

Politechnika Krakowska im. Tadeusza Kościuszki  
Wydział Mechaniczny  
Instytut Maszyn i Urządzeń Energetycznych

# Rozprawa doktorska

---

Szybki rozruch kotła parowego przy  
zachowaniu ograniczeń wytrzymałościowych

**Mgr inż. Piotr Harchut**

Promotor: prof. dr hab. inż. Jan Taler

Kraków, 2013 r.



Pragnę serdecznie podziękować mojemu Promotorowi,  
prof. dr hab. inż. Janowi Talerowi  
za udzieloną pomoc, życzliwość, cenne uwagi  
a w szczególności za cierpliwość  
w czasie pisania tej pracy.

## Spis treści

Spis ważniejszych oznaczeń .....	3
1. Wstęp.....	4
2. Dotychczasowy stan zagadnienia.....	6
3. Cel i zakres pracy .....	7
4. Dynamika parownika kotła .....	8
4.1 Model parownika w początkowej fazie rozruchu kotła. ....	8
4.2 Model parownika kotła w warunkach generacji pary. ....	10
4.2.1 Model parownika kotła z pominięciem masy pary w parowniku. ....	11
4.2.2 Model parownika kotła z uwzględnieniem masy pary w parowniku.....	13
5. Właściwości fizyczne wody i pary.....	15
5.1 Właściwości fizyczne wody poniżej temperatury nasycenia. ....	15
5.2 Właściwości fizyczne wody i pary w temperaturze nasycenia. ....	16
6. Obliczenia cieplne komory paleniskowej kotła opalanego olejem.....	21
7. Aproksymacja strumienia ciepła przepływającego od spalin w komorze paleniskowej do parownika kotła w funkcji strumienia paliwa i współczynnika nadmiaru powietrza ...	27
8. Eksperymentalna weryfikacja modelu matematycznego parownika kotła .....	30
9. Wyznaczanie dopuszczalnych szybkości nagrzewania parownika kotła z uwagi na naprężenia cieplne w walczaku kotła.....	35
9.1. Przepisy kotłowe - PN-EN 12952-3 i TRD 301 .....	35
9.2. Optymalizacja nagrzewania walczaka .....	40
9.3. Przykład optymalizacji nagrzewania.....	46
10. Wyznaczanie strumienia ciepła doprowadzanego do parownika kotła, niezbędnego do osiągnięcia różnych wydajności masowych kotła w czasie rozruchu.....	49
11. Wyznaczanie strumienia masy paliwa w czasie rozruchu kotła przy zadanym strumieniu masy pary .....	52
12. Porównanie zużycia paliwa w czasie rozruchu kotła przy skokowych zmianach temperatury czynnika w parowniku wyznaczonych różnych wartościach temperatury początkowej.....	57
Wnioski i uwagi końcowe.....	67
Literatura .....	69
Załącznik A1. Równania zachowania masy i energii .....	71
Załącznik A2. Właściwości fizyczne wody i pary w stanie nasycenia.....	75
Załącznik A3. Program do obliczeń strumienia masy paliwa w czasie rozruchu kotła OP-210m.....	79

## Spis ważniejszych oznaczeń

$c_m$	– ciepło właściwe metalu, J/(kg·K)
$c_w$	– ciepło właściwe wody, J/(kg·K)
$c_v$	– ciepło właściwe przy stałej objętości, J/(kg·K)
$h_w$	– entalpia wody zasilającej, J/kg
$h_{ods}$	– entalpia odsolin, J/kg
$h'$	– entalpia właściwa cieczy w temperaturze nasycenia, J/kg
$h''$	– entalpia właściwa pary w temperaturze nasycenia, J/kg
$m$	– masa wody w parowniku, kg
$m_m$	– masa metalu, kg
$\dot{m}_{ods}$	– strumień masy odsolin, kg/s
$\dot{m}_p$	– strumień masy pary nasyconej z parownika kotła, kg/s
$\dot{m}_w$	– strumień masy wody zasilającej, kg/s
$p$	– ciśnienie absolutne, Pa
$p_{at}$	– ciśnienie atmosferyczne, Pa
$p_1$	– ciśnienie wody na początku rozruchu, Pa
$p_2$	– ciśnienie pary na końcu rozruchu, Pa
$p_n$	– nadciśnienie, $p_n = p - p_{at}$ , Pa
$\dot{Q}_k$	– strumień ciepła dopływający do parownika z komory paleniskowej kotła, W
$\dot{Q}_{ev}$	– strumień ciepła, W
$t$	– czas, s
$T$	– temperatura, K
$T_m$	– temperatura metalu, K
$T_n$	– temperatura nasycenia, K
$u$	– energia wewnętrzna, J/kg
$u'$	– energia wewnętrzna wody w temperaturze nasycenia, J/kg
$u''$	– energia wewnętrzna pary w temperaturze nasycenia, J/kg
$v_T$	– szybkość zmiany temperatury, K/s
$v_{T1}$	– dopuszczalna szybkość nagrzewania przy ciśnieniu $p_1$ , K/s
$v_{T2}$	– dopuszczalna szybkość nagrzewania przy ciśnieniu $p_2$ , K/s
$V_p$	– objętość wodna parownika, m <sup>3</sup>
$V'$	– objętość wody w parowniku, m <sup>3</sup>
$V''$	– objętość pary w parowniku, m <sup>3</sup>
$\rho'$	– gęstość cieczy w stanie nasycenia, kg/m <sup>3</sup>
$\rho''$	– gęstość pary w stanie nasycenia, kg/m <sup>3</sup>

## 1. Wstęp

Dla kotła o dużej pojemności wodnej rozruch ze stanu zimnego stanowi dużo większe obciążenie niż praca w trybie regulacji. Rozruch ze stanu zimnego jest nieunikniony przy pierwszym uruchomieniu i przeprowadzonych remontach. Stany podobne do rozruchu ze stanu zimnego mogą jednak wystąpić także po pierwszym uruchomieniu, np. po dłuższych przestojach. Cechą, która wyróżnia taki stan jest to, że woda w kotle nie wrze, np.: woda przy pierwszym uruchomieniu ma temperaturę ok. 20 °C, jest, więc o 80 °C chłodniejsza niż woda wrząca przy ciśnieniu absolutnym 1 bar. Powodem większego mechanicznego obciążenia przy rozruchu ze stanu zimnego jest znacznie większa różnica temperatur między elementami grubościennymi a cienkościennymi wewnętrznej instalacji kotła niż w trybie regulacji. Różnica ta wynika ze stosowania palników mazutowych, które w przeciwieństwie do pyłu węglowego, umożliwiają uzyskanie pewnego zapłonu i stabilnego działania w warunkach zimnego otoczenia w kotle. Stosowanie źródła zapłonu o dużej mocy, które przewyższać będzie straty ciepła do otoczenia, jest bezpośrednią przyczyną powstawania termiczno-mechanicznych obciążeń elementów kotła.

W rozruchu typowego kotła pyłowego stosuje się olejowe palniki rozpałkowe. Zużycie ciężkiego oleju (mazutu) podczas jednego rozruchu kotła ze stanu zimnego zależy od jego wydajności (tab. 1).

Tabela 1

Wydajność kotła, Mg/h	Zużycie mazutu podczas jednego rozruchu, Mg
50-120	3-8
160-320	10-25
420-650	30-75
950-1150	120-350

Zadaniem instalacji rozpałkowej jest płynne obciążanie kotła w zakresie niskich obciążeń (0-25%) i w okresie włączania do pracy palników głównych. Palniki rozpałkowe służą również do podtrzymania płomienia pyłowego przy niskich obciążeniach kotła.

Stosowanie do rozpalania kotła palników olejowych, które wymagają wyłączenia elektrofiltrów, powoduje zanieczyszczenie środowiska naturalnego w wyniku wysokiej emisji sadzy i innych ciężkich węglowodorów do atmosfery, co objawia się dymieniem z komina. Innym problemem wynikającym ze stosowania olejowych palników rozpałkowych jest zagrożenie pożarowe regeneracyjnych podgrzewaczy powietrza.

Rozruch kotła rozpoczyna się po zrealizowaniu programu wietrzenia i ustabilizowaniu parametrów pracy układu powietrze-spaliny. Następnie uruchamia się pierwsze palniki rozpałkowe i rozpoczyna proces wygrzewania zespołów młynowych, wykorzystując możliwość podgrzania powietrza pierwotnego w podgrzewaczu powietrza.

Następnie przystępuje się do uruchomienia pierwszego w kolejności młyna. Najkorzystniejsze na tym etapie rozruchu jest załączanie młynów zasilających dolne sekcje palników pyłowych, w celu uzyskania przyrostu obciążenia cieplnego kotła bez gwałtownego przyrostu temperatury pary świeżej i wtórnej.

Proces uruchamiania i obciążania młyna należy przeprowadzać zwracając szczególną uwagę na prawidłowe wygrzanie i odpowiednią wentylację młyna. W miarę wzrostu temperatury dołącza się pozostałe młyny (na minimalnym obciążeniu) wygaszając poszczególne palniki rozruchowe. Stopniowo zwiększa się obciążenie zespołów młynowych (do uzyskania wymaganej mocy bloku), jednocześnie zwiększając obciążenie cieplne kotła.

Z ekonomicznego i energetycznego punktu widzenia najkorzystniejsze jest jak najkrótsze korzystanie z palników mazutowych, które umożliwia dojście do nominalnych warunków pracy kotła, a to z kolei uwarunkowane jest maksymalną wydajnością palników oraz wytrzymałością termiczną instalacji kotłowej. Obecnie możliwe jest osiągnięcie dużej wydajności palników bez wpływu na ich trwałość i jedynie dopuszczalne prędkości nagrzewania parownika kotła stanowią obecnie barierę w zmniejszeniu zużycie paliwa kotła energetycznego.

## 2. Dotychczasowy stan zagadnienia

Większość dotychczasowych publikacji dotyczących optymalizacji nagrzewania i ochładzania grubościennych elementów kotłów jednoznacznie wskazuje szybki rozruch kotła jako pewny sposób na uzyskanie dużych oszczędności w zużyciu paliwa [1-6]. W tym kontekście wymieniane są niemieckie przepisy kotłowe TRD-301 [7], będące podstawą do opracowania Europejskiej Normy PN-EN 12952-3 [8] dotyczącej tego samego zagadnienia, które służą do wyznaczania ograniczeń, jakie należy stosować w trakcie rozruchu kotła.

Dotychczas wyznaczone były dopuszczalne szybkości nagrzewania lub ochładzania elementów grubościennych kotłów lub optymalne przebiegi temperatury czynnika bez analizy możliwości ich realizacji w praktyce. W rozprawie opracowany został model matematyczny parownika kotła umożliwiający symulację rozruchu kotła przy optymalnych przebiegach temperatury ze względu na naprężenia cieplne na brzegu otworu pod rurę opadową w walczaku kotła. Opracowana zostanie metoda wyznaczania optymalnych zmian temperatur czynnika w parowniku tak, aby naprężenia sumaryczne pochodzące od obciążenia cieplnego i ciśnienia wewnętrznego na brzegu otworu pod rurę opadową nie przekraczały zadanych dopuszczalnych wartości. Wyznaczone zostanie strumień masy paliwa przy zadanym strumieniu masy pary w parowniku. Przeprowadzone zostaną również obliczenia cieplne komory paleniskowej. Znając z obliczeń cieplnych komory paleniskowej strumień masy i temperaturę spalin na wylocie z kotła oraz strumień masy pary generowanej w walczaku można ocenić czy w przegrzewaczach nie zostanie przekroczona dopuszczalna temperatura dla stali, z których wykonane są poszczególne stopnie przegrzewaczy.

Wyniki przedstawione w rozprawie mogą znaleźć zastosowanie do skrócenia rozruchu bloków parowo-gazowych, co jest bardzo istotne ze względu na pracę szczytową bloku energetycznego.

### 3. Cel i zakres pracy

Celem pracy jest opracowanie i analiza metod szybkiego rozruchu kotła parowego przy zachowaniu ograniczeń ze względu naprężenia cieplne.

Teza pracy jest następująca:

**Istnieje możliwość realizacji rozruchu kotła przy optymalnych zmianach temperatury z uwagi na naprężenia cieplne w walczaku kotła (elemencie krytycznym).**

Na podstawie równania bilansu masy i energii wyprowadzono wzór na strumień ciepła doprowadzany do parownika w funkcji szybkości zmiany ciśnienia w walczaku kotła. Przedstawiono również metodę wyznaczania optymalnych przebiegów temperatury czynnika w czasie nagrzewania elementów grubościennych. W odróżnieniu od obecnie obowiązujących przepisów kotłowych, temperatura wody może zmieniać się skokowo. Jest to szczególnie ważne na początku rozruchu kotła ze stanu zimnego, gdy parownik i walczak kotła można zalać gorącą wodą o temperaturze kilkadziesiąt stopni wyższej od temperatury początkowej. Najpierw przy użyciu przepisów kotłowych TRD-301 [7] lub normy PN-EN 12952-3 [8] wyznaczone zostały dopuszczalne szybkości nagrzewania walczaka z uwagi na naprężenia na brzegu otworu pod rurę opadową w funkcji ciśnienia, a następnie po rozwiązaniu równania różniczkowego wyznaczono zmiany temperatury i ciśnienia w walczaku w funkcji czasu. Znając przebieg ciśnienia w walczaku wyznaczono strumień ciepła, jaki powinien być doprowadzany do parownika kotła.

Następnie dopuszczono skokowy wzrost temperatury czynnika w walczaku na początku jego rozruchu i przeprowadzono symulację nagrzewania parownika kotła.

Na podstawie obliczeń cieplnych komory paleniskowej wyznaczono przebieg strumienia paliwa gwarantujący założony przebieg temperatury i ciśnienia w parowniku kotła. Wyznaczono również czasowe przebiegi temperatury spalin na wylocie z komory paleniskowej w czasie rozruchu kotła z maksymalną dopuszczalną prędkością zmiany temperatury czynnika roboczego w parowniku.



## 4. Dynamika parownika kotła

W czasie rozruchu kotła ze stanu zimnego można wyróżnić dwie fazy nagrzewania parownika.

W pierwszej fazie, po napełnieniu parownika wodą do minimalnego poziomu w walczaku, włączane są palniki mazutowe. Woda jest nagrzewana przy ciśnieniu atmosferycznym, tj. temperatura wody jest niższa od temperatury nasycenia. W tej fazie cały strumień ciepła doprowadzany do parownika jest zużywany na podgrzewanie wody bez odparowania.

Druga faza rozpoczyna się po osiągnięciu temperatury równej temperaturze nasycenia przy ciśnieniu otoczenia, równej ok. 100 °C. W tej fazie rozruchu ciśnienie w walczaku rośnie i temperatura wody w parowniku jest równa temperaturze nasycenia przy ciśnieniu panującym w parowniku. W drugiej fazie wytwarzana jest para nasycona, odprowadzana z walczaka do przegrzewacza pary świeżej.

Podstawą modelowania matematycznego procesów zachodzących w parowniku kotła są równania zachowania masy i energii (załącznik A1).

Poniżej zostaną przedstawione modele parownika, o parametrach skupionych – oddzielnie dla fazy pierwszej i dla fazy drugiej.

### 4.1 Model parownika w początkowej fazie rozruchu kotła.

W początkowej fazie rozruchu ciśnienie w walczaku kotła jest równe ciśnieniu atmosferycznemu. Temperatura wody w parowniku jest niższa od temperatury nasycenia przy ciśnieniu atmosferycznym. W parowniku nie jest wytwarzana para (Rys 1). Przyjmuje się, że temperatura wody w całym parowniku jest stała i zależy tylko od czasu.

Na początku rozruchu walczak napełniany jest do dopuszczalnego poziomu minimalnego. W miarę nagrzewania wody, jej objętość rośnie i poziom wody w walczaku rośnie.

Przy powyższych założeniach równania zachowania masy i energii mają następującą postać:

Równanie zachowania masy

$$\dot{m}_w = \dot{m}_{ods} + \frac{dm}{dt} \quad (4.1)$$

gdzie  $m$  oznacza masę wody w parowniku kotła.

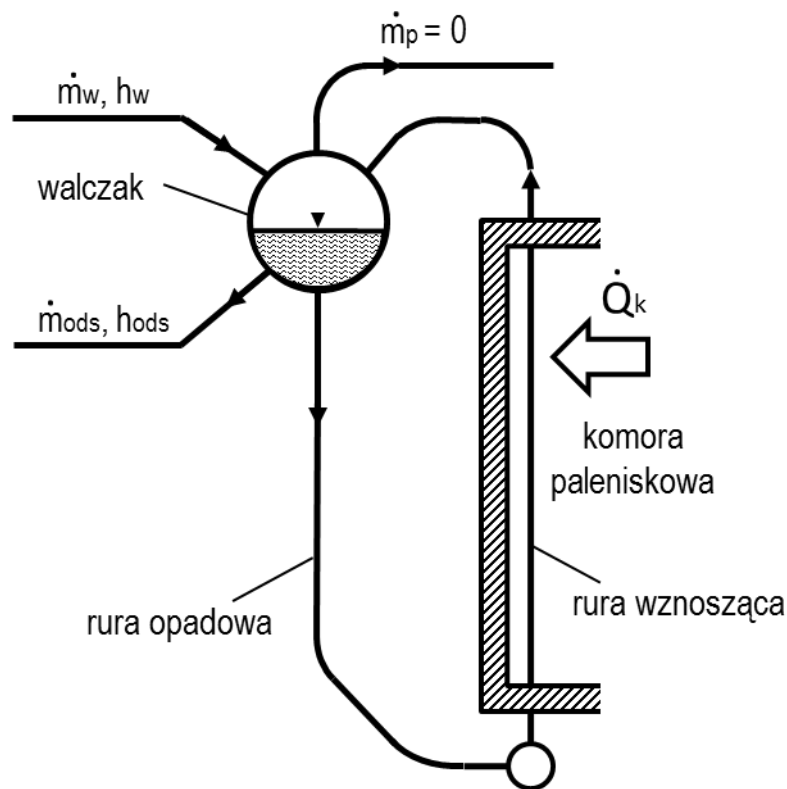
Równanie bilansu energii

$$\dot{m}_w h_w + \dot{Q}_k = \dot{m}_{ods} h_{ods} + m c_w (T) \frac{dT}{dt} + m_m c_m (T) \frac{dT}{dt} \quad (4.2)$$

Gdzie ciepło właściwe wody  $c_w$  określone jest wzorem:

$$c_w = \left. \frac{du}{dT} \right|_{v=const} \quad (4.3)$$

Zapisując równanie (4.2) przyjęto, że temperatura wody w parowniku i temperatura metalu są sobie równe i zmieniają się tylko z czasem.



Rys. 4.1 Schemat parownika kotła w pierwszej fazie rozruchu.

Z równania (4.2) otrzymuje się

$$\dot{m}_w h_w + \dot{Q}_k = \dot{m}_{ods} h_{ods} + [m c_w(T) + m_m c_m(T)] \frac{dT}{dt} \quad (4.4)$$

gdzie  $T$  oznacza temperaturę wody w parowniku, w  $^{\circ}\text{C}$ .

Ciepło właściwe wody przy stałym ciśnieniu  $c_{pw}$  oraz ciepło właściwe metalu  $c_m$  są funkcjami temperatury.

Szybkość zmian temperatury wody w parowniku wyznaczona ze wzoru (4.4) określona jest następującym wzorem

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{m c_w(T) + m_m c_m(T)} (\dot{Q}_k + \dot{m}_w h_w - \dot{m}_{ods} h_{ods}) \quad (4.5)$$

Równanie (4.5) można rozwiązać metodą jawną Eulera

$$\frac{T^{n+1} - T^n}{\Delta t} = \frac{1}{m c_w(T^n) + m_m c_m(T^n)} (\dot{Q}_k^n + \dot{m}_w^n h_w^n - \dot{m}_{ods}^n h_{ods}^n) \quad (4.6)$$

gdzie  $\Delta t$  oznacza krok całkowania.

Górny indeks  $n$  odnosi się do czasu  $t_n = n\Delta t$ ,  $n=0,1,\dots$ .

Temperatura wody  $T^{n+1}$  w czasie  $t_{n+1} = t_n + \Delta t$  wyznaczona ze wzoru (4.6) określona jest następującym wzorem

$$T^{n+1} = T^n + \frac{\Delta t}{m c_w(T^n) + m_m c_m(T^n)} (\dot{Q}_k^n + \dot{m}_w^n h_w^n - \dot{m}_{ods}^n h_{ods}^n) \quad (4.7)$$

Wyznaczanie temperatury wody za pomocą wzoru (4.7) rozpoczyna się od  $n=0$ .

Dla  $n=0$  mamy  $T^0 = T_0$ , gdzie  $T_0$  oznacza temperaturę początkową w parowniku.

W początkowej fazie rozruchu kotła strumienie masy wody zasilającej i odsolin są równe zero, tj.  $\dot{m}_w = 0$  i  $\dot{m}_{ods} = 0$ , wówczas wzór (4.7) upraszcza się do postaci

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\dot{Q}_k}{m c_w(T) + m_m c_m(T)} \quad (4.8)$$

W danym przypadku masa wody w parowniku kotła jest stała i wynosi

$$m = m_0 = V_p \Big|_{t=0} \rho_w(T_0) \quad (4.9)$$

gdzie  $T_0$  jest temperaturą początkową wody w walczaku w chwili  $t=0$ , a  $V_p$  objętością wody o temperaturze  $T_0$  znajdującej się w parowniku.

## 4.2 Model parownika kotła w warunkach generacji pary.

Gdy temperatura wody jest równa temperaturze nasycenia przy ciśnieniu otoczenia, woda w parowniku zaczyna wrzeć i wytwarzana jest para. Po osiągnięciu określonego ciśnienia, np. w elektrowni Skawina, przy nadciśnieniu  $p_n=1,6$  MPa, następuje obniżenie poziomu wody w walczaku do poziomu znamionowego, tj. 10cm poniżej płaszczyzny poziomej przechodzącej przez oś walczaka. Włączane są wówczas młyny węglowe a w komorze paleniskowej spalane są jednocześnie mazut i pył węglowy.

Opracowane zostaną dwa modele matematyczne parownika kotła.

W modelu uproszczonym pominięta zostanie masa pary w parowniku a uwzględniona zostanie tylko masa wody o temperaturze nasycenia. W modelu drugim uwzględniona zostanie masa pary i wody.

#### 4.2.1 Model parownika kotła z pominięciem masy pary w parowniku.

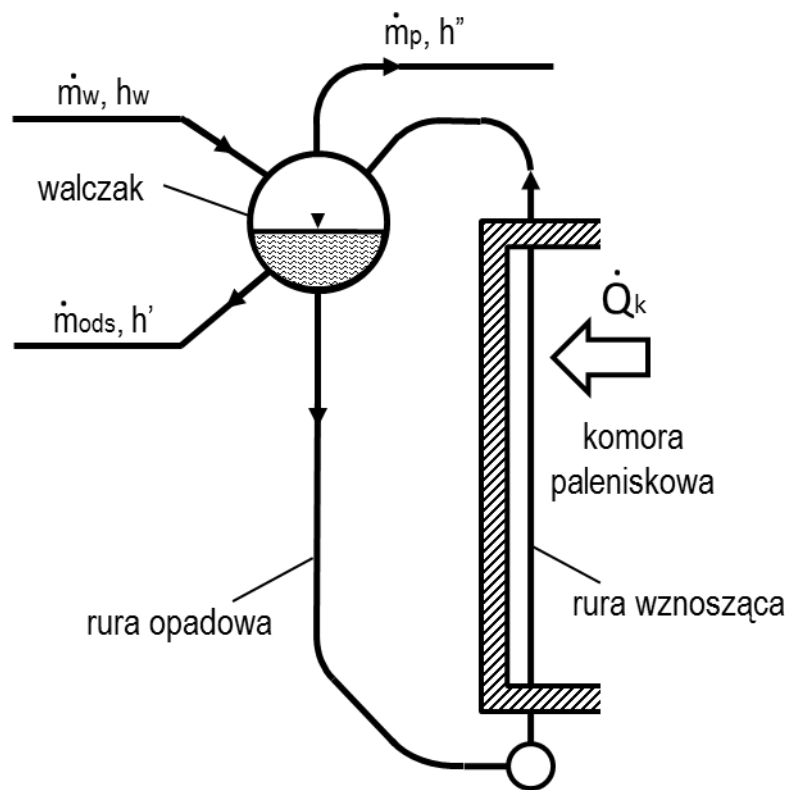
W celu uproszczenia obliczeń pominięta zostanie masa pary znajdującej się w parowniku kotła. Jest to możliwe, gdy porówna się gęstość wody i pary. Dla wybranych wartości ciśnienia i temperatury, gęstość wody i pary w temperaturze nasycenia przedstawia się następująco:

Tablica 4.1 Porównanie gęstości pary i wody w temperaturze nasycenia.

Ciśnienie p, MPa	Temperatura T, °C	Gęstość wody $\rho'$ , kg/m <sup>3</sup>	Gęstość pary $\rho''$ , kg/m <sup>3</sup>	Stosunek gęstości ( $\rho''/\rho'$ )100, %
0,1	99,61	958,64	0,59	0,06
0,5	151,84	915,30	2,67	0,29
1,0	179,89	887,13	5,15	0,58
3,0	233,86	821,90	15,00	1,83
5,0	263,94	777,36	25,35	3,26
7,0	285,83	739,72	36,52	4,94
9,0	303,35	705,16	48,80	6,92
11,0	318,08	671,80	62,52	9,31

Z porównania przedstawionego w tablicy 4.1 widać, że gęstość pary jest znacznie niższa od gęstości wody, szczególnie na początku rozruchu kotła, gdy ciśnienie w parowniku kotła jest niskie. Przy ciśnieniu absolutnym równym 0,1 MPa stosunek gęstości pary do wody wynosi 0,06 % i wzrasta do 9,31 % przy ciśnieniu 11 MPa.

W modelowaniu matematycznym parownika kotła, w pierwszym przybliżeniu, można pominąć masę pary.



Rys. 4.2. Schemat parownika kotła, w którym z walczaka odprowadzany jest strumień masy pary  $\dot{m}_p$ .

Równanie zachowania masy ma następującą postać (Rys.4.2)

$$\dot{m}_w = \dot{m}_p + \dot{m}_{ods} + \frac{d(V'\rho')}{dt} \quad (4.10)$$

Równanie zachowania energii z uwzględnieniem masy wody i metalu, można zapisać w postaci (Rys.4.2)

$$\dot{m}_w h_w + \dot{Q}_k = \dot{m}_p h'' + \dot{m}_{ods} h' + (V'\rho'c_w + V_m \rho_m c_m) \frac{dT_n}{dt} \quad (4.11)$$

Równanie zachowania masy (4.10) można przekształcić do postaci

$$\dot{m}_w = \dot{m}_p + \dot{m}_{ods} + V' \frac{d\rho'}{dT_n} \frac{dT_n}{dt} \quad (4.12)$$

Po podstawieniu (4.12) do (4.11) otrzymuje się po przekształceniach

$$\dot{Q}_k = \dot{m}_p (h'' - h_w) + \dot{m}_{ods} (h' - h_w) + \left[ V'\rho'c_w(T_n) + V_m \rho_m c_m(T_n) - V'h_w \frac{d\rho'}{dT_n} \right] \frac{dT_n}{dt} \quad (4.13)$$

Równanie (4.13) służy do wyznaczania strumienia ciepła  $\dot{Q}_k$  jaki powinien przepływać od spalin w komorze paleniskowej do czynnika roboczego w parowniku, tak aby zapewnić zadaną szybkość zmian temperatury  $dT_n/dt$  mieszaniny parowo wodnej w parowniku. Może to być dopuszczalna szybkość zmian temperatury w parowniku podawana przez producenta kotła lub szybkość dopuszczalna wyznaczona zgodnie z obowiązującymi przepisami kotłowymi [7-8].

#### 4.2.2 Model parownika kotła z uwzględnieniem masy pary w parowniku.

W celu zwiększenia dokładności modelowania procesów zachodzących w parowniku, uwzględniona zostanie masa pary znajdująca się w układzie.

Modelowanie zjawisk nieustalonych zachodzących w parowniku kotła przeprowadzone zostanie przy założeniu, że jest to układ o skupionej masie i pojemności cieplnej [9-14].

Punktem wyjścia do wyznaczenia strumienia ciepła  $\dot{Q}_k$ , który zapewnia nagrzewanie parownika z zadaną szybkością  $v_T(t) = dT_n/dt$ , są równania bilansu masy i energii dla parownika

$$\frac{d(V' \rho' + V'' \rho'')}{d\tau} = \dot{m}_w - \dot{m}_p - \dot{m}_{ods}, \quad (4.14)$$

$$\begin{aligned} \frac{d(V' \rho' u' + V'' \rho'' u'' + m_m c_m T_m)}{d\tau} = \\ = \dot{m}_w h_w - \dot{m}_p h'' - \dot{m}_{ods} h' + \dot{Q}_k \end{aligned} \quad (4.15)$$

Po przekształceniach wzorów (4.14) i (4.15) otrzymuje się

$$\begin{aligned} \dot{Q}_k = \dot{m}_{ods} \frac{\rho''}{\rho' - \rho''} (h'' - h') - \dot{m}_w \left( h_w - \frac{\rho' h' - \rho'' h''}{\rho' - \rho''} \right) + \\ + \dot{m}_p \frac{\rho' (h'' - h')}{\rho' - \rho''} + [V' (\rho' \frac{dh'}{dp} + \frac{\rho'' (h'' - h')}{\rho' - \rho''} \frac{d\rho'}{dp} - 1) + \\ V'' (\rho'' \frac{dh''}{dp} + \frac{\rho' (h'' - h')}{\rho' - \rho''} \frac{d\rho''}{dp} - 1) + m_m c_m \frac{dT_n}{dp_n}] \frac{dp_n}{dt} \end{aligned} \quad (4.16)$$

Wzór (4.16) umożliwia wyznaczenie strumienia ciepła  $\dot{Q}_k$ , jaki należy doprowadzić do parownika z komory paleniskowej, aby zapewnić zadaną szybkość zmian ciśnienia  $dp_n/dt$ .

Jeżeli poszukiwany jest strumień masy pary  $\dot{m}_p$  na wylocie z parownika, a strumień ciepła  $\dot{Q}_k$  jest znany, to wówczas równanie (4.17) można przekształcić do postaci

$$\dot{m}_p = \frac{\rho' - \rho''}{\rho'(h'' - h')} \left\{ \dot{m}_w \left[ \frac{\dot{m}_w h_w \rho' - \dot{m}_w h_w \rho'' - \dot{m}_w \rho' h' + \dot{m}_w \rho'' h''}{\rho' - \rho''} - \frac{\dot{m}_{ods} \rho'' h'' - \dot{m}_{ods} \rho'' h'}{\rho' - \rho''} \right] + \dot{Q}_k - \right. \\ \left. - \left[ V' \left( \frac{(\rho' - \rho'') \rho'}{\rho' - \rho''} \frac{dh'}{dp} + \frac{\rho''(h'' - h')}{\rho' - \rho''} \frac{d\rho'}{dp} - \frac{\rho' - \rho''}{\rho' - \rho''} \right) + \dot{m}_m c_m \frac{dT_n}{dp_n} \right] \frac{dp_n}{dt} \right\} \quad (4.17)$$

Ze wzoru (4.16), przy założeniu  $V'' = 0$  i  $\rho'' = 0$ , otrzymuje się

$$\dot{Q}_k = \dot{m}_p (h'' - h_w) + \dot{m}_{ods} (h' - h_w) + \left[ V' \rho' c_{pw}(T_n) + V_m \rho_m c_m(T_n) - V h_w \frac{d\rho'}{dT_n} \right] \frac{dT_n}{dp_n} \frac{dp_n}{dt} \quad (4.18)$$

Przekształcając wzór (4.18) do postaci

$$\dot{Q}_k = \dot{m}_p (h'' - h_w) + \dot{m}_{ods} (h' - h_w) + \left[ V' \rho' c_{pw}(T_n) + V_m \rho_m c_m(T_n) \right] \frac{dT_n}{dp_n} \frac{dp_n}{dt} - V h_w \frac{d\rho'}{dp_n} \frac{dp_n}{dt} \quad (4.19)$$

otrzymuje się ostatecznie

$$\dot{Q}_k = \dot{m}_p (h'' - h_w) + \dot{m}_{ods} (h' - h_w) + \left\{ \left[ V' \rho' c_{pw}(T_n) + V_m \rho_m c_m(T_n) \right] \frac{dT_n}{dp_n} - V h_w \frac{d\rho'}{dp_n} \right\} \frac{dp_n}{dt} \quad (4.20)$$

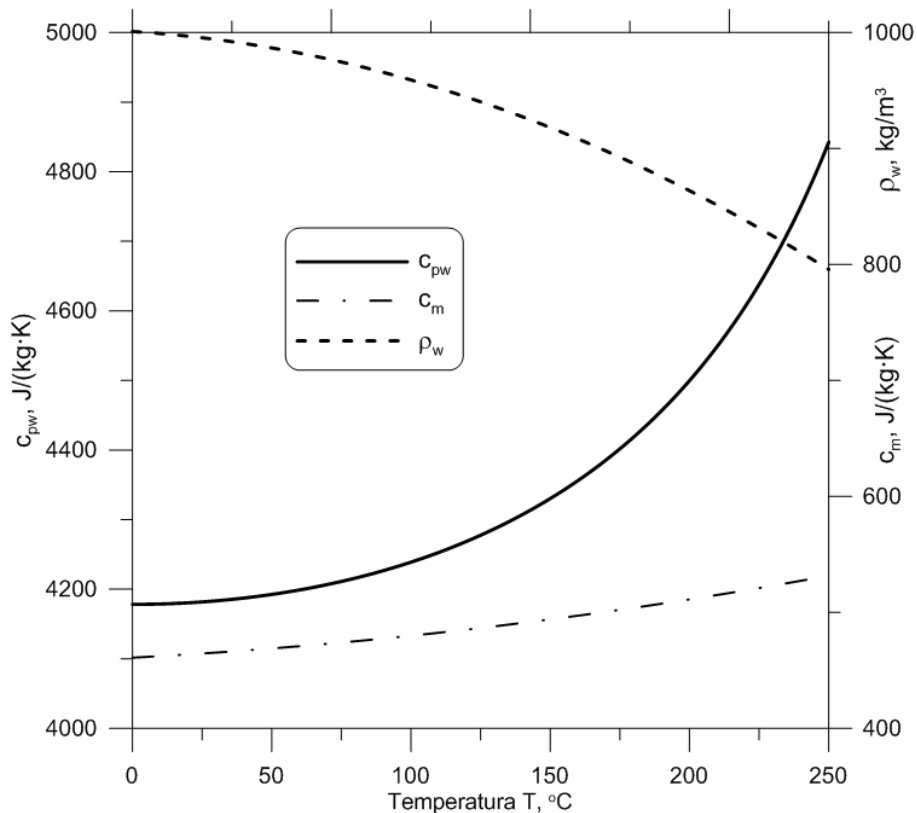
Wzór (4.18) jest taki sam jak wzór (4.13). W obliczeniach strumienia ciepła  $\dot{Q}_k$  jaki powinien być doprowadzany do parownika ze strony komory paleniskowej zastosowano wzór (4.16), który uwzględnia masę wody i pary znajdujących się w parowniku.

## 5. Właściwości fizyczne wody i pary

Modelowanie komputerowe procesów zachodzących w parowniku w czasie rozruchu kotła wymaga opracowania funkcji i programów do obliczeń właściwości fizycznych wody i pary. Na podstawie międzynarodowych tablic parowych [15] przeprowadzona została aproksymacja właściwości wody i pary za pomocą odpowiednich funkcji przy użyciu programu *Table Curve 2D v5.0* [16].

### 5.1 Właściwości fizyczne wody poniżej temperatury nasycenia.

Najpierw przedstawione zostaną właściwości wody: gęstość -  $\rho_w(T)$ , ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu -  $c_{pw}(T)$  oraz ciepło właściwe  $c_m(T)$  stali węglowych stosowanych na elementy parownika.



Rys. 5.1. Ciepło właściwe  $c_{pw}$  wody przy stałym ciśnieniu, gęstość wody  $\rho_w$  oraz ciepło właściwe stali węglowej  $c_m$  w funkcji temperatury.

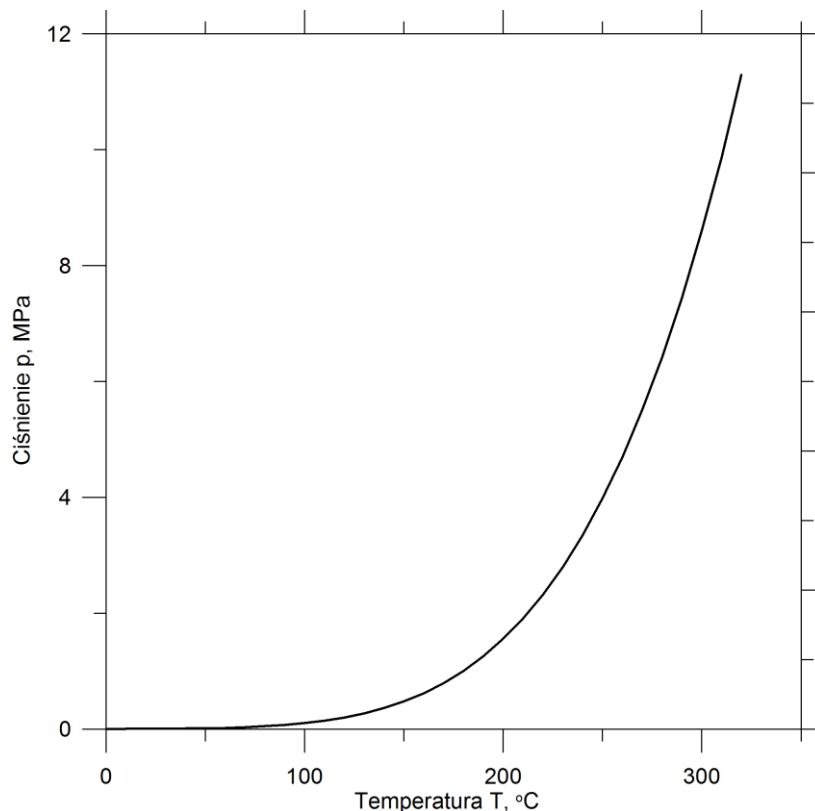
Z analizy rysunku 5.1 widać, że ciepło właściwe wody  $c_{pw}$  i jej gęstość  $\rho_w$  zmieniają się znacznie wraz z temperaturą. Ma to istotny wpływ na przebieg temperatury wody wyznaczany ze wzoru (4.6).



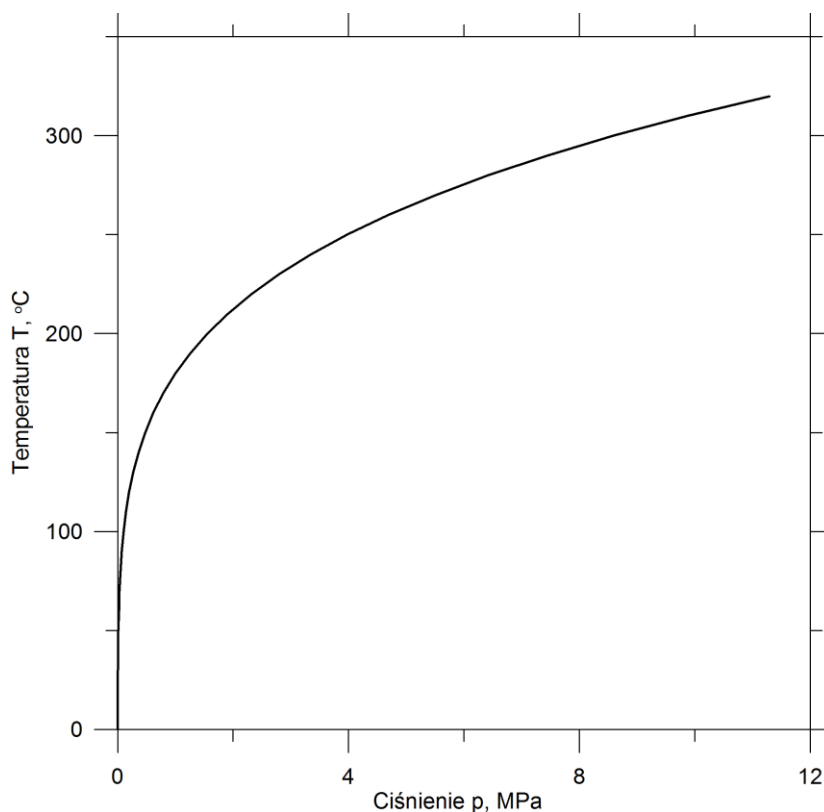
## 5.2 Właściwości fizyczne wody i pary w temperaturze nasycenia.

Przedstawione zostaną następujące właściwości wody i pary:

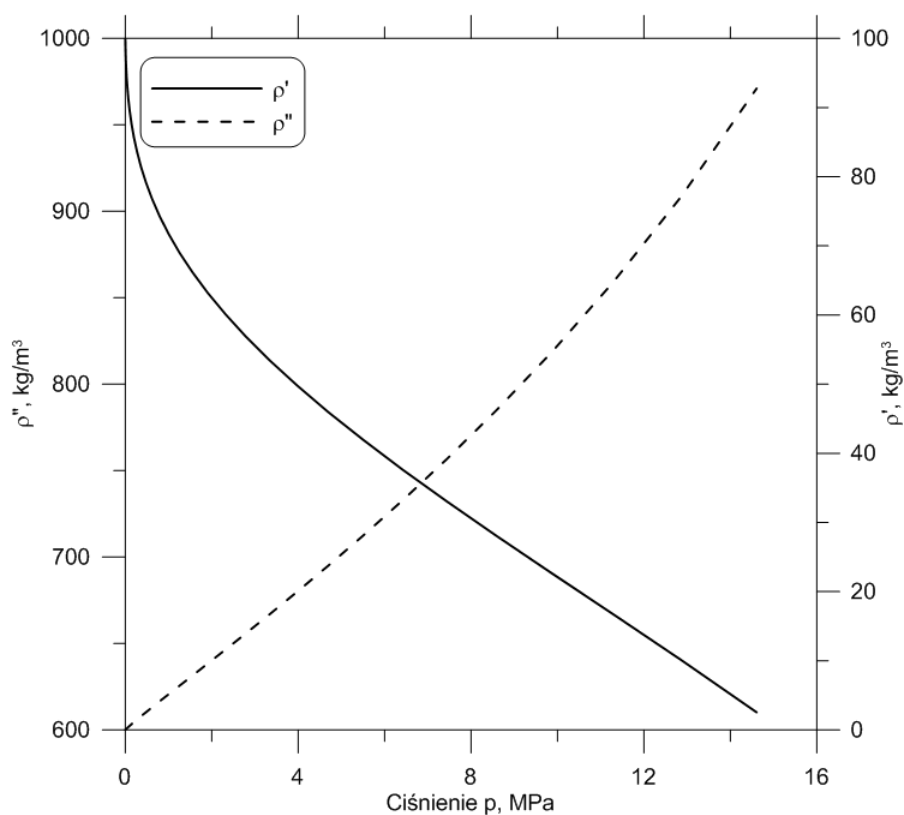
1. Ciśnienie nasycenia w funkcji temperatury,  $p(T)$  w zakresie:  $0 < T \leq 320$  °C.
2. Temperatura nasycenia w funkcji ciśnienia,  $T(p)$  w zakresie:  $0 < p \leq 12$  MPa.
3. Gęstość wody i pary w funkcji ciśnienia,  $\rho'(p)$ ,  $\rho''(p)$  w zakresie:  $0 < p \leq 14$  MPa.
4. Entalpia wody i pary w funkcji ciśnienia,  $h'(p)$ ,  $h''(p)$  w zakresie:  $0 < p \leq 16$  MPa.
5. Pierwsza pochodna  $dp/dT$  w funkcji temperatury w zakresie:  $0 < T \leq 350$  °C.
6. Pierwsza pochodna  $dT/dp$  w funkcji ciśnienia w zakresie:  $0 < p \leq 15$  MPa.
7. Pierwsze pochodne:  $d\rho'/dp$  i  $d\rho''/dp$  w funkcji ciśnienia w zakresie:  $0 < p \leq 12$  MPa.
8. Zmiany pochodnych  $dh'/dp$  i  $dh''/dp$  w funkcji ciśnienia w zakresie:  $0 < p \leq 15$  MPa.



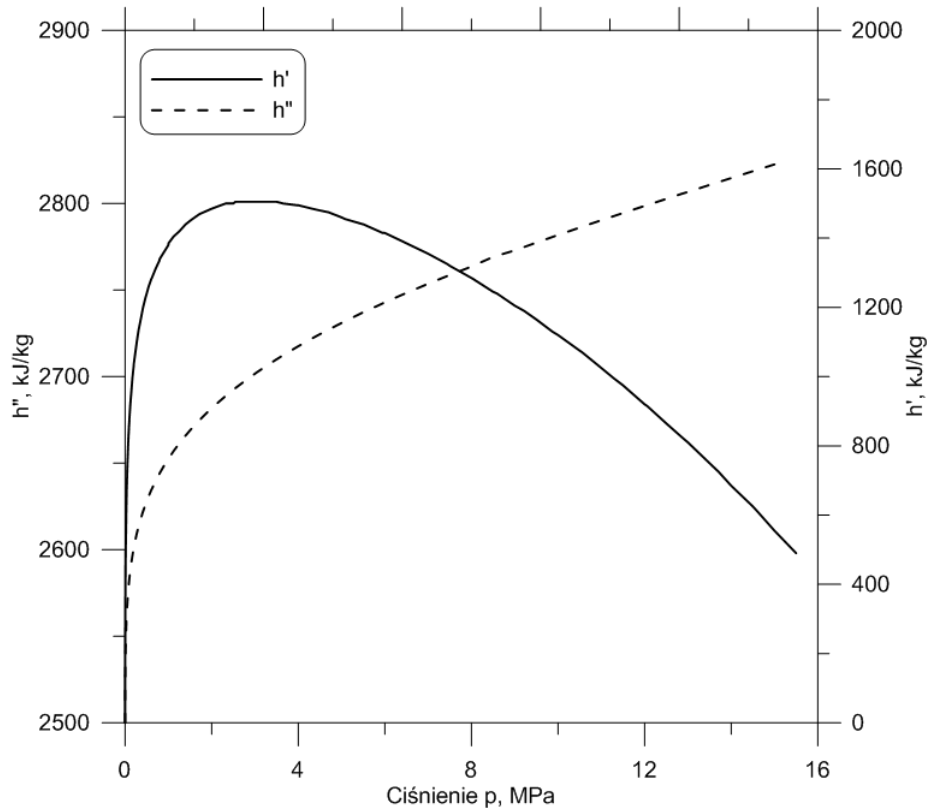
Rys. 5.2 Ciśnienie nasycenia w funkcji temperatury,  $p(T)$  w zakresie:  $0 < T \leq 320$  °C.



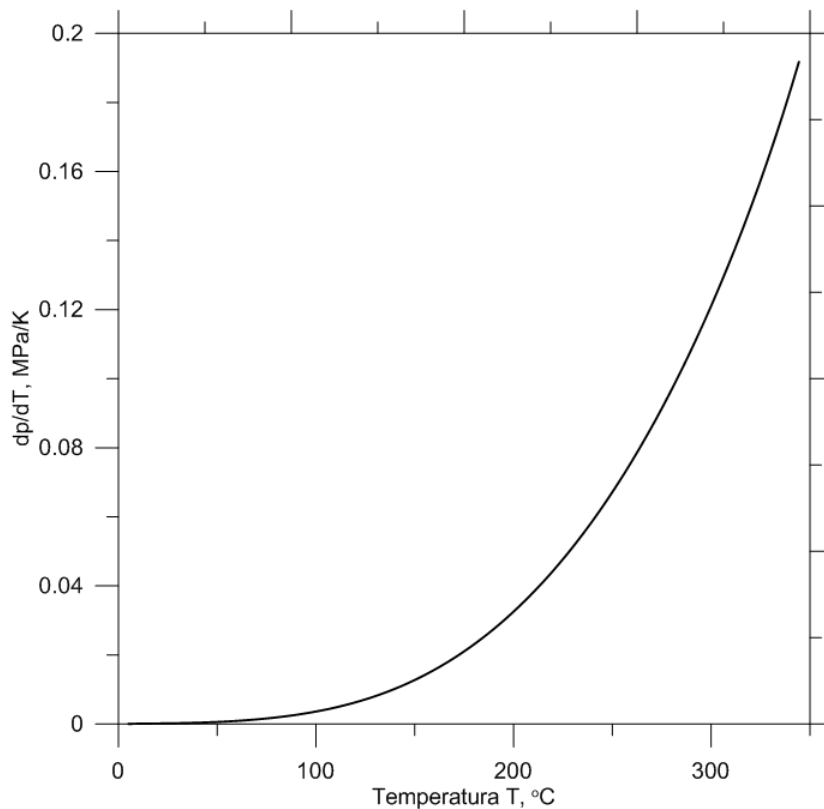
Rys. 5.3. Temperatura nasycenia w funkcji ciśnienia,  $T(p)$  w zakresie  $0 < p \leq 12$  MPa.



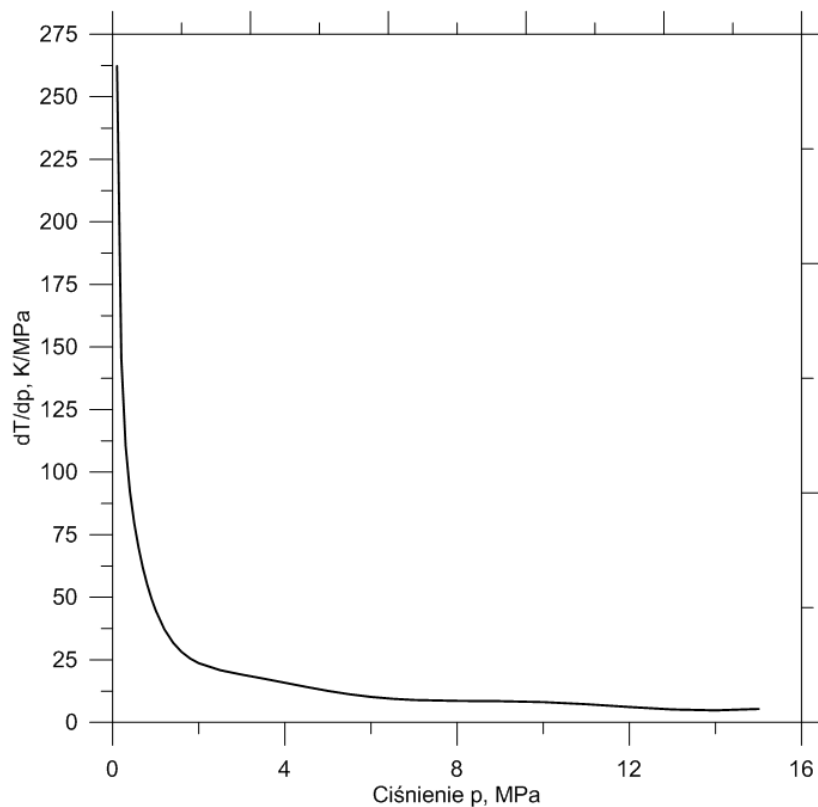
Rys. 5.4. Gęstość wody i pary w funkcji ciśnienia,  $\rho'(p)$ ,  $\rho''(p)$  w zakresie:  $0 < p \leq 14$  MPa.



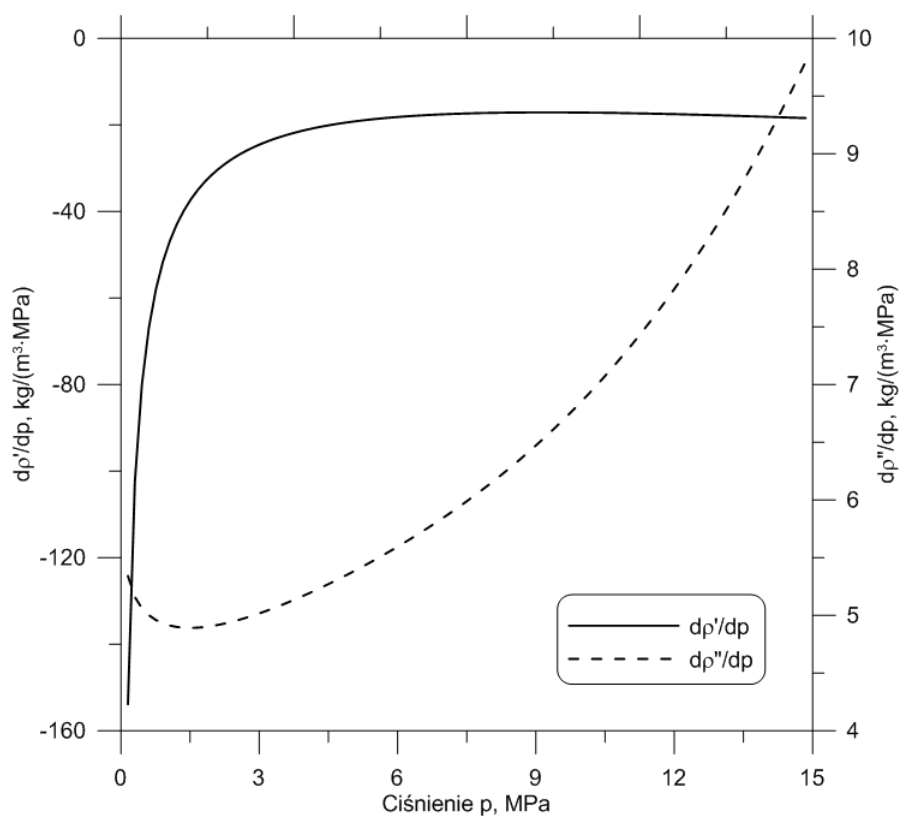
Rys. 5.5. Entalpia wody i pary w funkcji ciśnienia,  $h'(p)$ ,  $h''(p)$  w zakresie:  $0 < p \leq 15$  MPa.



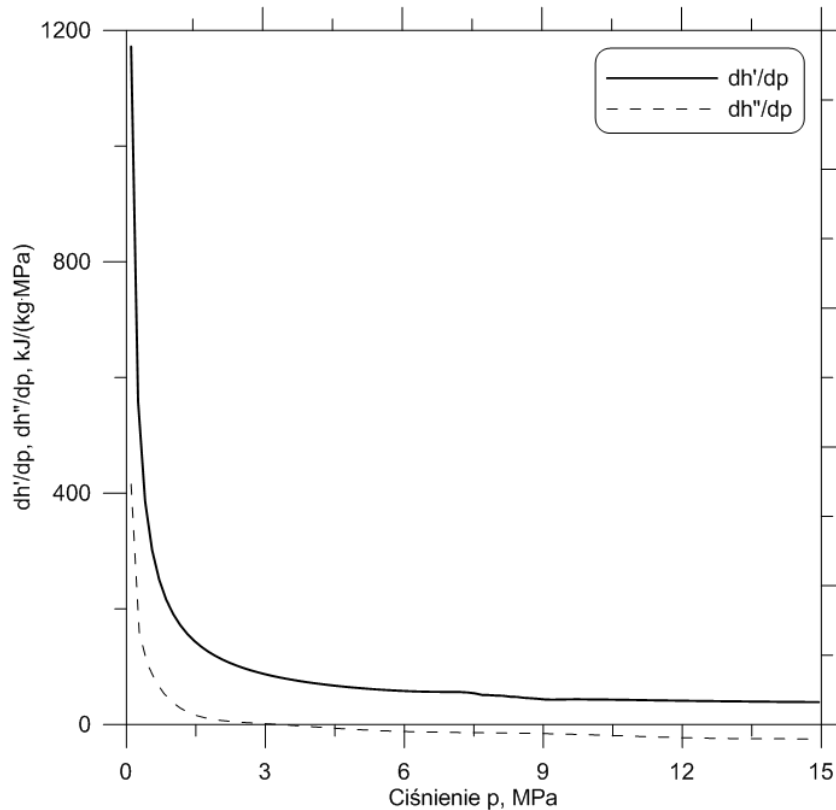
Rys. 5.6. Pierwsza pochodna  $dp/dT$  w funkcji temperatury w zakresie  $0 < T \leq 350$  °C.



Rys. 5.7. Pierwsza pochodna  $dT / dp$  w funkcji ciśnienia w zakresie  $0 < p \leq 15$  MPa.



Rys. 5.8. Pierwsza pochodna  $d\rho' / dp$  i  $d\rho'' / dp$  w funkcji ciśnienia w zakresie  $0 < p \leq 15$  MPa.



**Rys. 5.9. Zmiany pochodnych  $dh'/dp$  i  $dh''/dp$  w funkcji ciśnienia w zakresie:  $0,1 < p \leq 15$  MPa.**

Należy zwrócić uwagę na dokładność wyznaczania pochodnych funkcji przedstawiających temperaturę, ciśnienie, gęstość oraz entalpię wody i pary. Najlepiej funkcje te wyznaczyć przez analityczne różniczkowanie funkcji:  $T(p)$ ,  $p(T)$ ,  $\rho'(p)$ ,  $\rho''(p)$ ,  $h'(p)$ ,  $h''(p)$  otrzymanych wcześniej przy użyciu metody najmniejszych kwadratów na podstawie tablic parowych. Można również wyznaczać odpowiednie pochodne za pomocą ilorazów różnicowych centralnych korzystając z tablic parowych [15], a następnie wyznaczyć odpowiednie funkcje przedstawiające zmianę pochodnych w zależności o zmian ciśnienia lub temperatury. Do aproksymacji pochodnych wyznaczonych numerycznie można zastosować metodę najmniejszych kwadratów, przy użyciu programów komercyjnych takich jak Table Curve [16].

Z analizy rysunków 5.1-5.9 widać, że własności fizyczne wody i pary w temperaturze nasycenia silnie zależą od ciśnienia i temperatury.

Symulację nagrzewania parownika kotła w czasie jego rozruchu przeprowadzono z uwzględnieniem zmiennych własności wody, pary i stali, z której wykonany jest parownik.

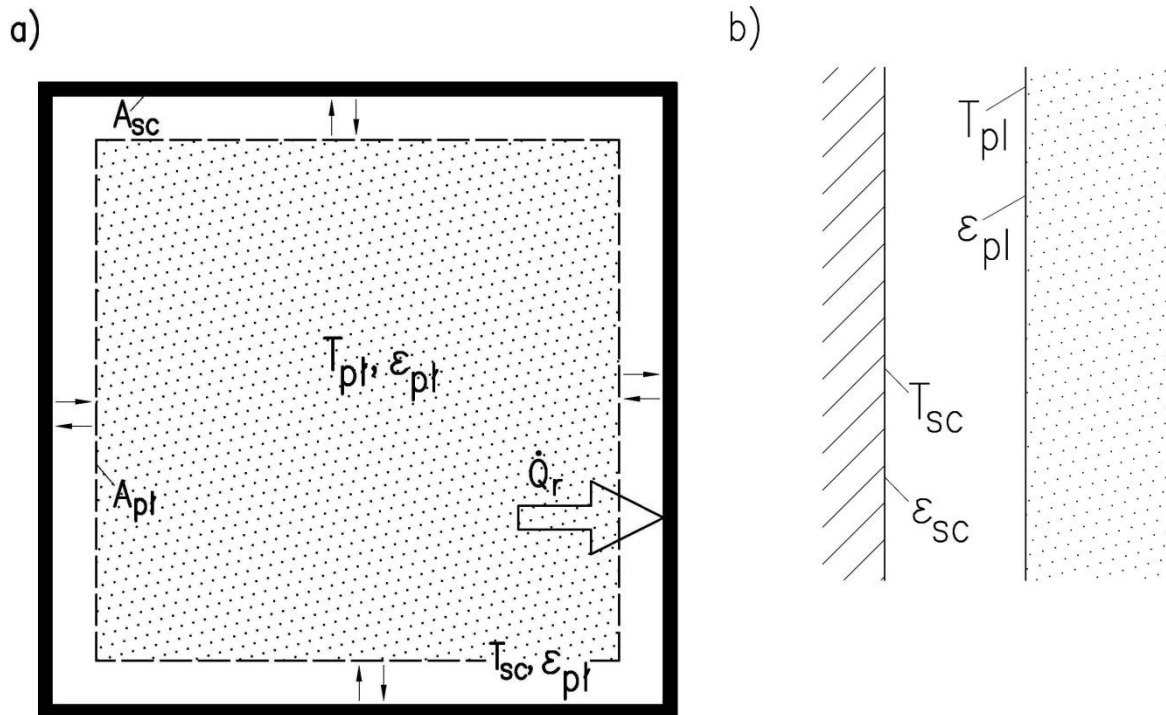
## 6. Obliczenia cieplne komory paleniskowej kotła opalanego olejem

Do obliczenia temperatury spalin na wylocie z komory paleniskowej a także do wyznaczania strumienia ciepła przepływającego od spalin do ścian parownika zastosowany zostanie tzw. zerowy model wymiany ciepła w komorze.

W modelu tym przyjmuje się, że temperatura spalin wypełniających palenisko jest jednakowa. Model może być stosowany dla komór paleniskowych charakteryzujących się małym stosunkiem wysokości kotła do jego szerokości. Do najbardziej popularnych metod obliczeń komór paleniskowych kotłów pyłowych, bazujących na założeniu, że temperatura spalin w całej komorze jest stała, jest metoda CKTI [17-20], szeroko stosowana przez producentów kotłów.

Do wyznaczenia strumienia ciepła  $\dot{Q}_k$  przejmowanego przez ściany komory paleniskowej rozpatruje się uproszczony model wymiany ciepła w komorze. Przyjmuje się, że komorę paleniskową wypełnia płomień o polu powierzchni zewnętrznej  $A_{pl}$  i emisyjności  $\varepsilon_{pl}$  (Rys.6.1). Stopień zanieczyszczenia ścian komory paleniskowej kotła uwzględniany jest w współczynniku sprawności cieplnej ścian komory paleniskowej  $\psi$ .

Temperatura płomienia w całej jego objętości jest równomierna i wynosi  $T_{pl}$ . Strumień ciepła  $\dot{Q}_k$  przepływa od płomienia do ścian o polu powierzchni  $A_{sc}$ , temperaturze  $T_{sc}$  i emisyjności  $\varepsilon_{sc}$  (Rys.6.1).



**Rys. 6.1. Wymiana ciepła przez promieniowanie w komorze paleniskowej kotła;**  
**a) wymiana ciepła między płomieniem a ścianami komory paleniskowej,**  
**b) uproszczony schemat wymiany ciepła między płomieniem a ścianami komory paleniskowej**  
**(wymiana ciepła między dwoma powierzchniami płaskimi).**

Strumień ciepła  $\dot{Q}_r$  przekazywany od spalin do ścian komory paleniska można obliczyć za pomocą wzoru stosowanego do obliczania strumienia ciepła wymienianego między dwoma powierzchniami o emisyjnościach  $\varepsilon_{pl}$  i  $\varepsilon_{sc}$ , o polach powierzchni odpowiednio  $A_{pl}$  i  $A_{sc}$  (rys. 6.1).

$$\dot{Q}_r = \frac{\sigma A_{pl} (T_{pl}^4 - T_{sc}^4)}{\frac{1}{\varepsilon_{pl}} + \frac{1 - \varepsilon_{sc}}{\varepsilon_{sc}} \frac{A_{pl}}{A_{sc}}}, \quad (6.1)$$

gdzie  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$  oznacza stałą Stefana – Boltzmann.

Po uwzględnieniu, że w kotłach pyłowych płomień wypełnia całą komorę paleniskową można przyjąć, że pole powierzchni płomienia  $A_{pl}$  jest równe polu powierzchni ścian  $A_{sc}$ . Uwzględniając, że  $A_{pl} = A_{sc}$  wzór (6.1) można uprościć do postaci (Rys.6.1b)

$$\dot{Q}_r = \frac{\sigma A_{sc} (T_{pl}^4 - T_{sc}^4)}{\frac{1}{\varepsilon_{pl}} + \frac{1}{\varepsilon_{sc}} - 1}. \quad (6.2)$$

Strumień ciepła absorbowany przez ściany komory paleniskowej wynosi

$$\dot{q}_{sc,ef} = \varepsilon_z \sigma T_z^4 + (1 - \varepsilon_z) \dot{q}_{pad}, \quad (6.3)$$

gdzie:  $\dot{q}_{pad}$  – strumień ciepła padający na ściany komory paleniskowej,  $\varepsilon_z$  - emisyjność powierzchni zanieczyszczeń,  $T_z$  – temperatura powierzchni zanieczyszczeń od strony spalin.

Gęstość strumienia ciepła przejmowanego przez ściany komory paleniskowej, to jest średnie obciążenie cieplne ścian komory paleniskowej, jest obliczana ze wzoru

$$\dot{q} = \frac{\dot{Q}_r}{A_{sc}}, \quad (6.4)$$

gdzie strumień ciepła  $\dot{Q}_r$  określony jest wzorem (6.2).

Obecność zanieczyszczeń w postaci żużla lub popiołu, uwzględnia się wprowadzając współczynnik sprawności cieplnej ścian kotła zdefiniowany, jako iloraz gęstości strumienia ciepła przejmowanego przez ściany  $\dot{q}_{sc,ef}$  do strumienia padającego  $\dot{q}_{pad}$ .

Uwzględniając definicję współczynnika sprawności cieplnej ścian komory paleniskowej kotła  $\psi$

$$\psi = \frac{\dot{q}}{\dot{q}_{pad}} = \frac{\dot{q}_{pad} - \dot{q}_{sc,ef}}{\dot{q}_{pad}} = 1 - \frac{\dot{q}_{sc,ef}}{\dot{q}_{pad}}, \quad (6.5)$$

można gęstość strumienia ciepła  $\dot{q}_{sc,ef}$ , przejmowanego przez ściany, wyrazić następująco

$$\dot{q}_{sc,ef} = (1 - \psi) \dot{q}_{pad}. \quad (6.6)$$

Po podstawieniu wzoru (6.3) do (6.6)

$$\varepsilon_z \sigma T_z^4 + (1 - \varepsilon_z) \dot{q}_{pad} = (1 - \psi) \dot{q}_{pad}, \quad (6.7)$$

po prostych przekształceniach, otrzymuje się

$$\varepsilon_z \sigma T_z^4 = \varepsilon_z \dot{q}_{pad} - \psi \dot{q}_{pad}. \quad (6.8)$$

Po podstawieniu  $\dot{q} = \psi \dot{q}_{pad}$  i  $\varepsilon_z \sigma T_z^4$  określonego wzorem (6.8) oraz  $\dot{Q}_r$  określonego wzorem (6.2) do wzoru (6.4) otrzymuje się po prostych przekształceniach następujące równanie

$$\psi \dot{q}_{pad} = \frac{-\varepsilon_{pl} (\varepsilon_z \dot{q}_{pad} - \psi \dot{q}_{pad}) + \varepsilon_z \varepsilon_{pl} \sigma T_{pl}^4}{\varepsilon_{pl} + \varepsilon_z - \varepsilon_z \varepsilon_{pl}}. \quad (6.9)$$

z którego otrzymuje się



$$\varepsilon_{pl} = \frac{1}{1 + \frac{1}{\psi} \left( \frac{\sigma T_{pl}^4}{\dot{q}_{pad}} - 1 \right)}. \quad (6.10)$$

Z definicji emisyjności paleniska

$$\varepsilon_{pal} = \frac{\dot{q}_{pad}}{\sigma T_{pl}^4} \quad (6.11)$$

mamy

$$\frac{\sigma T_{pl}^4}{\dot{q}_{pad}} = \frac{1}{\varepsilon_{pal}}. \quad (6.12)$$

Po podstawieniu wyrażenia (6.12) do wzoru (6.10) otrzymuje się wzór na emisyjność paleniska

$$\varepsilon_{pl} = \frac{1}{1 + \frac{1}{\psi} \left( \frac{1}{\varepsilon_{pal}} - 1 \right)}. \quad (6.13)$$

Wzór (6.13) można zapisać również w postaci

$$\varepsilon_{pal} = \frac{\varepsilon_{pl}}{\varepsilon_{pl} + \psi(1 - \varepsilon_{pl})}. \quad (6.14)$$

Strumień ciepła  $\dot{Q}_r$  przejmowany przez ściany komory paleniskowej wynosi

$$\dot{Q}_r = A_k \dot{q} = A_k \dot{q}_{pad} \psi = \varepsilon_{pal} \psi \sigma A_k T_{pl}^4. \quad (6.15)$$

Temperatura spalin na wylocie z komory paleniskowej  $T_e$  zostanie wyznaczona z równania bilansu energii dla komory paleniskowej kotła:

$$\dot{Q}_r = \dot{Q} - \dot{m}_{sp} c_{p,sp} \Big|_{0^\circ C}^{T_e - 273,15} (T_e - 273,15), \quad (6.16)$$

gdzie  $T_e$  oznacza temperaturę spalin na wylocie z paleniska w K.

Zgodnie z przyjętym modelem obliczeń radiacyjnej wymiany ciepła w komorze paleniskowej, temperatura spalin w całej komorze jest jednakowa. Można więc przyjąć, że  $T_e = T_{pl}$ , gdzie  $T_e$  i  $T_{pl}$  wyrażone są w K.

Strumień energii  $\dot{Q}$  dopływający do paleniska z paliwem i powietrzem wynosi

$$\dot{Q} = \dot{m}_{pal} (W_d + h_{pal}) + \dot{m}_{pow} c_{p,pow} \Big|_{0^{\circ}C}^{T_{pow}-273,15} (T_{pow} - 273,15) \quad (6.17)$$

gdzie:  $h_{pal}$  – entalpia paliwa,  $W_d$  – wartość opałowa paliwa,  $\dot{m}_{pal}$ ,  $\dot{m}_{pow}$  – odpowiednio strumień masy paliwa i powietrza,  $c_{p,pow}$  – ciepło właściwe powietrza przy stałym ciśnieniu,  $T_{pow}$  – temperatura powietrza w K.

Entalpia paliwa określona jest wzorem

$$h_{pal} = c_{p,pal} \Big|_{0^{\circ}C}^{T_{pal}-273,15} (T_{pal} - 273,15), \quad (6.18)$$

gdzie:  $T_{pal}$  – temperatura paliwa w K,  $c_{p,pal} \Big|_{0^{\circ}C}^{T_{pal}-273,15}$  – średnie ciepło właściwe paliwa w przedziale temperatury od  $0^{\circ}C$  do  $(T_{pal} - 273,15)$ .

Strumień ciepła doprowadzany do paleniska  $\dot{Q}$  można wyrazić za pomocą adiabatycznej temperatury spalania  $(T_{ad} - 273,15)$ :

$$\dot{Q} = \dot{m}_{sp} c_{p,sp} \Big|_{0^{\circ}C}^{T_{ad}-273,15} (T_{ad} - 273,15), \quad (6.19)$$

gdzie adiabatyczna temperatura spalania  $T_{ad}$  określona jest wzorem:

$$T_{ad} = 273,15 + \frac{\dot{m}_{pal} (W_d + h_{pal}) + \dot{m}_{pow} c_{p,pow} \Big|_{0^{\circ}C}^{T_{pow}-273,15} (T_{pow} - 273,15)}{\dot{m}_{sp} c_{p,sp} \Big|_{0^{\circ}C}^{T_{ad}-273,15} (T_{ad} - 273,15)}. \quad (6.20)$$

Po podstawieniu wzoru (6.15) i (6.19) do wzoru (6.16) otrzymuje się

$$A_k \varepsilon_{pal} \psi \sigma T_e^4 = \dot{m}_{sp} c_{p,sp} \Big|_{0^{\circ}C}^{T_{ad}-273,15} (T_{ad} - 273,15) - \dot{m}_{sp} c_{p,sp} \Big|_{0^{\circ}C}^{T_e-273,15} (T_e - 273,15). \quad (6.21)$$

Po wprowadzeniu średniego ciepła właściwego spalin

$$\bar{c}_{p,sp} = c_{p,sp} \Big|_{T_e-273,15}^{T_{ad}-273,15} \quad (6.22)$$

gdzie:

$$c_{p,sp} \Big|_{T_e-273,15}^{T_{ad}-273,15} = \frac{c_{p,sp} \Big|_{0^{\circ}C}^{T_{ad}-273,15} (T_{ad} - 273,15) - c_{p,sp} \Big|_{0^{\circ}C}^{T_e-273,15} (T_e - 273,15)}{T_{ad} - T_e} \quad (6.23)$$

równanie (6.21) można przekształcić do postaci

$$A_k \varepsilon_{pal} \psi \sigma T_e^4 = \dot{m}_{sp} \bar{c}_{p,sp} (T_{ad} - T_e). \quad (6.24)$$

Z równania (6.24) otrzymuje się po przekształceniach

$$\frac{T_e}{T_{ad}} = 1 - \frac{\varepsilon_{pal}}{Bo} \left( \frac{T_e}{T_{ad}} \right)^4, \quad (6.25)$$

gdzie symbol  $Bo$  oznacza liczbę Boltzmanna, określoną wzorem

$$Bo = \frac{\dot{m}_{sp} \bar{c}_{p,sp}}{\sigma \psi A_k T_{ad}^3}. \quad (6.26)$$

Z analizy wzoru (6.25) wynika że temperatura spalin  $T_e$  jest funkcją liczby Boltzmanna  $Bo$  i emisyjności komory paleniskowej  $\varepsilon_{pal}$ . W celu wyznaczenia temperatury  $T_e$  należy rozwiązać nieliniowe równanie algebraiczne czwartego stopnia (6.25). Wzór o podobnej strukturze stosowany jest w normach [17-20]. Na podstawie danych eksperymentalnych otrzymanych z badań dużych kotłów energetycznych zaproponowany został nowy wzór zawierający parametr  $M$  charakteryzujący miejsce występowania maksymalnej temperatury płomienia w komorze [17]:

$$\frac{T_e}{T_{ad}} = \frac{Bo^{0,6}}{M \varepsilon_{pal}^{0,6} + Bo^{0,6}} \quad (6.27)$$

Parametr  $M$  występujący we wzorze (6.27) jest funkcją rodzaju paliwa (olej, gaz lub węgiel) oraz względnej wysokości położenia palników [17-19]. Po obliczeniu temperatury  $T_e$  ze wzoru (6.27) można ze wzoru (6.16) wyznaczyć strumień ciepła  $\dot{Q}_r$  przejmowany przez ściany komory paleniskowej.

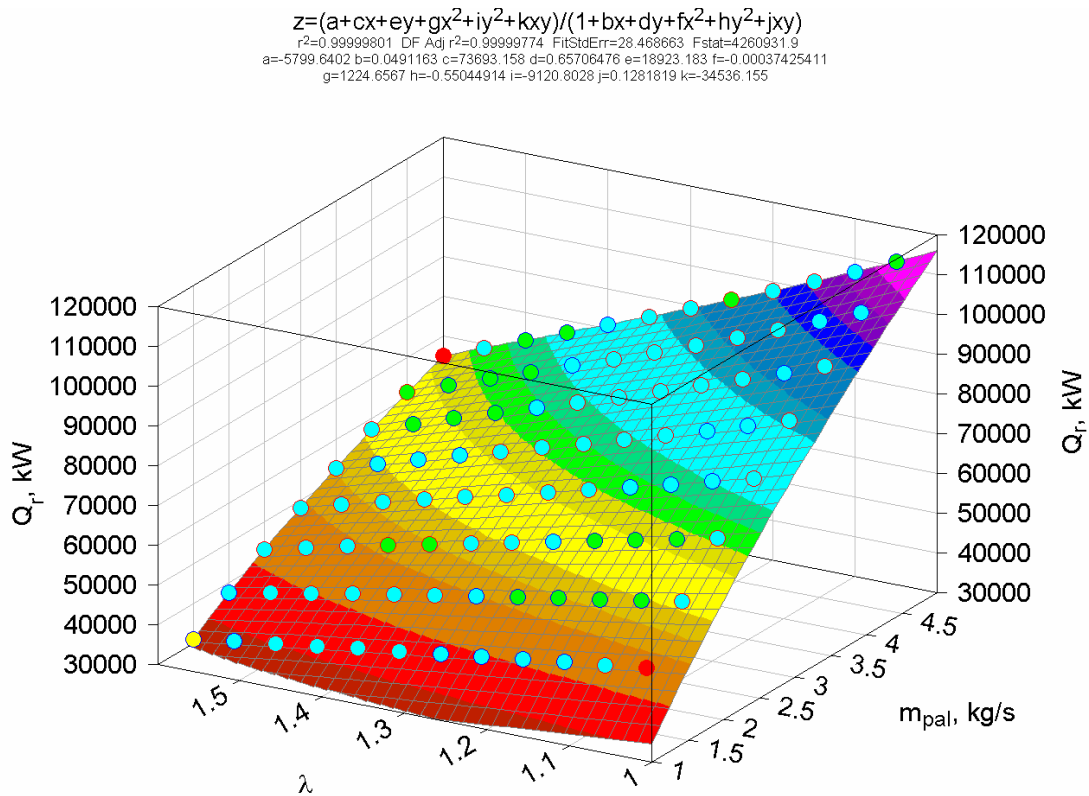
## 7. Aproksymacja strumienia ciepła przepływającego od spalin w komorze paleniskowej do parownika kotła w funkcji strumienia paliwa i współczynnika nadmiaru powietrza

Jednym z głównych celów postawionych w niniejszej rozprawie doktorskiej jest wyznaczenie takiego przebiegu czasowego strumienia paliwa  $\dot{m}_{pal}$ , aby w każdej chwili czasowej szybkość zmiany czynnika w parowniku  $dT_n/dt$  była równa zadanej wartości. Opracowana została funkcja i odpowiedni podprogram do wyznaczania strumienia ciepła przejmowanego przez ściany komory paleniskowej kotła w funkcji strumienia masy doprowadzanego paliwa  $\dot{m}_{pal}$  oraz współczynnika nadmiaru powietrza w komorze. Wyznaczając strumień ciepła  $\dot{Q}_k$  ze wzoru (4.15) oraz znając z pomiaru współczynnik nadmiaru powietrza  $\lambda$ , na wylocie z komory paleniskowej, z warunku

$$\dot{Q}_r(\dot{m}_{pal}, \lambda) = \dot{Q}_k. \quad (7.1)$$

wyznacza się strumień masy paliwa  $\dot{m}_{pal}$ .

Za pomocą wzoru (6.16) przeprowadzono obliczenia strumienia ciepła  $\dot{Q}_r$ , dla kotła OP-210M, przejmowanego przez ściany komory, dla różnych w funkcji strumienia masy paliwa  $\dot{m}_{pal}$  oraz współczynnika nadmiaru powietrza  $\lambda$  przyjmując wartość opałową oleju  $W_d = 41060$  kJ/kg.



Rys. 7.1 Strumień ciepła  $\dot{Q}_r$  w kW doprowadzany do parownika kotła OP-210M w funkcji strumienia masy paliwa  $\dot{m}_{pal}$  w kg/s i współczynnika nadmiaru powietrza  $\lambda$ .

Wyniki obliczeń przedstawiono na (Rys.7.1).

Strumień ciepła  $\dot{Q}_r$  w funkcji  $\dot{m}_{pal}$  i  $\lambda$  przybliżono stosując metodę najmniejszych kwadratów następującą funkcją

$$\dot{Q}_r = \frac{(a + c\dot{m}_{pal} + e\lambda + g\dot{m}_{pal}^2 + i\lambda^2 + k\dot{m}_{pal}\lambda)}{(1 + b\dot{m}_{pal} + d\lambda + f\dot{m}_{pal}^2 + h\lambda^2 + j\dot{m}_{pal}\lambda)} \quad (7.2)$$

Współczynniki występujące w równaniu (7.2) wynoszą:

$a=-5799,6402$ ;  $b=0,0491163$ ;  $c=73693,158$ ;  $d=0,65706476$ ;  $e=18923,183$ ;  $f=-0,00037425411$ ;  
 $g=1224,6567$ ;  $h=-0,55044914$ ;  $i=-9120,8028$ ;  $j=0,1281819$ ;  $k=-34536,155$

Z analizy wykresu (Rys.7.1) widać, że zwiększanie współczynnika nadmiaru powietrza  $\lambda$  przy zadanym strumieniu masy paliwa  $\dot{m}_{pal}$  prowadzi do zmniejszania strumienia ciepła  $\dot{Q}_r$  przekazywanego od spalin w komorze paleniskowej do parownika. Wynika to ze znacznego obniżenia temperatury spalin w komorze paleniskowej  $T_{pl}$ , co z kolei powoduje zmniejszanie się strumienia ciepła  $\dot{Q}_r$ , gdyż jest on proporcjonalny do różnicy temperatury płomienia

i ścian komory w czwartej potęgze, tj.  $(T_{pl}^4 - T_{sc}^4)$ . Wraz ze zwiększaniem  $\lambda$  maleje  $\dot{Q}_r$ , a zwiększa się strumień ciepła przejmowany w przegrzewaczach pary. Zwiększanie strumienia masy paliwa  $\dot{m}_{pal}$ , przy zadanym współczynniku nadmiaru powietrza  $\lambda$ , prowadzi do zwiększenia strumienia ciepła  $\dot{Q}_r$  przejmowanego przez ściany komory paleniskowej. Z równania (7.1), z uwzględnieniem funkcji (7.2), wyznaczany jest strumień masy paliwa  $\dot{m}_{pal}$ , przy zadanej wartości współczynnika nadmiaru powietrza  $\lambda$ .

Masę oleju opałowego zużytego do rozpalania kotła w czasie od  $t=0$  do  $t=t_k$  wyznacza się ze wzoru

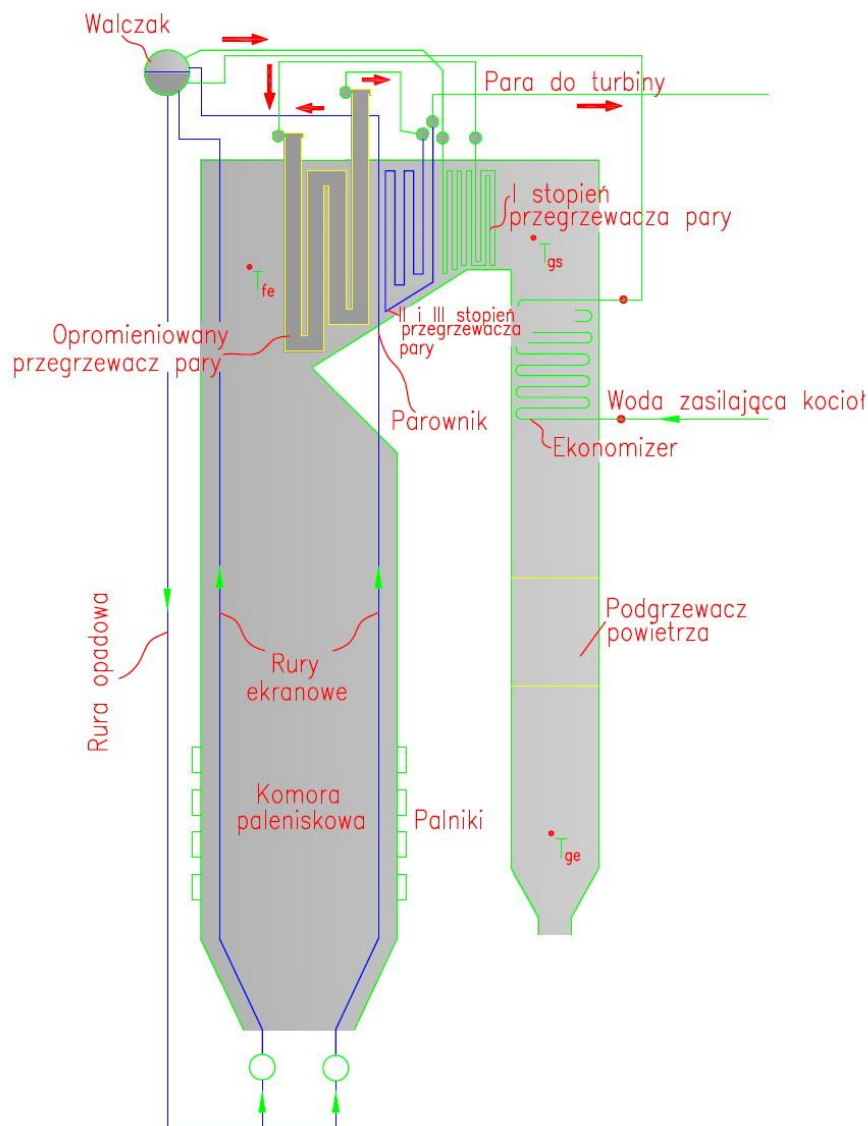
$$m_{pal} = \int_0^{t_k} \dot{m}_{pal} dt . \quad (7.3)$$

Całkę (7.3) obliczano numerycznie za pomocą metody trapezów.

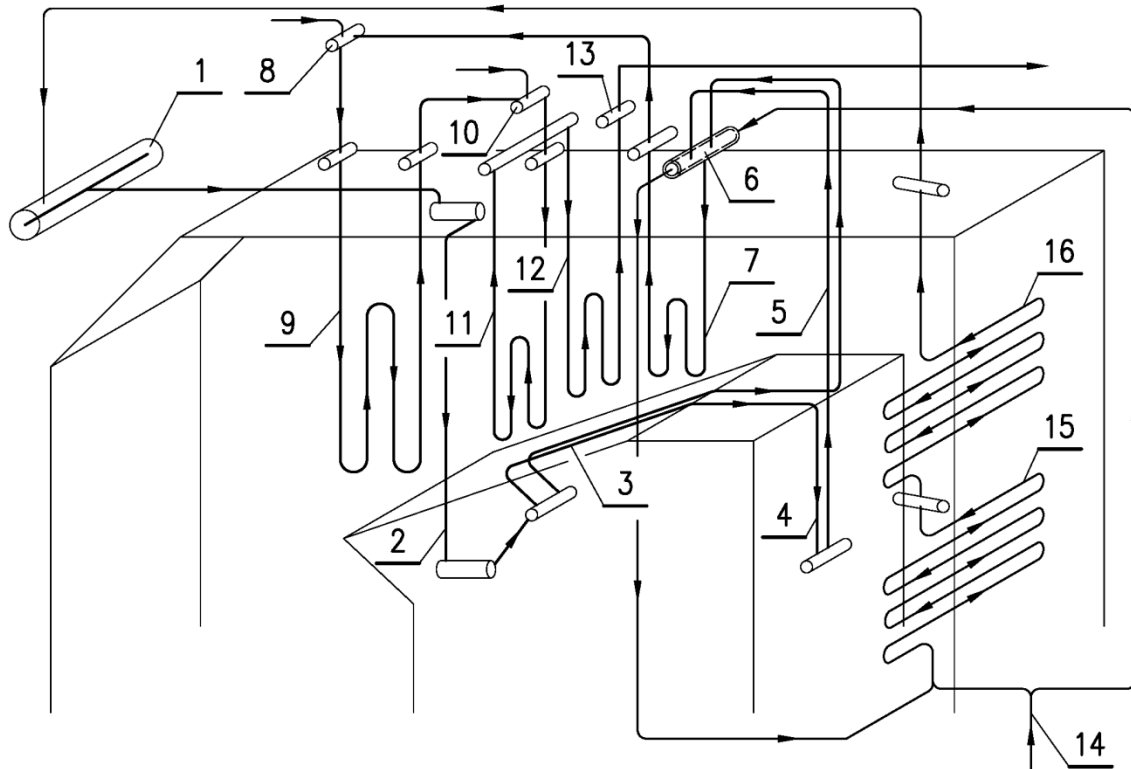
## 8. Eksperymentalna weryfikacja modelu matematycznego parownika kotła

Przed wykorzystaniem opracowanego modelu matematycznego do optymalizacji nagrzewania parownika kotła, z uwagi na sumaryczne naprężenia obwodowe pochodzące od ciśnienia i obciążenia cieplnego, przeprowadzono eksperymentalną weryfikację opracowanego modelu matematycznego parownika i komory paleniskowej kotła. Na podstawie przeprowadzonych pomiarów temperatury, ciśnienia oraz strumieni masy pary i wody wyznaczono przebieg strumienia masy paliwa  $\dot{m}_{pal}$  w funkcji czasu, rozwiązując równanie (7.1). Wyznaczony na drodze obliczeniowej strumień masy paliwa został porównany z wynikami pomiarów, które przeprowadzono na kotle OP-210M (Rys.8.1 i Rys.8.2).

Wyniki pomiarów przedstawiono na rysunkach 8.3- 8.6.



Rys. 8.1. Schemat badanego pyłowego kotła OP-201M.

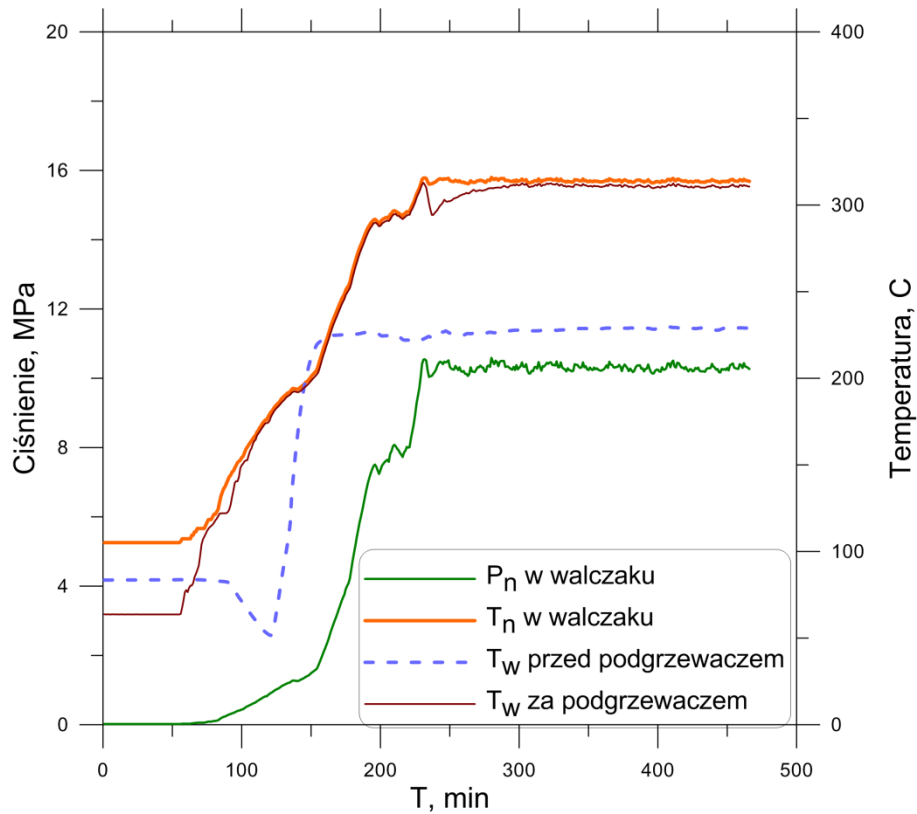


**Rys. 8.2. Schemat rozmieszczenia poszczególnych stopni przegrzewacza:**

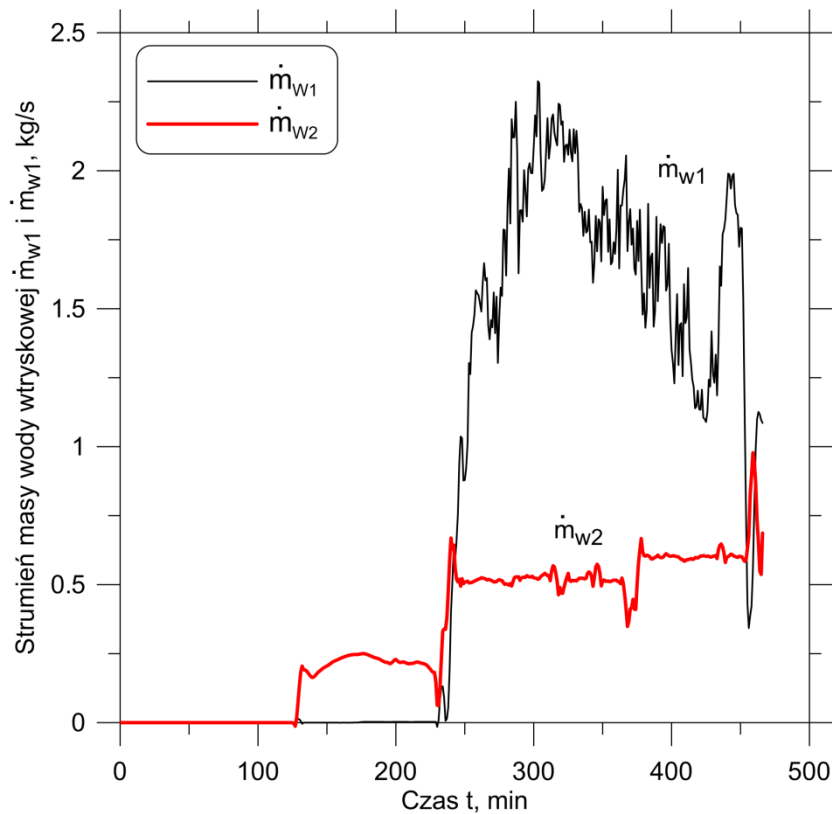
**1 – walczak, 2 – ekran boczny zwrotnego kanału spalinowego, 3 – spad zwrotnego kanału spalinowego, 4 – ściana przednia drugiego ciągu, 5 – feston, 6 – powierzchniowy schładzacz pary (kolektor wejściowy KPP-1), 7 – KPP-1, 8 – wtryskowy schładzacz pary I, 9 – grodziowy przegrzewacz pary, 10 – wtryskowy schładzacz pary II, 11 – KPP-2, 12 – KPP-3, 13 – kolektor wylotowy pary świeżej, 14 – woda zasilająca, 15 – podgrzewacz wody I stopnia, 16 – podgrzewacz wody II stopnia.**

Na początku rozruchu walczak napełniany jest, do najniższego dopuszczalnego poziomu, wodą o temperaturze ok. 64 °C, znajdującą się w zbiorniku kondensatu. Początkowo, temperatura wody w parowniku jest niższa od temperatury nasycenia i do wyznaczenia przebiegu temperatury wody w walczaku stosuje się wzór (4.6). Po tej fazie rozruchu, trwającej aż do uzyskania ciśnienia ok. 2,2 MPa, co następuje po ok. 160 minutach, otwierany jest zawór parowy, co umożliwi przepływ pary przez przegrzewacze (Rys.8.3, 8.6). Zmiany strumieni wody wtryskiwanych do schładzaczy pary przegrzanej w funkcji czasu, przedstawiono na rysunku 8.4. Pierwszy schładzacz pary usytuowany jest za pierwszym stopniem przegrzewacza konwekcyjnego, przed przegrzewaczem grodziowym. Drugi schładzacz pary znajduje się za przegrzewaczem grodziowym, przed przegrzewaczem konwekcyjnym drugiego stopnia (Rys.8.2).

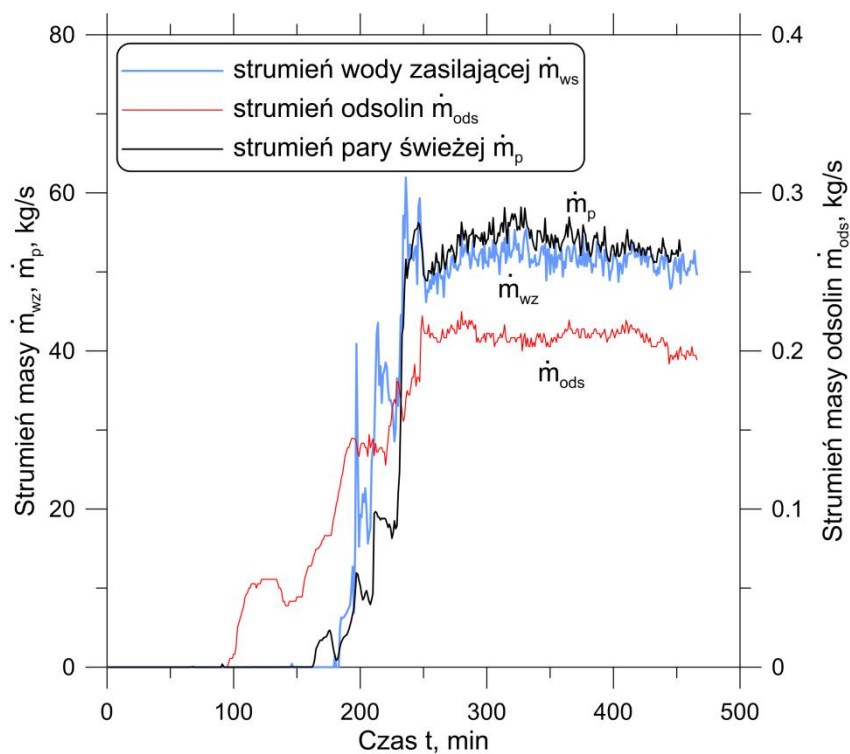




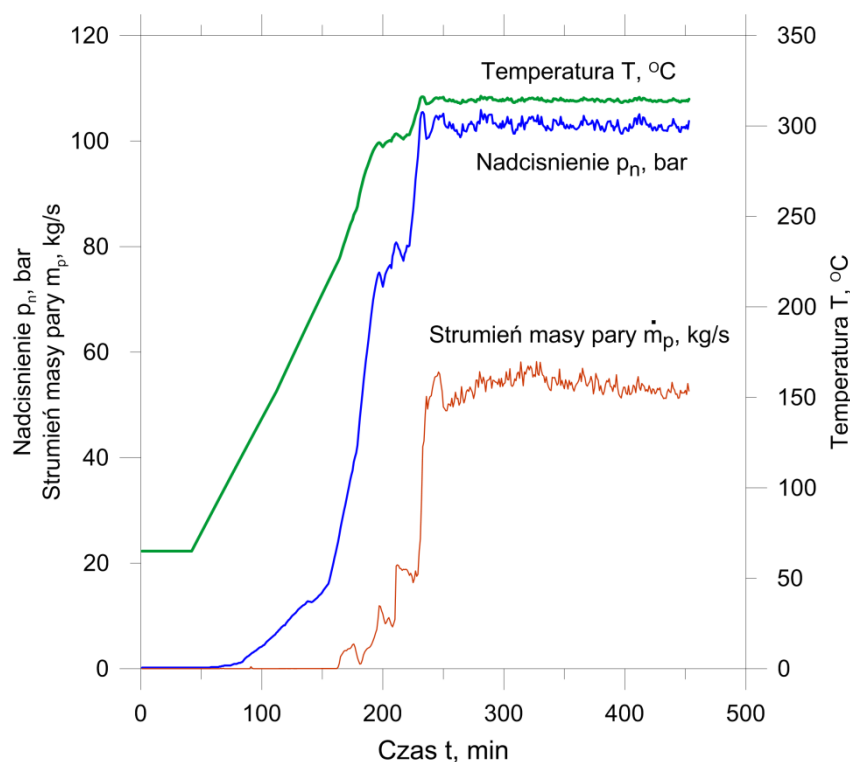
Rys. 8.3. Przebiegi czasowe ciśnienia i temperatury wody w walczaku oraz temperatury wody przed i za podgrzewaczem.



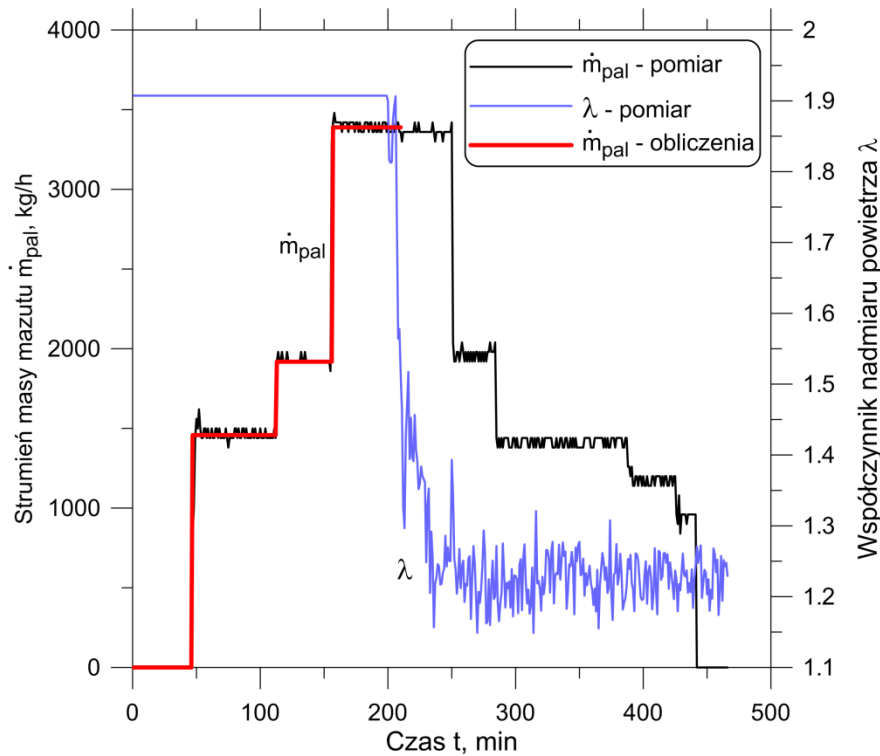
Rys. 8.4. Przebiegi czasowe strumieni wody do wtryskiwacza nr 1 i nr 2.



Rys. 8.5. Przebiegi czasowe strumieni masy wody zasilającej, odsolin i pary świeżej.



Rys. 8.6. Przebiegi czasowe strumienia masy pary z walczaka, nadciśnienia i temperatury wody w walczaku.



**Rys. 8.7. Porównanie obliczonego i zmierzonego strumienia masy paliwa oraz przebieg zmierzonego współczynnika nadmiaru powietrza w funkcji czasu.**

Przebiegi czasowe strumieni masy wody zasilającej, odsolin i pary świeżej przedstawione są na rysunku 8.5, a przebiegi czasowe strumienia masy pary z walczaka, nadciśnienia i temperatury wody w walczaku na rysunku 8.6. Zmiany współczynnika nadmiaru powietrza w czasie przedstawiono na rysunku 8.7. Do momentu  $t=210$  min, kocioł opalany był tylko mazutem, przy wysokiej wartości współczynnika nadmiaru powietrza  $\lambda$  równej ok. 1.9. Po tym czasie następuje stopniowe włączanie palników pyłowych, przy jednoczesnym obniżeniu współczynnika nadmiaru powietrza na wylocie z komory paleniskowej do wartości ok. 1.2. Z tego powodu porównanie wyników pomiarów i obliczeń było możliwe tylko do momentu  $t=210$  min (Rys.8.7).

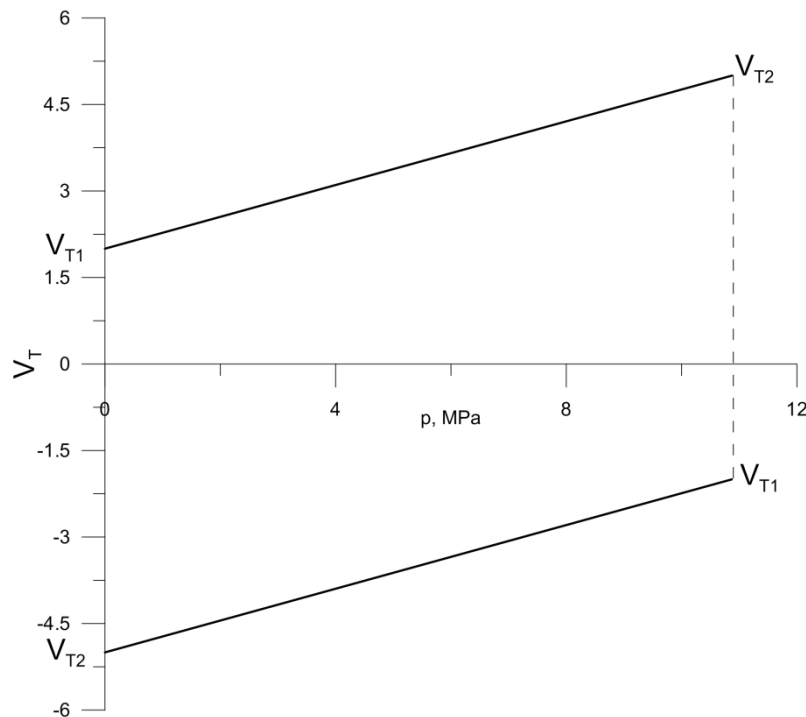
Z analizy wyników przedstawionych na rysunku 8.7 widać, że uzyskano bardzo dobrą zgodność między obliczonym i zmierzonym strumieniem masy oleju opałowego. Powyższa weryfikacja eksperymentalna opracowanego modelu matematycznego parownika kotła pozwala zastosować go do symulacji pracy parownika i wyznaczenia strumienia masy paliwa przy rozruchu kotła z maksymalnymi dopuszczalnymi szybkościami zmian temperatury ścianki walczaka.

## 9. Wyznaczanie dopuszczalnych szybkości nagrzewania parownika kotła z uwagi na naprężenia cieplne w walczaku kotła

Najpierw omówione zostaną obowiązujące przepisy kotłowe, a następnie przedstawiona zostanie nowa propozycja optymalnego nagrzewania walczaka.

### 9.1. Przepisy kotłowe - PN-EN 12952-3 i TRD 301

Dopuszczalne szybkości nagrzewania walczaka  $v_{T1}$  i  $v_{T2}$ , odpowiednio na początku i końcu rozruchu kotła (rys. 9.1), można wyznaczyć posługując się normą PN-EN 12952-3 [8] lub przepisami niemieckimi TRD 301 [7].



Rys. 9.1 Dopuszczalne szybkości nagrzewania i ochładzania walczaka kotła, odpowiednio w czasie rozruchu i wyłączenia.

Wzory do wyznaczania dopuszczalnych szybkości zmiany temperatury w wymienionych przepisach kotłowych bazują na założeniu quasi-stacjonarnego pola temperatury, jakie występuje po długotrwałym nagrzewaniu lub ochładzaniu elementu grubościennego ze stałą szybkością.

$$\alpha_m (p - p_o) \frac{D_w + s}{2s} + \alpha_T \frac{E\beta}{1-\nu} \frac{v_T s^2}{a} \phi_{ww} \leq \sigma_{dop} \quad (9.1)$$

gdzie współczynnik kształtu  $\phi_{ww}$  określony jest wzorem

$$\phi_{ww} = \frac{1}{8} \frac{(k^2 - 1)(3k^2 - 1) - 4k^4 \ln k}{(k^2 - 1)(k - 1)^2} \quad (9.2)$$

We wzorach (9.1) i (9.2) przyjęto następujące oznaczenia:

$\alpha_m$  - współczynnik koncentracji naprężeń pochodzących od ciśnienia na brzegu otworu

$\alpha_T$  - współczynnik koncentracji naprężeń cieplnych na brzegu otworu

$p$  - ciśnienie absolutne wewnątrz elementu konstrukcyjnego, Pa

$p_o$  - ciśnienie otoczenia, Pa

$D_w$  - średnica wewnętrzna walczaka, m

$s$  - grubość ścianki walczaka, m

$E$  - moduł sprężystości wzdłużnej (moduł Younga), Pa

$\beta$  - liniowy współczynnik rozszerzalności temperaturowej, 1/K

$\nu$  - liczba Poissona,

$v_T$  - szybkość nagrzewania ( $v_T > 0$ ) lub szybkość ochładzania ( $v_T < 0$ ), K/s

$a = \lambda / (c\rho)$  - współczynnik wyrównywania temperatury (dyfuzyjność cieplna),  $m^2/s$

$\sigma_{dop}$  - naprężenia dopuszczalne, Pa

$k = r_z / r_w$  - stosunek promienia powierzchni zewnętrznej  $r_z$  do promienia powierzchni wewnętrznej  $r_w$

Ze wzoru (9.1) wyznacza się szybkość zmian temperatury  $v_{T1}$  na początku rozruchu, ( $p=p_1$ ) lub na początku wyłączania kotła z ruchu ( $p=p_2$ ) oraz prędkość  $v_{T2}$  na końcu rozruchu, ( $p=p_2$ ) lub na końcu wyłączania kotła z ruchu ( $p=p_2$ ) (rys. 9.1).

Zgodnie z normą PN-EN 12952-3 [8] zmiany szybkości nagrzewania  $v_T = dT_n / dt$  w funkcji ciśnienia interpolowane są za pomocą linii prostej (9.3)

$$\frac{dT_n}{dt} = \frac{p_2 v_{T1} - p_1 v_{T2}}{p_2 - p_1} + \frac{v_{T2} - v_{T1}}{p_2 - p_1} p_n(T_n). \quad (9.3)$$

W równaniu (9.3) występuje ciśnienie nasycenia wody  $p_n(T_n)$ , które w funkcji temperatury można wyrazić następującą funkcją:

$$p_n = \exp(-19,710662 + 4,2367548T_n), \quad (9.4)$$

gdzie ciśnienie  $p_n$  wyrażone jest w barach a temperatura  $T_n$  w °C,

Równanie (9.3) scałkowane zostało metodą Rungego-Kutty czwartego rzędu, przy warunku początkowym

$$T_n|_{t=0} = T_0. \quad (9.5)$$

gdzie  $T_0$  jest temperaturą początkową wody w walczaku.

Po wyznaczeniu z rozwiązania zagadnienia początkowego (9.3-9.5) przebiegu temperatury nasycenia w funkcji czasu, tj.  $T_n(t)$  można wyznaczyć przebieg ciśnienia  $p_n(t)$  np. za pomocą funkcji (9.4). Wyznaczony przebieg temperatury i ciśnienia w walczaku kotła OP-210M przedstawiono na rysunku 9.2. Szybkość zmiany ciśnienia  $dp_n/dt$  i temperatury nasycenia  $dT_n/dt$  w funkcji czasu wyznaczona zostanie na podstawie zadanego przebiegu  $v_T(p_n)$  (rys. 9.1).

W niniejszej pracy analizowana będzie dynamika parownika kotła OP-210M, w którym walczak, wykonany ze stali 22K, ma następujące wymiary: średnica wewnętrzna  $D_w = 1700$  mm, grubość ścianki  $s = 90$  mm, średnica otworu pod rurę opadową  $d_w = 90$  mm, grubość ścianki rury opadowej  $s_o = 6$  mm.

Szybkości nagrzewnia  $v_{T1}$  i  $v_{T2}$  wynoszą (rys. 9.1):

- dla  $p_1 = 0$  bar,  $v_{T1} = 2$  K/min
- dla  $p_2 = 108,7$  bar,  $v_{T2} = 5$  K/min

Do obliczeń przyjęto temperaturę początkową wody  $T_0 = 20$  °C.

Po wyznaczeniu przebiegu czasowego  $T_n(t)$  i  $dT_n/dt$  można również wyznaczyć szybkość zmian ciśnienia  $dp_n/dt$  za pomocą wzoru:

$$\frac{dp_n}{dt} = \frac{dp_n}{dT_n} \frac{dT_n}{dt}, \quad (9.6)$$

gdzie funkcje  $dp_n/dT_n$  dla pary nasyconej można wyznaczyć przez różniczkowanie wzoru (9.4).

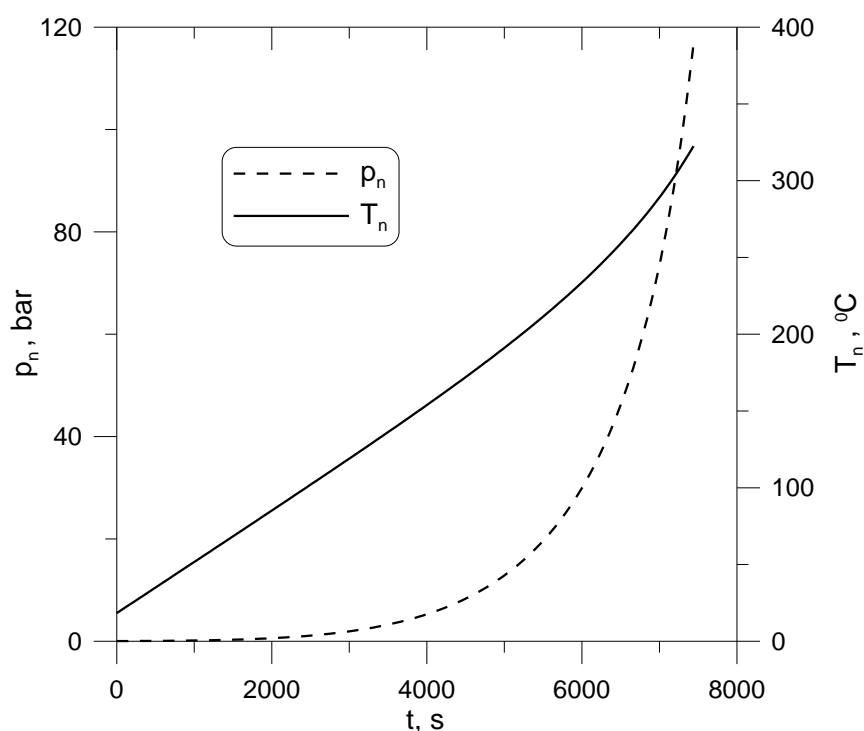
Szybkość zmian ciśnienia  $dp_n/dT_n$  można również obliczyć za pomocą wzoru przybliżonego:

$$\frac{dp_n}{dt} = \frac{p_n(t + \Delta t) - p_n(t - \Delta t)}{2\Delta t}, \quad (9.7)$$

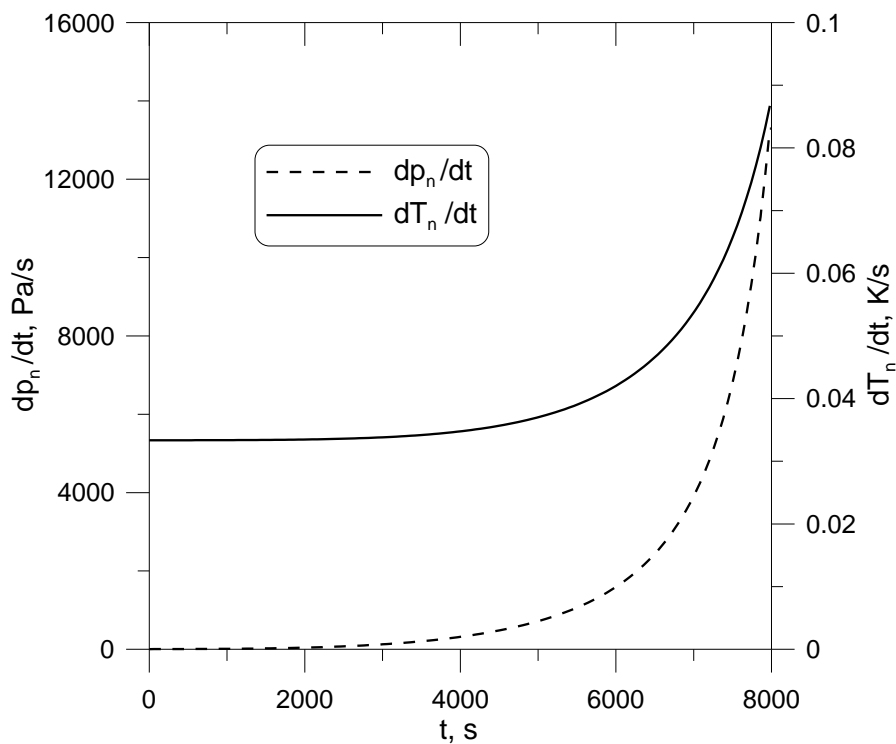
gdzie:  $\Delta t$  oznacza krok czasowy.

W obliczeniach można przyjąć na przykład  $\Delta t = 1$  s. Dla walczaka kotła OP-210M, szybkości zmiany temperatury  $dT_n/dt$  i ciśnienia  $dp_n/dt$  przedstawiono na rysunku 9.3.

Norma PN-EN 12952-3 [8] jest konserwatywna gdyż nie dopuszcza skokowych zmian temperatury czynnika na początku rozruchu i w trakcie wyłączania z ruchu. Z obliczeń cieplnych i wytrzymałościowych wynika, że walczak kotła można zalać gorącą wodą



Rys. 9.2 Zmiany temperatury i ciśnienia nasycenia w parowniku kotła OP-210M w czasie rozruchu.

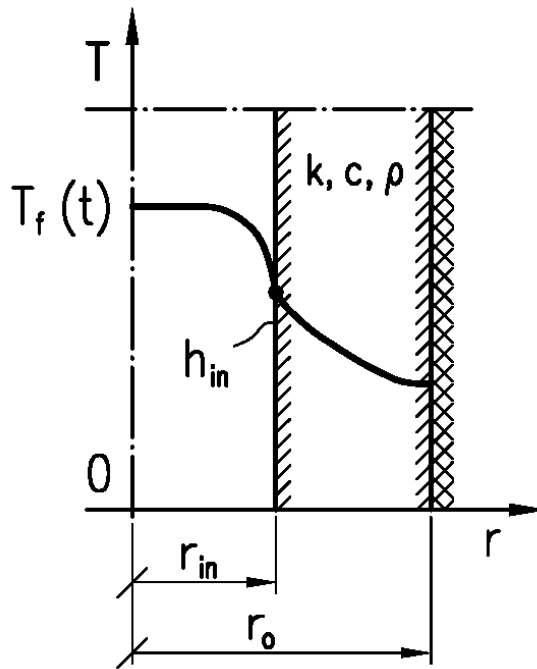


**Rys. 9.3** Szybkość zmiany ciśnienia  $dp_n/dt$  i temperatury  $dT_n/dt$  w czasie rozruchu kotła OP-210M.



## 9.2. Optymalizacja nagrzewania walczaka

Walczak traktowany będzie, jako nieskończenie długi cylinder, którego zewnętrzna powierzchnia, o promieniu  $r_z$ , jest izolowana cieplnie. Własności fizyczne materiału walczaka: gęstość  $\rho$ , ciepło właściwe  $c$ , oraz współczynnik przewodzenia ciepła  $\lambda$  są stałe i niezależne od temperatury. Temperatura początkowa walczaka  $T_0$  jest stała a temperatura wody lub mieszaniny pary i wody jest równa  $f$  (rys. 9.4).



Rys. 9.4 Schemat nagrzewania walczaka

Równanie różniczkowe, warunki brzegowe oraz warunek początkowy mają następującą postać:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (9.8)$$

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_w} = \alpha (T|_{r=r_w} - f) \quad (9.9)$$

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_z} = 0 \quad (9.10)$$

$$T|_{t=0} = T_0 \quad (9.11)$$

Jeżeli temperatura czynnika w walczaku jest funkcją czasu  $f(t)$ , to temperaturę  $T(r_E, t)$  w punkcie o współrzędnej  $r_E$  oraz naprężenia osiowe  $\sigma_z(r_E, t)$  w ścianie walczaka mogą być wyznaczone za pomocą całki Duhamela

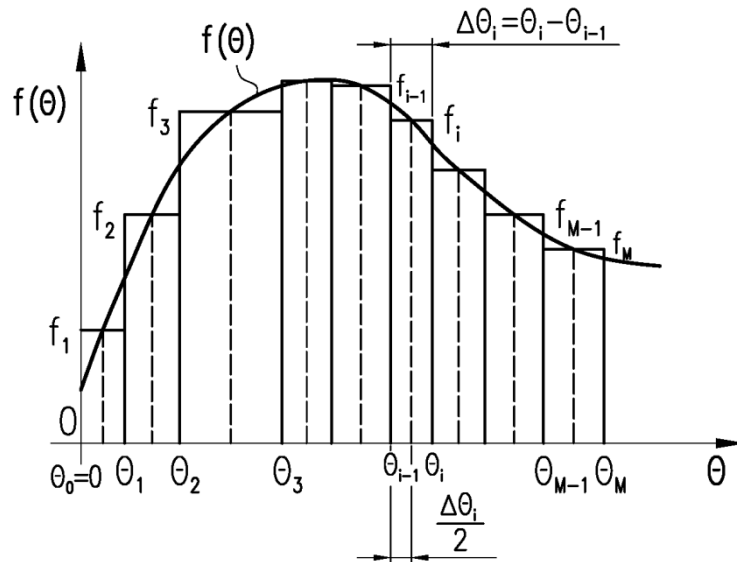
$$T(r_E, t) = \int_0^t f(\theta) \frac{\partial u_T(r_E, t - \theta)}{\partial t} d\theta \quad (9.12)$$

$$\sigma_z(r_E, t) = \int_0^t f(\theta) \frac{\partial u_N(r_E, t - \theta)}{\partial t} d\theta \quad (9.13)$$

gdzie  $f(t) = T_f(t) - T_0$  oznacza nadwyżkę temperatury czynnika ponad równomierną temperaturę początkową  $T_0$ .

Funkcja  $u(r_E, t)$  jest rozwiązaniem zagadnienia początkowo-brzegowego (9.8) – (9.11) w punkcie  $r_E$ , przy jednostkowym, skokowym wzroście temperatury czynnika, tj.  $f(t) = 1, t > 0$ . Funkcja  $u(r_E, t)$  zwana jest również funkcją wpływu. Funkcja  $u_T(r_E, t)$  jest temperaturą ścianki, a  $u_N(r_E, t)$  jest cieplnym naprężeniem wzdłużnym wywołanym jednostkowym, skokowym wzrostem temperatury czynnika.

Przebieg funkcji  $f(t)$  w czasie można przybliżyć linią schodkową (rys. 9.5)



**Rys. 9.5** Przybliżenie przebiegu funkcji  $f(t)$  linią schodkową.

Wysokości poszczególnych schodków wyznaczane są ze wzorów

$$\begin{aligned} f_1 &= f(\theta_1/2) & 0 \leq t \leq \theta_1, \\ f_2 &= f[\theta_1 + (\theta_2 - \theta_1)/2] & \theta_1 \leq t \leq \theta_2, \\ &\vdots & \\ f_i &= f[\theta_{i-1} + (\theta_i - \theta_{i-1})/2] & \theta_{i-1} \leq t \leq \theta_i, \\ &\vdots & \\ f_M &= f[\theta_{M-1} + (\theta_M - \theta_{M-1})/2] & \theta_{M-1} \leq t \leq \theta_M. \end{aligned} \quad (9.14)$$

Współrzędne punktów czasowych  $\theta_i$  są określone wzorem

$$\theta_i = \theta_{i-1} + \Delta\theta_i, i = 1, \dots, M \quad (9.15)$$

gdzie  $\theta_0 = 0$ .

Jeżeli kroki czasowe  $\Delta\theta_i$  są stałe i wynoszą  $\Delta\theta = t_M / M$ , to

$$\theta_i = i \Delta\theta, i = 0, \dots, M \quad (9.16)$$

Stosując metodę prostokątów, temperatura  $T(r_E, t_M)$ , określoną wzorem (9.12), można wyrazić za pomocą sumy

$$\begin{aligned} T(r_E, t_M) &= T_0 + \sum_{i=1}^M f_i \frac{u_T(r_E, t_M - \theta_{i-1}) - u_T(r_E, t_M - \theta_i)}{\Delta t_i} \Delta\theta_i \\ &= \sum_{i=1}^M f_i [u_T(r_E, t_M - \theta_{i-1}) - u_T(r_E, t_M - \theta_i)] = \\ &= f_1 [u_T(r_E, t_M - \theta_0) - u_T(r_E, t_M - \theta_1)] + \\ &\quad f_2 [u_T(r_E, t_M - \theta_1) - u_T(r_E, t_M - \theta_2)] + \\ &\quad \vdots \\ &\quad f_M [u_T(r_E, t_M - \theta_{M-1}) - u_T(r_E, t_M - \theta_M)] \end{aligned} \quad (9.17)$$

gdzie  $u(r_E, t_M - \theta_M) = u(r_E, 0) = 0$ .

Naprężenia osiowe  $\sigma_z(r_E, t_M)$  są obliczane w identyczny sposób jak temperatura  $T(r_E, t_M)$ . W celu wyznaczenia funkcji wpływu  $u_S(r_E, t_M)$  dla cieplnych naprężeń osiowych, niezbędne jest wyznaczenie funkcji wpływu  $u_T(r_E, t_M)$  dla temperatury ścianki. Równania definiujące funkcję  $u_T(r, t)$  otrzymuje się z równań (9.8) – (9.11) po przyjęciu  $f(t)=1$ :

$$\frac{\partial u_T}{\partial Fo} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left( R \frac{\partial u_T}{\partial R} \right), \quad 1 \leq R \leq k \quad (9.18)$$

$$-\frac{\partial u_T}{\partial R} \Big|_{R=1} = Bi(1 - u_T|_{R=1}) \quad (9.19)$$

$$\frac{\partial u_T}{\partial R} \Big|_{R=k} = 0 \quad (9.20)$$

$$u_T|_{Fo=0} = 0 \quad (9.21)$$

We wzorach (9.18)-(9.21) symbole  $Bi$  i  $Fo$  oznaczają odpowiednio liczbę Biota i Fouriera, które definiowane są następująco:

$$Bi = \frac{\alpha r_w}{\lambda}, \quad Fo = \frac{at}{r_w^2} \quad (9.22)$$

Pozostałe symbole oznaczają:  $k = r_z / r_w$  - stosunek promienia powierzchni zewnętrznej do promienia powierzchni wewnętrznej walczaka,  $R = r / r_w$  - promień bezwymiarowy.

Rozwiązaniem zagadnienia początkowo-brzegowego (9.18)-(9.21) jest [21-23]

$$u_T = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} D_n P_n \exp(-\mu_n^2 Fo) \quad (9.23)$$

gdzie

$$D_n = \frac{\pi \frac{Bi}{\mu_n} \left[ J_1(\mu_n) + \frac{Bi}{\mu_n} J_0(\mu_n) \right]}{\left[ J_1(\mu_n) + \frac{Bi}{\mu_n} J_0(\mu_n) \right]^2 - \left[ 1 + \left( \frac{Bi}{\mu_n} \right)^2 \right] J_1(k\mu_n)} \quad (9.24)$$

$$P_n = J_1(k\mu_n) Y_0(R\mu_n) - Y_1(k\mu_n) J_0(R\mu_n) \quad (9.25)$$

Pierwiastki  $\mu_n$  są wyznaczane z rozwiązania następującego, przestępnego równania charakterystycznego

$$\frac{Y_1(k_o\mu)}{J_1(k_o\mu)} \cdot \frac{J_1(\mu) + \frac{Bi}{\mu} J_0(\mu)}{Y_1(\mu) + \frac{Bi}{\mu} Y_0(\mu)} = 1 \quad (9.26)$$

$$J_0(\mu) Y_1(k_o\mu) - J_1(k_o\mu) Y_0(\mu) = 0, \text{ for } Bi \rightarrow \infty \quad (9.27)$$

gdzie  $J_0$  i  $J_1$  oznaczają funkcje Bessela pierwszego rodzaju, odpowiednio rzędu zerowego i pierwszego, a symbole  $Y_0$  i  $Y_1$  oznaczają funkcje Bessela drugiego rodzaju, odpowiednio rzędu zerowego i pierwszego [24]. Pierwsze dziesięć pierwiastków równania (9.26) dla wybranych wartości  $k = r_z / r_w$  przedstawiono w tabelcy 9.1 [19].

Tabela 9.1 Pierwsze dziesięć pierwiastków równania charakterystycznego (9.26).

$\mu_i$	$Bi = \frac{\alpha r_w}{\lambda}$	$k = r_z / r_w$					
		1.1	1.2	1.4	1.6	1.8	2.0
$\mu_1$	5	6.37638	4.10599	2.47154	1.76594	1.36587	1.10791
	10	8.39980	5.14618	2.91462	2.01227	1.52320	1.21751
	20	10.52048	6.05539	3.23569	2.17535	1.62209	1.28414
	40	12.36636	6.70752	3.43415	2.27039	1.67798	1.32110
	60	13.20543	6.96755	3.50715	2.30438	1.69768	1.33401
	80	13.68337	7.10697	3.54502	2.32182	1.70774	1.34058
$\mu_2$	5	32.92922	17.13285	9.10328	6.33122	4.89375	4.00241
	10	34.25400	18.20306	9.80180	6.80585	5.23144	4.25264
	20	36.41490	19.63103	10.50287	7.20663	5.48700	4.42866
	40	39.30119	21.06000	11.02707	7.46956	5.65192	4.53201
	60	41.04864	21.73637	11.23432	7.56607	5.70012	4.56900
	80	42.18820	22.12187	11.34427	7.61815	5.72920	4.58783
$\mu_3$	5	63.62090	32.19391	16.45439	11.17975	8.52063	6.90908
	10	64.37606	32.89418	17.03102	11.64286	8.89144	7.20806
	20	65.78187	34.06045	17.79229	12.14851	9.24238	7.46245
	40	68.12635	35.61035	18.50987	12.54142	9.48571	7.62667
	60	69.89947	36.49580	18.82794	12.69782	9.57758	7.68687
	80	71.23045	37.05379	19.00356	12.78057	9.62537	7.71789

$\mu_4$	5	94.77802	47.65324	24.08237	16.21607	12.27295	9.89978
	10	95.29529	48.15190	24.53275	16.61106	12.61516	10.19375
	20	96.29689	49.05829	25.23730	17.13050	13.00537	10.49233
	40	98.11500	50.46198	26.02296	17.60819	13.31589	10.70771
	60	99.65708	51.41329	26.42221	17.81495	13.44008	10.79000
	80	100.93400	52.06524	26.65265	17.92723	13.50574	10.83289
$\mu_5$	5	126.06280	63.23115	31.81291	21.33624	16.09407	12.94375
	10	126.45600	63.61534	32.17395	21.66819	16.39434	13.21489
	20	127.22460	64.34005	32.78292	22.16086	16.78864	13.53039
	40	128.67680	65.56509	33.58286	22.68388	17.14638	13.78623
	60	129.98400	66.49017	34.03271	22.93186	17.29913	13.88890
	80	131.13370	67.17609	34.30704	23.07070	17.38158	13.94317
$\mu_6$	5	157.39910	78.86008	39.59018	26.49795	19.94999	16.01900
	10	157.71370	79.17117	39.88872	26.78024	20.21297	16.26187
	20	158.33610	79.77008	40.50014	27.23302	20.59345	16.57964
	40	159.53700	80.83500	41.18840	27.77437	20.98098	16.86550
	60	160.64770	81.69999	41.66551	28.05286	21.15813	16.98655
	80	161.67060	82.37418	41.97190	28.21477	21.25608	17.05163
$\mu_7$	5	188.76210	94.51521	47.39200	31.68345	23.82800	19.11330
	10	189.02550	94.77634	47.64553	31.90219	24.05884	19.33084
	20	189.54830	95.28437	48.11044	32.33905	24.41809	19.64000
	40	190.56510	96.21706	48.83464	32.87909	24.82126	19.94693
	60	191.53080	97.01323	49.32102	33.18002	25.01856	20.08419
	80	192.43330	97.67191	49.64924	33.36110	25.13056	20.15941
$\mu_8$	5	220.14010	110.18510	55.20803	36.88237	27.71896	22.21967
	10	220.36640	110.41000	55.42818	37.09546	27.92383	22.41529
	20	220.81630	110.85030	55.83986	37.46998	28.25860	22.71200
	40	221.70000	111.67570	56.51490	37.99789	28.66784	23.03019
	60	222.54500	112.40500	56.99776	38.31281	28.88121	23.18247
	80	223.34980	113.03060	57.34000	38.51061	29.00571	23.26704
$\mu_9$	5	251.52800	125.86500	63.03399	42.08998	31.61800	25.33410
	10	251.72600	126.06200	63.22772	42.27941	31.80141	25.51088
	20	252.12000	126.45000	63.59597	42.62099	32.11295	25.79197
	40	252.89410	127.19100	64.22296	43.13015	32.52084	26.11896
	60	253.65050	127.85630	64.69708	43.44986	32.74650	26.28177
	80	254.37380	128.44580	65.04505	43.66381	32.88197	26.37499
$\mu_{10}$	5	282.92100	141.55010	70.86611	47.30404	35.52296	28.45403
	10	283.09800	141.72600	71.03886	47.47403	35.68903	28.61505
	20	283.89300	142.07280	71.37132	47.78694	35.97911	28.88111
	40	284.14280	142.73980	71.95402	48.27415	36.38008	29.21006
	60	284.87300	143.34260	72.41243	48.60157	36.61469	29.38206
	80	285.47530	143.90650	72.76199	48.82077	36.75959	29.48341

Pierwiastki przedstawione w tablicy (9.1) wyznaczone zostały za pomocą metody Müllera [25,26]. Funkcja wpływu dla cieplnych naprężeń osiowych obliczana jest ze wzoru

$$u_N = u_N(R, Fo) = \frac{E\beta}{1-\nu} [\bar{u}_T - u_T] \quad (9.28)$$

gdzie  $\bar{u}_T$  jest średnią temperaturą w przekroju cylindra przy skokowej, jednostkowej zmianie temperatury czynnika, wyznaczaną ze wzoru

$$\bar{u}_T = \frac{2}{k^2 - 1} \int_1^k R u_T dR \quad (9.29)$$

Po podstawieniu (9.23) do (9.29) i wykonaniu działań, otrzymuje się

$$u_N = \frac{E\beta}{1-\nu} \sum_{n=1}^{\infty} D_n \left\{ \frac{2}{(k^2-1)\mu_n} [J_1(\mu_n)Y_1(k\mu_n) - J_1(k\mu_n)Y_1(\mu_n)] - P_n \right\} \exp(-\mu_n^2 Fo) \quad (9.30)$$

W obliczeniach funkcji wpływu  $u_N$  dla naprężeń cieplnych przyjęto, że końce walczaka mogą się swobodnie wydłużać. W takim przypadku, ciepłe naprężenia obwodowe i osiowe na powierzchni wewnętrznej walczaka są sobie równe.

Optymalny przebieg temperatury czynnika  $f(t)$  wyznaczony zostanie z następującego równania całkowego Voltery pierwszego rodzaju

$$\sigma_z(r_w, t) = \sigma_{dop}, \quad (9.31)$$

gdzie naprężenia  $\sigma_z(r_w, t)$  obliczane są ze wzoru (9.13). Naprężenia dopuszczalne  $\sigma_{dop}$  wyznaczone są zgodnie z normą PN-EN 12952-3 [8].

Optymalny przebieg temperatury czynnika  $T_{cz}=f(t)$  poszukiwany będzie w postaci

$$T_{cz} \equiv f(t) = T_0 + a + bt + c/t, \quad (9.32)$$

gdzie  $a$ ,  $b$  i  $c$  są stałymi a  $t$  oznacza czas.

Postać funkcji (9.32) została wybrana tak, aby dobrze przybliżać optymalne zmiany temperatury, które otrzymuje się z rozwiązania równania (9.31), przy aproksymacji całki we wzorze (9.13) za pomocą metody prostokątów [27,28]. Z uwagi na trudność optymalnego nagrzewania walczaka przy zmianach temperatury czynnika danych funkcją (9.32), optymalny przebieg temperatury przybliżono również za pomocą funkcji

$$T_{cz} \equiv f(t) = T_0 + a + bt \quad (9.33)$$

Stała  $a$  we wzorze (9.33) reprezentuje skokowy wzrost temperatury czynnika o wartość równą  $a$  na początku procesu nagrzewania. Stała  $b$  jest stałą szybkością nagrzewania. Przebieg temperatury (9.33) łatwo jest zrealizować w praktyce, zalewając parownik kotła wodą o temperaturze  $(T_0 + a)$ , a następnie nagrzewając parownik z szybkością  $v_T=b$ . Wartości parametrów  $a$ ,  $b$  i  $c$  we wzorze (9.32) lub parametrów  $a$  i  $b$  we wzorze (9.33) wyznacza się z następującego, nieliniowego układu równań

$$\sigma_z(r_w, t_i) \cong \sigma_{dop}, \quad i = 1, \dots, n_t, \quad (9.34)$$

gdzie  $n_i$  oznacza liczbę punktów czasowych  $t_i$ , w których naprężenia obliczane  $\sigma_z(r_w, t_i)$  powinny być równe naprężeniom dopuszczalnym  $\sigma_{dop}$ .

Układ równań (9.34) jest nadokreślony i rozwiązany został metodą najmniejszych kwadratów.

$$S = \sum_{i=1}^{n_i} [\sigma_z(r_w, t_i) - \sigma_{dop}]^2 = \min, \quad (9.35)$$

Stałe  $a$ ,  $b$  i  $c$  lub  $a$  i  $b$  są dobierane tak aby suma  $S$  była minimalna. Nieliniowe zagadnienie najmniejszych kwadratów rozwiązane zostało metodą Levenberga-Marquardta [25,26,29].

### 9.3. Przykład optymalizacji nagrzewania

Przedstawiony zostanie przykład ilustrujący wyznaczanie optymalnego przebiegu temperatury w czasie nagrzewania parownika kotła OP-210M.

Do obliczeń przyjęto następujące dane:  $r_w = 0.85$  m,  $r_z = 0.94$  m,  $\lambda = 45$  W/(m·K),  $a = 1,1646 \cdot 10^{-5}$  m<sup>2</sup>/s,  $\alpha = 529,4$  W/(m<sup>2</sup>·K) (Bi=10),  $E\beta/(1-\nu) = 3,93$  MPa/K,  $\sigma_{dop} = -68$  MPa

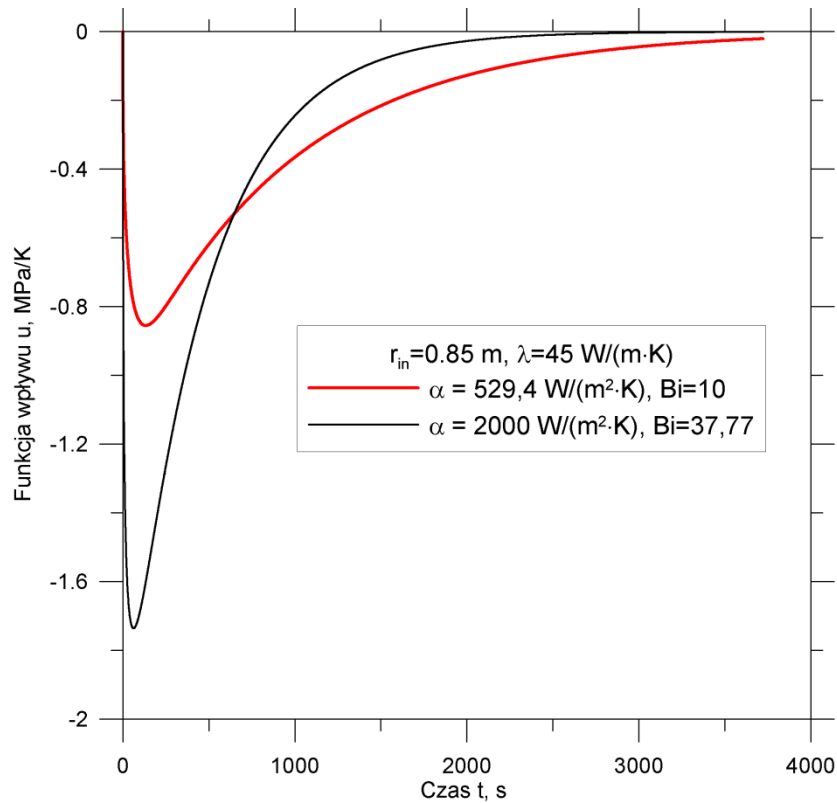
Pierwiastki równania charakterystycznego (9.26) są następujące:

$$\mu_1 = 8.08823, \mu_2 = 32.48776, \mu_3 = 60.88216, \mu_4 = 90.05932, \mu_5 = 119.47190, \mu_6 = 148.98820, \\ \mu_7 = 178.55390, \mu_8 = 208.14930, \mu_9 = 237.76320, \mu_{10} = 267.39000.$$

Podobne obliczenia przeprowadzono dla  $\alpha = 2000$  W/(m<sup>2</sup>·K) (Bi=37,7). W tym przypadku otrzymano następujące pierwiastki równania charakterystycznego (9.26):

$$\mu_1 = 11.66411, \mu_2 = 37.11452, \mu_3 = 64.34068, \mu_4 = 92.66341, \mu_5 = 121.52800, \mu_6 = 150.67310, \\ \mu_7 = 179.97810, \mu_8 = 209.38260, \mu_9 = 238.84720, \mu_{10} = 268.35730.$$

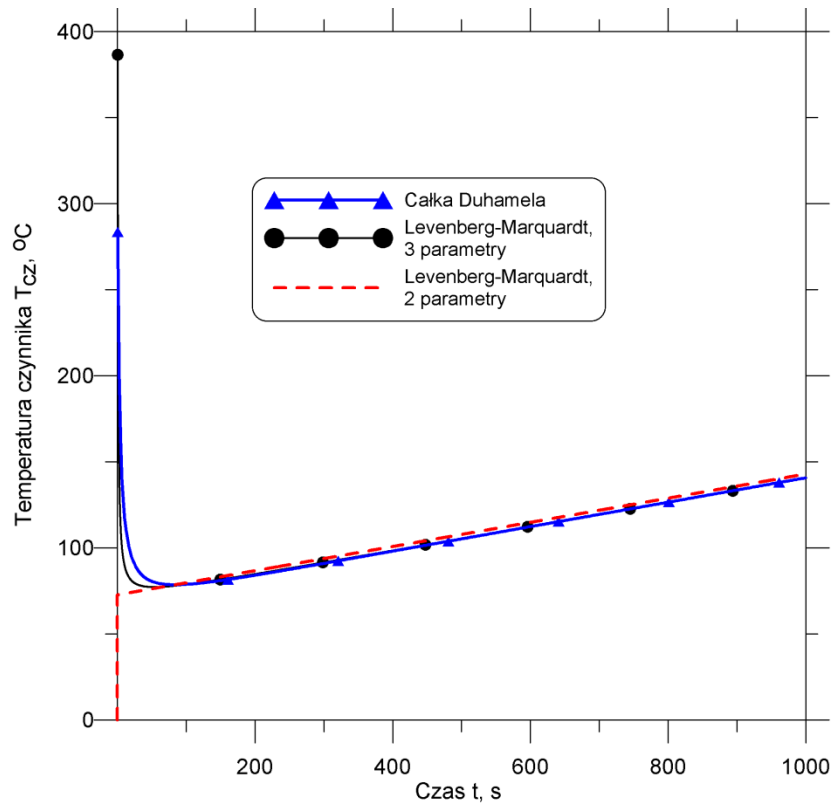
Przebieg funkcji wpływu wyznaczony dla obydwu przypadków przedstawiono na rysunku 9.6.



Rys. 9.6 Zmiana funkcji wpływu w czasie.

Z analizy wyników przedstawionych na rysunku 9.6 widać, że maksymalna bezwzględna wartość funkcji wpływu jest większa dla większego współczynnika wnikania ciepła  $\alpha$ . Wynika to z szybszego nagrzewania powierzchni wewnętrznej walczaka przy dużych wartościach  $\alpha$ . Następnie wyznaczone zostały optymalne przebiegi temperatury czynnika dla  $\alpha = 529,4 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$  ( $\text{Bi}=10$ ) (rys. 9.7).





Rys. 9.7 Optymalne przebiegi temperatury czynnika w czasie nagrzewania walczaka.

Stosując metodę Levenberga-Marquardta otrzymano następujące wartości parametrów:

- Funkcja (9.32) –  $a = 69,547 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $b = 0,07094 \text{ }^\circ\text{C/s}$ ,  $c = 206,48 \text{ }^\circ\text{C}\cdot\text{s}$
- Funkcja (9.33) –  $a = 72,577 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $b = 0,06992 \text{ }^\circ\text{C/s}$

Optymalne przebiegi temperatury obliczone za pomocą funkcji (9.32) i (9.33) przedstawione na rysunku 9.7. Otrzymane wyniki bardzo dobrze zgadniają się z optymalnym przebiegiem wyznaczonym ze wzoru (9.31) w którym do obliczania cieplnych naprężeń wzdłużnych zastosowana została całka Duhamela, która z kolei została obliczona za pomocą metody prostokątów.

## 10. Wyznaczanie strumienia ciepła doprowadzanego do parownika kotła, niezbędnego do osiągnięcia różnych wydajności masowych kotła w czasie rozruchu.

Obliczenia przeprowadzono dla parownika kotła OP-210M. Przebieg szybkości zmiany temperatury czynnika w walczaku wyznaczony wg PN-EN 12952-3 przedstawiony jest na rysunku 9.1, a szybkości zmian ciśnienia  $dp_n/dt$ , na rysunku 9.3. Temperatura wody zasilającej  $T_w$  w czasie nagrzewania parownika jest danej chwili o 10K niższa od temperatury nasycenia  $T_n$ . Przebieg temperatury wody zasilającej  $T_w$ , temperatury nasycenia  $T_n$  oraz ciśnienia w parowniku  $p_n$  przestawiono na rysunku 10.1.

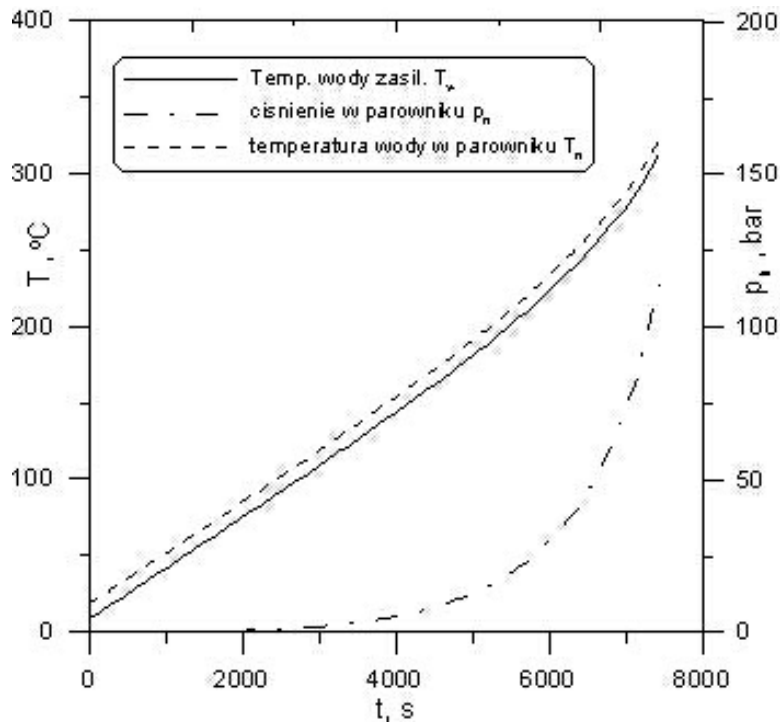
Obliczenia przeprowadzono dla następujących danych:

$$\dot{m}_{ods} = 0,51 \text{ kg/s}, \quad \dot{m}_w = 17,1 \text{ kg/s}, \quad \dot{m}_p = 16,57 \text{ kg/s}, \quad m_m = 171900 \text{ kg},$$

$$c_m = 511 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}, \quad V' = 43,6 \text{ m}^3, \quad V'' = 15,9 \text{ m}^3.$$

Wyniki obliczeń  $\dot{Q}_k$ , ze wzoru 4.15 dla różnych strumieni masy pary nasyconej, przedstawiono na rysunkach 10.2a i 10.2b.

Z analizy wyników przedstawionych na rysunku 10.2a widać, że jeżeli wydajność masowa parownika  $\dot{m}_p$  jest równa zero to do parownika powinien być doprowadzany coraz to większy strumień ciepła  $\dot{Q}_k$ . W danym przypadku cały strumień doprowadzonego z komory paleniskowej ciepła jest wykorzystywany głównie do podgrzewania wody znajdującej się w parowniku kotła. Wynika to z zwiększającego się wraz z narastającym ciśnieniem ciepła właściwego wody  $c_w$ . Na przykład przy ciśnieniu  $p_n=1 \text{ MPa}$  ciepło właściwe wody wynosi:  $c_w = 4405 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$ , a przy ciśnieniu  $p_n=10 \text{ MPa}$  ciepło właściwe wody wynosi:  $c_w = 6127 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$ . Ponadto przy końcu rozruchu występuje znaczny wzrost prędkości zmiany temperatury nasycenia w parowniku (rys. 10.1), co wymaga doprowadzania do parownika większego strumienia ciepła  $\dot{Q}_k$ .

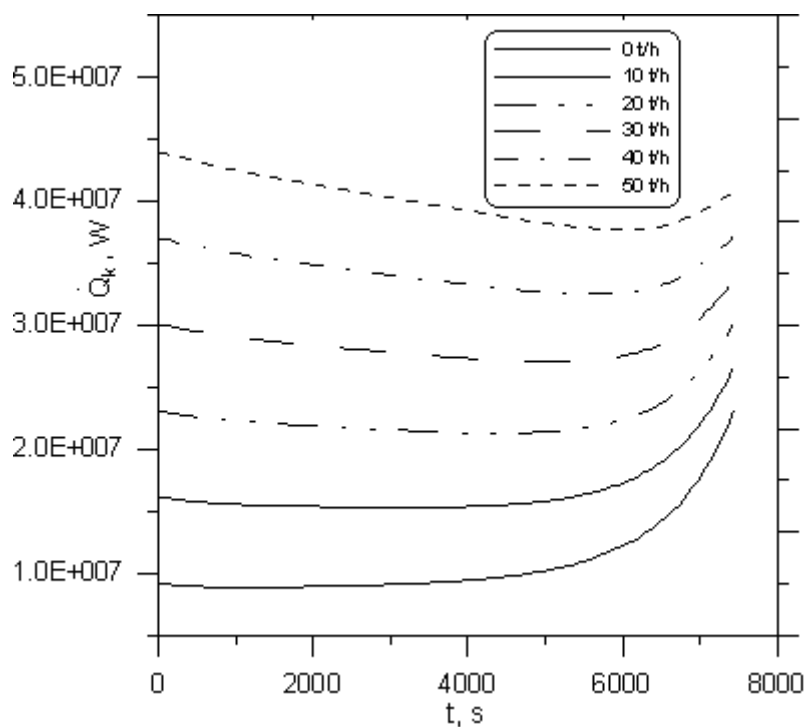


**Rys. 10.1** Przebieg temperatury wody zasilającej  $T_w$ , temperatury nasycenia  $T_n$  oraz ciśnienia w parowniku  $p_n$  w czasie rozruchu kotła.

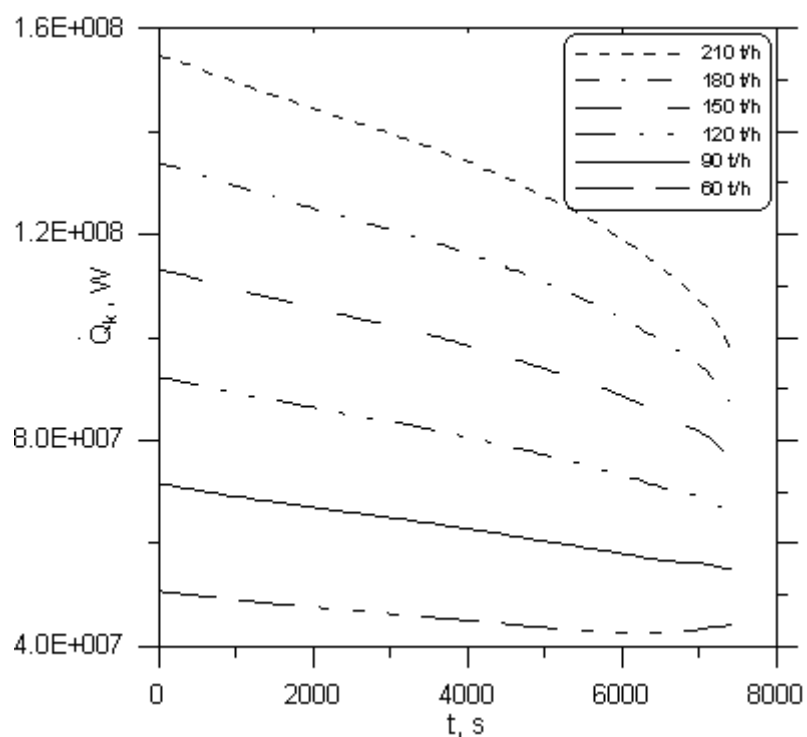
Przy większych strumieniach masy  $\dot{m}_p$  wzrasta znacznie strumień ciepła  $\dot{Q}_k$  jaki powinien być doprowadzany z komory paleniskowej do parownika, gdyż duże jest zapotrzebowanie mocy na odparowanie wody (rys. 10.2). Dla wydajności parownika większych od 90 t/h (rys. 10.2b) obserwuje się jednak, dla zadanego strumienia  $\dot{m}_p$ , zmniejszenie strumienia ciepła  $\dot{Q}_k$  w końcowej fazie nagrzewania, pomimo wzrostu szybkości nagrzewania parownika (rys. 9.3). Wynika to ze zmniejszania się ciepła parowania wody  $r = i'' - i'$  w miarę wzrostu ciśnienia w parowniku. Na przykład przy ciśnieniu  $p_n=1$  MPa ciepło parowania wody wynosi:  $r = 2014,4$  J/(kg·K), a przy ciśnieniu  $p_n=10$  MPa ciepło parowania zmniejsza się do wartości:  $r = 1317,7$  J/(kg·K).

Z przeprowadzonych obliczeń widać, że strumień ciepła  $\dot{Q}_k$  doprowadzany do parownika można znacznie obniżyć zmniejszając strumień masy pary  $\dot{m}_p$  odprowadzony z walczaka kotła. Minimalny strumień pary  $\dot{m}_p$  jaki powinien być wytwarzany w kotle w czasie jego rozruchu można wyznaczyć z warunku nie przekraczania dopuszczalnych temperatur dla poszczególnych stopni przegrzewacza kotła.

a)



b)



**Rys. 10.2** Przebieg strumienia ciepła  $\dot{Q}_k$  doprowadzonego do parownika kotła w komorze paleniskowej dla różnych strumieni pary  $\dot{m}_p$ .

Strumień ciepła  $\dot{Q}_k$  wyznaczony został z bilansu energii po stronie pary.

W następnym rozdziale przeprowadzona zostanie analiza, czy taki strumień ciepła  $\dot{Q}_k$  może być doprowadzony z komory paleniskowej do parownika.

## 11. Wyznaczanie strumienia masy paliwa w czasie rozruchu kotła przy zadanym strumieniu masy pary

Strumień masy oleju opałowego  $\dot{m}_{pal}$  doprowadzanego do palników w czasie rozruchu kotła, który niezbędny jest do zapewnienia strumienia ciepła  $\dot{Q}_k$  określonego wzorem (4.15), wyznaczony zostanie na podstawie obliczeń komory paleniskowej kotła.

Strumień ciepła  $\dot{Q}_{k,kom}$  przejmowany przez ściany komory paleniskowej kotła, wyrażony w W, można obliczyć ze wzoru:

$$\dot{Q}_{k,kom} = \dot{m}_{pal} W_d + \dot{m}_{pow} c_{p,pow} \Big|_0^{T_{pow}} T_{pow} - \dot{m}_{sp} c_{p,sp} \Big|_0^{T_{sp}''} T_{sp}'' \quad (11.1)$$

gdzie:

$\dot{m}_{pal}$  – strumień masy paliwa, kg/s,

$W_d$  – wartość opałowa paliwa, J/kg,

$\dot{m}_{pow}$  – strumień masy powietrza, kg/s,

$c_{p,pow} \Big|_0^{T_{pow}}$  – średnie ciepło właściwe powietrza przy stałym ciśnieniu, w przedziale temperatury od 0 do  $T_{pow}$  [°C], J/(kg·K)

$T_{pow}$  – temperatura powietrza doprowadzanego do komory paleniskowej, °C

$\dot{m}_{sp}$  – strumień masy spalin, kg/s

$c_{p,sp} \Big|_0^{T_{sp}''}$  – średnie ciepło właściwe spalin przy stałym ciśnieniu, w przedziale temperatury od 0 do  $T_{sp}''$  [°C], J/(kg·K)

$T_{sp}''$  – temperatura spalin na wylocie w komory paleniskowej, °C

Temperaturę spalin wylotowych z komory paleniskowej  $T_{sp}''$  oblicza się ze wzoru:

$$T_{sp}'' = \frac{T_{ad} + 273,15}{M \left( \frac{a_p}{Bo} \right)^{0,6} + 1} - 273,15 \quad (11.2)$$

gdzie  $Bo$  oznacza liczbę Boltzmanna określoną wzorem:

$$Bo = \frac{\dot{m}_{sp} \bar{c}_{p,sp}}{\sigma \psi A_k T_{ad}^3} \quad (11.3)$$

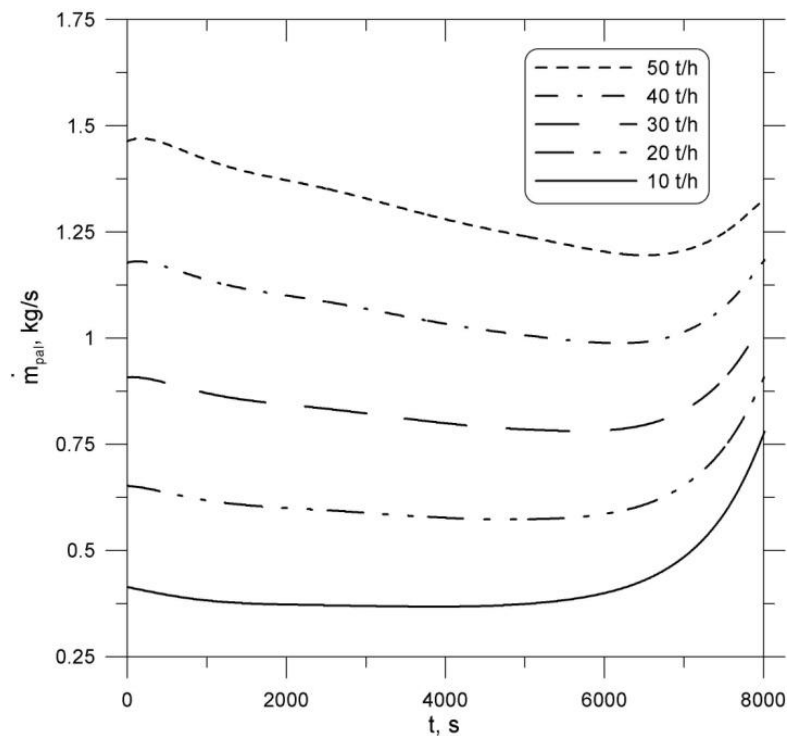
a  $\bar{c}_{p,sp}$  oznacza średnie ciepło właściwe spalin w J/(kg·K) w przedziale temperatury od  $T_{sp}''$  do  $T_{ad}$

$$\bar{c}_{p,sp} = c_{p,sp} \Big|_{T_{sp}''-273,15}^{T_{ad}-273,15} \quad (11.4)$$

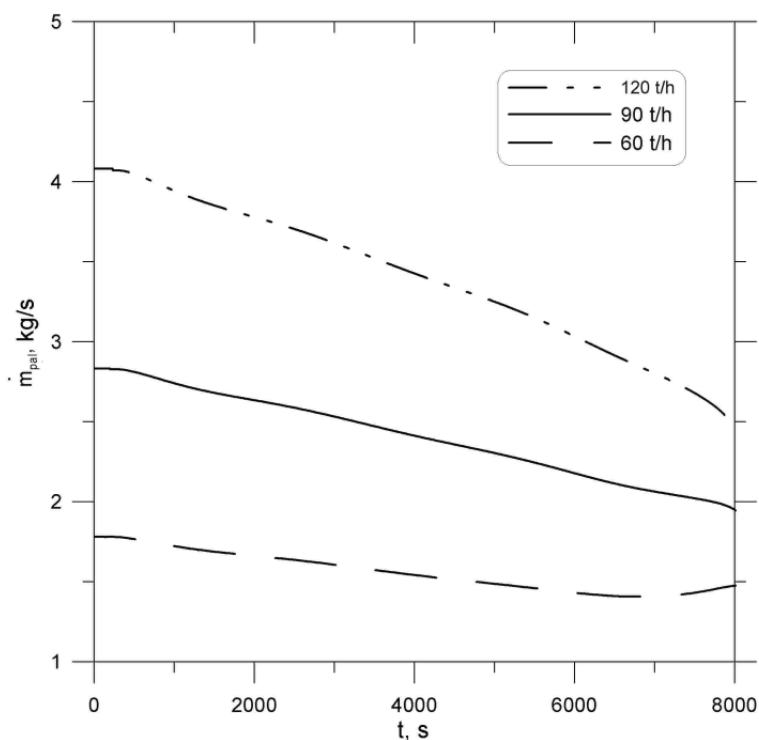
Pozostałe symbole we wzorach (11.2-11.3) oznaczają:

- $a_p$  – emisyjność komory paleniskowej,
- $M$  – parametr charakteryzujący miejsce występowania maksymalnej temperatury płomienia w komorze,
- $A_k$  – pole powierzchni ścian komory paleniskowej kotła, m<sup>2</sup>
- $T_{ad}$  – teoretyczna (adiabatyczna) temperatura spalania, °C
- $\sigma$  – stała Stefana-Boltzmana,  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$  W/(m<sup>2</sup> · K<sup>4</sup>)
- $\psi$  – współczynnik sprawności cieplnej ekranów stanowiący iloraz strumienia ciepła absorbowanego przez ekran do padającego strumienia

a)

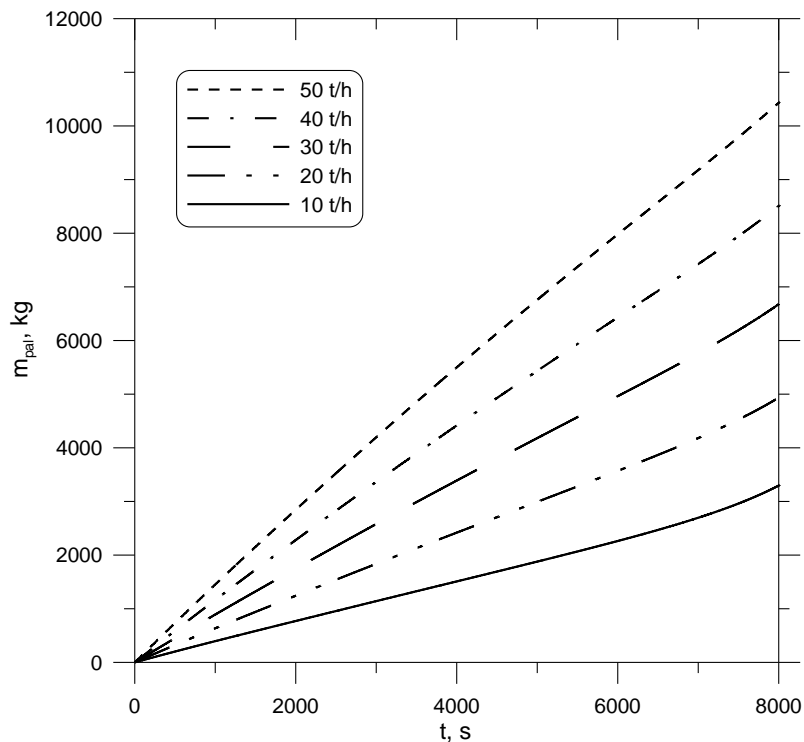


b)

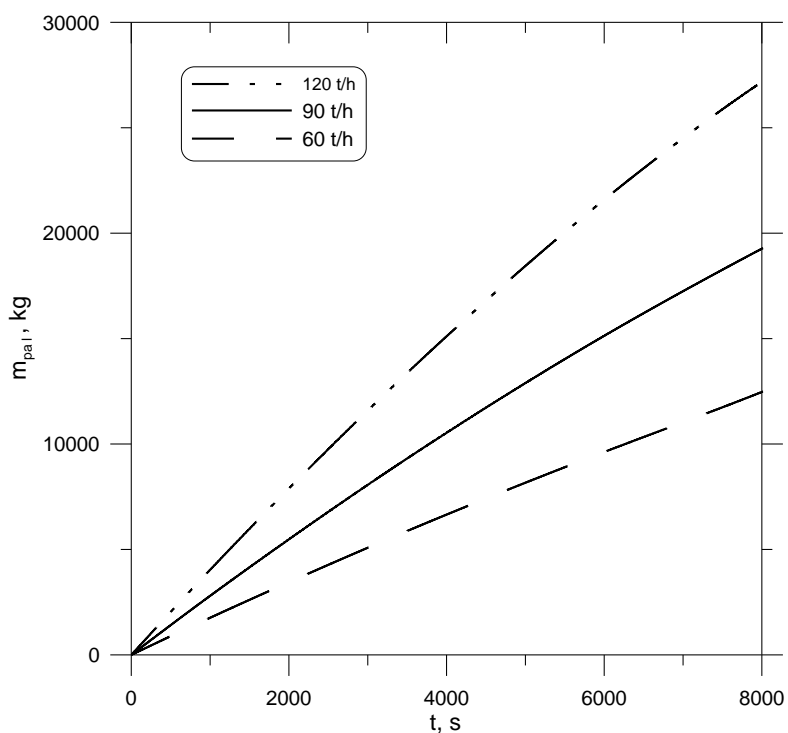


Rys. 11.2 Zmiany strumienia masy paliwa  $\dot{m}_{\text{paliw}}$  w kg/s w czasie rozruchu kotła OP-210M w zależności od strumienia masy pary  $\dot{m}_p$  w t/h wytwarzanej w parowniku kotła.

a)



b)



Rys. 11.3 Zużycie paliwa  $m_{pal}$  w kg w czasie rozruchu kotła OP-210M w zależności od strumienia masy pary  $\dot{m}_p$  w t/h wytwarzanej w parowniku kotła.



Przeprowadzono obliczenia strumienia ciepła  $\dot{Q}_{k, kom}$  przejmowanego przez ściany komory paleniskowej kotła OP-210M ze wzoru (11.1), w funkcji strumienia masy paliwa  $\dot{m}_{pal}$  oraz współczynnika nadmiaru powietrza  $\lambda$ , przyjmując wartość opałową oleju  $W_d = 41060$  kJ/kg. Wyniki obliczeń przedstawiono na rys. 7.1. Widać, że zwiększanie współczynnika nadmiaru powietrza  $\lambda$  przy zadanym strumieniu masy paliwa  $\dot{m}_{pal}$  prowadzi do zmniejszania strumienia ciepła przekazywanego od spalin w komorze paleniskowej do parownika. Wynika to ze znacznego obniżenia temperatury spalin w komorze paleniskowej  $T_{pl}$  co z kolei powoduje zmniejszanie się strumienia ciepła  $\dot{Q}_{k, kom}$  gdyż jest on proporcjonalny do różnicy temperatury płomienia i ścian komory w czwartej potęgze, tj.  $(T_{pl}^4 - T_{sc}^4)$ . Wraz ze zwiększaniem  $\lambda$  maleje  $\dot{Q}_{k, kom}$ , a zwiększa się strumień ciepła przejmowany w przegrzewaczach pary. Zwiększanie strumienia masy paliwa  $\dot{m}_{pal}$  przy zadanym współczynniku nadmiaru powietrza  $\lambda$  prowadzi do zwiększenia strumienia ciepła  $\dot{Q}_{k, kom}$  przejmowanego przez ściany komory paleniskowej. Następnie wyznaczono strumień masy paliwa  $\dot{m}_{pal}$  doprowadzany do kotła w czasie rozruchu (nagrzewania). Po wyznaczeniu ze wzoru (4.15) strumienia ciepła  $\dot{Q}_k(t)$  rozwiązywane jest następnie nieliniowe równanie algebraiczne (7.1).

Z równania (7.1) wyznaczany jest strumień paliwa  $\dot{m}_{pal}$  przy zadanej wartości współczynnika nadmiaru powietrza  $\lambda$ .

Zmiany strumienia paliwa  $\dot{m}_{pal}$  w funkcji czasu w czasie rozruchu kotła OP-210M, wyznaczone z równania (7.1) dla  $\lambda = 1,1$  przedstawiono na rysunkach 11.2a i 11.2b.

Obliczenia przeprowadzono dla różnych strumieni masy pary  $\dot{m}_p$  wytwarzanej w parowniku kotła.

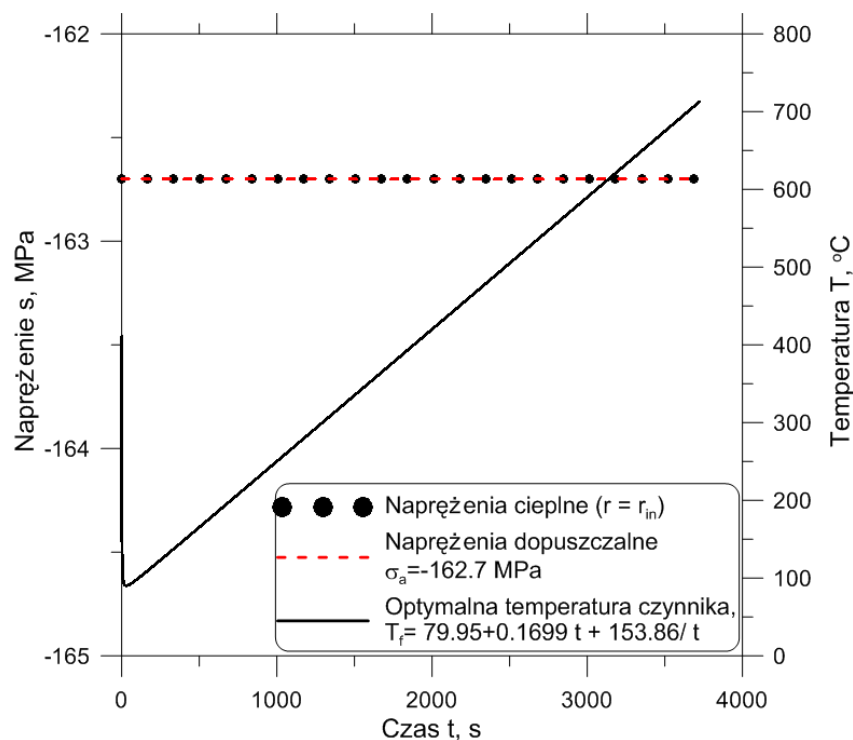
Masę oleju opałowego zużytego do rozpalania kotła w czasie od  $t=0$  do  $t=t_k$  wyznacza się ze wzoru (7.3).

Wyniki obliczeń  $m_{pal}$  odpowiadające przebiegom strumieni masy paliwa  $\dot{m}_{pal}$  z rysunku 11.2, przedstawiono na rysunku 11.3.

Z analizy wyników przedstawionych na rysunku 11.3 widać, że zużycie paliwa zależy głównie od strumienia masy pary  $\dot{m}_p$  odprowadzanej z walczaka. W czasie rozruchu trwającego 8000 s zużycie paliwa zmienia się od  $m_{pal} = 3308$  kg przy strumieniu masy pary  $\dot{m}_{pal} = 10 \cdot 10^3$  kg/h do  $m_{pal} = 27207$  kg przy strumieniu masy pary  $\dot{m}_{pal} = 120 \cdot 10^3$  kg/h. Z uwagi na wysoką cenę oleju opałowego, rozruch kotła należy prowadzić przy minimalnym strumieniu masy pary  $\dot{m}_p$ , zapewniającym odpowiednie chłodzenia rur przegrzewaczy.

## 12. Porównanie zużycia paliwa w czasie rozruchu kotła przy skokowych zmianach temperatury czynnika w parowniku wyznaczonych różnych wartościami temperatury początkowej.

Z przeprowadzonych analiz wytrzymałościowych wynika, że temperatura czynnika może na początku nagrzewania zmieniać się skokowo, bez przekraczania naprężeń dopuszczalnych. Wartość początkowego skoku temperatury można wyznaczyć zgodnie z procedurami przedstawionymi w pracach [19,27]. W praktyce taki skok temperatury można zrealizować zalewając walczak gorącą wodą. Wartość dopuszczalnego skoku temperatury można również wyznaczyć zgodnie z metodą przedstawioną w rozdziale 9.



Rys. 12.1. Dopuszczalny przebieg temperatury czynnika z uwagi na naprężenia cieplne na wewnętrznej powierzchni walczaka.

Wartość naprężeń dopuszczalnych obliczana jest wg. PN-EN 12952-3 lub TRD 301. Od wartości naprężeń dopuszczalnych w czasie nagrzewania elementu grubościennego zależy wartość dopuszczalnego skokowego wzrostu temperatury czynnika na początku rozruchu. Im większa wartość bezwzględna naprężeń dopuszczalnych tym większy jest dopuszczalny skok temperatury.

Należy jednak dodać, że wartość dopuszczalnego skoku temperatury zależy również od wartości współczynnika wnikania ciepła na wewnętrznej powierzchni walczaka. Im większy współczynnik  $\alpha$  tym mniejszy dopuszczalny skok temperatury, przy tej samej wartości naprężeń dopuszczalnych.

Dopuszczalny przebieg temperatury czynnika z uwagi na naprężenia cieplne na wewnętrznej powierzchni walczaka przybliżono za pomocą funkcji

$$T_n(t) = a + bt + \frac{c}{t^2}, \quad (12.1)$$

gdzie stałe  $a$ ,  $b$  i  $c$  zostały wyznaczone z warunku

$$\sigma_\varphi(r_m, t_i) \cong \sigma_a, \quad t_i = (i-1)\Delta t, i = 1, 2, 3, \dots, n. \quad (12.2)$$

Warunek (12.2) oznacza, że dla optymalnego przebiegu temperatury czynnika określonego wzorem (12.1) stałe  $a$ ,  $b$  i  $c$  powinny być tak dobrane, aby cieplne naprężenia obwodowe na wewnętrznej powierzchni walczaka były równe dla kilkudziesięciu punktów czasowych  $n$  naprężeniom dopuszczalnym. Dla naprężeń dopuszczalnych  $\sigma_a = -162,7$  MPa otrzymano następujące wartości stałych:  $a=79,95^\circ\text{C}$ ,  $b=0,1699^\circ\text{C/s}$ ,  $c=153,86$  s.

Jeżeli przyjęć dopuszczalną wartość naprężeń obwodowych na wewnętrznej powierzchni walczaka równą (-68) MPa i współczynnik wnikania ciepła  $\alpha = 529,4$  W/(m<sup>2</sup>·K) (Bi=10) to dopuszczalny skok temperatury wody wynosi 72,6 K (podrozdział 9.3). Po podwyższeniu bezwzględnej wartości naprężeń dopuszczalnych do 162,7 MPa (dopuszczalne naprężenia obwodowe wynoszą (-162,7) MPa) i  $\alpha$  do 2000 W/(m<sup>2</sup>·K) (Bi=37,7) wartość początkowego skoku wynosi ok. 79 K (Rys.12.1). Pomimo, że naprężenia dopuszczalne wzrosły ponad dwukrotnie, to wartość skoku temperatury wzrosła tylko o 6,4 K. Spowodowane to jest różnymi wartościami współczynników wnikania ciepła w obu przypadkach. W pierwszym przypadku przyjęto  $\alpha = 529,4$  W/(m<sup>2</sup>·K) (Bi=10), podczas gdy w drugim przypadku podwyższono współczynnika wnikania ciepła do wartości  $\alpha = 2000$  W/(m<sup>2</sup>·K) (Bi=37,7). Jeżeli współczynnik wnikania ciepła wzrasta to przy tym samym skoku temperatury wartość obwodowych naprężeń cieplnych również rośnie. W drugim przypadku  $\alpha$  jest znacznie większe, co powoduje, że dopuszczalny skok temperatury nie jest proporcjonalny do wartości naprężeń dopuszczalnych.

W czasie rozruchu realizowany będzie przybliżony optymalny przebieg temperatury czynnika polegający na skokowym wzroście temperatury czynnika na początku rozruchu, a następnie nagrzewanie ze stałą prędkością gdy nadciśnienie jest równe 0. W przypadku, gdy ciśnienie w

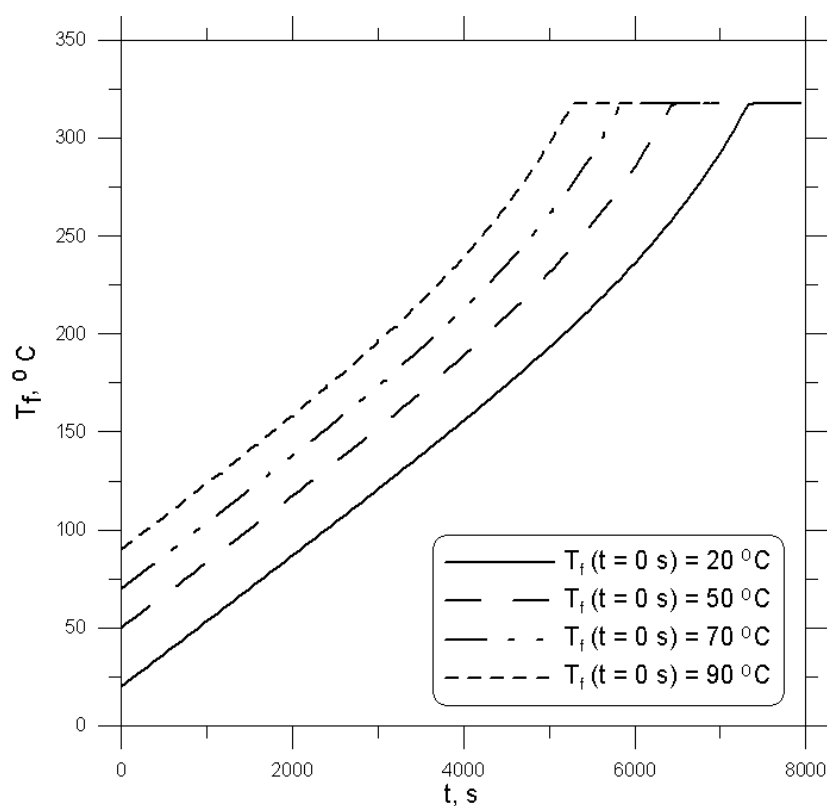
walczaku jest wyższe od ciśnienia atmosferycznego, to po skoku temperatury szybkość zmiany temperatury czynnika w czasie nagrzewania walczaka jest zmienna i wynosi na początku  $v_{T1}$ , a na końcu rozruchu  $v_{T2}$ . Wyznaczanie szybkości  $v_T$  dla dowolnego ciśnienia  $p$  jest takie same jak w przepisach TRD 301 [7] lub normie europejskiej PN-EN 12952-3 [8].

Następnie przeprowadzono obliczenia nagrzewania walczaka przy różnych wartościach początkowego skoku temperatury tak, aby zilustrować jego wpływ na całkowite zużycie oleju opałowego i czas rozruchu kotła. Obliczenia przeprowadzono dla kotła OP-210M. Krzywe nagrzewania przedstawione na rys. 12.2 otrzymano przy  $v_{T1} = 2$  K/min i  $v_{T2} = 5$  K/min.

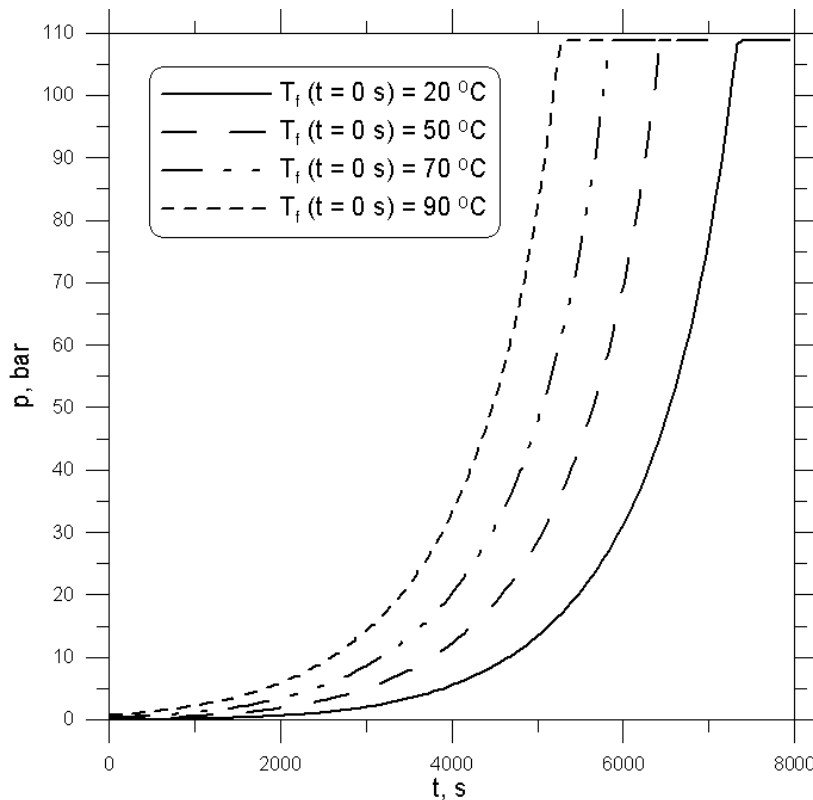
Ciśnienie końcowe  $p_2$  wynosiło 108,7 bar.

Na rysunkach 12.2a i 12.2b przedstawiono zmiany temperatury i ciśnienia wody w walczaku przy różnych początkowych skokach temperatury. W chwili początkowej temperatura wody wynosi  $20$  °C. Temperatury przedstawione na rysunku 12.2 oznaczają temperaturę wody po nagłym wzroście temperatury, odpowiednio o 30,50 i 70 °C.

a)



b)



**Rys. 12.2 Przebiegi temperatury i ciśnienia wody w walczaku w czasie rozruchu kotła.**

Linia ciągła przedstawia przebieg temperatury wody wyznaczony wg PN-EN 12952-3 bez początkowego skoku temperatury wody. We wszystkich analizowanych przypadkach ciśnienie wody jest równe ciśnieniu nasycenia dla danej temperatury wody. Czas nagrzewania walczaka oraz jego procentowe skrócenie  $S$  obliczone ze wzoru

$$S = \frac{t_b - t_s}{t_b} 100, \% , \quad (12.3)$$

gdzie  $t_b$  to czas nagrzewania walczaka bez skoku początkowego,  $t_s$  to czas nagrzewania przy nagłym wzroście temperatury o  $\Delta T$  na początku rozruchu.

Tablica 12.1. Czas nagrzewania walczaka od temperatury początkowej równej 20 °C do temperatury znamionowej równej 317,3 °C przy skokowej zmianie temperatury wody o  $\Delta T$ .

Lp.	Początkowy skok temperatury wody $\Delta T$ , K	Czas nagrzewania walczaka, s	Względne skrócenie czasu rozruchu, %
1	0	7381	0
2	30	6481	12,2
3	50	5881	20,3
4	70	5281	28,5

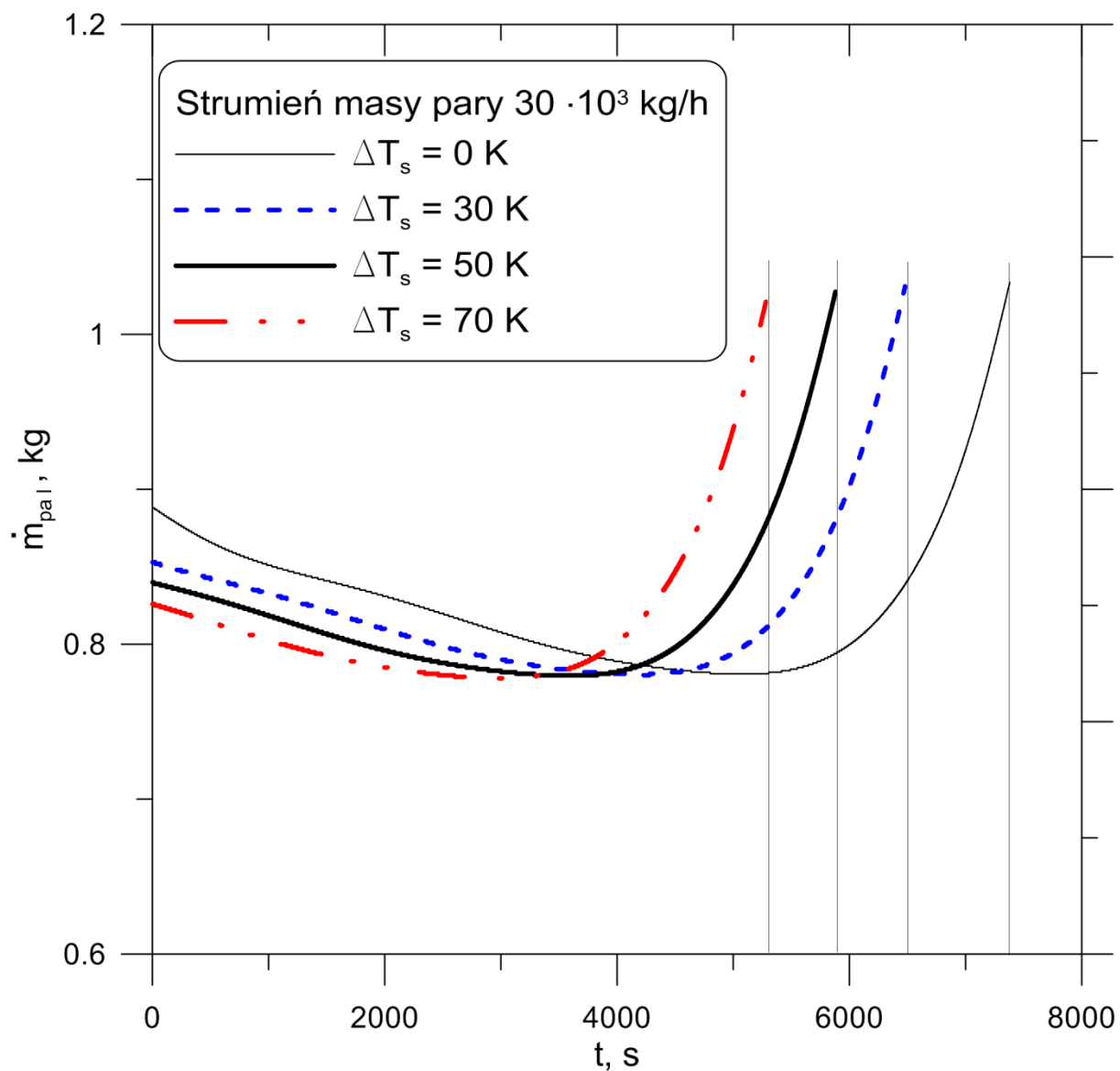
Z analizy rysunku 12.2a widać, że przy większym początkowym skoku temperatury czynnika czas nagrzewania do temperatury znamionowej jest krótszy.

Tablica 12.2. Zużycie paliwa w czasie rozruchu przy skokowej zmianie temperatury wody o  $\Delta T$  dla strumienia masy pary  $\dot{m}_p = 30 \cdot 10^3$  kg/h.

Lp.	Początkowy skok temperatury wody $\Delta T$ , K	Zużycie paliwa, kg	Względne zmniejszenie zużycia paliwa, %
1	0	6115	0
2	30	5329	12,9
3	50	4814	21,3
4	70	4301	29,7

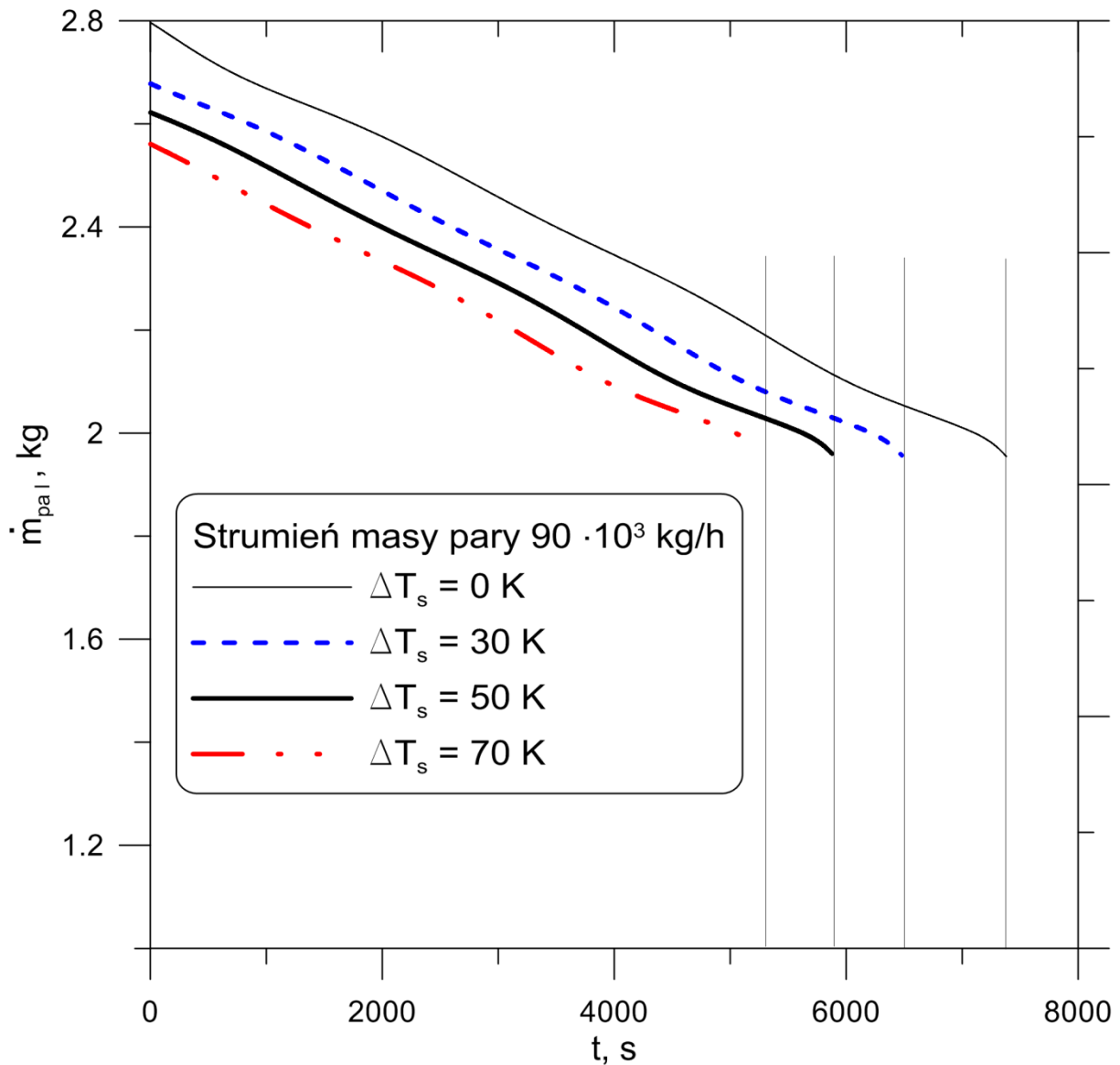
Tablica 12.3. Zużycie paliwa w czasie rozruchu przy skokowej zmianie temperatury wody o  $\Delta T$  dla strumienia masy pary  $\dot{m}_p = 90 \cdot 10^3$  kg/h.

Lp.	Początkowy skok temperatury wody $\Delta T$ , K	Zużycie paliwa, kg	Względne zmniejszenie zużycia paliwa, %
1	0	17533	0
2	30	15073	14,0
3	50	13479	23,1
4	70	11924	32,0



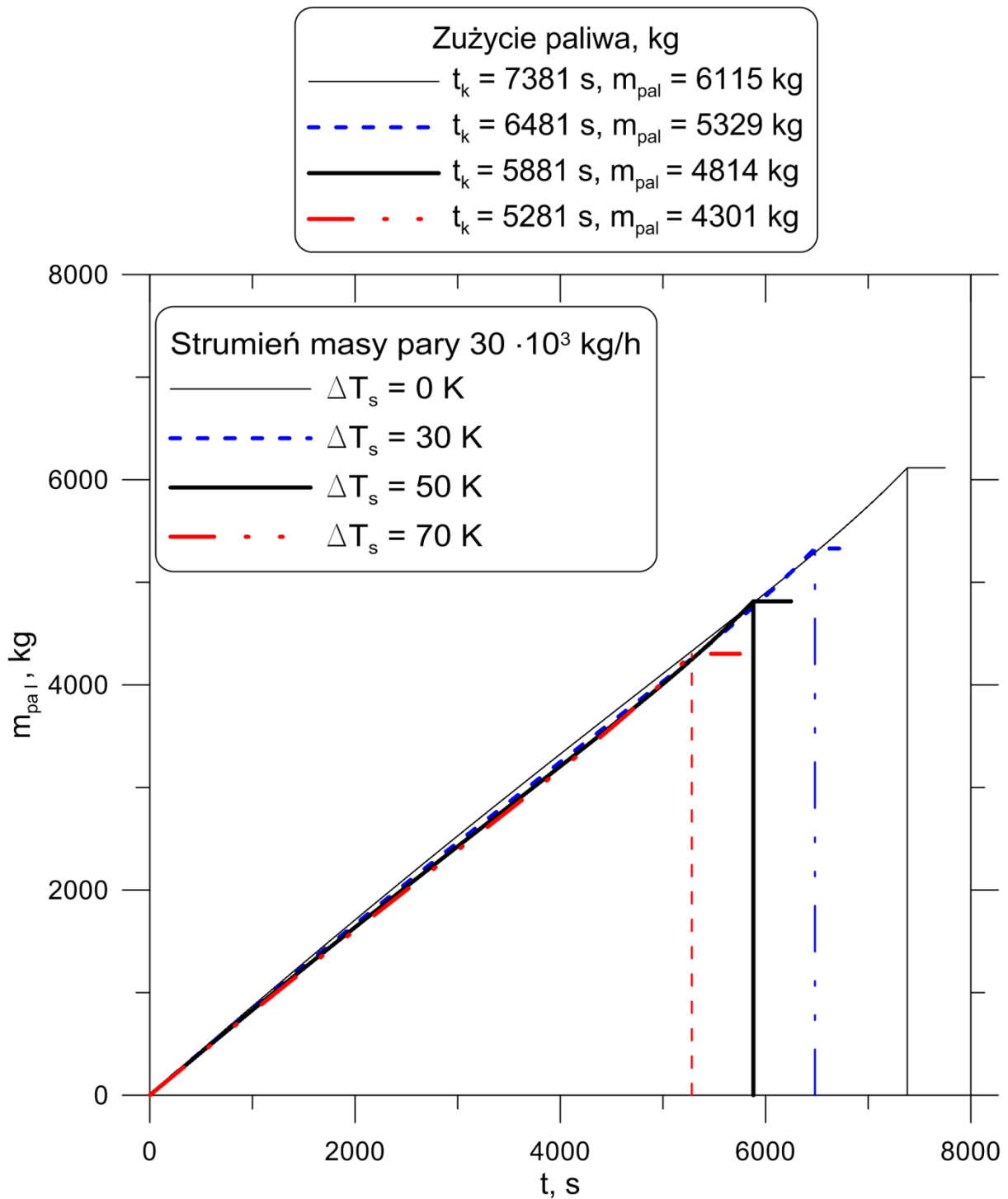
Rys. 12.3 Strumień masy paliwa w czasie rozruchu kotła przy różnych początkowych skokowych zmianach temperatury wody w parowniku kotła.



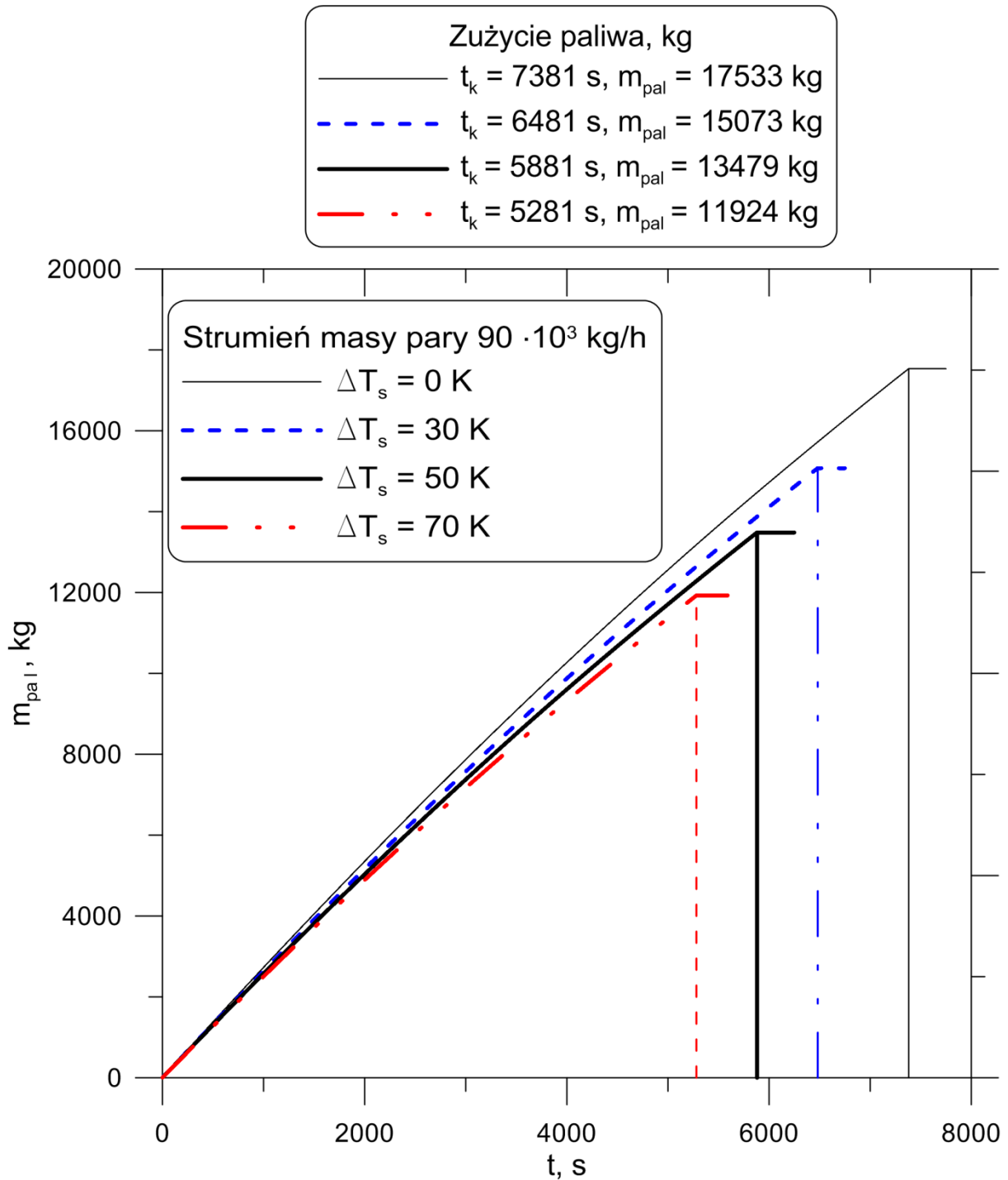


Rys. 12.4 Strumień masy paliwa w czasie rozruchu kotła przy różnych początkowych skokowych zmianach temperatury wody w parowniku kotła, dla strumienia masy pary  $\dot{m}_p = 30 \cdot 10^3 \text{ kg/h}$ .

Na rysunku 12.3 przedstawiono zużycie paliwa i czas rozruchu kotła dla różnych początkowych skokowych zmian temperatury czynnika. Z analizy wyników przedstawionych na rysunku 12.3 widać, że dopuszczenie początkowego skokowego wzrostu temperatury czynnika skraca czas rozruchu kotła i zmniejsza zużycie paliwa.



Rys. 12.3 Zużycie paliwa i czas rozruchu kotła przy różnych początkowych skokowych zmianach temperatury wody w parowniku kotła dla strumienia masy pary  $\dot{m}_p = 30 \cdot 10^3$  kg/h.



Rys. 12.4 Zużycie paliwa i czas rozruchu kotła przy różnych początkowych skokowych zmianach temperatury wody w parowniku kotła dla strumienia masy pary  $\dot{m}_p = 90 \cdot 10^3$  kg/h.

## Wnioski i uwagi końcowe

W rozprawie przedstawiony został nowy model dynamiki parownika kotła z obiegiem naturalnym, opalanego pyłem węglowym. Model umożliwia symulację pracy parownika w czasie rozruchu kotła ze stanu zimnego. W początkowej fazie rozruchu woda i parownik nagrzewane są bez generacji pary w parowniku, która pojawia się dopiero po osiągnięciu przez wodę temperatury nasycenia, zależnej od ciśnienia panującego w parowniku. Model matematyczny parownika obejmuje również obliczenia cieplne komory paleniskowej kotła. Znając skład chemiczny paliwa oraz współczynnik nadmiaru powietrza, oblicza się strumień masy spalin oraz udziały ich poszczególnym składników. Na podstawie obliczeń cieplnych komory paleniskowej wyznacza się strumień ciepła przekazywany z paleniska do wody lub mieszaniny wody i pary w parowniku. Opracowanie modelu matematycznego wymagało przygotowania procedur obliczeniowych do wyznaczania właściwości wody, pary, powietrza, spalin oraz stali, z której wykonane są elementy parownika.

Opracowany model matematyczny parownika zastosowany został do oceny możliwości przeprowadzania szybkich rozruchów kotła. Jest to zagadnienie szczególnie ważne dla węglowych bloków szczytowych oraz kotłów odzyskowych za turbinami gazowymi, które są często uruchamiane i wyłączane z ruchu.

Rozwiązane zostało zagadnienie odwrotne polegające na wyznaczeniu strumienia masy paliwa w czasie tak, aby przebieg ciśnienia i temperatury w parowniku był w każdej chwili równy wartościom dopuszczalnym. Elementem ograniczającym szybki rozruch kotła jest grubościenny walczak, w którym na brzegach otworów pod rury opadowe występują wysokie sumaryczne naprężenie obwodowe, pochodzące od ciśnienia i zmian temperatury czynnika w czasie. Dopuszczalne szybkości nagrzewania walczaka kotła na początku i końcu rozruchu, wyznaczone zostały na podstawie normy PN-EN 12952-3, która jest szeroko stosowana w energetyce. W oparciu o te graniczne wartości, szybkość nagrzewania w funkcji ciśnienia, zgodnie z wymienioną normą, interpoluje się linią prostą. Dopuszczalne zmiany ciśnienia i temperatury czynnika znajdującego się w walczaku w funkcji czasu wyznaczono rozwiązując nieliniowe równanie różniczkowe metodą Rungego-Kutty. Następnie obliczony został zmienny w czasie strumień ciepła, który powinien być przekazywany z komory paleniskowej do parownika w celu osiągnięcia dopuszczalnych zmian ciśnienia i temperatury w parowniku w czasie rozruchu kotła.

Z obliczeń wytrzymałościowych walczaka wynika, że nagrzewanie można przeprowadzać dopuszczając skokowy wzrost temperatury wody na początku procesu nagrzewania. Skokowe podwyższenie temperatury wody można zrealizować w praktyce zalewając walczak gorącą

wodą, o temperaturze wyższej od temperatury początkowej. Wyznaczony został strumień masy paliwa i czas rozruchu z uwzględnieniem różnych wartości skoku temperatury czynnika na początku rozruchu. Przeprowadzone symulacje za pomocą opracowanego modelu matematycznego pokazują, że dopuszczając skokową zmianę temperatury wody, skraca się czas rozruchu kotła oraz zużycie paliwa. Skracając rozruch zmniejszane są straty rozruchowe i możliwe jest szybsze włączenie bloku do sieci.

Opracowany model matematyczny zweryfikowany został doświadczalnie. Wyznaczony został przebieg strumienia masy mazutu w czasie rozruchu kotła OP-210M, przy danych wejściowych zebranych na rzeczywistym obiekcie. Stwierdzono bardzo dobrą zgodność obliczonego i zmierzonego strumienia masy paliwa.

Z przeprowadzonych analiz i obliczeń wynika, że nagrzewanie parownika w czasie rozruchu kotła może być prowadzone z maksymalną, dopuszczalną szybkością zmian temperatury czynnika wynikającą z ograniczeń na naprężenia cieplne. Od strony komory paleniskowej nie występują ograniczenia uniemożliwiające przeprowadzenie takiego rozruchu. Jest możliwe zasilanie kotła odpowiednim strumieniem mazutu bez przekraczania dopuszczalnych wartości temperatury spalin na wylocie z komory paleniskowej. Nie będą również występować ograniczenia ze strony przegrzewaczy kotła, gdyż możliwe jest zapewnienie odpowiedniego strumienia masy pary, przepływającej przez przegrzewacze, niezbędnego do ich prawidłowego chłodzenia.

Przedstawiony w rozprawie model matematyczny może być wykorzystywany w optymalizacji technologii rozruchu kotła. Niezbędny strumień masy paliwa, który musi być dostarczany w danej chwili do kotła, aby uzyskać żądaną szybkość nagrzewania parownika, może być obliczany w trybie on-line, z uwagi na krótki czas obliczeń komputerowych.

## Literatura

- [1] Cwynar L., *Rozruch kotłów parowych*. WNT, Warszawa 1978
- [2] Staff Report, Dealing with cycling: TRD 301 and the Euro Norm compared, *Modern Power Systems*, Vol. 27, 2007, No. 5, pp. 33-38.
- [3] Gülen S.C., Jones Ch.M., GE's next generation CCGT plants: operational flexibility is the key, *Modern Power Systems*, Vol. 30, 2011, No. 7, pp. 16-18.
- [4] Balling L., Siemens H class: not just efficient, it's also flexible, and fully proven, *Modern Power Systems*, Vol. 30, 2011, No. 12, pp. 15-18.
- [5] Kim T.S., Lee D.K., Ro S.T., Analysis of thermal stress evolution in the steam drum during start-up of heat recovery steam generator, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 20, 2000, pp. 977-992.
- [6] Krüger K., Franke R., Rode M., Optimization of boiler start-up using a nonlinear boiler model and hard constraints, *Energy*, Vol. 29, 2004, pp. 2239-2251.
- [7] TRD 301, *Zylinderschalen unter innerem Überdruck*. Technische Regeln für Dampfkessel (TRD), pp. 143-185, Heymanns Beuth Köln – Berlin, 2001.
- [8] Polska Norma, PN-EN 12952-3, *Kotły wodnorurowe i urządzenia pomocnicze. Część 3: Konstrukcja i obliczenia części ciśnieniowych*, PKN 2004.
- [9] Profos P., *Die Regelung von Dampfanlagen*. Springer, Berlin 1962.
- [10] Стырикович М. А., Катковская К. Я., Серов Е. П., *Котельные агрегаты*. Госэнергоиздат, 1959.
- [11] Серов Е. П., Корольков Б. П., *Динамика парогенераторов*. Москва, Энергоиздат 1981.
- [12] Кобалев А. П., Лепеев Н. С., Панасенко М. Д., Каган Я. А., Максимов В. М., Модель З. Г., Хзмалян Д. М., Виленский Т. В., Ипполитов А. С., Трояновский Е. А., Чистяков С. Ф., Крижановский В. А., *Парогенераторы*. Энергия, Москва 1966.
- [13] Lu S., Dynamic modeling and simulation of power plant system. *Proc. Instn Mech Engrs*, Vol 213, Part A, 1999, pp. 7 – 22.
- [14] Taler J., Harchut P., *Rapid Start-Up of the Steam Boiler Considering the Allowable Rate of Temperature Changes*, Chapter 10 in *Automation*, Florian Kongoli (editor), Intech, Rijeka-Shanghai, 2012, pp. 199-214.
- [15] Wagner W., Kretzschmar H-J., *International Steam Tables. Properties of Water and Steam Based on the Industrial Formulation IAPWS-IF97*, Second Edition, Springer, Berlin 2008.
- [16] Table Curve 2D, Jandel Scientific, 2591 Kerner Blvd., San Rafael, CA 9490, USA

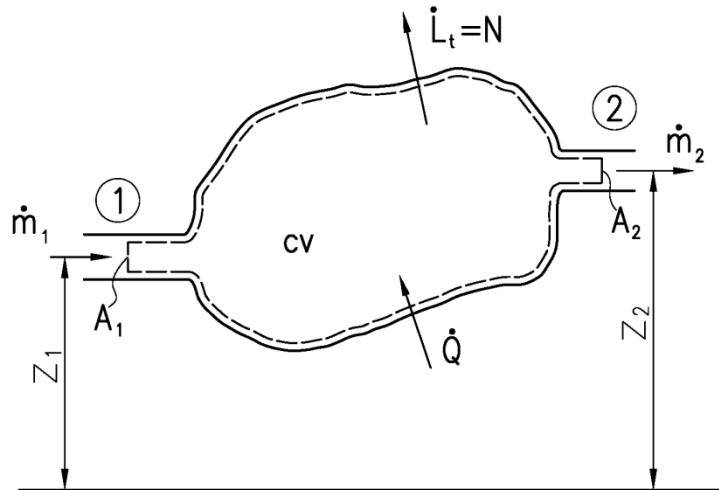
- [17] *Тепловой расчет котельных агрегатов (Нормативный метод)*, Энергия, Москва 1973
- [18] Orłowski P., Dobrzański W., Szwarc E., *Kotły parowe, konstrukcja i obliczenia*. Wyd. 3, WNT, Warszawa 1976
- [19] Taler J. (red.), *Procesy cieplne i przepływowe w dużych kotłach energetycznych*, PWN, Warszawa 2011
- [20] Kakaç S. (ed.), *Boilers, Evaporators and Condensers*, John Wiley and Sons, Inc., New York 1991
- [21] H. S. Carslaw, J. C. Jaeger, *Conduction of Heat in Solids*, Second Edition, Oxford University Press, New York 2000.
- [22] D. P. Elizarov, *Thermal Shock in Steam Lines of Thermal Power Stations*, *Tieploenergetika (Thermal Engineering)* 1971 18 (2) 78-82.
- [23] Taler J, Duda P., *Solving Direct and Inverse Heat Conduction Problems*. Springer: Berlin, Heidelberg, 2006.
- [24] Thomson W. J., *Atlas for Computing Mathematical Functions*. Wiley, New York, 1997.
- [25] *The IMSL Fortran 90 MP Mathematics and Statistics Libraries (F90 MP)*, Visual Numerics Inc., Houston, TX.
- [26] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, B. P. Flannery, *Fortran Numerical Recipes*, Second Edition, Cambridge University Press, Cambridge 2005.
- [27] Taler J., Dzierwa P., Proposition of New Rules for Determining Allowable Medium Temperature Rates During Heating and Cooling of Thick-Walled Steam Boiler Components, *Archives of Thermodynamics*, 37 (2007), No. 1-2, 91-108.
- [28] Taler J., Dzierwa P., A New Method for Optimum Heating of Steam Boiler Pressure Components, *International Journal of Energy Research*, 35 (2011), 897-908.
- [29] Seber G.A.F., Wild C.J., *Nonlinear Regression*, John Wiley and Sons, Inc., New York 1989

## Załącznik A1. Równania zachowania masy i energii

Równania bilansu masy i energii sformułowane zostaną dla układów otwartych [A1.1-A1.3].

Cały analizowany układ traktowany będzie jak obiekt o skupionej masie lub energii.

Analizowany będzie obszar kontrolny (objętość kontrolna) przedstawiona na rysunku A1.1.



Rys.A1.1. Schemat obszaru kontrolnego  $cv$  (objętości kontrolnej).

Granice obszaru kontrolnego (objętości kontrolnej) są niezmiennie w czasie. Mogą to być granice rzeczywiście istniejące lub umowne. Układ jest otwarty; z jednej strony wpływa strumień masy  $\dot{m}_1$ , a z drugiej wypływa  $\dot{m}_2$ . Analizowane będą dwa bliskie punkty czasowe:  $t$  i  $t + \Delta t$ .

### A1.1 Równanie zachowania masy

W przedziale czasu od  $t$  do  $t + \Delta t$  do objętości kontrolnej  $cv$  (rys.A1.1) wpływa  $\dot{m}_1 \Delta t$  i wypływa  $\dot{m}_2 \Delta t$  masy analizowanego czynnika. W objętości kontrolnej akumulowana jest przez okres  $\Delta t$  masa  $\Delta m_{cv}$ . Równanie bilansu masy ma postać

$$\dot{m}_1 \Delta t = \Delta m_{cv} + \dot{m}_2 \Delta t. \quad (\text{A1.1})$$

Po podzieleniu obydwu stron równania (A1.1) przez  $\Delta t$  otrzymuje się

$$\dot{m}_1 - \dot{m}_2 = \frac{\Delta m_{cv}}{\Delta t}. \quad (\text{A1.2})$$

Jeżeli  $\Delta t \rightarrow 0$ , to z równania (A1.2) otrzymuje się

$$\frac{dm_{cv}}{dt} = \dot{m}_1 - \dot{m}_2. \quad (\text{A1.3})$$



W stanie ustalonym  $dm_{cv}/dt = 0$  i  $\dot{m}_1 = \dot{m}_2$ .

W zagadnieniach ustalonych strumień przepływającej masy jest stały

$$\dot{m} = \rho \dot{V} = \rho w A = const. \quad (A1.4)$$

Przez wlot czy wylot jak również przez maszynę czy urządzenie przepływa taki sam strumień masy. Należy jednak zwrócić uwagę, że w zagadnieniach ustalonych strumień objętości  $\dot{V}$  nie jest stały, tj. strumień objętości na wlocie  $\dot{V}_1$  zwykle różni się od  $\dot{V}_2$ , gdyż  $\rho_1$  różni się od  $\rho_2$ .

## A1.2 Równanie zachowania energii

Energia punktu materialnego  $E$  o masie  $m$  wynosi

$$\begin{aligned} E &= E_w + E_k + E_p = mu + \frac{mw^2}{2} + mgz = \\ &= m \left( u + \frac{w^2}{2} + gz \right) = me, \end{aligned} \quad (A1.5)$$

gdzie

$$e = u + \frac{w^2}{2} + gz \quad (A1.6)$$

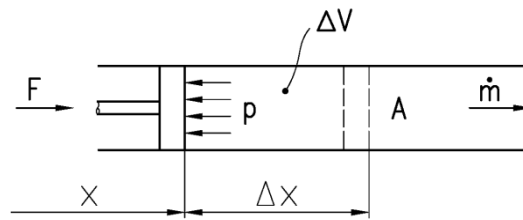
jest energią 1 kg czynnika. Energia 1 m<sup>3</sup> czynnika wynosi

$$\frac{E}{V} = \rho \left( u + \frac{w^2}{2} + gz \right). \quad (A1.7)$$

We wzorach (A1.5-A1.7)  $u$  oznacza energię wewnętrzną odniesioną do 1 kg czynnika,  $w$  prędkość punktu materialnego,  $z$  wysokość na której usytuowany jest punkt w stosunku do przyjętego poziomu odniesienia (rys.A1.1). Równanie bilansu energii dla objętości kontrolnej przedstawionej na rysunku (A1.1) ma postać

$$\begin{aligned} &\dot{m}_1 \left( u_1 + \frac{w_1^2}{2} + gz_1 \right) + \dot{L}_{p1} + \dot{Q} + \dot{Q}_v - \dot{L}_t = \\ &= \dot{m}_2 \left( u_2 + \frac{w_2^2}{2} + gz_2 \right) + \dot{L}_{p2} + \frac{d}{dt} \left[ m \left( u + \frac{w_c^2}{2} + gz_c \right) \right], \end{aligned} \quad (A1.8)$$

gdzie  $\dot{L}_{p1}$  jest mocą potrzebną do pokonania sił ciśnienia w przekroju 1, a  $\dot{L}_{p2}$  mocą przekazywaną do otoczenia w przekroju 2. Dolny indeks  $c$  oznacza środek ciężkości analizowanego układu. Moc  $\dot{L}_t$  jest to moc wewnętrzna silnika lub maszyny roboczej. Moc  $\dot{L}_t$  jest dodatnia, gdy praca jest wykonywana przez objętość kontrolną na otoczeniu. Strumień ciepła  $\dot{Q}$  jest dodatni, gdy ciepło dopływa do objętości kontrolnej. Strumień ciepła  $\dot{Q}_v$  jest generowany przez wewnętrzne źródła ciepła. Moc potrzebna do pokonania sił ciśnienia można obliczyć następująco



Rys. A1.2. Schemat ilustrujący wyznaczenie mocy potrzebnej do przetłaczania czynnika

Pracę wykonaną przy przesunięciu tłoka o  $\Delta x$  w czasie  $\Delta t$  przez tłok o powierzchni czołowej  $A$  można obliczyć ze wzoru

$$L_p = F \cdot \Delta x = p A \cdot \Delta x = p \cdot \Delta V. \quad (\text{A1.9})$$

Moc potrzebna do pokonania sił ciśnienia wynosi

$$\dot{L}_p = \frac{L_p}{\Delta t} = p \frac{\Delta V}{\Delta t}. \quad (\text{A1.10})$$

Gdy  $\Delta t \rightarrow 0$  to  $\Delta V / \Delta t \rightarrow dV / dt = \dot{V}$  i wzór (A1.10) przyjmuje postać

$$\dot{L}_p = p \dot{V} = \dot{m} \frac{p}{\rho} = \dot{m} p v. \quad (\text{A1.11})$$

We wzorach (A1.9 – A1.11) przyjęto następujące oznaczenia:  $F$  siła działająca na tłok niezbędna do zrównowazenia sił ciśnienia,  $\dot{V}$  - strumień objętościowy czynnika,  $\dot{m}$  - strumień masowy czynnika,  $v$  - objętość właściwa czynnika.

Wzór (A1.11) pozwala obliczyć moc  $\dot{L}_{p1}$  i  $\dot{L}_{p2}$ .

Równanie (A1.8) można przekształcić z uwzględnieniem (A1.11) do postaci

$$\begin{aligned} \dot{m}_1 \left( u_1 + p_1 v_1 + \frac{w_1^2}{2} + g z_1 \right) + \dot{Q} + \dot{Q}_v - \dot{L}_t = \\ = \dot{m}_2 \left( u_2 + p_2 v_2 + \frac{w_2^2}{2} + g z_2 \right) + \frac{d}{dt} \left[ m \left( u + \frac{w_c^2}{2} + g z_c \right) \right]. \end{aligned} \quad (\text{A1.12})$$

Po wprowadzeniu entalpii właściwej „ $i$ ” określonej wzorem

$$i = u + p v$$

równanie bilansu (A1.12) przyjmuje postać

$$\dot{m}_1 \left( i_1 + \frac{w_1^2}{2} + g z_1 \right) + \dot{Q} + \dot{Q}_v - \dot{L}_t = \dot{m}_2 \left( i_2 + \frac{w_2^2}{2} + g z_2 \right) + \frac{d}{dt} \left[ m \left( u + \frac{w_c^2}{2} + g z_c \right) \right]. \quad (\text{A1.13})$$

Można zauważyć, że w równaniu (A1.13) nie uwzględnia się oporów tarcia na ścianie nieruchomego kanału, nawet gdy naprężenia styczne na powierzchni kanału są duże. W zagadnieniach ustalonych pochodna po czasie jest równa zero i równanie bilansu energii upraszcza się do postaci:

$$\dot{m} \left( i_1 + \frac{w_1^2}{2} + g z_1 \right) + \dot{Q} + \dot{Q}_v - \dot{L}_t = \dot{m} \left( i_2 + \frac{w_2^2}{2} + g z_2 \right). \quad (\text{A1.14})$$

W równaniu (A1.14) uwzględniono, że  $\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}$ .

### A1.3 Uśrednianie prędkości i temperatury

W równaniach bilansowych przedstawionych w rozdziałach A1.1.1 – A1.1.2 przyjęto, że prędkość i temperatura w przekroju poprzecznym przewodu są stałe.

W warunkach rzeczywistych zarówno prędkość jak i temperatura nie są stałe. Prędkość jest zwykle największa w osi przewodu, podczas gdy na powierzchni ścianki jest równa zero.

Należy zwrócić uwagę na sposób uśredniania prędkości i temperatury w przekroju poprzecznym przewodu. Prędkość średnia  $w_m$  jest wyznaczana tak, aby było spełnione równanie zachowania masy

$$\dot{m} = \int \rho w dA = w_m \int \rho dA, \quad (\text{A1.15})$$

skąd otrzymuje się

$$w_m = \frac{\dot{m}}{\int \rho dA} = \frac{\int \rho w dA}{\int \rho dA}. \quad (\text{A1.16})$$

Podobnie przy temperaturze średniej  $T_m$  zachowane jest równanie ciągłości energii

$$\dot{E} = \int \rho w c_p T dA = T_m \int \rho w c_p dA, \quad (\text{A1.17})$$

skąd otrzymuje się

$$T_m = \frac{\int \rho w c_p T dA}{\int \rho w c_p dA}. \quad (\text{A1.28})$$

Jeżeli dla całego przekroju poprzecznego podawana jest jedna wartość prędkości, temperatury lub entalpii dla całego przekroju, to należy tę wartość traktować jako wielkość średnią dla całego przekroju kanału.

## Literatura

[A1.1] Wark K., Richards D.E., *Thermodynamics*, WCB/McGraw-Hill, 1999.

[A1.2] Sonntag R.E., Borgnakke C., Wylen G.J.V., *Fundamentals of thermodynamics*, Wiley, 1998.

[A1.3] Taler D., *Obliczenia i badania eksperymentalne wymienników ciepła*, Wydawnictwo Politechniki Krakowskiej, Kraków, 2013, (w przygotowaniu).

## Załącznik A2. Właściwości fizyczne wody i pary w stanie nasycenia

W niniejszym załączniku przedstawione zostaną procedury w języku Fortran do obliczania właściwości wody i pary w temperaturze nasycenia.

A2.1 Ciśnienie nasycenia w funkcji temperatury,  $p(T)$  w zakresie:  $0 < T \leq 320$  °C.

```
*-----*
      DOUBLE PRECISION FUNCTION podt(x)
      C      temperatura w deg C
      C      ciśnienie w Pa
*-----*
      IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
      podt=0.006708998500579628D0+x*(-0.0002434600999515393D0+
1x*(8.469860994953437D-05+x*(-2.464229077409505D-06+
1x*(5.671590787619560D-08+x*(-5.884019567792971D-10+
1x*(4.299047135438606D-12+x*(-1.846508795645358D-14+
1x*(4.711319791656961D-17+x*(-6.651708383535848D-20+
1x*(4.026866524758460D-23)))))))*100000
      RETURN
      END
```

A2.2 Temperatura nasycenia w funkcji ciśnienia,  $T(p)$  w zakresie:  $0 < p \leq 12$  MPa.

```
*-----*
      DOUBLE PRECISION FUNCTION todp(x)
      C      cisnienie w barach
      C      temperatura w deg C
*-----*
      IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
      x1=DSQRT(x)
      todp=-13.16178830953269D0+x1*(236.4748359020545D0+
1x1*(-212.5645177010773D0+x1*(127.4711423432498D0+
1x1*(-46.57123694797896D0+x1*(10.68961494261161D0+
1x1*(-1.572879837065129D0+x1*(0.1479919621628368D0+
1x1*(-0.008601616085701239D0+x1*(0.0002811013668109309D0+
1x1*(-3.948390456177844D-06)))))))))
      RETURN
      END
```

A2.3 Gęstość wody w funkcji ciśnienia,  $\rho'(p)$  w zakresie:  $0 < p \leq 14$  MPa.

```
*-----*
DOUBLE PRECISION FUNCTION roprim(x)
C   ciśnienie x w barach
C   gestosc roprim w kg/m3
*-----*
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
x1=x
x2=x*DSQRT(x)
x3=DSQRT(x)
roprim=1002.390386573090D0+2.906129199270176D0*x1
1-0.1602678103899371D0*x2-44.30224910809412D0*x3
RETURN
END
```

A2.4 Gęstość pary w funkcji ciśnienia,  $\rho''(p)$  w zakresie:  $0 < p \leq 14$  MPa.

```
*-----*
double precision function robis(x)
C   ciśnienie x w barach
C   gestosc robis w kg/m3
*-----*
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
x1=DSQRT(x)
robis=(-0.007240522917542306D0+x1*(0.07158892002324480D0+
1x1*(0.5567205458003288D0+x1*(-0.02020073181945406D0)))))/
1(1.0+x1*(0.02848513576729184D0+x1*(-0.01066474143452790D0+
1x1*(0.0005675287822781346D0+x1*(-1.344363589675812D-05))))))
RETURN
END
```

A2.5 Entalpia wody i pary w funkcji ciśnienia,  $h'(p)$  w zakresie:  $0 < p \leq 16$  MPa.

```
*-----*
DOUBLE PRECISION FUNCTION aiprim(x)
C   ciśnienie x w barach
C   entalpia w J/kg
*-----*
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
x1=x
x2=DSQRT(x)*DLOG(x)
x3=DSQRT(x)
x4=DLOG(x)
aiprim=(232.8971843848404D0+3.590859104370006D0*x1
1-26.47278018180784D0*x2+180.3184667337695D0*x3
1+50.86460932480657D0*x4)*1000
RETURN
END
```

A2.6 Entalpia wody i pary w funkcji ciśnienia,  $h''(p)$  w zakresie:  $0 < p \leq 16$  MPa.

```

*-----*
  DOUBLE PRECISION FUNCTION aibis(x)
C   ciśnienie x w barach
C   entalpia w J/kg
*-----*
  IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
  x1=DSQRT(x)
  aibis=(2478.510289918913D0+x1*(424.7516454900894D0+
1x1*(-392.4391727543192D0+x1*(236.3865554478040D0+
1x1*(-88.29652849733510D0+x1*(20.86379897458512D0+
1x1*(-3.174232638953394D0+x1*(0.3098033033799180D0+
1x1*(-0.01872638816561591D0+x1*(0.0006378327331361454D0+
1x1*(-9.355285748753506D-06)))))))*1000
  RETURN
  END

```

A2.7 Pierwsza pochodna  $dT/dp$  w funkcji ciśnienia w zakresie:  $0 < p \leq 15$  MPa.

```

*-----*
  DOUBLE PRECISION FUNCTION dtpodp(x)
C   temperatura dtpodp w deg C
C   ciśnienie x w Pa
*-----*
  DOUBLE PRECISION x
  DOUBLE PRECISION x1,x2,x3
  x1=1.D+00/x
  x2=DLOG(x)
  x3=DSQRT(x)
  dtpodp=(-0.1451809311613254D0+2.D+00*0.9707017290979186D0*x2*x1
1+0.5D+00*11.29800014146233D0/x3+22.44449180789071D0*x1)/
2100000.D+00
  RETURN
  END

```

A2.8 Pochodna  $d\rho'/dp$  w funkcji ciśnienia w zakresie:  $0 < p \leq 12$  MPa.

```

*-----*
  DOUBLE PRECISION FUNCTION droprim(x)
C   ciśnienie x w barach
C   deroprim/dp w kg/(m3*bar)
*-----*
  IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
  x1=x
  x2=x*DSQRT(x)
  x3=DSQRT(x)
  x4=DSQRT(1.0D0/x)
  droprim=(2.906129199270176D0
1-0.1602678103899371D0*1.5D0*x3-44.30224910809412D0*0.5D0*x4)/
1100000
  RETURN
  END

```

A2.9 Pochodna  $d\rho''/dp$  w funkcji ciśnienia w zakresie:  $0 < p \leq 12$  MPa.

```

*-----*
double precision function drobis(x)
C   ciśnienie x w barach
C   derobis/dp w kg/(m3*bar)
*-----*
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
x1=DSQRT(1.0D0/x)
x2=DSQRT(x)
x3=x*x2
x4=x*x
x5=x4*x2
drobis=(0.1034634920610318D0*0.5D0*x1+
10.5038945850744089D0-0.002840467394164357D0*1.5D0*x2+
1x*(-0.003429032107415077D0)*2.0D0+0.0009547841101579782D0*2.5D0*x3
1+x4*3*(-8.327427290792277D-05)+3.5D0*x5*2.904406678772492D-06)/
1100000
RETURN
END

```

A2.10 Pochodna  $dh'/dp$  w funkcji ciśnienia w zakresie:  $0 < p \leq 15$  MPa.

```

*-----*
DOUBLE PRECISION FUNCTION diprim(x)
C   ciśnienie x w barach,
C   pochodna diprim/dp, woda w stanie nasycenia, w J/(kg*Pa)
*-----*
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
x1=1.D0/DSQRT(x)
x2=DLOG(x)
b= 3.590859104370006D0
c= -26.47278018180784D0
d= 180.3184667337695D0
e= 50.86460932480657D0

diprim=(b+0.5D0*c*x1*x2+c*x1+0.5D0*d*x1+e/x)/100.D0
RETURN
END

```

A2.11 Pochodna  $dh''/dp$  w funkcji ciśnienia w zakresie:  $0 < p \leq 15$  MPa.

```

*-----*
DOUBLE PRECISION FUNCTION dibis(x)
C   ciśnienie x w barach,
C   pochodna dibis/dp, para w stanie nasycenia, w J/(kg*Pa)
*-----*
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
x1=DSQRT(x)
x2=x
x3=x*DSQRT(x)
x4=x*x
x5=x*x*DSQRT(x)
x6=DSQRT(1/x)
x7=x*x*x
x8=x7*x1
x9=x*x*x*x
dibis=(0.5D0*x6*424.7516454900894D0+
1(-392.4391727543192D0)+1.5D0*x1*236.3865554478040D0+
12.0D0*x*(-88.29652849733510D0)+2.5D0*x3*20.86379897458512D0+
13.0D0*x4*(-3.174232638953394D0)+3.5D0*x5*(0.3098033033799180D0)+
14*x7*(-0.01872638816561591D0)+4.5*x8*(0.0006378327331361454D0)+
15*x9*(-9.355285748753506D-06))/100
RETURN
END

```

## Załącznik A3. Program do obliczeń strumienia masy paliwa w czasie rozruchu kotła OP-210M.

Program do obliczania strumienia masy paliwa w funkcji czasu na podstawie pomiarów przeprowadzonych w czasie rozruchu kotła OP-210M.

```

C      Obliczenia parownika kotła przy szybkościach zmian temperatury
C      wynikających z ograniczeń na sumaryczne naprężenia pochodzące od
C      ciśnienia i obciążeń cieplnych
C
C      -----
C      | 10t/h = 2.77 kg/s | 20t/h = 5.55 kg/s | 30t/h = 8.33 kg/s |
C      | 5% = 0.138kg/s | 5% = 0.28 kg/s | 5% = 0.416kg/s |
C      -----
C      | 40t/h = 11.11kg/s | 50t/h = 13.88kg/s | 60t/h = 16.66kg/s |
C      | 5% = 0.55 kg/s | 5% = 0.694kg/s | 5% = 0.833kg/s |
C      -----
C      | 90t/h = 25 kg/s | 120t/h= 33.33kg/s |
C      | 5% = 1.25 kg/s | 5% = 1.66 kg/s |
C      -----
C
PROGRAM JERRY
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
common /A/PX,P2,P1,VT2,VT1
common /B/twz,qk,amw,amod,dpodt,aiv,cm,amm,vprim,vbis,ampl,dppodt
common /C/aaa,bbb,ccc,ddd,eee,fff,amp
common /D/TX(15000),WX(15000),PXX(15000),vtx(15000),dppodtx(15000)
common /E/QKX(15000),dtpodpx(15000),diprimx(15000),dibisx(15000),
1 droprimx(15000),drobisx(15000),FMBX(15000),TWN(500)
COMMON /P/XP(500),FP(500),BP(500),CP(500),DP(500),KAP
common /F1/DPDX(500),dppodts(500),amps(500),amw1(500),amw2(500),
1 amz(500),twz1(500),amods(500),amaz(500)
open(3,File='opskaw50.wyn',status='OLD')
open(4,File='DANE_WEJ.SKAW',status='OLD')
C
NPD - liczba punktów pomiarowych
NPD=456
KAP=0
C
U=23340.D+00
C
XP - punkty czasowe w [min]
C
FP - ciśnienie wejściowe w [MPa]
C
dppodts - pochodna ciśnienia po czasie na podstawie danych pomiarowych w MPa/s
C
amps - strumień masy pary świeżej, kg/s
C
amw1 - strumień wody wtryskowej do wtryskiwacza nr 1, kg/s
C
amw2 - strumień wody wtryskowej do wtryskiwacza nr 2, kg/s
C
amz - strumień wody zasilającej, kg/s
C
twz1 - temperatura wody zasilającej, C
C
amods - strumień masy odsolin, kg/s
C
amaz - strumień masy mazutu, kg/h
C
READ(4,*)(XP(I),FP(I),dppodts(I),amps(I),amw1(I),amw2(I),amz(I),
1 twz1(I),amods(I),amaz(I),I=1,NPD)
DO 5552 I=1,NPD
5552 WRITE(6,*)XP(I),FP(I)
DO 5551 I=1,NPD
XP(I)=XP(I)*60.D+00
FP(I)=10.D+00*FP(I)
dppodts(I)=1.D+06*dppodts(I)
5551 continue
CALL SPLINE(NPD,XP,FP,BP,CP,DP)
DO 5553 I=1,NPD
U=XP(i)
C
WRITE(3,31)(XP(i),
C
Pochodna ciśnienia po czasie
DPDX(I)=DERDPDT(NPD,U,XP,FP,BP,CP,DP,KAP)
C
write(3,31)xp(i),fp(i),DPDX(i)

```



```

C      Pochodna ciśnienia po czasie
      DPDX(I)=DERDPDT(NPD,U,XP,FP,BP,CP,DP,KAP)
C      write(3,31)xp(i),fp(i),DPDX(i)
31      Format(F12.2,4x,F12.6,4x,F14.11)
C      DPDX(I)=(22.*FP(I-3)-67.*FP(I-2)-58.*FP(I+1)+
C      167*FP(I+2)-22*FP(I+3))/(252.*(XP(I+1)-XP(I-1)))
C      DPDX(I)=(FP(I+1)-FP(I-1))/(XP(I+1)-XP(I-1))
C      Temperatura wody nasyconej
5553   TWN(I)=todp(FP(I))
      PX=WINTER (NPD,U,XP,FP,BP,CP,DP,KAP)
      WRITE(6,*)PX,TWN(390),DPDX(390)
C      Parametr do aproksymacji czasowych przebiegów wartości zmierzonych
C      KAP=0 - aproksymacja splineami
C      KAP=1 - aproksymacja linia łamana
      CALL vpt
      write(3,10)(tx(i),wx(i),pxx(i),FMBX(i),i=1,6500)
C      write(3,11)(tx(i),vtx(i),dppodtx(i),i=1,5328)
10     Format(4F10.3)
C      11 Format(F10.2,4x,F10.6,4x,F12.6)
      STOP
      END
$ DEBUG
      subroutine vpt
      IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
      common /A/PX,P2,P1,VT2,VT1
      common /B/twz,qk,amw,amod,dpodt,aiw,cm,amm,vprim,vbis,amp1,dppodt
      common /C/aaa,bbb,ccc,ddd,eee,fff,amp
      common /D/TX(15000),WX(15000),PXX(15000),vtx(15000),dppodtx(15000)
      common /E/QKX(15000),dtpodpx(15000),diprimx(15000),dibisx(15000),
1      droprimx(15000),drobisx(15000),FMBX(15000),TWN(500)
      COMMON /P/XP(500),FP(500),BP(500),CP(500),DP(500),KAP
      common /F1/DPDX(500),dppodts(500),amps(500),amw1(500),amw2(500),
1      amz(500),twz1(500),amods(500),amaz(500)
      P2=108.7
C      W=20 -> P1=0.02 W=50 -> P1=0.124, W=70 -> 0.312, W=90 -> 0.702
      P1=0.312
      VT1=2.0/60
      VT2=5.0/60
      ***** Strumień masy pary w kg/s (przeliczone z xx t/h)
      amp=25D+00
      ***** Strumień masy wody w kg/s (przeliczone z xx t/h)
      amw=26.25D+00
      ***** Strumień masy odsolin w kg/s (przeliczone z 5%)
      amod=1.25D+00
      ***** Ciepło właściwe stali K18 w J/(kg*K)
      cm=511.
      ***** Masa układu parownika w kg
      amm=171900
      ***** Objętość wody w układzie w m3
      vprim=43.634
      ***** Objętość pary w układzie w m3
      vbis=15.866

      call walczak
      RETURN
      end

```

```

subroutine walczak
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
common /A/PX,P2,P1,VT2,VT1
common /B/twz,qk,amw,amod,dpodt,aiw,cm,amm,vprim,vbis,amp1,dppodt
common /C/aaa,bbb,ccc,ddd,eee,fff,amp
common /D/TX(15000),WX(15000),PXX(15000),vtx(15000),dppodtx(15000)
common /E/QKX(15000),dtpodpx(15000),diprimx(15000),dibisx(15000),
1 droprimx(15000),drobisx(15000),FMBX(15000),TWN(500)
COMMON /P/XP(500),FP(500),BP(500),CP(500),DP(500),KAP
common /F1/DPDX(500),dppodts(500),amps(500),amw1(500),amw2(500),
1 amz(500),twz1(500),amods(500),amaz(500)
A=0
B=6500.
C W=50 -> B=6524, W=70 -> B=5935, W=90 -> B=5328
W=70.
C W - temperatura nasycenia odpowiadajaca cisnieniu PX [deg C]
C PX - cisnienie w barach
ALPHA=1
C tw=225
N=6500
C STEP 1
H=(B-A)/FLOAT(N)
T=A
WRITE(6,2)
I=0
WRITE(6,3) I,T,W
C WRITE(2,3) I,T,W
C STEP 2
DO 10 I=1,N
C STEP 3
XK1=H*F(T,W)
XK2=H*F(T+H/2,W+XK1/2)
XK3=H*F(T+H/2,W+XK2/2)
XK4=H*F(T+H,W+XK3)
C STEP 4
W=W+(XK1+2*(XK2+XK3)+XK4)/6
C tw=temperatura wody zasilajacej [C]
tw=W-10.D+00
C COMPUTE T(I)
T=A+I*H
C tx(i) czas w [s]
tx(i)=t
C wx(i) temperatura [C]
wx(i)=w
C xx(i) vt w [K/s]
xx=F(t,w)
C Cisnienie nasycenia odpowiadajace temperaturze 'w' w Pa
pxx(i)=px
vt=(P2*VT1-P1*VT2)/(P2-P1)+((VT2-VT1)/(P2-P1))*PX
vtx(i)=vt
dppodt=(vt/dtpodp(PX))
dppodtx(i)=dppodt
dtpodpx(i)=dtpodp(PX)
diprimx(i)=diprim(PX)
dibisx(i)=dibis(PX)

```

```

droprimx(i)=droprim(PX)
drobisx(i)=drobis(PX)
C   aiw=1501666

qk=((amp*roprim(px)*(aibis(px)-aiprim(px)))/
1(roprim(px)-robis(px))-amw*(aiodt(tw)-(roprim(px)*aiprim(px)-
1robis(px)*aibis(px))/(roprim(px)-robis(px))+amod*(robis(px)/
1(roprim(px)-robis(px)))*(aibis(px)-aiprim(px)))+(vprim*(roprim(px)*
1diprim(px)+robis(px)*(aibis(px)-aiprim(px))/(roprim(px)-robis(px))
1*droprim(px)-1)+vbis*(robis(px)*dibis(px)+roprim(px)*(aibis(px)-
1aiprim(px))/(roprim(px)-robis(px))*drobis(px)-1)+amm*cm*dtpodp(px)
1)*dppodt

C   PRINT *, 'A=', dtpodp(px)
C   Wspolczynnik nadmiaru powietrza AN:
AN=1.1D+00
FMB=0.1D+00
mkmax=5000
qkx(i)=qk

C   Wyznaczanie strumienia paliwa
C   qk=QKOM -> strumien masy oleju

DO 2005 mk=1, mkmax
FMB=FMB+0.001D+00
RR=QKOM(FMB, AN)*1000.D+00-qk
IF (RR.GT.0.D+00) GOTO 2006
C   PRINT *, 'RR, qk, QKOM, FMB=', RR, qk, QKOM(FMB, AN)*1000, FMB
2005 CONTINUE
2006 CONTINUE
FMBX(i)=FMB
C   aiwx(i)=aiodt(t)

x=px

IF (W.GE.325.) GO TO 15
C 10 WRITE(6,3) I, T, W, PX, dppodt
10 CONTINUE
15 DO 20 j=1, I, 60
C   WRITE(2,3) J, Tx(j), WX(j), PXX(j), dppodtx(j), qkx(j), vtx(j), dtpodpx(j)
C   1), diprimx(j), dibisx(j), droprimx(j), drobisx(j)

20 WRITE(6,3) J, Tx(j), WX(j), PXX(j), dppodtx(j), qkx(j), vtx(j), dtpodpx(j)
1), diprimx(j), dibisx(j), droprimx(j), drobisx(j)

C   STOP
2   FORMAT('1', 1X, 'czas[s]', 12X, 'Temp [C]', 7X, 'P[bar]', 4X,
1   'dppodt', 10X, 'qk', 12X, 'vt', 12X, 'dtpodp', 12X, 'diprim', 12x, 'dibis')
3   FORMAT(1X, I4, 1X, E12.6, 1X, E12.6, 1X, E12.6, 1X, E12.6, 1X, E12.6, 1X, E12.6,
1, 1X, E12.6, 1X, E12.6, 1X, E12.6, 1X, E12.6, 1X, E12.6)
4   FORMAT('1')

return
end

FUNCTION F(T, W)
IMPLICIT REAL*8 (A-H, O-Z)
common /A/PX, P2, P1, VT2, VT1
common /B/twz, qk, amw, amod, dpodt, aiw, cm, amm, vprim, vbis, amp1, dppodt
common /C/aaa, bbb, ccc, ddd, eee, fff, amp
common /D/TX(15000), WX(15000), PXX(15000), vtx(15000), dppodtx(15000)
common /E/QKX(15000), dtpodpx(15000), diprimx(15000), dibisx(15000),
1 droprimx(15000), drobisx(15000), FMBX(15000), TWN(500)
COMMON /P/XP(500), FP(500), BP(500), CP(500), DP(500), KAP

```

```

.....
common /F1/DPDX(500),dppodts(500),amps(500),amw1(500),amw2(500),
1      amz(500),twz1(500),amods(500),amaz(500)
PX=EXP((-5.1921283+
1      0.063329763*W-0.00011251197*W*W)/(1.0+0.0024439823*W-
2      1.0239107E-05*W*W+5.483202E-10*W*W*W))
F=(P2*VT1-P1*VT2)/(P2-P1)+(VT2-VT1)/(P2-P1)*PX
RETURN
END

*-----*
DOUBLE PRECISION FUNCTION aibis(x)
C      cisnienie x w barach
C      entalpia w J/kg
*-----*
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
x1=DSQRT(x)
aibis=(2478.510289918913D0+x1*(424.7516454900894D0+
1x1*(-392.4391727543192D0+x1*(236.3865554478040D0+
1x1*(-88.29652849733510D0+x1*(20.86379897458512D0+
1x1*(-3.174232638953394D0+x1*(0.3098033033799180D0+
1x1*(-0.01872638816561591D0+x1*(0.0006378327331361454D0+
1x1*(-9.355285748753506D-06)))))))))))*1000
RETURN
END

*-----*
DOUBLE PRECISION FUNCTION dibis(x)
C      ciśnienie x w barach,
C      pochodna dibis/dp, para w stanie nasycenia, w J/(kg*Pa)
*-----*
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
x1=DSQRT(x)
x2=x
x3=x*DSQRT(x)
x4=x*x
x5=x*x*DSQRT(x)
x6=DSQRT(1/x)
x7=x*x*x
x8=x7*x1
x9=x*x*x*x
dibis=(0.5D0*x6*424.7516454900894D0+
1(-392.4391727543192D0)+1.5D0*x1*236.3865554478040D0+
2.0D0*x*(-88.29652849733510D0)+2.5D0*x3*20.86379897458512D0+
3.0D0*x4*(-3.174232638953394D0)+3.5D0*x5*(0.3098033033799180D0)+
4*x7*(-0.01872638816561591D0)+4.5*x8*(0.0006378327331361454D0)+
5*x9*(-9.355285748753506D-06))/100
RETURN
END
***** obliczenie entalpii wody, w zakresie 0.01-165 [bar]
***** Poprawiona funkcja obliczajaca iprim od p -----*
*-----*
DOUBLE PRECISION FUNCTION aiprim(x)
C      cisnienie x w barach
C      entalpia w J/kg
*-----*
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
x1=x
x2=DSQRT(x)*DLOG(x)
x3=DSQRT(x)
x4=DLOG(x)
aiprim=(232.8971843848404D0+3.590859104370006D0*x1
1-26.47278018180784D0*x2+180.3184667337695D0*x3
1+50.86460932480657D0*x4)*1000
RETURN
END

```

```

***** obliczenie wody w stanie nasycenia, w zakresie 0.01-165 [bar]
*-----*
DOUBLE PRECISION FUNCTION diprim(x)
C   ciśnienie x w barach,
C   pochodna diprim/dp, woda w stanie nasycenia, w J/(kg*Pa)
*-----*
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
x1=1.D0/DSQRT(x)
x2=DLOG(x)
b= 3.590859104370006D0
c= -26.47278018180784D0
d= 180.3184667337695D0
e= 50.86460932480657D0

diprim=(b+0.5D0*c*x1*x2+c*x1+0.5D0*d*x1+e/x)/100.D0
RETURN
END

***** obliczenie rho, w zakresie 0.01-165 [bar]
*-----*
DOUBLE PRECISION FUNCTION roprim(x)
C   cisnienie x w barach
C   gestosc roprim w kg/m3
*-----*
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
x1=x
x2=x*DSQRT(x)
x3=DSQRT(x)
roprim=1002.390386573090D0+2.906129199270176D0*x1
1-0.1602678103899371D0*x2-44.30224910809412D0*x3
RETURN
END

***** obliczenie rho, w zakresie 0.01-165 [bar]
*-----*
DOUBLE PRECISION FUNCTION droprim(x)
C   cisnienie x w barach
C   deroprim/dp w kg/(m3*bar)
*-----*
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
x1=x
x2=x*DSQRT(x)
x3=DSQRT(x)
x4=DSQRT(1.0D0/x)
droprim=(2.906129199270176D0
1-0.1602678103899371D0*1.5D0*x3-44.30224910809412D0*0.5D0*x4)/
1100000
RETURN
END

***** obliczenia pary nasyconej suchej, w zakresie 0.01-165 [bar]
*-----*
double precision function robis(x)
C   cisnienie x w barach
C   gestosc robis w kg/m3
*-----*
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
x1=DSQRT(x)
robis=(-0.007240522917542306D0+x1*(0.07158892002324480D0+
1x1*(0.5567205458003288D0+x1*(-0.02020073181945406D0))))/
1(1.0+x1*(0.02848513576729184D0+x1*(-0.01066474143452790D0+
1x1*(0.0005675287822781346D0+x1*(-1.344363589675812D-05))))
RETURN
END

```

```

***** obliczenia , w zakresie 0.01-165 [bar]
*-----*
      double precision function drobis(x)
C      cisnienie x w barach
C      derobis/dp w kg/(m3*bar)
*-----*
      IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
      x1=DSQRT(1.0D0/x)
      x2=DSQRT(x)
      x3=x*x2
      x4=x*x
      x5=x4*x2
      drobis=(0.1034634920610318D0*0.5D0*x1+
10.5038945850744089D0-0.002840467394164357D0*1.5D0*x2+
1x*(-0.003429032107415077D0)*2.0D0+0.0009547841101579782D0*2.5D0*x3
1+x4*3*(-8.327427290792277D-05)+3.5D0*x5*2.904406678772492D-06)/
1100000
      RETURN
      END

***** obliczenia temperatury, w zakresie 0.01-165 [bar]
*-----*
      DOUBLE PRECISION FUNCTION todp(x)
C      cisnienie w barach
C      temperatura w deg C
*-----*
      IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
      x1=DSQRT(x)
      todp=-13.16178830953269D0+x1*(236.4748359020545D0+
1x1*(-212.5645177010773D0+x1*(127.4711423432498D0+
1x1*(-46.57123694797896D0+x1*(10.68961494261161D0+
1x1*(-1.572879837065129D0+x1*(0.1479919621628368D0+
1x1*(-0.008601616085701239D0+x1*(0.0002811013668109309D0+
1x1*(-3.948390456177844D-06))))))))))
      RETURN
      END

***** obliczenia ciśnienia, w zakresie nieograniczonym [C]
*-----*
      DOUBLE PRECISION FUNCTION podt(x)
C      temperatura w deg C
C      ciśnienie w Pa
*-----*
      IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
      podt=0.006708998500579628D0+x*(-0.0002434600999515393D0+
1x*(8.469860994953437D-05+x*(-2.464229077409505D-06+
1x*(5.671590787619560D-08+x*(-5.884019567792971D-10+
1x*(4.299047135438606D-12+x*(-1.846508795645358D-14+
1x*(4.711319791656961D-17+x*(-6.651708383535848D-20+
1x*(4.026866524758460D-23)))))))))))*100000
      RETURN
      END

***** obliczenia Tn
***** Pochodna z funkcji 4931 (NIE ta sama co w todp)
*-----*
      DOUBLE PRECISION FUNCTION dtpodp(x)
C      temperatura dtpodp w deg C
C      ciśnienie x w Pa
*-----*
      DOUBLE PRECISION x
      DOUBLE PRECISION x1,x2,x3
      x1=1.D+00/x
      x2=DLOG(x)
      x3=DSQRT(x)

```

```

dtpodp=(-0.1451809311613254D0+2.D+00*0.9707017290979186D0*x2*x1
1+0.5D+00*11.29800014146233D0/x3+22.44449180789071D0*x1)/
2100000.D+00
RETURN
END
-----*
DOUBLE PRECISION FUNCTION aiodt(t)
-----*
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
aiodt=14291.88621757428D0+t*(879.0032614968813D0+
1t*(231.4808092636988D0+t*(-7.342733831452417D0+
1t*(0.1259237622117954D0+t*(-0.001277842670734239D0+
1t*(8.018841997994673D-06+t*(-3.141018931740310D-08+
1t*(7.470369436931674D-11+t*(-9.862265666954406D-14+
1t*(5.541440950472027D-17))))))))))
RETURN
END
-----*
FUNCTION QKOM(x,y)
C   QKOM - strumien ciepła przejmowany w komorze w kW
C   x- strumien masy oleju w kg/s
C   y- współczynnik nadmiaru powietrza
-----*
* TableCurve 3D
* File Source= e:\harchut\komora_harchut\qk.txt
* Date= Dec 21, 2007
* Time= 5:39:52 PM
* Data Source= E:\Harchut\Komora_Harchut\QK.txt
* X=
* Y=
* Z=
* Eqn#= 1301
* Eqn= z=(a+cx+ey+gx^2+iy^2+kxy)/(1+bx+dy+fx^2+hy^2+jxy)
* r2=0.9999980051352094
* r2adj=0.9999977439029154
* StdErr=28.46866344419156
* Fstat=4260931.91057674
* a= -5799.640177991878
* b= 0.04911629978054106
* c= 73693.15837944446
* d= 0.6570647550574079
* e= 18923.18313665039
* f= -0.0003742541112208441
* g= 1224.656722761455
* h= -0.5504491419126764
* i= -9120.802795562984
* j= 0.1281818961791938
* k= -34536.1551855182
-----*
DOUBLE PRECISION x,y,QKOM
QKOM=(-5799.640177991878+x*(73693.15837944446+x*(1224.656722761455
1)))+y*(18923.18313665039+y*(-9120.802795562984))+
1x*y*(-34536.15518551820))/
1(1+x*(0.04911629978054106+x*(-0.0003742541112208441))+
1y*(0.6570647550574079+y*(-0.5504491419126764))+
1x*y*(0.1281818961791938))
RETURN
END
-----*
SUBROUTINE SPLINE(N,X,Y,B,C,D)
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
DIMENSION X(N),Y(N),B(N),C(N),D(N)
NM1=N-1
IF(N.LT.2) RETURN
IF(N.LT.3) GO TO 50

```



```

D(1)=X(2)-X(1)
C(2)=(Y(2)-Y(1))/D(1)
DO 10 I=2,NM1
D(I)=X(I+1)-X(I)
B(I)=2.*(D(I-1)+D(I))
C(I+1)=(Y(I+1)-Y(I))/D(I)
C(I)=C(I+1)-C(I)
10 CONTINUE
B(1)=-D(1)
B(N)=-D(N-1)
C(1)=0.
C(N)=0.
IF(N.EQ.3) GO TO 15
C(1)=C(3)/(X(4)-X(2))-C(2)/(X(3)-X(1))
C(N)=C(N-1)/(X(N)-X(N-2))-C(N-2)/(X(N-1)-X(N-3))
C(1)=C(1)*D(1)**2/(X(4)-X(1))
C(N)=-C(N)*D(N-1)**2/(X(N)-X(N-3))
15 DO 20 I=2,N
T=D(I-1)/B(I-1)
B(I)=B(I)-T*D(I-1)
C(I)=C(I)-T*C(I-1)
20 CONTINUE
C(N)=C(N)/B(N)
DO 30 IB=1,NM1
I=N-IB
C(I)=(C(I)-D(I)*C(I+1))/B(I)
30 CONTINUE
B(N)=(Y(N)-Y(NM1))/D(NM1)+D(NM1)*(C(NM1)+2.*C(N))
DO 40 I=1,NM1
B(I)=(Y(I+1)-Y(I))/D(I)-D(I)*(C(I+1)+2.*C(I))
D(I)=(C(I+1)-C(I))/D(I)
C(I)=3.*C(I)
40 CONTINUE
C(N)=3.*C(N)
D(N)=D(N-1)
RETURN
50 B(1)=(Y(2)-Y(1))/(X(2)-X(1))
C(1)=0.
D(1)=0.
B(2)=B(1)
C(2)=0.
D(2)=0.
RETURN
END

```

\*-----\*

```

FUNCTION WINTER (N,U,X,Y,B,C,D,KAP)
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
DIMENSION X(N),Y(N),B(N),C(N),D(N)
DATA I/1/
IF(I.GE.N)I=1
IF(U.LT.X(I)) GOTO 10
IF(U.LE.X(I+1)) GOTO 30
10 I=1
J=N+1
20 K=(I+J)/2
IF(U.LT.X(K)) J=K
IF(U.GE.X(K)) I=K
IF(J.GT.I+1) GOTO 20
30 DX=U-X(I)
IF(KAP.EQ.1) GOTO 40
WINTER=Y(I)+DX*(B(I)+DX*(C(I)+DX*D(I)))
GOTO 50
40 WINTER=Y(I)-(Y(I)-Y(I+1))/(X(I+1)-X(I))*DX
50 RETURN
END

```

\*-----\*



```
*-----*  
FUNCTION DERDPDT (N,U,X,Y,B,C,D,KAP)  
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)  
DIMENSION X(N),Y(N),B(N),C(N),D(N)  
DATA I/1/  
IF(I.GE.N)I=1  
IF(U.LT.X(I)) GOTO 10  
IF(U.LE.X(I+1)) GOTO 30  
10 I=1  
J=N+1  
20 K=(I+J)/2  
IF(U.LT.X(K)) J=K  
IF(U.GE.X(K)) I=K  
IF(J.GT.I+1) GOTO 20  
30 DX=U-X(I)  
IF(KAP.EQ.1) GOTO 40  
DERDPDT=B(I)+2*C(I)*DX+3*D(I)*DX*DX  
GOTO 50  
40 DERDPDT=-(Y(I)-Y(I+1))/(X(I+1)-X(I))  
50 RETURN  
END
```