

PIOTR SZULC

**MODELOWANIE PROCESÓW
CIEPLNO-PRZEPŁYWOWYCH
TOWARZYSZĄCYCH PRACY
KOTŁA ENERGETYCZNEGO**



OFICyna WYDAWNICZA POLITECHNIKI WROCLAWSKIEJ

Piotr Szulc

**Modelowanie procesów
cieplno-przepływowych
towarzyszących pracy
kotła energetycznego**



Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej
Wrocław 2017

Recenzenci
Zbigniew KRÓLICKI
Andrzej RUSIN

Opracowanie redakcyjne i korekta
Dorota RAWA

Projekt okładki
Marcin ZAWADZKI

Wszelkie prawa zastrzeżone. Niniejsza książka, zarówno w całości,
jak i we fragmentach, nie może być reprodukowana w sposób elektroniczny,
fotograficzny i inny bez zgody wydawcy i właściciela praw autorskich.

© Copyright by Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2017

OFICyna WYDAWNICZA POLITECHNIKI WROCLAWSKIEJ
Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław
<http://www.oficyna.pwr.edu.pl>;
e-mail: oficwyd@pwr.edu.pl
zamawianie.ksiazek@pwr.edu.pl

ISBN 978-83-7493-979-9

Spis treści

Wykaz ważniejszych oznaczeń	5
1. Wstęp	7
2. Modelowanie odzysku ciepła odpadowego ze spalin z uwzględnieniem procesu kondensacji pary wodnej	9
2.1. Matematyczny opis procesu izobarycznego ochładzania gazu wilgotnego	9
2.2. Bilans cieplny procesu ochładzania spalin z uwzględnieniem kondensacji pary wodnej	12
2.3. Odzysk ciepła odpadowego ze spalin pochodzących ze spalania węgla brunatnego	14
2.4. Badania laboratoryjne odzysku ciepła odpadowego ze spalin z uwzględnieniem procesu kondensacji	18
2.4.1. Stanowisko badawcze	18
2.4.2. Wyniki badań eksperymentalnych i ich analiza	20
2.4.2.1. Wpływ współczynnika zawilżenia spalin na punkt pracy wymiennika ciepła	21
2.4.2.2. Wpływ temperatury wlotowej spalin na punkt pracy wymiennika ciepła	23
2.4.2.3. Wpływ strumienia objętości spalin na punkt pracy wymiennika ciepła	26
2.4.2.4. Wpływ strumienia objętości wody chłodzącej na punkt pracy wymiennika ciepła	28
2.5. Badania odzysku ciepła odpadowego ze spalin na instalacji pilotowej	30
2.5.1. Instalacja pilotowa	30
2.5.2. Wyniki badań na instalacji pilotowej i ich analiza	32
2.5.2.1. Badania testowe wybranych wielkości	32
2.5.2.2. Wpływ strumienia objętości spalin na punkt pracy wymiennika ciepła	35
2.5.2.3. Wpływ strumienia objętości wody chłodzącej na punkt pracy wymiennika ciepła	37
3. Modelowanie statycznej niestabilności przepływu czynnika dwufazowego w kotle przepływowym	41
3.1. Matematyczny opis zjawiska niestabilności przepływu	42
3.1.1. Przepływ fazy ciekłej w rurze parownika	48
3.1.2. Przepływ mieszaniny parowo-wodnej w rurze parownika	50
3.1.3. Przepływ pary wodnej w parowniku	52
3.2. Laboratoryjne badania niestabilności przepływu	53
3.2.1. Stanowisko badawcze	54
3.2.2. Wyniki badań eksperymentalnych i ich analiza	55
3.3. Sprawdzenie opracowanego modelu na obiekcie rzeczywistym	60
3.3.1. Opis badanego obiektu	60
3.3.2. Wpływ temperatury wody zasilającej na kształt charakterystyk przepływu	63
3.3.3. Wpływ ciśnienia wody zasilającej na kształt charakterystyk przepływu	65

3.3.4. Wpływ strumienia ciepła doprowadzanego do parownika na kształt charakterystyk przepływu	67
4. Modelowanie hydraulicznego odpopielania bloków energetycznych	71
4.1. Matematyczny opis procesu hydraulicznego odpopielania	71
4.1.1. Przepływ wody	71
4.1.2. Przepływ mieszaniny ciecz–cząstki stałe	73
4.1.3. Lepkość mieszaniny	75
4.1.4. Prędkość przemieszczania się cieczy i cząstek stałych	76
4.1.5. Rodzaje przepływu mieszaniny ciecz–cząstki stałe w rurociągu	78
4.1.6. Prędkość graniczna	79
4.1.7. Spadek ciśnienia mieszaniny cieczy i cząstek stałych	80
4.2. Sprawdzenie opracowanego modelu na obiekcie rzeczywistym	83
4.2.1. Opis obiektu rzeczywistego	83
4.2.2. Program obliczeniowy	87
4.3. Wyniki symulacji pracy rzeczywistej instalacji hydraulicznego odpopielania i ich analiza	88
4.3.1. Wpływ zagęszczenia mieszaniny na prędkość graniczną	88
4.3.2. Wpływ chropowatości powierzchni na punkt pracy układu	90
4.3.3. Wpływ średnicy rurociągu na punkt pracy układu	92
4.3.4. Wpływ koncentracji popiołu na punkt pracy układu	94
4.3.5. Wpływ zawartości cząstek dużych na punkt pracy układu	96
5. Podsumowanie	101
Literatura	107
Modeling of heat-flow processes accompanying the work of the power boiler. Summary	111

Wykaz ważniejszych oznaczeń

Ar	–	liczba Archimedesesa
C_d	–	współczynnik oporu opadającej cząstki
c_p	–	ciepło właściwe, kJ/kg·K
c_v	–	koncentracja objętościowa
d, D	–	średnica rurociągu, m
g	–	przyspieszenie ziemskie, m/s ²
i, I	–	entalpia, kJ/kg
k	–	chropowatość przewodu, m
L, l	–	długość, m
M	–	masa molowa, kg/mol
p	–	ciśnienie, Pa
q_c	–	gęstość strumienia ciepła, W/m ²
Q_c	–	strumień ciepła, W
q_m	–	strumień masy, kg/s
q_v	–	strumień objętości, m ³ /s
r	–	ciepło parowania, kondensacji, kJ/kg·K
Re	–	liczba Reynoldsa,
t, T	–	temperatura, °C
v	–	prędkość, m/s
W_o	–	prędkość opadania pojedynczej cząstki, m/s
X	–	stopień zawilżenia spalin
z	–	współrzędna w kierunku osi z , m
α	–	masowa zawartość pary w mieszaninie
Δp	–	różnica ciśnienia, Pa
λ	–	współczynnik oporu liniowego
μ	–	dynamiczny współczynnik lepkości, Pa·s
ν	–	kinematyczny współczynnik lepkości, m ² /s
ρ	–	gęstość, kg/m ³
τ	–	czas, s

Indeks dolny

c	–	ciecz (w rozdz. 4)
g	–	gaz inertny (spaliny)
m	–	mieszanina

p	–	para wodna
w	–	woda
1	–	włot (np. do wymiennika, parownika)
2	–	wylot (np. z wymiennika, parownika)

1. Wstęp

Kocioł parowy stanowi jeden z najważniejszych elementów obiegu energetycznego siłowni cieplnej, a jego praca decyduje o parametrach pary kierowanej do turbiny. W turbinie energia cieplna pary ulega konwersji na energię mechaniczną potrzebną do wytwarzania prądu w generatorze.

Wytwarzanie w kotle pary wodnej związane jest z koniecznością spalania paliwa – produktami tego procesu są spaliny oraz w przypadku paliwa stałego popiół i żużel. Opuszczające kocioł spaliny poddawane są procesowi oczyszczania z popiołu, żużla i tlenków siarki, a następnie kierowane do komina. Temperatura opuszczających kocioł spalin zdecydowanie przekracza 100°C , co przyczynia się do obniżenia sprawności jego pracy. Usunięte w procesie oczyszczania stałe produkty spalania muszą natomiast zostać przetransportowane poza teren elektrowni na składowisko powierzchniowe. Pociąga to za sobą konieczność zasilania pomp do tłoczenia mieszaniny wieloskładnikowej złożonej z wody, popiołu i żużla, a do zapewnienia ciągłej produkcji pary z kotła potrzebna jest stabilność pracy jego parownika.

W prezentowanej monografii opisano założony sobie cel badawczy, jakim było opracowanie narzędzi służących do modelowania i analizy procesów cieplno-przepływowych towarzyszących pracy kotła energetycznego. Te procesy to przede wszystkim przepływ spalin z uwzględnieniem odzysku niskotemperaturowego ciepła odpadowego, hydrotransport, czyli proces usuwania produktów spalania, jakimi są żużel i popiół, oraz niestabilność przepływu czynnika w parowniku kotła. Są one ważne ze względów zarówno poznawczych, jak i naukowych z powodu ich wpływu na sprawność nie tylko samego kotła, lecz także całego obiegu. Odpowiedni dobór parametrów cieplno-przepływowych może decydować o efektywności samego procesu, trwałości pracy urządzeń i wpływać na poprawę efektu środowiskowego. W opisanych procesach niewielki strumień spalin może nieść duży ładunek energii, zawarty np. w cieple kondensacji, lub niewielkie zmiany ciśnienia mogą powodować duże zmiany strumienia przepływającego czynnika. A to wszystko może prowadzić do nieprzewidzianych awarii.

Ponieważ każdy z procesów należy potraktować indywidualnie, monografię podzielono na trzy główne rozdziały – przedstawiono w nich matematyczny opis problemu, który następnie sprawdzono na modelu fizycznym oraz zaproponowano jego wykorzystanie do wybranego obiektu rzeczywistego.

Wszystkie zamieszczone w dysertacji wyniki stanowią syntezę dotychczasowych prac własnych autora, prac realizowanych we współpracy z partnerami przemysłowymi i prac realizowanych w ramach projektów badawczych, z których najważniejszy to realizowany w latach 2010–2015 Strategiczny Program Badawczy „Zaawansowane technologie pozyskiwania energii”. Zadanie nr 1 – „Opracowanie technologii dla wysokosprawnych «zero-emisyjnych» bloków węglowych zintegrowanych z wychwytem CO₂ ze spalin”. Temat badawczy w Strategicznym Programie dotyczył „Opracowania, badań i sprawdzenia nowych koncepcji odzysku i akumulacji ciepła niskotemperaturowego z bloków energetycznych”.

2. Modelowanie odzysku ciepła odpadowego ze spalin z uwzględnieniem procesu kondensacji pary wodnej

Jedną z metod zwiększania sprawności bloków energetycznych elektrowni węglowych jest odzysk ciepła odpadowego ze spalin wylotowych. Jak się okazuje jednak w większości aktualnie pracujących oraz budowanych elektrowni układy do odzysku lub alokacji ciepła odpadowego ze spalin schładzają spaliny jedynie do temperatury wyższej od temperatury ich nasycenia. Niestety w takim przypadku stopień schłodzenia spalin oraz odzyskany w ten sposób strumień ciepła odpadowego jest niewielki. W celu zwiększenia strumienia odzyskiwanego ciepła można wykorzystać proces kondensacji pary wodnej zawartej w spalinach, np. w kondensacyjnym wymienniku ciepła, którego zadaniem jest zmaksymalizowanie strumienia odzyskiwanego ciepła [49, 70, 72]. Matematyczne modelowanie procesu odzysku ciepła i zaprojektowanie takiego wymiennika jest zadaniem wymagającym starannej analizy zjawiska ze względu na skomplikowany model opisujący wymianę ciepła w obecności gazu inertnego, małe stężenie pary wodnej w spalinach, a także występujące zjawisko kondensacji [10, 11, 15, 72, 74]. W tym rozdziale opisano proces odzysku ciepła z uwzględnieniem kondensacji pary wodnej, który sprawdzono na instalacji w skali laboratoryjnej i w skali pilotowej na rzeczywistym bloku energetycznym opalanym węglem brunatnym.

2.1. Matematyczny opis procesu izobarycznego ochładzania gazu wilgotnego

Powietrze i spaliny wilgotne to najczęściej spotykane gazy zawierające parę wodną. Gazy te stanowią mieszaninę masy pary wodnej oraz masy gazu suchego (inertnego), który nie przechodzi przemiany fazowej. Przepływający strumień masy spalin można przedstawić za pomocą równania

$$q_m = q_{mg} + q_{mp}, \quad (2.1)$$

q_m – strumień masy spalin,

q_{mg} – strumień masy gazu suchego (inertnego),

q_{mp} – strumień masy pary wodnej.

W takiej mieszaninie całkowite ciśnienie gazu jest sumą cząstkowego ciśnienia gazu inertnego i cząstkowego ciśnienia pary wodnej – w zakresie niewielkich ciśnień opisanych prawem Daltona w postaci [48, 68]:

$$p = p_g + p_p, \quad (2.2)$$

p – ciśnienie gazu wilgotnego,

p_g – ciśnienie składnikowe (parcjalne) gazu inertnego,

p_p – ciśnienie składnikowe (parcjalne) pary wodnej.

Ciśnienie składnikowe pary wodnej p_p w spalinach jest parametrem umożliwiającym określenie temperatury nasycenia, w której rozpoczyna się przepływ gazu z jednoczesną kondensacją pary wodnej. Ciśnienie to określane jest na podstawie udziału objętościowego pary wodnej r_{H_2O} w gazie zgodnie z równaniem

$$p_p = r_{H_2O} p. \quad (2.3)$$

Oprócz ciśnienia i temperatury ważnym parametrem stanu gazu wilgotnego jest tzw. stopień zawilżenia gazu oznaczany X , a definiowany jako stosunek masy pary wodnej zawartej w gazie (spalinach) do masy gazu suchego [23]:

$$X = \frac{m_p}{m_g}, \quad (2.4)$$

m_p – masa pary wodnej,

m_g – masa gazu suchego.

Po uwzględnieniu mas molowych pary M_p i gazu suchego M_g oraz ciśnienia składnikowego pary wodnej stopień zawilżenia spalin X można zapisać następująco:

$$X = \frac{M_p}{M_g} \frac{p_p}{p - p_p}. \quad (2.5)$$

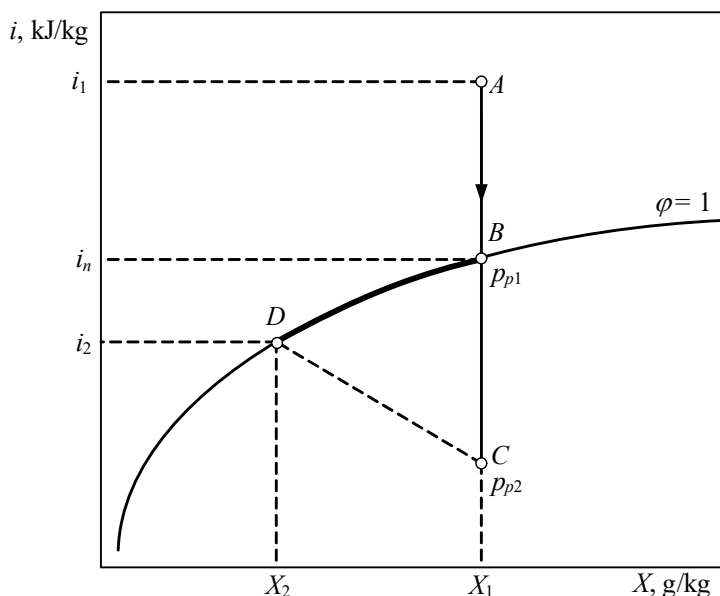
A znając stopień zawilżenia spalin, można zapisać strumień pary wodnej zawartej w spalinach za pomocą strumienia gazu inertnego w postaci:

$$q_{mp} = q_{mg} X. \quad (2.6)$$

Dzięki takiemu zapisowi strumień masy spalin zależy tylko od strumienia masy gazu inertnego oraz stopnia zawilżenia spalin:

$$q_m = q_{mg} + X q_{mg} = q_{mg} (1 + X). \quad (2.7)$$

Aby doprowadzić do kondensacji pary z gazu, należy obniżyć jego temperaturę do temperatury nasycenia. Proces izobarycznego ochładzania spalin można przedstawić na wykresie Molliera i - X dla gazu wilgotnego jako pionową linię (AC), co pokazano na rys. 2.1.



Rys. 2.1. Izobaryczne ochładzanie gazu wilgotnego przy stałym X

Jak wynika z analizy rys. 2.1, proces izobarycznego ochładzania gazu wilgotnego odbywa się przy stałym X , co oznacza, że masa pary wodnej w spalinach nie ulega zmianie do momentu osiągnięcia temperatury nasycenia dla ciśnienia składnikowego pary wodnej (punkt B). Dopiero dalsze ochładzanie gazu wpływa na wykraplanie się wody (odcinek BD), co powoduje z kolei spadek ciśnienia składnikowego pary od wartości p_{p1} do p_{p2} – tym samym obniżeniu ulega jej temperatura nasycenia. Pociąga to również za sobą zmianę stopnia zawilżenia gazu od wartości X_1 do X_2 . Dlatego strumień masy wykroplonej wody z gazu w postaci kondensatu q_{mk} można obliczyć z równania

$$q_{mk} = q_{mg} (X_1 - X_2), \quad (2.8)$$

całkowity strumień ciepła natomiast potrzebny do ochłodzenia gazu z równania

$$Q_{AC} = q_{mg} (i_1 - i_2). \quad (2.9)$$

Entalpię gazu wilgotnego oblicza się jako sumę entalpii gazu suchego i pary wodnej (podobnie jak to zapisano w równaniu (2.7)):

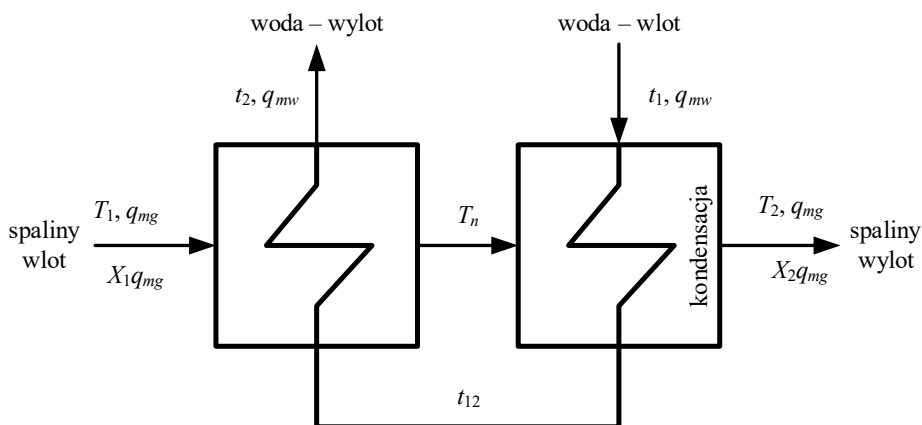
$$i_{1+X} = i_g + Xi_p. \quad (2.10)$$

Taki zapis jest bardzo wygodny, ponieważ w czasie ochładzania (odcinek AB) oraz przemiany fazowej (odcinek BC) masa gazu inertnego nie ulega zmianie. Zmienia się tylko jego temperatura, a po przekroczeniu temperatury nasycenia zmniejsza się zawartość pary wodnej.

2.2. Bilans cieplny procesu ochładzania spalin z uwzględnieniem kondensacji pary wodnej

Do odzysku ciepła odpadowego ze spalin stosowane są, jak wynika z prac [10, 11, 15, 70, 72, 74], przede wszystkim wymienniki, w których temperatura spalin ulega nieznacznemu obniżeniu do temperatury powyżej temperatury nasycenia spalin. W takim przypadku odzyskany strumień ciepła odpadowego jest niewielki. Zdecydowanie inaczej będzie wtedy, kiedy zastosowany zostanie wymiennik ciepła, w którym para wodna zawarta w spalinach ulegnie kondensacji. Odzyskany strumień ciepła znacząco wzrośnie, dlatego że jest on wówczas sumą ciepła wynikającego z różnicy entalpii spalin na wlocie i wylocie z wymiennika ciepła oraz ciepła kondensacji wynikającego z przemiany fazowej zachodzącej w parze wodnej.

Na rysunku 2.2 przedstawiono schemat blokowy wymiennika ciepła do ochładzania spalin [48, 68, 70].



Rys. 2.2. Schemat wymiennika ciepła z podziałem na część bezkondensacyjną i kondensacyjną [48]

Do sporządzenia bilansu ciepła założono, że z jednej strony do wymiennika wpływają oczyszczone spaliny wilgotne o zadanej temperaturze T_1 składające się z gazu inertnego o strumieniu q_{mg} i pary wodnej o strumieniu $X_1 q_{mg}$. Wymiennik podzielono na dwie części – kondensacyjną i bezkondensacyjną. W części bezkondensacyjnej strumień spalin ulega ochłodzeniu tylko do temperatury nasycenia T_n (odcinek AB na rys. 2.1), w dalszej części zachodzi natomiast kondensacja pary wodnej (odcinek BC na rys. 2.1). Na całej długości wymiennika ciepła spaliny ulegają schłodzeniu do temperatury T_2 . Jeżeli temperatura spalin T_2 jest wyższa od temperatury nasycenia, to strumienie obu gazów nie ulegają zmianie. W przypadku jednak, gdy temperatura spalin T_2 jest niższa od temperatury nasycenia, zaczyna się proces kondensacji pary. Na skutek wykraplania się wody ze spalin zmianie ulega ciśnienie parcjale pary, co pociąga za sobą zmianę strumienia pary wodnej do wartości $X_2 q_{mg}$.

Strumień ciepła ze spalin może być odbierany na przykład przez wodę, która o strumieniu masy q_{mw} i temperaturze t_1 wpływa do wymiennika, podgrzewa się i wypływa o temperaturze t_2 . W warunkach rzeczywistych temperatura t_2 jest ważnym parametrem decydującym o możliwości dalszego wykorzystania podgrzanej wody, m.in. jako nośnika ciepła odpadowego.

Na podstawie rys. 2.2 sporządzono równanie bilansu ciepła w postaci

$$i_{w1} q_{mw} + (i_{g1} + i_{p1} X_1) q_{mg} = i_{w2} q_{mw} + (i_{g2} + i_{p2} X_2) q_{mg}, \quad (2.11)$$

$i_w = c_{pw} t$ – entalpia wody chłodzącej,

$i_g = c_{pg} T$ – entalpia spalin suchych obliczona na podstawie składu spalin,

i_p – entalpia pary wodnej wyznaczona dla temperatury spalin.

Po uporządkowaniu otrzymuje się równanie

$$q_{mw} (i_{w2} - i_{w1}) = q_{mg} [(i_{g1} - i_{g2}) + (i_{p1} X_1 - i_{p2} X_2)]. \quad (2.12)$$

Lewa strona równania (2.12) to strumień ciepła, jaki zostaje odebrany przez wodę chłodzącą (opisaną wzorem (2.13)), prawa strona natomiast to strumień ciepła odpadowego odzyskiwanego ze spalin (opisanego wzorem (2.14)).

$$Q_w = q_{mw} (i_{w2} - i_{w1}), \quad (2.13)$$

$$Q_{AC} = q_{mg} [(i_{g1} - i_{g2}) + (X_1 i_{p1} - X_2 i_{p2})]. \quad (2.14)$$

Wielkość odzyskanego strumienia ciepła będzie zależała od tego, jak bardzo zostanie obniżona temperatura spalin na wylocie z wymiennika, i od tego, jaka będzie w nich zawartość pary wodnej.

Proces kondensacji pary wodnej rozpoczyna się zawsze w temperaturze nasycenia T_n zależnej od ciśnienia parcjalego pary wodnej zawartej w spalinach i trwa do temperatury T_2 , którą osiągają spaliny na wylocie z wymiennika. W związku z tym w tej części wymiennika woda chłodząca podgrzewa się zawsze do temperatury niższej od

temperatury T_n , niezależnie od wielkości strumienia ciepła odzyskanego ze spalin. Zaznaczona na rys. 2.2 temperatura t_{12} jest w obliczeniach parametrem kontrolnym, sprawdzającym, czy proces przekazywania ciepła przebiega wyłącznie w kierunku od spalin do wody chłodzącej. Dodatkowo na podstawie wartości tej temperatury można obliczyć minimalną wartość temperatury spalin T_2 , do której można je ochłodzić.

Po przekształceniu równania (2.11) otrzymuje się równania na entalpię i temperaturę wody w miejscu, gdzie spaliny osiągają temperaturę nasycenia

$$i_{w12} = \frac{i_{w2}q_{mw} - q_{mg}[(i_{g1} - i_{g2}) + (X_1i_{p1} - X_2i_{p2})]}{q_{mw}}, \quad (2.15)$$

$$t_{12} = \frac{i_{w12}}{c_{pw}}. \quad (2.16)$$

W części kondensacyjnej wymiennika istotna jest wartość ciepła przemiany fazowej Q_{BC} , jakie wydzielane jest w czasie procesu kondensacji pary wodnej, opisana wzorem

$$Q_{BC} = q_{mk}r, \quad (2.17)$$

r – ciepło kondensacji [53].

2.3. Odzysk ciepła odpadowego ze spalin pochodzących ze spalania węgla brunatnego

Proces odzysku ciepła ze spalin wraz z kondensacją pary wodnej, jak wynika z prac [48, 68, 70, 72], warto zastosować w przypadku procesu spalania węgla brunatnego. Istotnym parametrem wpływającym na strumień odzyskiwanego ciepła odpadowego jest stopień zawilżenia spalin X . Jego wartość zależy od wilgotności spalanego węgla, która dla węgla kamiennego wynosi ok. 9%, a dla węgla brunatnego – ok. 50%. Po spaleniu udział pary wodnej zawartej w spalinach, a tym samym wartość współczynnika zawilżenia X dla spalin pochodzących z węgla kamiennego to ok. 60 g/kg, z węgla brunatnego natomiast – ok. 240 g/kg. Zawartość wilgoci wpływa na temperaturę kondensacji – dla węgla kamiennego to ok. 42°C, a dla węgla brunatnego – ok. 65°C. Stąd jedynie w przypadku spalin pochodzących z węgla brunatnego istnieje możliwość uzyskania dużej różnicy współczynników zawilżenia spalin między wlotem a wylotem z wymiennika ciepła.

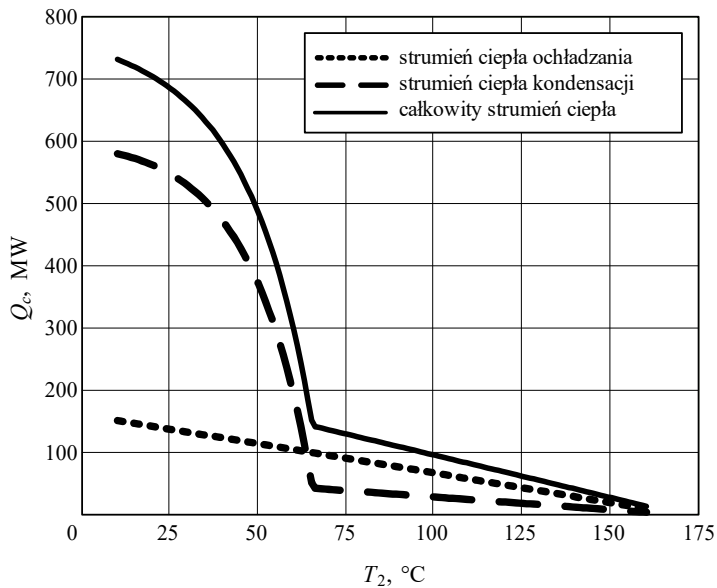
W celu zbadania możliwości odzysku ciepła odpadowego przeprowadzono obliczenia z wykorzystaniem modelu matematycznego opisanego w podrozdz. 2.2. Jako dane wejściowe do modelu matematycznego przyjęto przykładowe wartości charakteryzujące węgiel brunatny (tab. 2.1) i wartości charakteryzujące spaliny (tab. 2.2) [70]. Do obliczeń przyjęto parametry bloku referencyjnego o mocy 900 MW [70].

Tabela 2.1. Charakterystyka paliwa w stanie roboczym [70]

Parametr	Węgiel brunatny
Wartość opałowa	7,75 MJ/kg
Udział wilgoci	0,5140
Udział popiołu	0,1140
Udział C	0,2320
Udział H	0,0192
Udział O	0,1050
Udział N	0,0032
Udział S	0,0126
Strumień paliwa	248,35 kg/s

Tabela 2.2. Udziały molowe składników w spalinach [70]

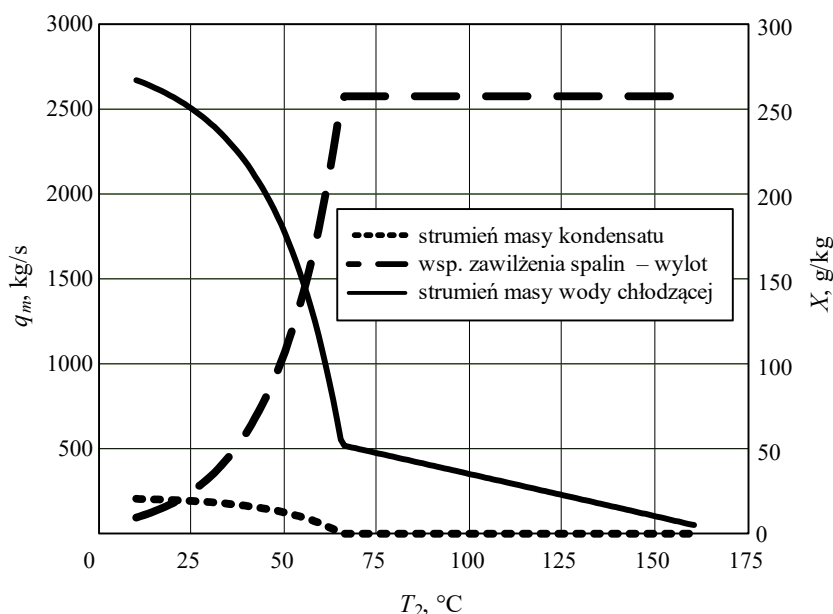
Parametr	Węgiel brunatny
CO ₂	0,1211
SO ₂	0,0025
O ₂	0,0266
N ₂	0,5943
H ₂ O	0,2484
Ar	0,0071
Strumień spalin	1090,2 kg/s



Rys. 2.3. Zależność strumienia ciepła w funkcji temperatury końcowej spalin wylotowych

Obliczono strumień ciepła bez uwzględnienia procesu kondensacji oraz z jego uwzględnieniem w zależności od temperatury, do której spaliny zostają schłodzone. Wyniki przedstawiono na rys. 2.3. Z jego analizy wynika, że strumień ciepła ochładzania Q_{AC} oraz kondensacji Q_{BC} w pierwszej fazie zmieniają się liniowo do momentu osiągnięcia temperatury nasycenia. Po przekroczeniu tej temperatury strumień ciepła kondensacji zmienia się w sposób nieliniowy i od tego momentu niewielkim przyrostom temperatury towarzyszą duże zmiany strumienia ciepła. Jest to spowodowane tym, że schłodzeniu pary wodnej towarzyszy przemiana fazowa.

Na rysunku 2.4 przedstawiono zależność strumienia masy wody chłodzącej wymiennik ciepła, kondensatu oraz współczynnika zawilżenia spalin na wylocie z wymiennika ciepła od temperatury końcowej spalin.

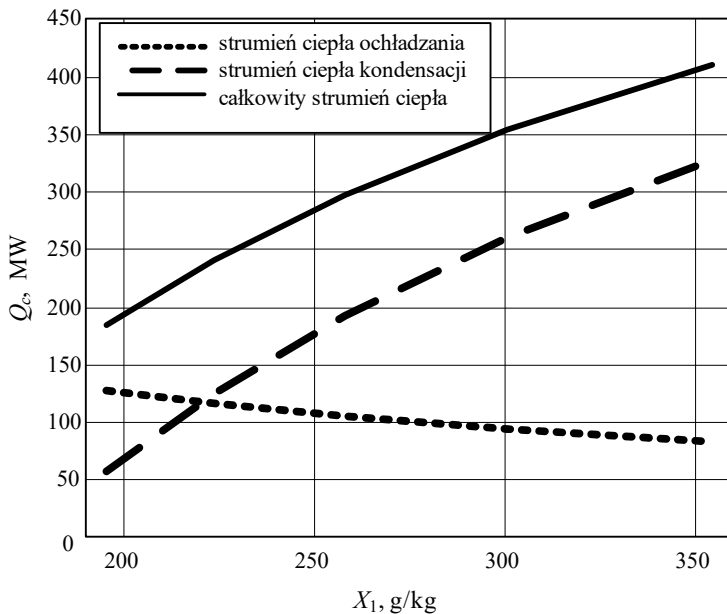


Rys. 2.4. Zależność zmian strumieni masy wody chłodzącej wymiennik ciepła, kondensatu oraz współczynnika zawilżenia spalin wylotowych od temperatury końcowej spalin

Z analizy rys. 2.4 wynika, że schładzaniu spalin do temperatury nasycenia towarzyszy liniowy wzrost strumienia masy wody chłodzącej, a także utrzymujący się na stałym poziomie współczynnik zawilżenia spalin. Po osiągnięciu temperatury nasycenia i rozpoczęciu się procesu kondensacji następuje nieliniowy wzrost strumienia masy wody chłodzącej oraz strumienia masy wykraplanego kondensatu. Współczynnik zawilżenia spalin na wlocie do wymiennika zmniejsza się w wyniku wykrapłania się wody ze spalin. W tym przypadku również niewielkim zmianom temperatury poniżej

temperatury nasycenia towarzyszą duże zmiany strumienia masy wody chłodzącej i kondensatu, a także współczynnika zawilżenia spalin na wylocie z wymiennika.

Ze względu na to, że skład paliwa ulega okresowym wahaniom, przeprowadzono badania wpływu zmiany wilgoci zawartej w węglu brunatnym na wielkość odzyskanego strumienia ciepła odpadowego. W tym celu założono, że wilgoć w węglu brunatnym będzie się zmieniać od wartości nominalnej w górę i w dół o 20%. Różnicę w udziałach molowych między wartością nominalną a wziętą do obliczeń rozpisano proporcjonalnie na inne składniki zawarte w węglu brunatnym. Założono schłodzenie spalin do stałej temperatury 60°C, czyli poniżej temperatury nasycenia.

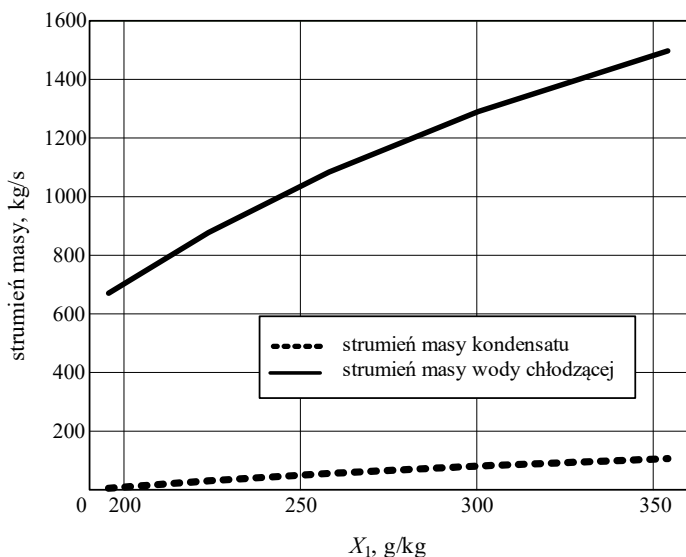


Rys. 2.5. Zależność strumienia ciepła w zależności od współczynnika zawilżenia spalin na wlocie do wymiennika ciepła

Na rysunku 2.5 przedstawiono zależność strumienia ciepła przy zmianie współczynnika zawilżenia spalin na wlocie do wymiennika. Można z niego odczytać, że ze wzrostem współczynnika zawilżenia spalin strumień ciepła przemiany rośnie nieliniowo, maleje natomiast strumień ciepła ochładzania. Ponieważ spadek strumienia ciepła ochładzania jest znacznie mniejszy od wzrostu strumienia ciepła kondensacji, w efekcie końcowym odzyskiwany strumień ciepła odpadowego rośnie. Niewielki spadek strumienia ciepła ochładzania związany jest ze zmniejszaniem się strumienia spalin, jeśli wzrasta udział wilgoci w węglu.

Na rysunku 2.6 przedstawiono zależność zmiany strumienia masy wody chłodzącej oraz kondensatu od współczynnika zawilżenia spalin na wlocie do wymiennika

ciepła. Dlatego, że wzrost współczynnika zawilżenia spalin prowadzi do wzrostu ciepła przemiany, zaobserwowano wzrost strumienia masy kondensatu oraz strumienia masy wody chłodzącej.



Rys. 2.6. Zależność zmian strumieni masy wody chłodzącej wymiennik ciepła i kondensatu od współczynnika zawilżenia spalin na wlocie do wymiennika

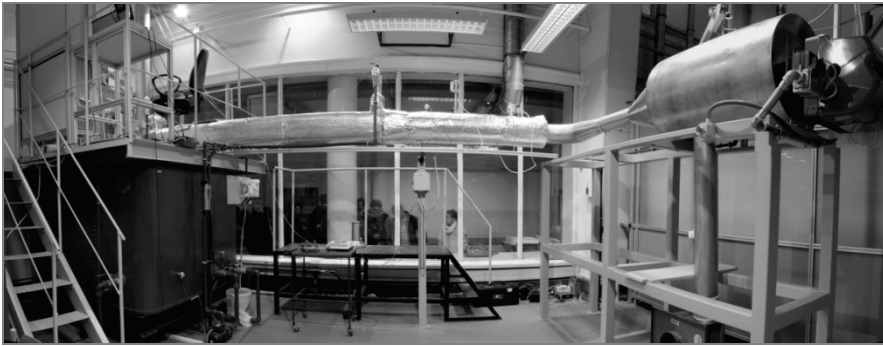
Opisane procesy przebiegają identycznie zarówno dla spalin pochodzących z węgla brunatnego, jak i kamiennego – charakterystyki mają takie same kształty, a różnica dotyczy wartości liczbowych wielkości cieplnych i przepływowych. W praktyce, aby doprowadzić do kondensacji pary wodnej pochodzącej z węgla kamiennego, należy je schłodzić do temperatury niższej od 42°C.

2.4. Badania laboratoryjne odzysku ciepła odpadowego ze spalin z uwzględnieniem procesu kondensacji

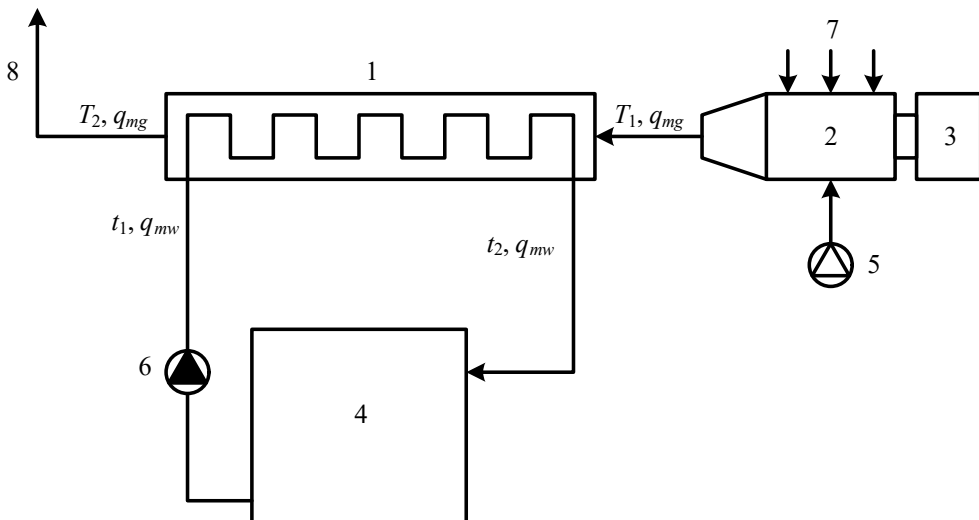
2.4.1. Stanowisko badawcze

Badania laboratoryjne procesu odzysku ciepła odpadowego ze spalin przeprowadzono na stanowisku przedstawionym na rys. 2.7, a jego schemat na rys. 2.8 [54, 68].

Zaznaczono na nim główne elementy stanowiska: kondensacyjny wymiennik ciepła (1) zasilany spalinami wytwarzanymi w komorze spalania (2), układ chłodzenia wymiennika ciepła (6) oraz aparaturę pomiarową i sterującą. Komora spalania została wyposażona w modulowany palnik gazowy (3). Symulację składu spalin otrzymano przez zmieszanie spalin z komory spalania z zimnym powietrzem dostarczany przez wentylator boczny (5). Żądaną wilgotność powietrza uzyskano dzięki wtryskowi wody do komory spalania przez dwie dysze mgłowe i jedną dyszę wysokiego ciśnienia (7). Tak przygotowane spaliny kierowano do kondensacyjnego wymiennika ciepła,



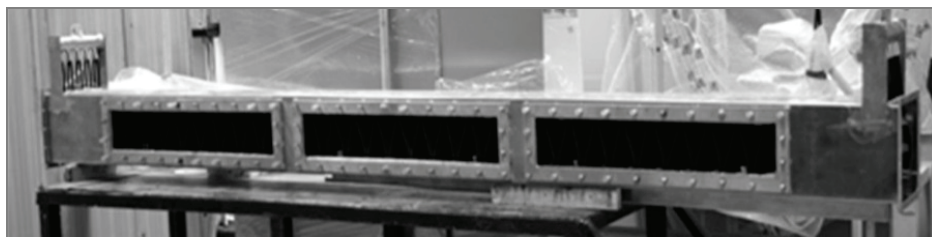
Rys. 2.7. Stanowisko badawcze z kondensacyjnym wymiennikiem ciepła



Rys. 2.8. Schemat stanowiska laboratoryjnego do badania odzysku ciepła odpadowego ze spalin:

- 1 – wymiennik ciepła, 2 – komora spalania, 3 – palnik gazowy, 4 – zbiornik wody chłodzącej,
- 5 – wentylator, 6 – pompa wody chłodzącej, 7 – dysze mgłowe, 8 – komin

w którym ulegały schłodzeniu i następnie odprowadzane były przez kanał wylotowy do atmosfery (8). Kondensacyjny wymiennik ciepła chłodzono wodą w układzie otwarto-zamkniętym. Stała temperatura wody w zbiorniku (4) utrzymywana była przez mieszanie wody ciepłej z wymiennika ciepła z wodą zimną z sieci. Nadmiar wody odprowadzano przez przelew. Sterowanie stanowiskiem badawczym odbywało się z szafy sterowniczej wyposażonej w układy regulacji. Do sterownia zastosowano cztery niezależne układy regulacji z regulatorami typu PID utrzymującymi stałą temperaturę i strumień spalin zasilających wymiennik ciepła, stałą ich wilgotność i stałą temperaturę wody zasilającej wymiennik ciepła. Pomiary były rejestrowane za pomocą komputera w programie LabView. Najważniejszy element stanowiska to kondensacyjny wymiennik ciepła (1) pokazany na rys. 2.9 [27, 34, 45].



Rys. 2.9. Kondensacyjny wymiennik ciepła

Moc cieplna wymiennika to 46,4 kW, jego długość – 3,25 m, a powierzchnia wymiany ciepła – 2,9 m². Jest to wymiennik o krzyżowo-przeciwprądowym przepływie wody chłodzącej. Woda przepływa dziesięcioma równoległymi rurami w kształcie węzownicy, w których ulega podgrzaniu i dalej przepływa do zbiornika wody (4). Do odbioru i pomiaru strumienia objętości kondensatu przewidziano odpływ w postaci szczeliny w dnie przebiegającej przez całą długość wymiennika [34, 69, 71].

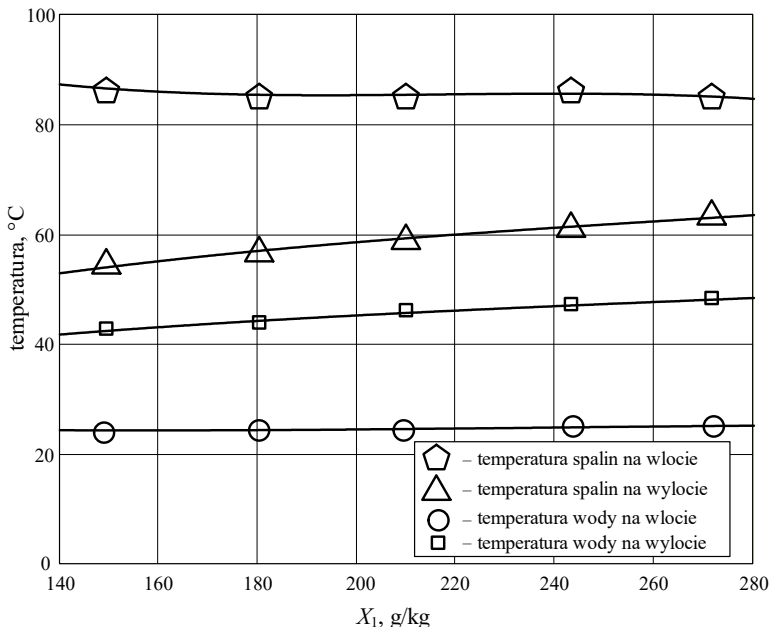
2.4.2. Wyniki badań eksperymentalnych i ich analiza

Przeprowadzono badania wpływu temperatury wlotowej spalin, strumienia objętości spalin, strumienia objętości wody chłodzącej oraz współczynnika zawilżenia spalin na punkt pracy wymiennika ciepła. W trakcie badań dokonywano zmiany jednej z trzech najważniejszych wielkości, takich jak: temperatura wlotowa spalin do wymiennika ciepła, strumień masy spalin i strumień masy wody chłodzącej – pozostałe wielkości dzięki zainstalowanym układom regulacji pozostawały niezmiennie. W wyniku przeprowadzonych badań otrzymano charakterystyki przedstawiające zależności między wielkościami mierzonymi. Badania wykonano w punktach pracy wymiennika ciepła,

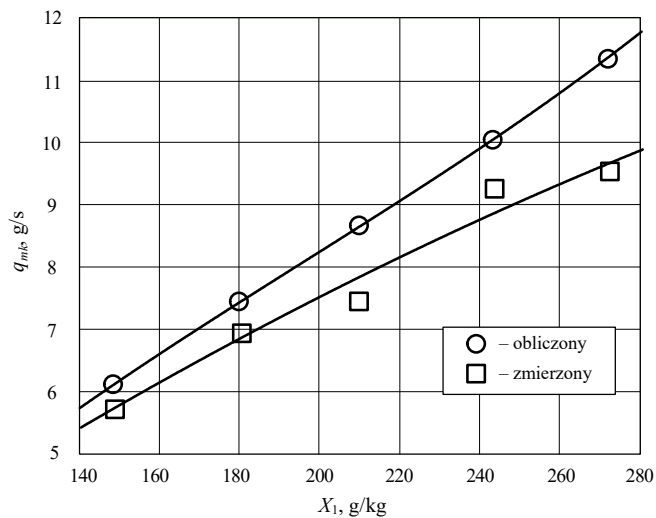
tak aby przebiegał proces kondensacji pary wodnej z przepływających spalin. Przedstawione charakterystyki dotyczą ustalonych stanów pracy wymiennika ciepła [47, 68, 69].

2.4.2.1. Wpływ współczynnika zawilżenia spalin na punkt pracy wymiennika ciepła

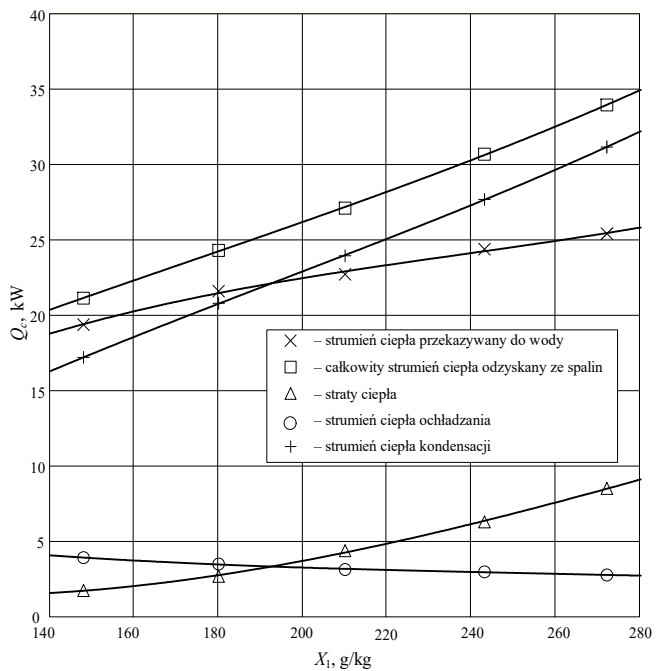
Badanie wpływu współczynnika zawilżenia spalin na punkt pracy wymiennika ciepła polegało na zmianie tego współczynnika na wlocie do kondensacyjnego wymiennika ciepła przy niezmiennych pozostałych parametrach spalin oraz wody chłodzącej. Wartość współczynnika zawilżenia spalin zmieniano w zakresie od ok. 150 g/kg do prawie 280 g/kg. Na rysunku 2.10 przedstawiono temperatury wlotowe i wylotowe spalin i wody chłodzącej w wymienniku ciepła przy różnych wartościach współczynnika zawilżenia spalin. Zaobserwowano wzrost temperatury wylotowej spalin, a także wody chłodzącej przy wzroście współczynnika zawilżenia spalin na wlocie do wymiennika. Zaobserwowano również wzrost strumienia masy kondensatu wraz ze wzrostem współczynnika zawilżenia spalin, co ma związek z dużą zawartością wilgoci w spalinach (rys. 2.11). Jak wynika z analizy rys. 2.11 zależność zmian strumienia masy kondensatu od współczynnika zawilżenia spalin ma charakter liniowy, a rozbieżność między wartościami obliczonymi a wyznaczonymi z modelu matematycznego waha się od 5% do 16%.



Rys. 2.10. Wpływ współczynnika zawilżenia spalin na temperaturę spalin i wody chłodzącej na króćcach wymiennika ciepła



Rys. 2.11. Wpływ współczynnika zawilżenia spalin na strumień masy kondensatu. Porównanie wartości zmierzonych i obliczonych strumienia masy kondensatu



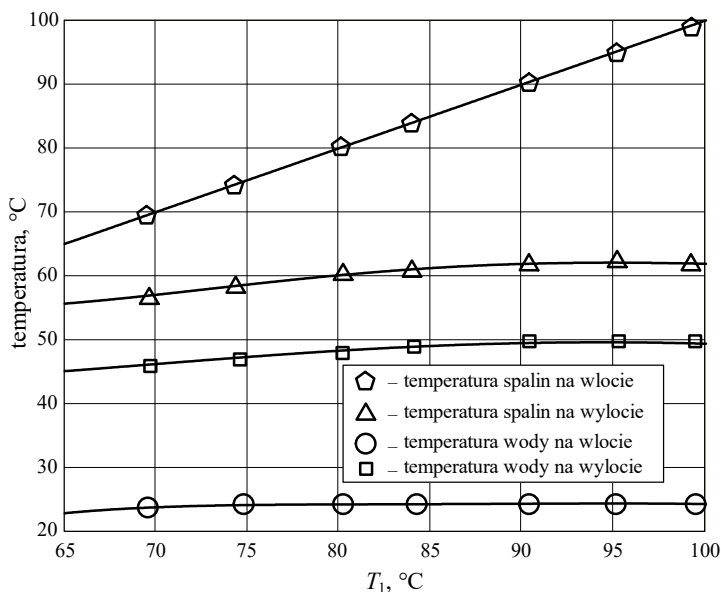
Rys. 2.12. Bilans strumieni ciepła w kondensacyjnym wymienniku ciepła przy zmiennym współczynniku zawilżenia spalin

Na rysunku 2.12 pokazano bilans strumieni ciepła w kondensacyjnym wymienniku ciepła przy zmiennym współczynniku zawilżenia spalin na wlocie do wymiennika ciepła. W wyniku zwiększania wartości współczynnika zawilżenia spalin na wlocie do wymiennika ciepła zaobserwowano nieznaczny spadek strumienia ciepła ochładzania i silny liniowy wzrost strumienia ciepła przemiany. W konsekwencji tego nastąpił wzrost strumienia ciepła przekazywanego od spalin do wody chłodzącej. Badanie to prowadzi do wniosku, że zastosowanie kondensacyjnego wymiennika ciepła jest uzasadnione tylko w przypadku spalin o dużym współczynniku zawilżenia, czyli na przykład spalin pochodzących ze spalania węgla brunatnego. Straty strumienia ciepła wynikające z równania bilansu ciepła były na poziomie 2–8 kW, co stanowiło 9–23% mocy cieplnej wymiennika ciepła.

2.4.2.2. Wpływ temperatury wlotowej spalin na punkt pracy wymiennika ciepła

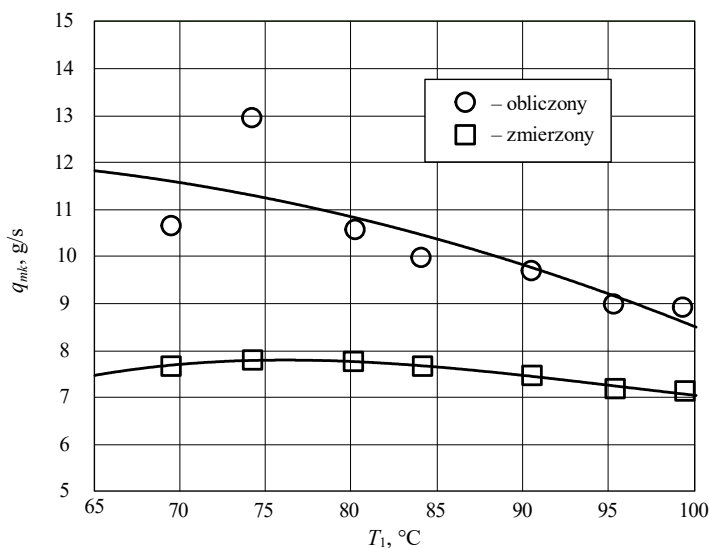
Badanie wpływu temperatury wlotowej spalin na punkt pracy wymiennika ciepła polegało na zmianie temperatury spalin przy zachowaniu stałego strumienia objętości spalin, stałego strumienia objętości wody i stałego poziomu zawilżenia spalin na wlocie do wymiennika ciepła.

Na rysunku 2.13 przedstawiono przebiegi temperaturowe na króćcach wymiennika ciepła w zależności od temperatury spalin na wlocie do wymiennika. Można było zauważyć, że temperatura T_1 wzrasta liniowo. Temperatura wylotowa spalin T_2 oraz tem-



Rys. 2.13. Temperatury na króćcach kondensacyjnego wymiennika ciepła w zależności od temperatury wlotowej spalin

peratury na króćcach wody chłodzącej t_1 i t_2 początkowo wzrastały, ale ich wzrost był niewielki – o ok. 5°C , po czym się stabilizował. Jak wynika z analizy wykresu, utrzymuje się praktycznie stała różnica między temperaturą wlotową i wylotową wody chłodzącej.

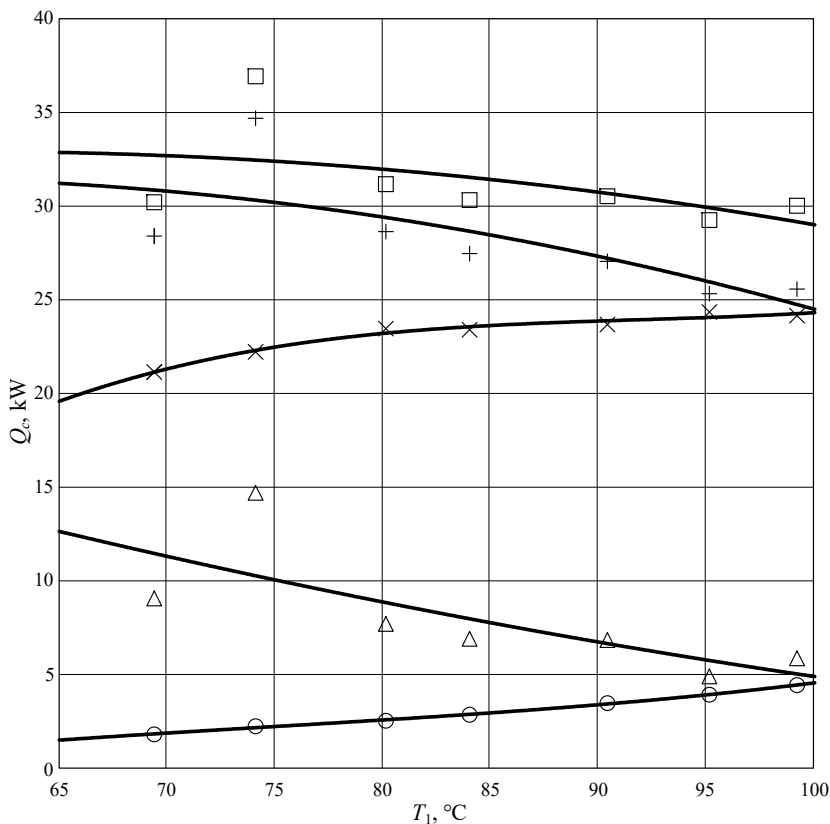


Rys. 2.14. Strumień masy kondensatu zmierzony i obliczony w funkcji zmian temperatury wlotowej spalin

Na rysunku 2.14 przedstawiono zmianę strumienia masy kondensatu w funkcji zmian temperatury wlotowej spalin. Wartość obliczoną wyznaczono z różnicy współczynników zawilżenia spalin na wlocie i wylocie z wymiennika ciepła. Zmierzony strumień masy kondensatu jest mniejszy od wartości wyliczonej z różnicy współczynników zawilżenia spalin. Składają się na to głównie nieszczelności instalacji powodujące wyciek samego kondensatu i pary wodnej, a także unoszenie części kondensatu do komina, osadzanie się wody wewnątrz instalacji (np. na ściankach wymiennika ciepła), niepewności pomiaru wielkości cieplnych i przepływowych oraz niepewności pomiaru samego strumienia masy kondensatu.

Na podstawie wyników pomiarów oraz modelu bilansowego opisanego w podrozdz. 2.2 sporządzono bilans strumieni ciepła w kondensacyjnym wymienniku ciepła (rys. 2.15). Linia oznaczona symbolem „□” to całkowity strumień ciepła przekazywany przez spaliny. Składa się na niego strumień ciepła ochładzania „○” wynikający ze schłodzenia spalin od temperatury początkowej T_1 do temperatury końcowej T_2 oraz strumień ciepła kondensacji „+”. Linia oznaczona symbolem „×” to strumień ciepła przenikający do wody chłodzącej. Różnicę między całkowitym strumieniem oddawanym przez spaliny a strumieniem przenikającym do wody określono jako strumień strat ciepła „Δ”. W rzeczywistości jednak na straty ciepła skła-

dają się nie tylko straty do otoczenia, lecz także wszystkie niepewności pomiaru, niedokładność obliczeń, uśrednienie własności fizycznych płynów i materiałów. Jak wynika z analizy rys. 2.15, wzrost temperatury spalin na wlocie do wymiennika powoduje nieznaczny wzrost ciepła ochładzania oraz spadek ciepła przemiany. Następuje również wzrost ciepła przekazywanego do wody, który dla wyższych temperatur spalin utrzymuje się na stałym poziomie. Wartość strumienia ciepła przenikającego do wody chłodzącej odpowiada odzyskanemu strumieniowi ciepła odpadowego ze spalin. Można również stwierdzić, że większy udział ma strumień ciepła kondensacji niż ciepła ochładzania. Stąd wniosek, że zastosowanie kondensacyjnego wymiennika ciepła do odzysku ciepła odpadowego ze spalin jest uzasadnione. Ogólnie rozumiane straty ciepła wynoszą 5–10 kW, tylko w jednym wcześniej opisanym punkcie zaobserwowano większą wartość. W stosunku do mocy wymiennika ciepła stanowią one 20–25%.

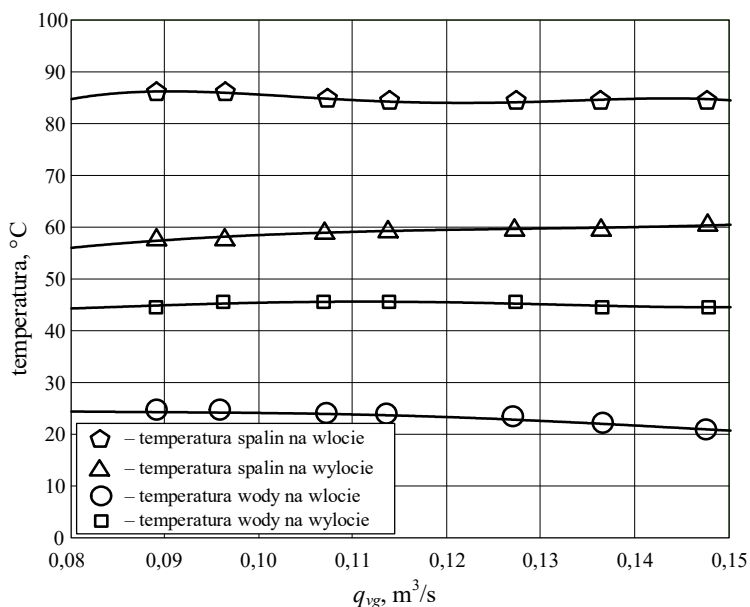


Rys. 2.15. Bilans strumieni ciepła w kondensacyjnym wymienniku ciepła w zależności od temperatury wlotowej spalin (wyjaśnienie przyjętych ozn. w tekście)

2.4.2.3. Wpływ strumienia objętości spalin na punkt pracy wymiennika ciepła

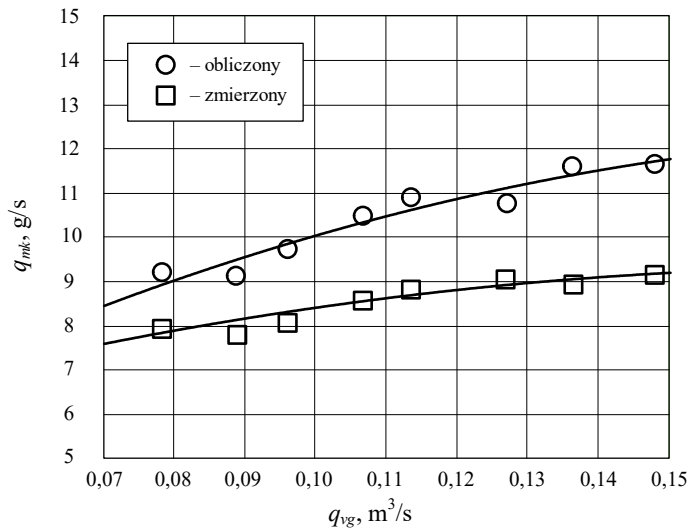
Badanie wpływu strumienia objętości spalin na punkt pracy wymiennika ciepła polegało na zmianie strumienia objętości spalin przepływających przez kondensacyjny wymiennik ciepła oraz na pomiarze wielkości cieplnych i przepływowych. Pozostałe parametry, takie jak: temperatura i współczynnik zawilżenia spalin na wlocie, strumień objętości wody chłodzącej, utrzymywano na stałym poziomie [47].

Na rysunku 2.16 przedstawiono zmierzone temperatury na króćcach wymiennika ciepła przy zmianie strumienia objętości spalin zmierzonego za wymiennikiem ciepła.

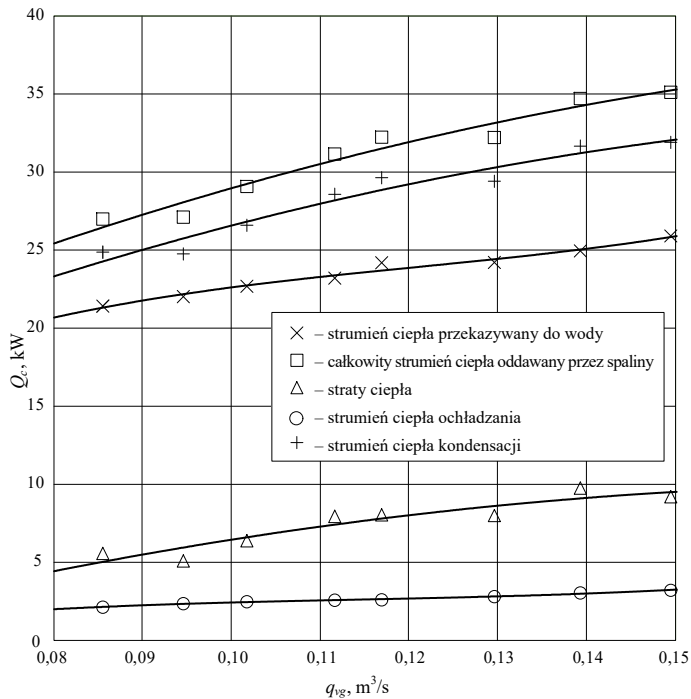


Rys. 2.16. Temperatury na króćcach kondensacyjnego wymiennika ciepła przy zmianie strumienia objętości spalin

W rozpatrywanym zakresie strumienia objętości spalin nie zaobserwowano znacznych zmian temperatury wylotowej spalin oraz temperatury wylotowej wody chłodzącej. Wynika to z niewielkich zmian warunków wymiany ciepła po stronie spalin. Strumień masy kondensatu natomiast rośnie wraz ze wzrostem strumienia objętości spalin. Wartości zmierzonego i obliczonego strumienia objętości spalin różnią się 10–20%, co przedstawiono na rys. 2.17. Na różnicę między strumieniami kondensatu składają się te same czynniki, co w badaniu opisanym w p. 2.4.2.2, w tym przypadku jednak otrzymano lepszą zgodność między modelem matematycznym a pomiarami. Różnica ta rośnie ze wzrostem strumienia objętości spalin, co wynika z większego efektu unosu drobin kondensatu do komina.



Rys. 2.17. Porównanie strumieni masy kondensatu zmierzonego i obliczonego w funkcji zmian temperatury strumienia objętości spalin

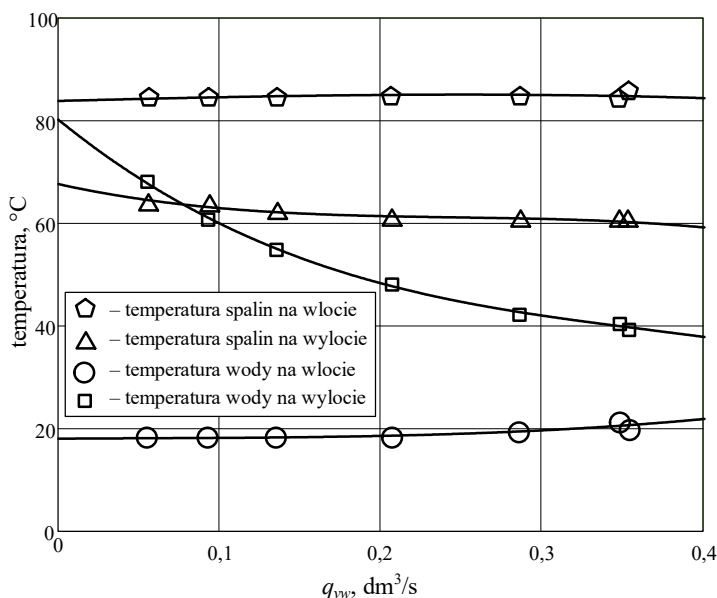


Rys. 2.18. Bilans strumieni ciepła w kondensacyjnym wymienniku ciepła w zależności od strumienia objętości spalin

Na rysunku 2.18 przedstawiono bilans strumieni ciepła w kondensacyjnym wymienniku ciepła przy zmianie strumienia objętości spalin. Ze wzrostem strumienia objętości spalin zaobserwowano zarówno zwiększanie się ciepła ochładzania, jak i przemiany, przy czym wzrost ciepła ochładzania był niewielki. Zjawisko kondensacji natomiast przebiegało bardziej intensywnie, co przełożyło się na większy strumień masy kondensatu, a tym samym ciepło przemiany. W efekcie od spalin do wody chłodzącej przenikało więcej ciepła. Straty strumienia ciepła wynikające z równania bilansu ciepła były na poziomie 5–10 kW, co stanowiło 18–25% mocy cieplnej wymiennika ciepła. Na tej podstawie można wyciągnąć wniosek, że ze wzrostem strumienia objętości spalin następuje wzrost strumienia odzyskanego ciepła odpadowego ze spalin, głównie z uwagi na wzrost strumienia ciepła kondensacji.

2.4.2.4. Wpływ strumienia objętości wody chłodzącej na punkt pracy wymiennika ciepła

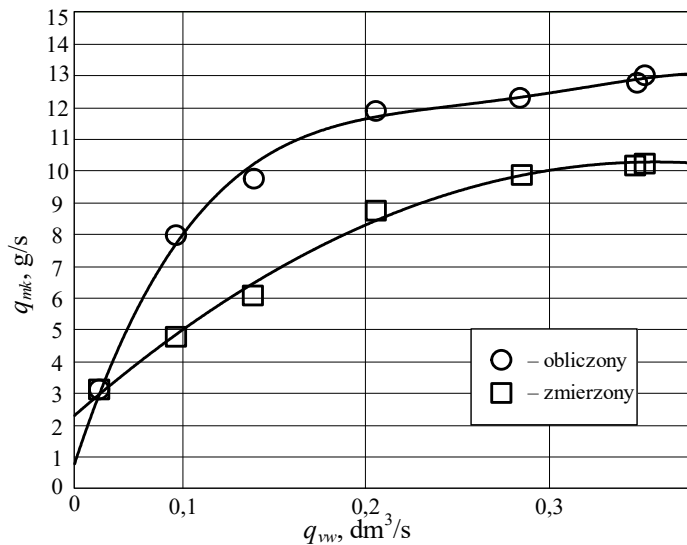
Badanie wpływu strumienia objętości wody chłodzącej na punkt pracy wymiennika ciepła polegało na zmianie strumienia objętości wody chłodzącej oraz na pomiarze temperatury wylotowej spalin z wymiennika ciepła przy stałej temperaturze i strumieniu masy spalin na wlocie do wymiennika. Na wlocie do wymiennika utrzymywano stałą wartość strumienia masy oraz temperaturę przepływających spalin. Na rysunku 2.19 przedstawiono zmierzone temperatury na króćcach wymiennika ciepła dla



Rys. 2.19. Temperatury na króćcach kondensacyjnego wymiennika ciepła przy zmianie strumienia objętości wody chłodzącej

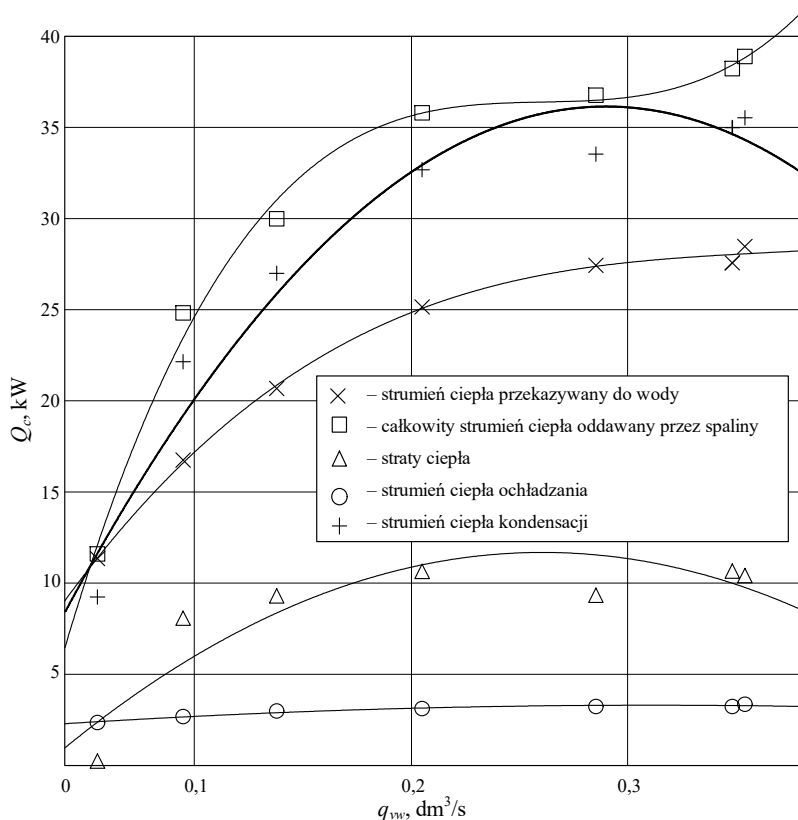
zmiennego strumienia objętości wody chłodzącej. Na króćcu wylotowym wymiennika ciepła zaobserwowano największą zmianę temperatury wody chłodzącej 80–40°C. Temperatura spalin wylotowych ulegała niewielkim zmianom z tendencją wzrostową dla zwiększającego się strumienia objętości wody chłodzącej.

Na rysunku 2.20 przedstawiono wartości zmierzone oraz obliczone strumienia masy kondensatu przy zmianie strumienia objętości wody chłodzącej. Strumień masy kondensatu gwałtownie rośnie 0–0,3 dm³/s, po czym się ustala. Dla wartości strumienia objętości wody chłodzącej większej od 0,2 dm³/s różnica między wartością zmierzona a wyznaczoną z modelu matematycznego wynosi ok. 20%. W przypadku natomiast strumieni wody chłodzącej mniejszych od 0,2 dm³/s różnica ta waha się od wartości bliskiej zeru do nawet 40%. Oczywiście wahania te spowodowane są małą wartością bezwzględną strumienia kondensatu, a tym samym dużą niepewnością pomiaru. Także przy szczątkowym zjawisku kondensacji sam proces tworzenia się kondensatu nie jest stacjonarny.



Rys. 2.20. Obliczone i zmierzone strumienie masy kondensatów przy zmianie strumienia objętości wody chłodzącej

Na rysunku 2.21 przedstawiono bilans strumieni ciepła w kondensacyjnym wymienniku ciepła przy zmianie strumienia objętości wody chłodzącej. Wzrost strumienia wody chłodzącej wymiennik powoduje duże przyrosty ciepła przemiany fazowej zwłaszcza dla wartości strumienia objętości wody mniejszych od 0,2 dm³/s. W efekcie rośnie strumień ciepła przenikający do wody chłodzącej do wartości ok. 36 kW. Straty ciepła oscylują wokół 10 kW.



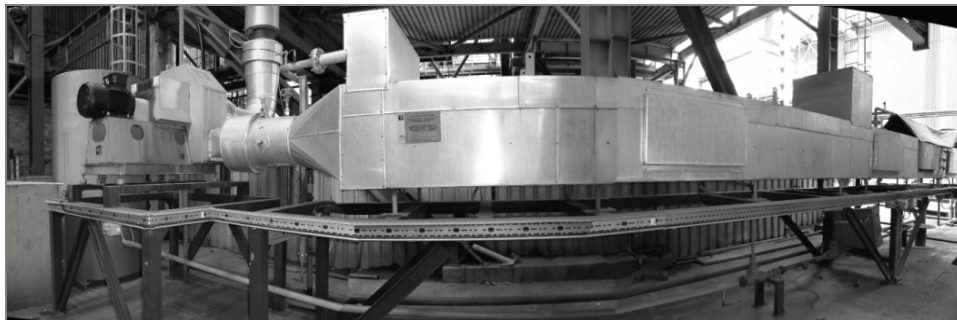
Rys. 2.21. Bilans strumieni ciepła w kondensacyjnym wymienniku ciepła przy zmiennym strumieniu objętości wody chłodzącej

2.5. Badania odzysku ciepła odpadowego ze spalin na instalacji pilotowej

2.5.1. Instalacja pilotowa

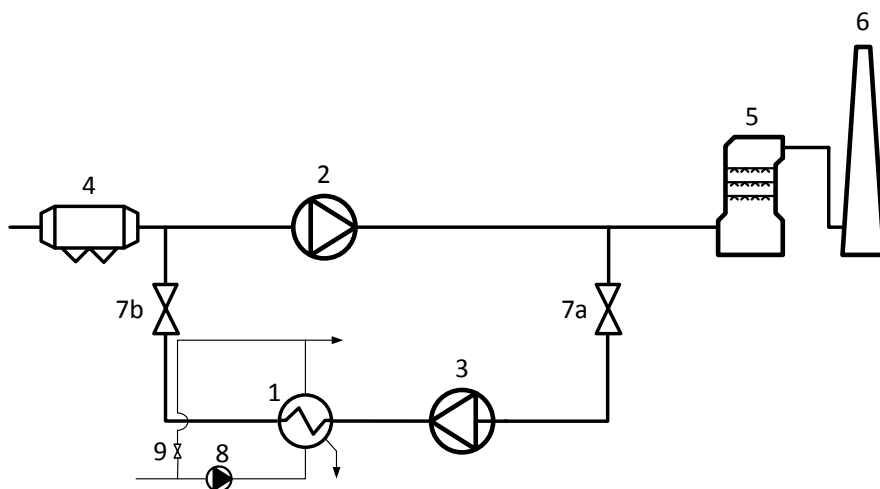
Badania eksperymentalne odzysku ciepła odpadowego ze spalin przeprowadzono na instalacji pilotowej zainstalowanej w PGE Górnictwo i Energetyka Konwencjonalna S.A. Oddział Elektrownia Bełchatów [46, 56]. Celem badań było sprawdzenie działania układu w większej skali na obiekcie rzeczywistym. Instalacja pilotowa do badania odzysku ciepła odpadowego ze spalin zasilana była rzeczywistymi spalinami pochodzącymi ze spalania węgla brunatnego. W kanale spalin za głównym wentylatorem ciągu, a przed układem odsiarczania wykonano obejście zasilające kondensacyjny wymiennik ciepła.

Spaliny z kondensacyjnego wymiennika ciepła kierowane były do kanału spalin przed głównym wentylatorem ciągu, a za układem odpylania spalin. Na rysunku 2.22 pokazano widok ogólny instalacji pilotowej, na rys. 2.23 natomiast – jej schemat [46, 68, 56].



Rys. 2.22. Instalacja pilotowa do badania odzysku ciepła odpadowego ze spaliny

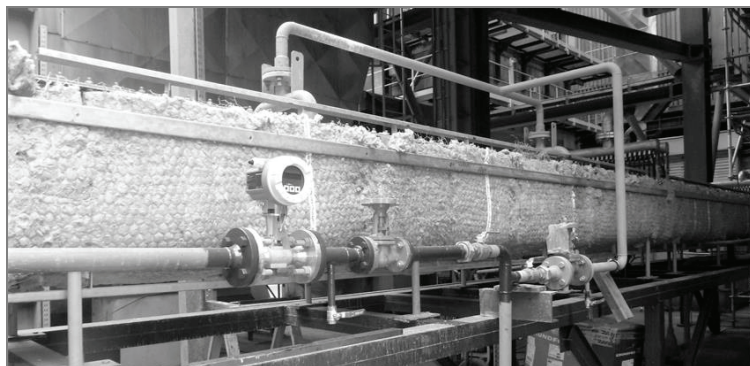
Spaliny przepływające przez kondensacyjny wymiennik ciepła schładzane poniżej temperatury punktu rosy, w wyniku czego następowała kondensacja zawartej w nich pary wodnej i wykraplanie się kondensatu. Kondensat specjalnym rurociągiem kierowany był do kanalizacji. Instalacja pilotowa wyposażona została w układ zbierania pomiarów, ich rejestracji oraz układ sterowania podstawowymi wielkościami cieplnymi i przepływowymi.



Rys. 2.23. Schemat instalacji pilotowej do badania odzysku ciepła odpadowego ze spaliny:

- 1 – kondensacyjny wymiennik ciepła, 2 – główny wentylator ciągu w kanale spalin,
- 3 – wentylator wspomagający, 4 – układ odpowietrzenia spalin, 5 – układ odsiarczania spalin,
- 6 – komin, 7 – zasuwa odcinająca, 8 – pompa wody chłodzącej, 9 – elektrozawór regulacyjny

Głównym elementem instalacji pilotowej do odzysku ciepła odpadowego był kondensacyjny wymiennik ciepła o mocy 312 kW, powierzchni wymiany ciepła 77,5 m² i długości 10 m (rys. 2.24).



Rys. 2.24. Kondensacyjny wymiennik ciepła na stanowisku pilotowym

Zadaniem wymiennika było schłodzenie spalin wylotowych z bloku energetycznego poniżej temperatury punktu rosy oraz odzyskanie ciepła odpadowego ze spalin w postaci gorącej wody o temperaturze 90°C. Wymiennik ciepła składał się z dwóch połączonych szeregowo jednostek części kondensacyjnej i części bezkondensacyjnej. Był to wymiennik ciepła płaszczowo-rurowy z przepływem krzyżowo-przeciwprądowym. Płaszcz wymiennika ciepła wykonano ze stali węglowej zabezpieczonej powłokami malarskimi, rurki z wodą chłodzącą natomiast z teflonu. Spaliny przepływały w płaszczu wymiennika ciepła, a woda chłodząca przeciwprądowo układem 40 równoległych węzownic.

Do zbierania wykroplonego kondensatu na długości wymiennika ciepła zrobiono koryto o niewielkim spadku. Do obserwacji zjawiska kondensacji pary wodnej ze spalin posłużyły w części bezkondensacyjnej trzy okienka inspekcyjne. Wężownice połączono ze sobą za pomocą trzech kolektorów umiejscowionych na końcach wymiennika ciepła oraz w miejscu złączenia części kondensacyjnej i bezkondensacyjnej. W celu zmniejszenia strat ciepła do otoczenia wymiennik ciepła został zaizolowany otuliną o grubości 50 mm i blachą aluminiową ocynkowaną. Ze względu na agresywne działanie spalin przepływających przez wymiennik ciepła jego wewnętrzne pokryto powłoką ochronną.

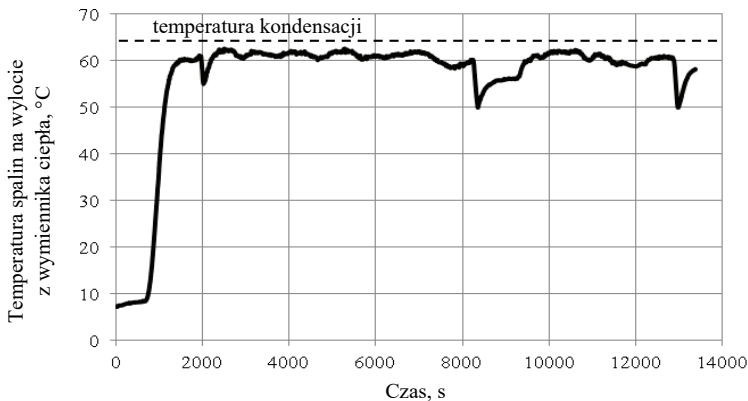
2.5.2. Wyniki badań na instalacji pilotowej i ich analiza

2.5.2.1. Badania testowe wybranych wielkości

Ze względu na wyposażenie stanowiska pilotowego w szereg układów regulacji mających za zadanie utrzymanie stałych wartości wielkości, np. strumienia masy spalin, strumienia wody chłodzącej wymiennik czy temperatury wody chłodzącej na wej-

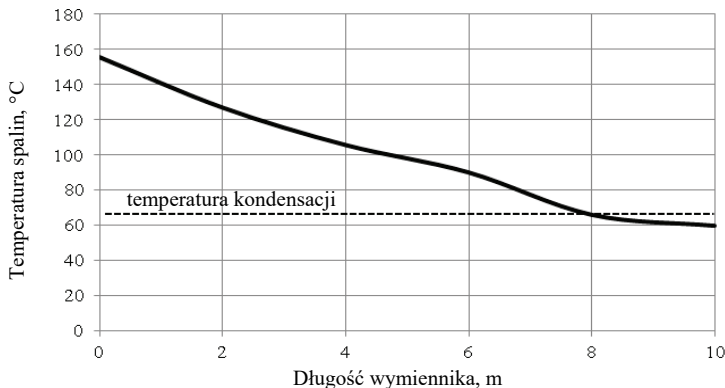
ściu do wymiennika, oraz w układ do archiwizacji danych – stanowisko badawcze wymagało stopniowego uruchomienia poszczególnych podzespołów oraz przetestowania ich działania.

Na rysunku 2.25 przedstawiono charakterystykę czasową temperatury spalin na wylocie z kondensacyjnego wymiennika ciepła. Tutaj również można zauważyć, że temperatura spalin zaczyna stabilizować się na stałym poziomie po ok. 35 min pracy wymiennika. Osiąga wartość ok. 60°C , co jest temperaturą niższą od temperatury nasycenia spalin pochodzących ze spalania węgla brunatnego wynoszącą 64°C . To ważna informacja prowadząca do wniosku, że pojawia się kondensacja pary wodnej zawartej w spalinach.



Rys. 2.25. Charakterystyka czasowa dla temperatury spalin na wylocie z wymiennika ciepła

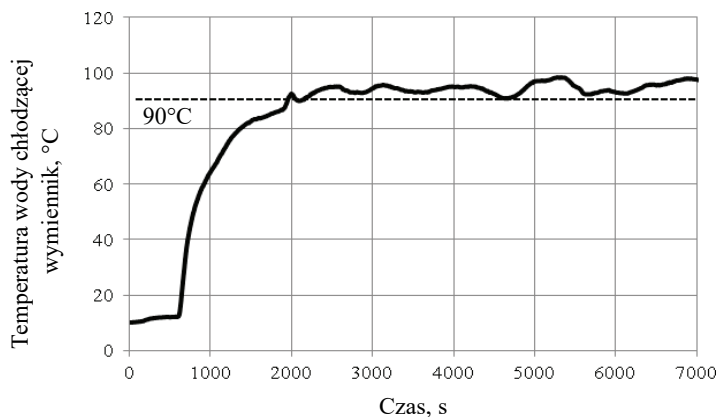
Na rysunku 2.26 przedstawiono rozkład temperatury spalin na długości wymiennika ciepła.



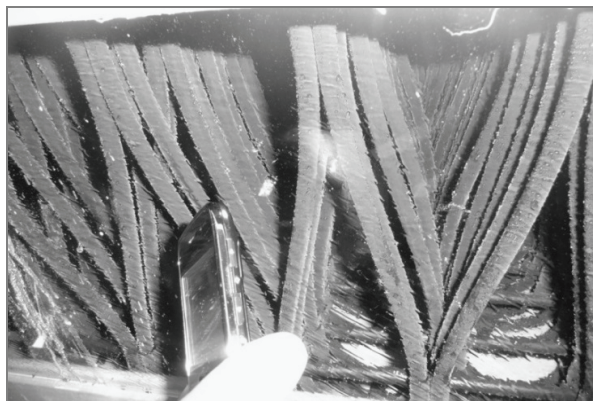
Rys. 2.26. Rozkład temperatury spalin na długości wymiennika ciepła

Na podstawie przedstawionej charakterystyki można określić, w której części i na jakiej długości wymiennika występuje kondensacja pary wodnej. A w konsekwencji stwierdzić, że zainstalowany w układzie odzysku ciepła wymiennik ciepła osiąga założony punkt pracy.

Na rysunku 2.27 pokazano charakterystykę czasową dla temperatury wody na króćcu wylotowym z wymiennika ciepła. Jest to bardzo ważna charakterystyka przedstawiająca osiągnięcie przez wymiennik założonego celu, czyli temperatury wody chłodzącej, w tym przypadku nawet przekraczającej 90°C . Woda osiąga założoną temperaturę po około 35 min pracy wymiennika ciepła. Maksymalna osiągnięta wartość temperatury to 100°C dla strumienia objętości wody chłodzącej równej $2,5\text{ m}^3/\text{h}$. Temperatura wody utrzymywana jest na stałym poziomie aż do zakończenia badań.



Rys. 2.27. Charakterystyka czasowa temperatury wody chłodzącej wymiennik na króćcu wylotowym



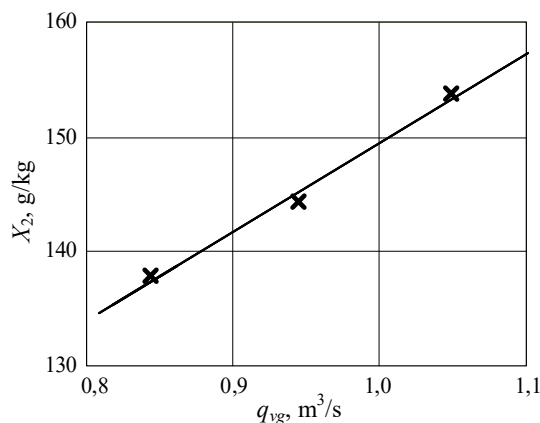
Rys. 2.28. Kondensacja pary wodnej w wymienniku (widok przez okienko inspekcyjne)

Na rysunku 2.28 pokazano występujące w wymienniku ciepła zjawisko kondensacji pary wodnej ze spalin (widok przez okienko inspekcyjne wykonane w wymienniku). Na rurkach oraz szybie okienka można zauważyć krople wody spływające na dno wymiennika.

Na podstawie przedstawionych badań testujących instalację pilotową stwierdzono, że na tak przygotowanym stanowisku można osiągać założony punkt pracy z działającymi sprawnie wszystkimi zainstalowanymi przyrządami pomiarowymi i układami regulacji.

2.5.2.2. Wpływ strumienia objętości spalin na punkt pracy wymiennika ciepła

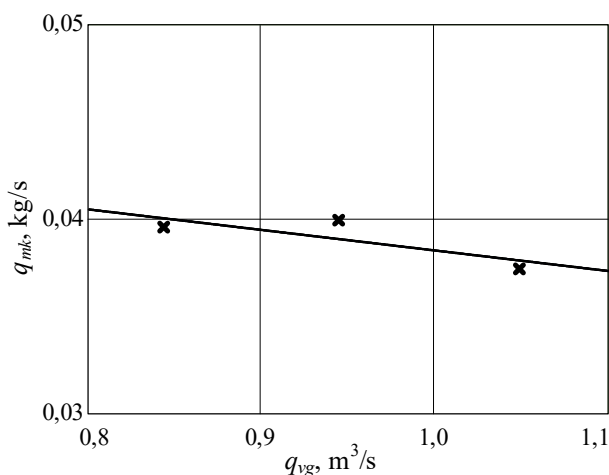
Badanie wpływu strumienia objętości spalin na punkt pracy wymiennika ciepła miało na celu określenie wpływu strumienia objętości przepływających spalin zarówno na punkt pracy tego wymiennika, jak i na wielkość odzyskanego ciepła odpadowego. Polegało na zmianie strumienia objętości spalin przy zachowaniu stałej wartości pozostałych wielkości, takich jak: temperatura, stopień zawilżenia spalin wlotowych, temperatura wlotowa i strumień objętości wody chłodzącej. Zmieniano wartości strumienia objętości spalin mierzonego przed wymiennikiem ciepła, a następnie w stanie ustalonym dokonano pomiaru wszystkich wielkości cieplno-przepływowych. Na podstawie otrzymanych wyników sporządzono charakterystyki. Na rysunku 2.29 pokazano zależność współczynnika zawilżenia spalin na wylocie z wymiennika od strumienia objętości spalin mierzonych przed wymiennikiem ciepła. Ze wzrostem strumienia objętości spalin wzrastał współczynnik zawilżenia spalin ze względu na stały strumień wody chłodzącej i przez to mniej intensywny proces kondensacji pary wodnej. Zależność ta przebiegała prawie liniowo, co przedstawiono za pomocą linii trendu.



Rys. 2.29. Wpływ strumienia objętości spalin na współczynnik zawilżenia spalin wylotowych

Z analizy rys. 2.30 wynika, że wzrost strumienia objętości spalin powoduje zmniejszanie się strumienia kondensatu ze względu na rosnący współczynnik zawilżenia spalin wylotowych przy stałym współczynniku zawilżenia na wlocie. Podobnie jak wcześniejsza zależność również i ta przebiega liniowo. W badanym zakresie zmian strumienia objętości spalin zaobserwowano niewielkie zamiany strumienia masy kondensatu.

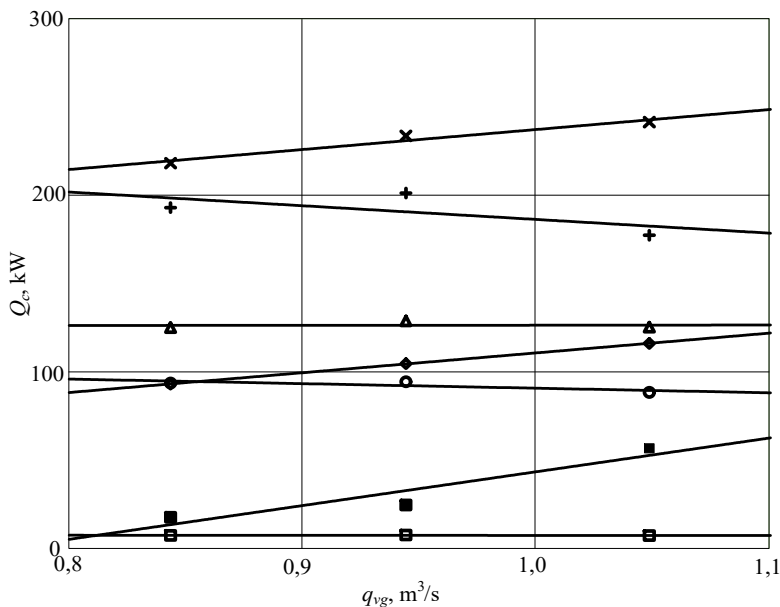
Na podstawie stopnia zawilżenia spalin na wlocie i wylocie z wymiennika obliczono strumień masy powstającego kondensatu. Zależność strumienia masy kondensatu od strumienia objętości przepływających spalin pokazano na rys. 2.30. Na rysunku 2.31 natomiast – bilans strumieni ciepła w kondensacyjnym wymienniku ciepła przy zmianie strumienia objętości spalin. Obliczono również straty ciepła wynikające ze strat do otoczenia, niedokładności obliczeń, uśrednienia własności fizycznych płynów i niepewności pomiarów.



Rys. 2.30. Zależność strumienia masy kondensatu od strumienia objętości przepływających spalin

Przyjęto następujące oznaczenia – symbol „x” to całkowity strumień ciepła oddawany przez spaliny. Składa się na niego strumień ciepła oddawany przez gaz inertny „ $\diamond$ ” oraz strumień ciepła oddawany przez parę wodną zawartą w spalinach „ Δ ”. Ten ostatni z kolei jest sumą ciepła ochładzania wynikającego z różnicy entalpii wlotowej i wylotowej pary wodnej oraz ciepła kondensacji „ $\circ$ ”. Symbol „+” to strumień ciepła przenikający do wody chłodzącej i proporcjonalny do różnicy entalpii wody na wlocie i wylocie z wymiennika. Strumień ten jest jednocześnie ciepłem odpadowym odzyskanym ze spalin wylotowych bloku energetycznego. Oprócz tego niewielki strumień ciepła jest unoszony razem z wypływającym kondensatem (oznaczono go na rysunku symbolem „ $\square$ ”). W celu obliczenia strat ciepła od całkowitego strumienia ciepła spalin

odjęto strumień ciepła przenikający do wody chłodzącej oraz strumień ciepła unoszony z kondensatem. Zaobserwowany został wzrost strat ciepła towarzyszący wzrostowi strumienia objętości przepływających spalin. W stosunku do rzeczywistej mocy wymiennika ciepła straty te jednak nie przekraczały wartości 60 kW, co stanowiło ok. 23%. W badanym zakresie przepływów wzrost strumienia objętości spalin powodował niewielką zmianę strumienia ciepła ochładzania oddawanego przez gaz inertny, a tym samym całkowitego ciepła od spalin. Strumień ciepła przenikający do wody chłodzącej praktycznie pozostawał na stałym poziomie ze względu na niewielkie zmiany prędkości przepływających spalin, czyli również – stałe warunki wymiany ciepła.



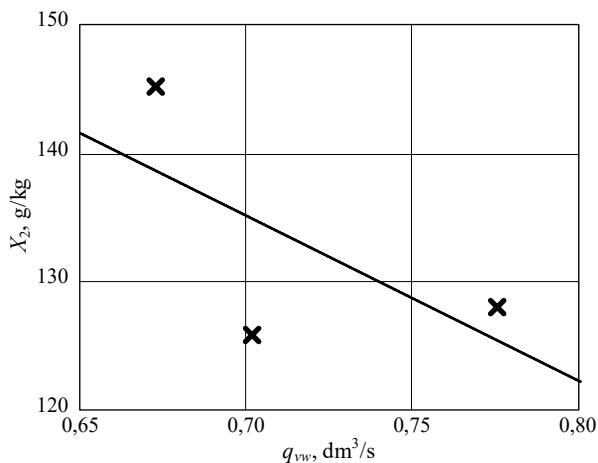
Rys. 2.31. Bilans cieplny kondensacyjnego wymiennika ciepła przy zmianie strumienia objętości spalin (wyjaśnienie przyjętych ozn. w tekście)

2.5.2.3. Wpływ strumienia objętości wody chłodzącej na punkt pracy wymiennika ciepła

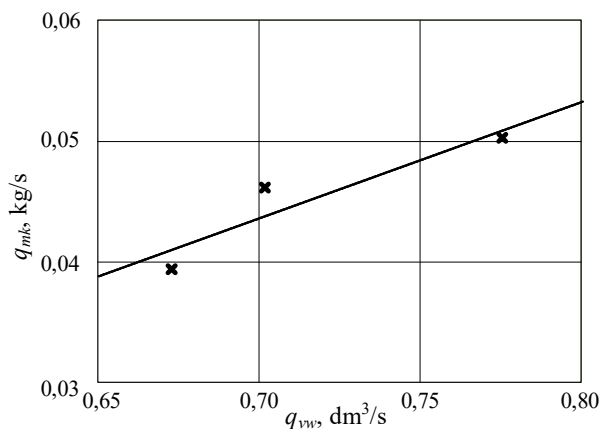
W badaniu wpływu strumienia objętości wody chłodzącej na punkt pracy wymiennika ciepła chodziło o określenie wpływu tego strumienia zarówno na punkt pracy wymiennika ciepła, jak i na wielkość odzyskanego ciepła odpadowego. Zmiana strumienia objętości wody chłodzącej odbywała się przy zachowaniu stałej wartości pozostałych wielkości, m.in. temperatury, stopnia zawilżenia spalin na wlocie do wymiennika czy strumienia objętości spalin. Zadano trzy wartości strumienia objętości wody

chłodzącej, a następnie w stanie ustalonym dokonano pomiaru wielkości cieplno-przepływowych.

Na rysunku 2.32 pokazano zależność współczynnika zawilżenia spalin na wylocie z wymiennika od strumienia objętości wody chłodzącej. Ze wzrostem strumienia objętości wody chłodzącej malał współczynnik zawilżenia spalin, co świadczyło o intensywnie przebiegającym procesie kondensacji pary wodnej i obniżaniu się temperatury wylotowej spalin.



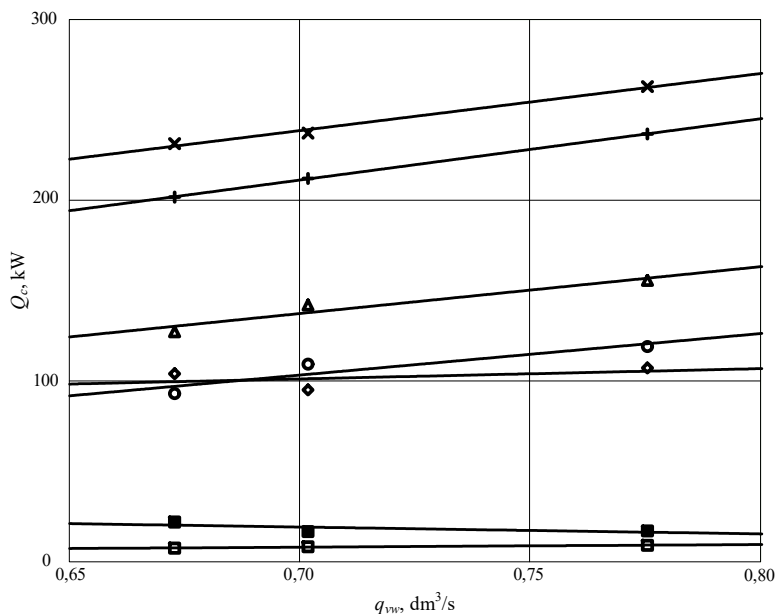
Rys. 2.32. Wpływ strumienia objętości wody chłodzącej na współczynnik zawilżenia spalin wylotowych



Rys. 2.33. Zależność strumienia masy kondensatu od strumienia objętości przepływających spalin

Na podstawie wyznaczonego stopnia zawilżenia spalin na wlocie i wylocie obliczono strumień masy powstającego kondensatu, co przedstawiono na rys. 2.33. Na jego podstawie można wnioskować, że wzrost strumienia objętości spalin powodował wzrost strumienia kondensatu ze względu na malejący współczynnik zawilżenia spalin na wylocie z wymiennika przy stałym współczynniku zawilżenia na jego wlocie. I podobnie jak w przypadku zmian strumienia objętości spalin zależności te mają przebieg zbliżony do liniowego w badanym zakresie zmian strumienia objętości wody chłodzącej.

Na rysunku 2.34 pokazano natomiast bilans strumieni ciepła w kondensacyjnym wymienniku ciepła przy zmianie strumienia objętości wody chłodzącej. Symbolem „x” oznaczono całkowity strumień ciepła oddawany przez spaliny. Składa się na niego strumień ciepła oddawany przez gaz inertny „◇” oraz strumień ciepła oddawany przez parę wodną zawartą w spalinach – „Δ”. Ten ostatni z kolei jest sumą ciepła ochładzania wynikającego z różnicy entalpii wlotowej i wylotowej pary wodnej oraz ciepła przemiany „○”. Symbolem „+” oznaczono strumień ciepła przenikający do wody chłodzącej i proporcjonalny do różnicy entalpii wody wlotowej i wylotowej. Strumień ten jest jednocześnie ciepłem odpadowym odzyskanym ze spalin wylotowych bloku energetycznego. Oprócz tego niewielki strumień ciepła jest unoszony razem z wypływającym kondensatem (strumień ten oznaczono symbolem „□”). W celu obliczenia strat ciepła od całkowitego strumienia ciepła spalin odjęto strumień ciepła przenikający do wody chłodzącej oraz strumień ciepła unoszony z kondensatem.



Rys. 2.34. Bilans cieplny kondensacyjnego wymiennika ciepła przy zmianie strumienia objętości wody chłodzącej (wyjaśnienie przyjętych ozn. w tekście)

Wzrost strumienia objętości wody chłodzącej pociągał za sobą wyraźny wzrost ciepła przemiany, a tym samym całkowitego strumienia ciepła oddawanego przez spaliny. Główną przyczyną tego był bardziej intensywny proces wykraplania się kondensatu ze spalin. Zaobserwowano, co ważne, wzrost strumienia ciepła przenikającego do wody chłodzącej, a przez to większą ilość odzyskanego ciepła odpadowego. W tym przypadku straty ciepła utrzymywały się na stałym poziomie 25–30 kW, czyli 6–13% rzeczywistej mocy wymiennika ciepła.

3. Modelowanie statycznej niestabilności przepływu czynnika dwufazowego w kotle przepływowym

Problemy związane z pojawieniem się niestabilności przepływu są interesujące ze względów poznawczych i ważne z powodów aplikacyjnych, gdyż zwykle generują negatywne skutki. Z niestabilnością przepływu mamy do czynienia wówczas, gdy małe zmiany wielkości będącej przyczyną przepływu (np. spadek ciśnienia) powodują duże zmiany wielkości będących jej skutkiem (np. strumień masy).

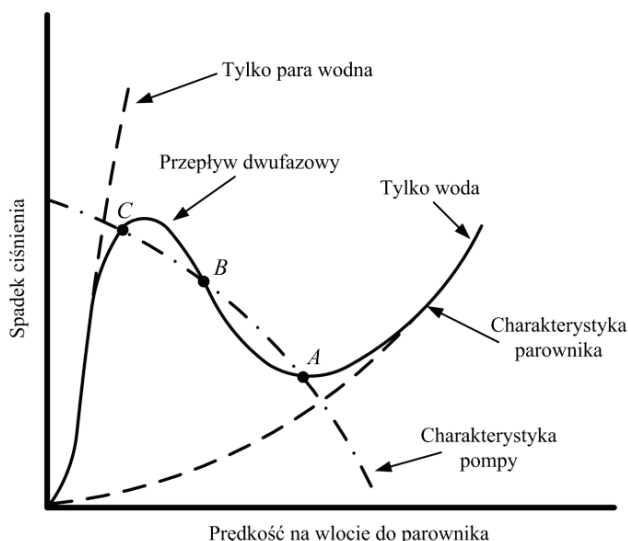
Do tej pory zidentyfikowano kilka rodzajów niestabilności przepływu – najszerzej omawiana jest niestabilność typu dynamicznego [2, 3, 5, 8, 12, 16, 17, 21]. Ten rodzaj niestabilności powoduje pulsacyjne zmiany strumienia masy oraz ciśnienia na rozpatrywanej długości, np. parownika. Powstające w tym czasie zaburzenia, m.in. w przypadku reaktorów jądrowych typu wrzącego, prowadzą do niekontrolowanej zmiany mocy reaktora w czasie jego wygaszania.

Niewiele natomiast jest pozycji w literaturze przedmiotu, w których porusza się problem statycznej niestabilności przepływu dotyczący przede wszystkim urządzeń przepływowych, jakimi są na przykład kotły parowe typu przepływowego pracujące na parametry podkrytyczne [31, 63, 65, 67, 73]. Tego typu niestabilność, zwana niestabilnością Ledinegga, prowadzi do zaburzenia chłodzenia rur parownika kotła, co w konsekwencji kończy się ich uszkodzeniem. W tym przypadku o stabilności pracy rury parownika świadczy kształt charakterystyki przepływu $\Delta p = f(q_m)$. W sytuacji prawidłowej pracy charakterystyki parownika i pompy przecinają się tylko i wyłącznie w jednym punkcie. Jeśli natomiast pojawi się przepływ niestabilny, na charakterystyce powstanie tzw. siodełko, co oznacza, że charakterystyki przeciąć się mogą w trzech różnych punktach i jednej wartości spadku ciśnienia odpowiedzą trzy różne strumienie masy czynnika. Taką charakterystykę określa się jako charakterystykę niestabilną. Jeżeli w rurze parownika strumień przepływu czynnika nagle się zmniejszy poniżej wartości zaprojektowanej, to na pewno wskutek nagłego wzrostu temperatury wywołanego niedostatecznym chłodzeniem pojawi się awaria rury parownika spowodowana przepaleniem się ścianki. Podobnie jest wówczas, gdy strumień masy przepływającej wody będzie zmieniał się nieznacznie w porównaniu z wartością zaprojektowaną, lecz

zmiana ta będzie występowała częściej. W tym przypadku zmiana strumienia masy doprowadzi do częstej zmiany temperatury ścianki rury, co spowoduje pojawianie się naprężeń cieplnych. Powstające naprężenia osłabiają materiał, a w konsekwencji dojdzie do przepalenia się parownika. Proces ten występuje tak długo, jak długo zmienia się strumień masy przepływającego czynnika. Utrzymujące się zmiany strumienia masy wody mogą być także powodem pojawiania się drgań elementów połączonych z parownikiem lub mogą stwarzać problemy związane z kontrolą całego systemu. W związku z tym, aby rura parownika pracowała stabilnie, mogą zostać zaakceptowane tylko te parametry pracy urządzenia, przy których zjawisko niestabilności przepływu się nie pojawi.

3.1. Matematyczny opis zjawiska niestabilności przepływu

Za jednego z pierwszych badaczy zjawiska statycznej niestabilności przepływu uważa się Ledinegga – jego badania opisano na przykładzie urządzeń przepływowych [5, 7, 19, 26]. Wnioski z przeprowadzonych badań Ledinegg przedstawił w postaci wykresu będącego charakterystyką przepływu układu złożonego z rury parownika i pompy (charakterystyki przedstawiono na rys. 3.1). Na podstawie analizy wykresu można wnioskować, że dla przepływu dwufazowego charakterystyka pompy może przecinać charakterystykę parownika w trzech różnych punktach. W tym przypadku niewielka zmiana



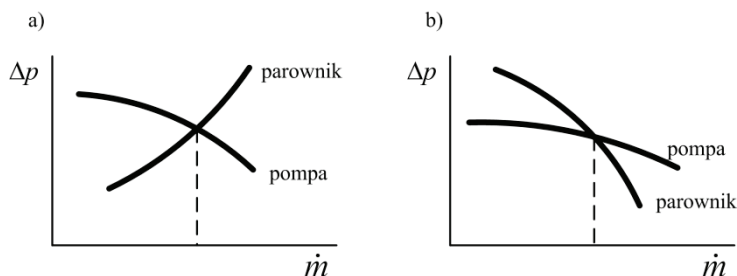
Rys. 3.1. Charakterystyki przepływu parownika i pompy dla przepływu dwufazowego; na podstawie [26]

różnicy ciśnień może prowadzić do dużej zmiany strumienia masy przepływającego czynnika. Taka charakterystyka określana jest jako charakterystyka niestabilna. W tej sytuacji nagła zmiana strumienia masy może doprowadzić do awarii urządzenia spowodowanego przepaleniem się rury lub nieutrzymywanie się oczekiwanych parametrów pracy może spowodować awarię urządzeń zainstalowanych za parownikiem.

Ledinegg zdefiniował zależność pozwalającą ocenić nachylenie charakterystyk względem siebie (rys. 3.2)

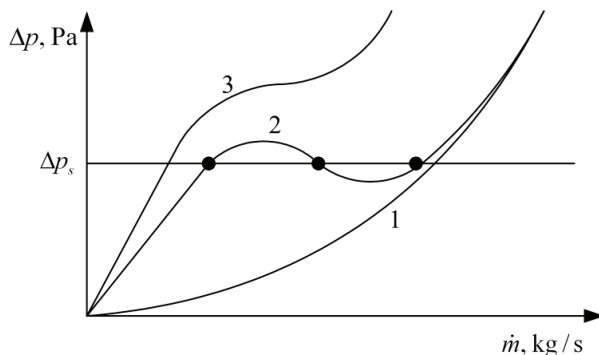
$$\frac{d\Delta p_{\text{pompa}}}{d\dot{v}} < \frac{d\Delta p_{\text{parownik}}}{d\dot{v}} \quad (3.1)$$

Na rysunku 3.2a nachylenie charakterystyk względem siebie jest korzystne, na rysunku 3.2b natomiast – niekorzystne.



Rys. 3.2. Nachylenie charakterystyk przepływu:
a) korzystne, b) niekorzystne; na podstawie [24]

Na rysunku 3.2a przedstawiono przypadek, w którym charakterystyka przepływu jest stabilna i spadek ciśnienia na długości parownika wzrasta, na rysunku 3.2b natomiast – malejącą różnicę ciśnienia dla przepływu mieszaniny dwufazowej.



Rys. 3.3. Charakterystyki przepływu parownika kotła przepływowego:
1, 3 – krzywe stabilne, 2 – krzywa niestabilna; na podstawie [73]

Fundamentalne pozycje w literaturze z dziedziny urządzeń kotłowych to prace [31, 73]. Dzięki nim wiadomo, że w urządzeniach kotłowych typu przepływowego zjawisko niestabilności może wystąpić, analizę tego zjawiska przeprowadzono jednak w sposób bardzo ogólny. Zamieszczono jedynie poglądowe przykłady charakterystyk przepływowych kotła pokazane na rys. 3.3. Z jego analizy wynika, że krzywe 1 i 3 obrazują przepływ stabilny, gdyż jednej wartości ciśnienia Δp odpowiada jedna wartość strumienia masy wody zasilającej. Krzywa 2 natomiast ma kształt siodłowy i jednej wartości spadku ciśnienia odpowiadają trzy różne wartości strumienia masy. Jest to właśnie przypadek przepływu niestabilnego.

W celu wyznaczenia charakterystyki przepływu proponowany jest model straty ciśnienia na długości rury parownika opisany funkcją trzeciego stopnia w postaci [31, 63, 73]

$$\Delta p_t = A \frac{q_m^3}{q_c} + B q_m^2 + C q_m q_c, \quad (3.2)$$

w którym współczynnik

$$A = \frac{\lambda \Delta i}{2F^2 d} \left(\frac{1}{\rho_w} - \frac{1}{\rho_{wn}} + \frac{\left(\frac{1}{\rho_{pn}} - \frac{1}{\rho_{wn}} \right) \Delta i}{2r} \right), \quad (3.3)$$

$$B = \frac{\lambda L}{2F^2 d} \left(\frac{1}{\rho_{wn}} - \frac{\Delta i}{r} \left(\frac{1}{\rho_{pn}} - \frac{1}{\rho_{wn}} \right) \right), \quad (3.4)$$

a

$$C = \frac{\lambda \left(\frac{1}{\rho_{pn}} - \frac{1}{\rho_{wn}} \right) L^2}{4F^2 dr}. \quad (3.5)$$

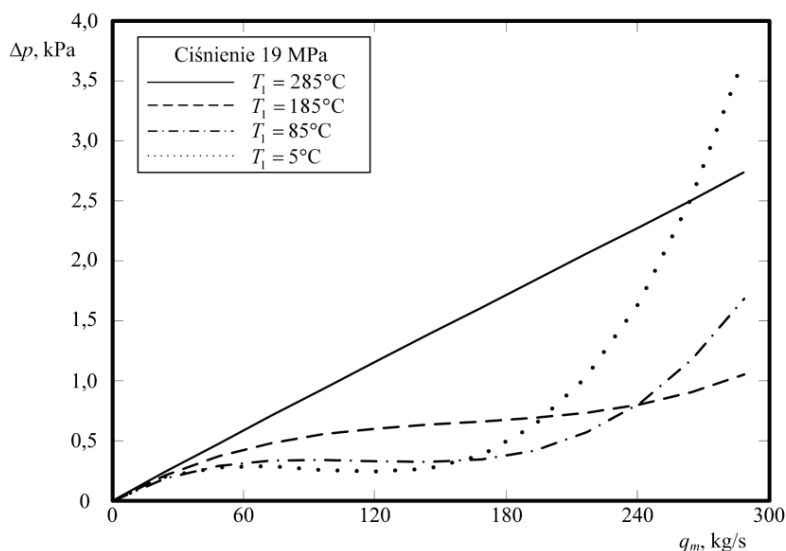
Opisane współczynniki otrzymano z uwzględnieniem jedynie straty ciśnienia spowodowanej tarciami. Wtedy, kiedy oprócz tarcia zostanie uwzględniona zmiana prędkości czynnika na długości parownika na skutek zmiany jego temperatury, współczynniki A , B , C przyjmują następującą postać [31, 63, 67]:

$$A = \frac{\lambda \Delta i}{2F^2 d} \left(\frac{1}{\rho_w} - \frac{1}{\rho_{wn}} + \frac{\left(\frac{1}{\rho_{pn}} - \frac{1}{\rho_{wn}} \right) \Delta i}{2r} \right), \quad (3.6)$$

$$B = \frac{1}{F^2} \left(\frac{\lambda L}{2d} \left(\frac{1}{\rho_{wn}} - \frac{\Delta i}{r} \left(\frac{1}{\rho_{pn}} - \frac{1}{\rho_{wn}} \right) \right) + \left(\frac{1}{\rho_{wn}} - \frac{1}{\rho_w} - \frac{\Delta i}{2r} \left(\frac{1}{\rho_{pn}} - \frac{1}{\rho_{wn}} \right) \right) \right), \quad (3.7)$$

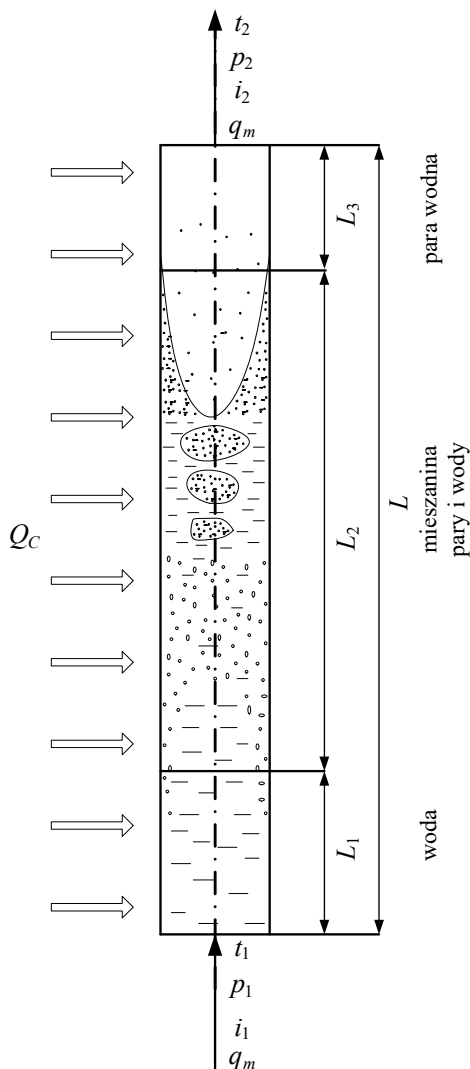
$$C = \frac{\left(\frac{1}{\rho_{pn}} - \frac{1}{\rho_{wn}} \right) L}{2F^2 r} \left(\frac{\lambda L}{2d} + 1 \right). \quad (3.8)$$

Przedstawiony model jest jednak bardzo ogólnym opisem zjawiska niestabilności. Przykładową charakterystykę przepływu otrzymaną na podstawie równania (3.2) z uwzględnieniem współczynników (3.6–3.8) przedstawiono na rys. 3.4. Z jego analizy można wnioskować, że im niższa temperatura wody zasilającej parownik, tym na charakterystyce pojawia się coraz wyraźniejsze tzw. siodełko. Charakterystyka temperatury wody zasilającej mniejszej od 100°C staje się niestabilna. To zagadnienie poruszono również w pracach [24, 25, 28, 51, 52, 63, 65, 67].



Rys. 3.4. Charakterystyka przepływu dla zmiennej wartości temperatury wody na wlocie do parownika i ciśnienia 19 MPa [67]

Całkowity spadek ciśnienia Δp_C w pionowej rurze parownika o długości L , do której dopływa woda o zadanej temperaturze i ciśnieniu (rys. 3.5), rozpatrywano natomiast w pracach [60, 61, 62, 66]. Rura, stanowiąca przedmiot badań, na całej długości była ogrzewana jednolitym strumieniem ciepła, a pompa wymuszała przepływ czynnika w układzie.



Rys. 3.5. Schemat przepływu w parowniku

Wskutek przejmowania ciepła od ścianki następują zmiany własności fizycznych w przepływającej wodzie. Na odcinku L_1 rośnie jej temperatura aż do osiągnięcia temperatury nasycenia. W momencie, kiedy woda osiągnie temperaturę nasycenia, zaczynają pojawiać się pęcherzyki pary i rozpoczyna się proces przepływu dwufazowego mieszaniny wodno-parowej. Proces ten trwa do czasu, gdy cała woda zamieni się w parę. Po osiągnięciu przez parę temperatury nasycenia występuje przepływ jednofazowy, w którym para wodna ulega już tylko przegrzaniu.

W celu wyznaczenia straty ciśnienia na długości parownika założono, że przepływ jest stacjonarny i odbywa się tylko w kierunku pionowym (wzdłuż osi z) oraz ciecz jest nieściśliwa.

Całkowity spadek ciśnienia Δp_C w parowniku o długości L , do której doprowadzany jest strumień ciepła z otoczenia, określono w postaci

$$\Delta p_C = \Delta p_w + \Delta p_m + \Delta p_p, \quad (3.9)$$

Δp_w – spadek ciśnienia na odcinku L_1 , wzdłuż niego woda podgrzewa się do temperatury nasycenia,

Δp_m – spadek ciśnienia na odcinku L_2 , na którym przepływająca woda wrze,

Δp_p – spadek ciśnienia na odcinku L_3 , na którego długości przepływa tylko para wodna ulegająca przegrzaniu.

Ze względu na zmiany własności fizycznych przepływającego czynnika, spowodowane odbiorem ciepła od ścianki węzownicy, strata ciśnienia na długości każdego z opisanych odcinków jest sumą strat związanych z występowaniem tarcia Δp_t , różnicą wysokości rozpatrywanych przekrojów Δp_h oraz zmianą ciśnienia wskutek przyspieszania czynnika Δp_a . W związku z tym różnicę ciśnień na odcinku L_1 , L_2 i L_3 opisują równania:

$$\Delta p_w = \Delta p_{tw} + \Delta p_{hw} + \Delta p_{aw}, \quad (3.10)$$

$$\Delta p_m = \Delta p_{tm} + \Delta p_{hm} + \Delta p_{am}, \quad (3.11)$$

$$\Delta p_p = \Delta p_{tp} + \Delta p_{hp} + \Delta p_{ap} \quad (3.12)$$

lub w sposób uproszczony:

$$\Delta p_X = \Delta p_{tX} + \Delta p_{hX} + \Delta p_{aX}. \quad (3.13)$$

Zamiast wzoru (3.13) do opisu straty ciśnienia na poszczególnych odcinkach rury przyjęto równanie w postaci różniczkowej

$$\frac{dp_X}{dz} = -\frac{dp_{tX}}{dz} - \frac{dp_{hX}}{dz} - \frac{dp_{aX}}{dz}, \quad (3.14)$$

$\frac{dp_{tX}}{dz}$ – zmiana ciśnienia wskutek tarcia,

$\frac{dp_{hX}}{dz}$ – zmiana ciśnienia wskutek powstawania siły wyporu,

$\frac{dp_{aX}}{dz}$ – zmiana ciśnienia wskutek przyspieszania czynnika.

Ponieważ przepływająca woda w parowniku ulega przemianom fazowym, obliczenie całkowitego spadku ciśnienia podzielono na trzy etapy. W każdym z nich obliczono zmianę podstawowych parametrów termodynamicznych, tj. ciśnienia i temperatury przepływającego medium. Obliczone parametry termodynamiczne umożliwiły wyznaczenie dodatkowych wielkości, takich jak: entalpia, gęstość i lepkość wody oraz pary. Dodatkowo na długości odcinka L_2 występuje przepływ czynnika dwufazowego, w związku z tym uwzględniono zmieniającą się w sposób ciągły masową zawartość pary w mieszaninie α .

3.1.1. Przepływ fazy ciekłej w rurze parownika

Zmianę ciśnienia na długości odcinka L_1 od wlotu do parownika do punktu, w którym woda osiąga temperaturę nasycenia można opisać równaniem

$$\rho_w \left(\frac{\partial v_w}{\partial \tau} + v_w \frac{\partial v_w}{\partial z} \right) + \rho_w g + \frac{dp_w}{dz} + \frac{dp_{fw}}{dz} = 0, \quad (3.15)$$

w którym $\frac{dp_{fw}}{dz}$ określono na podstawie wzoru Darcy'ego–Weisbacha w postaci

$$\frac{dp_{fw}}{dz} = \lambda \frac{\rho_w}{d} \frac{v_w^2}{2}. \quad (3.16)$$

Współczynnik λ w turbulentnych przepływach izotermicznych jednofazowych, na przykład w strefie przejściowej, jest funkcją liczby Reynoldsa i chropowatości ścian przewodu [22, 23, 32]. W przypadku przepływów dwufazowych stwierdzono, że współczynnik λ jest funkcją nie tylko liczby Reynoldsa i chropowatości powierzchni, lecz także strumienia ciepła Q_C [25, 32]. Zmiana ciśnienia na skutek tarcia spowodowana jest tu obecnością pęcherzy na ścianie, co zwiększa porowatość powierzchni, oraz – wzrostem pędu wskutek wrzenia w pobliżu ścianki, co zwiększa naprężenia styczne. Zagadnienie jest złożone i zależy od tego, gdzie para zaczyna się generować: czy jako pęcherze przy ścianie, czy w całym przekroju.

Określeniu zależności współczynnika λ od strumienia ciepła doprowadzanego do rury poświęcono między innymi prace [14, 24, 43]. Zdecydowana większość z nich dotyczy przepływu gazów. Na przykład w pozycji [14] oszacowano, że współczynnik λ dla przepływu adiabatycznego może różnić się nawet o 28% od współczynnika strat liniowych z wymianą ciepła. W przypadku przepływu wody natomiast wykorzystuje się współczynniki poprawkowe wiążące zmianę ciśnienia podczas przepływu dwufazowego ze zmianą ciśnienia podczas przepływu wody o takim samym strumieniu masy q_m . Współczynniki te wyznaczono doświadczalnie dla określonych ciśnień oraz stopnia suchości pary x w przepływającej mieszaninie [32]. Ich wartości wykorzysty-

wane są w modelach, w których nie uwzględnia się zmian temperatury oraz ciśnienia na długości parownika. Jednak ten sposób (z wykorzystaniem współczynników poprawkowych) komplikuje obliczenia numeryczne, w związku z tym współczynnik straty liniowej zakłada się na różne sposoby. Jednym ze sposobów jest przyjęcie stałej wartości $\lambda = 0,02$. Dotyczy to szczególnie struktury dyspersyjno-pięścieniowej, podczas której pęcherzyki pary płyną w rdzeniu przewodu, a błona cieczy na ścianie jest stosunkowo gruba [32]. Inny sposób polega na przyjmowaniu wartości współczynnika λ jak dla równoważnego przepływu jednofazowego, przy czym za płyn jednofazowy należy przyjmować płyn stanowiący fazę ciągłą [32, 50]. Dlatego dla przepływu mieszaniny woda–para o stężeniu masowym pary mniejszym od 50% należy przyjmować współczynnik λ jak dla przepływu wody, a dla tej samej mieszaniny o stężeniu masowym większym od 50% – jak dla przepływu czystej pary wodnej. Kolejny sposób polega natomiast na obliczeniu współczynnika λ jak dla przepływu w przewodzie gładkim [9, 32, 35, 43]. Odmienność postępowania w stosunku do przepływu jednofazowego polega również na tym, że do obliczeń wchodzi rzeczywista średnia prędkość mieszaniny, a nie średnia prędkość płynu jednofazowego. W takim przypadku wartość współczynnika λ można wyznaczyć za pomocą formuły Altšula – z uwzględnieniem jednak zmiany lepkości i gęstości mieszaniny

$$\lambda = 0,11 \left(\frac{k}{d} + \frac{68\mu_w}{dv_w \rho_w} \right)^{0,25} \quad (3.17)$$

Jeśli wziąć pod uwagę, że przepływ jest ustalony w czasie, równanie (3.15) przyjmie zatem postać

$$\frac{dp_w}{dz} = -0,11 \left(\frac{k}{d} + \frac{68\mu_w}{dv_w \rho_w} \right)^{0,25} \frac{\rho_w v_w^2}{d} - \rho_w g - \rho_w v_w \frac{dv_w}{dz} \quad (3.18)$$

Na całej długości odcinka L_1 rośnie temperatura wody na skutek zmiany energii pod wpływem przejmowanego ciepła od ścianki parownika. W związku z tym do wyznaczenia entalpii wody na odcinku L_1 można stosować równanie energii w postaci

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\rho_w i_w) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_w i_w v_w) = q_c, \quad (3.19)$$

a po uwzględnieniu, że przepływ jest ustalony równanie (3.19) przyjmuje postać

$$\frac{d}{dz} (\rho_w i_w v_w) = q_c \quad (3.20)$$

W równaniach (3.18) i (3.20) występuje średnia prędkość wody, która zmienia się na długości parownika – zmiana ta wywołana jest przede wszystkim zmianą gęstości wody. Średnia prędkość wody z równania ciągłości

$$v_w = \frac{4q_m}{\rho_w \pi d^2}. \quad (3.21)$$

Po podstawieniu równania (3.21) do równania (3.20) otrzymuje się ostateczną zależność na zmianę entalpii w postaci

$$\frac{di_w}{dz} = \frac{q_c \pi d^2}{4q_m}. \quad (3.22)$$

Rozwiązanie równania (3.22) określa entalpię w kolejnych przekrojach rury wzdłuż długości odcinka L_1 . Na podstawie znanej wartości entalpii oraz ciepła właściwego można z niego obliczyć temperaturę, a z równania (3.18) ciśnienie wody. W chwili, gdy woda osiąga temperaturę nasycenia, dalsze obliczenia mogą być wykonane według procedury opisanej w punkcie następnym ze względu na pojawienie się przepływających jednocześnie dwóch faz wody i pary. W przypadku jednak, gdy doprowadzane do rury ciepło było niewystarczające do podgrzania wody do temperatury nasycenia, różnica początkowej i końcowej wartości ciśnienia jest szukaną wielkością Δp_C .

3.1.2. Przepływ mieszaniny parowo-wodnej w rurze parownika

Spadek ciśnienia na długości odcinka L_2 , na którym odbywa się proces wrzenia wody, jest przypadkiem bardziej skomplikowanym od opisanego w p. 3.1.1. Zmiana ciśnienia wody na tym odcinku zależy już nie tylko od temperatury i ciśnienia, lecz także od dodatkowej wielkości, jaką jest masowa zawartość pary wodnej w mieszaninie α . W związku z tym, aby określić zmianę ciśnienia, należy obliczyć zmianę współczynnika α na długości odcinka L_2 .

Do opisu przepływu mieszaniny wody i pary można wykorzystać równania – masy (3.23), energii (3.24) oraz pędu (3.25) dla mieszaniny parowo-wodnej [21, 61]:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial \tau} + v_m \frac{\partial \rho_m}{\partial z} + \rho_m \frac{\partial v_m}{\partial z} = 0, \quad (3.23)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\rho_{wn} i_{wn} + \alpha r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_{wn} i_{wn} + \alpha r) v_m = q_c, \quad (3.24)$$

$$\rho_m \left(\frac{\partial v_m}{\partial \tau} + v_m \frac{\partial v_m}{\partial z} \right) + \rho_m g + \frac{\partial p_m}{\partial z} + \frac{\partial p_{tm}}{\partial z} = 0, \quad (3.25)$$

wielkość $\frac{\partial p_{tm}}{\partial z}$ (w równaniu (3.25)) – zmiana ciśnienia wywołana tarciem mieszaniny parowo-wodnej opisana zależnością Darcy’ego–Weisbacha.

Ponieważ przepływ jest ustalony, równania masy, energii i pędu upraszczają się do postaci:

$$v_m \frac{d\rho_m}{dz} + \rho_m \frac{dv_m}{dz} = 0, \quad (3.26)$$

$$\frac{d}{dz}(\rho_{wn} i_{wn} + \alpha r) v_m = q_c, \quad (3.27)$$

$$\rho_m v_m \frac{dv_m}{dz} + \rho_m g \frac{dp_m}{dz} + \frac{dp_{tm}}{dz} = 0. \quad (3.28)$$

Dodatkowo przedstawiony układ równań należy uzupełnić o równania – zmiany gęstości mieszaniny (3.29), objętościowe ciepło parowania mieszaniny (3.30), stanu dla pary (3.31):

$$\rho_m = \rho_{pn} \alpha + \rho_{wn} (1 - \alpha), \quad (3.29)$$

$$r = \rho_{pn} i_{pn} - \rho_{wn} i_{wn}, \quad (3.30)$$

$$\rho_p = f(t, p). \quad (3.31)$$

Po podstawieniu równań (3.29)–(3.31) do równań (3.26)–(3.28) otrzymuje się:

$$v_m \frac{d(\rho_{pn} \alpha + \rho_{wn} (1 - \alpha))}{dz} + (\rho_{pn} \alpha + \rho_{wn} (1 - \alpha)) \frac{dv_m}{dz} = 0, \quad (3.32)$$

$$\frac{d}{dz}(\rho_{wn} i_{wn} + \alpha(\rho_{pn} i_{pn} - \rho_{wn} i_{wn})) v_m = q_c, \quad (3.33)$$

$$(\rho_{pn} \alpha + \rho_{wn} (1 - \alpha)) v_m \frac{dv_m}{dz} + \rho_m g \frac{dp_m}{dz} + \frac{dp_{tm}}{dz} = 0. \quad (3.34)$$

Wzory (3.32) i (3.33) przekształcono tak, aby otrzymać wyłącznie zależność od współczynnika α :

$$v_m \frac{d\alpha}{dz} = - \frac{(\rho_{pn} \alpha + \rho_{wn} (1 - \alpha))}{(\rho_{pn} - \rho_{wn})} \frac{dv_m}{dz}, \quad (3.35)$$

$$\frac{dv_m}{dz} = \frac{q_c}{(\rho_{wn} i_{wn} + \alpha r)} - \frac{r}{(\rho_{wn} i_{wn} + \alpha r)} v_m \frac{d\alpha}{dz}. \quad (3.36)$$

Po podstawieniu równania (3.36) do (3.35) otrzymano równanie różniczkowe zwyczajne opisujące zmianę współczynnika α wzdłuż długości odcinka rury, na którym następuje odparowanie wody

$$\frac{d\alpha}{dz} = - \frac{(\rho_{pn}\alpha + \rho_{wn}(1-\alpha))}{v_m} \frac{q_c}{(\rho_{wn}i_{wn} + \alpha r)(\rho_{pn} - \rho_{wn}) - (\rho_{pn}\alpha + \rho_{wn}(1-\alpha))r}. \quad (3.37)$$

Zmiana prędkości średniej mieszaniny

$$\frac{dv_m}{dz} = - \frac{(\rho_{pn} - \rho_{wn})q_c}{(\rho_{wn}i_{wn} + \alpha r)(\rho_{pn} - \rho_{wn}) - (\rho_{pn}\alpha + \rho_{wn}(1-\alpha))r}. \quad (3.38)$$

Zależność (37) oraz (38) można wykorzystać do wyznaczenia zmiany ciśnienia mieszaniny wodno-parowej w parowniku

$$\begin{aligned} \frac{dp_m}{dz} = & - \frac{(\rho_{pn}\alpha + \rho_{wn}(1-\alpha))v_m q_c}{(\rho_{wn}i_{wn} + \alpha r)(\rho_{pn} - \rho_{wn}) - (\rho_{pn}\alpha + \rho_{wn}(1-\alpha))r} - \\ & - \rho_m g - \frac{\lambda}{d} (\rho_{pn}\alpha + \rho_{wn}(1-\alpha)) \frac{v_m^2}{2}. \end{aligned} \quad (3.39)$$

Po obliczeniu ciśnienia można określić temperaturę nasycenia oraz takie wielkości, jak entalpia oraz gęstość wody i pary w stanie nasycenia.

Na końcu odcinka L_2 węzownicy parownika mogą wystąpić dwa przypadki:

1. Współczynnik $\alpha < 1$, co oznacza, że nie odparowała jeszcze cała ilość wody z mieszaniny. Różnica ciśnienia początkowego na wlocie do rury i końcowego na wylocie z odcinka L_2 jest szukanym całkowitym spadkiem ciśnienia Δp_C .

2. Współczynnik $\alpha = 1$, co oznacza, że cały przekrój rury zajmuje tylko para wodna o temperaturze nasycenia. Na dalszym odcinku L_3 odbywa się proces przegrzewania pary. W tym momencie kończą się obliczenia zgodne z opisaną procedurą – dalsze wykonywać trzeba według algorytmu opisanego w p. 3.1.3.

3.1.3. Przepływ pary wodnej w parowniku

W celu określenia ciśnienia końcowego na wylocie z węzownicy procedura postępowania jest podobna do opisanej w p. 3.3.1 dotyczącym przepływu wody w rurze parownika. Równanie różniczkowe pędu dla pary przyjmie postać

$$\rho_p \left(\frac{\partial v_p}{\partial \tau} + v_p \frac{\partial v_p}{\partial z} \right) + \rho_p g + \frac{\partial p_p}{\partial z} + \frac{\partial p_{tp}}{\partial z} = 0. \quad (3.40)$$

Po uwzględnieniu tego, że przepływ jest ustalony, równanie (3.40) przyjmuje postać

$$\rho_p v_p \frac{dv_p}{dz} + \rho_p g + \frac{dp_p}{dz} + \frac{dp_{tp}}{dz} = 0, \quad (3.41)$$

i ostatecznie

$$\frac{dp_p}{dz} = -0,11 \left(\frac{k}{d} + \frac{68\mu_p}{dv_p \rho_p} \right)^{0,25} \frac{\rho_p}{d} \frac{v_p^2}{2} - \rho_p g - \rho_p v_p \frac{dv_p}{dz}. \quad (3.42)$$

Prędkość przepływu pary zmienia się wzdłuż parownika wskutek zmiany gęstości pary wodnej. W związku z tym do określenia temperatury pary można wykorzystać równanie energii, na podstawie którego obliczono zmianę entalpii pary

$$\frac{d}{dz}(\rho_p i_p v_p) = q_c. \quad (3.43)$$

Ponieważ średnią prędkość przepływu pary można zapisać następująco

$$v_p = \frac{4q_m}{\rho_p \pi d^2}, \quad (3.44)$$

równanie (3.43) przyjmie postać

$$\frac{di_p}{dz} = \frac{q_c \pi d^2}{4q_m}. \quad (3.45)$$

Po rozwiązaniu równania (3.45) otrzymuje się wartość entalpii pary. W dalszej kolejności można wyznaczyć temperaturę czynnika, co umożliwi określenie gęstości oraz lepkości pary. Z równania (3.42) można natomiast obliczyć ciśnienie pary na wylocie z rury. Różnica ciśnienia na wlocie do rury i ciśnienia końcowego na odcinku L_3 jest szukaną różnicą ciśnienia Δp_C .

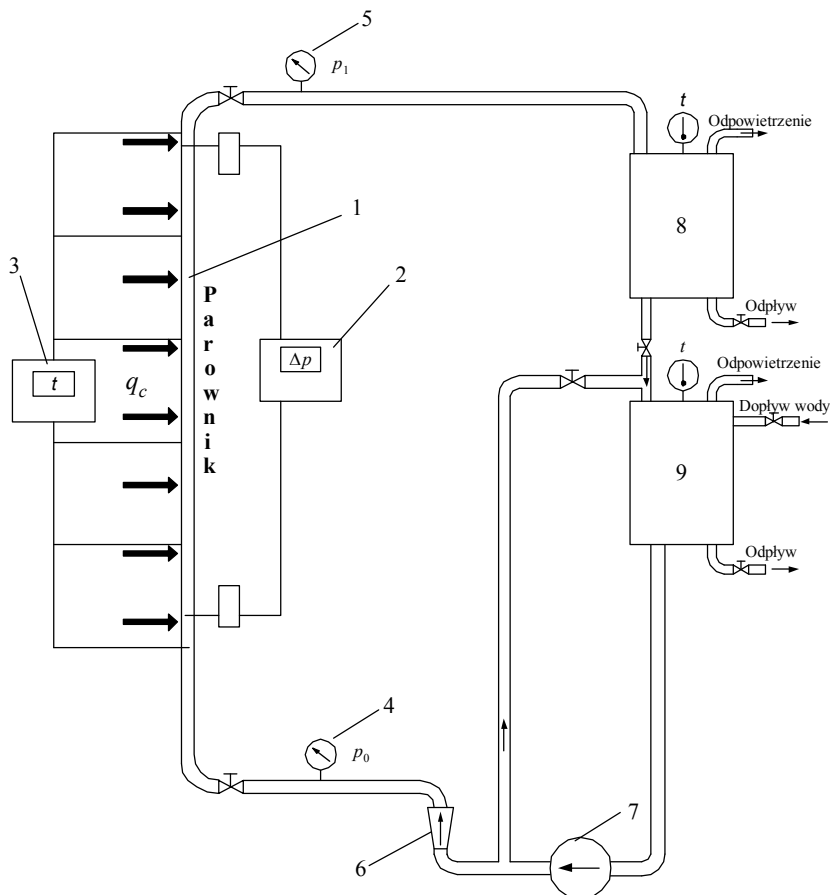
Opisany w tym rozdziale model jest jednowymiarowy i nie zależy od czasu, dlatego jego rozwiązanie nie jest skomplikowane; wykorzystano do tego program Mathcad. Na podstawie wykonanych obliczeń wyznaczono charakterystyki przepływu $\Delta p = f(q_m)$ opisujące zmianę różnicy ciśnień wzdłuż parownika w zależności od strumienia masy wody dopływającej do parownika.

3.2. Laboratoryjne badania niestabilności przepływu

Celem badań eksperymentalnych było wyznaczenie charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$. Zbadano wpływ temperatury wody zasilającej oraz strumienia ciepła doprowadzanego do parownika na kształt charakterystyk przepływu.

3.2.1. Stanowisko badawcze

Żeby wyznaczyć charakterystyki przepływu $\Delta p = f(q_m)$ w modelu parownika, zostało zbudowane stanowisko badawcze (jego schemat przedstawiono na rys. 3.6).



Rys. 3.6. Schemat stanowiska badawczego:

- 1 – odcinek pomiarowy, 2 – manometr różnicowy, 3 – termometry,
 4, 5 – manometry do pomiaru ciśnienia w układzie, 6 – rotametr, 7 – pompa,
 8 – zbiornik zbiorczy, 9 – zbiornik zasilający

Woda o temperaturze t_1 ze zbiornika dolnego – zasilającego (9) przepływa rurociągiem zasilającym do pionowej rury parownika o średnicy $d = 38$ mm, na której długości wyróżniono odcinek pomiarowy (1) o długości $L = 1,7$ m. Parownik ogrzewano za pomocą równomiernie nawiniętych na całej długości rury elektrycznych grzałek odizolowanych cieplnie od otoczenia. Na skutek odbierania ciepła od ścianki

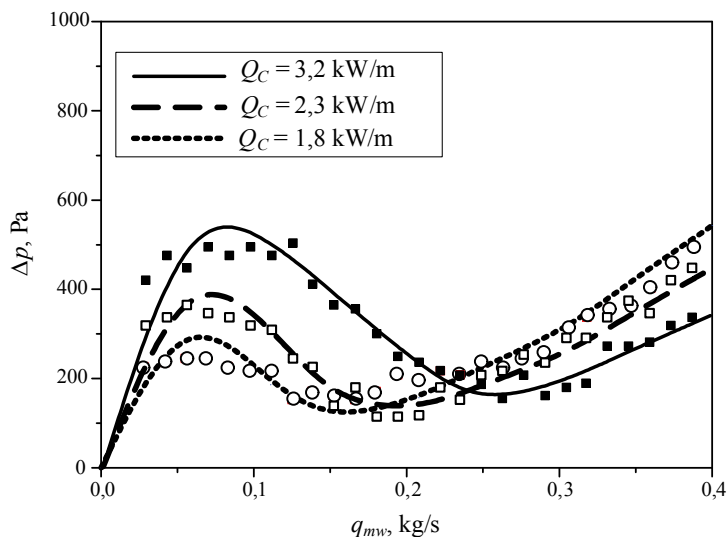
rury przepływającą wodę podgrzewano do temperatury nasycenia i po osiągnięciu temperatury nasycenia przepływ jednofazowy wody przechodził w przepływ dwufazowy mieszaniny wody i pary wodnej. Na długości parownika mierzono spadek ciśnienia mieszaniny manometrem różnicowym (2), a temperaturę czynnika termometrami (3) zainstalowanymi na całej długości odcinka pomiarowego. Po opuszczeniu parownika mieszanina (rurociągiem odprowadzającym) przepływała do zbiornika górnego (8), gdzie para powstająca w procesie wrzenia ulegała kondensacji. Następnie ze zbiornika górnego gorąca woda przepływała do zbiornika dolnego, w którym utrzymywano żądaną temperaturę wody zasilającej. Nadmiar wody krążącej w układzie odprowadzano przelewami na zewnątrz. Obieg tworzył układ zamknięty, a ruch czynnika w układzie wymuszała pompa (7). Strumień objętości wody zasilającej mierzono rotametrem (6); widok stanowiska przedstawiono na rys. 3.7.



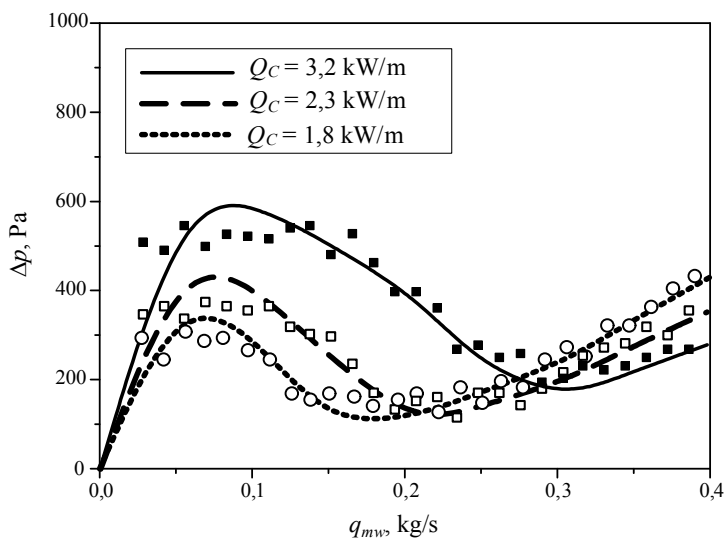
Rys. 3.7. Stanowisko badawcze

3.2.2. Wyniki badań eksperymentalnych i ich analiza

Na podstawie przeprowadzonych pomiarów oraz otrzymanych wyników z rozwiązania modelu matematycznego sporządzono charakterystyki przepływu $\Delta p = f(q_m)$, które przedstawiono na rys. 3.8–3.13. Charakterystyki te sporządzono dla wartości temperatury wody zasilającej $t_1 = 94\div 98^\circ\text{C}$ oraz różnego strumienia ciepła $Q_C = 1,8 \text{ kW/m}$; $2,3 \text{ kW/m}$; $3,2 \text{ kW/m}$ doprowadzanego do parownika. Na wykresach wyniki badań doświadczalnych stanowią punkty w kształcie kwadratów, wyniki z rozwiązania modelu matematycznego zaznaczono natomiast linią ciągłą.



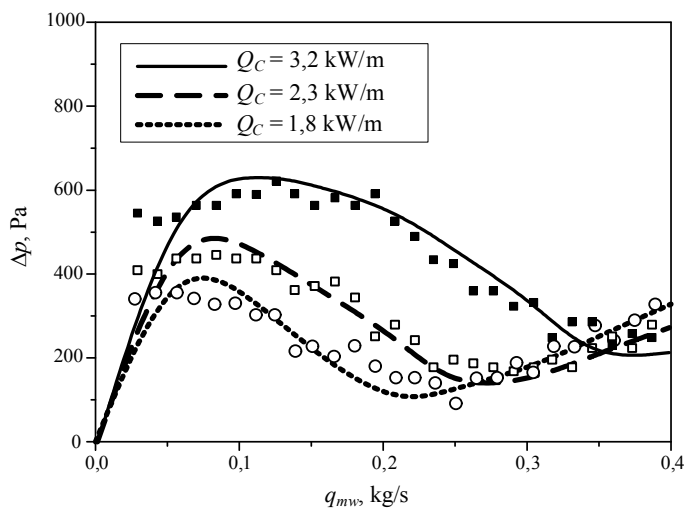
Rys. 3.8. Porównanie charakterystyk przepływu przy stałej temperaturze wody $t_1 = 94^\circ\text{C}$



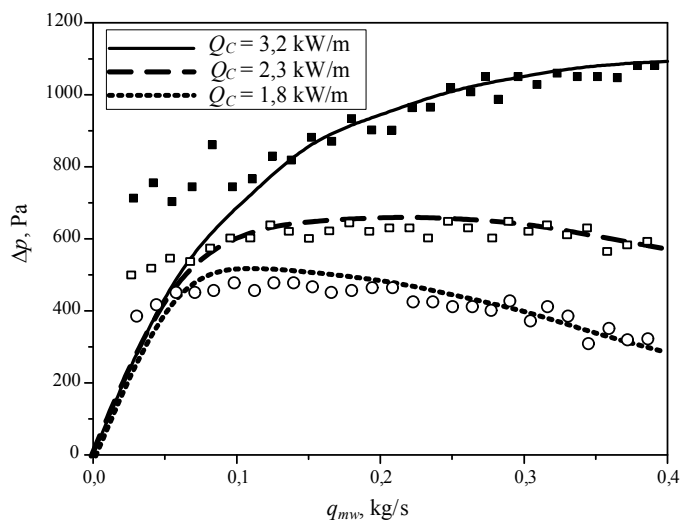
Rys. 3.9. Porównanie charakterystyk przepływu przy stałej temperaturze wody $t_1 = 95^\circ\text{C}$

Z analizy zamieszczonych charakterystyk wynika, że przebieg krzywych teoretycznych jest zgodny z wynikami pomiarów w zakresie $q_m = 0 \div 0,4$ kg/s zadawanego strumienia masy. Mniej dokładne dopasowanie występuje dla punktów z zakresu strumienia

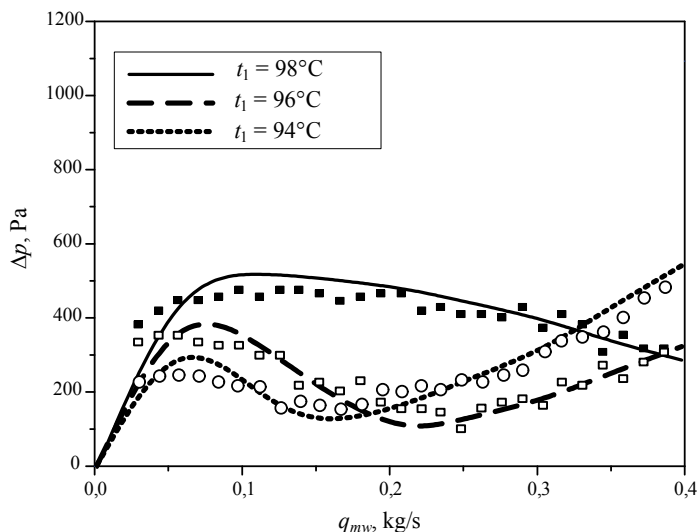
masy 0–0,1 kg/s – dobrze to widać na przykład na rys. 3.10, 3.11, 3.13 dla charakterystyk oznaczonych linią ciągłą. Rozbieżności między opracowanym modelem oraz wynikami badań w tym zakresie mogły wynikać z wpływu procesu wrzenia wody na możliwość pomiaru spadku ciśnienia. Duża intensywność wrzenia prowadzi do powstawania pęcherzyków pary, które wprowadzały nieciągłości w przepływie wody.



Rys. 3.10. Porównanie charakterystyk przepływu przy stałej temperaturze wody $t_1 = 96^\circ\text{C}$



Rys. 3.11. Porównanie charakterystyk przepływu przy stałej temperaturze wody $t_1 = 98^\circ\text{C}$

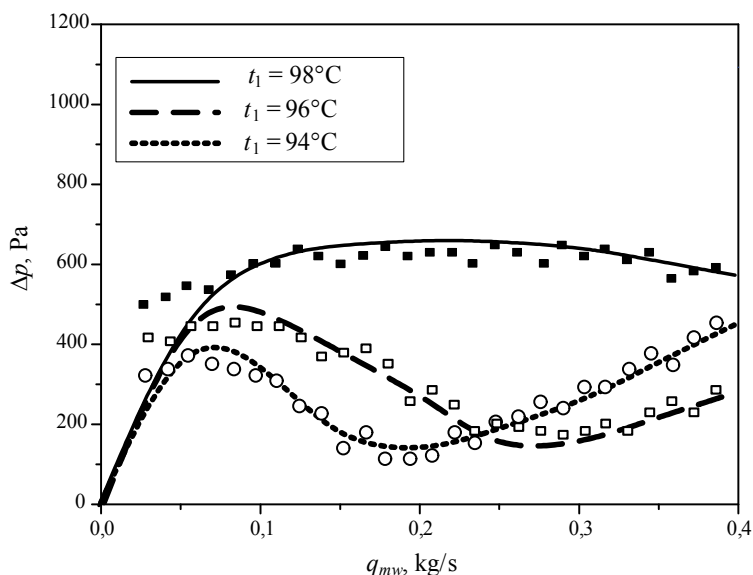


Rys. 3.12. Porównanie charakterystyk przepływu przy stałym strumieniu ciepła $Q_C = 1,8 \text{ kW/m}$

Na podstawie zamieszczonych wykresów należy przyjąć, że może wystąpić niestabilność przepływu mieszaniny pary i wody w modelu parownika. Świadczą o tym zakresy charakterystyk, na których występuje spadek różnicy ciśnień, a następnie jej wzrost. Zakresy takie, jakie znajdują się na rys. 3.8–3.13, dotyczą stanów przejścia przepływu wody w przepływ dwufazowy. Z analizy wykresów wynika również, że w czasie pomiarów występował przepływ wody lub mieszaniny pary i wody, w żadnym przypadku natomiast nie zaobserwowano przepływu pary wodnej.

Tendencje do zmniejszania się różnicy ciśnień w czasie przejścia przepływu wody w przepływ dwufazowy są tym wyraźniejsze, im mniejsza jest temperatura wody zasilającej oraz większy jest strumień ciepła doprowadzany do parownika. W tej samej temperaturze wody zasilającej, lecz zwiększającym się strumieniu ciepła można zauważyć, że kształt siodłowy charakterystyki jest wyraźniejszy. Świadczy o tym większy spadek ciśnienia na długości odcinka, na którym występuje przepływ dwufazowy mieszaniny pary i wody. Na przykład na podstawie rys. 3.8–3.10 można wnioskować, że w miarę wzrostu strumienia ciepła doprowadzanego do parownika obszar siodłowy rozszerza się. Na rysunku 3.8 obszar siodłowy charakterystyki $Q_C = 1,8 \text{ kW/m}$ mieści się $0,06 \div 0,15 \text{ kg/s}$ strumienia masy wody zasilającej, charakterystyki $Q_C = 3,2 \text{ kW/m}$ natomiast rozszerzył się $0,085 \div 0,25 \text{ kg/s}$. Świadczy to wyraźnie o rozszerzeniu zakresu występowania przepływu dwufazowego mieszaniny pary i wody. Taki obszar zauważyć można również na rys. 3.9–3.11. Z analizy wykresu na rys. 3.11 wynika, że dla charakterystyki $Q_C = 3,2 \text{ kW/m}$ w całym badanym obszarze strumienia masy wody występuje tylko i wyłącznie przepływ dwufazowy. A z pozostałych – że w temperatu-

rze wody zasilającej równej 98°C , czyli bliskiej temperaturze nasycenia, obszar przejściowy przepływu wody w przepływ dwufazowy, na którym maleje spadek ciśnienia, zaczyna być mniej widoczny (np. rys. 3.11). Poza tym – obszar siodłowy nie występuje w całym badanym zakresie przepływu mieszaniny charakterystyk oznaczonych linią ciągłą (rys. 3.11–3.13).



Rys. 3.13. Porównanie charakterystyk przepływu przy stałym strumieniu ciepła $Q_C = 2,3 \text{ kW/m}$

Analiza rys. 3.8–3.13 jest podstawą do potwierdzenia dobrej zgodności opracowanego modelu matematycznego z otrzymanymi wynikami badań na modelu parownika i to praktycznie w całym zakresie badanego strumienia masy.

W odniesieniu do badań przeprowadzonych przez innych autorów można stwierdzić, że kształt wyznaczonych charakterystyk jest taki, jak przedstawiono w pracach [5, 7, 8, 19, 26, 31, 63, 67, 73]. Można także zauważyć podobieństwo rozszerzania się zakresu siodłka na charakterystykach w miarę wzrostu zarówno strumienia ciepła doprowadzanego do parownika, jak i temperatury wody zasilającej parownik. W pracy [5] badano przepływ w rurze o średnicy 1 cm, w którym przepływała mieszanina wody i pary pod ciśnieniem 3,45 MPa. Doprowadzany strumień ciepła zmieniano w zakresie $60\div 250 \text{ W/cm}^2$. W miarę wzrostu strumienia ciepła doprowadzanego do parownika różnica ciśnień najpierw malała, a później rosła. Zwiększał się także zakres obszaru siodłowego wraz ze wzrostem strumienia doprowadzanego ciepła w zakresie $q_C = 63,1\text{--}246 \text{ W/cm}^2$. W pracy [8] przedstawiono charakterystyki przepływu dwufazowego czynnika chłodniczego. Charakterystyki otrzymano przy zmianie ciepła do-

prowadzanego do parownika $0,4 \div 1$ kW w stałej temperaturze czynnika na wlocie do parownika. Z analizy zamieszczonych w pracy [8] wykresów wynika, że wzrost strumienia ciepła jest powodem wzrostu zakresu siodłowego oraz zwiększenia nachylenia się charakterystyk. Podobnie jest w przypadku, gdy temperatura czynnika na wlocie do parownika jest dużo mniejsza od temperatury nasycenia. W miarę wzrostu różnicy temperatur zwiększa się zakres obszaru siodłowego i zmienia się nachylenie charakterystyk. Im temperatura niższa, tym nachylenie większe. Niestabilność przepływu pojawia się po przekroczeniu gęstości strumienia ciepła $q_c = 64$ W/cm². Rozbieżności kształtu charakterystyk wynikają nie tylko z różnych czynników przepływających przez parownik, lecz także z różnych parametrów pracy parownika (ciśnienie, temperatura).

3.3. Sprawdzenie opracowanego modelu na obiekcie rzeczywistym

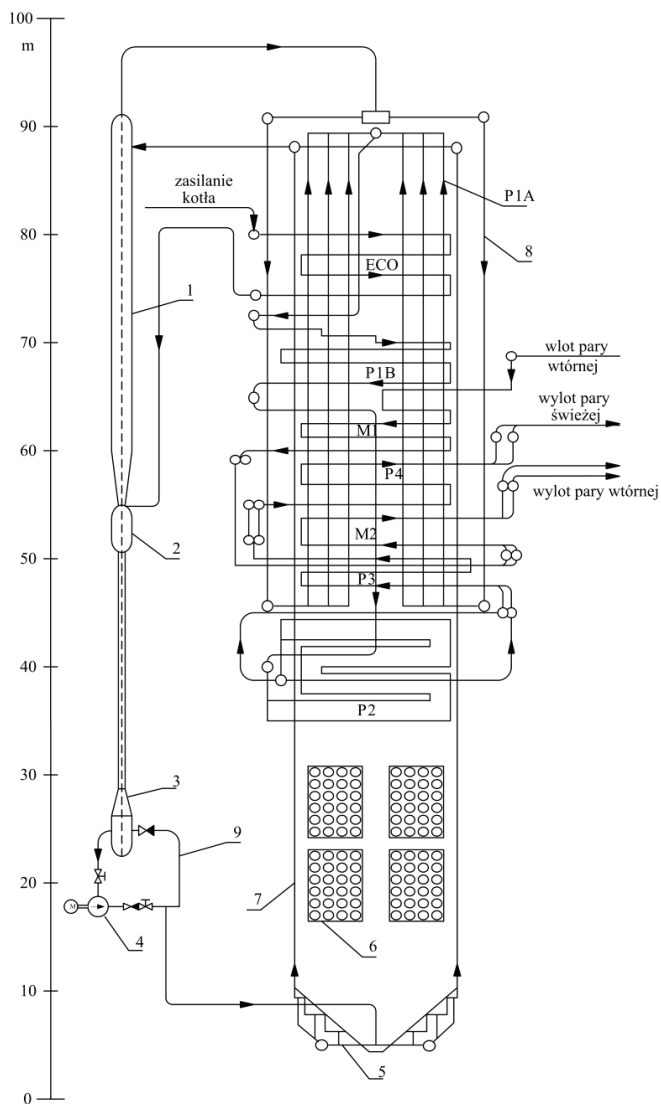
W tym rozdziale przedstawiono wyniki obliczeń numerycznych wykonanych na podstawie opracowanego modelu dla przepływu mieszaniny ciecz–para w parowniku kotła przepływowego BP-1150. Zbadano wpływ temperatury i ciśnienia wody zasilającej parownik kotła oraz wpływ strumienia ciepła doprowadzanego do rury parownika na kształt charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$.

3.3.1. Opis badanego obiektu

Kocioł BP-1150 jest kotłem przepływowym typu Sulzer, o stałym punkcie końcowym strefy parowania, ze wspomaganiem obiegu parownika pompą cyrkulacyjną pracującą w całym zakresie obciążenia kotła. Jest przystosowany do współpracy w układzie blokowym z turbiną o mocy znamionowej 360 MW. (Schemat rozmieszczenia podstawowych elementów kotła przedstawiono na rys. 3.14). BP-1150 jest kotłem jednociągowym o wysokości ok. 100 m, podwieszonym na ruszcie nośnym wspartym na ośmiu słupach będących jednocześnie trzonem konstrukcji nośnej kotłowni. Opala się go węglem kamiennym.

Do obliczeń przyjęto następujące dane:

- strumień masy wody zasilającej $q_m = 640$ kg/s,
- strumień ciepła doprowadzany do wężownicy parownika $Q_c = 14$ kW/m,
- temperatura wody zasilającej $t_1 = 270^\circ\text{C}$,
- ciśnienie wody zasilającej $p_1 = 19$ MPa,
- długość rury parownika $L = 100$ m,
- średnica rury parownika $d = 38$ mm.

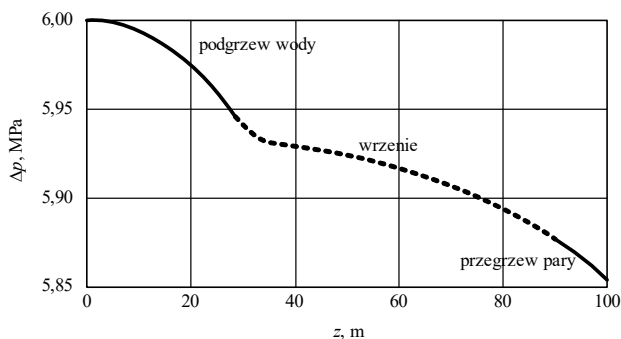


Rys. 3.14. Schemat kotła BP-1150:

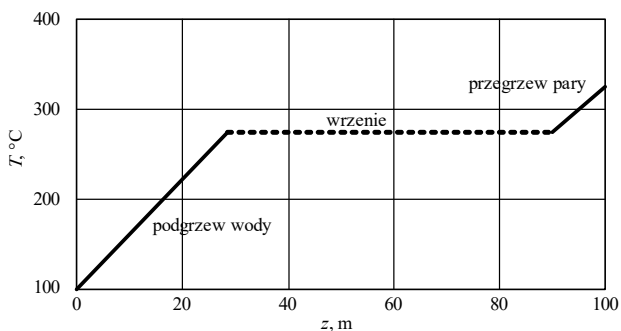
- 1 – wodooddzielacz, 2 – mieszalnik, 3 – filtr, 4 – pompa cyrkulacyjna,
 5 – kolektor pierścieniowy, 6 – palniki pyłowe, 7 – parownik,
 8 – zewnętrzne rury wieszakowe, 9 – rurociąg obejściowy

Dzięki algorytmowi obliczeniowemu można było kontrolować zmiany najważniejszych parametrów, takich jak ciśnienie i temperatura (rys. 3.15 i 3.16) na całej długości L parownika (linią kropkową oznaczono zmianę ciśnienia i temperatury na długości odcinka, na którym występuje proces wrzenia), a także udział powstającej pary

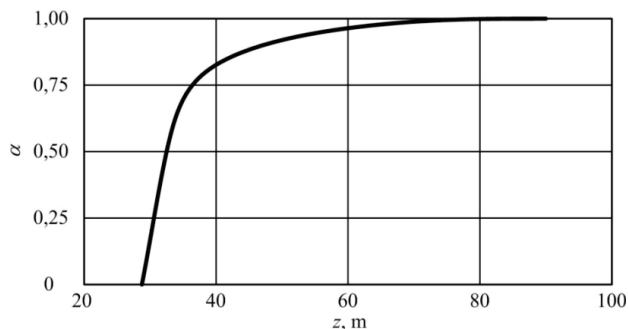
wodnej w mieszaninie α wzdłuż odcinka L_2 , na którym woda wrze (rys. 3.17). W celu otrzymania rodziny charakterystyk przepływu obliczenia wykonano w różnych temperaturach (rys. 3.18–3.20) i pod różnym ciśnieniu (rys. 3.21–3.23) wody zasilającej oraz strumienia ciepła doprowadzanego do rury parownika (rys. 3.24–3.26).



Rys. 3.15. Rozkład ciśnienia wody i pary wzdłuż rury parownika



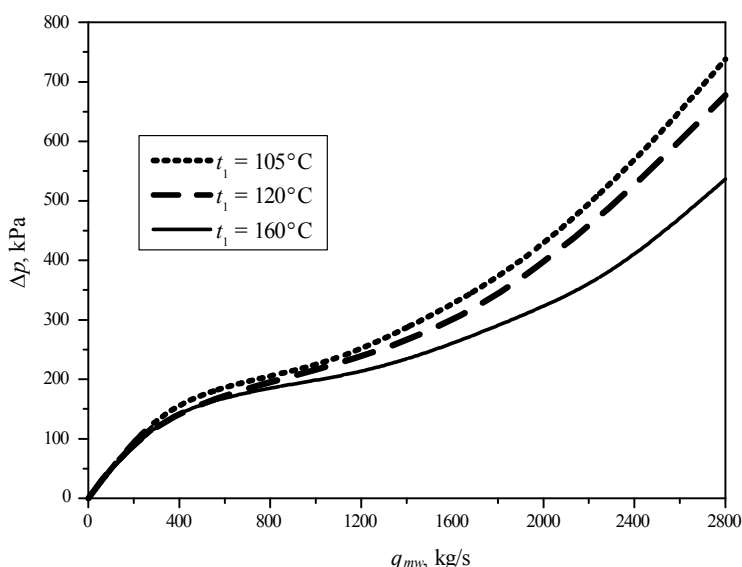
Rys. 3.16. Rozkład temperatury wody i pary wzdłuż rury parownika



Rys. 3.17. Rozkład współczynnika α na odcinku L_2 rury parownika

3.3.2. Wpływ temperatury wody zasilającej na kształt charakterystyk przepływu

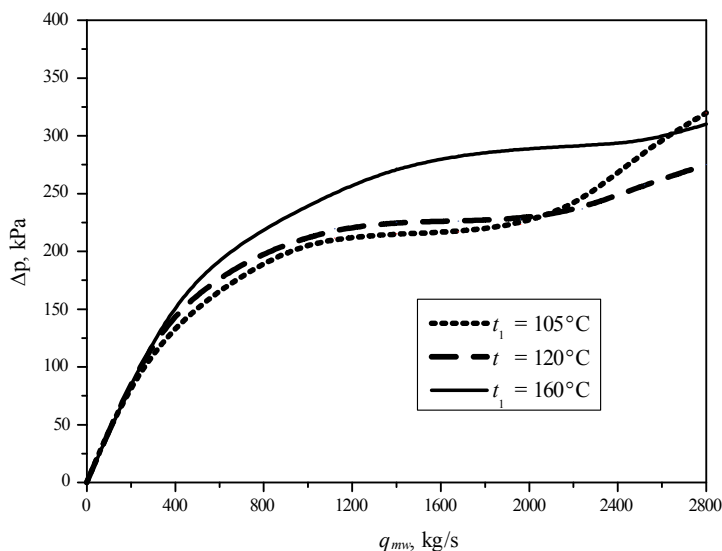
Na rysunkach 3.18–3.20 przedstawiono charakterystyki przepływu $\Delta p = f(q_m)$ dla rury parownika w zależności od zmiennej temperatury wody zasilającej. Z analizy zamieszczonych charakterystyk wynika, że dla niektórych wartości ciśnienia wody zasilającej oraz strumienia ciepła doprowadzanego do parownika można wyróżnić zakresy w kształcie siodła (różnica ciśnienia najpierw wzrasta, a następnie maleje). W przypadku stabilnego przepływu na charakterystyce dla jednej wartości ciśnienia możemy odczytać nie więcej niż jedną wartość strumienia masy wody. W innym – charakterystyka jest niestabilna. Najlepiej jest to widoczne na krzywych odpowiadających temperaturze wody zasilającej 105°C i ciśnieniu mniejszemu od 4 MPa.



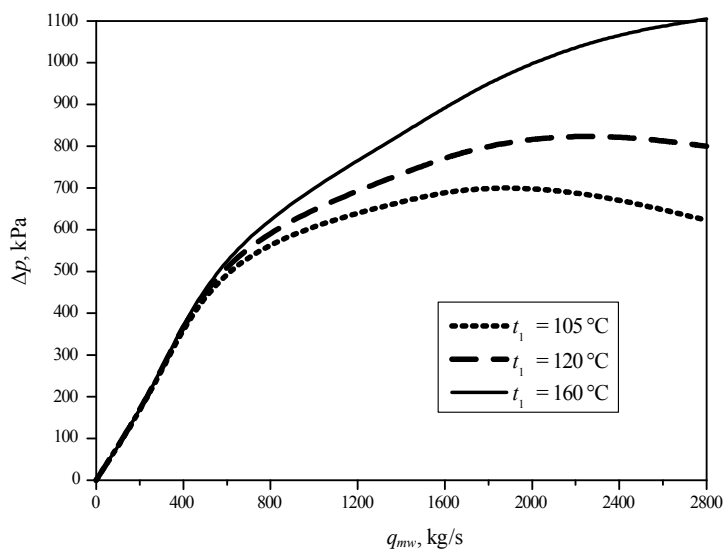
Rys. 3.18. Charakterystyki przepływu pod stałym ciśnieniem $p_1 = 19$ MPa, i pod stałym strumieniem ciepła $Q_c = 14$ kW/m

Na podstawie wykresów wnioskować można również, że w miarę wzrostu temperatury wody zasilającej kształt charakterystyki się zmienia. Obszar siodłowy odpowiadający odcinkowi L_2 rury parownika zanika i po przekroczeniu temperatury 120°C niestabilność charakterystyk nie występuje. Świadczy to o tym, że im temperatura wody zasilającej bliższa jest temperaturze nasycenia, tym charakterystyka jest bardziej stabilna. Ciekawe jest również to, że pod ciśnieniem wody zasilającej 19 MPa im niższa jest temperatura wody zasilającej, tym większy spadek ciśnienia na długości parownika. Ta sytuacja zmienia się, jeśli ciśnienie wody zasilającej jest

mniejsze od 4 MPa. W tych przypadkach spadek ciśnienia jest tym większy, im wyższa jest temperatura wody zasilającej – stąd wniosek, że to pojawiająca się niestabilność przepływu jest powodem takiej różnicy w zachowaniu się czynnika.



Rys. 3.19. Charakterystyki przepływu pod stałym ciśnieniem $p_1 = 4$ MPa i pod stałym strumieniem ciepła $Q_c = 10$ kW/m

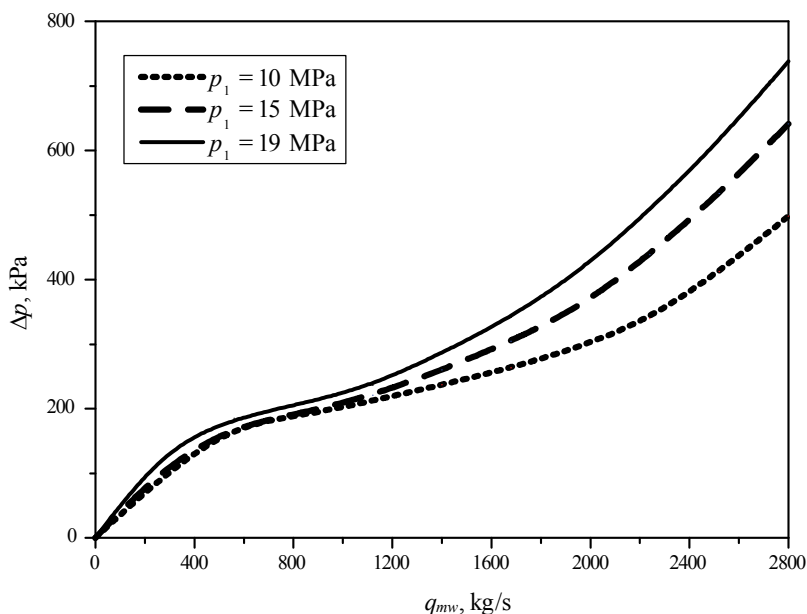


Rys. 3.20. Charakterystyki przepływu pod stałym ciśnieniem $p_1 = 2$ MPa i pod stałym strumieniem ciepła $Q_c = 14$ kW/m

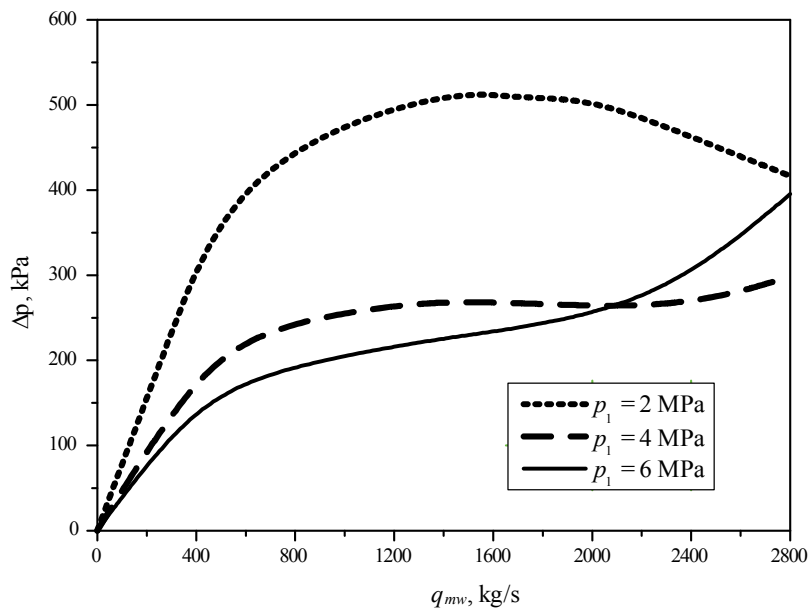
Analiza rysunków 3.19 i 3.20 prowadzi do konkluzji, że im większy jest strumień ciepła doprowadzany do parownika, tym pojawia się większy obszar występowania niestabilności przepływu (widać to wyraźnie na rys. 3.20 dla temperatury 105°C i 120°C).

3.3.3. Wpływ ciśnienia wody zasilającej na kształt charakterystyk przepływu

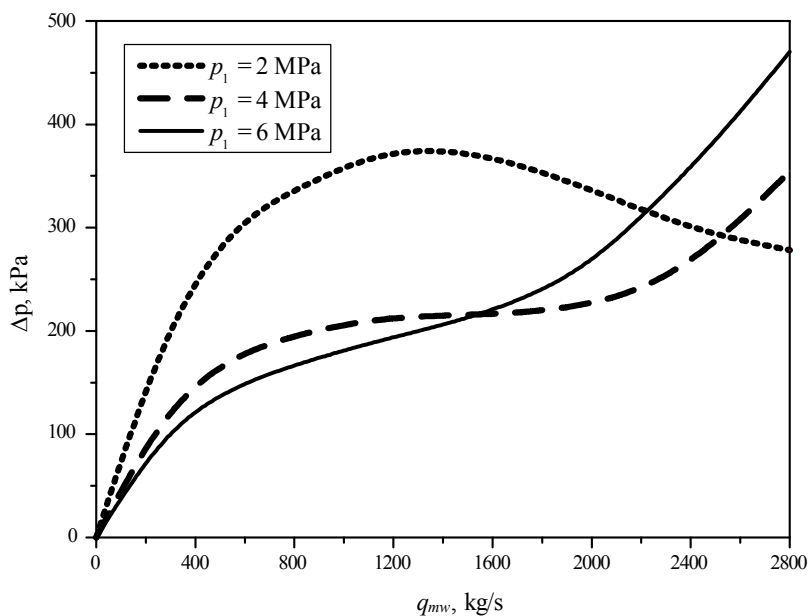
Na rysunkach 3.21–3.23 przedstawiono wpływ ciśnienia wody zasilającej na kształt charakterystyki przepływu rury parownika kotła przepływowego. Z analizy wykresu 3.21 wynika, że dla ciśnienia wody większego od 10 MPa nie pojawia się niestabilność przepływu w parowniku kotła. Na żadnej z charakterystyk nie zaobserwowano kształtu siodłowego. Można jedynie zauważyć, że w zakresie strumienia objętości wody 400–1200 kg/s charakterystyki stają się bardziej płaskie. Po przekroczeniu tego zakresu różnica ciśnienia zaczyna znowu szybko wzrastać. Podobnie jest także w przypadku charakterystyk z rys. 3.22 i 3.23 dla ciśnienia 6 MPa. Kształt siodłowy na charakterystykach pojawia się dopiero po przekroczeniu ciśnienia 4 MPa. Wynika z tego, że wzrost ciśnienia wpływa stabilizująco na charakterystykę przepływu $\Delta p = f(q_m)$.



Rys. 3.21. Charakterystyki przepływu w stałej temperaturze $t_1 = 105^\circ\text{C}$ i pod stałym strumieniem ciepła $Q_c = 14 \text{ kW/m}$



Rys. 3.22. Charakterystyki przepływu w stałej temperaturze $t_1 = 105^\circ\text{C}$ i pod stałym strumieniem ciepła $Q_c = 12$ kW/m

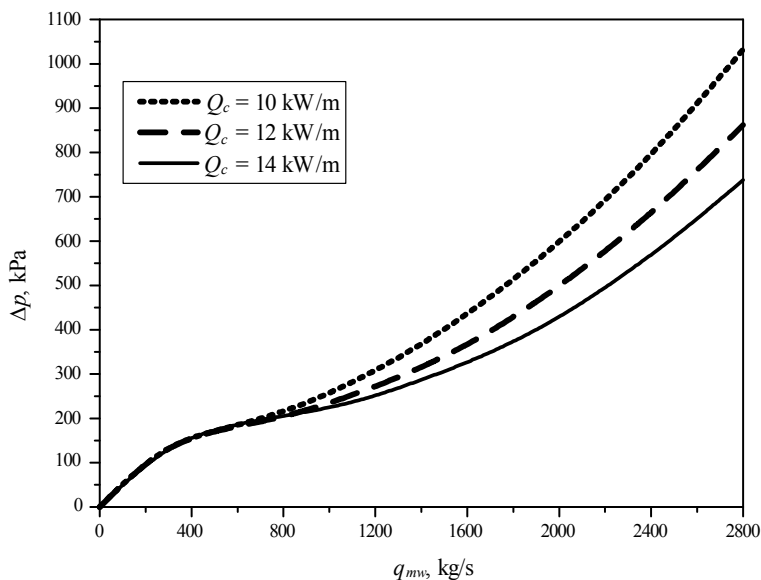


Rys. 3.23. Charakterystyki przepływu w stałej temperaturze $t_1 = 105^\circ\text{C}$ i pod stałym strumieniem ciepła $Q_c = 10$ kW/m

W badaniu ciśnienia wody zasilającej na kształt charakterystyk przepływu obserwuje się, że wzrost strumienia ciepła doprowadzanego do parownika rozszerza zakres występowania kształtu siodłowego charakterystyki przepływu. Na wykresach widać również, że dla obszaru niestabilnego występuje znacznie większy spadek ciśnienia w porównaniu ze spadkiem dla charakterystyki stabilnej.

3.3.4. Wpływ strumienia ciepła doprowadzanego do parownika na kształt charakterystyk przepływu

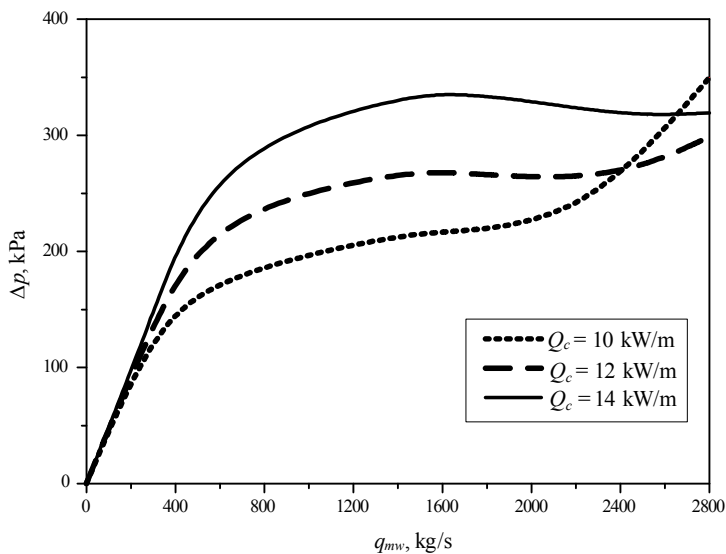
Na rysunkach 3.24–3.26 przedstawiono charakterystyki przepływu $\Delta p = f(q_m)$ w rurze parownika kotła w zależności od zmiennego ciepła doprowadzanego do tej rury. Temperatura wody zasilającej była równa 105°C, a ciśnienie – 19 MPa, 4 MPa i 2 MPa. W badaniu zmieniano strumień ciepła od 10–14 kW/m.



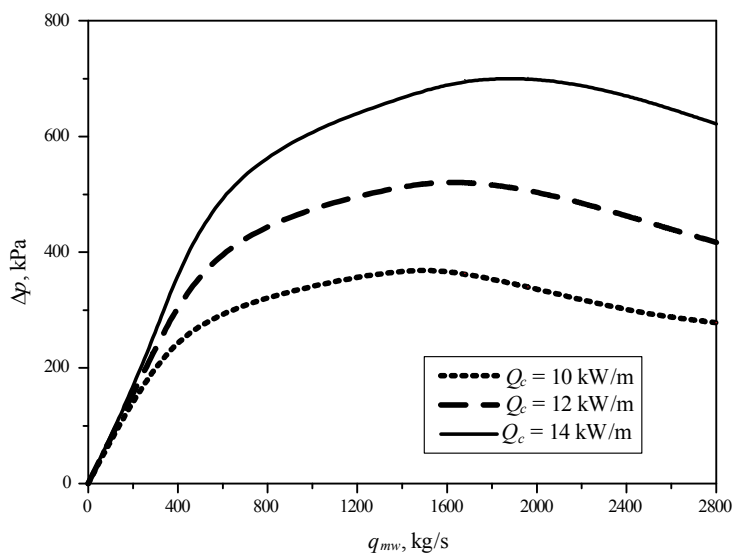
Rys. 3.24. Charakterystyki przepływu w stałej temperaturze $t_1 = 105^\circ\text{C}$ i pod stałym ciśnieniem $p_1 = 19$ MPa

Z analizy rys. 3.24 wynika, że pod ciśnieniem 19 MPa charakterystyki w całym swoim zakresie są stabilne i jedynie w zakresie strumienia masy wody 400–1200 kg/s stają się bardziej płaskie. Stąd nasuwa się wniosek, że wzrost ciśnienia wpływa stabilizująco na charakterystykę przepływu, co potwierdzono w badaniu opisanym w p. 3.3.3. Wpływ strumienia ciepła na kształt charakterystyki zaczyna być widoczny wówczas, gdy ciśnienie wody spadnie poniżej 4 MPa (rys. 3.25 i 3.26). Po przekro-

czeniu strumienia ciepła 12 kW/m dostarczanego do parownika charakterystyka staje się niestabilna (rys. 3.25). Kształt siodłowy pojawia się 1200–2400 kg/s strumienia



Rys. 3.25. Charakterystyki przepływu w stałej temperaturze $t_1 = 105^\circ\text{C}$ i pod stałym ciśnieniem $p_1 = 4$ MPa



Rys. 3.26. Charakterystyki przepływu w stałej temperaturze $t_1 = 105^\circ\text{C}$ i pod stałym ciśnieniem $p_1 = 2$ MPa

przepływu wody. Dalszy wzrost strumienia ciepła do 14 kW/m rozszerza obszar niestabilności jeszcze bardziej – co widać wyraźnie na rys. 3.26, na którym wszystkie charakterystyki przyjmują kształt siodłowy rozciągający się w całym badanym zakresie charakterystyk pod ciśnieniem 2 MPa.

Z analizy wykresów wynika, że niska temperatura i niskie ciśnienie wody oraz wzrost strumienia ciepła wpływają destabilizująco na charakterystykę. Jest to dobrze widoczne pod ciśnieniem 4 MPa i 2 MPa. Wzrost strumienia ciepła wydłuża zakres siodłowy i przesuwa ten obszar w kierunku większych strumieni masy wody zasilającej.

4. Modelowanie hydraulicznego odpopielania bloków energetycznych

Hydrauliczny transport materiałów jest procesem polegającym na transporcie materiału sypkiego przy wykorzystaniu cieczy (wody) jako czynnika nośnego. Najważniejszym problemem jest dobór parametrów przepływu, takich jak: prędkość przepływu, zagęszczenie mieszaniny, punkt pracy pompy. Niewłaściwie dobrane wpływają negatywnie na koszty transportu, cementację na powierzchni rur powodującą zmniejszanie średnicy rurociągu czy zbyt szybką sedymentację żużla i popiołu z mieszaniny uniemożliwiającą równomierny rozływ mieszaniny po składowisku [38, 64]. Z tego powodu składowisko zapełnia się w sposób nierównomierny i zwykle zostaje zamknięte jeszcze przed jego całkowitym wypełnieniem, a budowa nowego pociąga za sobą dodatkowe koszty, które muszą zostać poniesione przez elektrownię. Następny problem to tzw. pylenie składowiska, czyli unoszenie przez wiatr drobinek pyłu i żużla, co może być uciążliwe dla mieszkańców okolicznych terenów i w ogóle szkodliwe dla środowiska. Pylenie jest wynikiem niedostatecznej aglomeracji cząstek popiołu. Często próbuje się ograniczyć skutki pylenia przez sadzenie traw i krzewów na wałach składowiska – jest to jednak rozwiązanie niewystarczające, gdyż pył unoszony przez wiatr niszczy roślinność.

Z przedstawionych przykładów wynika, że optymalizacja transportu hydraulicznego popiołu i żużla oraz ulepszenie ich składowania jest aktualnym problemem naukowym i aplikacyjnym. W każdym przypadku warto starannie przeanalizować możliwość wykorzystania takich zjawisk, jak: zmniejszenie oporów przepływu, przyspieszenie bądź spowolnienie grawitacyjnej sedymentacji, modyfikacja własności reologicznych płynu czy składu granulometrycznego części stałych [38].

4.1. Matematyczny opis procesu hydraulicznego odpopielania

4.1.1. Przepływ wody

W celu zbadania przepływu wody w rurociągu wyznaczono charakterystykę rurociągu na podstawie równania określającego całkowity spadek ciśnienia Δp_c na jego

długości w postaci [22]:

$$\Delta p_c = \lambda_w \rho_w \frac{L}{D} \frac{v_w^2}{2} + \sum \zeta \rho_w \frac{v_w^2}{2} + \rho_w g \Delta H, \quad (4.1)$$

L – całkowita długość rurociągu,

D – średnica rurociągu,

ΔH – różnica wysokości między wlotem i wylotem z rurociągu,

v_w – prędkość wody,

ρ_w – gęstość wody,

ζ – współczynnik oporów miejscowych,

λ_w – współczynnik strat liniowych.

Po podstawieniu do równania (4.1) równania ciągłości

$$v_w = \frac{4q_{vw}}{\pi D^2} \quad (4.2)$$

otrzymano ostateczną zależność opisującą stratę ciśnienia na długości rurociągu

$$\Delta p_c = R^* q_{vw}^2 + \rho_w g \Delta H, \quad (4.3)$$

$$R^* = \left(\lambda_w \frac{L}{D} + \sum \zeta \right) \frac{8\rho_w}{\pi^2 d^4} - \text{oporność hydrauliczna rurociągu,}$$

q_{vw} – strumień objętości przepływającej wody.

Współczynnik strat liniowych λ_w można obliczyć na podstawie wzoru Colebrooka –White’a [22, 23, 32]:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_w}} = -2 \log \left[\frac{2,51}{\text{Re} \sqrt{\lambda_w}} + \frac{k}{3,71d} \right], \quad (4.4)$$

k – chropowatość przewodu.

Wzór (4.4) jest jednak niewygodny w użyciu ze względu na uwikłany charakter współczynnika strat liniowych, który zależy od liczby Reynoldsa i chropowatości rurociągu. Wygodniejsza w użyciu jest formuła Altšula [22]:

$$\lambda_w = 0,11 \left[\frac{k}{D} + \frac{68}{\text{Re}} \right]^{0,25}, \quad (4.5)$$

w której liczba Reynoldsa

$$\text{Re} = \frac{v_w D \rho_w}{\mu_w}. \quad (4.6)$$

Obliczenie liczby Re wymaga znajomości własności fizycznych wody, tj. lepkości i gęstości [44]:

$$\rho_w = \frac{1000}{4,074 \cdot 10^{-6} (t-4)^2 - \frac{0,0104}{\pi} \cos \frac{\pi(t-4)}{104} + 1,0033}, \quad (4.7)$$

$$\mu_w = 1,791 \cdot 10^{-3} \exp \left[\frac{479}{t+118,6} + 2,6 \cdot 10^{-t} t \sin \frac{\pi t}{100} - 4,0388 \right]. \quad (4.8)$$

4.1.2. Przepływ mieszaniny ciecz–cząstki stałe

Modelowanie przepływu wody nie stanowi większego problemu ze względu na nieskomplikowany charakter równań ruchu. Inaczej jest z problemem modelowania przepływu mieszaniny wody z popiołem i żużłem wymagającymi przeprowadzenia dogłębnej analizy ze względu na występowanie oddziaływania cieczy z cząstkami stałymi. Jak się okazuje, do dziś nie ustalono uniwersalnej teorii (modelu) opisującej przepływ mieszaniny ciecz–cząstki stałe w rurociągu.

W matematycznym opisie przepływu mieszaniny bardzo istotnym parametrem jest prędkość opadania cząstki stałej znajdującej się w strumieniu mieszaniny, która decyduje o jej sposobie przemieszczania się w rurociągu. Ogólne równanie na prędkość opadania pojedynczej cząstki w cieczy otrzymuje się z porównania siły oporu cieczy F_T z siłą ciężkości F_G pomniejszoną o siłę wyporu F_W :

$$F_T = F_G - F_W.$$

Po odpowiednich podstawieniach w miejsce sił F_G , F_W , F_T otrzymuje się równanie [41, 42]

$$\frac{4}{3} \pi \left(\frac{d}{2} \right)^3 g \rho_s - \frac{4}{3} \pi \left(\frac{d}{2} \right)^3 g \rho_w = C_d \pi \left(\frac{d}{2} \right)^2 \frac{\rho_w W_o^2}{2}. \quad (4.9)$$

Uproszczenie i przekształcenie równania (4.9) przyjmuje postać ogólnego wzoru na współczynnik oporu opadającej pojedynczej cząstki [41]

$$C_d = \frac{4dg(\rho_s - \rho_c)}{3W_o^2 \rho_c} = \frac{4dg(S-1)}{3W_o^2}, \quad (4.10)$$

w którym $S = \rho_s/\rho_c$, lub po przekształceniu – ogólnego wzoru na prędkość opadania cząstki w postaci uwikłanej [41]

$$W_o = \sqrt{\frac{4dg(\rho_s - \rho_c)}{3C_d \rho_c}} = \sqrt{\frac{4dg(S-1)}{3C_d}}, \quad (4.11)$$

C_d – współczynnik oporu będący funkcją liczby Reynoldsa, która także zależy od prędkości W_o :

$$\text{Re}_d = \frac{W_o d \rho_c}{\mu_c}. \quad (4.12)$$

Siłę oporu F_T w przypadku laminarnego opływu cząstki kulistej wyznaczył teoretycznie Stokes:

$$F_T = 3\pi d \mu_c W_o. \quad (4.13)$$

Po podstawieniu (4.13) do równania (4.9) otrzymuje się wzór na prędkość opadania cząstki w postaci [40, 41, 42]

$$W_o = \frac{d^2 g (\rho_s - \rho_c)}{18 \mu_c}, \quad (4.14)$$

a po podstawieniu (4.14) do równania (4.10) – wielkość współczynnika oporu [41]

$$C_d = \frac{24}{\text{Re}_d}. \quad (4.15)$$

Rozwiązanie Stokesa ważne jest dla $\text{Re}_d < 1$.

W przypadku opływu turbulentnego cząstki zależności opisujące jej opadanie zostały ustalone empirycznie. I tak, przykładowo, współczynnik oporu można obliczać ze wzoru Allena w zakresie $\text{Re}_d = 10 \div 700$ [41]:

$$C_d = \frac{18,5}{\text{Re}_d^{0,6}}, \quad (4.16)$$

dla $\text{Re}_d > 1000$ natomiast wartość współczynnika oporu jest stała [41]:

$$C_d = 0,4 \pm 0,4. \quad (4.17)$$

Większy problem stanowi prędkość opadania W_o , dlatego że wymaga znajomości charakteru opływu (opadania) cząstki stałej, aby można było zastosować odpowiednie równanie dla określenia C_d .

Ważny tu jest wzór Budryka [6] umożliwiający określenie prędkości opadania w strefie $\text{Re}_d = 1 \div 10$:

$$W_o = \frac{8,72}{d} \left[\sqrt{97,23(\gamma_s - 1)d^3 + 1} - 1 \right], \quad (4.18)$$

W_o – w mm/s, γ_s – w T/m³ i d – w mm.

Uwikłany charakter zależności (4.18) został wyeliminowany przez Todesa i Rosenbauma [41], którzy podali związek między liczbą Archimedesesa

$$\text{Ar} = \frac{d^3 g (\rho_s - \rho_c) \rho_c}{\mu_c^2} \quad (4.19)$$

i liczbą Reynoldsa

$$\text{Re}_d = \frac{\text{Ar}}{18 + 0,61\sqrt{\text{Ar}}}, \quad (4.20)$$

dzięki czemu można wyznaczyć prędkość opadania przy znanych własnościach fizycznych cieczy i cząstki stałej.

Podane wzory dotyczą opadania pojedynczej cząstki w nieograniczonej przestrzeni cieczy. W przypadku opadania cząstek mieszaniny warunki te nie są spełnione i transportowane ziarna w strumieniu cieczy opadają w warunkach wzajemnego oddziaływania, tzw. opadania skrępowanego. Prędkość opadania skrępowanego wyznacza się ze wzoru Richardсона i Zaki [36, 37]. Wzór ten w późniejszym okresie potwierdzili w ogólnej teorii sedymentacji Maude i Whitmore [30]:

$$W = W_o(1 - c_v)^\alpha. \quad (4.21)$$

Wykładnik α jest funkcją liczby Reynoldsa Re_d i można go obliczyć ze wzoru [20]:

$$\alpha = 4,6 - \text{Re}_d \left[\frac{100 + 2,3 \text{Re}_d}{(1,5 + \text{Re}_d)(105 + \text{Re}_d)} \right]. \quad (4.22)$$

Zjawisko opadania w mieszaninie jest bardziej złożone, gdy mieszaninę tworzą cząstki o stosunkowo dużej różnicy wymiarów. W tym przypadku cząstki duże opadają w zawieszynie złożonej z cieczy i cząstek drobnych, którą można scharakteryzować parametrami takimi, jak lepkość i gęstość. W tej sytuacji stosowanie opisanych wzorów z wprowadzeniem do nich wielkości charakteryzujących zawieszinę może prowadzić do zawyżenia prędkości opadania cząstek dużych, zwłaszcza przy wysokich koncentracjach ziaren drobnych w zawieszynie [39].

W przedstawionych wzorach opisane jest opadanie cząstek o kształtach kulistych. Czasami w opisie opadania cząstek o kształtach nieregularnych dopuszcza się przybliżenie i stosowanie tych wzorów. Błąd wynikający z takiego podejścia w przypadku ziaren piasku jest nieznaczny (co przedstawiono w pracach [6, 18]). Jeśli chodzi o ziarna o kształtach wyraźnie odbiegających od kształtów kulistych prędkość opadania określa się eksperymentalnie.

4.1.3. Lepkość mieszaniny

Pierwsze równania na lepkość mieszanin (zawiesin) wyprowadził i sprawdził doświadczalnie Einstein. Równanie to ma postać

$$\mu_m = \mu_c(1 + Kc_v) \quad (4.23)$$

i zgodnie z przyjętymi przez niego założeniami przy rozwiązywaniu równań Naviera–Stokesa wartość współczynnika $K = 2,5$. Zarówno weryfikacja eksperymentalna przeprowadzona przez Einsteina, jak i późniejsze badania doprowadziły do wniosku, że wartość współczynnika K jest różna w zależności od własności ośrodka i cząstek tworzących zawiesinę, kształtu cząstek oraz wzajemnego oddziaływania cieczy i cząstek stałych. Wzór Einsteina jest słuszny dla zawiesin o koncentracji cząstek stałych rzędu kilku procent.

W zagadnieniach transportu hydraulicznego do opisu lepkości mieszanin powszechnie stosowany jest wzór podany przez Thomasa [4, 41], który dokonał analizy wyników badań różnych autorów i na jej podstawie ustalił następującą zależność:

$$\mu_m = \mu_c (1 + 2,5c_v + 10,05c_v^2 + 0,00273 \exp(16,6c_v)). \quad (4.24)$$

Wzór ten, mimo że opracowany dla mieszanin zawierających cząstki o kształtach kulistych, stosowany jest również w przypadku mieszanin zawierających cząstki nieregularne – co zwłaszcza przy wysokiej koncentracji powinno być przedmiotem wnikliwej analizy lub poparte badaniami.

W pracy [41] przedstawiono kilka formuł na obliczenie dynamicznego współczynnika lepkości mieszaniny, z których bardzo wygodnym w użyciu jest wzór Soboty [4, 41]:

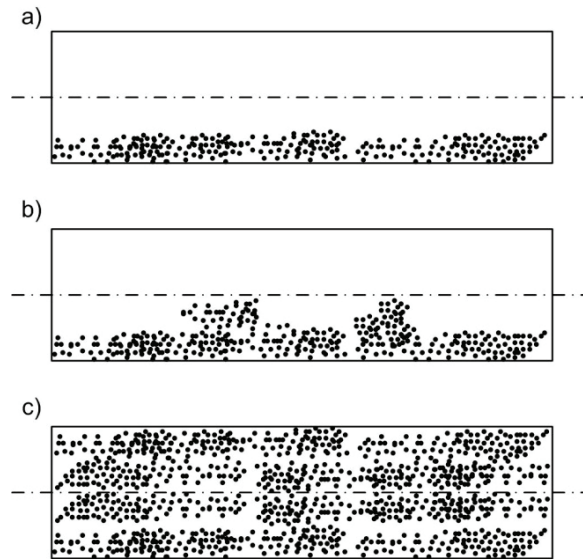
$$\mu_m = \mu_c (0,99 + 9,5c_v - 77,5c_v^2 + 290,86c_v^3). \quad (4.25)$$

4.1.4. Prędkość przemieszczania się cieczy i cząstek stałych

Przemieszczanie cząstek stałych strumieniem cieczy może mieć trzy formy (rys. 4.1) [4, 40, 41, 42]:

- a) wleczenie po dnie,
- b) ruch skokowy (saltacja),
- c) unoszenie w strumieniu cieczy.

W niektórych przypadkach unoszone cząstki stałe (o małej gęstości) mogą wykonywać ruch rotacyjny dzięki efektowi Magnusa. Obserwacja wyodrębnionej formy ruchu jest możliwa w określonych warunkach będących funkcją prędkości przepływu i wielkości transportowanych ziaren. W uproszczeniu można stwierdzić, że w zakresie praktycznie stosowanych prędkości wleczenie materiału po dnie występuje dla ziaren najgrubszych – milimetrycznych. Unoszone są cząstki najdrobniejsze i w zasadzie nie ma tutaj zgodności, co do wielkości tych cząstek. Najtrudniej jest wskazać warunki, w których wystąpi ruch saltacyjny. Ta forma ruchu opisana po raz pierwszy przez Bagnolda [1] i potem dla przepływu mieszanin w rurociągach przez Danela [13] nie doczekała się do dziś kryteriów określających jej występowanie.



Rys. 4.1. Formy przemieszczania cząstek stałych przez strumień cieczy: a) wleczenie, b) ruch skokowy (saltacja), c) unoszenie

W przypadku mieszaniny wieloskładnikowej zjawisko przepływu ma charakter bardzo złożony. Sposób przemieszczania cząstek stałych o różnych średnicach jest wynikiem oddziaływania wielu czynników, w tym sił ciężkości, wyporu hydrostatycznego, ciśnienia hydrostatycznego i oporów czy sił towarzyszących uderzeniom cząstek o ściankę rurociągu i zderzeń między samymi cząstkami.

Istotnym elementem w mechanizmie przepływu mieszanin jest różnica w prędkościach przemieszczania się cieczy i fazy stałej nazywana poślizgiem międzyfazowym. Z tego powodu wynik gęstości pomiaru na wylocie rurociągu jest inny niż w dowolnym jego przekroju.

Do opisu gęstości mieszaniny przydatny jest wzór [4, 33]

$$\rho_m = \rho_c (1 - c_v) + \rho_s c_v, \quad (4.26)$$

c_v – koncentracja objętościowa mieszaniny obliczona na podstawie wzoru [41]

$$c_v = \frac{V_s}{V_m}. \quad (4.27)$$

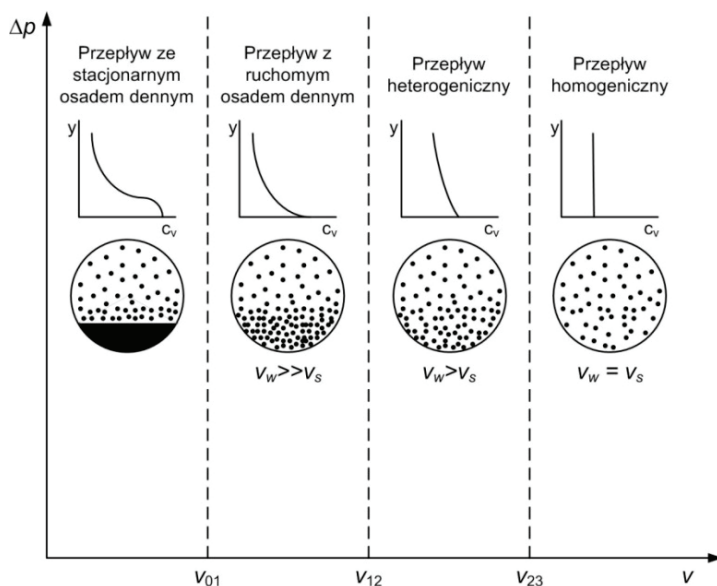
Poślizg międzyfazowy można określić jako opóźnienie cząstek stałych względem transportującej je cieczy. Opóźnienie to spowodowane jest dynamicznymi oddziaływaniami między cząstkami stałymi i cieczą oraz między cząstkami stałymi i ściankami rurociągu, co wpływa na rodzaj przepływu. Dotychczasowy stan rozpoznania zja-

wiska poślizgu międzyfazowego jest niezadowalający. Przyczyny takiego stanu wynikają zarówno ze złożoności problemu, jak i z możliwości pomiarowych. Sposób pomiaru ilości transportowanego hydraulicznie materiału w rurociągu może prowadzić do znacznych rozbieżności między rzeczywistą a pomierzoną ilością przetransportowanego materiału.

4.1.5. Rodzaje przepływu mieszaniny ciecz–cząstki stałe w rurociągu

Obserwacja zachowania mieszaniny podczas przepływu w rurociągach prowadzi do rozróżnienia następujących rodzajów przepływu (rys. 4.2) [41]:

- z nieruchomym osadem dennym,
- z ruchomym osadem dennym,
- heterogeniczny,
- homogeniczny.



Rys. 4.2. Zależność parametrów lokalnych i globalnych od rodzaju przepływu mieszaniny ciecz–cząstki stałe

Przepływ z nieruchomym osadem dennym występuje, gdy prędkość spada poniżej pewnej wartości granicznej charakterystycznej dla wielkości ziaren zawartych w mieszaninie. W tych warunkach część cząstek stałych wypada z płynącego strumienia mieszaniny i tworzy na dnie nieruchomą warstwę o określonej grubości. Grubość tej

warstwy jest funkcją prędkości przepływu, wielkości transportowanych ziaren i średnicy rurociągu.

Przepływ z ruchomym osadem dennym charakteryzuje się ruchomą warstwą materiału stałego, która przemieszcza się po dnie rurociągu. Materiał wleczony po dnie przemieszcza się z prędkością mniejszą niż strumień płynącej nad nim mieszaniny. Warstwa ruchoma ma większą koncentrację niż płynący nad nią strumień – tworzą ją przede wszystkim najgrubsze ziarna znajdujące się w transportowanym materiale. Częstki stałe w tym przepływie mogą przemieszczać się ruchem saltacyjnym, stąd też jego nazwa.

Przepływ heterogeniczny lub inaczej przepływ mieszaniny o niejednorodnych właściwościach w przekroju poprzecznym rurociągu charakteryzuje się zmianą gęstości mieszaniny wzdłuż pionowej osi rurociągu. Gęstości są największe przy dnie rurociągu, a maleją w miarę oddalania się poszczególnych warstw – będą zależały od uziarnienia transportowanego materiału, koncentracji i prędkości przepływu. Ten rodzaj przepływu występuje najczęściej w praktyce.

Przepływ homogeniczny jest charakterystyczny dla mieszanin zawierających bardzo drobne ziarna. W warunkach przepływu homogenicznego przemieszczające się cząstki są równomiernie rozproszone w przekroju poprzecznym strumienia. Nie występuje zmiana gęstości. Pseudojednorodna ciecz utworzona z wody i cząstek stałych może być scharakteryzowana właściwościami cieczy klasycznej, tj. lepkością i ciężarem właściwym, które są funkcją koncentracji materiału stałego zawartego w mieszaninie.

Wymienione rodzaje przepływu mieszanin to przepływy podstawowe. Wystąpienie określonego rodzaju przepływu uwarunkowane jest wielkością poślizgu międzyfazowego i charakteryzuje się odpowiednimi parametrami lokalnymi, a także globalnymi (np. spadkiem hydraulicznym czy prędkością graniczną).

4.1.6. Prędkość graniczna

W przypadku mieszaniny ciecz–cząstki stałe występuje prędkość, przy której cząstki stałe znajdujące się w strumieniu mieszaniny wypadają na dno rurociągu i tworzą nieruchomą warstwę. Dalsze zmniejszanie natężenia przepływu mieszaniny powoduje wzrost wysokości osadu na dnie rurociągu. Powoduje to zmniejszenie czynnej powierzchni przekroju poprzecznego rurociągu, a następnie wzrost oporów przepływu [4, 41, 42].

Jest to prędkość odpowiadająca początkowi przepływu ze stacjonarnym osadem dennym. Jej znajomość pozwala dobrać parametry eksploatacyjne tak, aby cały przekrój poprzeczny rurociągu był wykorzystywany do przepływu mieszaniny. Prędkość ta nazywa się prędkością graniczną lub krytyczną – ustalono wiele wzorów ją określających [40, 41]. Ich zastosowanie jednak w przypadku przepływu dowolnej mieszaniny prowadzi do dużych rozbieżności w obliczeniach. Głównym powodem jest przyjmowanie różnych kryteriów określających prędkość graniczną. Jeżeli przyjmiemy (co zaproponowano w pracy [40, 41]), że kryterium tym będzie rodzaj przepływu mieszaniny, to prędkość graniczna będzie tą, przy której następuje przejście z jednego ro-

dzaju przepływu do drugiego, czyli będzie to prędkość oddzielająca przepływ z ruchomym osadem dennym od przepływu ze stacjonarnym osadem dennym (v_{01}), oddzielająca przepływ heterogeniczny od przepływu z osadem stacjonarnym (v_{02}) i oddzielająca przepływ homogeniczny z osadem stacjonarnym (v_{03}). Ze względu na różne sposoby przemieszczania się cząstek stałych w poszczególnych rodzajach przepływu we wzorach opisujących prędkości graniczne v_{01} , v_{02} i v_{03} trzeba to uwzględnić [40, 41].

4.1.7. Spadek ciśnienia mieszaniny cieczy i cząstek stałych

Istnieje wiele wzorów określających spadek ciśnienia (jak wynika z prac [33, 40, 41]), które powstały na podstawie badań eksperymentalnych i analizy wymiarowej.

Gdy prędkości cieczy i cząstek stałych są jednakowe, a poślizg międzyfazowy równy zeru równanie na spadek ciśnienia przyjmuje postać

$$\Delta p_m = \lambda_m \rho_m \frac{L}{D} \frac{v_m^2}{2} + \rho_m \frac{v_m^2}{2}. \quad (4.28)$$

Przypadek taki występuje w warunkach przepływu homogenicznego przy takim spadku ciśnienia, jakie można wyznaczyć z równania Darcy'ego–Weisbacha z wprowadzeniem do niego wielkości charakteryzujących własności pseudojednorodnej cieczy tworzącej się w warunkach przepływu homogenicznego.

W związku z tym do modelowania przepływu homogenicznego mieszaniny przyjęto równanie (4.28) w postaci

$$\Delta p_m = \lambda_m \rho_m \frac{L}{D} \frac{v_m^2}{2} + \sum \zeta \rho_m \frac{v_m^2}{2} + \rho_m g \Delta H. \quad (4.29)$$

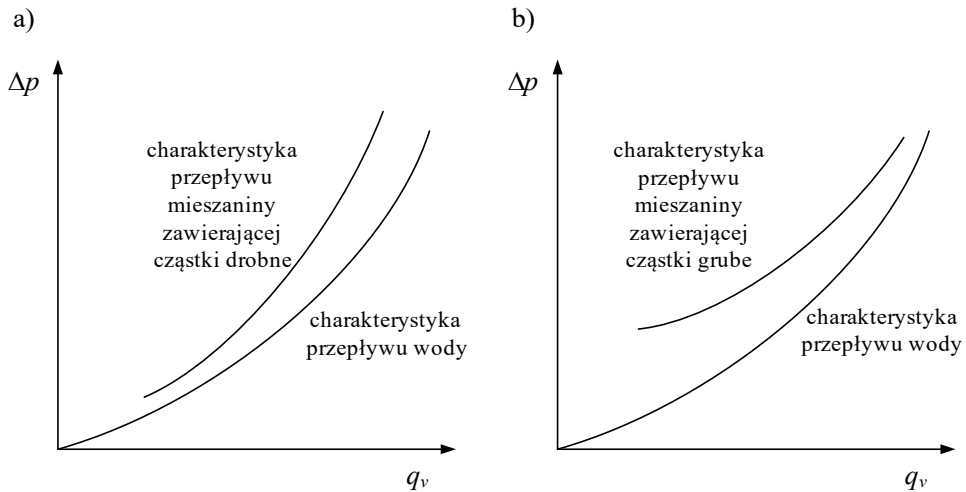
Współczynnik strat liniowych wyznacza się ze wzoru (4.5) po podstawieniu parametrów fizycznych dla mieszaniny.

Występujące w mieszaninie cząstki stałe w zależności od wielkości w odmienny sposób oddziałują na warunki przepływu. Cząstki drobne przemieszczają się w rurociągu z tą samą prędkością, co transportująca je ciecz. Cząstki grube przemieszczają się natomiast z opóźnieniem w stosunku do transportującej je cieczy, co trzeba uwzględnić.

Jeśli odniesie się spadki ciśnienia mieszaniny do spadków ciśnienia przepływającej cieczy, można stwierdzić [41], że przy danej prędkości przepływu spadek ciśnienia przepływającej mieszaniny będzie zawsze większy niż – cieczy (wody). W formie graficznej przedstawiono to na rys. 4.3a, a w formie matematycznej równaniem w postaci

$$\Delta p_m = \Delta p_c + \Delta p_n, \quad (4.30)$$

Δp_n – spadek ciśnienia spowodowany obecnością ziaren drobnych.



Rys. 4.3. Ogólne przykłady zależności $\Delta p = f(q_v)$ przepływu mieszaniny:
a) z ziarnami drobnymi, b) z ziarnami grubymi

Spadek ciśnienia mieszaniny będzie większy, gdyż współczynnik oporu λ_n będzie większy niż dla cieczy nośnej. Wynika to z tego, że wartość liczby Reynoldsa dla mieszaniny jest mniejsza niż dla cieczy z powodu większej lepkości mieszaniny niż cieczy ($\mu_n > \mu_c$). Odnosi się to do przepływów laminarnych i przepływu turbulentnego w strefie przejściowej. W strefie kwadratowej wartość λ nie zależy od liczby Re, niemniej spadek ciśnienia mieszaniny będzie powiększony w stosunku do spadku dla cieczy o czynnik ρ_n/ρ_c . Przy przepływie mieszaniny złożonej z wody i ziaren bardzo drobnych wartość Δp_n będzie zatem funkcją następujących parametrów [33, 41]:

$$\Delta p_n = f(\lambda_n, \rho_n). \quad (4.31)$$

Wartość Δp_n rośnie z prędkością przepływu mieszaniny, czyli krzywa spadku dla mieszaniny będzie oddalała się od krzywej dla wody, jak to pokazano na rys. 4.3a.

Drugi rozpatrywany przypadek to przepływ w rurociągu mieszaniny złożonej z ziaren grubych i cieczy nośnej. W strefie prędkości niewiele wyższych od prędkości granicznej v_{01} cząstki stałe będą znajdować się w dolnej części przekroju poprzecznego rurociągu i poruszać z prędkością mniejszą niż transportująca je ciecz. Jest to wynikiem dynamicznych oddziaływań między ziarnami i ścianką rurociągu – cząstki będą powodowały stratę energii płynącego strumienia mieszaniny. Wzrost prędkości przepływu mieszaniny powoduje niejako uporządkowanie ich ruchów. Zmniejszenie się różnicy prędkości fazy stałej i cieczy powoduje mniejszą stratę energii [33, 41].

Kiedy rozpatruje się przepływ mieszaniny złożonej z ziaren grubych i cieczy, w miarę wzrostu prędkości przepływu będzie malał dodatkowy spadek ciśnienia (rys. 4.3b). Spadek ciśnienia tej mieszaniny można zapisać w postaci [33, 41]

$$\Delta p_m = \Delta p_c + \Delta p_p, \quad (4.32)$$

Δp_p – dodatkowy spadek ciśnienia wynikający z obecności grubych ziaren w strumieniu cieczy i powodowany poślizgiem międzyfazowym.

W przypadkach praktycznych mieszanina składa się z cząstek stałych o różnych średnicach oraz z ziaren drobnych i grubych o różnych proporcjach. Ich wpływ na spadek ciśnienia będzie proporcjonalny do liczby cząstek grubych i drobnych transportowanych strumieniem cieczy. Cząstki drobne wspólnie z cieczą utworzą nową ciecz przenoszącą cząstki grube. Ta pseudojednorodna ciecz będzie nośnikiem cząstek grubych – jest to ciecz nośna o określonych własnościach fizycznych. W przypadku mieszanin wielofrakcyjnych spadek ciśnienia w rurociągu jest wypadkową oddziaływania cząstek grubych i drobnych. Rezultatem są krzywe spadku ciśnienia o różnych kształtach. Przypadki praktyczne mogą być o wiele bardziej złożone, niemniej spadek ciśnienia przy przepływie mieszaniny wielofrakcyjnej w rurociągu opisuje zależność [41]

$$\Delta p_m = \Delta p_c + \Delta p_n + \Delta p_p. \quad (4.33)$$

Elementami decydującymi o jego wielkości są natomiast: rodzaj cieczy nośnej, poślizg międzyfazowy, rozkład gęstości w przekroju poprzecznym rurociągu.

Wprowadzenie do opisu przepływu mieszanin wielofazowych cieczy nośnej wymaga podziału transportowanego materiału na dwie kategorie: ziarna drobne i grube. W literaturze przedmiotu można spotkać różne propozycje takiego podejścia do opisu zjawiska. Propozycje te różnią się przede wszystkim granicą podziału na ziarna drobne i grube, niektórzy autorzy nie podają jednak precyzyjnie tej granicy i w konsekwencji wprowadzają „intuicyjnie” do opisu swoich badań pojęcie cieczy nośnej [33, 41].

Cechą wspólną rozpoznawanych modeli jest to, że podczas przepływu wielofrakcyjnej mieszaniny ziarna grube przemieszczane są strumieniem cieczy nośnej złożonej z wody (ciecz) i ziaren drobnych.

Do rozpatrzenia przypadku przepływu mieszaniny zawierającej ziarna drobne i grube przyjęto model Vočadla i Charlesa [55] opisujący zmianę ciśnienia przy turbulentnym przepływie mieszaniny w rurociągu – jest on sumą trzech składników [41]:

$$\Delta p_m = \Delta p_c + \Delta p_d + \Delta p_g, \quad (4.34)$$

Δp_c – spadek ciśnienia przepływu cieczy (wody) z tą samą prędkością, co mieszanina,

Δp_d – spadek ciśnienia wynikający z oddziaływania między cząstkami stałymi i cieczą oraz między samymi cząstkami, odzwierciedla wzrost gęstości i lepkości mieszaniny w stosunku do cieczy, a także modyfikacje struktury turbulentnej w cieczy w wyniku obecności cząstek stałych,

Δp_g – spadek ciśnienia przypisywany energii potrzebnej do utrzymania cząstek stałych w zawieszeniu.

Przy takich założeniach model przyjmuje postać [41, 42, 55]

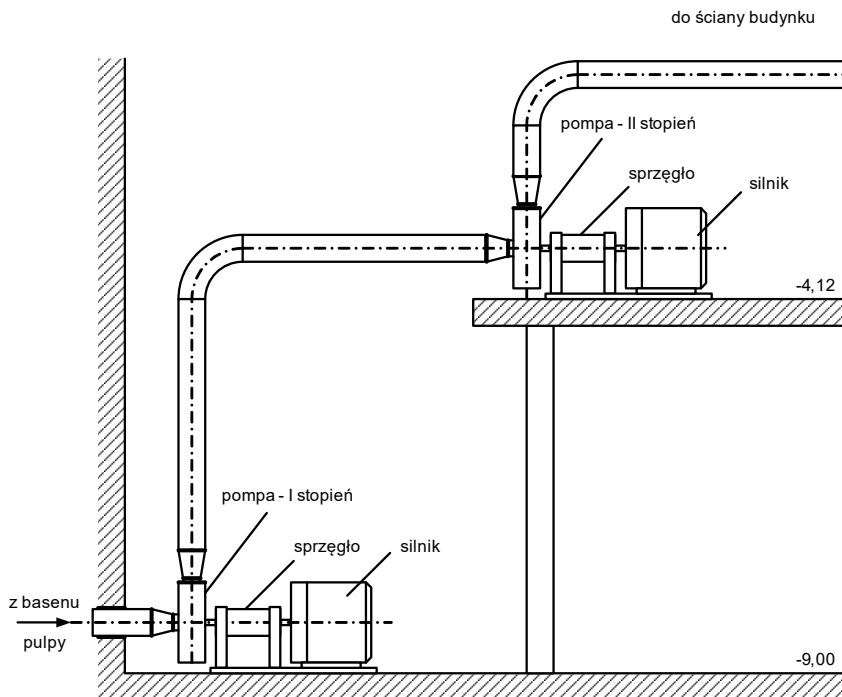
$$\Delta p_m = \Delta p_c \left[\left(\frac{\mu_m}{\mu_c} \right)^{0,2} \left(\frac{\rho_m}{\rho_c} \right)^{0,8} \right] + 10 L c_v \left(\frac{\rho_s}{\rho_c} - 1 \right) \frac{W_o}{v_m}. \quad (4.35)$$

Wykładniki w pierwszym składniku podane są dla typowych instalacji przemysłowych, w których mamy do czynienia z przepływem mieszanin zawierających materiał wielofrakcyjny.

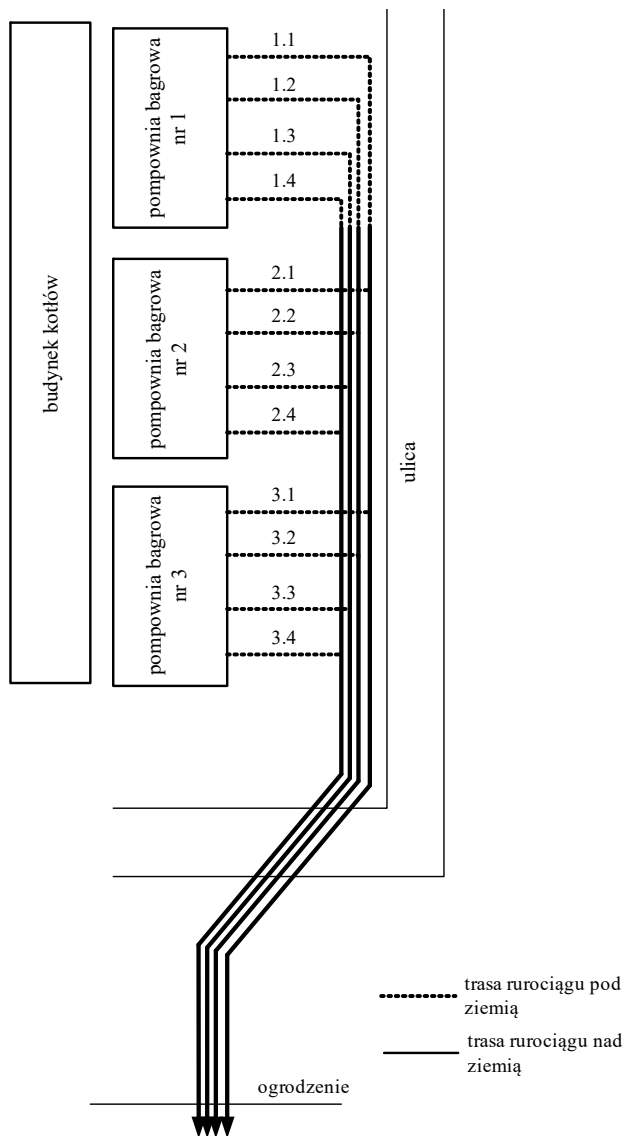
4.2. Sprawdzenie opracowanego modelu na obiekcie rzeczywistym

4.2.1. Opis obiektu rzeczywistego

W celu zbadania procesu transportu mieszaniny wykorzystano schemat przebiegu trasy rzeczywistego rurociągu pochodzący z jednej z elektrowni na składowisko powierzchniowe [57, 59, 64].



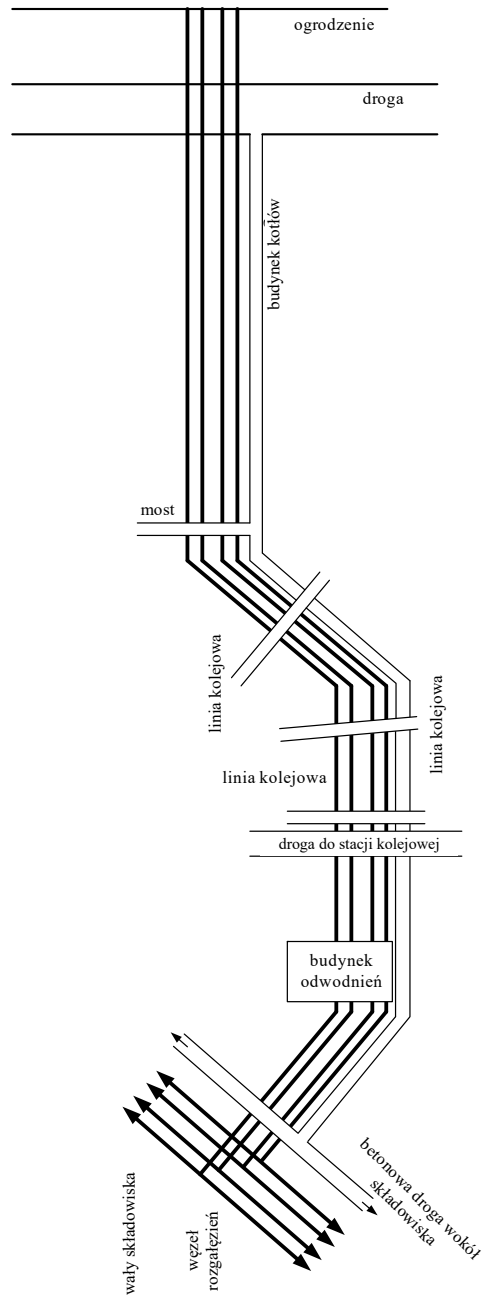
Rys. 4.4. Zabudowa zespołu pompowego PH-250 w budynku pompowni



Rys. 4.5. Przykładowy schemat prowadzenia rurociągów na terenie elektrowni

Przebieg procesu transportu można opisać następująco: z basenu mieszanina żużla, popiołu i wody zasysana jest przez szeregowy układ pomp bagrowych (rys. 4.4). Następnie z budynku pompowni bagrowej rurociąg biegnie pod powierzchnią gruntu i wychodzi nad powierzchnię na wysokość 7 m – na tej wysokości trasa rurociągu biegnie przez cały teren elektrowni. Po drodze dołączają pozostałe rurociągi z pom-

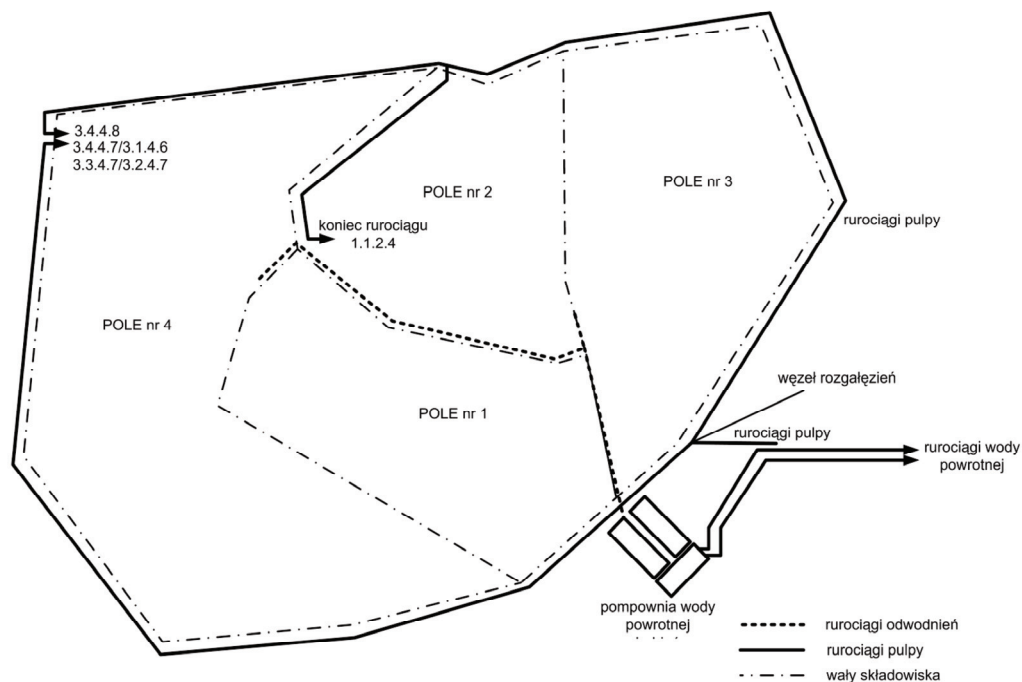
powni bagrowej nr 2 i 3. Długość badanego odcinka od miejsca pojawienia się nad powierzchnią gruntu do ogrodzenia terenu elektrowni to 1260 m. Schematyczny przebieg trasy na terenie elektrowni przedstawiono na rys. 4.5.



Rys. 4.6. Przykładowy schemat prowadzenia rurociągów między terenem elektrowni a składowiskiem powierzchniowym

Na trasie od pompowni bagrowej nr 3 do węzła rozgałęzień prowadzonych jest 13 nitek rurociągów z mieszaniną. Po cztery z każdej pompowni, plus rurociąg rezerwowy biegnący od pompowni bagrowej nr 1. Na całej trasie rurociągi ułożone są na podporach zapewniających utrzymanie odpowiedniego spadku rur w kierunku punktów odwodnień oraz zabezpieczających przed wyboczeniami rurociągów.

W dalszej części rurociąg przebiega nad ogrodzeniem i drogą – następnie opada do wysokości 1,5 m nad gruntem. Na tej wysokości trasa rurociągu o długości 2790 m biegnie do węzła rozgałęziającego rurociągi na składowisko powierzchniowe. Schematyczny przebieg trasy od ogrodzenia terenu elektrowni do węzła rozgałęzień przedstawiono na rys. 4.6.



Rys. 4.7. Przykładowy schemat składowiska powierzchniowego

Od węzła rozgałęzień trasa rurociągów biegnie wzdłuż wałów głównych składowiska, a następnie w jego głąb na odpowiednie pole. Długość rurociągu oznaczonego symbolem 1.1.2.4 od węzła rozgałęzień do wylewki na składowisku wynosi 3610 m (rys. 4.7).

Składowisko powierzchniowe jest otwartym terenem podzielonym na pola. Podstawowe budowle ziemne – obwałowania główne i działowe wykonano z piasku. Wały główne i działowe na wyższych poziomach wykonano z popiołu i żużla złożonego wewnątrz składowiska. Mieszanina z rurociągu jest zrzucana w tym przypadku na polu nr 2 składowiska przez wylewkę nr 4. Spadająca na powierzchnię składowiska mieszanina

na skutek uderzenia rozdziela się. Faza stała (żużel i popiół) w większej swojej części od razu sedimentuje. Woda z pozostałością mieszaniny spływa w kierunku studni przelewowych i tworzy jezioro wody nadosadowej, a przy wałach powstają suche tzw. strefy plażowe. Pozostała w wodzie część popiołu i żużla sedimentuje i osiada wewnątrz pola, woda nadosadowa odprowadzana jest natomiast przez studnie przelewowe, a ze studni – grawitacyjnie rurociągami do osadników wtórnych. Stąd napływa do króćców ssawnych pomp i jest nimi przetłaczana do pompowni bagrowych elektrowni.

4.2.2. Program obliczeniowy

W celu zbadania wpływu chropowatości powierzchni i średnicy rurociągu, koncentracji popiołu w wodzie oraz średnicy ziaren transportowanego medium na charakterystykę przepływu rurociągu napisano program komputerowy. Umożliwia on wyznaczenie punktu pracy układu pompa–rurociąg dla zadanych parametrów geometrycznych rurociągu i zadanej funkcją matematyczną charakterystyki pracy pompy. Na rysunku 4.8 przedstawiono przykładowy ekran programu z wprowadzonymi parametrami geometrycznymi rurociągu i dwóch pomp bagrowych (oznaczonych PH-250) połączonych szeregowo.

Dane

Rurociąg

A - Charakterystyka czerwona - przepływ wody

$d_1 = 441$ mm $\Sigma \zeta = 50$ $L = 7760$ m $\Delta H = 28$ m - różnica wysokości wlotu i wylotu
 $t = 10$ °C $k_1 = 0.1$ mm - współczynnik chropowatości rury

B - Charakterystyka czarna

$d_2 = 441$ mm $k_2 = 0.1$ mm

C - Charakterystyka zielona

$d_3 = 441$ mm $k_3 = 0.1$ mm

☒ Przepływ pulpy ☒ Przepływ pulpy

$\rho_2 = 2230$ kg/m³ - gęstość popiołu $\rho_3 = 2230$ kg/m³
 $c_{v2} = 30$ % - udział objętościowy popiołu $c_{v3} = 40$ %

☐ Uwzględnij cząstki duże ☒ Uwzględnij cząstki duże

$d_{p2} = 1$ mm $d_{p3} = 1$ mm

Zakres strumienia objętości:
 $q_v = 0 - 1300$ m³/h

Pompa - charakterystyka niebieska

☒ Pompa PH-250 n=1450 Dz=570
☐ Pompa PH-250 n=1450 Dz=505
☐ Inna pompa

Podaj wartości: $H = -R_1 q_v^2 - R_2 q_v + Z$

$R_1 = 10$ $Z = 100$ m
 $R_2 = 10$ **Obroty nominalne:** $n = 1450$ obr/min

Opcje

☐ Jedna pompa
☒ Dwie pompy - szeregowo
☐ Dwie pompy - równolegle

☒ Zmień ilość obrotów
 $n = 1000$ obr/min

Rysuj **Koniec**

Rys. 4.8. Widok ekranu głównego programu komputerowego do wyznaczania punktu pracy układu pompa–rurociąg

Dzięki programowi jest możliwa zmiana parametrów geometrycznych rurociągu, gęstość i koncentracja popiołu w wodzie, zakres badanego strumienia objętości prze-

plywającego medium, a także zadanie charakterystyki pompy i zmiana jej prędkości obrotowej (rys. 4.8). Domyślne ustawienia programu dotyczą pracy pompy bagrowej PH-250 o średnicy wirnika $D_z = 570$ mm.

Do obliczeń przyjęto następujące dane wejściowe:

- długość wybranej nitki rurociągu $L = 7760$ m,
- średnica wewnętrzna rury $d = 441$ mm,
- różnica wysokości wlotu i wylotu z rurociągu $\Delta H = 10$ m,
- zakres strumienia objętości q_v od 0 do $1300 \text{ m}^3/\text{h}$,
- koncentracja popiołu w mieszaninie 10%.

W celu wyznaczenia charakterystyk przepływu zidentyfikowano przeszkody powodujące straty miejscowe, w tym kolana, zawory itp. Odpowiednie wartości współczynników strat miejscowych uwzględniono w programie.

Na podstawie danych wejściowych i opracowanego programu otrzymano rodzinę charakterystyk przepływu rurociągów, w których przepływa woda i zmienia się chropowatość rury, przepływa woda i zmienia się średnica rury, przepływa mieszanina wody i popiołu o zmiennej jego koncentracji w wodzie (drobne ziarna popiołu), przepływa mieszanina wody i popiołu o zmiennej jego koncentracji w wodzie (grube ziarna popiołu). Otrzymane charakterystyki porównano z charakterystykami pomp. Analizowano otrzymany punkt pracy, czyli punkt przecięcia się charakterystyki rurociągu z charakterystyką pompy.

4.3. Wyniki symulacji pracy rzeczywistej instalacji hydraulicznego odpopielania i ich analiza

4.3.1. Wpływ zagęszczenia mieszaniny na prędkość graniczną

Przeprowadzono analizę wpływu zagęszczenia mieszaniny na prędkość graniczną v_{gr12} dla badanego rurociągu. Na rysunku 4.9 przedstawiono wykres wpływu koncentracji popiołu na prędkość graniczną dla średniej średnicy cząstek dużych $d_g = 1$ mm. Prędkość graniczną v_{gr12} obliczono na podstawie formuły [41]:

$$v_{gr12} = 17W, \quad (4.36)$$

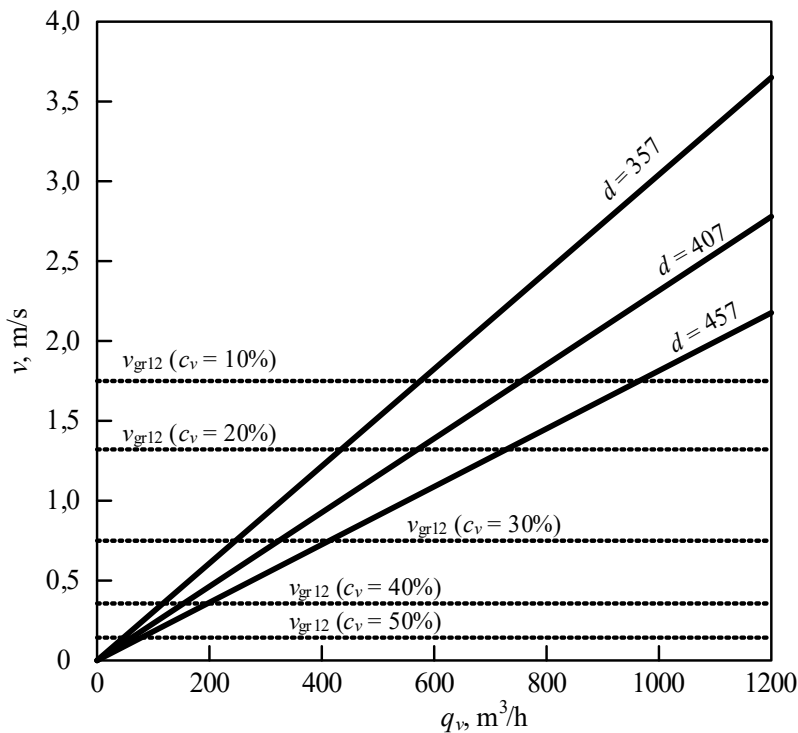
$$W = \frac{\text{Re}_g \mu_m}{d_g \rho_m}. \quad (4.37)$$

Liczbę Re_g we wzorze (4.37) obliczono na podstawie równań (4.19) i (4.20).

Z analizy rysunku 4.9 wynika, że wzrost zagęszczenia mieszaniny wpływa znacząco na prędkość opadania cząstek dużych na skutek zwiększania się oporów wewnętrz-

nych w mieszaniu. Prowadzi to do spadku prędkości v_{gr12} od wartości 1,75 m/s (dla przepływu cząstek dużych w cieczy nośnej o $c_v = 10\%$) do wartości poniżej 0,2 m/s (dla przepływu cząstek dużych w cieczy nośnej o $c_v = 50\%$). Poniżej wartości prędkości v_{gr12} mamy do czynienia z przepływem wleczonym, w związku z tym uzasadnione staje się zwiększanie koncentracji lub prędkości przepływu mieszaniny przez zwiększanie strumienia przepływu.

Kolejnym parametrem wpływającym na prędkość graniczną jest średnica rurociągu. Z wykresu wyczytać można, że zmniejszenie średnicy wpływa na poprawę prędkości przepływu mieszaniny. Dla tego samego strumienia objętości uzyskuje się większe prędkości.

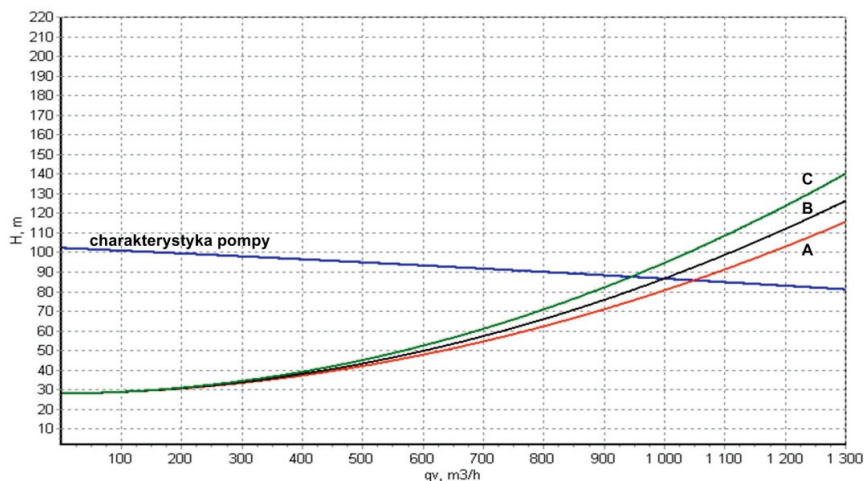


Rys. 4.9. Wpływ koncentracji c_v popiołu na prędkość graniczną v_{gr12} w rurociągu

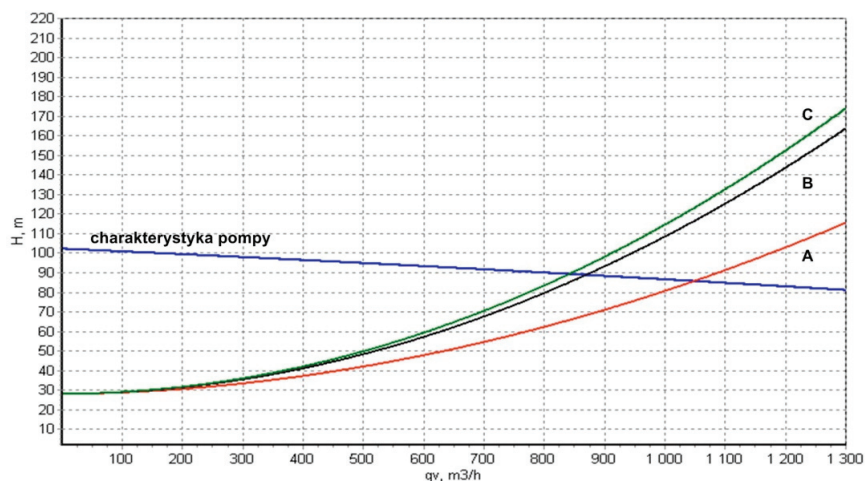
Z analizy wykresu wynika, że w nominalnym zakresie pracy pomp $750 \div 1100 m^3/h$ prędkość mieszaniny w rurociągu mieści się w przedziale $1,3 \div 2,0 m/s$. Prędkości przepływu mniejsze od 1,8 m/s są prędkościami niekorzystnymi w przypadku przepływu mieszaniny o koncentracji 10% i mniejszych. W tym zakresie może pojawiać się przepływ wleczony. Dlatego do utrzymania odpowiednich parametrów pracy układu korzystna jest praca pomp ze strumieniem objętości większym od $1000 m^3/h$.

4.3.2. Wpływ chropowatości powierzchni na punkt pracy układu

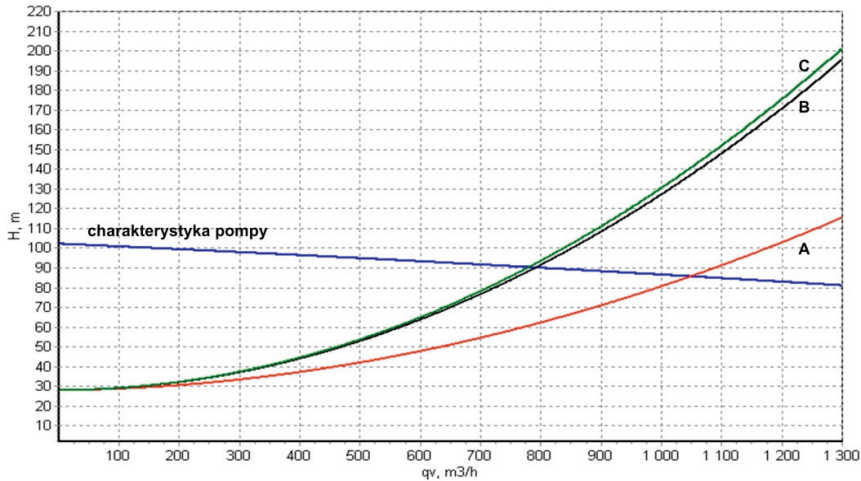
Na wykresach 4.10–4.12 przedstawiono charakterystyki przepływu wody w rurociągu dla zmiennej wartości chropowatości powierzchni rury. Wysokość chropowatości k zmieniano 0,1–3 mm. Pozostałe parametry były niezmiennie. W symulacji tej chodziło



Rys. 4.10. Charakterystyka przepływu – zmienna chropowatość powierzchni rury:
 $k_1 = 0,1$ mm (A), $k_2 = 0,2$ mm (B), $k_3 = 0,4$ mm (C)



Rys. 4.11. Charakterystyka przepływu – zmienna chropowatość powierzchni rury:
 $k_1 = 0,1$ mm (A), $k_2 = 1,0$ mm (B), $k_3 = 1,4$ mm (C)



Rys. 4.12. Charakterystyka przepływu – zmienna chropowatość powierzchni rury:
 $k_1 = 0,1$ mm (A), $k_2 = 2,6$ mm (B), $k_3 = 3,0$ mm (C)

o zbadanie wzrostu oporności rurociągów wraz ze wzrostem wysokości chropowatości powierzchni. Sytuacja taka ma miejsce wtedy, kiedy na ściankach rurociągu zaczynają krystalizować i cementować osady mineralne niesione przez wodę lub mieszaninę. Osady tworzą się bardzo szczególnie na ściankach rur chropowatych. To właśnie dzięki chropowatości powstają warunki fizyczne do pojawienia się pierwszych kryształów stanowiących zarodki dalszej krystalizacji – wówczas w rurze powstaną warunki do cementacji na przykład na skutek osadzania się fazy stałej pod wpływem sedymentacji.

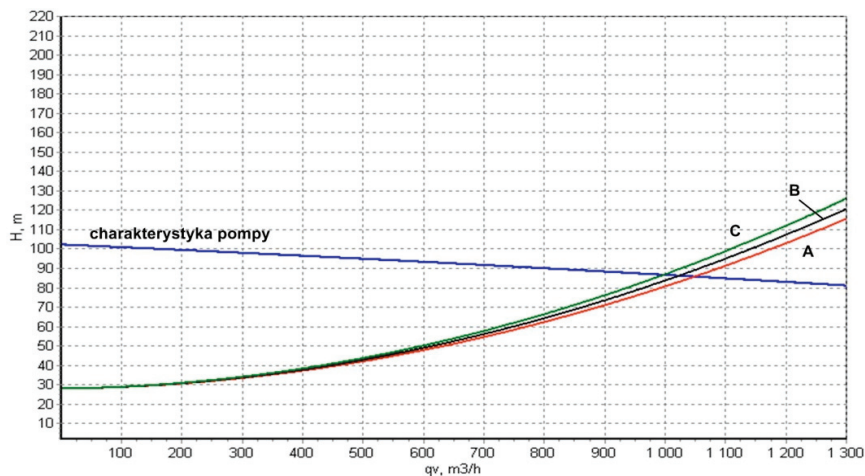
Zwiększanie wartości k miało na celu symulację zjawiska powiększania grubości osadu cementującego się na ściankach rurociągu i analizę jego wpływu na punkt pracy układu.

Jak wynika z analizy wykresów (rys. 4.10–4.12), wzrost wysokości chropowatości wpływa na zwiększenie oporów przepływu. Dla wzrostu k mniejszego od 0,5 mm wpływ jest jeszcze niewielki, gdyż przesuwają punkt pracy układu w lewą stronę 1050–950 m³/h, co powoduje niewielką zmianę wysokości ciśnienia. Zmiana strumienia objętości poniżej 1000 m³/h oznacza jednak możliwość wystąpienia przepływu wleczanego w przypadku koncentracji wynoszącej 10%.

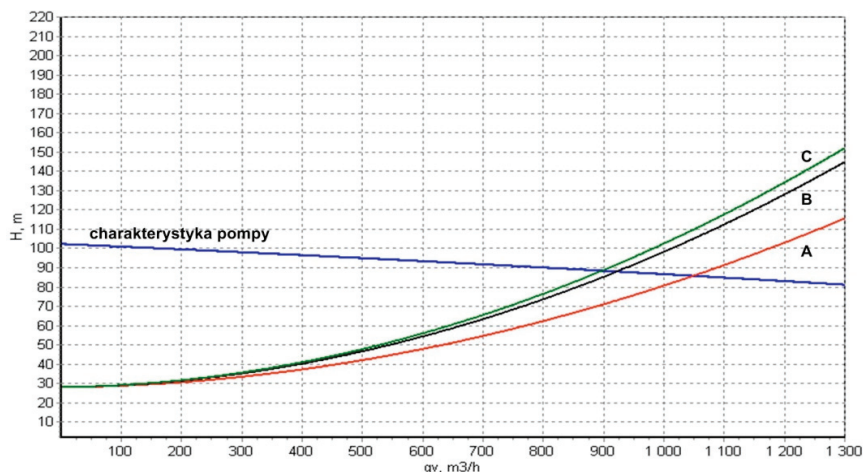
Na rysunku 4.12 widać wyraźnie, że w miarę zwiększania się chropowatości charakterystyki stają się bardziej strome. Wzrost chropowatości do 3 mm powoduje przesunięcie punktu pracy układu w lewo do strumienia objętości 750 m³/h. Taka wartość strumienia odpowiada prędkości przepływu 1,3 m/s, co jest prędkością znacząco mniejszą od prędkości granicznej. Istnieje wtedy duże prawdopodobieństwo osadzania się popiołów na dnie rurociągu mające zdecydowany wpływ na przyspieszenie dalszej krystalizacji i cementacji osadów. Przypadek taki może mieć miejsce w rurociągu po długim czasie użytkowania.

4.3.3. Wpływ średnicy rurociągu na punkt pracy układu

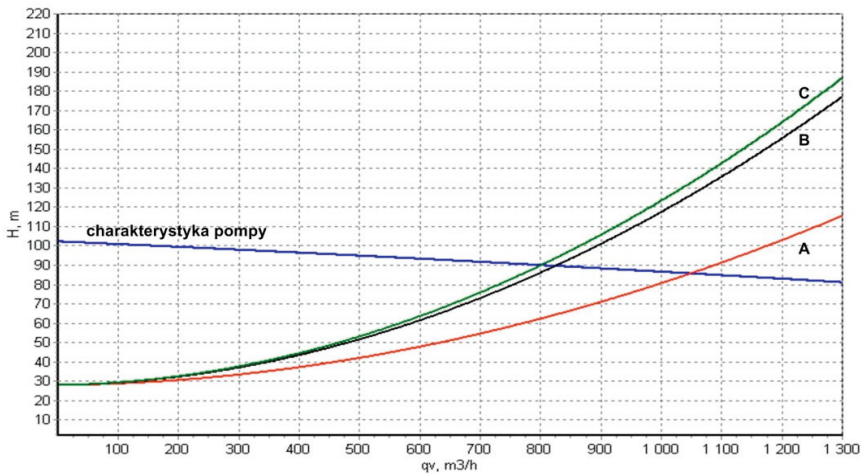
Na wykresach 4.13–4.15 przedstawiono wyniki symulacji dla zmiennej średnicy rurociągu mającej na celu sprawdzenie, jak wpływa zmniejszanie się przekroju poprzecznego rurociągu na punkt pracy instalacji hydraulicznego odpopielania. Badany przypadek



Rys. 4.13. Charakterystyka przepływu – zmienna średnica rurociągu:
 $d_1 = 441$ mm (A), $d_2 = 436$ mm (B), $d_3 = 431$ mm (C)



Rys. 4.14. Charakterystyka przepływu – zmienna średnica rurociągu:
 $d_1 = 441$ mm (A), $d_2 = 416$ mm (B), $d_3 = 411$ mm (C)



Rys. 4.15. Charakterystyka przepływu – zmienna średnica rurociągu:
 $d_1 = 441$ mm (A), $d_2 = 396$ mm (B), $d_3 = 391$ mm (C)

odpowiadał zmniejszającej się średnicy rury spowodowanej cementacją i krystalizacją zawiesiny na jej powierzchni. Średnicę wewnętrzną zmieniano w szerokim zakresie od nominalnej – 441 mm do 391 mm. Sytuacja taka ma miejsce w rurociągu po długim okresie pracy.

Z analizy rys. 4.13–4.15 wynika, że zmniejszanie się średnicy wpływa na wzrost oporów przepływu. Krzywe stają się bardziej strome, a punkt pracy układu przesuwają się w lewo, czyli w stronę zmniejszania się strumienia przepływu.

Na podstawie rys. 4.13 można wnioskować, że początkowe zmniejszenie się średnicy o 10 mm ma niewielki wpływ na stromość charakterystyk. Zmiana oporu przepływu jest również niewielka, a strumień objętości zmniejsza się tylko o 50 m³/h. Nie powoduje to zagrożenia wytrącania się osadów z płynącej mieszaniny – lecz dalsze zmniejszanie się średnicy wpływa na zmniejszenie się strumienia objętości przepływającej mieszaniny do wartości mniejszej od 1000 m³/h. Dla mieszaniny o koncentracji 10% jest to już prędkość, która może powodować wytrącanie się niesionych cząstek stałych. Dalsze zmniejszenie średnicy rurociągu, np. o 50 mm, wpływa znacząco na przesunięcie się punktu pracy (rys. 4.15). W tym przypadku wartość strumienia objętości przepływającej mieszaniny spada do wartości 750 m³/h. Prędkość przepływu jest mniejsza od wartości granicznej v_{gr12} (rys. 4.9). Korzystne staje się tłoczenie mieszaniny o zdecydowanie większym zagęszczeniu, np. 20% lub 30%. Prędkość opadania cząstek stałych się zmniejsza (rys. 4.9).

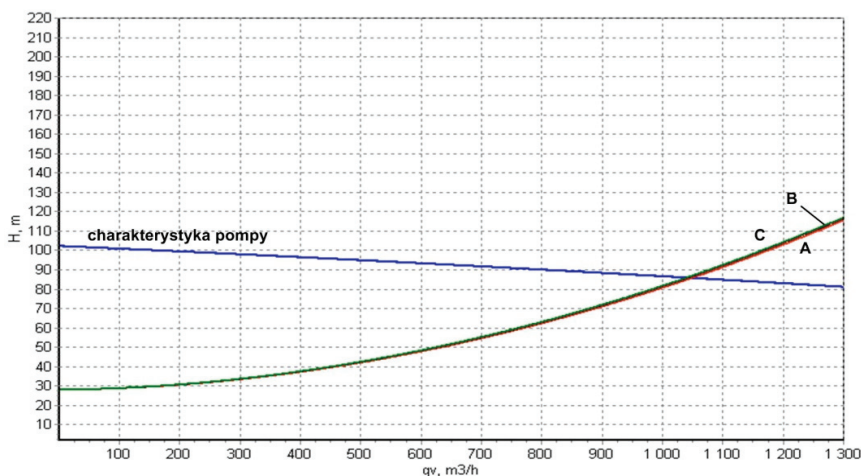
Ponieważ charakterystyka pomp jest charakterystyką bardzo płaską, tak duże przesunięcie charakterystyki w lewą stronę nie wpływa znacząco na wzrost spadku ciśnienia na długości rurociągu.

4.3.4. Wpływ koncentracji popiołu na punkt pracy układu

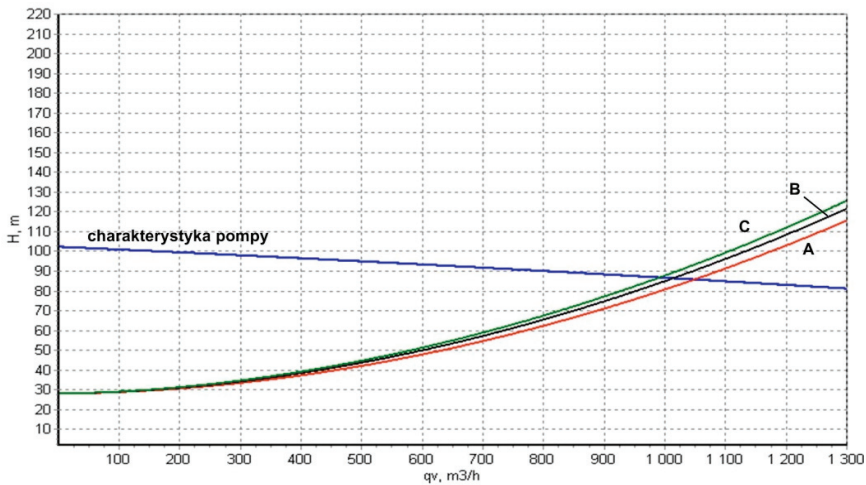
Na rysunkach 4.16–4.18 przedstawiono wyniki symulacji zmiennej koncentracji cząstek małych (drobnego popiołu) w mieszaninie. Koncentrację zmieniano 5–50%, a pozostałe parametry (m.in. średnica i chropowatość) były niezmiennie. Symulacja ta miała na celu sprawdzenie, jak wpływa wzrost koncentracji mieszaniny na wzrost oporów przepływu oraz na punkt pracy układu hydraulicznego odpopielania. Podobnie jak w przypadkach wcześniej omówionych otrzymane wyniki porównano z przepływem czystej wody.

Jak wynika z analizy rys. 4.16 zwiększenie zagęszczenia mieszaniny nawet do 10% nie wpływa na charakterystykę przepływu. Zarówno charakterystyki dla 5%, jak i 10% koncentracji popiołu praktycznie pokrywają się z charakterystyką wyznaczoną dla przepływu czystej wody. W tym przypadku wzrost koncentracji nie wpływa na zmianę strumienia objętości mieszaniny oraz na spadek wysokości ciśnienia. Można stwierdzić, że opory przepływu są takie same, jak dla przepływu czystej wody, w związku z tym uzasadnione jest tłoczenie zdecydowanie bardziej zagęszczonej mieszaniny. Mieszanie o tak małej koncentracji odpowiada prędkość opadania cząstek ok. 1,7 m/s (rys. 4.9), co zwiększa możliwość pojawienia się osadu dennego.

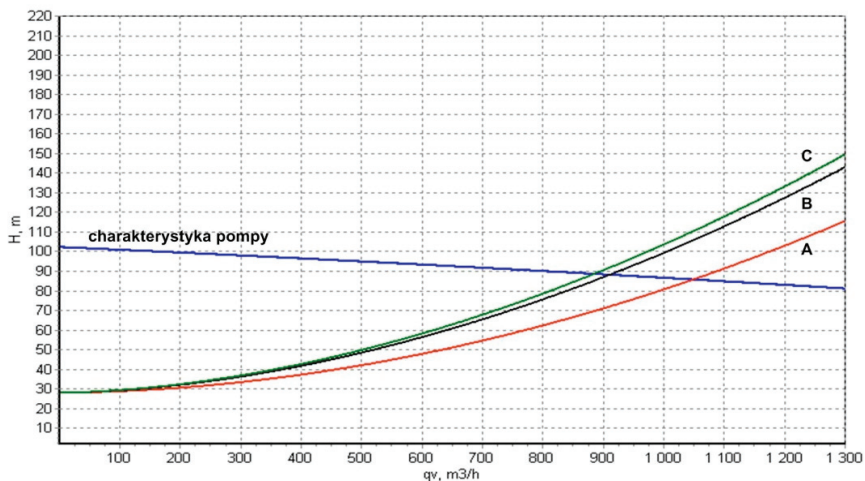
Na podstawie wykresów przedstawionych na rys. 4.16–4.18 można wnioskować, że dalsze zwiększanie koncentracji popiołu w niewielkim stopniu wpływa na punkt pracy układu. Charakterystyki przesuwają się w lewą stronę w niewielkim zakresie. Maksymalnie do wartości ok. 870 m³/h strumienia przepływu mieszaniny dla koncentracji $c_v = 50\%$.



Rys. 4.16. Charakterystyka przepływu – zmienna koncentracja mieszaniny:
woda (A), $c_v = 5\%$ (B), $c_v = 10\%$ (C)



Rys. 4.17. Charakterystyka przepływu – zmienna koncentracja mieszaniny:
woda (A), $c_v = 25\%$ (B), $c_v = 30\%$ (C)



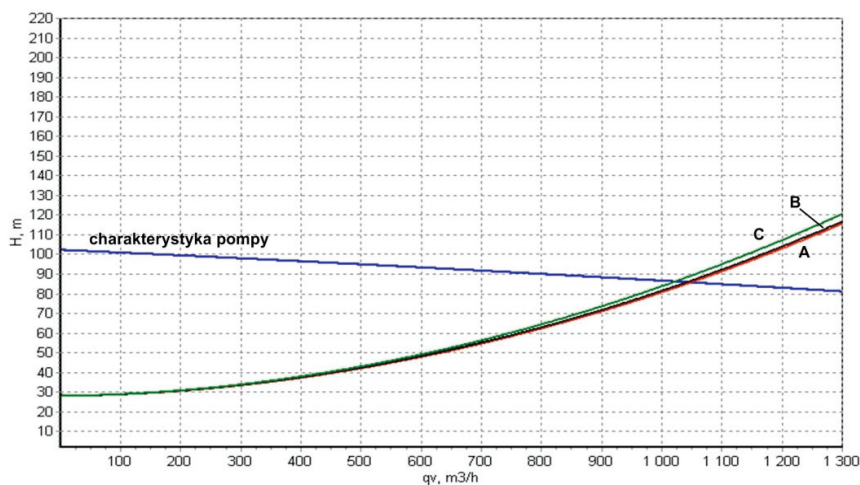
Rys. 4.18. Charakterystyka przepływu – zmienna koncentracja mieszaniny:
woda (A), $c_v = 45\%$ (B), $c_v = 50\%$ (C)

Dla mieszaniny o koncentracji 25% i 30% przebieg wyznaczonych charakterystyk przepływu odpowiada charakterystykom chropowatości $k = 0,2$ mm i zmniejszeniu się średnicy rurociągu do wartości 411 mm. Są to charakterystyki, dla których nie występował jeszcze osad denny. Z tego wynika, że celowe staje się tłoczenie mieszaniny o koncentracji nawet 30%, gdyż nie wpływa to znacząco na opory przepływu.

W przypadku przepływu mieszaniny o koncentracji 50% charakterystyka przepływu przesuwa się w lewo do punktu odpowiadającemu strumieniowi objętości $870 \text{ m}^3/\text{h}$, co można porównać do charakterystyk chropowatości $k = 1 \text{ mm}$ czy średnicy $d = 411 \text{ mm}$.

4.3.5. Wpływ zawartości cząstek dużych na punkt pracy układu

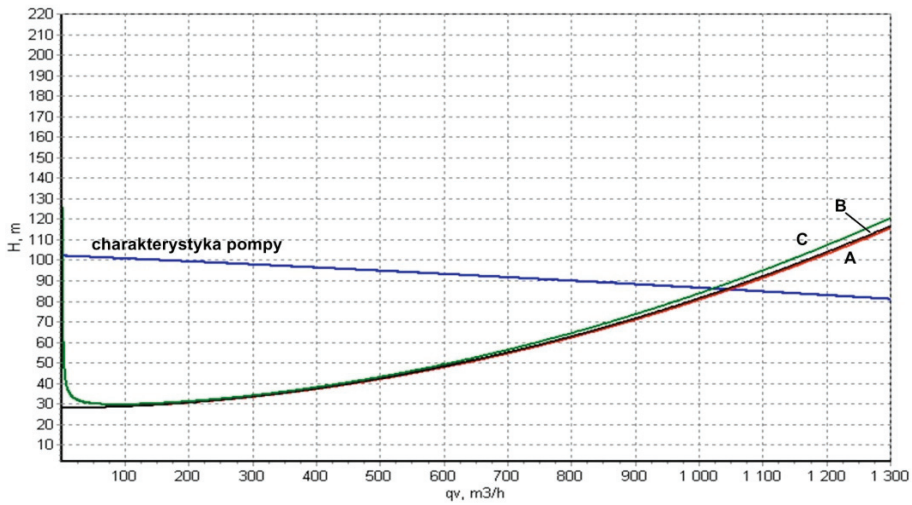
Na rysunkach 4.19–4.23 przedstawiono wyniki symulacji przepływu mieszaniny zawierającej zarówno cząstki drobne, jak i duże. W trakcie symulacji zmieniano koncentrację oraz średnicę cząstek dużych, pozostawiono niezmiennymi natomiast średnicę rurociągu i chropowatość. Symulacja ta miała na celu sprawdzenie, jak wpływa zawartość cząstek dużych na punkt pracy układu, wzrost oporów przepływu i możliwość tworzenia się osadu dennego.



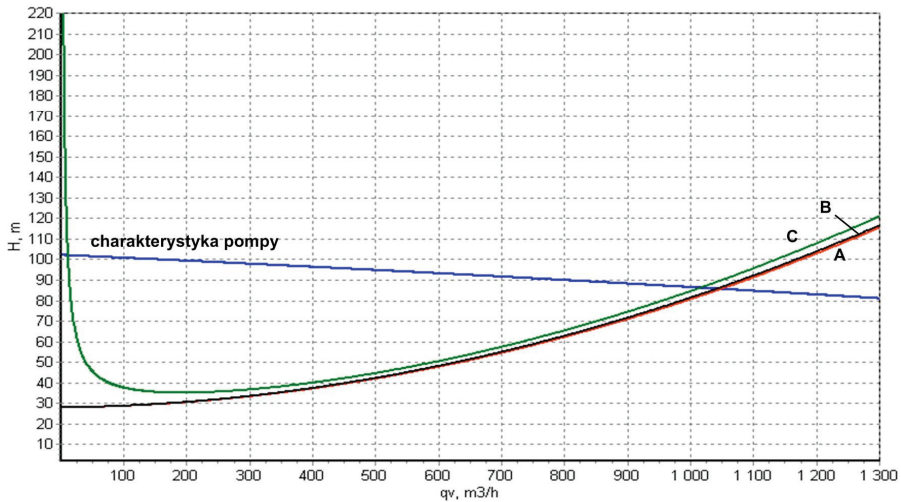
Rys. 4.19. Charakterystyka przepływu z uwzględnieniem cząstek dużych w mieszaninie: woda (A), $c_v = 5\%$ (B), $c_v = 5\%$, $d_p = 0,1 \text{ mm}$ (C)

Z analizy charakterystyki przedstawionej na rys. 4.19 wynika, że cząstki duże mają wpływ na charakterystykę przepływu. Widać, że charakterystyka mieszaniny zawierającej cząstki duże zaczyna odbiegać od charakterystyki wody i charakterystyki zawierającej tylko cząstki małe. Jest to widoczne od strumienia przepływu $800 \text{ m}^3/\text{h}$. Dla koncentracji na poziomie 5% i cząstkach o średnicy $0,1 \text{ mm}$ przesunięcie się punktu pracy w lewą stronę jest niewielkie. W całym badanym zakresie nie stwierdzono obszaru, w którym mogłyby pojawić się osady dennego. Obszar ten zaczyna być wyraźnie widoczny w przypadku średnicy większej od 1 mm (rys. 4.20). W przypadku strumienia przepływu mniejszego od $100 \text{ m}^3/\text{h}$ opory przepływu bardzo szyb-

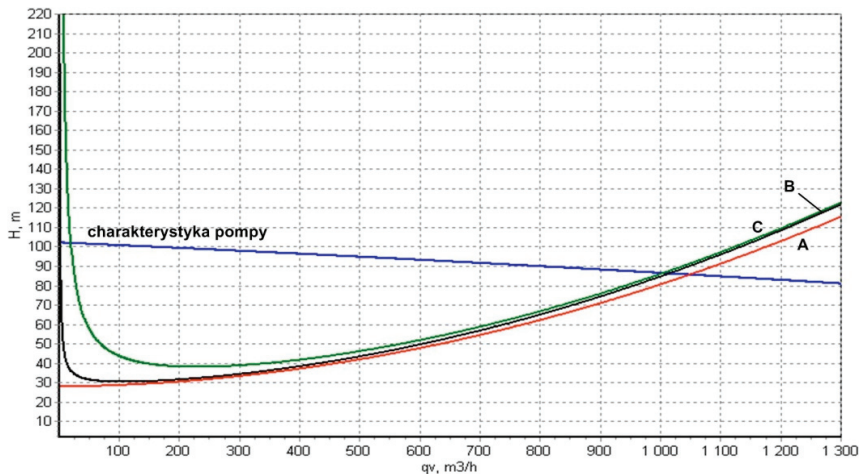
ko wzrastają. W tym zakresie zaczyna tworzyć się osad denny i powodować zmniejszenie przekroju dla mieszaniny. Charakterystyka rośnie do nieskończoności, co oznacza, że przepływ ustanie.



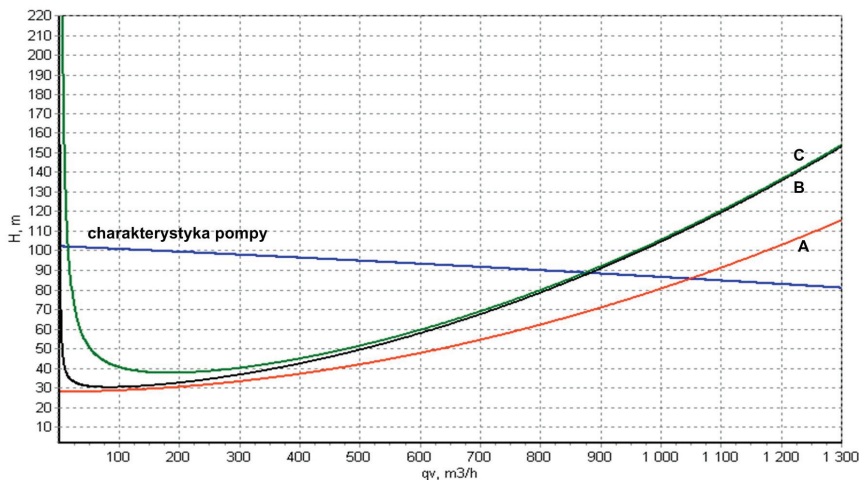
Rys. 4.20. Charakterystyka przepływu z uwzględnieniem cząstek dużych w mieszaninie:
woda (A), $c_v = 5\%$ (B), $c_v = 5\%$, $d_p = 1$ mm (C)



Rys. 4.21. Charakterystyka przepływu z uwzględnieniem cząstek dużych w mieszaninie:
woda (A), $c_v = 5\%$ (B), $c_v = 5\%$, $d_p = 3$ mm (C)



Rys. 4.22. Charakterystyka przepływu – zmienna średnica cząstek dużych:
woda (A), $c_v = 10\%$, $d_p = 1$ mm (B), $c_v = 10\%$, $d_p = 3$ mm (C)



Rys. 4.23. Charakterystyka przepływu – zmienna średnica cząstek dużych:
woda (A), $c_v = 30\%$, $d_p = 1$ mm (B), $c_v = 30\%$, $d_p = 3$ mm (C)

Zdecydowanie lepiej obszar ten jest widoczny na rys. 4.21. Już od strumienia mniejszego od $300 \text{ m}^3/\text{h}$ charakterystyka szybko rośnie. Oznacza to, że osad denny tworzy się zdecydowanie szybciej. Większe cząsteczki o średnicy 3 mm są cięższe i szybciej zaczynają opadać na dno rurociągu. Cała charakterystyka zaczyna bardziej odsuwać się od charakterystyki przepływu niezawierającego cząstek dużych. Wzrasta oporność, a punkt pracy układu przesuwa się o $50 \text{ m}^3/\text{h}$ w lewą stronę.

Podobną tendencję można zauważyć na charakterystykach z rys. 4.22 i 4.23. Z porównania przepływu dwóch mieszanin zawierających cząstki duże o średnicy 1 mm i 3 mm wynika, że charakterystyki rozbiegają się przede wszystkim w obszarze strumieni przepływu mniejszych od 500 m³/h. Im większa średnica cząstek dużych, tym szybciej zaczyna tworzyć się osad denny. W przypadku wartości strumienia większego od 500 m³/h charakterystyki zbiegają się. Widać zdecydowanie mniejszy wpływ cząstek dużych na charakterystykę przepływu w tym zakresie strumienia.

5. Podsumowanie

Przedstawiona monografia stanowi syntezę prowadzonych przez autora badań procesów ciepłno-przepływowych towarzyszących pracy kotła energetycznego. Głównym ich celem było opracowanie narzędzi służących do analizy procesów, takich jak: odzysk niskotemperaturowego ciepła odpadowego ze spalin, niestabilność przepływu mieszaniny ciecz–para w parowniku kotła, hydrauliczne odpopielanie bloków energetycznych. Każdemu z procesów poświęcono osobny rozdział, w którym szczegółowo omówiono fizykę zjawiska, sposób opracowania modelu matematycznego, jego weryfikację na stanowisku badawczym, a także na wybranym obiekcie rzeczywistym.

W rozdziale 1 dysertacji sformułowano ogólnie zakres przeprowadzonych badań z zarysowanym celem, jaki sobie założono.

W rozdziale 2 omówiono proces odzysku niskotemperaturowego ciepła odpadowego ze spalin z uwzględnieniem procesu kondensacji pary wodnej. Na podstawie literatury przedmiotu można wnioskować, że w większości elektrowni pracujących w kraju i za granicą do odzysku ciepła wykorzystuje się wymienniki bezkondensacyjne. Stopień schłodzenia spalin wylotowych jest wówczas niewielki, a odzyskanie ciepła odpadowego zwykle nie jest celem. Z tego względu opracowano model matematyczny. Jego zadaniem jest zmaksymalizowanie strumienia ciepła odzyskiwanego ze spalin. Zostało to osiągnięte przez wykorzystanie w wymienniku ciepła procesu kondensacji pary wodnej zawartej w spalinach wylotowych, ciepło odpadowe odzyskiwano w postaci gorącej wody o temperaturze 90°C . W tej postaci ciepło odpadowe można z kolei wykorzystać w obiegu elektrowni, np. do podgrzania powietrza czy wody w układzie regeneracji bloku. Tak sformułowane zadanie wymagało głębszej analizy ze względu na skomplikowany model opisujący jednocześnie wymianę ciepła w obecności gazu inertnego, obecność pary wodnej i zjawisko kondensacji.

Opracowano równania bilansowe dla kondensacyjnego wymiennika ciepła oraz jednowymiarowy model procesu wymiany ciepła w obecności gazu inertnego z kondensacją pary wodnej. Aby uzyskać duży strumień ciepła kondensacji, wykorzystano spaliny pochodzące ze spalania węgla brunatnego, które zawierają ok. 25% wilgoci. Temperatura początku kondensacji to ok. 64°C . Dla założonych danych bloku 900 MW wyznaczono: strumień masy wody chłodzącej kondensacyjny wymiennik ciepła, strumień masy kondensatu, strumień ciepła chłodzenia i kondensacji. Stwier-

dzono, że w przypadku spalin z węgla brunatnego strumień ciepła kondensacji jest porównywalny ze strumieniem ciepła chłodzenia. Stwierdzono także ograniczenie związane z temperaturą wody chłodzącej uniemożliwiające schłodzenie spalin wylotowych poniżej określonej temperatury. Ograniczenie to powoduje, że w przypadku temperatury końcowej wody chłodzącej równej 90°C schłodzenie spalin wylotowych jest możliwe tylko kilka stopni poniżej temperatury nasycenia dla zadanego ciśnienia parcjalnego pary wodnej.

Opracowany model matematyczny zweryfikowano na stanowisku laboratoryjnym wyposażonym w kondensacyjny wymiennik ciepła. Jest to wymiennik o przepływie krzyżowo-przeciwprądowym wody chłodzącej i mocy cieplnej 46 kW. W przeprowadzonych eksperymentach koncentrowano się na badaniach wpływu temperatury wlotowej spalin, strumienia objętości spalin, strumienia objętości wody chłodzącej i współczynnika zawilżenia spalin na punkt pracy kondensacyjnego wymiennika ciepła. Wyniki badań laboratoryjnych przedstawiono w postaci charakterystyk – przeprowadzono również ich szczegółową analizę. Na podstawie badań wpływu temperatury wlotowej spalin na punkt pracy kondensacyjnego wymiennika ciepła wynika, że wzrost temperatury spalin wlotowych powoduje nieznaczny wzrost strumienia ciepła chłodzenia, a spadek ciepła kondensacji. Następuje także wzrost strumienia ciepła przekazywanego do wody, który dla wyższych temperatur spalin stabilizuje się na stałym poziomie. Wartość strumienia ciepła przenikającego do wody chłodzącej odpowiada odzyskanemu strumieniowi ciepła odpadowego ze spalin. W tym przypadku większy udział ma strumień ciepła kondensacji niż ciepła chłodzenia. Z analizy wyników badań wpływu strumienia objętości spalin na punkt pracy kondensacyjnego wymiennika ciepła wynika, że ze wzrostem strumienia objętości spalin wzrasta strumień ciepła chłodzenia oraz kondensacji, przy czym wzrost ciepła chłodzenia jest niewielki. Obserwowane zjawisko kondensacji przebiegało bardziej intensywnie, co przełożyło się na zwiększony strumień masy kondensatu. W efekcie od spalin do wody chłodzącej przenikał większy strumień ciepła. Istotny wniosek związany z odzyskiem ciepła odpadowego ze spalin to zarejestrowane zwiększanie się tego odzysku ze wzrostem strumienia objętości spalin – głównie z uwagi na wzrost strumienia ciepła kondensacji. Konkluzja z badań strumienia objętości wody chłodzącej na punkt pracy kondensacyjnego wymiennika ciepła natomiast: wzrost strumienia wody chłodzącej wymiennik ciepła powoduje nieznaczny wzrost strumienia ciepła chłodzenia, ale za to duże przyrosty strumienia ciepła kondensacji. Widoczne jest to zwłaszcza dla małych wartości strumienia objętości wody. W konsekwencji rośnie strumień ciepła przenikający do wody chłodzącej. Na podstawie wyników badań wpływu współczynnika zawilżenia spalin na punkt pracy kondensacyjnego wymiennika ciepła można natomiast stwierdzić, że w wyniku zwiększania wartości współczynnika zawilżenia spalin na wlocie do wymiennika ciepła obserwuje się nieznaczny spadek strumienia ciepła chłodzenia i silny liniowy wzrost strumienia ciepła kondensacji. Dlatego nastąpił wzrost strumienia ciepła przekazywanego od spalin do wody chłodzącej. Poza tym

w przeprowadzonych eksperymentach otrzymano bardzo dobrą zgodność zmierzonych współczynników zawilżenia spalin z obliczonymi. Finalnie można przyjąć, że wykorzystanie procesu kondensacji jest uzasadnione w przypadku spalin o dużym współczynniku zawilżenia, co znacznie zwiększa odzyskiwany strumień ciepła odpadowego ze spalin wylotowych.

W dalszej części rozdz. 2 przedstawiono również wyniki badań odzysku ciepła odpadowego w skali pilotowej. Pomiary przeprowadzono na stanowisku badawczym, które podłączono do kanału spalin rzeczywistego kotła BB-1150 w PGE GiEK S.A. Oddział Elektrycznictwa Bełchatów. Najważniejszą częścią instalacji pilotowej był kondensacyjny wymiennik ciepła. Jego zadanie to ochłodzenie spalin poniżej wodnego punktu rosy i odzyskanie ciepła odpadowego w postaci gorącej wody o temperaturze ponad 90°C.

Najważniejszym testem było sprawdzenie stanowiska pod kątem utrzymania założonego punktu pracy, przy którym odzyskane ciepło w postaci gorącej wody osiągnie temperaturę 90°C. Wyniki prac testowych przedstawiono w postaci charakterystyk czasowych strumienia i temperatury spalin, temperatury i strumienia objętości wody chłodzącej wymiennik. Wykonano pomiary rozkładu temperatury spalin na długości wymiennika – wynika z nich, że kondensacja pary wodnej rozpoczyna się na ósmym metrze wymiennika. Kondensację potwierdziły również zdjęcia wykonane przez okienko inspekcyjne w końcowej części wymiennika pilotowego. Zbadano wpływ strumienia objętości spalin i strumienia objętości wody chłodzącej na punkt pracy wymiennika ciepła. Z przeprowadzonych badań pilotowych wynika, że wymiennik osiągnął założony punkt pracy i odzyskano ciepło odpadowe w postaci gorącej wody o strumieniu objętości 2,4 m³/h i temperaturze przekraczającej 90°C. Na ich podstawie sporządzono bilanse cieplne kondensacyjnego wymiennika ciepła z wykorzystaniem opracowanego modelu matematycznego. Z analiz wynika, że strumień odzyskanego niskotemperaturowego ciepła odpadowego w postaci gorącej wody zmienia się w zakresie 180–230 kW. Przeanalizowano również zmiany współczynnika zawilżenia spalin na wylocie z wymiennika i strumienia masy kondensatu w zależności od strumienia spalin oraz wody chłodzącej wymiennik. Przedstawione i omówione badania są zgodne z wynikami, jakie otrzymano na stanowisku badawczym wykonanym w skali laboratoryjnej.

Na końcu można wnioskować, że odzysk niskotemperaturowego ciepła odpadowego jest zasadny w przypadku spalin o dużej zawartości wilgoci, a odzyskane ciepło w postaci gorącej wody o temperaturze 90°C można wykorzystać w obiegu do podwyższenia jego sprawności.

W rozdziale 3 omówiono modelowanie przepływu mieszaniny cieczy i pary w modelu parownika oraz w rzeczywistym parowniku kotła przepływowego BP-1150. Z przeglądu literatury przedmiotu wynika, że niewiele jest prac dotyczących statycznej niestabilności przepływu w kotłach przepływowych – zwykle chodzi o znalezienie optymalnych modeli przepływów dwufazowych z wymianą ciepła. Najczęściej stosowane są modele z podziałem na fazę ciekłą i gazową. Modele te zwiększają jednak

liczbę równań koniecznych do rozwiązania rozpatrywanego w tej pracy problemu, co w następstwie łączy się z potrzebą kolejnych danych, a w konsekwencji – z wydłużeniem czasu obliczeń. Z tego względu opracowano model matematyczny przepływu dwufazowego w parowniku bazujący na fizykalnych równaniach masy, pędu i energii. Model ten wykorzystano do wyznaczenia charakterystyk przepływu w modelu parownika oraz w rzeczywistym parowniku kotła przepływowego BP-1150. Przeprowadzono symulację pracy rzeczywistego parownika kotła parowego z uwzględnieniem szerokiego zakresu ciśnienia i temperatury wody zasilającej oraz strumienia ciepła doprowadzanego do parownika. Wykazano wpływ tych parametrów na kształt charakterystyk przepływu. Stwierdzono, że dla temperatury i ciśnienia wody zasilającej mniejszych od 140°C i 5 MPa na wykresach pojawia się obszar siodłowy, który charakteryzuje przepływ niestabilny. Wraz ze wzrostem strumienia ciepła zwiększa się zakres występowania niestabilności przepływu.

W części doświadczalnej zbadano przepływ mieszaniny ciecz–para w modelu fizycznym parownika. Pomiar wykonano na zaprojektowanym przez autora stanowisku doświadczalnym. Mierzono spadek ciśnienia i strumień objętości w parowniku, zmieniając temperaturę wody zasilającej na wlocie oraz strumień ciepła doprowadzanego do parownika. Na podstawie pomiarów sporządzono charakterystyki przepływu mieszaniny wody i pary wodnej. Wyniki badań eksperymentalnych porównano z wynikami rozwiązań numerycznych dotyczących modelu parownika. Stwierdzono dobrą zgodność wyników pomiarów z wynikami rozwiązania otrzymanymi z modelu matematycznego.

Opracowany model wraz z algorytmem rozwiązania stanowi proste narzędzie służące do analizy przepływów dwufazowych w parownikach kotłów parowych oraz innych urządzeń, w których występuje przepływ dwufazowy z wymianą ciepła. Narzędzie to umożliwia kontrolę procesu na podstawie wyznaczonego rozkładu temperatury, ciśnienia i zawartości pary w przepływającej mieszaninie.

W rozdziale 4 omówiono modelowanie procesu hydraulicznego odpopielania bloków energetycznych. To kolejny proces towarzyszący pracy kotła – służy do przetransportowania pozostałości po procesie spalania na składowisko powierzchniowe. Na podstawie literatury przedmiotu można przyjąć, że często przy hydraulicznym transporcie żużla i popiołu udział masowy części stałych nie przekracza 10%. Prowadzi to do małej efektywności tego procesu, a niewłaściwie dobrane parametry przepływu powodują osadzanie i cementację na ściankach rur składników mineralnych wytrącających się z mieszaniny. W związku z tym opracowano narzędzie w postaci modelu matematycznego i programu obliczeniowego mającego za zadanie umożliwienie zbadania procesu hydraulicznego transportu w celu uzyskania efektów ekonomicznych i środowiskowych.

Szczegółowo omówiono również proces tworzenia się i przepływu mieszaniny wieloskładnikowej – wody z popiołem i żużlem. O możliwości jej ruchu decyduje zawartość popiołu oraz cząstek dużych, czyli cząstek o średnicach przekraczających kilka

milimetrów. Stwierdzono, że ważną wielkością jest prędkość opadania cząstek stałych, która (jak wynika z przedstawionych w tej pracy rezultatów badań) maleje wraz z zagęszczeniem mieszaniny. Z tego względu źle dobrana prędkość przepływu mieszaniny może powodować nieprzewidziane opadanie cząstek stałych i osadzanie ich na dnie. Może to prowadzić do zmniejszenia się przekroju poprzecznego rurociągu, a w efekcie do awarii instalacji. Aby temu zapobiec, konieczne jest utrzymywanie parametrów przepływu na odpowiednim poziomie. Z tego względu do analizy tego procesu wykorzystano model Voca dla i Charlesa uwzględniający zawartość w mieszaninie cząstek stałych zarówno o małych, jak i dużych średnicach. Opracowano program zweryfikowany następnie na danych dotyczących obiektu rzeczywistego w jednej z elektrowni.

Otrzymane wyniki z przebadanego wpływu zagęszczenia mieszaniny na prędkość opadania cząstek, wpływu chropowatości powierzchni rurociągu, średnicy, koncentracji popiołu, a także zawartości cząstek dużych na punkt pracy układu zaprezentowano w postaci charakterystyk przepływu. Na wykresie przeanalizowano położenie punktu pracy układu, czyli przecięcie się charakterystyki rurociągu i pompy.

Z analizy wpływu zagęszczenia mieszaniny na prędkość opadania cząstek wynika, że prędkości przepływu mniejsze od 1,8 m/s są prędkościami niekorzystnymi w przypadku przepływu mieszaniny o koncentracji mniejszej od 10%. W tym zakresie może pojawiać się przepływ wleczony. W związku z tym do utrzymania odpowiednich parametrów pracy układu korzystna jest praca pomp ze strumieniem objętości większym od 1000 m³/h.

W analizie wpływu chropowatości rurociągu na punkt pracy wykazano natomiast, że wzrost chropowatości rury o 0,5 mm nie wpływa znacząco na parametry pracy układu. Wzrost chropowatości do 3 mm przesunął punkt pracy układu do strumienia objętości 750 m³/h, co odpowiada prędkości przepływu 1,3 m/s. Prędkość ta jest znacząco mniejsza od prędkości granicznej i może prowadzić do osadzania się popiołów na dnie rurociągu, co zdecydowanie przyspiesza krystalizację i cementację osadów – to może mieć miejsce w rurociągu po długim czasie użytkowania. Analogicznie do przypadku zmniejszania się średnicy rurociągu powodującego wzrost oporów przepływu. Krzywe stają się bardziej strome, a punkt pracy układu przesunął się w lewo, czyli w stronę zmniejszania się strumienia przepływu. Początkowe zmniejszenie się średnicy o 10 mm ma niewielki wpływ na stromość charakterystyk i nie powoduje zagrożenia wytrącania się osadów z płynącej mieszaniny. Dalsze zmniejszanie się średnicy wpływa jednak na zmniejszenie się strumienia objętości przepływającej mieszaniny do wartości mniejszej od 1000 m³/h. Dla mieszaniny o koncentracji 10% jest to już prędkość, która może powodować wytrącanie się niesionych cząstek stałych. Dalsze zmniejszenie średnicy rurociągu (np. o 50 mm) wpływa znacząco na przesunięcie się punktu pracy. W tym przypadku wartość strumienia objętości przepływającej mieszaniny spada do wartości 750 m³/h. Prędkość przepływu jest mniejsza od wartości granicznej – korzystne staje się tu tłoczenie mieszaniny o zdecydowanie większym zagęszczeniu, np. 20% lub 30%. Prędkość opadania cząstek stałych się zmniejsza.

Z analizy badania wpływu koncentracji popiołu wynika, że zwiększanie koncentracji w niewielkim stopniu wpływa na punkt pracy układu. Charakterystyki przesuwają się w lewą stronę w niewielkim zakresie – maksymalnie do wartości ok. $870 \text{ m}^3/\text{h}$ strumienia przepływu mieszaniny dla koncentracji $c_v = 50\%$. Można stwierdzić, że dla mieszaniny o koncentracji 25% i 30% przebieg wyznaczonych charakterystyk przepływu odpowiada charakterystykom jak przy chropowatości rurociągu $k = 0,2 \text{ mm}$ i zmniejszeniu się średnicy rurociągu do wartości 411 mm. Są to charakterystyki, dla których nie występował osad denny. Z tego wniosek, że celowe staje się tłoczenie mieszaniny o koncentracji nawet 30%, gdyż nie wpływa to znacząco na opory przepływu.

Na podstawie badania wpływu zawartości cząstek dużych wynika z kolei, że przebieg charakterystyki mieszaniny zawierającej takie cząstki odbiega od przebiegu charakterystyki wody oraz charakterystyki mieszaniny zawierającej tylko cząstki małe. Jest to dobrze widoczne od strumienia przepływu $800 \text{ m}^3/\text{h}$. Tworzenie się osadu dennego jest bardziej widoczne dla średnicy cząstek większej od 1 mm. W przypadku strumienia przepływu mniejszego od $100 \text{ m}^3/\text{h}$ opory przepływu bardzo szybko wzrastają, a charakterystyka rośnie do nieskończoności, co oznacza, że przepływ ustaje. Zdecydowanie lepiej obszar ten jest widoczny na rys. 4.21. Już od strumienia mniejszego od $300 \text{ m}^3/\text{h}$ charakterystyka szybko rośnie. Oznacza to, że osad denny tworzy się zdecydowanie szybciej. Większe cząsteczki o średnicy 3 mm są cięższe i szybciej zaczynają opadać na dno rurociągu.

Z przeprowadzonych analiz pracy układu wynika, że tłoczenie mieszaniny o udziale większym niż 10% jest zdecydowanie korzystniejsze. Główne korzyści to zmniejszenie strumienia wody w obiegu powodujące zmniejszenie zużycia energii elektrycznej przez silniki pomp obiegowych i wolniejsza sedymentacja części stałych zapewniająca dłuższy czas rozplywu mieszaniny po składowisku. Straty hydrauliczne w mieszaninie o większej koncentracji zwiększają się nieznacznie, co umożliwia zachowanie wymaganych parametrów przepływu.

Można stwierdzić na podstawie wyników modelowania opisanych procesów cieplno-przepływowych towarzyszących pracy kotła, że opracowane do analizy procesów narzędzia znacząco wpływają na poprawę sprawności nie tylko kotła energetycznego, lecz także całego obiegu. Poprawa sprawności obiegu przekłada się na obniżenie kosztów ekonomicznych oraz ochronę środowiska dzięki obniżeniu temperatury spalin, lepszemu wykorzystaniu powierzchni składowiska, mniejszej awaryjności, większej trwałości i efektywniejszej pracy urządzeń.

Literatura

- [1] Bagnold R.A., *The movement of a cohesion less granular bed by fluid flow over it*, „British Journal of Applied Physics” 1951, February 2, s. 29–34.
- [2] Bergles A.E., Goldberg P., Maulbetsch J.S., *Acoustic oscillations in a high pressure single channel boiling system*, Proc. Symp. Two-Phase Dynamics, Eindhoven, 1969, 1, s. 535–550.
- [3] Bergles A.E., *Two phase flow structure observations for high pressure water in a rod bundle*, Proc. ASME Symp. Two-Phase Flow Heat Transfer Rod Bundles, 1969, s. 47–55.
- [4] Boczarski S., Sobota J., *Badania globalnych parametrów przepływu mieszanin popiołowo-żużłowo-gipsowych w rurociągach*, Seria: Zeszyty Naukowe Akademii Rolniczej, Wrocław 2000, s. 183–196.
- [5] Boure J.A., Bergles A.E., Tong L.S., *Review of two-phase flow instability*, „Nuclear Engineering and Design” 1973, 25, s. 165–192.
- [6] Budryk W., *Ruch podszdki płynnej w rurociągach zamuleniowych*, AGH, Kraków 1929.
- [7] Butterworth D., Hewitt G.F., *Two-phase flow and heat transfer*, Oxford University Press, Oxford 1977.
- [8] Cao L., Kakac S., Liu H.T., Sarma P.K., *The effects of thermal non-equilibrium and inlet temperature on two-phase flow pressure drop type instabilities in an upflow boiling system*, „Int. J. Therm. Sci.” 2000, 39, s. 886–895.
- [9] Chang S.H., Kim Y.I., Baek W.P., *Derivation of mechanistic critical heat flux model for water based on flow instabilities*, „International Comm. Heat and Mass Transfer” 1996, 23, No. 8, s. 1109–1119.
- [10] Chaojun Wang, Boshu He, Linbo Yan, Xiaohui Pei, Shinan Chen, *Thermodynamic analysis of a low-pressure economizer based waste heat recovery system for a coal-fired power plant*, „Energy” 2014, 65, s. 80–90.
- [11] Chaojun Wang, Boshu He, Shaoyang Sun, Ying Wu, Na Yan, Linbo Yan, Xiaohui Pei, *Application of a low pressure economizer for waste heat recovery from the exhaust flue gas in a 600 MW power plant*, „Energy” 2012, 48, s. 196–202.
- [12] Chung J.H., Hyun J.M., *Heat transfer from a fully-developed pulsating flow in a curved pipes*, „International Journal of Heat and Mass Transfer” 1994, 37, s. 42–52.
- [13] Danel P., Durand R., Condolis E., *Introduction a l’etude de la saltation*, „La Houille Blanche” 1953, Decembre, s. 815–829.
- [14] De Chant L.J., *An analytical skin friction and heat transfer model for compressible, turbulent, internal flow*, „International Journal of Heat and Fluid Flow” 1998, 19, s. 623–628.
- [15] Dexin Wang, Bao A., Kunc W., Liss W., *Coal power plant flue gas waste heat and water recovery*, „Applied Energy” 2012, 91, s. 341–348.
- [16] Fukuda K., Kage K., Hasegawa S., *Analysis of two-phase flow oscillation mode in parallel multi-channels*, „Memoris of Faculty of Engineering” 1982, 42, No. 3, s. 163–175.
- [17] Fukuda K., Kobori T., *Two-phase flow instability in parallel channels*, Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf., 1978, B17, s. 369–374.
- [18] Gibert R., *Transport hydraulique et refoulement des mixtures en conduits*, Annales des Ponts et Chaussees, 1960.

- [19] Hestroni G., *Handbook of Multiphase Systems*, Hemisphere Publishing Corporation, 1981.
- [20] Holland-Batt A.B., *A Quantitative Model of the Motion of Particles in the RSM/Mintek On Stream Particles Size Analyser*, „Powder Technology” 1975, 11, s. 11–25.
- [21] Jayanti S., Berthoud G., *High-quality dry-out in helical coils*, „Nuclear Engineering and Design” 1990, 1, No. 22, s. 105–118.
- [22] Jeżowiecka-Kabsch K., Szewczyk H., *Mechanika płynów*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2001.
- [23] Kalinowski E., *Termodynamika*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1994, s. 389–404.
- [24] Kirillov P.L., Jurijev J.S., Bobkov W.P., *Spravočnik po teplogidravličeskim roščetam*, Moskwa 1984.
- [25] Kytępov A.M., Sterman L.S., Stjusyn N.G., *Gidrodinamika i teploobmien pri paroobrazovanii*, Moskwa 1977.
- [26] Ledinegg M., *Instabilität der Strömung bei Natürlichen und Zwangumlauf*, „Die Wärme” 1938, 61, No. 8, s. 891–898.
- [27] Lichota J., Polko K., Szulc P., Tietze T. Wójs K., *Heat exchanger condensing flue gases in coal-fired power plant – analysis of experiments*, The Clearwater Clean Coal Conference: Proceedings of the 39th International Technical Conference on Clean Coal & Fuel Systems, 1–5 June 2014, Clearwater, Florida, USA, s. 1–13.
- [28] Loksyn W., Peterson D., Svarc A., *Gidravličeskij rasčet kotelnych agriegatow*, „Energia” 1978, s. 53–57.
- [29] Malczewski J., Piekarski M., *Modele procesów transportu masy, pędu i energii*, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1992.
- [30] Maude A.D., Whitmore R.L., *A generalized theory of sedimentation*, „British Journal of Applied Physics” 1958, 9, s. 477–482.
- [31] Orłowski P., *Kotły parowe*, WNT, Warszawa 1976.
- [32] Orzechowski Z., *Przepływy dwufazowe: jednowymiarowe, ustalone, adiabatyczne*, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1990.
- [33] Palarski J., *Hydrotransport*, WNT, Warszawa 1982.
- [34] Rączka P., Wójs K., *Methods of thermal calculations for a condensing waste-heat exchanger*, „Chemical and Process Engineering” 2014, Vol. 35, No. 4, s. 447–461.
- [35] Rao Y.F., Inaba Y., Noda T., Fukuda K., *Transient characteristics of He II forces flow heated at the center of a pipe line*, „Cryogenics” 1996, 36, s. 219–224.
- [36] Richardson J.F., Zaki W.N., *Sedimentation and Fluidisation Part I*, „Trans. Inst. Chem. Eng.” 1954, 32, s. 35–53.
- [37] Richardson J.F., Zaki W.N., *The sedimentation of a suspension of union spheres under conditions of viscous flow*, „Chemical Engineering Sciences” 1954, 3, s. 65–73.
- [38] Sitka A., Wójs K., Szulc P., Tietze T., *Technologia oczyszczania rurociągów z osadów mineralnych*, „Archiwum Energetyki” 2008, t. 38, nr 2, s. 183–192.
- [39] Sobota J., *Badania prędkości opadania cząstki kulistej w zawieszynie*, „Archiwum Hydrotechniki” 1980, t. XXVII, 3, s. 469–481.
- [40] Sobota J., *Efektywność zwiększania koncentracji w magistralnym hydrotransporcie rurowym odpadów KGHM Lubin*, „Cuprum” 1981, 2, s. 20–24.
- [41] Sobota J., *Hydraulika przepływu mieszanin newtonowskich w rurociągach*, Ossolineum, Wrocław 1998.
- [42] Sobota J., *Ocena modeli z cieczą nośną dla przepływu mieszanin polifrakcyjnych w rurociągach*, Seria: Zeszyty Naukowe Akademii Rolniczej we Wrocławiu, 1990, 192, s. 171–191.
- [43] Sukomiel A.S., Wieličko V.I., Abrosimov J.G., *Teploobmen i trenie pri turbulentnom tečeni gaza w korotkich kanalach*, Moskwa 1979.

- [44] Szewczyk H., *Mechaniki płynów. Ćwiczenia laboratoryjne*, Wydawnictwo Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1989.
- [45] Szulc P., Tietze T., Rączka P., Wójs K., *Porównanie wybranych konstrukcji wymienników ciepła pracujących w układzie odzysku ciepła odpadowego ze spalin*, „Archiwum Energetyki” 2013, t. XLIII, nr 1–4, s. 11–30.
- [46] Szulc P., Tietze T., Wójs K., *Studies on the process of recovering low-temperature waste heat from a flue gas in a pilot-scale plant*, „Chemical and Process Engineering” 2016, Vol. 37, No. 4, s. 529–543.
- [47] Szulc P., Tietze T., Wójs K., *Wpływ strumienia objętości spalin na strumień niskotemperaturowego ciepła odpadowego odzyskanego w kondensacyjnym wymienniku ciepła*, „Rynek Energii”, 2016, nr 6, s. 43–49.
- [48] Szulc P., Tietze T., Wójs K., *Bilansowy model przeciwpłdowego, kondensacyjnego wymiennika ciepła z poziomym układem rur chłodzących*, w: *Aktualne kierunki rozwoju energetyki*, pod red. K. Wójśa, P. Szulca, T. Tietzego, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2012, s. 113–123.
- [49] Szulc P., Tietze T., Wójs K., *Numerical analysis of a waste heat recovery process with account of condensation of steam from flue gases*, „Archives of Civil and Mechanical Engineering” 2015, r. 15, nr 4, s. 1017–1023.
- [50] Takamatsu K., Fujimoto N., Rao Y.F., Fukuda K., *Numerical study of flow and heat transfer of superfluid helium in capillary channels*, „Cryogenics” 1997, 37, s. 829–835.
- [51] Taler J., *Podgrzewanie parowe kotłów – źródło oszczędności oleju lub gazu w czasie rozruchu kotłów*, „Energetyka” 1985, nr 7, s. 273–277.
- [52] Taler J., *Symulacja dynamiki kotłów z obiegiem naturalnym uwzględniająca naprężenia termiczne*, Seria: Zeszyty Naukowe Politechniki Krakowskiej, nr 1, Kraków 1987.
- [53] Tietze T., Szulc P., Wójs K., *Stanowisko do badania kondensacyjnego wymiennika ciepła do odzysku ciepła odpadowego ze spalin*, „Rynek Energii” 2014, nr 3, s. 93–100.
- [54] Tietze T., Szulc P., Wójs K., *Wyznaczanie ciepła skraplania pary wodnej na przykładzie kondensacyjnego wymiennika ciepła do odzysku ciepła odpadowego ze spalin*, „Rynek Energii” 2015, nr 1, s. 76–82.
- [55] Vočadlo J.J., Charles M.E., *Prediction of pressure gradient for the horizontal turbulent flow of slurries*, Conference BHRA Hydrotransport 2, paper C1, Warwick, 1972.
- [56] Wójs K., Tietze T., Szulc P., Lichota J., Rączka P., *Badania odzysku ciepła odpadowego w skali pilotowej*, Raporty Wydziału Mechaniczno-Energetycznego Politechniki Wrocławskiej, Seria: SPR, nr 24, Wrocław 2015.
- [57] Wójs K., Redzicki R., Szulc P., *Koncepcja optymalizacji hydrotransportu żużla i popiołu oraz modyfikacja składowiska powierzchniowego*, Raporty Instytutu Techniki Ciepłej Politechniki Wrocławskiej, Seria SPR nr 6, Wrocław 2006.
- [58] Wójs K., Redzicki R., Szulc P., Sitka A., *Właściwości fizykochemiczne i reologiczne mieszaniny wodnej żużla i popiołu*, „Inżynieria Chemiczna i Procesowa” 2006, t. 27, z. 3/2, s. 1101–1116.
- [59] Wójs K., Szulc P., *Hydrauliczne odpopielanie bloków energetycznych*, w: *Współczesne technologie i urządzenia energetyczne*, pod red. J. Talera, Wydawnictwo Politechniki Krakowskiej, Kraków 2007, s. 763–772.
- [60] Wójs K., Szulc P., *Analysis of possible occurrence of flow instability in once-through steam boiler*, „VGB Powertech” 2004, Vol. 84, No. 11, s. 86–90.
- [61] Wójs K., Szulc P., *Badania niestabilności zjawisk w parowniku kotła przepływowego*, „Inżynieria Chemiczna i Procesowa” 2004, t. 25, z. 4, s. 2439–2447.
- [62] Wójs K., Szulc P., *Modelling of instability of water and steam water flow in evaporator*, Proceedings of 3rd International Symposium on Two-Phase Flow Modelling and Experimentation, ISTP 2004, dok. elektroniczny.

- [63] Wójs K., Szulc P., *Niestabilność przepływu czynnika dwufazowego ciec–para w węzownicy z wrzeniem*, Konferencja Energetyka, Wrocław 2002, s. 735–742.
- [64] Wójs K., Szulc P., Redzicki R., Cirkos B., *Analiza pracy rzeczywistego układu hydraulicznego odpowielania bloków energetycznych*, „Archiwum Energetyki” 2006, t. 36, nr spec., s. 275–285.
- [65] Wójs K., Szulc P., *Stabilność charakterystyk przepływu w kotle BP-1150*, Krajowa Konferencja Energetyczna, Poznań–Rydzyńa 1999, s. 161–168.
- [66] Wójs K., Szulc P., *Statyczna niestabilność przepływu w kotle przepływowym*, „Energetyka Ciepła i Zawodowa” 2003, nr 6, s. 50–52.
- [67] Wójs K., Szulc P., *Symulacja pracy węzownicy parownika kotła przepływowego*, IX Konferencja Kotłowa, t. 4, Szczyrk 2002, s. 313–324.
- [68] Wójs K., Szulc P., Tietze T., *Odzysk niskotemperaturowego ciepła odpadowego ze spalin wylotowych. Odzysk i zagospodarowanie niskotemperaturowego ciepła odpadowego ze spalin wylotowych*, pod red. nauk. K. Wójśa, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 2015, s. 1–111.
- [69] Wójs K., Szulc P., Tietze T., Rączka P., *Optymalizacja układów odzysku niskotemperaturowego ciepła i akumulacji ciepła*, Raporty Wydziału Mechaniczno-Energetycznego Politechniki Wrocławskiej, Seria: SPR, nr 23, Wrocław 2015.
- [70] Wójs K., Szulc P., Tietze T., Rączka P., *Analiza metod odzysku i akumulacji niskotemperaturowego ciepła odpadowego ze spalin wylotowych*, Raporty Wydziału Mechaniczno-Energetycznego Politechniki Wrocławskiej, Seria: SPR, nr 21, Wrocław 2015.
- [71] Wójs K., Szulc P., Tietze T., Rączka P., *Badania laboratoryjne procesów odzysku i akumulacji ciepła*, Raporty Wydziału Mechaniczno-Energetycznego Politechniki Wrocławskiej, Seria: SPR, nr 22, Wrocław 2015.
- [72] Wójs K., Szulc P., Tietze T., Sitka A., *Concept of a system for waste heat recovery from flue gases in a coal-fired power plant*, „Journal of Energy Science” 2010, Vol. 1, No. 1, s. 191–200.
- [73] Wróblewski T., Sikorski W., Rzepa K., *Urządzenia kotłowe*, WNT, Warszawa 1973.
- [74] Xiaojun Shi, Defu Che, Brian Agnew, Jianmin Gao, *An investigation of the performance of compact heat exchanger for latent heat recovery from exhaust flue gases*, „International Journal of Heat and Mass Transfer” 2011, 54, s. 606–615.

Modeling of heat-flow processes accompanying the work of the power boiler

Summary

The presented monograph is a synthesis of the research conducted by the author of the heat-flow processes accompanying the work of the power boiler. The purpose of work was to develop tools for analyzing processes such as low temperature waste heat recovery from flue gas, liquid-steam mixture instability in boiler evaporator, and hydraulic removal of ash. Each of them was devoted to a separate chapter. In chapters the physics of the phenomenon is discussed in details, the mathematical model is developed, and its verification on the bench and selected real object.

In Chapter 1, the purpose is formulated and the material is characterized in general.

In Chapter 2, the process of recovering low temperature waste heat from flue gas with consideration of the condensation process is discussed. A mathematical model was developed to maximize the heat flux recovered from the flue gas. The goal was achieved by using condensation of the water vapor contained in the exhaust gas in the heat exchanger and the waste heat was recovered as hot water at 90°C. The developed mathematical model was verified at the laboratory and on a pilot scale. The final result is confirmation that the recovery of low temperature waste heat is justified in case of high moisture content and that recovered heat in the form of hot water at 90°C can be used in the heat circuit of the power plant to increase its efficiency.

In Chapter 3, the modeling of the static instability of the two-phase flow in the evaporator model and in the actual evaporator of the BP-1150 flow boiler is discussed. A mathematical model of two-phase flow in an evaporator based on physical equations of mass, momentum and energy has been developed. The model was used to determine the flow characteristics of the evaporator model and the actual boiler evaporator. Simulation of the actual steam boiler evaporator was performed for a wide range of pressure and feed water temperatures and the heat flux supplied to the evaporator. The influence of these parameters on the flow characteristics has been shown. In the experimental part the flow of the liquid-steam mixture in the physical model of the evaporator was examined. Experimental results were compared with numerical solutions for the evaporator model. The results of the measurements with the results of the solution for the mathematical model were well matched. The developed model along with the solution algorithm is a simple tool for analyzing static instability of two-phase flows in steam boiler evaporators and other devices with two-phase flow with heat exchange. This tool enables to control the flow process based on the determined temperature, pressure and vapor content distribution in the flowing mixture.

In Chapter 4, the modeling of the hydraulic removal of ash in power units was discussed. A tool has been developed in the form of a mathematical model and computational program that allows the process of the hydraulic transport to be examined for economic and environmental reasons. The impact of the mixture concentration on the particle fall rate, the effect of the surface roughness, diameter, ash concentration and particle size on the operating point of the system was investigated. The results of the analysis

were presented as flow characteristics. The plot of the operating point of the system was analyzed. From the analysis of the work of the system, it is clear that the flow of the mixture with a concentration of more than 10% is definitely more advantageous. The main benefit is the reduction of the flow of water in the circuit, which reduces the energy consumption of the circulation pump motors, the slower sedimentation of the solids, which ensures a longer flow of the mixture after the storage site. Hydraulic losses in the higher concentration mixture are slightly increased, allowing the required flow parameters to be maintained.

Based on the results of the modeling of the described heat-flow processes accompanying the boiler's work, it can be said that the tools developed for the analysis of the tools significantly affect the efficiency improvement not only of the boiler but of the entire circuit. Based on the modeling results of the described thermal-flow processes accompanying the boiler operation, it can be said that the tools developed for the analysis processes significantly affect the efficiency improvement not only of the boiler but of the whole circuit. Improving the efficiency of a power plant translates into lowering economic costs and protecting the environment by reducing exhaust temperature, better utilization of landfill area, less failure, greater durability and more efficient operation.

Modelowanie procesów cieplno-przepływowych towarzyszących pracy kotła energetycznego jest syntezą dotychczasowych prac własnych autora, prac realizowanych w ramach projektów badawczych i kooperacji z partnerami przemysłowymi.

W dysertacji poruszono problemy przepływu spalin z uwzględnieniem odzysku niskotemperaturowego ciepła odpadowego, hydrotransportu, czyli procesu usuwania produktów spalania – żużla i popiołu, oraz niestabilności przepływu czynnika w parowniku kotła. Każdemu z nich poświęcono osobny rozdział, w którym przedstawiono matematyczny opis zagadnienia sprawdzony następnie na modelu fizycznym, a także propozycje jego wykorzystania na przykładzie wybranego obiektu rzeczywistego.

Opisane w książce procesy są ważne ze względów zarówno poznawczych, jak i naukowych z powodu ich wpływu na sprawność nie tylko samego kotła, lecz także całego obiegu ciepłego siłowni.



Wydawnictwa Politechniki Wrocławskiej są do nabycia w księgarni,
plac Grunwaldzki 13, 50-377 Wrocław, budynek D-1 PWr., tel. 71 320 29 35
Prowadzimy sprzedaż wysyłkową: zamawianie.ksiezek@pwr.edu.pl

ISBN 978-83-7493-979-9