porównawczego, ze względu na niedoskonałość zachodzących w nim procesów. Przez sprawność efektywną lub ekonomiczną silnika rozumiemy stosunek pracy efektywnej, przekazanej wałom silnika do ciepła uzyskanego ze spalania paliwa. Jeśli przez L_e oznaczymy efektywną pracę uzyskaną podczas spalania 1 kg paliwa, to

$$\eta_e = \frac{L_e}{W_d}, \quad (22-27)$$

przy czym W_d - wartość opałowa paliwa.

Można to zapisać jako iloczyn odpowiednich stosunków

$$\eta_e = \frac{L_e}{L_i} \cdot \frac{L_i}{L_{ob}} \cdot \frac{L_{ob}}{W_d}, \quad (22-28)$$

przy czym L_i - praca indykowana silnika rzeczywistego,

L_{ob} - praca obiegu porównawczego (odpowiednio Otto, Diesla lub Seiliger-Sabathego),

$L_e/L_i = \eta_m$ - sprawność mechaniczna silnika,

$L_i/L_{ob} = \eta_i$ - sprawność indykowana,

$L_{ob}/W_d = L_{ob}/Q_{ob}^+ = \eta_{ob}$ - sprawność obiegu porównawczego,
czyli

$$\eta_e = \eta_m \cdot \eta_i \cdot \eta_{ob}. \quad (22-29)$$

23. PRZEKAZYWANIE CIEPŁA

Jeśli w ciele lub między ciałami występuje różnica temperatur, to samorzutnie powstaje proces nazywany przekazywaniem ciepła, którego kierunek jest taki, aby zniwelować istniejącą różnicę temperatur. Siłą motoryczną, bodźcem zjawiska jest różnica temperatur.

Przestrzeń materialną, w której każdemu punktowi jest przyporządkowana temperatura, nazywamy polem temperatury. Jest to pole skalarne. Punkty przestrzeni o takiej samej temperaturze tworzą powierzchnie ekwipotencjalne, izotermiczne. Jeżeli pole temperaturowe w czasie zmienia się, to mówimy, że mamy do czynienia ze zmiennym polem temperaturowym i matematycznie możemy to zapisać

$$t = f(x, y, z, \tau), \quad (23-1)$$

przy czym x, y, z - współrzędne rozważanego punktu,
 τ - czas.

Powierzchnie ekwipotencjalne zmieniają wtedy w czasie swoje położenie i kształt.

Jeżeli pole temperaturowe jest w czasie niezmiennie, mówimy że jest ustalone: da się to zapisać przez

$$t = f(x, y, z), \quad (23-2)$$

co oznacza, że temperatura jest funkcją tylko położenia rozpatrywanego punktu. Wtedy powierzchnie ekwipotencjalne nie zmieniają się w czasie.

Kierunek przekazywania ciepła, tzw. kierunek strumienia ciepła $\dot{Q} = Q/\tau$, jest określony przez gradient temperatury

$$\text{grad } t = \frac{dt}{dn}, \quad (23-3)$$

który jest normalny do powierzchni ekwipotencjalnej. Zwrot gradientu jest skierowany w stronę wzrostu temperatury.

W ustalonym polu temperatury odbywa się ustalone przekazywanie ciepła, charakteryzujące się ustalonym gradientem temperatury i stałymi, niezmiennymi w czasie strumieniami ciepła. W polu tym strumień ciepła przekazany przez zamkniętą powierzchnię do wewnątrz równa się strumieniowi przekazanemu na zewnątrz.

W polu temperatury niestabilnym odbywa się przekazywanie ciepła niestabilne. Gradient temperatury jest funkcją czasu, a więc strumienie ciepła są także zależne od czasu.

Przekazywanie ciepła odbywa się przez:

- przewodzenie (kondukcję),
- unoszenie (konwekcję),
- promieniowanie (radiację).

Przewodzenie ciepła zachodzi w ciałach, gdy w kierunku strumienia ciepła, tj. w kierunku gradientu temperatury nie ma makroskopowego przemieszczania substancji. Zwykle jest tak w ciałach stałych. Przykładem przewodzenia ciepła w ciałach gazowych może być tzw. grzanie sufitowe^{x)}. Za przewodzenie ciepła w praktyce przyjmujemy również przekazywanie ciepła zachodzące w płynie, gdy wpływ makroskopowego ruchu substancji na wielkość przewodzonego strumienia ciepłego w kierunku gradientu temperatury jest pomijalny.

Unoszenie ciepła następuje wtedy, gdy przekazywanie go odbywa się przez przemieszczenie substancji w kierunku strumienia ciepła. W praktyce, co zwykle ma miejsce, gdy ruch ten decyduje o wielkości przekazywanego strumienia ciepła mówimy o unoszeniu ciepła. Konwekcja zachodzi w płynach a najczęściej między ciałem stałym a otaczającym go płynem.

Promieniowanie odbywa się przez wysyłanie fal elektromagnetycznych. Każde ciało jest źródłem promieniowania, inaczej źródłem fal elektromagnetycznych. Ten sposób przekazywania ciepła w odróżnieniu od przewodzenia i unoszenia może zachodzić w próżni.

Wymienione sposoby przekazywania ciepła rzadko występują oddzielnie. Najczęściej spotykane są przypadki połączonego przekazywania ciepła:

- przejmowanie (wnikanie);
- przenikanie ciepła.

Przejmowanie ciepła jest to połączony przypadek unoszenia i promieniowania, zwykle zachodzący między ciałem stałym a płynnym.

Przenikanie ciepła jest przekazywaniem ciepła między dwoma płynami rozgrzanych przegrodą stałą; występuje tam jednocześnie przewodzenie i dwukrotne przejmowanie ciepła.

^{x)} Jeżeli temperatura sufitu jest wyższa od temperatury stykającego się z nim gazu, to siły wyporu w gazie uniemożliwiają pionowy ruch makroskopowy.

23.1. Przewodzenie ciepła

Przewodzenie ciepła jest zjawiskiem skomplikowanym, w którym niepoślednią rolę odgrywa ruch tzw. wolnych elektronów i mikroskopowy ruch drgający cząstek i atomów. Ruch wolnych elektronów występuje w większym stopniu w metalach.

Podstawowym prawem rządzącym przewodzeniem ciepła jest prawo Fouriera.

$$\dot{Q} = -F\lambda \text{ grad } \theta, \quad (23-4)$$

w którym $\dot{Q} = Q/\tau$ - strumień ciepła.

Dla jednokierunkowego przewodzenia ciepła (rys. 23-1)

$$\dot{Q} = -F\lambda \frac{d\theta}{dx}, \quad (23-5)$$

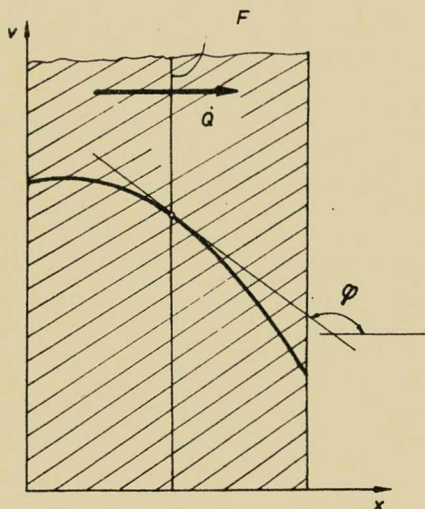
przy czym F - pole przekroju, przez które odbywa się przewodzenie ciepła,

θ - temperatura ciała stałego,

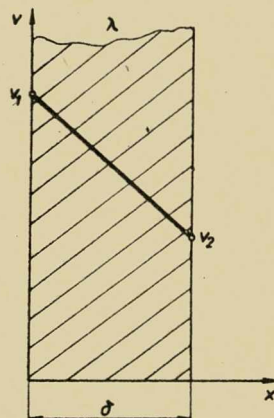
$d\theta/dx = \text{tg } \varphi$ - gradient temperatury w polu przekroju,

λ - współczynnik przewodzenia ciepła zależny od rodzaju materiału.

Współczynniki przewodzenia ciepła dla metali są największe, podobnie jak przewodności elektryczne, najmniejsze dla gazów (tabela 25-2).



Rys. 23-1. Przewodzenie jednoosiowe ciepła przez ścianę płaską



Rys. 23-2. Ustalone przewodzenie ciepła przez ścianę płaską

23.1.1. Jednoosiowe ustalone przewodzenie ciepła ($\dot{Q} = \text{idem}$)

1. Ściana płaska. Równanie Fouriera dla jednoosiowego przewodzenia (rys. 23-2) ma postać

$$\dot{Q} = -F \lambda \frac{d\theta}{dx}. \quad Q = F \lambda \cdot \frac{T_1 - T_2}{\delta} \quad (23-6)$$

Dla ustalonego przewodzenia $\dot{Q} = \text{idem}$ zmienia się tylko temperatura θ i odcięta x . Mnożąc przez dx obie strony równania rozdzielimy zmienne, czyli

$$\dot{Q} dx = -F \lambda d\theta. \quad (23-7)$$

Całkując powyższe równanie stronami x w granicach od 0 do δ , θ zmienia się od θ_1 do θ_2 , otrzymamy

$$\dot{Q} = F \frac{\lambda}{\delta} (\theta_1 - \theta_2). \quad (23-8)$$

Stosunek $\delta/\lambda = R_\lambda$ nazywamy oporem cieplnym przewodzenia ciepła dla przegrody płaskiej i wzór (23-8) możemy przedstawić w postaci

$$\dot{Q} = F \frac{\theta_1 - \theta_2}{R_\lambda}. \quad (23-9)$$

Strumień ciepła jest proporcjonalny do różnicy temperatur, a odwrotnie proporcjonalny do oporu cieplnego. Równanie to jest analogiczne do równania rozprywu prądu elektrycznego; $\theta_1 - \theta_2$ jest analogiczne do różnicy potencjału elektrycznego, a R_λ oporu elektrycznego. Jeśli przegroda jest n -warstwowa, to opór cieplny liczymy jako sumaryczny

$$R_\lambda = \sum_{i=1}^{i=n} \left(\frac{\delta}{\lambda} \right)_i. \quad (23-10)$$

Rozkład temperatur w płaskiej przegrodzie jest liniowy.

2. Przegroda rurowa. W omawianym przypadku (rys. 23-3)

$$F = 2 \pi x L, \quad (23-11)$$

gdzie x zmienia się od $d_w/2$ do $d_z/2$.

Wstawiając do równania Fouriera równanie (23-11) otrzymamy

$$\dot{Q} = -2 \pi x L \lambda \frac{d\theta}{dx}. \quad (23-12)$$

Mnożąc obie strony równanie przez dx/x rozdzielimy zmienne i otrzymamy

$$\dot{Q} \frac{dx}{x} = -2\pi L \lambda d \vartheta, \quad (23-13)$$

a po scałkowaniu

$$\vartheta = -\frac{\dot{Q}}{2\pi L \lambda} \ln x + C, \quad (23-14)$$

w którym C - stała całkowania.

Z równania (23-14) wynika, że przy ustalonym przewodzeniu ciepła przez przegrodę rurową rozkład temperatur w ścianie jest linią logarytmiczną.

Zakładając granice całkowania jak na rys. 23-3, otrzymamy po scałkowaniu i przekształceniu wzór na strumień ciepła

$$\dot{Q} = 2\pi L \lambda \frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{\ln \frac{d_z}{d_w}}. \quad (23-15)$$

Przyjmując opór cieplny przewodzenia dla ściany rurowej jako

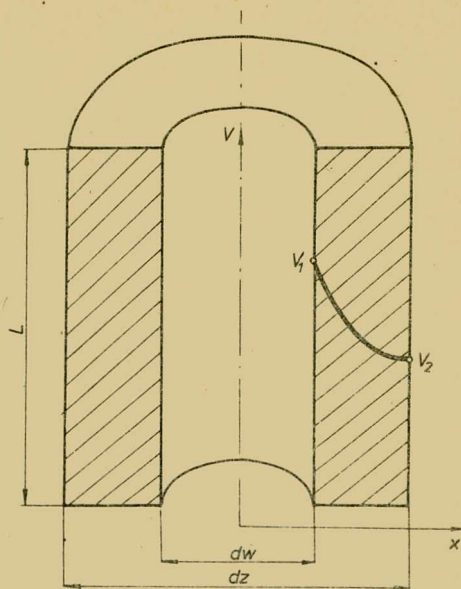
$$R_{\lambda r} = \frac{\ln \frac{d_z}{d_w}}{2\lambda} \quad (23-16)$$

możemy napisać

$$\dot{Q} = \pi L \frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{R_{\lambda r}}. \quad (23-17)$$

Gdy przegroda rurowa jest n -warstwowa, wówczas opór cieplny liczymy jako sumaryczny

$$R_{\lambda r} = \sum_{i=1}^{i=n} \frac{\ln \frac{d_z}{d_w}}{2\lambda}. \quad (23-18)$$

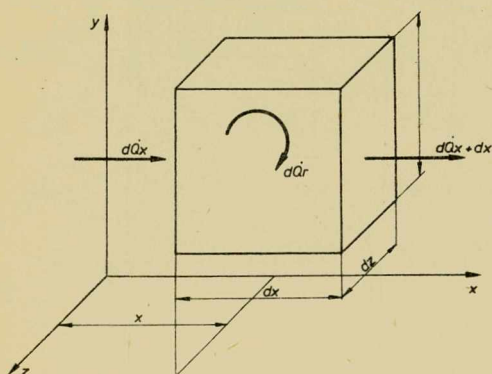


Rys. 23-3. Ustalone przewodzenie ciepła przez ścianę rurową

23.1.2. Przewodzenie ciepła nieustalone

Rozpatrzmy proces izobarycznego ogrzewania niewielkiego elementu ciała (rys. 23-4) o bokach dx , dy , dz . W elemencie tym są wewnętrzne źródła energii (np. ciała, w których odbywają się termiczne reakcje chemiczne lub jądrowe, ciała z wydzielaniem ciepła Joule'a itp.) o wydajności $\dot{q}_r$ W/m³ z jednostki objętości.

W bilansie energii ciepło pochodzące z wewnętrznych źródeł energii traktujemy jak przekazane z zewnątrz.



Rys. 23-4. Nieustalone przewodzenie ciepła z wewnętrznymi źródłami energii

Rozpatrując jednokierunkowe przewodzenie ciepła (elementu ogrzewanego izobarycznie) w kierunku osi x na podstawie bilansu energii możemy napisać

$$d\dot{I} = d\dot{Q}_x + d\dot{Q}_r - d\dot{Q}_{x+dx}. \quad (23-19)$$

Ponieważ

$$d\dot{Q}_{x+dx} = d\dot{Q}_x + \frac{\partial \dot{Q}_x}{\partial x} dx, \quad (23-20)$$

więc

$$d\dot{I} = d\dot{Q}_r - \frac{\partial \dot{Q}_x}{\partial x} dx. \quad (23-21)$$

Zgodnie z równaniem Fouriera strumień ciepła przewodzony przez pole powierzchni $dF = dy \cdot dz$ obliczamy jako

$$\dot{Q}_x = -dy \, dz \, \lambda \frac{d\theta}{dx}, \quad (23-22)$$

Z równania (23-22) otrzymamy dla $\lambda = \text{const}$

$$\frac{\partial \dot{Q}_x}{\partial x} dx = -dy \, dz \, \lambda \frac{d^2\theta}{dx^2} dx; \quad (23-23)$$

Strumień ciepła z wewnętrznych źródeł energii wyniesie

$$\dot{Q}_r = dx \, dy \, dz \, \dot{q}_r. \quad (23-24)$$

Prędkość przyrostu entalpii rozpatrywanego elementu ciała obliczamy jako

$$d\dot{I} = dx \, dy \, dz \, \rho \, c_p \frac{d\theta}{d\tau} \quad (23-25)$$

gdzie ρ - gęstość ciała.

Wykorzystując równania (23-22)-(23-25) w równaniu (23-21) otrzymamy

$$dx \, dy \, dz \, \rho \, c_p \frac{d\theta}{d\tau} = dx \, dy \, dz \cdot \dot{q}_r + dy \, dz \frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} dx. \quad (23-26)$$

Dla jednoosiowego przewodzenia ciepła nieustalonego przy istniejących wewnętrznych źródłach energii otrzymamy

$$\frac{d\theta}{d\tau} = \frac{\lambda}{c_p \rho} \frac{d^2\theta}{dx^2} + \frac{\dot{q}_r}{c_p \rho}. \quad (23-27)$$

Rozpatrując przewodzenie ciepła w trzech kierunkach x, y, z dochodzimy do wzoru

$$\frac{d\theta}{d\tau} = a \left(\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\theta}{\partial z^2} \right) + \frac{\dot{q}_r}{c_p \rho}, \quad (23-28)$$

w którym $a = \lambda / c_p \rho$ - tzw. współczynnik przewodzenia temperatury.

Równanie (23-28) nosi nazwę uogólnionego równania Fouriera - dla przewodzenia ciepła nieustalonego i można je odczytać następująco: szybkość zmiany temperatury elementu ciała w czasie jest proporcjonalna do zmiany gradientu temperatury w przestrzeni i wydajności wewnętrznych źródeł energii.

Omawiane równanie można zapisać za pomocą różniczkowego operatora Laplace'a ∇^2 , tzw. laplasjanu. Otrzymamy

$$\frac{d\theta}{d\tau} = a \nabla^2 \theta + \frac{\dot{q}_r}{c_p \rho}. \quad (23-29)$$

Dla przewodzenia ciepła ustalonego równanie sprowadza się do postaci tzw. równania Poissona

$$\nabla^2 \vartheta + \frac{\dot{q}}{\lambda} = 0, \quad (23-30)$$

a w przypadku braku wewnętrznych źródeł energii do postaci równania Laplace'a

$$\nabla^2 \vartheta = 0. \quad (23-31)$$

Dla jednoosiowego przewodzenia ciepła nieustalonego bez wewnętrznych źródeł energii, równanie (23-27) przyjmuje postać równania Fouriera

$$\frac{d\vartheta}{d\tau} = a \frac{d^2\vartheta}{dx^2}, \quad (23-32)$$

które ma kilka rozwiązań szczególnych, typu:

$$\vartheta = e^{-p^2 a \tau} \sin px; \quad (23-33)$$

$$\vartheta = e^{-p^2 a \tau} \cos px; \quad (23-34)$$

lub

$$\vartheta = e^{-x\sqrt{p/2a}} \cos(p\tau - x\sqrt{p/2a} + q), \quad (23-35)$$

w których p, q - stałe całkowania.

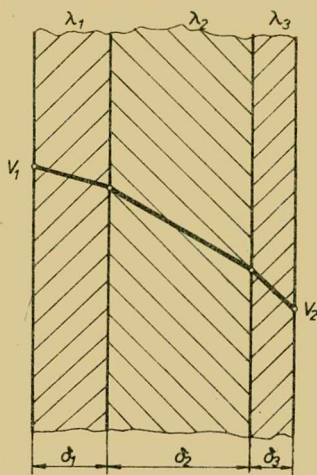
Także każdy wielomian będący sumą z wymienionych wyrażeń pomnożonych przez stałe C_n i D_m będzie rozwiązaniem szczególnym, czyli

$$\vartheta = \sum_{n=1}^{n=\infty} C_n e^{-p_n^2 a \tau} \sin p_n x + \sum_{m=1}^{m=\infty} D_m e^{-p_m^2 a \tau} \cos p_m x + C. \quad (23-36)$$

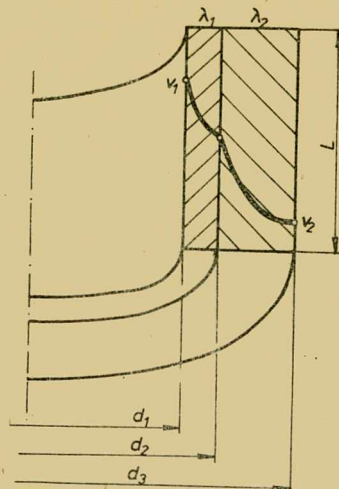
O doborze funkcji decydują warunki brzegowe pozwalające ustalić odpowiednią dla danego zagadnienia zależność $\vartheta = f(x, \tau)$.

Przykład 23-1. Obliczyć jednostkowe straty ciepła ponoszone przez mur złożony z trzech warstw (rys. 23-5): warstwy szamotu $\delta_1 = 0,20$ m, $\lambda_1 = 1,20$ W/(m·K), warstwy cegły czerwonej $\delta_2 = 0,40$ m, $\lambda_2 = 0,80$ W/(m·K) i tynku grubości $\delta_3 = 0,01$ m, $\lambda_3 = 0,79$ W/(m·K), jeśli różnice temperatur skrajnych warstw $\vartheta_1 - \vartheta_2 = 500$ K.

$$\dot{q} = \frac{1}{R_\lambda} (\vartheta_1 - \vartheta_2) W/m^2,$$



Rys. 23-5. Przegroda płaska trójwarstwowa



Rys. 23-6. Przegroda rurowa dwuwarstwowa

$$R_{\lambda} = \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3} = \frac{0,2}{1,2} + \frac{0,40}{0,80} + \frac{0,01}{0,79} = 0,679 \text{ m}^2 \text{ K/W},$$

$$\frac{1}{R_{\lambda}} = \frac{1}{0,679} = 1,475 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K)}.$$

$$\dot{q} = 1,475 \cdot 500 = 737 \text{ W/m}^2.$$

Przykład 23-2. Stalowa rura $\varnothing$ 65 mm (rys. 23-6) jest pokryta na wewnętrznej powierzchni osadem kamiennym kotłowym o grubości warstwy 1 mm. Obliczyć strumień ciepła przypadający na 1 m, jeśli dla stali $\lambda_2 = 40 \text{ W/(m} \cdot \text{K)}$, a dla kamienia kotłowego $\lambda_1 = 2 \text{ W/(m} \cdot \text{K)}$. Różnica temperatur $\vartheta_1 - \vartheta_2 = 5 \text{ K}$.

$$\dot{q} = \frac{1}{R_{\lambda r}} (\vartheta_1 - \vartheta_2),$$

$$R_{\lambda r} = \frac{\ln \frac{d_2}{d_1}}{2 \lambda_1} + \frac{\ln \frac{d_3}{d_2}}{2 \lambda_2},$$

$$R_{\lambda r} = \frac{\ln \frac{50}{48}}{2,2} + \frac{\ln \frac{65}{50}}{2,40} = 0,0125 \text{ (m} \cdot \text{K)/W},$$

$$\frac{1}{R_{\lambda r}} = \frac{1}{0,0125} = 80 \text{ W/(m}\cdot\text{K)},$$

$$\dot{q} = 80 \cdot 5 = 400 \text{ W/m.}$$

23.2. Przejmowanie ciepła

Połączony przypadek przekazywania ciepła przez konwekcję i radiację, zwany przejmowaniem ciepła (por. rys. 23-7), opisuje równanie Newtona

$$\dot{Q} = F \alpha (\vartheta - t), \quad (23-37)$$

w którym F - pole powierzchni,

ϑ - temperatura ściany,

t - temperatura płynu,

α - współczynnik przejmowania (wnikania) ciepła.

Wpływ konwekcji i radiacji jest ujęty przez składniki współczynnika przejmowania ciepła

$$\alpha = \alpha_k + \alpha_r, \quad (23-38)$$

gdzie α_k - ujemuje wpływ konwekcji (tzw. współczynnik konwekcji),

α_r - współczynnik przejmowania ciepła za pomocą promieniowania.

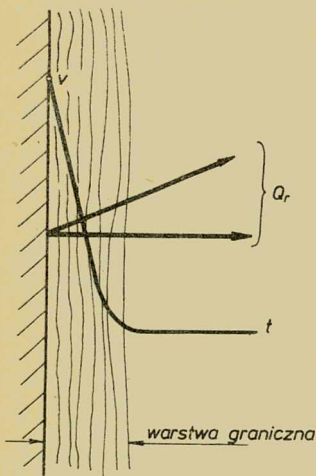
Dla ściany płaskiej oporem cieplnym przejmowania ciepła nazywamy $R_\alpha = 1/\alpha$, wtedy równanie Newtona przyjmie postać

$$\dot{Q} = F \cdot \frac{\vartheta - t}{R_\alpha}. \quad (23-39)$$

W niskich temperaturach wpływ promieniowania jest mniejszy i nieraz przejmowanie ciepła można traktować jako konwekcję^{x)}. W temperaturach wysokich konwekcja jest pomijana i obliczenie można przeprowadzać jak dla czystego promieniowania.

Wielkość współczynnika konwekcji zależy od właściwości płynu i zmienia się w bardzo szerokich granicach. W tabeli 23-1 podano orientacyjne

^{x)} Dla dużej emisyjności ε ściany (patrz P.C. tabl. 14.8) mimo niskich temperatur wpływ α_r wobec α_k może nie być pomijalny.



Rys. 23-7. Przejmowanie ciepła od ścianki do płynu.

T a b e l a 23-1

Orientacyjne zakresy współczynnika konwekcji

Płyn	α_k W/m ²
Powietrze	5-80
Ciecze lekkie	50-350
Woda nie wrząca	500-10000
Woda wrząca (1 bar)	1000-20000
Para skraplająca się	4000-40000

zakresy α_k .

W wysokich temperaturach czynnika i dużych prędkościach uzyskuje się duże wartości współczynnika konwekcji.

23.3. Przenikanie ciepła

Przenikanie ciepła odbywa się pomiędzy dwoma płynami rozgraniczonymi przegrodą stałą. Rozpatrujemy je jako przypadek złożony z dwu przejmowań ciepła po stronach obu płynów i przewodzenia ciepła przez przegrodę stałą.

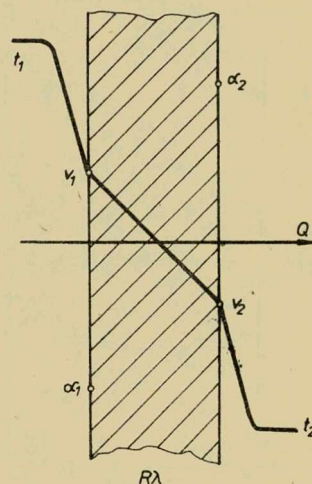
23.3.1. Przegroda płaska

Opór cieplny przewodzenia przez przegrodę (jedno- lub wielowarstwową) wynosi $R_\lambda = \sum \frac{\delta}{\lambda}$, współczynnik przejmowania ciepła po stronie płynu I wynosi α_1 , po stronie płynu II - α_2 . Temperatury płynów odpowiednio: t_1 i t_2 (por. rys. 23-8).

Korzystając z równania Newtona i Fouriera zapisujemy

$$\dot{Q} = F \alpha_1 (t_1 - \theta_1), \quad (23-40)$$

$$\dot{Q} = F \frac{\theta_1 - \theta_2}{\sum \frac{\delta}{\lambda}}, \quad (23-41)$$



Rys. 23-8. Przenikanie ciepła przez przegrodę płaską

$$\dot{Q} = F \alpha_2 (\vartheta_2 - t_2). \quad (23-42)$$

Przekształcając układ równań względem różnic temperatur otrzymamy

$$\frac{\dot{Q}}{F \alpha_1} = t_1 - \vartheta_1, \quad (23-43)$$

$$\frac{\dot{Q}}{F} \sum \frac{\delta}{\lambda} = \vartheta_1 - \vartheta_2, \quad (23-44)$$

$$\frac{\dot{Q}}{F \alpha_2} = \vartheta_2 - t_2. \quad (23-45)$$

Dodając stronami otrzymany układ równań i biorąc przed nawias wyrażenie $\dot{Q}/F$, które jest stałe dla ustalonego przekazywania ciepła przez przegrodę płaską, otrzymamy

$$\frac{\dot{Q}}{F} \left(\frac{1}{\alpha_1} + \sum \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \right) = t_1 - t_2, \quad (23-46)$$

dlatego wzór na strumień ciepła przekazywany drogą przenikania ciepła przez przegrodę płaską możemy zapisać

$$Q = F \frac{t_1 - t_2}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}. \quad (23-47)$$

Wprowadzając pojęcie współczynnika przenikania ciepła zwanego współczynnikiem Pecleta^{x)}

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} \quad (23-48)$$

możemy równanie (23-47) sprowadzić do postaci tzw. równania Pecleta

$$\dot{Q} = Fk (t_1 - t_2) \quad (23-49)$$

lub jego odmiany

$$\dot{Q} = F \frac{t_1 - t_2}{R_k}, \quad (23-50)$$

w której $R_k = 1/k$ - opór cieplny przenikania ciepła przez przegrodę płaską.

^{x)} Wartość współczynnika przenikania ciepła zgodnie ze wzorem (23-48) jest zawsze mniejsza od najmniejszego α .

Rozpisując R_k otrzymamy wzór

$$R_k = R_{\alpha_1} + R_{\lambda} + R_{\alpha_2} = \frac{1}{\alpha_1} + \sum \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}, \quad (23-51)$$

czyli opór przenikania ciepła jest sumą oporów składowych dwu przejmowań i przewodzenia ciepła.

23.3.2. Przegroda rurowa

Do rozgraniczania płynów najczęściej jest stosowana przegroda rurowa (rys. 23-9). Może być ona jedno- lub wielowarstwowa. W przypadku przegrody wielowarstwowej $R_{\lambda r}$ należy rozumieć jako opór cieplny zastępczy równy sumie oporów składowych (23-18). Korzystając z równań Newtona i poznanych równań dla przewodzenia ciepła przez przegrodę rurową

$$\dot{Q} = \pi d_1 L \alpha_1 (t_1 - \vartheta_1), \quad (23-52)$$

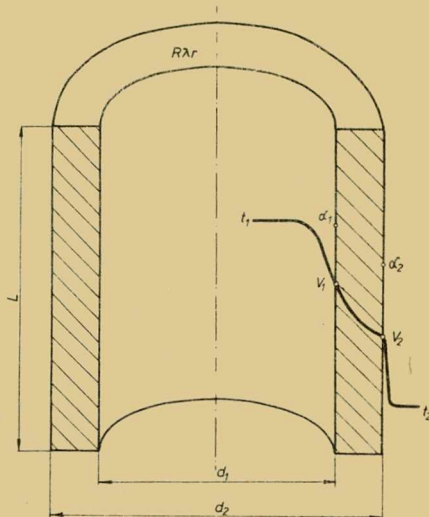
$$\dot{Q} = \pi L \frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{R_{\lambda r}}, \quad (23-53)$$

$$\dot{Q} = \pi d_2 L \alpha_2 (\vartheta_2 - t_2). \quad (23-54)$$

Przekształcając układ równań względem różnic temperatur i dodając stronami (podobnie jak to uczyniono dla przegrody płaskiej) otrzymamy, biorąc przed nawias po lewej stronie wyrażenie $\dot{Q}/L$, wzór

$$\frac{\dot{Q}}{L} \left(\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \sum \frac{\ln \frac{d_z}{d_w}}{2 \lambda} + \frac{1}{\alpha_2 d_2} \right) = t_1 - t_2, \quad (23-55)$$

czyli równanie na strumień ciepła przenikający przez przegrodę rurową -
- równanie Pecleta dla przegrody rurowej



Rys. 23-9. Przenikanie ciepła przez przegrodę rurową

$$\dot{Q} = \pi L \frac{t_1 - t_2}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \sum \frac{\ln \frac{z}{d_w}}{2 \lambda} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}}. \quad (23-56)$$

Oznaczając sumę oporów cieplnych odpowiednio jako

$$\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \sum \frac{\ln \frac{z}{d_w}}{2 \lambda} + \frac{1}{\alpha_2 d_2} = R_{\alpha r_1} + R_{\lambda r} + R_{\alpha r_2} = R_{kr} \quad (23-57)$$

równanie Pecleta przyjmie postać

$$\dot{Q} = \pi L \frac{t_1 - t_2}{R_{kr}} \quad (23-58)$$

lub wprowadzając dla przegrody rurowej współczynnik przenikania ciepła, tzw. współczynnik Pecleta $k_r = 1/R_k$ równanie Pecleta da się zapisać w postaci

$$\dot{Q} = \pi L k_r (t_1 - t_2). \quad (23-59)$$

23.3.3. Wymienniki ciepła

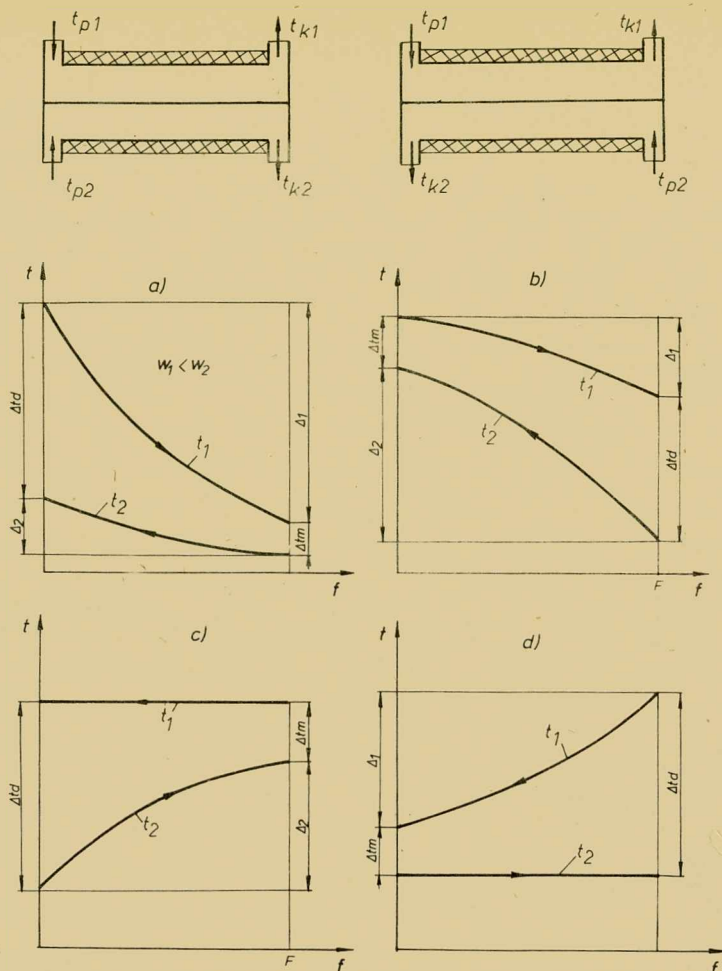
Jeżeli temperatury t_1 płynu 1 i t_2 płynu 2 są zmienne w przestrzeni, ale niezależne od czasu, to dla obliczenia ciepła przenikającego od jednego płynu do drugiego, należy zastosować średnią różnicę Δt_{sr} temperatur płynów.

Przypadek taki występuje m. in. w wymiennikach współprądowych, gdy kierunki i zwroty przepływu obu płynów są zgodne, w wymiennikach przeciwprądowych, gdy kierunki przepływów są zgodne ale zwroty przeciwne (rys. 23-10) i w wymiennikach o dowolnych kierunkach prądów w skraplaczu, gdy $t_1 = \text{idem}$ oraz parownika, gdy $t_2 = \text{idem}$. Dla tych wymienników^{x)} średnią różnicę temperatur należy obliczyć jako

$$\Delta t_{sr} = \frac{\Delta t_d - \Delta t_m}{\ln \frac{\Delta t_d}{\Delta t_m}}, \quad (23-60)^{xx)}$$

x) w wymiennikach tych obowiązuje liniowa zależność między temperaturami t_1 i t_2 .

xx) Gdy $\Delta t_d / \Delta t_m \leq 1,5$, średnią różnicę temperatur można w przybliże-



Rys. 23-10. Rozkład temperatur w wymienniku: a - współprądowym, b - przeciwprądowym, c - skraplaczu, d - parowniku

przy czym Δt_d - największa występująca różnica temperatur płynów we wlocie lub wylocie,

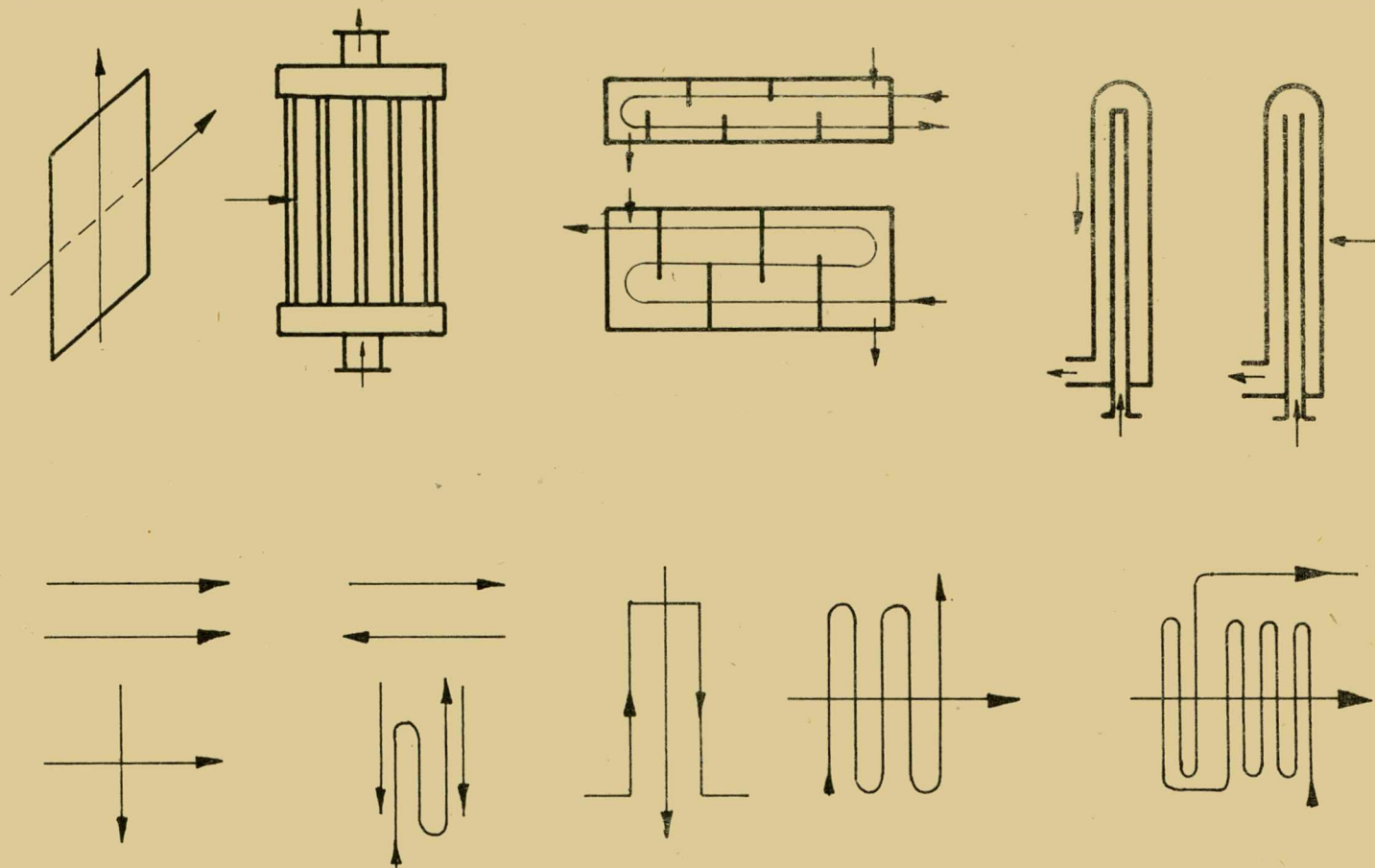
Δt_m - najmniejsza różnica temperatur.

Dla układów prądów skrzyżowanych i mieszanych przedstawionych schematycznie na rys. 23-11 średnią różnicę Δt_m temperatur liczy się ze wzoru

$$\Delta t_m = \epsilon \Delta t_{pp} \quad (23-61)$$

gdzie ϵ - współczynnik poprawkowy,

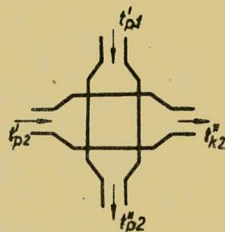
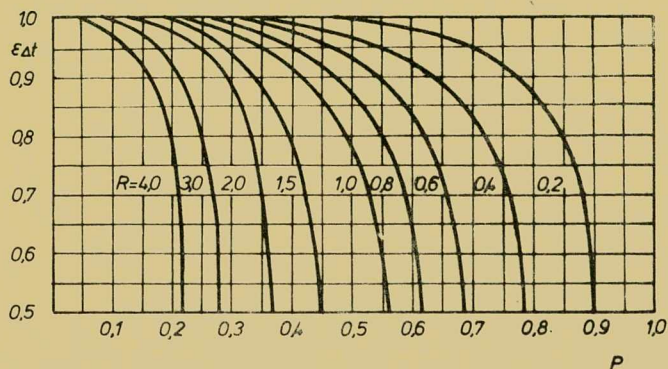
niu obliczyć jako średnią arytmetyczną $\Delta t_{sr} = (\Delta t_d + \Delta t_m)/2$.



Rys. 23-11. Schematyczny układ prądów skrzyżowanych i mieszanych

Δt_{pp} - średnia różnica temperatur między płynami liczona jak dla przeciwprądu.

Współczynnik poprawkowy ϵ dla prądów skrzyżowanych przyjmuje się dla wielkości $P = \Delta_1/\Delta t_{\max}$, $R = \Delta_1/\Delta_2$ z wykresu przedstawionego na rys. 23-12^{x)}.



Rys. 23-12. Poprawka $\epsilon_{\Delta t}$ dla prądu skrzyżowanego

Dla prądów mieszanych odczytuje się ϵ z wykresów (o budowie podobnej jak na rys. 23-12) sporządzonych dla każdego układu prądu oddzielnie (patrz [3] rozdz. 6.2.2.2.).

Równanie Pecleta dla wymiennika płaskiego ma postać

$$\dot{Q} = Fk \Delta t_{sr} \quad (23-62)$$

i dla wymiennika rurowego

$$\dot{Q} = \pi L k_r \Delta t_{sr}. \quad (23-63)$$

Ze wzorów (23-62) i (23-63) liczymy albo wydajność $\dot{Q}$ wymiennika, albo dla założonej wydajności jego wielkość $F \text{ m}^2$ (lub $L \text{ m}$).

Przykład 23-3. Obliczyć zapotrzebowanie sumaryczne L rur stalowych $\varnothing 57/50$ potrzebnych do zaprojektowania wymiennika ciepła o wydajności $\dot{Q} = 100\,000 \text{ W}$. W wymienniku tym olej jest chłodzony wodą.

Dane: dla oleju $t_{p1} = 70^\circ\text{C}$, $t_{k1} = 40^\circ\text{C}$, $\alpha_1 = 300 \text{ W/m}^2$,
dla wody $t_{p2} = 15^\circ\text{C}$, $\alpha_2 = 3000 \text{ W/m}^2$,
dla stali $\lambda = 40 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$

$$L = \frac{\dot{Q}}{\pi k_r \Delta t_{sr}}.$$

Opór cieplny przenikania i współczynnik Pecleta dla przegrody rurowej zapisujemy jako

^{x)} Dla prądów skrzyżowanych ϵ można także odczytać z FC tabeli 6.1, rozdz. 6.2.2.

$$R_{k_1} = \frac{1}{k_r} = \frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{\ln \frac{d_2}{d_1}}{2 \lambda} + \frac{1}{\alpha_2 d_2},$$

$$R_{k_r} = \frac{1}{3000 \cdot 0,050} + \frac{\ln \frac{0,057}{0,050}}{2,40} + \frac{1}{300 \cdot 0,057} = 0,0670 \text{ (m}\cdot\text{K)/W},$$

$$k_r = \frac{1}{0,0670} = 14,95 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}.$$

Średnia różnica Δt_{sr} temperatur

$$\Delta t_d = 70 - 15 = 55 \text{ K}.$$

Temperatura wody przy wyjściu z wyniennika wynosi 25°C

$$\Delta t_m = 40 - 25 = 15 \text{ K}$$

$$\Delta t_{sr} = \frac{\Delta t_d - \Delta t_m}{\ln \frac{\Delta t_d}{\Delta t_m}} = \frac{55 - 15}{\ln \frac{55}{15}} = 30,9 \text{ K}.$$

Zapotrzebowanie rur wyrażamy wzorem

$$L = \frac{100\ 000}{14,95 \cdot 30,9} = 69 \text{ m}.$$

23.4. Obliczanie współczynnika konwekcji

W równaniach Pecleta występuje współczynnik k , którego składnikiem jest współczynnik α_k konwekcji. Przekazywanie ciepła drogą konwekcji jest zagadnieniem bardzo skomplikowanym.

Najogólniej konwekcję dzielimy na konwekcję o ruchu wymuszonym, gdy ruch płynu jest wywołany działaniem sił zewnętrznych (np. pompą, różnicą poziomów cieczy itp.) i konwekcję swobodną, gdy ruch płynu jest wywołany siłami grawitacyjnymi, tj. siłami wyporu w polu grawitacyjnym.

Zarówno konwekcję wymuszoną, jak i swobodną dzieli się na wiele odrębnych działów, w których występują odmienne zjawiska opisywane równaniami o odmiennym zestawie, tzw. liczb znamiennych zwanych także liczbami kryterialnymi lub modułami bezwymiarowymi.

Stosowane obecnie równania obliczeniowe są zwykle tzw. równaniami kryterialnymi, wyprowadzonymi na podstawie teorii podobieństwa, zwaną teo-

rią modeli. We wzorach tych współczynniki liczbowe zwykle są określane na podstawie doświadczeń przeprowadzonych na modelach.

23.4.1. Konwekcja wymuszona o ruchu burzliwym

Podstawowym równaniem kryterialnym (modułowym) opisującym ten typ konwekcji jest

$$N_u = C Re^A Pr^B, \quad (23-64)$$

w którym $N_u = \alpha d / \lambda$ - liczba znamienna Nusselta,
 $Re = wd / \nu = \dot{g}d / \eta$ - liczba znamienna Reynoldsa,
 $Pr = c \eta / \lambda$ - liczba znamienna Prandtla,
 α - współczynnik konwekcji,
 d - średnica,
 λ - współczynnik przewodzenia ciepła,
 ν - lepkość kinematyczna,
 η - lepkość dynamiczna,
 $\dot{g} = w \cdot \rho$ - jednostkowe natężenie przepływu,
 ρ - gęstość.

Współczynniki C , A i B określa się z badań modelowych, wyniki niektórych przypadków podano w tabeli 23-2.

T a b e l a 23-2

Współczynniki C , A , B do wzoru (23-64)

Przypadek	C	A	B	Uwagi
Przepływ w rurze (mała lepkość czynnika)	0,023	0,8	0,4	$Re > 2100$
Przepływ w rurze (duża lepkość czynnika) ($\eta > 2 \eta$ wody)	$0,027 \left(\frac{\eta}{\eta_s} \right)^{0,14}$	0,8	0,33	η_s - lepkość dla θ_{sr}^x $Re > 10000$
Przepływ prostopadły do pojedynczej rury	0,26	0,6	0,3	$Re > 1000$ temperatura obliczeniowa t_{gr}
Przepływ prostopadły do drutu	0,86	0,43	0,3	$Re = 0,1-200$ temperatura obliczeniowa t_{gr}

^{x)} θ_{sc} - temperatura ścianki, t - średnia temperatura gazu, temperatura warstwy przysciennej.

Dla tego typu konwekcji chętnie stosuje się uproszczone wzory Schacka.

Dla przepływu gazów wewnątrz rur:

$$\alpha = \varphi \frac{w^{0,75}}{d^{0,25}} \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K)}, \quad (23-65)$$

w którym $\varphi = 4,13 + 0,195 \text{ t}/100$ dla powietrza,

$\varphi = 4,19 + 0,256 \text{ t}/100$ dla spalin,

$\varphi = w \text{ T}/T$ – szybkość przepływu izobarycznego, zredukowana na warunki normalne:

dla przepływu cieczy wewnątrz rur

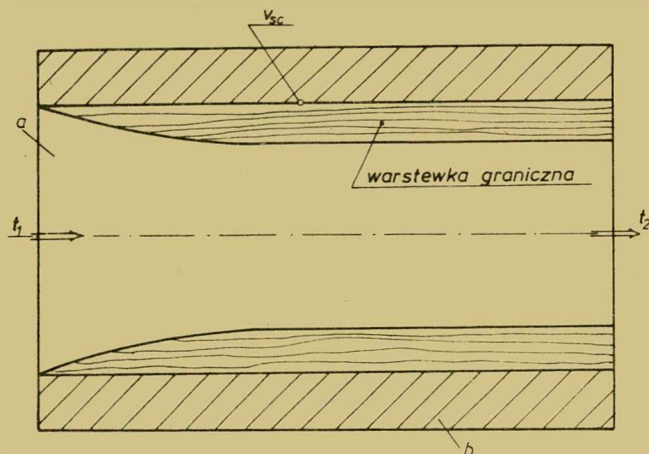
$$\alpha = \varphi w^{0,85} \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K)}, \quad (23-66)$$

w którym $\varphi = 3380 (1 + 0,014 \text{ t})$ dla wody,

$\varphi = 350 (1 + 0,014 \text{ t})$ dla oleju lekkiego,

$\varphi = 169 (1 + 0,014 \text{ t})$ dla oleju ciężkiego (gęstego).

Temperatury obliczeniowe średnica hydrauliczna. Większość parametrów fizycznych występujących w liczbach znamiennych jest m.in. funkcją temperatury. Ważne jest, dla jakiej temperatury należy przyjąć wartości tych parametrów? Pomocniczo wprowadzamy tzw. temperatury obliczeniowe. Przy przepływie przez rurociąg lub opływie przedmiotów stałych przez płyn powstaje tzw. warstewka graniczna albo przyścienna, zwana też warstewką Prandtla (rys. 23-13). Zwykle są to warstwy płynu leżące w bezpośredniej bliskości ściany, w których nie ma ruchów turbulentnych (burzliwych).



Rys. 23-13. Modelowy przepływ do wyznaczenia obliczeniowych temperatur płynu i ścianki; a – płyn, b – ściana

W niektórych przypadkach konwekcji parametry tej warstewki oraz jej opór cieplny, decydują o wielkości współczynnika konwekcji. Do obliczeń stosuje się średnią temperaturę:

$$t_{pk} = (t_1 + t_2)/2,$$

ścianki ϑ_{sc} ,

$$t_{gr} = (t_{pk} + \vartheta_{sc})/2.$$

Podczas przepływu płynów kanałem niekołowym należy średnicę przyjąć jako średnicę zastępczą - hydrauliczną

$$d_h = \frac{4f}{O}, \quad (23-67)$$

w której f - powierzchnia poprzecznego przekroju kanału (strugi),

O - obwód zwilżony.

Przykład 23-5. Wewnątrz rur o średnicy wewnętrznej 50 mm płynie powietrze o średniej temperaturze 100 °C i ciśnieniu 0,1 MPa ze średnią prędkością $w = 15$ m/s. Obliczyć współczynnik α konwekcji.

Dla ciśnienia 0,1 MPa i temperatury 100 °C z tabeli 25-2

$$\lambda = 0,0311 \text{ W/m K}, \quad 10^6 \nu = 23,3 \text{ m}^2/\text{s}, \quad Pr = 0,708.$$

Liczba Reynoldsa

$$Re = \frac{wd}{\nu} = \frac{15 \cdot 0,050}{23,3 \cdot 10^{-6}} = 32\,200 > Re_{kr}.$$

Ponieważ przepływ jest wymuszony i burzliwy, więc obowiązuje wzór

$$Nu = C Re^A Pr^B;$$

z tabeli 23-2 wynika, że

$$C = 0,023, \quad A = 0,8, \quad B = 0,4,$$

czyli

$$Nu = 0,023 \cdot 32\,200^{0,8} \cdot 0,708^{0,4} = 83,2,$$

stąd

$$\alpha = \frac{Nu \lambda}{d} = \frac{83,2 \cdot 0,0311}{0,050} = 52 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K)}.$$

Ze wzoru uproszczonego Schacka dla przepływu wewnątrz rur

$$\alpha = \phi \frac{w^{0,75}}{d^{0,25}},$$

dla powietrza

$$\phi = 4,13 + 0,195 \frac{t}{100} = 4,13 + 0,195 \frac{100}{100} = 4,325,$$

$$w_0 = 15 \frac{273}{273 + 100} = 11 \text{ m/s.}$$

$$\alpha = 4,325 \frac{11^{0,75}}{273 + 100} = 55 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K)}.$$

23.4.2. Konwekcja wymuszona o ruchu laminarnym

Dział ten został opracowany teoretycznie i dla zakresu $\text{Re Pr } d/L < 4,5$ (23-68) wykazuje wystarczającą zgodność z doświadczeniem -

$$\text{Nu} = 0,5 \text{ Re Pr } \frac{d}{L} = 0,5 \frac{4}{\pi} \text{ Gz,} \quad (23-68)$$

przy czym d - średnica przewodu,
 L - długość przewodu,
 $\text{Gz} = \dot{m} c_p / \lambda L$ - liczba Graetza,
 $\dot{m}$ - natężenie przepływu.

Dla $\text{Re Pr } d/L > 13$ Sieder i Tate na podstawie doświadczeń ustalili następującą relację w postaci kryterialnej

$$\text{Nu} = 1,86 \left(\frac{\eta}{\eta_s} \right)^{0,14} \left(\text{Re Pr } \frac{d}{L} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (23-69)$$

przy czym η - lepkość dla średniej temperatury płynu,
 η_s - lepkość dla średniej temperatury ściany.

23.4.3. Konwekcja swobodna bez zmiany stanu skupienia (naturalna)

Podstawowym równaniem kryterialnym opisującym przebieg swobodnej konwekcji jest

$$\text{Nu} = C \cdot \text{Gr}^1 \cdot \text{Pr}^1, \quad (23-70)$$

w którym $\text{Gr} = g \beta \Delta t h^3 / \nu^2$ - liczba znamienna Graschoffa,
 g - przyspieszenie ziemskie,
 β - współczynnik rozszerzalności objętościowej^{x)},
 Δt - różnica temperatur między ścianą a płynem,
 h - wysokość ściany, dla rur poziomych średnica rury.

Wielkość współczynnika C w zależności od pomocniczej wielkości Gr Pr , określająca intensywność procesu konwekcji naturalnej jest podana w tabeli 23-3.

^{x)} Dla gazów współczynnik ten można obliczyć z przybliżeniem ze wzoru $\beta \approx 1/T_{p\bar{x}}$.

T a b e l a 23-3

Współczynnik C do wzoru (23-70)

Rodzaj powierzchni przekazującej ciepło	Zakresy iloczynu $Gr \cdot Pr$		Źródło uwagi
	I) $10^3 - 10^9$	II) $> 10^9$	
Ściana pionowa (cylinder pionowy)	0,54	0,136	Michejew zakresy $Gr \cdot Pr$ I) $5 \cdot 10^2 - 2 \cdot 10^7$ II) $> 2 \cdot 10^7$
Rura pozioma (druć)	0,53	0,11	Rise, Brown i Marco
Płyta pozioma przeka- zująca ciepło do góry	0,54	0,14	Fichenden i Saunders

Wykładnik potęgowy i należy przyjąć dla zakresów:

$$Gr \cdot Pr < 10^3, \quad i < \frac{1}{4},$$

$$Gr \cdot Pr = 10^3 - 10^9, \quad i = \frac{1}{4},$$

$$Gr \cdot Pr > 10^9, \quad i = \frac{1}{3}.$$

W niektórych przypadkach konwekcji naturalnej wzór ogólny można uprościć:

a) dla ściany pionowej, gdy $Gr \cdot Pr = 10^3$ do 10^9

$$\alpha = A \left(\frac{\Delta t}{h} \right)^{\frac{1}{4}} \text{ W/m}^2, \quad (23-71)$$

gdzie A jest współczynnikiem zależnym tylko od temperatury. W tabeli 23-4 podano wartości współczynnika A dla powietrza, a dla wody w tabeli 23-5.

T a b e l a 23-4

Współczynnik A do wzoru (23-71) dla powietrza

t_{gr}	0	50	100	200	300	500	1000
A	1,42	1,32	1,27	1,22	1,10	0,99	0,81

T a b e l a 23-5

Współczynnik A do wzoru (23-71) (dla wody)

t_{gr}	0	20	40	60	80	10	150	200
A	70	111	149	178	205	226	273	305

b) dla ściany pionowej, gdy $Gr \cdot Pr > 10^9$

$$\alpha = A \Delta t^{\frac{1}{3}} \text{ W/m}^2. \quad (23-72)$$

T a b e l a 23-6

Współczynnik A do wzoru (23-72) (dla powietrza)

t_{gr}	0	50	100	200	300	500	1000
A	1,68	1,47	1,33	1,13	0,99	0,81	0,56

T a b e l a 23-7

Współczynnik A do wzoru (23-72) (dla wody)

t_{gr}	0	20	40	60	80	100	150	200
A	102	198	291	362	425	480	610	714

Przykład 23-6. Ściana pieca wysokości $h = 5$ m ma temperaturę $t_{sc} = 80$ °C. Temperatura otoczenia wynosi $t_o = 20$ °C. Obliczyć współczynnik konwekcji α_k .

Średnia temperatura warstwy granicznej

$$t_{gr} = \frac{80 + 20}{2} = 50 \text{ °C}.$$

Dla powietrza o temperaturze 50 °C i ciśnieniu 0,1 MPa z tabeli 25-2 wynika

$$10^6 \nu = 18,1 \text{ W/s}^2; \quad \lambda = 0,0278 \text{ W/m K}; \quad Pr = 0,708;$$

$$\Delta t = 80 - 20 = 60 \text{ K}.$$

Współczynnik β rozszerzalności objętościowej zapisujemy

$$\beta = \frac{1}{T_{gr}} = \frac{1}{273 + 50} = 0,0031 \frac{1}{K}.$$

Iloczyn $Gr \cdot Pr$

$$\begin{aligned} Gr \cdot Pr &= \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta t \cdot h^3}{\nu^2} \cdot 0,708 = \\ &= \frac{9,81 \cdot 0,0031 \cdot 60 \cdot 5^3}{(18,1 \cdot 10^{-6})^2} \cdot 0,708 = 4,94 \cdot 10^{12}, \end{aligned}$$

$$Gr \cdot Pr > 10^9; \quad \text{czyli } C = 0,135; \quad i = \frac{1}{3};$$

$$Nu = 0,135 (Gr \cdot Pr)^{\frac{1}{3}} = 0,135 (4,94 \cdot 10^{12})^{\frac{1}{3}} = 1070.$$

Współczynnik konwekcji

$$\alpha = \frac{Nu \lambda}{h} = \frac{1070 \cdot 0,0278}{5} = 5,9 \text{ W/m}^2 \text{ K}.$$

Obliczenie ze wzoru uproszczonego; dla ściany pionowej, gdy $Gr \cdot Pr > 10^9$

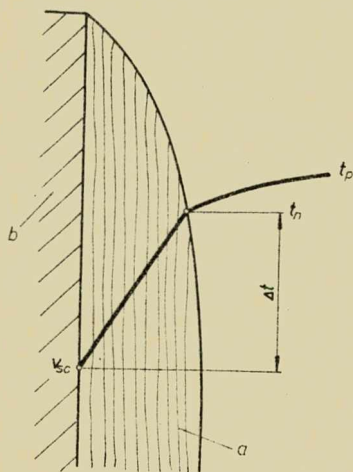
$$\alpha = A \cdot \Delta t^{\frac{1}{3}}.$$

Z tabeli 23-6 dla 50°C , $A = 1,47$,

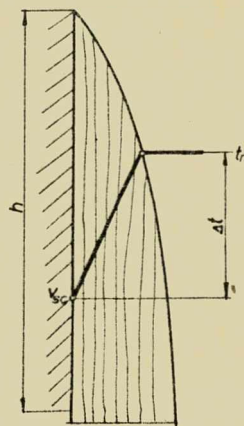
$$\alpha = 1,47 \cdot 10^{\frac{1}{3}} = 5,75 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K)}.$$

23.4.4. Konwekcja swobodna - skraplanie

Ten dział konwekcji został teoretycznie opracowany przez Nusselta, który rozpatrzył grawitacyjny, laminarny spływ skroplin (rys. 23-14). Wyniki



Rys. 23-14. Spływ grawitacyjny skroplin pary nasyconej



Rys. 23-15. Spływ grawitacyjny skroplin z pary przegrzanej: a - warstewka graniczna, b - ściana

jego obliczeń można zapisać w postaci wzoru modułowego

$$Nu = C (K \cdot Pr_c \cdot Ga)^{\frac{1}{4}}. \quad (23-73)$$

w którym $Nu = \alpha h / \lambda$,

- h - wysokość ściany, po której spływają skropliny, dla rury poziomej $h = d$ średnicy zewnętrznej rury,
 $K = r/(c \Delta t)$ - liczba znamienna bez nazwy,
 r - ciepło parowania,
 c - ciepło właściwe skroplin,
 Δt - różnica temperatury nasycenia (dla danego ciśnienia, przy którym odbywa się skraplanie) i temperatury ściany,
 Pr - liczba Prandtla dla skroplin,
 $Ga^c = g h^3 / \nu_c^2$ - liczba znamienna Galileusza,
 g - przyspieszenie ziemskie,
 ν - lepkość kinematyczna skroplin,
 C^c - współczynnik stały, który dla ściany pionowej równa się 0,943, a dla rury poziomej 0,725.

Parametry przyjmuje się dla średniej temperatury warstwy przyściennej.

W przypadku skraplania pary przegrzanej (rys. 23-15) należy zamiast ciepła parowania r wprowadzić do obliczeń we wzorze 23-73 zastępcze ciepło parowania r'

$$r' = r + q_p, \quad (23-74)$$

w którym q_p - ciepło przegrzania;

Δt i pozostałe dane przyjmować bez zmian.

Ponieważ $r' > r$, więc współczynnik konwekcji przy skraplaniu pary przegrzanej jest większy niż przy skraplaniu pary nasyconej w tych samych warunkach.

23.4.5. Konwekcja swobodna - wrzenie

Wrzenie odbywa się wtedy, gdy temperatura ścianki przewyższa temperaturę nasycenia dla danego ciśnienia. Gdy nadwyżka temperatury wzrasta, rośnie także współczynnik konwekcji, aż do pewnej granicy Δt_{kr} , której przekroczenie powoduje zmniejszenie współczynnika α_k . Gdy $\Delta t < \Delta t_{kr}$, wrzenie nazywamy pęcherzykowym, odznaczające się tym, że od ścianki odrywają się pojedyncze pęcherzyki pary. Przekroczenie przez Δt krytycznej wartości powoduje, że pęcherzyki zlewają się tworząc tzw. film parowy przy ścianie naczyń. Odizolowuje on w pewnym sensie ciecz od ścianki, co zmniejsza α_k (por. rys. 23-16). Dla wrzenia pęcherzykowego wody w zakresie ciśnień do ok. 21 MPa (210 bar) można stosować wzór będący uproszczeniem wzoru Krużyłina (gdzie p w barach)

$$\alpha = 2,65 p^{0,176} q^{0,7} \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K)}, \quad (23-75)$$

lub

$$\alpha = 25,8 p^{0,58} \Delta t^{2,33} \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K)}. \quad (23-76)^x)$$

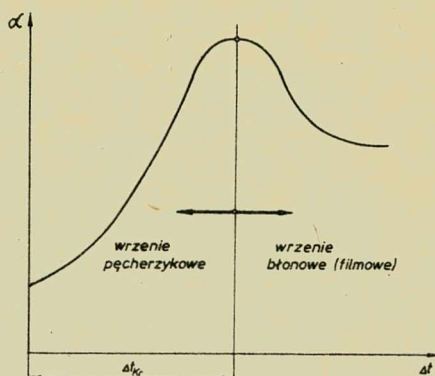
Dla wrzenia cieczy można stosować także wzór empiryczny przytoczony przez Jacoba-Fritza

$$\alpha = c + d \dot{q} \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K)}, \quad (23-77)$$

współczynniki c i d podano dla niektórych cieczy w tabeli 23-8.

Jeśli wrzenie odbywa się w temperaturach innych niż odpowiadające

ciśnieniu 1 bara (0,1 MPa), to korzystając ze wzoru (23-77) należy wynik pomnożyć przez mnożnik x wzięty z tabeli 23-9.



Rys. 23-16. Wrzenie pod- i nadkrytyczne (dla wody $\Delta t_{kr} = 25 \text{ K}$)

Tabela 23-8

Współczynniki c i d do wzoru (23-77)

Ciecz	c	d	ciecz	c	d
woda	1080	0,07743	nafta	567	0,05402
amoniak	1080	0,07743	metanol	567	0,05402

Tabela 23-9

Mnożnik x

Mnożnik x	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1	1,1	1,2	1,6	1,8
płyn	temperatura wrzenia										
woda	35	53	68	78,3	86,6	93,3	98,9	10,4	109	200	309
nafta			183,3	193,3	203,3	213,6	220	222			
metanol		18,9	32,2	42,2	51,6	58,9	64,4	68,9	71,6		

Przykład 23-7. Woda wrze pod ciśnieniem 1 bara (0,1 MPa). Różnica między temperaturą ścianki i temperaturą nasycenia $\Delta t = 10 \text{ K}$. Obliczyć α .
Ze wzoru uproszczonego Krużylina

^{x)} p - w barach

$$\alpha = 25,8 \cdot p^{0,58} t^{2,33} = 25,8 \cdot 1^{0,58} \cdot 10^{2,33} = 5520 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}).$$

Ze wzoru Jacoba-Fritza

$$\alpha = c + dq; \quad q = \alpha \Delta t,$$

czyli

$$\alpha = \frac{c}{1 - d \cdot \Delta t},$$

dla wody $c = 1080$, $d = 0,07743$,

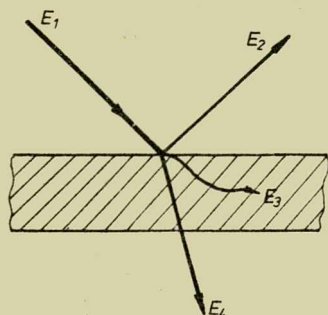
$$\alpha = \frac{1080}{1 - 0,07743 \cdot 10} = 4780 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}).$$

23.5. Promieniowanie (radiacja)

Promieniowanie dzielimy na:

- a) promieniowanie ciał stałych i cieczy,
- b) promieniowanie gazów,
- c) promieniowanie płomienia świecącego.

Energię, które wysyła ciało za pomocą fal elektromagnetycznych nazywamy emisją E tego ciała. Jeśli na drodze fal znajdzie się inne ciało, to



wtedy odbywa się przekazywanie ciepła przez promieniowanie - a ściślej przekazywanie emisji między tymi ciałami (rys. 23-17). Właściwości ciał określamy na podstawie tego, jak one reagują na padające na nie promieniowanie.

Oznaczając:

- E_1 - emisja padająca na rozważane ciało,
- E_2 - emisja odbita,
- E_3 - emisja zaabsorbowana,
- E_4 - emisja przenikająca dane ciało,

Rys. 23-17. Rozkład emisji padającej na ciało

$E_2/E_1 = R$ - zdolność odbijania emisji
albo refleksyjność ciała,

$E_3/E_1 = A$ - zdolność pochłaniania (absorpcji) albo absorpcyjność ciała,

$E_4/E_1 = D$ - zdolność przepuszczania emisji, przejrzystość albo przezroczystość ciała.

Oczywiście obowiązuje zależność

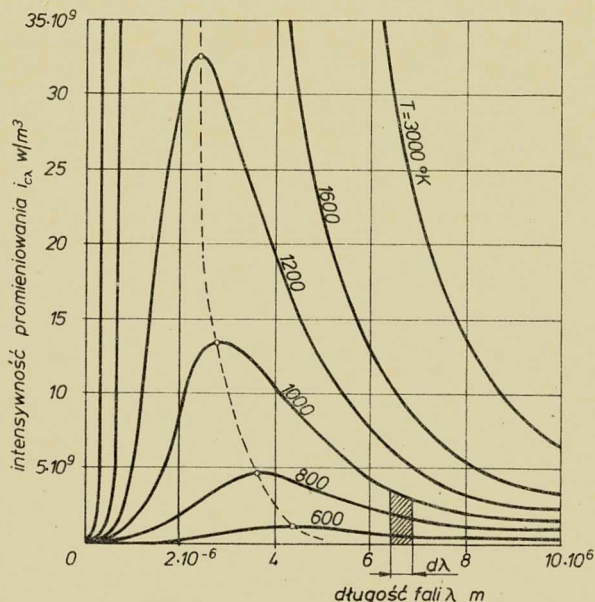
$$A + R + D = 1.$$

(23-78)

23.5.1. Promieniowanie ciał stałych i cieczy

Ciała stałe i ciecze promieniają we wszystkich zakresach długości fal. Emisja E tych ciał jest energią (kwantów), jaką niosą fale elektromagnetyczne o różnych długościach, wysyłane przez dane ciało.

Pochodną $dE/d\lambda$ nazywamy intensywnością I_λ promieniowania danej długości fali. W danej temperaturze ciała promieniującego wielkość intensywności



Rys. 23-18. Intensywność promieniowania ciała doskonale czarnego

ności promieniowania zależy od długości fali. Dla ciała doskonale czarnego ($A = 1$) związek między $I_{c\lambda}$, długością λ fali a temperaturą T ciała promieniującego (rys. 23-18) określa prawo Plancka

$$I_c = \frac{dE}{d\lambda} = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}. \quad (23-79)$$

Emisja, wysyłana przez ciało doskonale czarne da się obliczyć jako

$$E_c = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} I_{c\lambda} d\lambda = F C_c \left(\frac{T}{100} \right)^4. \quad (23-80)$$

Wzór ten nosi nazwę Stefana-Boltzmann.

Jeśli przez

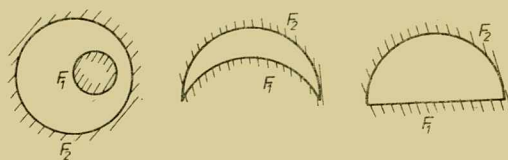
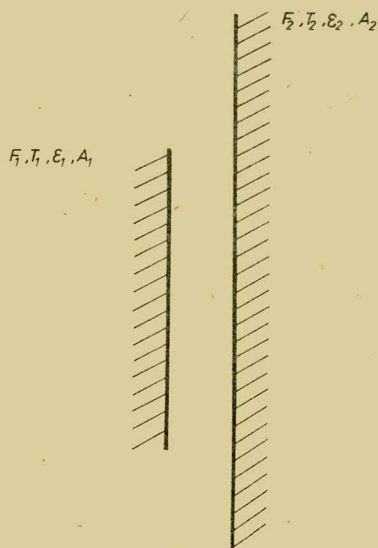
$$\epsilon = \left(\frac{E}{E_c} \right)_{TF} \quad (23-81)$$

oznaczymy zdolność emisyjną ciała rzeczywistego, tj. stosunek emisji E danego ciała do emisji E_c ciała doskonale czarnego o takiej samej temperaturze i powierzchni, to emisję rzeczywistego ciała o temperaturze T i powierzchni F obliczymy z przystosowanego do tego celu prawa Stefana-Boltzmann

$$E = F \epsilon C_c \left(\frac{T}{100} \right)^4. \quad (23-82)$$

Dla ciał stałych i cieczy zdolność emisyjna ϵ ciała równa się jego zdolności absorpcyjnej A .

Jeżeli istnieją dwa ciała o różnych temperaturach T_1 i T_2 i powierzchniach F_1 i F_2 , to między nimi odbywa się przekazywanie ciepła Q_{1-2} przez promieniowanie. Ciepło to można obliczyć dla danych usytuowań powierzchni tych ciał.



Rys. 23-19. Powierzchnie równoległe

Rys. 23-20. Powierzchnie zamykające się

1. Powierzchnie równoległe (blisko położone). Usytuowanie powierzchni F_1 i F_2 przedstawiono na rys. 23-19.

$$Q_{1-2} = F_1 \varepsilon_z C_c \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (23-83)$$

w którym F_1 - powierzchnia mniejsza,

ε_z - zastępcza zdolność emisyjna,

ε_1 i ε_2 - zdolności emisyjne powierzchni

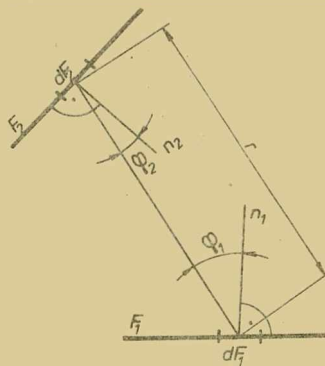
$$\varepsilon_z = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1}. \quad (23-84)$$

2. Powierzchnie zamykające się (rys. 23-20). Wzór obliczeniowy ma postać, jak (23-83) z tym, że

$$\varepsilon_z = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{F_1}{F_2} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)}, \quad (23-85)$$

przy czym F_1 - powierzchnia mniejsza i nie wklęsła,

F_2 - powierzchnia większa.



Rys. 23-21. Powierzchnie dowolnie usytuowane: dF_1 - element powierzchni F_1 , dF_2 - element powierzchni F_2 , n_1 - normalna do dF_1 , n_2 - normalna do dF_2 , r - odcinek łączący dF_1 z dF_2 , φ_1 - kąt pomiędzy r i n_1 , φ_2 - kąt pomiędzy r i n_2

3. Powierzchnie dowolnie usytuowane (rys. 23-21). Wzór obliczeniowy

$$Q_{1-2} = F_1 \cdot \varepsilon_1 \varepsilon_2 C_c \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \varphi_{1-2}, \quad (23-86)^x$$

^{x)} Wzór ma charakter przybliżony, patrz PC rozdz. 10.1.2.3.

$$\varphi_{1-2} = \frac{1}{F_1} \int_{F_1} \int_{F_2} \frac{\cos \varphi_1 \cos \varphi_2}{\pi r^2} dF_1 dF_2, \quad (23-87)$$

lub

$$Q_{1-2} = F_2 \varepsilon_1 \varepsilon_2 C_c \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \varphi_{2-1}, \quad (23-88)$$

$$\varphi_{2-1} = \frac{1}{F_2} \int_{F_1} \int_{F_2} \frac{\cos \varphi_1 \cos \varphi_2}{\pi r^2} dF_1 dF_2. \quad (23-89)$$

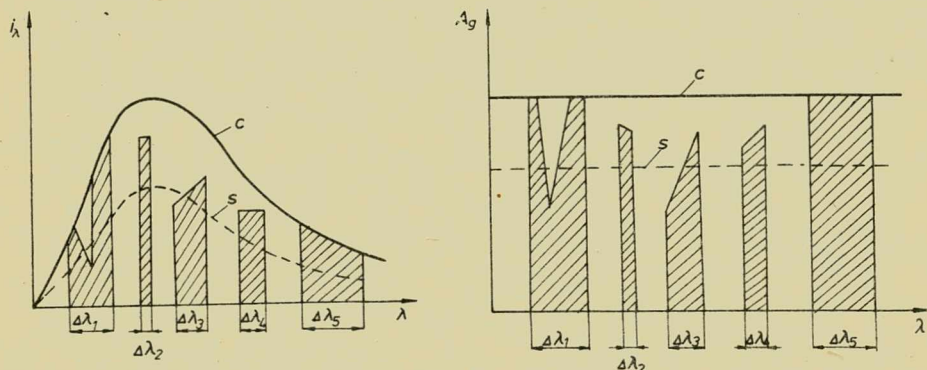
Oczywiście ważny jest związek

$$\varphi_{1-2} \cdot F_1 = \varphi_{2-1} \cdot F_2, \quad (23-90)$$

w którym φ_{1-2} - współczynnik konfiguracji, podany jest zwykle w postaci wykresu, jako wynik rozważań teoretycznych lub doświadczeń.

23.5.2. Promieniowanie gazów

Gazy promieniają tylko w pewnych zakresach długości fal, mówimy, że promieniają selektywnie (por. rys. 23-22). Układ promieniujących pasemek długości fal jest charakterystyczny dla danego promieniującego gazu i dla



Rys. 23-22. Intensywność promieniowania gazu na tle promieniowania ciała doskonale czarnego

każdego gazu jest inny. Na podstawie tych pasemek można określić skład mieszaniny gazów przeprowadzając tzw. analizę spektralną. Szerokość $\Delta \lambda_1$ pasemek dla gazów jedno- i dwuatomowych jest niewielka, tak że emisję tych

gazów pomija się, jeśli idzie o tzw. „promieniowanie energetyczne”, tzn. gdy istotna jest ilość wypromieniowanej emisji, a nie jej skład. Emisję E gazu oblicza się ze wzoru

$$E = \epsilon_g \cdot C_c \left(\frac{T_g}{100} \right)^4. \quad (23-91)^x$$

Występująca w tym wzorze zdolność ϵ_g emisyjna gazu zależy od grubości l bryły promieniującego gazu, ciśnienia cząstkowego p, tzw. „gazów promieniujących” (trzy- i więcej atomowych), temperatury T i składu tych gazów, określonego symbolicznie przez liczbę molową M w równaniu (23-92)

$$\epsilon_g = f(T, p, l, M). \quad (23-92)$$

23.5.3. Promieniowanie płomienia świecącego

Płomień świecący jest mieszaniną promieniującego gazu i drobnych cząstek ciała stałego. Najczęściej występującym ciałem stałym, promieniującym we wszystkich zakresach długości fal, znajdującym się w płomieniu jest sadza. Przy spalaniu węglowodorów następuje, pod wpływem temperatury, ich rozpad, w wyniku którego wydziela się sadza. W płomieniu w przemysłowych paleniskach występują oprócz sadzy drobne cząstki paliwa i popiołu porwane przez ciąg kominowy. Ciepło wymienione między promieniującą bryłą płomienia świecącego a otoczeniem o polu powierzchni F wyliczany z przybliżonego wzoru

$$Q = \epsilon_s \epsilon_{pz} C_c F \left[\left(\frac{T_{pz}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{\infty}}{100} \right)^4 \right], \quad (23-93)$$

w którym T_{pz} - temperatura płomienia,
 $\epsilon_s, \epsilon_{pz}$ - zdolności emisyjne ściany i płomienia,
 $\epsilon_{pz} \approx 0,4$ (dla płomienia gazowego nie świecącego i płomienia antracytu),
 $\epsilon_{pz} = 0,6$ (dla płomienia świecącego węgla nie gazującego),
 $\epsilon_{pz} = 0,7$ (dla płomienia świecącego węgla gazującego, torfu),
 $\epsilon_{pz} = 0,85$ (dla płomienia świecącego mazutu).

^{x)} Strumień ciepła przekazany między powierzchnią (ścianą) a promieniującą bryłą gazu liczy się z odpowiednio przystosowanych wzorów (patrz [3] rozdz. 10.2.1).

23.5.4. Współczynnik przejmowania ciepła α_r przez promieniowanie

Jeśli w danym przypadku, oprócz umoszenia, należy uwzględnić promieniowanie, to czynimy to zgodnie z (23-2) przez wprowadzenie α_r . Współczynnik ten należy wyliczyć ze wzoru

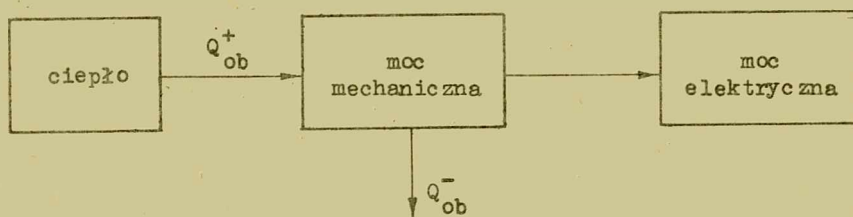
$$\alpha_r = \frac{Q_r}{(T_{\text{śc}} - T_g) F}, \quad (23-94)$$

przy czym Q_r - ciepło wymienione przez promieniowanie dla różnicy $T_{\text{śc}} - T_g$ temperatur między temperaturami ściany o powierzchni F i opływającego tę ścianę gazu.

24. METODY BEZPOŚREDNIEGO WYKORZYSTANIA CIEPŁA DO WYTWARZANIA ENERGII ELEKTRYCZNEJ

Główny kierunek rozwoju energetyki sprowadza się do zwiększenia sprawności ekonomicznej siłowni, przez wprowadzenie bardziej sprawnych procesów i zmniejszenie kosztów inwestycyjnych za pomocą doskonalenia konstrukcji urządzeń energetycznych.

Schematycznie proces przetwarzania energii elektrycznej w sposób tradycyjny przedstawia rys. 24-1.



Rys. 24-1. Schemat przetwarzania w sposób tradycyjny ciepła w energię elektryczną

W tradycyjnej siłowni, jako wynik realizacji obiegu, ciepło jest przetwarzane z określoną sprawnością w moc mechaniczną, a następnie za pomocą tej mocy dochodzi w generatorze prądu do przetwarzania w moc elektryczną.

Poszukiwanie coraz bardziej sprawnych rozwiązań skierowało badania także w kierunku likwidacji ogniwa pośredniego, jakim jest moc mechaniczna.

Skrócenie drogi przetwarzania ciepła w energię elektryczną pozwoli na uniknięcie ponoszonych strat i wykluczenie drogich urządzeń mechanicznych (turbina, silnik).

Ze stosowanych urządzeń do bezpośredniego przetwarzania ciepła w energię elektryczną należy wymienić generatory:

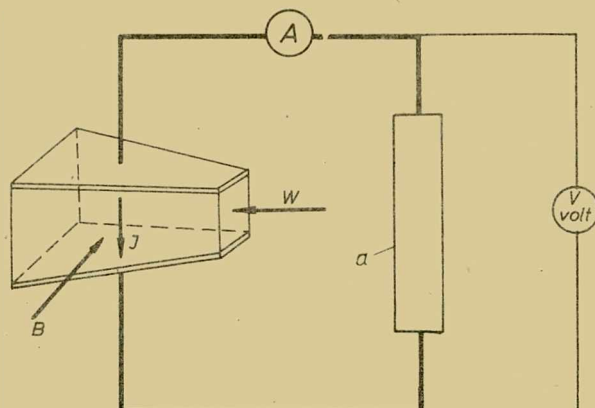
- a) magnetoplazmodynamiczne MPD,
- b) termoelektryczne,
- c) termioniczne oraz
- d) ogniwa paliwowe.

Urządzenia a, b, c są obiegowymi, a ogniwa paliwowe urządzeniami przepływowymi (przetwornikami energii).

Rozwój urządzeń do bezpośredniego przetwarzania ciepła w energię elektryczną zmniejszają trudności materiałowe i technologiczne.

24.1. Generatory magnetoplazmodynamiczne (MPD)

W generatorze MPD wykorzystuje się przewodzenie prądu przez plazmę, tj. zjonizowany gaz. Gaz ten spełnia rolę przewodnika poruszającego się z prędkością w w polu magnetycznym o indukcji B . Wiemy, że w takich warunkach w przewodniku powstaje siła elektromotoryczna powodująca przepływ prądu o natężeniu J (por. rys. 24-2). Pod tym względem generator MPD jest podobny do tradycyjnego generatora prądu. W celu zwiększenia elektrycznej



Rys. 24-2. Schemat generatora magnetohydrodynamicznego: a - odbiorniki elektryczne

przewodności plazmy stosuje się dodatek soli metali alkalicznych do gazu, czyli tzw. posiew.

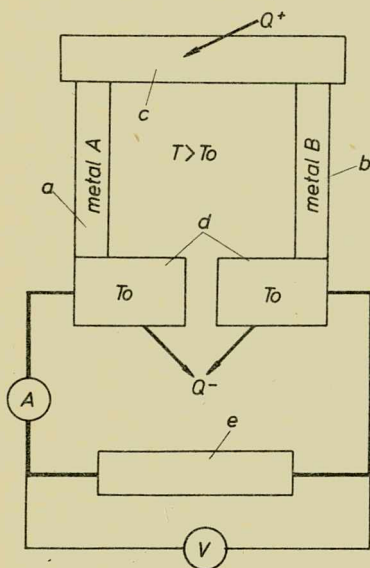
Jeśli h jest odległością elektrod, to napięcie V generatora można obliczyć z uogólnionego prawa Ohma

$$V = w h B - \frac{Jh}{z}.$$

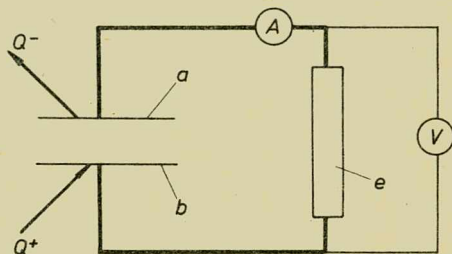
Generator MPD jest urządzeniem do przetwarzania wielkich mocy.

Ponieważ plazma występuje tylko w wysokich temperaturach więc spaliny opuszczające generator MPD mają znaczną temperaturę. Przewiduje się, że generator MPD będzie współpracował z klasyczną siłownią parową wykorzystującą ciepło spalin opuszczających generator. Sprawność połączonego układu może przekroczyć 50%, co będzie dużym postępem w rozwoju energetyki

$$\eta = \frac{E_{el1} + E_{el2}}{Q}.$$



Rys. 24-3. Schemat generatora termoelektrycznego; a - metal A, b - metal B, c - spoina, d - "zimne końce", e - odbiorniki



Rys. 24-4. Schemat generatora termionicznego: a - kolektor, b - emiter, c - odbiorniki

24.2. Generatory termoelektryczne

Do budowy generatorów termoelektrycznych (por. rys. 24-3) wykorzystuje się zjawisko termoelektryczności występujące w termoelementach, tj. dwóch różnych metalach w jednym końcu ze sobą spojenych. Temperatura spojenia wynosi T , a temperatura końców nie spojenych, tzw. „zimnych końców” - T_0 .

Sprawność generatora wyraża się wzorem:

$$\varepsilon_g = \frac{T - T_0}{T} \alpha = \eta_c \alpha,$$

gdzie mnożnik $\alpha = f(T, T_0) < 1$;

η_c - sprawność obiegu Carnota.

Poprzez odpowiedni dobór gałęzi termoelementów można uzyskać optymalną sprawność generatora. Generatory termoelektryczne do uzyskiwania dużych mocy elektrycznych nie nadają się.

24.3. Generatory termioniczne

Używając odpowiednich materiałów można przez ogrzewanie emitera zmusić go do wysyłania elektronów, które chwytają chłodzona płyta - kolektor (por. rys. 24-4).

Dobierając odpowiedni obwód elektryczny uzyskujemy zamknięty obieg elektronów.

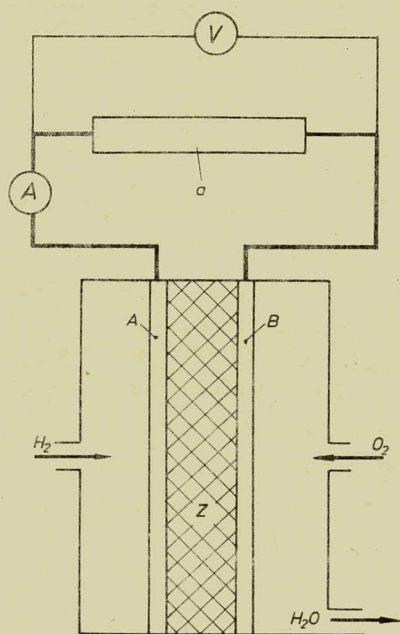
Sprawność generatora termionicznego można wyrazić wzorem

$$\eta = \frac{VJ}{Q^+}.$$

Generatory termioniczne stosuje się do małych mocy.

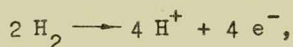
24.4. Ogniwa paliwowe

Ogniwo paliwowe jest urządzeniem przepływowym, przetwornikiem energii, do którego stale dopływają substraty i odpływają produkty. Do ogniw paliwowych używa się różnych paliw. Działanie ogniwa wodorotlenowego (por. rys. 24-5) oparte jest na następujących reakcjach:



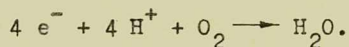
Rys. 24-5. Schemat ogniwa paliwowego: a - odbiorniki

- na anodzie (A)



w której e^- - oznacza elektron;

- na katodzie (B)



Powstałe na anodzie jony wodorowe przepływają przez półprzewodzący elektrolit Z. Katoda B ma działanie katalityczne, ułatwiające reakcję łączenia wodoru z tlenem; woda spływa dołem prawej komory ogniwa. Sprawność ogniwa jest wysoka. Główną trudnością jest dobór odpowiednich, odpornych na korozję materiałów na elektrody oraz na półprzewodzący elektrolit.

T a b e l a 25-1

Termodynamiczne właściwości gazów

Gaz	Wzór chemiczny	Masa cząsteczkowa M (w kg/kmol)	Gęstość w warunkach normalnych fizycznych (w kg/m ³)	Stała gazowa R (w kJ/(kg·K))	Ciepło właściwe c _p przy 0 °C (w kJ/(kg·K))	$k = \frac{c_p}{c_v}$	Parametry krytyczne		
							t _k °C	p _k MPa	ρ _k $\frac{\text{kg}}{\text{dm}^3}$
acetylen	C ₂ H ₂	26,04	1,1709	0,3196	1,641	1,23	36,5	6,24	0,231
amoniak	NH ₃	17,031	0,7714	0,4882	2,060	1,32	132,3	11,28	0,235
argon	Ar	39,944	1,7839	0,2082	0,523	1,67	-122,4	4,86	0,531
azot	N ₂	28,016	1,2505	0,2967	1,043	1,40	-147,0	3,39	0,311
chlor	Cl ₂	70,914	3,22	0,1173	0,502	1,34	-	-	-
etan	C ₂ H ₆	30,7	1,356	0,2767	1,666	1,22	32,2	4,88	0,203
etylen	C ₂ H ₄	28,05	1,2605	0,2967	1,465	1,24	9,2	5,07	0,227
fluor	F ₂	38,000	1,695	0,2187	-	-	-	-	-
hel	He	4,002	0,1785	2,079	5,234	1,66	-267,9	0,229	0,0693
krypton	Kr	83,7	3,74	0,1003	0,251	1,68	-	-	-
ksenon	Xe	131,13	5,89	0,0638	0,159	1,66	-	-	-
metan	CH ₄	16,04	0,7165	0,5188	2,177	1,30	-82,1	4,64	0,162
neon	Ne	20,183	0,8999	0,4117	1,030	1,67	-	-	-
ozon	O ₃	48,000	2,22	0,1734	-	1,29	-	-	-
powietrze	-	28,96	1,2928	0,287	1,0227	1,40	-140,7	3,77	0,31
propan	C ₃ H ₈	44,09	2,019	0,1888	1,55	1,14	-	-	-
dwutl. siarki	SO ₂	64,06	2,9263	0,1298	0,632	1,40	157,5	7,88	0,524
siarkowodór	H ₂ S	34,08	1,5392	0,2442	1,105	1,30	100,4	9,01	0,349
tlen	O ₂	32,000	1,42895	0,2598	0,913	1,40	-118,4	5,08	0,410
dwutl. węgla	CO ₂	44,01	1,961	0,189	0,825	1,30	31,04	7,39	0,468
tlenek węgla	CO	28,01	1,2500	0,2969	1,051	1,40	-140,2	3,50	0,301
wodór	H ₂	2,0156	0,08987	4,1218	14,235	1,41	-239,9	1,297	0,031

Termodynamiczne właściwości różnych ciał

Oznaczenia:

t - temperatura (w $^{\circ}\text{C}$), ρ - gęstość (w kg/m^3), c_p, c - ciepło właściwe (w kJ/kg K), λ - współczynnik przewodzenia ciepła (w W/m K), a - współczynnik przewodzenia temperatury (w m^2/s), ϑ - kinematyczny współczynnik lepkości (w m^2/s),

Pr - liczba Prandtla,

 $\beta = 1/v \cdot (\partial v / \partial T)_P$ - objętościowy współczynnik rozszerzalności termicznej w $1/\text{K}$

Ciała stałe

Ciało	t	ρ	c	λ	$a \cdot 10^6$
		a - metale			
srebro	20	10500	0,2340	411	167,2
miedź czysta	20	8930	0,3831	395	115,6
handlowa	20	8300	0,419	372	103
złoto czyste	20	19290	0,1294	311	124,4
aluminium 99, 75 Al	20	2700	0,896	229	94,7
duraluminium	20	2700	0,913	165	66,9
94-96 Al, 3-5 Cu,	100	-	-	181	-
0,5 domieszki	200	-	-	194	-

Ciało	t	ρ	c	λ	$a \cdot 10^6$
magnez czysty	20	1740	1,017	143	80,8
elektron 93,5 Mg, 4 Zn, 0,5 Cu	20	1800	-	116	-
nikiel	20	-	0,452	-	-
mosiądz	20	8600	0,381	80-120	25-36
cynk	20	7130	0,385	113	41,1
cyna	20	7280	0,2265	66	40,3
żelazo					
żelazo kowalne	0	7850	0,465	59	16,25
	200	-	-	52	-
	400	-	0,63	44	-
	600	-	-	37	-
	800	-	-	29	-
żelazo lane	20	7000-7700	0,540	58	14,7
stal chromowa 0,8 Cr, 0,2 C	20	-	-	40	-
stal chromoniklowa	20	7900	0,477	14,5	3,86
nierdzewna (17-19	200	-	-	17,2	-
Cr, 8 Ni, 01-0,2 C)	500	-	0,607	21	-
V2A - stal	20	8000	0,477	15	3,97
ołów czysty	0	11340	0,1281	35,1	24,17
	100	-	0,1340	33,4	-
	300	-	0,1415	29,8	-

Ciało	t	p	c	λ	$a \cdot 10^6$
b - nieorganiczne ciała stałe					
grafit	20	-	0,84	12-170	-
kamienie krzemionkowe	100	1700-2000	-	0,8-1,34	-
	500	-	-	1,2-1,5	-
	1000	-	-	1,4-1,9	-
szamot	100	1700-2000	0,84	0,5-1,2	0,33-0,69
	500	-	1,13	-	-
	1000	-	-	0,7-1,4	-
kamień kotłowy	100	300-2700	-	0,08-2,3	-
beton	20	1900-2300	0,88	0,8-1,4	0,50-0,69
cegła sucha	20	1300-1800	0,84	0,38-0,52	0,28-0,33
mur ceglany	20	-	-	0,70-0,87	-
tynk	20	1690	-	0,79	-
szkło	20	2700	0,8	0,76	0,33
żwir	20	1850	-	0,37	-
ziemia gruboziarnista	20	2040	1,84	0,52	0,139
piaszczysta	20	1600	-	1,07	-
gliniasta	20	1450	0,88	1,28	1,00
piaskowiec	20	2150-2300	0,71	1,6-2,1	1,6-1,28
marmur	20	2500-2700	0,808	2,8	1,39
śnieg szron	0	200	-	0,15	-

Ciało	t	p	c	λ	$a \cdot 10^6$
Lód H ₂ O	0	917	1,93	2,2	1,25
	-60	924	-	2,9	-
c - organiczne ciała stałe					
bakelit	20	1270	1,59	0,233	1,14
guma	20	1100	-	0,13-0,23	-
gąbka gumowa	20	1224	-	0,055	-
skóra	20	1000	-	0,14-0,16	-
papier	20	-	-	0,14	-
szkło plexi	20	-	-	0,184	-
celuloid	20	1400	-	0,215	-
buk, osiowo	20	700	-	0,35	-
dąb, promieniowo	20	600-800	2,39	0,17-2,1	0,111-0,122
osiowo	20	-	-	0,37	-
stycznie	-	-	-	0,12	-
jodła (świerk) 20% wilgoci					
promieniowo	20	410-420	2,72	0,14	0,125
osiowo	-	-	-	0,26	-
stycznie	-	-	-	0,108	-
węgiel kamienny	20	1200-1500	1,26	0,26	0,14-0,17
pył węglowy	30	730	1,30	0,12	0,122

2. Ciecze przy $p = 1013 \text{ hPa}$ lub przy ciśnieniu nasycenia dla t

Ciało	t	ρ	c	$10^6 \nu$	λ	$10^6 \alpha$	Pr	β
Hg	20	13546	0,1394	0,115	9,3	5,0	0,023	0,000181
woda	20	998,2	4,1784	1,007	0,599	0,1433	7,03	0,00018
	40	992,2	4,1772	0,658	0,627	0,1511	4,35	0,00038
	60	983,2	4,1776	0,478	0,651	0,1586	3,01	0,00054
	80	971,8	4,195	0,364	0,669	0,1639	2,22	0,00065
	100	958,3	4,212	0,294	0,682	0,1689	1,74	0,00078
	150	916,9	4,271	0,201	0,683	0,1744	1,15	0,00113
	200	864,7	4,501	0,160	0,665	0,1711	0,935	0,00155
	250	799,2	4,86	0,140	0,625	0,1611	0,869	0,00229
dwutlenek węgla	20	771	3,64	0,0623	0,087	0,0311	2,01	0,0066
	30	597	-	0,0536	0,071	-	-	0,0147
amoniak	0	639	4,65	0,376	0,540	0,1817	2,07	0,00211
	20	610	4,77	0,361	0,494	0,1700	2,12	0,00244
dwutlenek siarki	-20	1485	1,273	0,313	0,223	0,1197	2,61	0,00178
	0	1435	1,357	0,256	0,212	0,1100	2,33	0,00172
	20	1383	1,390	0,220	0,199	0,1042	2,11	0,00194
benzol	20	879,1	1,738	0,740	0,154	0,1006	7,36	0,00106
glikol etylenowy ($\text{C}_2\text{H}_4(\text{OH}_2)$)	20	1113	2,382	19,15	0,250	0,0942	203	0,00064
	40	1099	2,474	8,78	0,256	0,0942	93,2	0,00065
	60	1085	2,562	4,89	0,259	0,0933	52,4	0,00065
	80	1070	2,650	3,08	0,262	0,0922	33,4	0,00066

Ciało	t	p	c	$10^6 \nu$	λ	$10^6 a$	Pr	β
olej wrzecionowy	100	1056	2,742	2,27	0,263	0,0911	24,9	0,00067
	20	871	1,851	15,0	0,144	0,0894	168	0,00074
	40	858	1,934	7,92	0,143	0,0861	92,0	0,00075
	60	845	2,018	4,95	0,142	0,0833	59,4	0,00075
	80	832	2,102	3,39	0,141	0,0806	42,1	0,00076
	100	820	2,186	2,44	0,140	0,0778	31,4	0,00077
olej transformatorowy	120	807	2,269	1,91	0,138	0,0756	25,3	0,00068
	20	866	1,892	36,5	0,124	0,0758	481	0,00069
	40	852	1,993	16,7	0,123	0,0725	230,0	0,00069
	60	842	2,093	8,7	0,122	0,0692	126	0,00070
	80	830	2,198	5,2	0,120	0,0656	79,4	0,00071
	100	818	2,294	3,8	0,119	0,0631	60,3	0,00072
olej lotniczy	20	893	1,838	892	0,145	0,0823	10100	0,00068
	40	881	1,922	231	0,143	0,0844	2740	0,00069
	60	868	2,005	82,0	0,141	0,0811	1011	0,00070
	80	856	2,089	36,7	0,140	0,0781	469	0,00071
	100	844	2,177	19,7	0,137	0,0750	262	0,00072
	120	832	2,269	11,9	0,136	0,0719	165	0,00073
solanka - (20% $MgCl_2$)	140	819	2,361	7,95	0,134	0,0694	114	0,00074
	20	1184	3,081	2,41	-	-	-	-
	0	1184	3,035	4,64	0,452	0,1258	36,8	-

Ciało	t	ρ	c	$10^6 \nu$	λ	$10^6 a$	Pr	β
10% $MgCl_2$	-20	1184	2,989	10,93	0,392	0,1105	98,8	-
	0	-	3,56	-	-	-	-	-
3. Gazy przy p = 0,1 MPa								
	t	ρ	c_p	$10^6 \nu$	λ	$10^6 a$	Pr	
Powietrze	-50	1,55	1,005	9,3	0,0205	13,16	0,71	
	0	1,276	1,005	13,3	0,0242	18,88	0,71	
	20	1,184	1,005	15,1	0,0256	21,44	0,71	
	50	1,078	1,005	18,1	0,0278	25,66	0,708	
	100	0,934	1,009	23,3	0,0311	33,0	0,708	
	200	0,736	1,026	35,2	0,0368	48,8	0,712	
	300	0,608	1,047	48,7	0,0429	67,3	0,718	
	400	0,518	1,068	63,5	0,0485	87,7	0,724	
	600	0,399	1,114	97,3	0,0582	131,0	0,742	
	800	0,324	1,156	136	0,0669	178,7	0,763	
	1000	0,273	1,185	180	0,0762	235,4	0,766	
	1200	0,237	1,210	223	0,0846	295,3	0,755	
	1400	0,208	1,231	273	0,0930	365	0,747	
	1600	0,186	1,239	326	0,0954	439	0,742	
wodór	-50	0,1085	-	72	0,147	-	-	

Ciało	t	ρ	c_p	$10^6 \nu$	λ	$10^6 a$	Pr
para wodna	0	0,0886	14,24	95	0,176	139,2	0,684
	50	0,0748	14,36	126	0,202	188,2	0,667
	100	0,0649	14,44	159	0,229	244,6	0,650
	200	0,0512	14,53	236	0,276	370	0,638
	300	-	14,57	-	0,297	-	-
	100	0,589	2,135	21,7	0,0242	19,23	1,12
	200	0,461	1,93	36,1	0,0328	36,91	0,978
	300	0,379	2,01	53,1	0,0427	55,98	0,948
	400	0,322	2,05	73,0	0,0551	83,4	0,876
	500	0,280	2,18	95,6	0,0752	123,1	0,777
dwutlenek węgla	-50	2,420	-	4,67	0,0109	-	-
	0	1,950	0,829	7,08	0,0143	8,85	0,811
	50	1,954	0,875	10,2	0,0178	12,34	0,795
	100	1,428	0,925	12,9	0,0213	16,13	0,803
	200	1,125	0,996	20,4	0,0283	25,22	0,809
dwutlenek siarki	0	2,89	0,624	4,02	0,0084	4,66	0,863
	50	-	0,649	-	-	-	-
	100	-	0,674	-	-	-	-
	200	-	0,720	-	-	-	-
amoniak	0	0,761	2,169	12,3	0,0220	13,32	0,920
	50	0,638	2,198	17,4	-	-	-
	100	0,551	2,232	23,6	0,0300	24,43	0,967
	200	0,433	2,395	38,3	-	-	-

Średnie ciepło właściwe c_p i c_v gazów

w przedziale 0-1500 °C		
	$c_p \Big _0^t$ kJ/(kg·K)	$c_v \Big _0^t$ kJ/(kg·K)
O ₂	0,9183 + 0,0001065 t	0,6609 + 0,0001065 t
N ₂	1,0241 + 0,00008856 t	0,7273 + 0,00008856 t
CO	1,0242 + 0,00009693 t	0,7331 + 0,00009693 t
powietrze	0,9957 + 0,00009299 t	0,7089 + 0,00009299 t
H ₂ O	1,8335 + 0,0003104 t	1,3717 + 0,0003104 t
CO ₂	0,8726 + 0,0002406 t	0,6837 + 0,0002406 t
w przedziale 0-600 °C		
CO ₂	0,8297 + 0,0003776 T	0,6406 + 0,0003776 t
w przedziale 600-1500 °C		
	$c_p \Big _{600}^t$ kJ/(kg·K)	$c_v \Big _{600}^t$ kJ/(kg·K)
CO ₂	0,9542 + 0,0001669 t	0,7654 + 0,0001669 t

Średnie ciepło właściwe gazów przy stałym ciśnieniu c_p | t_o

Tempe- ratura t (w $^{\circ}\text{C}$)	Powietrze	H_2O	H_2	N_2	O_2	CO	CO_2
	(w $\text{kJ}/(\text{kmol}\cdot\text{K})$)						
0	29,073	33,499	28,617	29,115	29,274	29,123	35,860
100	29,153	33,741	28,935	29,144	29,538	29,178	38,112
200	29,299	34,118	29,073	29,288	29,931	29,303	40,059
300	29,521	34,575	29,123	29,383	30,400	29,517	41,755
400	29,789	35,090	29,186	29,601	30,878	29,789	43,250
500	30,095	35,630	29,249	29,864	31,334	30,099	44,573
600	30,405	36,195	29,316	30,149	31,761	30,425	45,753
700	30,723	36,789	29,408	30,451	32,150	30,752	46,813
800	31,028	37,392	29,517	30,748	32,502	31,070	47,763
900	31,321	38,008	29,647	31,037	32,825	31,376	48,617
1000	31,598	38,619	29,789	31,313	33,118	31,665	49,392
1100	31,862	39,226	29,944	31,577	33,386	31,937	50,099
1200	32,109	39,825	30,107	31,828	33,633	32,192	50,740
1300	32,343	40,407	30,287	32,067	33,863	32,427	51,322
1400	32,565	40,976	30,467	32,293	34,076	32,653	51,858
1500	32,774	41,525	30,647	32,502	34,282	32,858	52,348
1600	32,967	42,056	30,832	32,699	34,474	33,051	52,800
1700	33,151	42,576	31,012	32,883	34,658	33,231	53,218
1800	33,319	43,070	31,192	33,055	34,834	33,402	53,604
1900	33,482	43,539	31,372	33,218	35,006	33,561	53,959
2000	33,641	43,995	31,548	33,373	35,169	33,708	54,290
2100	33,787	44,435	31,723	33,520	35,328	33,850	54,596
2200	33,926	44,853	31,891	33,658	35,483	33,980	54,881
2300	34,060	45,255	32,058	33,787	35,634	34,106	55,144
2400	34,185	45,644	32,222	33,909	35,785	34,223	55,391
2500	34,307	46,017	32,385	34,022	35,927	34,336	55,617
2600	34,332	46,381	32,540	34,206	36,069	34,499	55,852
2700	34,457	46,729	32,691	34,290	36,207	34,583	56,061
2800	34,541	47,060	32,866	34,415	36,341	34,667	56,229
2900	34,625	47,378	33,034	34,499	36,509	34,750	56,438
3000	34,709	-	33,159	34,583	36,676	34,834	56,606

Średnie ciepło właściwe gazów przy stałej objętości c_{r0}^t

Tempe- ratura t (w $^{\circ}\text{C}$)	Powietrze	H_2O	H_2	N_2	O_2	CO	CO_2
	(w $\text{kJ}/(\text{kmol}\cdot\text{K})$)						
0	20,758	25,184	20,302	20,800	20,959	20,808	27,545
100	20,838	25,426	20,620	20,829	21,223	20,863	29,797
200	20,984	25,803	20,758	20,913	21,616	20,988	31,744
300	21,206	26,260	20,808	21,068	22,085	21,202	33,440
400	21,474	26,775	20,871	21,286	22,563	21,474	34,935
500	21,780	27,315	20,934	21,549	23,019	21,784	36,258
600	22,090	27,880	21,001	21,834	23,446	22,110	37,438
700	22,408	28,474	21,093	22,136	23,835	22,437	38,498
800	22,713	29,077	21,202	22,433	24,187	22,755	39,448
900	23,006	29,693	21,332	22,722	24,510	23,061	40,302
1000	23,283	30,304	21,474	22,998	24,803	23,350	41,077
1100	23,547	30,911	21,629	23,262	25,071	23,622	41,784
1200	23,794	31,510	21,792	23,513	25,318	23,877	42,425
1300	24,028	32,092	21,972	23,752	25,548	24,112	43,007
1400	24,250	32,661	22,152	23,978	25,761	24,338	43,543
1500	24,459	33,210	22,332	24,187	25,967	24,543	44,033
1600	24,652	33,741	22,517	24,384	26,159	24,736	44,485
1700	24,836	34,261	22,697	24,568	26,343	24,916	44,903
1800	25,004	34,755	22,877	24,740	26,519	25,087	45,289
1900	25,167	35,224	23,057	24,903	26,691	25,246	45,644
2000	25,326	35,680	23,233	25,058	26,854	25,393	45,975
2100	25,472	36,120	23,408	25,205	27,013	25,535	46,281
2200	25,611	36,538	23,576	25,343	27,168	25,665	46,566
2300	25,745	36,940	23,743	25,472	27,319	25,791	46,829
2400	25,870	37,330	23,907	25,594	27,470	25,908	47,076
2500	25,992	37,702	24,070	25,707	27,612	26,021	47,302

Parametry graniczne nasyconej pary wodnej

Oznaczenia:

t - temperatura nasycenia (w °C),

p - ciśnienie nasycenia (w MPa),

i' - entalpia kJ/kg cieczy w stanie nasycenia,

i'' - entalpia kJ/kg pary nasyconej suchej,

r - ciepło parowania (w kJ/kg),

s' - entropia kJ/kg K cieczy w stanie nasycenia

s'' - entropia kJ/kg K pary nasyconej suchej,

v' - objętość właściwa cieczy w stanie nasycenia (w m³/kg)v'' - objętość właściwa pary nasyconej suchej (w m³/kg)

a) uszeregowanie według temperatur

t	p	v'	v''	i'	i''	r	s'	s''
0,00	0,0006108	0,0010002	206,321	-0,04	2501,0	2501,0	-0,0002	9,1565
2,00	0,0007054	0,0010001	179,935	8,39	2504,7	2496,3	0,0306	9,1035
4,0	0,0008129	0,0010000	157,267	16,80	2508,3	2491,5	0,0611	9,0514
6,0	0,0009436	0,0010000	137,768	25,21	2512,0	2486,8	0,0913	9,0003
8,0	0,0010721	0,0010001	120,952	33,60	2515,7	2482,1	0,1213	8,9501
10,0	0,0012271	0,0010003	106,419	41,99	2519,4	2477,4	0,1510	8,9009
12,0	0,0014015	0,0010004	93,828	50,38	2523,0	2472,6	0,1805	8,8525
14,0	0,0015974	0,0010007	82,893	58,75	2526,7	2467,9	0,2098	8,8050
16,0	0,0018170	0,0010010	73,376	67,13	2530,4	2463,3	0,2388	8,7583
18,0	0,0020626	0,0010013	65,080	75,50	2534,0	2458,5	0,2677	8,7125
20,0	0,0023368	0,0010017	57,833	83,86	2537,7	2453,8	0,2963	8,6674
22,0	0,0026424	0,0010022	51,488	92,33	2541,4	2449,2	0,3247	8,6232
24,0	0,0029824	0,0010026	45,923	100,59	2545,0	2444,4	0,3530	8,5797
26,0	0,0033600	0,0010032	41,031	108,95	2548,6	2439,6	0,3810	8,5370
28,0	0,0038900	0,0010039	35,732	119,40	2553,2	2433,8	0,4158	8,4846
30,0	0,0042417	0,0010043	32,929	125,66	2555,9	2430,2	0,4365	8,4537
35,0	0,0056217	0,0010060	25,246	146,56	2565,0	2418,4	0,5049	8,3536
40	0,0073749	0,0010078	19,548	167,45	2574,0	2406,5	0,5721	8,2576
45	0,0095817	0,0010099	15,278	188,35	2582,9	2394,5	0,6383	8,1655

x) Wyciąg z tablic Wukałowicza.

s' = 0, i' = 0 dla cieczy H₂O nasyconej o t = t_{tr} = 0,0098 °C i P = P_{tr} = 611 Pa

t	p	v'	v''	i'	i''	r	s'	s''
50	0,012335	0,0010121	12,048	209,26	2591,8	2382,5	0,7035	8,0771
55	0,015740	0,0010145	9,5812	230,17	2600,7	2370,5	0,7677	7,9922
60	0,019919	0,0010171	7,6807	251,09	2609,5	2358,4	0,8310	7,9106
65	0,025008	0,0010199	6,2042	272,02	2618,2	2346,2	0,8933	7,8320
70	0,031161	0,0010228	5,0479	292,97	2626,8	2333,8	0,9548	7,7565
75	0,038548	0,0010259	4,1356	313,94	2635,3	2321,4	1,0154	7,6837
80	0,047359	0,0010292	3,4104	334,92	2643,8	2308,9	1,0752	7,6135
85	0,057803	0,0010326	2,8300	355,92	2652,1	2296,2	1,1343	7,5459
90	0,070108	0,0010361	2,3624	376,94	2660,3	2283,4	1,1925	7,4805
95	0,084525	0,0010398	1,9832	397,99	2668,4	2270,4	1,2500	7,4174
100	0,101325	0,0010437	1,6738	419,06	2676,3	2257,2	1,3069	7,3564
110	0,14326	0,0010519	1,2106	461,32	2691,8	2230,5	1,4185	7,2402
120	0,19854	0,0010606	0,89202	503,7	2706,6	2202,9	1,5276	7,1310
130	0,27012	0,0010700	0,66851	546,3	2720,7	2174,4	1,6344	7,0281
140	0,36136	0,0010801	0,50875	589,1	2734,0	2144,9	1,7390	6,9307
150	0,47597	0,0010908	0,39261	632,2	2746,3	2114,1	1,8416	6,8381
160	0,61804	0,0011022	0,30685	675,5	2757,7	2082,2	1,9425	6,7498
170	0,79202	0,0011145	0,24259	719,1	2768,0	2048,9	2,0416	6,6652
180	1,0027	0,0011275	0,19381	763,1	2777,1	2014,0	2,1393	6,5838
190	1,2552	0,0011415	0,15631	807,5	2784,9	1977,4	2,2356	6,5052
200	1,5551	0,0011565	0,12714	852,4	2791,4	1939,0	2,3307	6,4289
210	1,9079	0,0011726	0,10422	897,8	2796,4	1898,6	2,4247	6,3546
220	2,3201	0,0011900	0,08602	943,7	2799,9	1856,2	2,5178	6,2819
230	2,7979	0,0012087	0,07143	990,3	2801,7	1811,4	2,6102	6,2104
240	3,3480	0,0012291	0,05964	1037,6	2801,6	1764,0	2,7021	6,1397
250	3,9776	0,0012513	0,05002	1085,8	2799,5	1713,7	2,7936	6,0693
260	4,6940	0,0012756	0,04212	1135,0	2795,2	1660,2	2,8850	5,9989
270	5,5051	0,0013025	0,03557	1185,4	2788,3	1602,9	2,9766	5,9278
280	6,4191	0,0013324	0,03010	1237,0	2778,6	1541,6	3,0687	5,8555
290	7,4448	0,0013659	0,02551	1290,3	2765,4	1475,1	3,1616	5,7811

t	p	v'	v''	i'	i''	r	s'	s''
300	8,5917	0,0014041	0,02162	1345,4	2748,4	1403,0	3,2559	5,7038
310	9,8697	0,0014480	0,01829	1402,9	2726,8	1323,9	3,3522	5,6224
320	11,290	0,0014995	0,01544	1463,4	2699,6	1236,2	3,4513	5,5356
330	12,865	0,0015614	0,01296	1527,5	2665,5	1138,0	3,5546	5,4414
340	14,608	0,0016390	0,01078	1596,8	2622,3	1025,5	3,6638	5,3363
350	16,537	0,0017407	0,008822	1672,9	2566,1	893,2	3,7816	5,2149
360	18,674	0,001894	0,006943	1762	2481	719,3	3,9162	5,0530
370	21,053	0,00222	0,0493	1893	2331	438,4	4,1137	4,7951
374	22,087	0,00280	0,00347	2032	2147	114,7	4,3258	4,5029

b) uszeregowanie według ciśnienia

p	t	v'	v''	i'	i''	r	s'	s''
0,00100	6,982	0,0010001	129,208	29,33	2513,8	2484,5	0,1060	8,9756
0,00200	17,511	0,0010012	67,006	73,45	2533,2	2459,8	0,2606	8,7236
0,00300	24,098	0,0010027	45,668	101,00	2545,2	2444,2	0,3543	8,5776
0,00400	28,981	0,0010040	34,803	121,41	2554,1	2432,7	0,4224	8,4747
0,0050	32,90	0,0010052	28,196	137,77	2561,2	2423,4	0,4762	8,3952
0,0060	36,18	0,0010064	23,742	151,50	2567,1	2415,6	0,5209	8,3305
0,0070	39,02	0,0010074	20,532	163,38	2572,2	2408,8	0,5591	8,2760
0,0080	41,53	0,0010084	18,106	173,87	2576,7	2402,8	0,5926	8,2289
0,0090	43,79	0,0010094	16,206	183,28	2580,8	2397,5	0,6224	8,1875
0,0100	45,83	0,0010102	14,676	191,84	2584,4	2392,6	0,6493	8,1505
0,0200	60,09	0,0010172	7,6515	251,46	2609,6	2358,1	0,8321	7,9092
0,030	69,12	0,0010223	5,2308	289,31	2625,3	2336,0	0,9441	7,7695
0,040	75,89	0,0010265	3,9949	317,65	2636,8	2319,2	1,0261	7,6711
0,050	82,35	0,0010301	3,2415	340,57	2646,0	2305,4	1,0912	7,5951
0,060	85,95	0,0010333	2,7329	359,93	2653,6	2293,7	1,1454	7,5332
0,070	89,96	0,0010361	2,3658	376,77	2660,2	2283,4	1,1921	7,4811
0,080	93,51	0,0010387	2,0879	391,72	2666,0	2274,3	1,2330	7,4360
0,090	96,71	0,0010412	1,8701	405,21	2671,1	2265,9	1,2696	7,3963

p	t	v'	v''	i'	i''	r	s'	s''
0,100	99,63	0,0010434	1,6946	417,51	2675,7	2258,2	1,3027	7,3608
0,200	120,23	0,0010608	0,88592	504,7	2706,9	2202,2	1,5301	7,1286
0,300	133,54	0,0010735	0,60586	561,4	2725,5	2164,1	1,6717	6,9930
0,400	143,62	0,0010839	0,46242	604,7	2738,5	2133,8	1,7764	6,8966
0,500	151,85	0,0010928	0,37481	640,1	2748,5	2108,4	1,8604	6,8215
0,600	158,84	0,0011009	0,31556	670,4	2756,4	2086,0	1,9308	6,7598
0,700	164,96	0,0011082	0,27274	697,1	2762,9	2065,8	1,9918	6,7074
0,800	170,52	0,0011150	0,24030	720,9	2768,4	2047,5	2,0457	6,6618
0,900	175,36	0,0011213	0,21484	742,6	2773,0	2030,4	2,0941	6,6212
1,000	179,88	0,0011274	0,19430	762,6	2777,0	2014,4	2,1382	6,5847
1,200	187,96	0,0011386	0,16320	798,4	2783,4	1985,0	2,2160	6,5210
1,40	195,04	0,0011489	0,14072	830,1	2788,4	1958,3	2,2836	6,4665
1,60	201,37	0,0011586	0,12368	858,6	2792,2	1933,6	2,3436	6,4187
1,80	207,10	0,0011678	0,11031	884,6	2795,1	1910,5	2,3976	6,3759
2,00	212,37	0,0011766	0,09953	908,6	2797,4	1888,8	2,4468	6,3373
2,50	223,94	0,0011972	0,07990	962,0	2800,8	1838,8	2,5543	6,2536
3,00	233,84	0,0012163	0,06662	1008,4	2801,0	1793,5	2,6455	6,1832
3,50	242,54	0,0012345	0,05702	1049,8	2801,3	1751,5	2,7253	6,1218
4,00	250,33	0,0012521	0,04974	1087,5	2799,4	1711,9	2,7967	6,0670
4,50	257,41	0,0012691	0,04402	1122,2	2796,5	1674,3	2,8614	6,0171
5,00	263,92	0,0012858	0,03941	1154,6	2792,8	1638,2	2,9209	5,9712
6,00	275,56	0,0013187	0,03241	1213,9	2783,3	1569,4	3,0277	5,8878
7,00	285,80	0,0013514	0,02734	1267,7	2771,4	1503,7	3,1225	5,8126
8,00	294,98	0,0013843	0,02349	1317,5	2757,5	1440,0	3,2083	5,7430
9,00	303,31	0,0014179	0,02046	1364,2	2741,8	1377,6	3,2875	5,6773

ciąg dalszy tab. 25-6

p	t	v'	v''	i'	i''	r	s'	s''
100	310,96	0,0014526	0,01800	1408,6	2724,4	1315,8	3,3616	5,6143
110	318,04	0,0014887	0,01597	1451,2	2705,4	1254,2	3,4316	5,5531
120	324,64	0,0015267	0,01425	1492,6	2684,8	1192,2	3,4986	5,4930
130	330,81	0,0015670	0,01277	1533,0	2662,4	1129,4	3,5633	5,4333
140	336,63	0,0016104	0,01149	1572,8	2638,3	1065,5	3,6262	5,3737
150	342,12	0,0016580	0,01035	1612,2	2611,6	999,4	3,6877	5,3122
160	347,32	0,0017101	0,009330	1651,5	2582,7	931,2	3,7486	5,2496
170	352,26	0,0017690	0,008401	1691,6	2550,8	859,2	3,8103	5,1841
180	356,96	0,0018380	0,007534	1733,4	2514,4	781,0	3,8739	5,1135
190	361,44	0,0019231	0,006700	1778,2	2470,1	691,9	3,9417	5,0321
200	365,71	0,002038	0,005873	1828,8	2413,8	585,0	4,0181	4,9338
210	369,79	0,002218	0,005006	1892,2	2340,2	448,0	4,1137	4,8106
220	373,68	0,002675	0,003757	2007,7	2192,5	184,8	4,2891	4,5748
221	374,06	0,002864	0,003461	2045,0	2147,6	102,6	4,3463	4,5048

Parametry wody i przegrzanej pary wodnej

t	p = 0,01			p = 0,010		
	$t_n = 6,92;$	$i'' = 2513;$		$t_n = 45,84;$	$i'' = 2584$	
	$v'' = 129,9;$	$s'' = 8,975$		$v'' = 14,68;$	$s'' = 8,149$	
	v	i	s	v	i	s
0	0,0010002	0	0,0000	0,0010002	0,0	0,0000
10	131,3	2518	8,995	0,0010003	41,9	0,1511
20	136,0	2537	9,056	0,0010018	83,7	0,2964
30	140,7	2556	9,117	0,0010044	125,6	0,4363
40	145,4	2575	9,178	0,0010079	167,5	0,5715
50	150,0	2594	9,238	15,00	2592	8,170
60	154,7	2613	9,296	15,35	2611	8,227
70	159,4	2632	9,352	15,81	2630	8,283
80	164,0	2651	9,406	16,27	2649	8,337
90	168,7	2669	9,459	16,74	2669	8,390
100	173,3	2688	9,510	17,20	2688	8,442
110	177,9	2707	9,560	17,67	2707	8,493
120	182,6	2726	9,609	18,13	2726	8,542
130	187,2	2745	9,656	18,59	2745	8,589
140	191,9	2764	9,703	19,06	2764	8,636
150	196,5	2783	9,748	19,52	2783	8,682
160	201,1	2803	9,793	19,98	2802	8,727
170	205,8	2822	9,837	20,44	2822	8,771
180	210,4	2841	9,880	20,90	2841	8,814
190	215,1	2860	9,922	21,36	2860	8,856
200	219,8	2880	9,963	21,83	2879	8,897
220	229,1	2918	10,044	22,76	2918	8,978
240	238,3	2958	10,121	22,76	2918	8,978
260	247,6	2997	10,196	24,60	2997	9,131
280	256,9	3037	10,269	25,53	3037	9,203
300	266,2	3077	10,340	26,46	3077	9,274
320	275,4	3117	10,408	27,38	3117	9,343
340	284,8	3157	10,474	28,30	3157	9,410
360	294,1	3198	10,539	29,23	3198	9,475
380	303,4	3238	10,603	30,15	3238	9,539
400	312,6	3280	10,665	31,08	3280	9,601
420	321,9	3321	10,726	32,00	3321	9,662
440	331,2	3363	10,786	32,93	3363	9,722
460	340,5	3405	10,844	33,85	3405	9,780
480	249,8	3448	10,902	34,77	3448	9,838
500	359,0	3490	10,958	35,70	3490	9,895
520	368,3	3533	11,014	36,63	3533	9,950
540	377,6	3576	11,068	37,55	3576	10,004

Oznaczenia:

v - objętość właściwa (w m³/kg),

p - ciśnienie (MPa),

i - entalpia (w kJ/kg),

t - temperatura (w °C),

s - entropia (w kJ/kg·K),

t_n - temperatura nasycenia^{x)} Wyciąg z tablic Wukałowicza

ciąg dalszy tab. 25-7

t	p = 0,020			p = 0,030		
	$t_n = 60,08;$	$i' = 2609$		$t_n = 69,12;$	$i' = 2625$	
	$v'' = 7,647;$	$s'' = 7,907$		$v'' = 5,226;$	$s'' = 7,769$	
	v	i	s	v	i	s
0	0,0010002	0	0,0000	0,0010002	0,0	0,0000
10	0,0010003	41,9	0,1511	0,0010003	41,9	0,1511
20	0,0010018	83,7	0,2964	0,0010018	83,7	0,2964
30	0,0010044	125,6	0,4363	0,0010044	125,6	0,4363
40	0,0010079	167,5	0,5715	0,0010079	167,5	0,5715
50	0,0010121	209,3	0,7030	0,0010121	209,3	0,7030
60	0,0010171	251,1	0,8307	0,0010171	251,1	0,8307
70	7,887	2629	7,961	5,268	2627	7,770
80	8,119	2648	8,015	5,400	2646	7,825
90	8,351	2667	8,068	5,557	2666	7,879
100	8,584	2687	8,120	5,713	2685	7,931
110	8,816	2706	8,171	5,869	2705	7,982
120	9,049	2725	8,220	6,025	2724	8,031
130	9,281	2744	8,268	6,180	2743	8,079
140	9,513	2763	8,315	6,335	2762	8,126
150	9,745	2782	8,361	6,490	2782	8,172
160	9,977	2801	8,406	6,645	2801	8,217
170	10,209	2821	8,450	6,800	2820	8,261
180	10,441	2840	8,493	6,955	2839	8,304
190	10,673	2859	8,535	7,110	2859	8,346
200	10,905	2879	8,576	7,264	2878	8,388
220	11,369	2918	8,657	7,573	2917	8,469
240	11,832	2957	8,735	7,882	2956	8,547
260	12,295	2996	8,810	8,191	2996	8,622
280	12,758	3036	8,883	8,500	3036	8,695
300	13,220	3077	8,954	8,809	3076	8,766
320	13,683	3117	9,023	9,118	3116	8,835
340	14,145	3157	9,090	9,426	3157	8,902
360	14,606	3198	9,155	9,734	3198	8,967
380	15,068	3238	9,219	10,042	3238	9,031
400	15,530	3280	9,281	10,351	3280	9,093
420	15,992	3321	9,342	10,659	3321	9,155
440	16,45	3363	9,402	10,967	3363	9,215
460	16,90	3405	9,460	11,275	3405	9,273
480	17,36	3448	9,518	11,583	3447	9,331
500	17,82	3490	9,575	11,891	3490	9,388
520	18,18	3533	9,631	12,199	3533	9,444
540	18,75	3576	9,686	12,507	3576	9,499

t	p = 0,050			p = 0,10		
	$t_n = 81,35;$	$i'' = 2645$		$t_n = 99,64;$	$i'' = 2675$	
	$v'' = 3,239;$	$s'' = 7,593$		$v'' = 1,694;$	$s'' = 7,360$	
	v	i	s	v	i	s
0	0,0010002	0,1	0,0000	0,0010001	0,1	0,0000
10	0,0010003	42,0	0,1511	0,0010003	42,0	0,1511
20	0,0010018	83,8	0,2964	0,0010018	83,9	0,2964
30	0,0010044	125,6	0,4363	0,0010044	125,7	0,4363
40	0,0010079	167,5	0,5715	0,0010079	167,5	0,5715
50	0,0010121	209,3	0,7031	0,0010121	209,3	0,7031
60	0,0010171	251,1	0,8307	0,0010171	251,1	0,8307
70	0,0010228	293,0	0,9546	0,0010227	293,0	0,9546
80	0,0010290	334,9	1,0748	0,0010289	334,9	1,0748
90	3,324	2663	7,640	0,0010359	376,8	1,1924
100	3,420	2683	7,693	1,695	2676	7,361
110	3,514	2703	7,745	1,746	2697	7,414
120	3,608	2722	7,795	1,795	2717	7,465
130	3,702	2741	7,843	1,842	2737	7,514
140	3,795	2761	7,890	1,889	2757	7,562
150	3,889	2780	7,936	1,937	2776	7,608
160	3,982	2799	7,981	1,984	2796	7,654
170	4,075	2819	8,025	2,031	2816	7,699
180	4,169	2838	8,069	2,078	2835	7,743
190	4,262	2858	8,111	2,125	2855	7,786
200	4,355	2877	8,152	2,172	2875	7,828
220	4,540	2916	8,233	2,266	2914	7,910
240	4,726	2956	8,311	2,359	2954	7,988
260	4,912	2995	8,386	2,452	2993	8,064
280	5,098	3035	8,460	2,545	3033	8,139
300	5,284	3076	8,531	2,638	3074	8,211
320	5,470	3116	8,599	2,731	3114	8,281
340	5,656	3156	8,666	2,825	3155	8,348
360	5,841	3197	8,731	2,918	3195	8,414
380	6,027	3237	8,795	3,010	3236	8,478
400	6,212	3279	8,858	3,102	3278	8,541
420	6,397	3320	8,919	3,195	3319	8,602
440	6,582	3362	8,979	3,288	3361	8,661
460	6,766	3404	9,037	3,380	3403	8,719
480	6,951	3447	9,095	3,472	3446	8,777
500	7,136	3489	9,152	3,565	3488	8,833
520	7,321	3532	9,208	3,658	3531	8,888
540	7,506	3576	9,263	3,751	3575	8,942

ciąg dalszy tab. 25-7

t	p = 0,20			p = 0,30		
	$t_n = 120,23;$	$i'' = 2707$		$t_n = 138,88;$	$i'' = 2732$	
	$v'' = 0,8854;$	$s'' = 7,127$		$v'' = 0,6057;$	$s'' = 6,992$	
	v	i	s	v	i	s
0	0,0010000	0,2	0,0000	0,0010000	0,3	0,0000
10	0,0010002	42,1	0,1511	0,0010002	42,2	0,1511
20	0,0010017	84,0	0,2964	0,0010017	84,1	0,2964
30	0,0010043	125,8	0,4363	0,0010043	125,9	0,4363
40	0,0010078	167,6	0,5716	0,0010078	167,7	0,5716
50	0,0010120	209,4	0,7033	0,0010120	209,5	0,7031
60	0,0010170	251,2	0,8307	0,0010170	251,3	0,8304
70	0,0010227	293,1	0,9546	0,0010226	293,2	0,9543
80	0,0010289	335,0	1,0748	0,0010288	335,1	1,0746
90	0,0010358	376,9	1,1924	0,0010358	377,0	1,1922
100	0,0010434	419,0	1,3067	0,0010434	419,1	1,3066
110	0,0010515	461,3	1,4181	0,0010515	461,3	1,4180
120	0,0010603	503,7	1,5269	0,0010602	503,7	1,5268
130	0,9108	2728	7,177	0,0010697	546,3	1,6333
140	0,9357	2749	7,227	0,6171	2740	7,025
150	0,9603	2769	7,276	0,6344	2762	7,077
160	0,9840	2790	7,324	0,6512	2783	7,126
170	1,008	2810	7,370	0,6676	2804	7,173
180	1,032	2830	7,415	0,6838	2824	7,218
190	1,056	2850	7,458	0,7000	2844	7,262
200	1,080	2870	7,501	0,7161	2864	7,306
220	1,128	2910	7,583	0,7482	2905	7,389
240	1,175	2950	7,663	0,7802	2946	7,470
260	1,222	2990	7,740	0,8120	2986	7,547
280	1,269	3030	7,815	0,8436	3027	7,623
300	1,316	3071	7,887	0,8750	3068	7,695
320	1,363	3111	7,957	0,9064	3109	7,766
340	1,410	3153	8,025	0,9377	3150	7,835
360	1,457	3194	8,092	0,9690	3192	7,902
380	1,503	3235	8,156	1,000	3233	7,967
400	1,549	3276	8,219	1,032	3275	8,030
420	1,595	3318	8,280	1,063	3317	8,091
440	1,641	3360	8,340	1,094	3359	8,151
460	1,687	3402	8,398	1,125	3401	8,210
480	1,734	3445	8,456	1,156	3444	8,268
500	1,781	3487	8,512	1,187	3486	8,324
520	1,828	3530	8,567	1,218	3529	8,379
540	1,897	3595	8,648	1,248	3573	8,433

t	p = 0,40			p = 0,60		
	$t_n = 143,62;$	$i'' = 2738$		$t_n = 158,84;$	$i'' = 2757$	
	$v'' = 0,4624;$	$s'' = 6,897$		$v'' = 0,3156;$	$s'' = 6,761$	
	v	i	s	v	i	s
0	0,0010000	0,4	0,0000	0,0009988	0,6	0,0000
10	0,0010002	42,2	0,1511	0,0010000	42,2	0,1511
20	0,0010017	84,0	0,2964	0,0010015	84,2	0,2964
30	0,0010043	125,9	0,4363	0,0010041	126,1	0,4363
40	0,0010078	167,7	0,5716	0,0010076	167,9	0,5716
50	0,0010120	209,5	0,7030	0,0010118	209,7	0,7028
60	0,0010170	251,3	0,8303	0,0010168	251,5	0,8302
70	0,0010226	293,2	0,9542	0,0010225	293,3	0,9540
80	0,0010288	335,1	1,0745	0,0010287	335,2	1,0744
90	0,0010357	377,0	1,1920	0,0010356	377,1	1,1918
100	0,0010433	419,1	1,3063	0,0010433	419,1	1,3062
110	0,0010514	461,3	1,4177	0,0010513	461,3	1,4177
120	0,0010602	503,7	1,5265	0,0010601	503,7	1,5265
130	0,0010697	546,3	1,6332	0,0010696	546,3	1,6331
140	0,0010798	589,1	1,738	0,0010797	589,1	1,738
150	0,4709	2754	6,928	0,0010906	632,1	1,840
160	0,4840	2776	6,980	0,3167	2759	6,767
170	0,4968	2797	7,030	0,3259	2783	6,819
180	0,5094	2818	7,077	0,3348	2805	6,869
190	0,5218	2839	7,122	0,3435	2827	6,917
200	0,5341	2859	7,166	0,3520	2849	6,963
220	0,5585	2900	7,251	0,3688	2891	7,051
240	0,5827	2941	7,332	0,3855	2933	7,135
260	0,6068	2982	7,410	0,4019	2975	7,215
280	0,6307	3023	7,486	0,4181	3017	7,292
300	0,6545	3065	7,560	0,4342	3059	7,366
320	0,6782	3106	7,631	0,4502	3101	7,437
340	0,7019	3148	7,700	0,4661	3143	7,507
360	0,7254	3190	7,767	0,4820	3185	7,575
380	0,7488	3231	7,832	0,4979	3228	7,640
400	0,7723	3273	7,895	0,5136	3270	7,704
420	0,7957	3315	7,957	0,5293	3312	7,766
440	0,8190	3358	8,017	0,5450	3355	7,827
460	0,8424	3400	8,076	0,5607	3397	7,886
480	0,8657	3443	8,134	0,5763	3440	7,944
500	0,8890	3485	8,190	0,5919	3483	8,001
520	0,9123	3528	8,245	0,6075	3526	8,056
540	0,9357	3572	8,299	0,6230	3570	8,110

ciąg dalszy tab. 25-7

t	p = 1,0			p = 1,5		
	$t_n = 179,88$	$i'' = 2778$		$t_n = 198,28$	$i'' = 2792$	
	$v'' = 0,1946$	$s'' = 6,587$		$v'' = 0,1317$	$s'' = 6,445$	
	v	i	s	v	i	s
0	0,0009996	1,0	0,0000	0,0009994	1,5	0,0000
10	0,0009999	42,8	0,1510	0,0009997	43,3	0,1508
20	0,0010014	84,6	0,2960	0,0010012	85,1	0,2958
30	0,0010040	126,4	0,4359	0,0010038	126,9	0,4357
40	0,0010075	168,2	0,5712	0,0010073	168,7	0,5710
50	0,0010117	210,0	0,7024	0,0010115	210,4	0,7022
60	0,0010166	251,8	0,8298	0,0010164	252,1	0,8296
70	0,0010222	293,6	0,9536	0,0010220	293,9	0,9533
80	0,0010285	335,4	1,0740	0,0010282	335,7	1,0736
90	0,0010354	377,3	1,1914	0,0010351	377,6	1,1909
100	0,0010430	419,3	1,3058	0,0010426	419,6	1,3053
110	0,0010511	461,5	1,4173	0,0010507	461,8	1,4169
120	0,0010598	503,9	1,5261	0,0010595	504,2	1,5257
130	0,0010693	546,5	1,6327	0,0010690	546,8	1,6321
140	0,0010794	589,2	1,737	0,0010791	589,5	1,736
150	0,0010902	632,1	1,840	0,0010899	632,4	1,839
160	0,0011018	675,4	1,941	0,0011014	675,7	1,940
170	0,0011142	719,2	2,040	0,0011138	719,3	2,039
180	0,1949	2778	6,588	0,0011271	763,2	2,137
190	0,2004	2802	6,641	0,0011413	807,6	2,233
200	0,2060	2827	6,692	0,1324	2796	6,455
220	0,2169	2874	6,788	0,1405	2850	6,562
240	0,2274	2918	6,877	0,1481	2898	6,658
260	0,2377	2962	6,961	0,1555	2944	6,747
280	0,2448	3005	7,040	0,1627	2989	6,831
300	0,2578	3048	7,116	0,1696	3033	6,910
320	0,2677	3091	7,189	0,1763	3078	6,986
340	0,2774	3134	7,261	0,1830	3122	7,060
360	0,2871	3177	7,330	0,1897	3167	7,130
380	0,2968	3220	7,397	0,1963	3211	7,199
400	0,3065	3263	7,461	0,2029	3255	7,265
420	0,3160	3306	7,524	0,2094	3299	7,329
440	0,3255	3349	7,585	0,2158	3342	7,391
460	0,3351	3392	7,645	0,2222	3386	7,451
480	0,3445	3435	7,703	0,2286	3429	7,510
500	0,3539	3479	7,761	0,2350	3473	7,568
520	0,3634	3522	7,817	0,2413	3517	7,624
540	0,3728	3566	7,871	0,2477	9561	7,679

t	p = 2,0			p = 3,0		
	$t_n = 212,37;$	$i'' = 2798$		$t_n = 233,83;$	$i'' = 2804$	
	$v'' = 0,09958;$	$s'' = 6,359$		$v'' = 0,06665;$	$v'' = 5,973$	
	v	i	s	v	i	s
0	0,0009991	2,0	0,0000	0,0009986	3,0	0,0000
10	0,0009994	43,8	0,1507	0,0009989	44,8	0,1506
20	0,0010009	85,6	0,2957	0,0010004	86,6	0,2956
30	0,0010035	127,4	0,4356	0,0010030	128,4	0,4355
40	0,0010070	169,2	0,5708	0,0010065	170,1	0,5707
50	0,0010112	210,9	0,7020	0,0010107	211,8	0,7018
60	0,0010161	252,6	0,8294	0,0010157	253,5	0,8290
70	0,0010217	294,4	0,9529	0,0010213	295,2	0,9525
80	0,0010280	336,2	1,0731	0,0010275	337,0	1,0726
90	0,0010349	378,1	1,1904	0,0010344	378,9	1,1896
100	0,0010424	420,1	1,3048	0,0010419	420,9	1,3038
110	0,0010505	462,3	1,4164	0,0010500	463,1	1,4155
120	0,0010593	504,7	1,5252	0,0010587	505,4	1,5244
130	0,0010687	547,2	1,6316	0,0010681	547,9	1,6308
140	0,0010787	589,9	1,736	0,0010782	590,6	1,735
150	0,0010895	632,8	1,838	0,0010889	633,4	1,837
160	0,0011011	675,9	1,939	0,0011004	676,4	1,938
170	0,0011135	719,3	2,038	0,0011127	719,8	2,037
180	0,0011267	763,2	2,136	0,0011258	763,7	2,134
190	0,0011409	807,6	2,232	0,0011399	808,0	2,230
200	0,0011561	852,4	2,328	0,0011551	852,6	2,326
220	0,1021	2821	6,385	0,0011891	943,5	2,514
240	0,1084	2875	6,491	0,06826	2823	6,225
260	0,1143	2924	6,585	0,07294	2882	6,337
280	0,1200	2972	6,674	0,07720	2937	6,438
300	0,1255	3019	6,757	0,08119	2988	6,530
320	0,1308	3065	6,837	0,08500	3038	6,615
340	0,1358	3111	6,913	0,08870	3087	6,696
360	0,1410	3156	6,985	0,09230	3135	6,773
380	0,1461	3201	7,055	0,09582	3182	6,847
400	0,1511	3246	7,122	0,09929	3229	6,916
420	0,1560	3291	7,187	0,1027	3275	6,984
440	0,1609	3335	7,251	0,1061	3321	7,048
460	0,1659	3379	7,312	0,1095	3366	7,111
480	0,1707	3423	7,371	0,1128	3411	7,172
500	0,1755	3468	7,429	0,1161	3456	7,231
520	0,1804	3512	7,486	0,1194	3501	7,289
540	0,1851	3556	7,542	0,1227	3547	7,345

ciąg dalszy tab. 25-7

t	p = 4,0			p = 5,0		
	$t_n = 250,33;$	$1'' = 2801$		$t_n = 263,91;$	$1'' = 2794$	
	$v'' = 0,04977;$	$s'' = 6,070$		$v'' = 0,03944;$	$s'' = 5,973$	
	v	l	s	v	l	s
0	0,0009981	4,0	0,0002	0,0009976	5,1	0,0004
10	0,0009985	45,8	0,1503	0,0009980	46,8	0,1503
20	0,0010000	87,5	0,2953	0,0009995	88,5	0,2951
30	0,0010026	129,3	0,4352	0,0010021	130,2	0,4349
40	0,0010061	171,0	0,5704	0,0010056	171,9	0,5699
50	0,0010103	212,7	0,7012	0,0010098	213,6	0,7005
60	0,0010152	254,4	0,8282	0,0010147	255,3	0,8273
70	0,0010208	296,1	0,9517	0,0010203	297,0	0,9508
80	0,0010270	337,8	1,0718	0,0010265	338,7	1,0709
90	0,0010339	379,7	1,1888	0,0010333	380,5	1,1879
100	0,0010414	421,7	1,3030	0,0010408	422,5	1,3020
110	0,0010495	463,9	1,4147	0,0010489	464,7	1,4135
120	0,0010582	506,2	1,5236	0,0010576	506,9	1,5223
130	0,0010676	548,6	1,6300	0,0010669	549,3	1,6287
140	0,0010776	591,2	1,734	0,0010769	591,9	1,733
150	0,0010883	634,0	1,836	0,0010876	634,7	1,835
160	0,0010997	677,0	1,936	0,0010990	677,7	1,935
170	0,0011119	720,4	2,035	0,0011112	721,1	2,034
180	0,0011250	764,2	2,133	0,0011242	764,9	2,131
190	0,0011390	808,4	2,239	0,0011381	809,0	2,227
200	0,0011541	853,0	2,324	0,0011530	853,6	2,322
220	0,0011879	943,8	2,512	0,0011867	944,1	2,510
240	0,0012280	1037,4	2,698	0,0012264	1037,4	2,696
260	0,05174	2834	6,133	0,0012749	1135,1	2,882
280	0,05550	2898	6,249	0,04224	2854	6,083
300	0,05888	2955	6,352	0,04539	2920	6,200
320	0,06201	3010	6,446	0,04817	2980	6,304
340	0,06496	3062	6,532	0,05071	3036	6,397
360	0,06781	3113	6,613	0,05316	3090	6,483
380	0,07062	3162	6,690	0,05553	3142	6,564
400	0,07337	3211	6,762	0,05781	3193	6,640
420	0,07606	3259	6,832	0,06004	3242	6,712
440	0,07870	3306	6,900	0,06224	3291	6,781
460	0,08130	3353	6,965	0,06439	3339	6,848
480	0,08388	3399	7,027	0,06650	3386	6,912
500	0,08642	3445	7,087	0,06858	3433	6,974
520	0,08895	3491	7,146	0,07064	3480	7,033
540	0,09145	3537	7,203	0,07268	3527	7,091

t	p = 7,0			p = 10,0		
	$t_n = 285,80;$	$i'' = 2772$		$t_n = 310,96;$	$i'' = 2725$	
	$v'' = 0,02737;$	$s'' = 5,814$		$v'' = 0,01803;$	$s'' = 5,615$	
	v	i	s	v	i	s
0	0,0009966	7,1	0,0044	0,0009951	10,1	0,0004
10	0,0009971	48,7	0,1500	0,0009958	51,6	0,1499
20	0,0009987	90,4	0,2945	0,0009975	93,2	0,2939
30	0,0010013	132,0	0,4341	0,0010000	134,8	0,4332
40	0,0010048	173,7	0,5689	0,0010033	176,4	0,5677
50	0,0010090	215,3	0,6995	0,0010075	218,0	0,6980
60	0,0010139	256,9	0,8263	0,0010125	259,6	0,8247
70	0,0010195	298,6	0,9496	0,0010182	301,2	0,9479
80	0,0010257	340,3	1,0694	0,0010245	342,9	1,0676
90	0,0010325	382,1	1,1863	0,0010312	384,7	1,1843
100	0,0010400	424,1	1,3003	0,0010386	426,5	1,2982
110	0,0010481	466,2	1,4117	0,0010466	468,4	1,4096
120	0,0010567	508,4	1,5205	0,0010552	510,5	1,5182
130	0,0010659	550,7	1,6269	0,0010644	552,8	1,6244
140	0,0010758	593,2	1,731	0,0010741	595,3	1,728
150	0,0010864	636,0	1,833	0,0010845	638,0	1,830
160	0,0010977	679,0	1,933	0,0010956	681,0	1,929
170	0,0011097	722,4	2,031	0,0011075	724,4	2,027
180	0,0011226	766,1	2,128	0,0051201	768,0	2,123
190	0,0011364	810,1	2,224	0,0011337	811,8	2,219
200	0,0011512	854,5	2,319	0,0011482	856,0	2,314
220	0,0011845	944,8	2,506	0,0011805	945,8	2,500
240	0,0012235	1037,8	2,691	0,0012185	1038,3	2,684
260	0,0012706	1134,6	2,876	0,0012650	1134,1	2,868
280	0,0013304	1235,9	3,063	0,0013217	1234,5	3,053
300	0,02948	2835	5,025	0,0013970	1342,2	3,244
320	0,03206	2913	6,058	0,01926	2778	5,705
340	0,03430	2981	6,171	0,02149	2878	5,872
360	0,03630	3042	6,270	0,02336	2958	6,002
380	0,03819	3099	6,360	0,02497	3029	6,111
400	0,03997	3155	6,442	0,02645	3094	6,207
420	0,04170	3208	6,520	0,02783	3154	6,294
440	0,04338	3259	6,593	0,02914	3211	6,377
460	0,04501	3310	6,663	0,03041	3266	6,454
480	0,04661	3360	6,731	0,03162	3320	6,527
500	0,04817	3409	6,795	0,03281	3372	6,596
520	0,04970	3458	6,858	0,03397	3424	6,662
540	0,05122	3506	6,918	0,03510	3474	6,725

ciąg dalszy tab. 25-7

t	p = 15,0			p = 20,0		
				$t_n = 365,71;$	$i'' = 2410$	
				$v'' = 0,00585;$	$s'' = 4,928$	
	v	i	s	v	i	s
0	0,0009927	15,1	0,0008	0,0009904	20,1	0,0013
10	0,0009936	56,5	0,1491	0,0009913	61,3	0,1486
20	0,0009953	97,9	0,2927	0,0009930	102,6	0,2918
30	0,0009978	139,3	0,4315	0,0009956	143,9	0,4303
40	0,0010012	180,8	0,5656	0,0009990	185,3	0,5640
50	0,0010054	222,3	0,6955	0,0010033	226,7	0,6933
60	0,0010104	263,8	0,8218	0,0010083	268,1	0,8188
70	0,0010160	305,4	0,9446	0,0010139	309,6	0,9411
80	0,0010222	347,0	1,0641	0,0010200	351,1	1,0605
90	0,0010290	388,7	1,1807	0,0010267	392,6	1,1772
100	0,0010363	430,4	1,2944	0,0010339	434,2	1,2909
110	0,0010442	472,2	1,4054	0,0010417	475,9	1,4017
120	0,0010527	514,1	1,5139	0,0010501	517,8	1,5098
130	0,0010617	556,3	1,6198	0,0010590	559,9	1,6153
140	0,0010713	598,7	1,723	0,0010684	602,1	1,719
150	0,0010815	641,3	1,824	0,0010784	644,6	1,820
160	0,0010925	684,2	1,923	0,0010891	687,4	1,919
170	0,0011042	727,4	2,021	0,0011005	730,4	2,016
180	0,0011166	770,8	2,117	0,0011126	773,5	2,112
190	0,0011298	814,4	2,212	0,0011255	816,9	2,206
200	0,0011439	858,3	2,306	0,0011393	860,6	2,299
220	0,0011755	947,6	2,491	0,0011700	949,4	2,483
240	0,0012123	1039,2	2,674	0,0012056	1040,3	2,664
260	0,0012557	1133,7	2,855	0,0012470	1133,6	2,843
280	0,0013086	1232,5	3,037	0,0012968	1230,9	3,023
300	0,0013771	1337,0	3,222	0,0013598	1333,2	3,204
320	0,001472	1451,7	3,420	0,001444	1442,9	3,394
340	0,001633	1592,2	3,654	0,001569	1569,1	3,603
360	0,01260	2765	5,559	0,001824	1739	3,876
380	0,01430	2880	5,739	0,00828	2655	5,309
400	0,01568	2973	5,878	0,00998	2816	5,553
420	0,01688	3055	5,997	0,01119	2928	5,719
440	0,01796	3123	6,093	0,01224	3019	5,847
460	0,01896	3186	6,183	0,01272	3060	5,903
480	0,01991	3248	6,268	0,01401	3170	6,055
500	0,02080	3308	6,346	0,01478	3238	6,144
520	0,02166	3364	6,419	0,01550	3301	6,227
540	0,02250	3418	6,488	0,01619	3361	6,304

ciąg dalszy tab. 25-7

t	p = 22,0		
	$t_n = 373,7;$	$1'' = 2168$	
	$v'' = 0,00367;$	$s'' = 4,591$	
	v	l	s
0	0,0009893	22,1	0,0013
10	0,0009903	63,3	0,1484
20	0,0009920	104,5	0,2914
30	0,0009946	145,8	0,4297
40	0,0009981	187,1	0,5632
50	0,0010024	228,4	0,6924
60	0,0010073	269,8	0,8178
70	0,0010133	310,4	0,9405
80	0,0010190	352,7	1,0594
90	0,0010257	394,2	1,1760
100	0,0010329	435,7	1,2895
110	0,0010407	477,4	1,4001
120	0,0010490	519,3	1,5080
130	0,0010578	561,3	1,6135
140	0,0010671	603,5	1,717
150	0,0010771	646,0	1,818
160	0,0010877	688,7	1,917
170	0,0010990	731,6	2,014
180	0,0011110	774,7	2,110
190	0,0011238	818,0	2,204
200	0,0011375	861,6	2,297
220	0,0011679	950,2	2,480
240	0,0012030	1040,9	2,661
260	0,0012437	1133,8	2,839
280	0,0012926	1230,6	3,017
300	0,0013535	1332,2	3,197
320	0,001434	1440,5	3,384
340	0,001551	1562,6	3,589
360	0,001757	1717	3,837
380	0,00610	2503	5,052
400	0,00828	2736	5,406
420	0,00959	2871	5,606
440	0,01064	2974	5,752
460	0,01112	3017	5,813
480	0,01239	3135	5,975
500	0,01312	3207	6,070
520	0,01381	3274	6,159
540	0,01448	3337	6,239

T a b e l a 25-8

Parametry stanów granicznych nasyconej pary amoniaku

Oznaczenia:

- t - temperatura nasycenia ($t = t_n$) (w $^{\circ}\text{C}$)
 p - ciśnienie nasycenia w MPa odpowiadające temperaturze t ,
 v' - objętość właściwa cieczy w dm^3/kg w temperaturze t
 v'' - objętość właściwa pary nasyconej suchej (w m^3/kg),
 i' - entalpia właściwa w kJ/kg cieczy w temperaturze t ,
 i'' - entalpia właściwa pary nasyconej suchej (w kJ/kg),
 r - ciepło parowania (w kJ/kg),
 s' - entropia właściwa (w $\text{kJ/kg}\cdot\text{K}$) cieczy w temperaturze t ,
 s'' - entropia właściwa pary nasyconej suchej (w $\text{kJ/kg}\cdot\text{K}$),
 $r/T = s'' - s'$ - przyrost entropii (w $\text{kJ/kg}\cdot\text{K}$) podczas parowania,
 r/v'' - właściwa wydajność ziębnicza (w kJ/m^3),
 c_{p0} - ciepło właściwe pary przegrzanej w stanie gazu doskonałego (w $\text{kJ/kg}\cdot\text{K}$),
 k_0 - współczynnik izentropii pary przegrzanej w stanie gazu doskonałego.

Amoniak NH_3 , $c_{p0} = 2,060$, $k_0 = 1,32$

t	p	v'	v''	i'	i''	r	s'	s''	r/T	r/v''
-75	0,00780	1,368	12,89	87,5	1563,8	1476,3	2,7771	10,2288	7,4517	114,7
-70	0,0113	1,379	9,01	108,4	1573,0	1464,5	2,8797	10,0906	7,2109	162,4
-65	0,0163	1,390	6,46	129,8	1582,2	1452,4	2,9823	9,9621	6,9798	224,8
-60	0,0227	1,401	4,70	151,1	1591,0	1439,8	3,0840	9,8407	6,7567	306,1
-55	0,0314	1,413	3,49	172,5	1599,8	1427,3	3,1824	9,7272	6,5448	409,1
-50	0,0425	1,425	2,62	193,4	1608,1	1414,7	3,2791	9,6204	6,3413	540,1
-45	0,0568	1,437	2,01	215,6	1616,5	1400,9	3,3758	9,5199	6,1433	697,1
-40	0,0746	1,449	1,55	237,8	1624,9	1387,1	3,4730	9,4245	5,9515	894,3
-35	0,0970	1,462	1,22	260,0	1632,9	1372,9	3,5672	9,3341	5,7669	1125,4
-30	0,1243	1,476	0,963	282,2	1640,8	1358,6	3,6601	9,2486	5,5885	1411,0
-25	0,1576	1,490	0,772	304,4	1648,3	1344,0	3,7514	9,1674	5,4160	1740,9
-20	0,1978	1,504	0,624	327,4	1655,9	1328,5	3,8410	9,0895	5,2486	2129,0
-15	0,2458	1,519	0,509	350,0	1662,6	1312,6	3,9293	9,0150	5,0857	2579,1
-10	0,3024	1,534	0,419	372,6	1669,3	1296,7	4,0164	8,9438	4,9274	3094,5
-5	0,3690	1,550	0,347	395,7	1675,1	1279,5	4,1022	8,8756	4,7734	3687,3
0	0,4465	1,566	0,290	418,7	1681,0	1262,3	4,1868	8,8094	4,6226	4354
5	0,5363	1,583	0,244	441,7	1686,4	1244,7	4,2705	8,7458	4,4753	5100
10	0,6395	1,601	0,206	465,2	1691,0	1225,9	4,3530	8,6838	4,3308	5949
15	0,7573	1,619	0,175	488,6	1695,7	1207,1	4,4347	8,6240	4,1893	6896
20	0,8913	1,639	0,149	512,5	1699,4	1187,0	4,5155	8,5658	4,0503	7967
25	1,043	1,659	0,128	536,3	1703,2	1166,9	4,5954	8,5093	3,9138	9115
30	1,213	1,680	0,111	560,2	1705,7	1145,5	4,6746	8,4536	3,7790	10320
35	1,404	1,702	0,0959	584,9	1708,2	1123,3	4,7529	8,3891	3,6463	11715
40	1,616	1,726	0,0833	609,2	1709,9	1100,7	4,8307	8,3455	3,5148	13214
45	1,853	1,750	0,0727	633,9	1710,7	1076,8	4,9078	8,2928	3,3850	14813
50	2,114	1,777	0,0635	659,0	1711,1	1052,1	4,9840	8,2400	3,2561	16567

LITERATURA^{x)}

- [1] G d u l a J., Podstawy techniki cieplnej (dla automatyków) Wyd. Politechniki Śląskiej. Gliwice 1974.
- [2] H o b l e r T., Ruch ciepła i wymienniki, PWT, Warszawa 1969.
- [3] K a l i n o w s k i E., Przekazywanie ciepła, Wyd. PWr., Wrocław 1974.
- [4] K a l i n o w s k i E., Termodynamika - Zagadnienia wybrane. Wyd. PWr., Wrocław 1977.
- [5] M a d e j s k i J., Teoria wymiany ciepła, PWN, Poznań 1963.
- [6] M a d e j s k i J., Termodynamika techniczna, Gdańsk 1962, Wyd. Politechniki Poznańskiej.
- [7] O c h ę d u s z k o S., Termodynamika stosowana, WNT, Warszawa 1967.
- [8] O c h ę d u s z k o S., Teoria maszyn cieplnych, t. I, II, III, PWT, Warszawa 1967.
- [9] S t a n i s z e w s k i B., Termodynamika, PWN, Warszawa 1969.
- [10] S t e f a n o w s k i B., S t a n i s z e w s k i B., Termodynamika techniczna, PWN, Warszawa 1959.
- [11] S z a r g u t t J., P e t e l a R., Egzergia, WNT, Warszawa 1965.
- [12] S z a r g u t J., Termodynamika, PWN, wyd. 2, Warszawa 1975.
- [13] S z a r g u t J., Teoria procesów cieplnych, PWN, Warszawa 1973.
- [14] W i ś n i e w s k i S., Podstawy termodynamiki silników spalinowych, WNT, Warszawa 1963.
- [15] W i ś n i o w s k i W., Poradnik techniczny "Mechanik" t. I, część II, PWT, Warszawa 1961.
- [16] Z a g ó r s k i J., Termodynamika techniczna, t. I, II, III, PWN, Warszawa 1961.

^{x)} Podano tylko wydawnictwa książkowe.

SPIS RZECZY

Wstęp	4
1. Oznaczenia podstawowe	4
2. Pojęcia podstawowe	7
2.1. Znamiona stanu, stan ciała, równanie stanu	7
2.2. Ciśnienie	8
2.3. Czynniki termodynamiczne	13
2.4. Równanie Clapeyrona stanu gazu doskonałego i półdoskonałego	14
2.5. Mieszanki (roztwory)	15
2.6. Przemiany termodynamiczne	18
3. Praca	19
4. Bilans energii	26
5. Pierwsza zasada termodynamiki (I z.t)	32
6. Ciepło właściwe (pojemność cieplna właściwa)	34
6.1. Gazy doskonałe	36
6.2. Gazy półdoskonałe	36
7. Energia wewnętrzna (entermia), entalpia, zależności pomiędzy c_p a c_v	41
8. Przemiany charakterystyczne	45
8.1. Przemiana izochoryczna ($V = \text{idem}$)	45
8.2. Przemiana izobaryczna ($P = \text{idem}$)	46
8.3. Przemiana izotermiczna ($T = \text{idem}$)	46
8.4. Przemiana adiabatyczna	48
8.5. Przemiana politropowa	51
8.5.1. Zestawienie wybranych przemian politropowych	55
8.5.2. Wybrane zależności pomiędzy parametrami określającymi stany skrajne 1-2 dla przemian politropowych	55
9. Entropia	58
10. Odwzorowanie przemian charakterystycznych i ciepła właściwego w układzie T-s	63
11. Obiegi	67
11.1. Silnik obiegowy i urządzenie obiegowe	68
11.2. Sprawność obiegów prawobieżnych (silnikowych)	69
11.3. Sprawność termiczna obiegów lewobieżnych	71
11.4. Obieg Carnota	72
12. Druga zasada termodynamiki (II z.t)	74
12.1. Zjawiska odwracalne i nieodwracalne	76
12.2. Praca maksymalna; prawo Gouya-Stodoli	79
12.3. Egzergia	81
13. Substancja rzeczywista - gaz rzeczywisty - para	86
14. Przemiany charakterystyczne dla pary wodnej; wykresy i tablice parowe	91
14.1. Przemiana izobaryczna	95
14.2. Przemiana izochoryczna	97
14.3. Przemiana izotermiczna	97
14.4. Przemiana adiabatyczna (bez tarcia)	100
14.5. Dławienie	100
14.5.1. Adiabatyczne dławienie izoenergetyczne	100
14.5.2. Adiabatyczne dławienie izentalpowe	101

14.6.	Wykresy i tablice parowe	101
14.6.1.	Wykres parowy T-s dla ilości czynnika różnej od 1 kg	102
14.7.	Wartości entalpii na wykresie T-s.	102
15.	Gazy wilgotne.	105
15.1.	Wilgotność gazu; stopień zawilżenia.	107
15.2.	Wpływ wysokich ciśnień	108
15.3.	Równanie stanu, entalpia i energia wewnętrzna.	109
15.3.1.	Równanie Clapeyrona dla powietrza wilgotnego	109
15.3.2.	Entalpia, energia wewnętrzna gazu wilgotnego	110
15.4.	Wykres i-X powietrza wilgotnego.	112
15.5.	Przemiany izobaryczne powietrza wilgotnego	114
15.5.1.	Izobaryczne ochładzanie powietrza przy stałym X.	114
15.5.2.	Izobaryczne dowilżanie powietrza wilgotnego wodą lub parą wodną	115
15.5.3.	Mieszanie dwu strumieni powietrza wilgotnego	116
15.5.4.	Psychrometr Augusta.	118
15.5.5.	Suszenie	120
16.	Przepływ płynów.	123
16.1.	Równanie energetyczne przepływu.	123
16.2.	Równanie Bernoulliego.	124
16.3.	Wypływ adiabatyyczny.	125
16.4.	Zwężka miernicza	125
17.	Spalanie	132
17.1.	Paliwa stałe i ciekłe.	132
17.2.	Paliwa gazowe.	135
17.3.	Ciepło spalania paliw i wartość opałowa.	139
18.	Silownia parowa.	141
18.1.	Silownia parowa idealna.	143
18.2.	Sprawność silowni rzeczywistej	146
18.3.	Polepszenie sprawności obiegu C-R.	149
18.3.1.	Obniżenie ciśnienia za turbiną	149
18.3.2.	Podwyższenie ciśnienia i temperatury w kotle	150
18.3.3.	Przegrzewanie międzystopniowe.	150
18.3.4.	Karnotyzacja obiegu Clausiusa-Rankine'a.	151
18.3.5.	Obiegi regeneracyjne	154
18.3.6.	Gospodarka skojarzona.	158
18.4.	Polepszenie sprawności kotła	159
19.	Sprężarki (kompresory)	162
19.1.	Sprężarki tłokowe.	163
19.1.1.	Sprawność sprężarki.	164
19.1.2.	Zdolność zassania sprężarki tłokowej	167
19.1.3.	Praca sprężania.	169
19.1.4.	Sprężarki wielostopniowe	170
19.2.	Sprężarki rotodynamiczne	171
19.2.1.	Sprężarki promieniowe.	173
19.2.2.	Sprężarki osiowe	175
19.3.	Zakresy stosowania różnych typów sprężarek	176
20.	Silniki parowe	176
20.1.	Tłokowe silniki parowe	176
20.2.	Turbiny.	178
21.	Urządzenia chłodnicze.	182
21.1.	Urządzenia chłodnicze sprężarkowe.	183
21.1.1.	Sposoby polepszania sprawności chłodzenia.	189
21.2.	Urządzenia chłodnicze absorpcyjne.	192
21.2.1.	Schemat i działanie absorpcyjnego urządzenia chłodniczego dwuskładnikowego.	194
21.2.2.	Absorpcyjne urządzenia chłodnicze trójskładnikowe (z tzw. gazem obojętnym).	196
22.	Tłokowe silniki spalinowe.	199
22.1.	Silniki gaźnikowe z zapłonem iskrowym.	200
22.1.1.	Obieg porównawczy Otto	201
22.2.	Silniki z zapłonem samoczynnym (wysokoprężne).	205

22.2.1.	Silnik Diesla klasyczny (sprężarkowy)	205
22.2.2.	Silnik wysokoprężny z pompą wtryskową	208
22.3.	Porównanie sprawności obiegów Otto, Diesla, Seiligera-Sa- bathego	210
22.4.	Sprawność silników rzeczywistych	212
23.	Przekazywanie ciepła	213
23.1.	Przewodzenie ciepła	214
23.1.1.	Jednoosiowe ustalone przewodzenie ciepła ($Q =$ $= \text{idem}$)	216
23.1.2.	Przewodzenie ciepła nieustalone	218
23.2.	Przejmowanie ciepła	222
23.3.	Przenikanie ciepła	223
23.3.1.	Przegroda płaska	223
23.3.2.	Przegroda rurowa	225
23.3.3.	Wymienniki ciepła	226
23.4.	Obliczanie współczynnika konwekcji	230
23.4.1.	Konwekcja wymuszona o ruchu burzliwym	231
23.4.2.	Konwekcja wymuszona o ruchu laminarnym	234
23.4.3.	Konwekcja swobodna bez zmiany stanu skupienia (naturalna)	234
23.4.4.	Konwekcja swobodna - skraplanie	237
23.4.5.	Konwekcja swobodna - wrzenie	238
23.5.	Promieniowanie (radiacja)	240
23.5.1.	Promieniowanie ciał stałych i cieczy	241
23.5.2.	Promieniowanie gazów	244
23.5.3.	Promieniowanie płomienia świecącego	245
23.5.4.	Współczynnik przejmowania ciepła α_r przez pro- mieniowanie	246
24.	Metody bezpośredniego wykorzystania ciepła do wytwarzania e- nergii elektrycznej	246
24.1.	Generatory magnetoplazmodynamiczne (MPD)	247
24.2.	Generatory termoelektryczne	249
24.3.	Generatory termioniczne	249
24.4.	Ogniwa paliwowe	249
25.	Tabele i wykresy	251
25.1.	Termodynamiczne właściwości gazów	251
25.2.	Termodynamiczne właściwości różnych ciał	252
25.3.	Średnie ciepło właściwe c_p i c_v gazów	260
25.4.	Średnie ciepło właściwe gazów przy stałym ciśnieniu	261
25.5.	Średnie ciepło właściwe gazów przy stałej objętości	262
25.6.	Parametry graniczne nasyconej pary wodnej	263
25.7.	Parametry wody i przegrzanej pary wodnej	268
25.8.	Parametry stanów granicznych nasyconej pary amoniaku	279



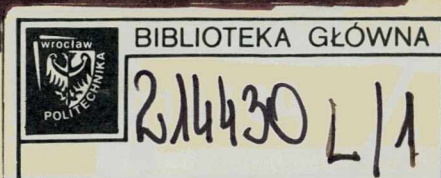
S. 96

W SPRZEDAŻY:

BĘDZIŃSKI B., CHOMIAK Ł., DUDEK K., <i>Pomiary naprężeń metodą elastooptyczną</i> , Wrocław 1975	14,—
BROMIRSKI J., <i>Podstawy systemów informatycznych</i> , Wrocław 1978	39,—
BRZUCHOWSKI E., <i>Geometryczne podstawy zapisu konstrukcji</i> , cz. II, <i>Utwory przesirzenne</i> , Wrocław 1975	11,—
CIASTOŃ A., NOWICKA G., NOWICKI A., <i>Kinetyka i dynamika. Wybór zadań</i> , Wrocław 1977	40,—
DZIAMA A., <i>Podstawy konstrukcji maszyn. Zbiór zadań</i> , Wrocław 1973	15,—
<i>Elektrotechnika. Ćwiczenia laboratoryjne. Praca zbiorowa pod red. A. KOSTOWSKIEGO</i> , Wrocław 1979	19,—
FOLTAŃSKA-WERSZKO D., <i>Teoria systemów cieplnych</i> , Wrocław 1978	32,—
GABRYSZEWSKA B., PSZONKA A., <i>Mechanika</i> , cz. I. <i>Statyka</i> , Wrocław 1976	18,—
GABRYSZEWSKI Z., <i>Teoria sprężystości</i> , Wrocław 1977	25,—
GOTSZALK R., <i>Podstawy metrologii</i> , wyd. II, Wrocław 1978	11,—
<i>Instrukcje do laboratorium z pomiarów warsztatowych. Praca zbiorowa pod red. H. BARTOSZEWICZA</i> , Wrocław 1976	25,—
JARYCH J., <i>Elementy informatyki</i> , Wrocław 1978	20,—
JASNIEWICZ Z., PORĘBSKI T., <i>Zbiór zadań ze statyki i wytrzymałości materiałów (wznowienie)</i> , Wrocław 1978	23,—
JĘDRYSZEK J., WYSZYŃSKI R., <i>Obliczenia wybranych elementów turbin parowych</i> , Wrocław 1977	17,—
JELENIEWSKI T., <i>Systemy informatyczne</i> , wyd. II, Wrocław 1978	19,—
KARWACKI W., <i>Teoria elektromechanicznego przetwarzania energii</i> , Wrocław 1978	25,—
KĄCKI E., WOŹNIAKOWSKI M., <i>System dydaktyczny oparty na symulacji układów ciągłych</i> , Wrocław 1978	14,—
KOCIATKIEWICZ P., KURAŚ A., <i>Laboratorium cyfrowej techniki obliczeniowej</i> , cz. I (wznowienie), Wrocław 1978	19,—
KOMOROWSKI W., <i>Technika komputerowa. Laboratorium II (wznowienie)</i> , Wrocław 1978	19,—
KULISIEWICZ M., PIESIAK P., <i>Identyfikacja własności dynamicznych konstrukcji mechanicznych</i> , Wrocław 1975	21,—
KONARSKI A., <i>Przepustowość dróg i ulic</i> , Wrocław 1977	26,—
KUBZDELA S., KUROWSKI T., SZMORLIŃSKI Z., <i>Elektrotechnika</i> , Wrocław 1978	27,—
MAZUR B., TEISSEYRE M., <i>Podstawy teorii konstrukcji urządzeń odpylających</i> , Wrocław 1977	27,—
<i>Metodologia konstruowania maszyn. Ćwiczenia laboratoryjne. Praca zbiorowa pod red. A. DZIAMY</i> , Wrocław 1977	18,—

Skrypty

W SPRZEDAŻY:



<i>Mechanika płynów.</i>	
rowa pod red. E	
NOWAK M., PRZYBYŁA M., <i>wybor zadań i przykładów ze statyki i wytrzymałości materiałów, cz. II,</i>	
Wrocław 1976	18,—
ORLICZ K., <i>Programowanie w języku konwersacyjnym BASIC,</i>	18,—
Wrocław 1978	
PIECZONKA K., <i>Ładowarki tyżkowe, wyd. II.</i>	21,—
Wrocław 1975	
<i>Podstawy automatyki. Ćwiczenia laboratoryjne (wznowienie),</i>	16,—
Wrocław 1978	
<i>Projektowanie narzędzi skrawających. Praca zbiorowa pod red. H. ŻEBROWSKIEGO,</i>	45,—
Wrocław 1975	
RUDAKOWA B., <i>Konwersacyjny język programowania BASIC,</i>	20,—
Wrocław 1978	20,—
RYDZANICZ I., <i>Zapis konstrukcji,</i>	
Wrocław 1978	28,—
SIELICKI A., JELENIEWSKI T., <i>Projektowanie, metodologia i komputeryzacja,</i>	22,—
Wrocław 1978	
SKOCZYLAS A., <i>Przenoszenie ciepła,</i>	25,—
Wrocław 1978	
TALL M., <i>Automatyka napędu elektrycznego,</i>	50,—
Wrocław 1979	35,—
ZAKRZEWSKI M., ZAWADZKI J., <i>Wytrzymałość materiałów,</i>	51,—
Wrocław 1975	20,—
ZIOŁKOWSKI Z., <i>Przenoszenie pędu i masy, wyd. II popr.,</i>	
Wrocław 1978	
ZIOŁKOWSKI Z. i inni, <i>Procesy dyfuzyjne i termodynamiczne, cz. II,</i>	
Wrocław 1978	
ZUCHOWSKI R., <i>Laboratorium wytrzymałości materiałów,</i>	
Wrocław 1977	

Skrypty Politechniki Wrocławskiej

są do nabycia w:

P.P. „Dom Książki”

Księgarni Wr 49

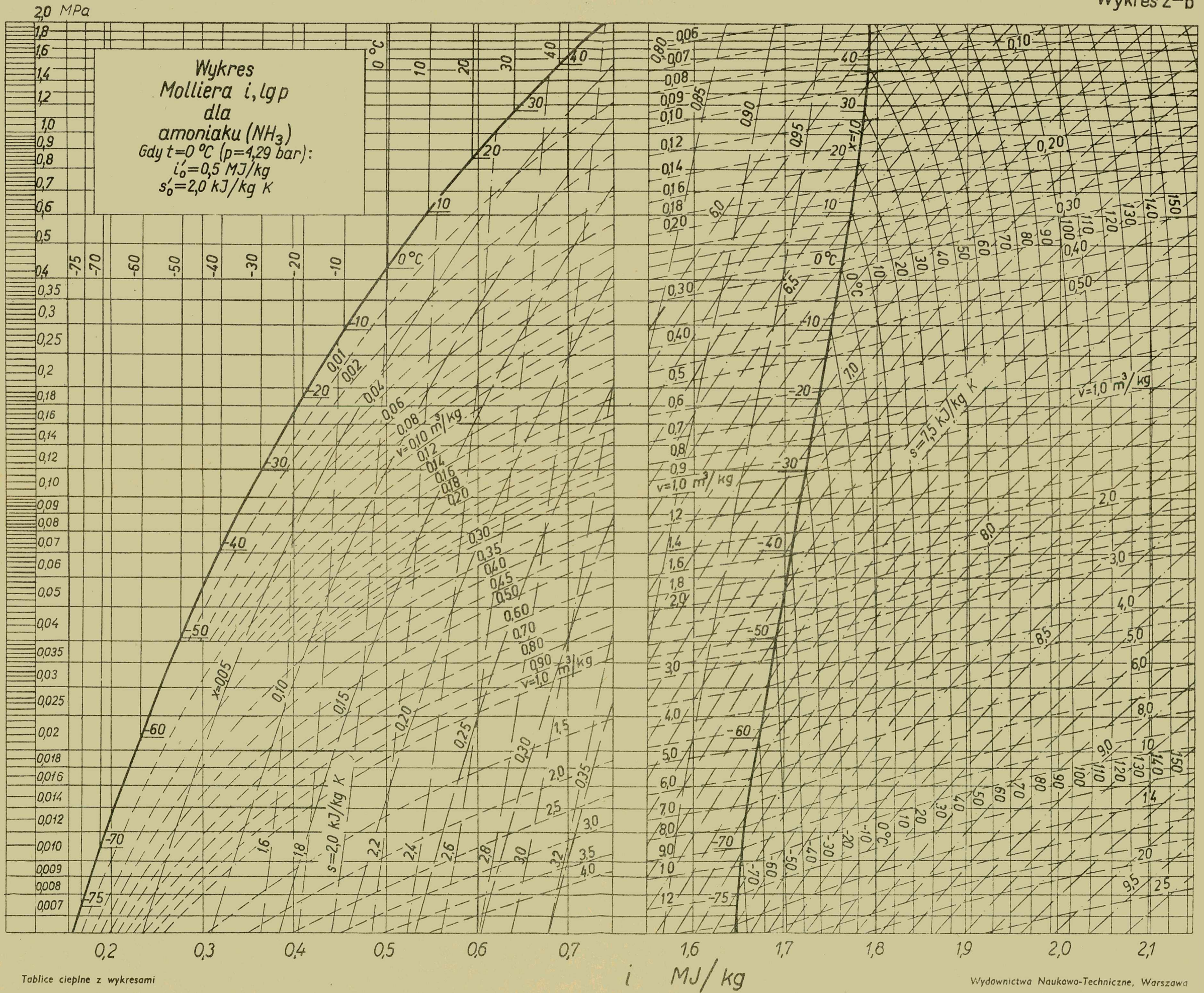
Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław

oraz

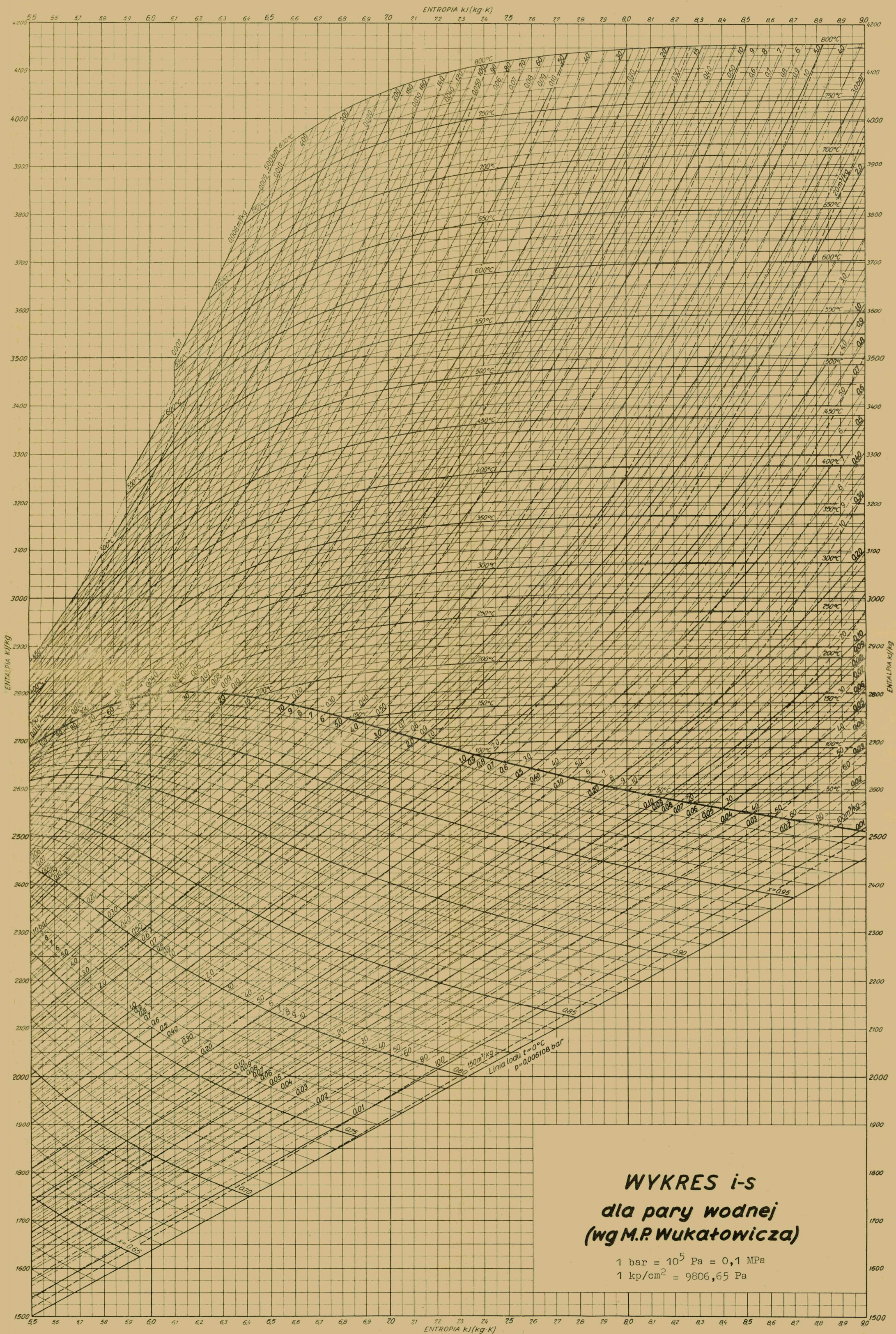
Wojewódzkiej Księgarni Technicznej

ul. Świdnicka 8, 50-067 Wrocław

lg p

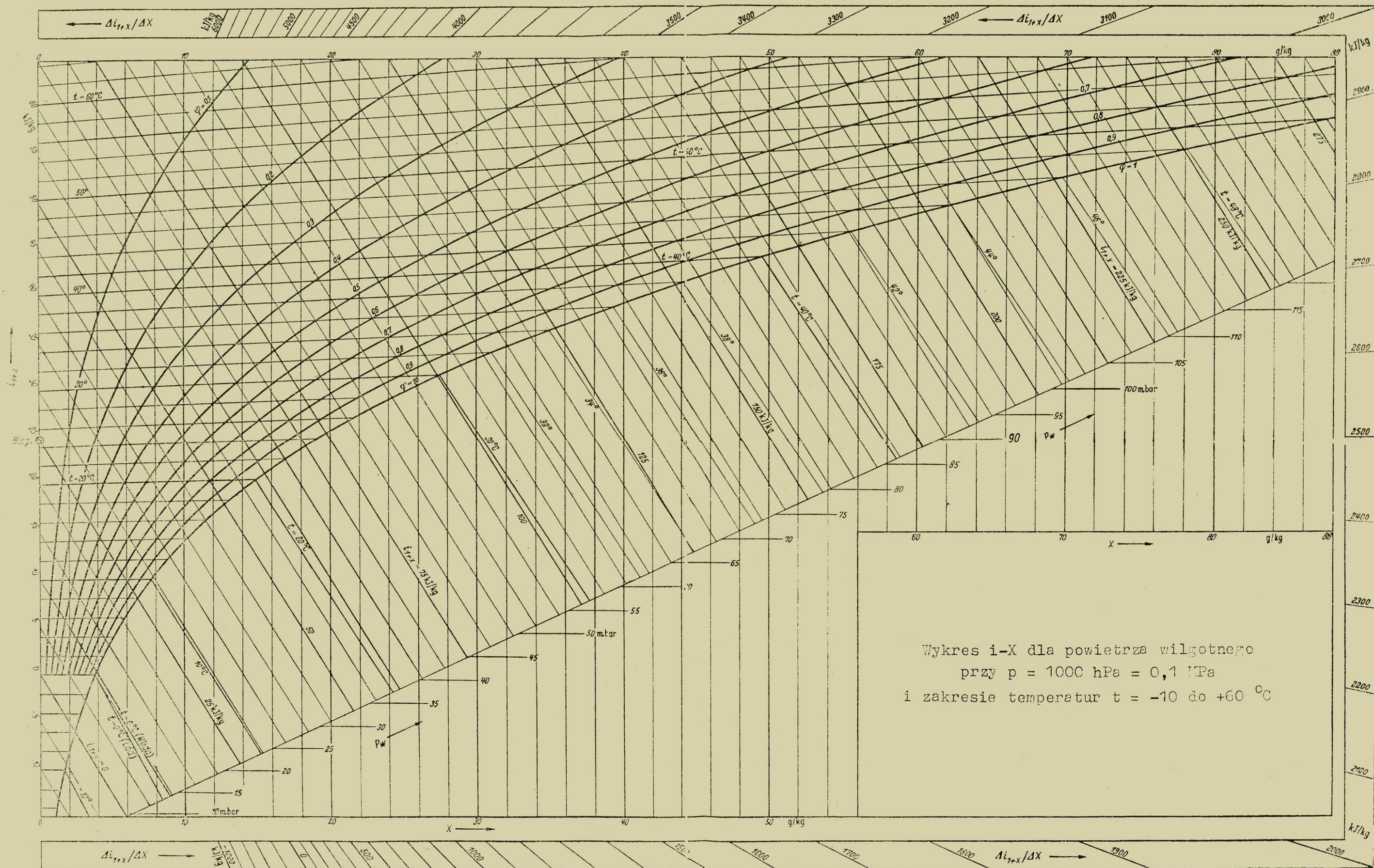


Biblioteka
Pol. Wrocl.



**WYKRES i-s
dla pary wodnej
(wg M.P. Wukotowicza)**

1 bar = 10^5 Pa = 0,1 MPa
1 kp/cm² = 9806,65 Pa



Photostat
Pat. Wood