

POLITECHNIKA WROCŁAWSKA
INSTYTUT TECHNIKI CIEPLNEJ I MECHANIKI PŁYNÓW

Raport serii PREPRINTY nr 11/2003

**MODELOWANIE PRZEPŁYWU MIESZANINY
CIECZ-PARA W PAROWNIKU KOTŁA
PRZEPŁYWOWEGO**

Piotr SZULC

Słowa kluczowe: przepływ dwufazowy
niestabilność przepływu

Praca doktorska

Promotor: dr hab. inż. Kazimierz Wójs, prof. PWr.

WROCŁAW 2003

SPIS TREŚCI

OZNACZENIA	4
SPIS RYSUNKÓW	6
1. WSTĘP.....	9
2. PRZEGLĄD LITERATURY	11
2.1. Modelowanie przepływu dwufazowego	11
2.2. Przepływy dwufazowe – przypadki aplikacyjne	26
2.3. Krytyczny strumień ciepła CHF	34
2.4. Wnioski z przeglądu literatury.....	41
3. CEL, ZAKRES I TEZY PRACY	43
3.1. Cel pracy.....	43
3.2. Zakres pracy.....	43
3.3. Tezy pracy	43
4. MODEL MATEMATYCZNY PRZEPŁYWU MIESZANINY DWUFAZOWEJ WODA – PARA W PAROWNIKU	44
4.1. Spadek ciśnienia na długości rury parownika	44
4.2. Przepływ fazy ciekłej w parowniku	47
4.3. Przepływ mieszaniny parowo-wodnej w parowniku	50
4.4. Przepływ pary w parowniku	53
5. CZĘŚĆ EKSPERYMENTALNA	56
5.1. Stanowisko badawcze	56
5.2. Metody pomiarowe i wykorzystane materiały	58
5.3. Opracowanie wyników pomiarów i ich analiza	59
5.4. Wyniki badań eksperymentalnych i ich analiza	60

6. ZASTOSOWANIE OPRACOWANEGO MODELU DO OBIEKTU RZECZYWISTEGO	68
6.1. Opis kotła BP - 1150	68
6.2. Wpływ temperatury wody zasilającej na kształt charakterystyk przepływu	72
6.3. Wpływ ciśnienia wody zasilającej na kształt charakterystyk przepływu .	77
6.4. Wpływ strumienia ciepła doprowadzanego do węzownicy parownika na kształt charakterystyk przepływu.....	81
7. PORÓWNANIE WYNIKÓW BADAŃ WŁASNYCH Z WYNIKAMI INNYCH AUTORÓW.....	86
8. PODSUMOWANIE I WNIOSKI.....	89
LITERATURA.....	91

OZNACZENIA

Δp_C	całkowity spadek ciśnienia na długości wężownicy,
Δp_{ek}	spadek ciśnienia na odcinku podgrzewania wody do temperatury nasycenia,
Δp_{wrz}	spadek ciśnienia na odcinku wrzenia wody,
Δp_{par}	spadek ciśnienia na odcinku przegrzewania się pary,
p_1	ciśnienie wody zasilającej,
t_1	temperatura wody zasilającej,
g	przyspieszenie ziemskie,
x	współrzędna w kierunku osi x,
z	współrzędna w kierunku osi z,
a	prędkość dźwięku,
i_w	entalpia wody,
i_{wn}	entalpia wody w stanie nasycenia,
i_p	entalpia pary wodnej,
i_{pn}	entalpia pary w stanie nasycenia,
q_m	strumień masy wody,
Q_C	strumień ciepła,
q_c	gęstość strumienia ciepła,
r	ciepło parowania,
k	chropowatość względna parownika,
F	pole przekroju parownika,
d	średnica parownika,
L	długość parownika,
v_w	prędkość średnia wody,
v_m	prędkość średnia mieszaniny parowo-wodnej,
v_p	prędkość średnia pary,
Re	liczba Reynoldsa,
Nu	liczba Nuselta,
D	gęstość strumienia masy osadzających się kropel cieczy we wzorze (2.15),

E	gęstość strumienia masy cieczy odrywającej się od filmu we wzorze (2.15),
G_F	gęstość strumienia masy osadzających się kropeł we wzorze (2.15),
G_E	gęstość strumienia masy osadzających się kropeł we wzorze (2.16),
c	stała przy strumieniach gęstości masy D i E we wzorach (2.17, 2.18),
α	masowa zawartość pary w mieszaninie,
ρ_w	gęstość wody,
ρ_{wn}	gęstość wody w stanie nasycenia,
ρ_m	gęstość mieszaniny parowo-wodnej,
ρ_p	gęstość pary wodnej,
ρ_{pn}	gęstość pary wodnej w stanie nasycenia,
λ	współczynnik oporu liniowego,
μ_w	dynamiczny współczynnik lepkości wody,
μ_m	dynamiczny współczynnik lepkości mieszaniny,
μ_p	dynamiczny współczynnik lepkości pary wodnej,
Γ_p	zmiana masy dla fazy gazowej,
Γ_w	zmiana masy dla fazy ciekłej,
τ	czas.

SPIS RYSUNKÓW

Rys. 2.1.	Charakterystyki przepływu parownika i pompy dla przepływu dwufazowego [55]	11
Rys. 2.2.	Określanie stabilności charakterystyk przepływu [8]	12
Rys. 2.3.	Charakterystyki przepływu parownika kotła przepływowego: 1,3 – krzywe stabilne, 2-krzywa niestabilna [112].....	12
Rys. 2.4.	Charakterystyka przepływu dla zmiennej wartości temperatury wody na dopływie do parownika i ciśnienia 19MPa [111].....	14
Rys. 2.5.	Charakterystyki przepływu ze zmiennym ciepłem doprowadzanym do parownika (temperatura czynnika na wlocie 23°C) [10]	16
Rys. 2.6.	Charakterystyki przepływu ze zmienną temperaturą czynnika na wlocie do parownika (stałe ciepło) [10]	17
Rys. 2.7.	Amplituda oscylacji strumienia przepływu i spadku ciśnienia [23]	17
Rys. 2.8.	Porównanie niestabilności dla cyrkulacji naturalnej i wymuszonej. Krzywe: A – cyrkulacja wymuszona, B – naturalna [24].....	18
Rys. 2.9.	Regiony występowania oscylacyjnego spadku ciśnienia na charakterystyce przepływu ...	19
Rys. 2.10.	Regiony różnych rodzajów oscylacji przepływu [107]	20
Rys. 2.11.	Przebieg temperatury i strumienia masy w przypadku wystąpienia falowej zmiany gęstości mieszaniny [107]	21
Rys. 2.12.	Mapa struktur przepływu sporządzona przez Hewett i Roberts [22].....	22
Rys. 2.13.	Model przepływu mieszaniny z uwzględnieniem czterech rodzajów przepływu [54]	23
Rys. 2.14.	Mapa stabilności przepływu z podstawowymi charakterystykami [68]	27
Rys. 2.15.	Wykres zmian mocy reaktora jądrowego w czasie [106]	27
Rys. 2.16.	Długi i krótki pęcherz Taylora [69].....	29
Rys. 2.17.	Spadek ciśnienia dla freonu R-113 przy różnych prędkości przepływu [2].....	30
Rys. 2.18.	Mechanizm gejzeringu dla: a) freon R-113, b) woda przy niskim ciśnieniu, c) woda przy wysokim ciśnieniu [51].....	32
Rys. 2.19.	Rozwijanie się wrzącego frontu podczas przepływu czynnika w węzownicy [83].....	33
Rys. 2.20.	Model przepływu pierścieniowego w kanale generatora pary [86].....	34
Rys. 2.21.	Krzywa wrzenia dla freonu R-113 pod ciśnieniem 0.4MPa [64]	36
Rys. 2.22.	Rozwijanie się struktur przepływu podczas przepływu z wrzeniem [104]	37
Rys. 2.23.	Charakterystyki pojawiania się krytycznego strumienia ciepła CHF [72].....	37
Rys. 2.24.	Mechanizm wymiany masy podczas przepływu pierścieniowo-rozproszonego [73].....	38
Rys. 2.25.	Zależność pomiędzy długością na której następuje podgrzewanie czynnika, a krytycznym strumieniem ciepła [63]	39

Rys. 2.26.	Temperatura ścianki w zależności od doprowadzanego strumienia ciepła [11].....	40
Rys. 2.27.	Zachowanie się strumienia przepływu masy wody na ogrzewanej długości rurociągu [14]41	
Rys. 4.1.	Schemat przepływu w parowniku	47
Rys. 5.1.	Schemat stanowiska badawczego.....	57
Rys. 5.2.	Widok stanowiska badawczego	58
Rys. 5.3.	Porównanie charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$, $t_1 = 94^{\circ}C$, zmienne ciepło	62
Rys. 5.4.	Porównanie charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$, $t_1 = 95^{\circ}C$, zmienne ciepło.....	62
Rys. 5.5.	Porównanie charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$, $t_1 = 96^{\circ}C$, zmienne ciepło.....	63
Rys. 5.6.	Porównanie charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$, $t_1 = 97^{\circ}C$, zmienne ciepło.....	63
Rys. 5.7.	Porównanie charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$, $t_1 = 98^{\circ}C$, zmienne ciepło.....	64
Rys. 5.8.	Porównanie charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$, $Q_c = 1,8kW/m$, zmienna temperatura wody zasilającej	64
Rys. 5.9.	Porównanie charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$, $Q_c = 2,3kW/m$, zmienna temperatura wody zasilającej	65
Rys. 5.10.	Porównanie charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$, $Q_c = 3,2kW/m$, zmienna temperatura wody zasilającej	65
Rys. 5.11.	Porównanie charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$, $Q_c = 1,8kW/m$, zmienna temperatura wody zasilającej	66
Rys. 5.12.	Porównanie charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$, $Q_c = 2,3kW/m$, zmienna temperatura wody zasilającej	66
Rys. 5.13.	Porównanie charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$, $Q_c = 3,2kW/m$, zmienna temperatura wody zasilającej	67
Rys. 6.1.	Schemat kotła BP – 1150.....	70
Rys. 6.2.	Rozkład ciśnienia wody i pary na długości rury parownika	71
Rys. 6.3.	Rozkład temperatury wody i pary na długości rury parownika	71
Rys. 6.4.	Rozkład współczynnika α na odcinku L_2 rury parownika	72
Rys. 6.5.	Charakterystyki przepływu dla różnej temperatury wody zasilającej, $p_1 = 19MPa$, $Q_c = 14 kW/m$	73
Rys. 6.6.	Charakterystyki przepływu dla różnej temperatury wody zasilającej $p_1 = 15MPa$, $Q_c = 14kW/m$	73
Rys. 6.7.	Charakterystyki przepływu dla różnej temperatury wody zasilającej $p_1 = 10MPa$, $Q_c = 14kW/m$	74
Rys. 6.8.	Charakterystyki przepływu dla różnej temperatury wody zasilającej $p_1 = 6MPa$, $Q_c = 14kW/m$	74
Rys. 6.9.	Charakterystyki przepływu dla różnej temperatury wody zasilającej $p_1 = 4MPa$, $Q_c = 14kW/m$	75

Rys. 6.10. Charakterystyki przepływu dla różnej temperatury wody zasilającej $p_1 = 4\text{MPa}$, $Q_c = 10\text{kW/m}$	75
Rys. 6.11. Charakterystyki przepływu dla różnej temperatury wody zasilającej $p_1 = 2\text{MPa}$, $Q_c = 14\text{kW/m}$	76
Rys. 6.12. Charakterystyki przepływu dla różnej temperatury wody zasilającej $p_1 = 2\text{MPa}$, $Q_c = 10\text{kW/m}$	76
Rys. 6.13. Charakterystyki przepływu dla różnego ciśnienia wody zasilającej $t_1 = 105^\circ\text{C}$, $Q_c = 14\text{kW/m}$	77
Rys. 6.14. Charakterystyki przepływu dla różnego ciśnienia wody zasilającej $t_1 = 105^\circ\text{C}$, $Q_c = 14\text{kW/m}$	78
Rys. 6.15. Charakterystyki przepływu dla różnego ciśnienia wody zasilającej $t_1 = 105^\circ\text{C}$, $Q_c = 12\text{kW/m}$	78
Rys. 6.16. Charakterystyki przepływu dla różnego ciśnienia wody zasilającej $t_1 = 105^\circ\text{C}$, $Q_c = 10\text{kW/m}$	79
Rys. 6.17. Charakterystyki przepływu dla różnego ciśnienia wody zasilającej $t_1 = 120^\circ\text{C}$, $Q_c = 14\text{kW/m}$	79
Rys. 6.18. Charakterystyki przepływu dla różnego ciśnienia wody zasilającej $t_1 = 120^\circ\text{C}$, $Q_c = 14\text{kW/m}$	80
Rys. 6.19. Charakterystyki przepływu dla różnego ciśnienia wody zasilającej $t_1 = 120^\circ\text{C}$, $Q_c = 12\text{kW/m}$	80
Rys. 6.20. Charakterystyki przepływu dla różnego ciśnienia wody zasilającej $t_1 = 120^\circ\text{C}$, $Q_c = 10\text{kW/m}$	81
Rys. 6.21. Charakterystyki przepływu dla różnego strumienia ciepła, $t_1 = 105^\circ\text{C}$, $p_1 = 19\text{MPa}$	82
Rys. 6.22. Charakterystyki przepływu dla różnego strumienia ciepła, $t_1 = 105^\circ\text{C}$, $p_1 = 15\text{MPa}$	82
Rys. 6.23. Charakterystyki przepływu dla różnego strumienia ciepła, $t_1 = 105^\circ\text{C}$, $p_1 = 10\text{MPa}$	83
Rys. 6.24. Charakterystyki przepływu dla różnego strumienia ciepła, $t_1 = 105^\circ\text{C}$, $p_1 = 6\text{MPa}$	83
Rys. 6.25. Charakterystyki przepływu dla różnego strumienia ciepła, $t_1 = 105^\circ\text{C}$, $p_1 = 4\text{MPa}$	84
Rys. 6.26. Charakterystyki przepływu dla różnego strumienia ciepła, $t_1 = 105^\circ\text{C}$, $p_1 = 2\text{MPa}$	84
Rys. 6.27. Charakterystyki przepływu dla różnego strumienia ciepła, $t_1 = 120^\circ\text{C}$, $p_1 = 4\text{MPa}$	85
Rys. 6.28. Charakterystyki przepływu dla różnego strumienia ciepła, $t_1 = 120^\circ\text{C}$, $p_1 = 2\text{MPa}$	85
Rys. 7.1. Porównanie wyników badań a) [8] i b) własnych autora – zmienna wartość gęstości strumienia ciepła doprowadzanego do parownika	86
Rys. 7.2. Porównanie wyników badań a) [10] i b) własnych autora – zmienne ciepło	87
Rys. 7.3. Porównanie wyników badań a) [10] i b) własnych autora – zmienna temperatura czynnika na wlocie	87

1. WSTĘP

Problemy związane z pojawieniem się niestabilności zjawisk przepływowych 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). Takie właśnie zjawisko występuje w parowniku kotła przepływowego. Dotychczas zidentyfikowano kilka rodzajów niestabilności przepływu, które podzielono na dwie grupy:

a) niestabilność statyczna, która obejmuje m.in.:

- nagłą zmianę strumienia masy z jednej wielkości na drugą, którą nazwano niestabilnością Ledinegga,
- kryzys wrzenia wywołany nagłym wzrostem strumienia ciepła doprowadzanego do rury parownika lub zmniejszaniem się strumienia masy wody, który charakteryzuje nagły wzrost temperatury ścianki, a w konsekwencji jej przepalenie się;

b) niestabilność dynamiczna, obejmująca:

- powstające fale akustyczne, które charakteryzują się okresowo wysoką częstotliwością przemieszczającej się przez układ fali ciśnienia,
- falową zmianę gęstości przepływającej mieszaniny, która wywoływana jest przez oddziaływanie strumienia masy przepływającego czynnika na masowe stężenie powstającej pary oraz stratę ciśnienia na długości parownika,
- gejzer, który obserwuje się w przypadku pionowych ogrzewanych rur dla obiegów z cyrkulacją naturalną oraz dla rur zamkniętych z jednej strony,
- niestabilne zmiany mocy w czasie wygaszania reaktorów typu wrzącego (BWR).

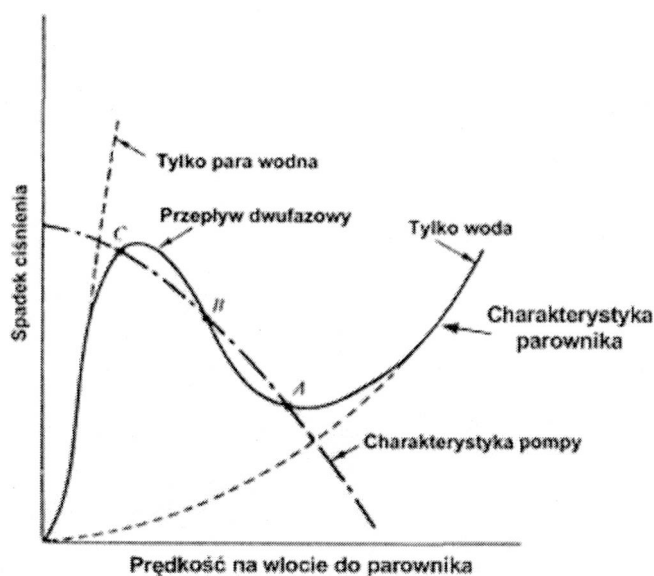
Do urządzeń, które muszą charakteryzować się stabilną pracą należą kotły parowe, wrzące reaktory jądrowe, urządzenia chłodnicze, wyparki oraz niektóre urządzenia procesu chemicznego. Jednak najbardziej narażone na zjawisko statycznej niestabilności przepływu są kotły parowe typu przepływowego, w których do

wężownicy parownika dopływa woda, a wypływa z niej przegrzana para. O stabilności pracy rury parownika świadczy kształt charakterystyki przepływu $\Delta p = f(q_m)$. W przypadku prawidłowej pracy, charakterystyki parownika i pompy przecinają się tylko i wyłącznie w jednym punkcie. Natomiast w przypadku pojawienia się przepływu niestabilnego na charakterystyce pojawia się tzw. siodełko. W tym przypadku charakterystyki przecinać się mogą w trzech różnych punktach i jednej wartości spadku ciśnienia odpowiadają 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, wtedy na pewno, wskutek nagłego wzrostu temperatury wywołanego niedostatecznym chłodzeniem, pojawi się awaria rury parownika spowodowana przepaleniem się ścianki. Podobny przypadek ma miejsce, gdy strumień masy przepływającej wody będzie zmieniał się niewiele w porównaniu z wartością zaprojektowaną, lecz zmiana ta będzie występowała częściej. W tym przypadku zmiana strumienia masy doprowadza do częstej zmiany temperatury ścianki rury, co jest powodem pojawiania się naprężeń cieplnych. Powstające naprężenia powodują osłabienie materiału, co w konsekwencji prowadzi do przepalenia się parownika. Proces ten nazwano korozją wysokotemperaturową i 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 też stwarzać problemy związane z trudnością kontroli całego systemu. W związku z tym, aby rura parownika pracowała stabilnie mogą zostać zaakceptowane tylko takie parametry pracy urządzenia, przy których zjawisko niestabilności przepływu nie pojawi się

2. PRZEGLĄD LITERATURY

2.1. Modelowanie przepływów dwufazowych

Za jednego z pierwszych badaczy zjawiska niestabilności przepływu uważa się Ledinegga, którego badania opisano w pracach [8,9,31,55]. Prace te poruszają zjawisko statycznej niestabilności przepływu, które dotyczy urządzeń przepływowych. Swoje wyniki przedstawił w postaci wykresu, który jest charakterystyką przepływu układu złożonego z rury parownika i pompy. Charakterystyki przedstawiono na rysunku 2.1. Z wykresu wynika, że dla przepływu dwufazowego charakterystyka pompy może przecinać charakterystykę parownika w trzech różnych punktach. W tym przypadku niewielka zmiana różnicy ciśnień może prowadzić do dużej zmiany strumienia masy przepływającego czynnika. Taka charakterystyka określana jest jako charakterystyka niestabilna. W tym przypadku nagle zmiana strumienia masy może doprowadzić do awarii urządzenia spowodowanego przepaleniem się rury, lub też nie utrzymywanie się oczekiwanych parametrów pracy może prowadzić do awarii urządzeń zainstalowanych za parownikiem.

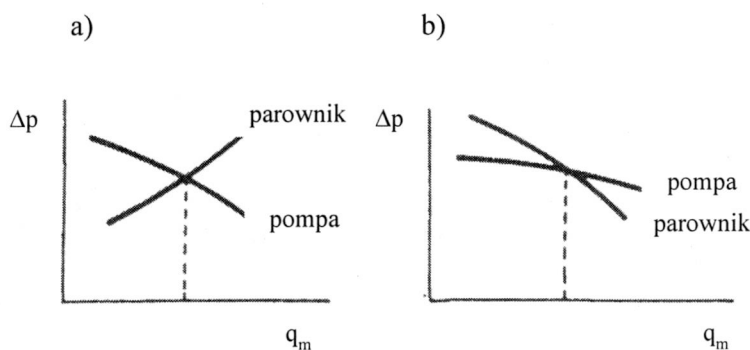


Rys.2.1. Charakterystyki przepływu parownika i pompy dla przepływu dwufazowego [55].

Ledinegg podał również nierówność (2.1), która pozwala ocenić nachylenie charakterystyk względem siebie (rys.2.2).

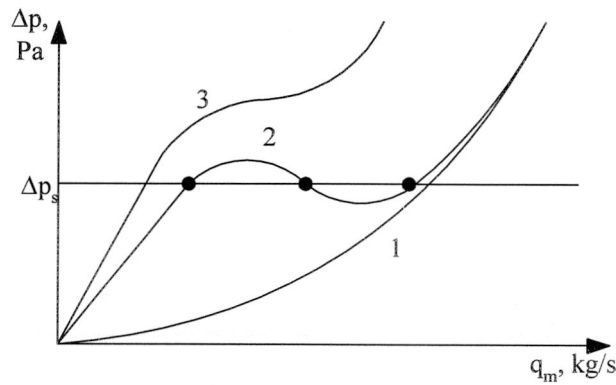
$$\frac{d\Delta p_{pompa}}{dv} < \frac{d\Delta p_{parownik}}{dv} \quad (2.1)$$

Na rysunku 2.2a nachylenie charakterystyk względem siebie jest korzystne, natomiast na rysunku 2.2b jest niekorzystne. Rysunek 2.2a jest przypadkiem, gdy charakterystyka przepływu jest stabilna i spadek ciśnienia na długości parownika wzrasta (przecięcie się charakterystyki pompy z linią przerywaną na rysunku 2.1). Rysunek 2.2b oznacza, że różnica ciśnienia dla przepływu mieszaniny dwufazowej maleje (odcinek A-C na rysunku 2.1).



Rys.2.2. Określanie stabilności charakterystyk przepływu [8].

Prace [74, 112] to fundamentalne pozycje z dziedziny urządzeń kotłowych. Wiadomo stąd, że w urządzeniach kotłowych typu przepływowego zjawisko niestabilności może wystąpić, jednak analizę tego zjawiska przeprowadzono w sposób bardzo ogólny. W pracach tych zamieszczono poglądowe przykłady charakterystyk przepływowych kotła, pokazane na rysunku 2.3. Wynika stąd, że w przypadku krzywych 1 i 3 przepływ jest stabilny, gdyż jednej wartości ciśnienia Δp odpowiada jedna wartość strumienia masy wody zasilającej. Natomiast krzywa 2 ma kształt siodłowy i jednej wartości spadku ciśnienia odpowiadają trzy różne wartości strumienia masy. Jest to właśnie przypadek przepływu niestabilnego. Powyższe zagadnienie poruszają również prace [48, 53, 60, 95, 96].



Rys.2.3. Charakterystyki przepływu parownika kotła przepływowego:
1,3 – krzywe stabilne, 2- krzywa niestabilna [112]

Problem związany z niestabilnością przepływu w wężownicy parownika kotła kontynuują prace [109,110,111]. Autorzy podjęli próbę opracowania i rozwiązania modelu matematycznego opisującego zjawisko niestabilności przepływu. W pracach [109,110] otrzymano rozwiązania uwzględniające stratę ciśnienia w parowniku spowodowaną tarcieniem. Stratę tę opisano poniższym równaniem:

$$\Delta p_t = A \frac{q_m^3}{q_c} + B q_m^2 + C q_m q_c, \quad (2.2)$$

w którym:

$$A = \frac{\lambda \cdot \Delta i}{2 F^2 d} \left(\frac{1}{\rho_w} - \frac{1}{\rho_{wn}} + \frac{\left(\frac{1}{\rho_{pn}} - \frac{1}{\rho_{wn}} \right) \Delta i}{2r} \right), \quad (2.3)$$

$$B = \frac{\lambda L}{2 F^2 d} \left(\frac{1}{\rho_{wn}} - \frac{\Delta i}{r} \left(\frac{1}{\rho_{pn}} - \frac{1}{\rho_{wn}} \right) \right), \quad (2.4)$$

$$C = \frac{\lambda \left(\frac{1}{\rho_{pn}} - \frac{1}{\rho_{wn}} \right) L^2}{4 F^2 d r}. \quad (2.5)$$

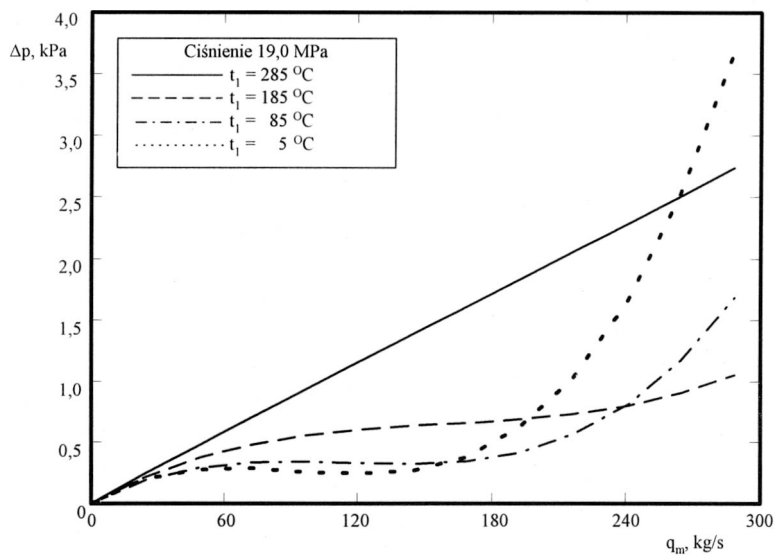
W pracy [111] przedstawiono rozwiązania dla straty ciśnienia wywołanej tarcie oraz zmianą prędkości na skutek zmiany temperatury czynnika. Charakterystykę przepływu opisuje równanie 2.2, natomiast współczynniki A, B, C określono w postaci:

$$A = \frac{\lambda \Delta i}{2 F^2 d} \left(\frac{1}{\rho_w} - \frac{1}{\rho_{wn}} + \frac{\left(\frac{1}{\rho_{pn}} - \frac{1}{\rho_{wn}} \right) \Delta i}{2 r} \right), \quad (2.6)$$

$$B = \frac{1}{F^2} \left(\frac{\lambda L}{2 d} \left(\frac{1}{\rho_{wn}} - \frac{\Delta i}{r} \left(\frac{1}{\rho_{pn}} - \frac{1}{\rho_{wn}} \right) \right) + \left(\frac{1}{\rho_{wn}} - \frac{1}{\rho_w} - \frac{\Delta i}{2 r} \left(\frac{1}{\rho_{pn}} - \frac{1}{\rho_{wn}} \right) \right) \right), \quad (2.7)$$

$$C = \frac{\left(\frac{1}{\rho_{pn}} - \frac{1}{\rho_{wn}} \right) L}{2 F^2 r} \left(\frac{\lambda L}{2 d} + 1 \right). \quad (2.8)$$

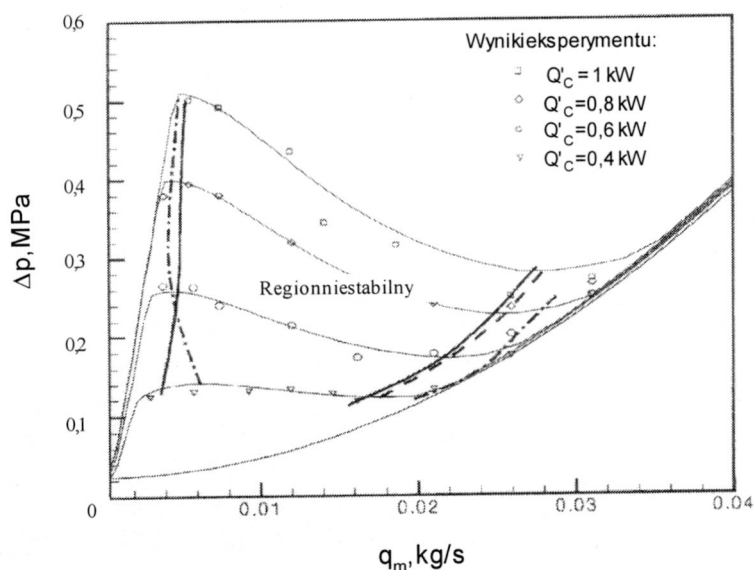
Przykładową charakterystykę przepływu otrzymaną na podstawie równania (2.2) z uwzględnieniem współczynników (2.6-2.8) przedstawiono na rysunku 2.4.



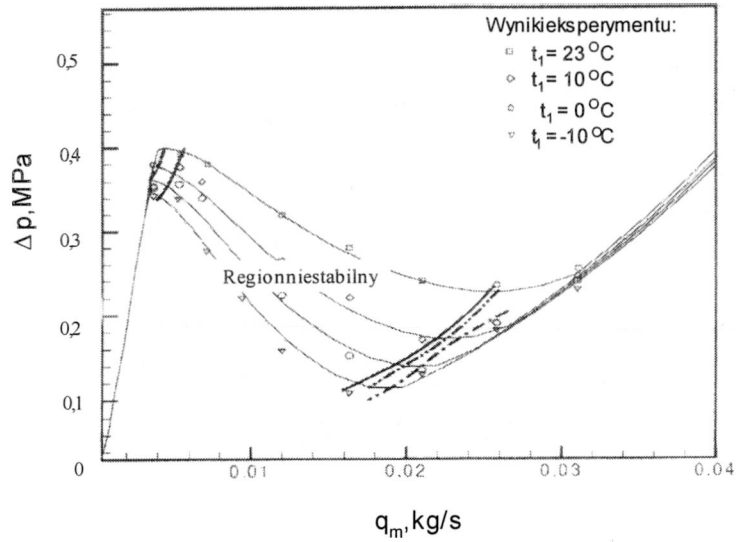
Rys.2.4. Charakterystyka przepływu dla zmiennej wartości temperatury wody na dopływie do parownika i ciśnienia 19MPa [111].

Z analizy rysunku wynika, że charakterystyka przepływu staje się niestabilna dla temperatury wody zasilającej mniejszej od 100°C .

W pracy [10] przedstawiono teoretyczny model przepływu dwufazowego czynnika chłodniczego. Przeanalizowano efekt termicznej nierównowagi pomiędzy dwoma występującymi fazami, zakładając wartość entalpii czynnika chłodniczego na wlocie mniejszą od temperatury nasycenia. Układ równań różniczkowych opisujących pojedynczą fazę i obszar przepływu z wrzeniem rozwiązano wykorzystując metodę różnic skończonych, zakładając, że ciepło dostarczone do układu będzie z zakresu $400\div 1000\text{W}$, a temperatura czynnika na wlocie $t_l = -10\div 23^{\circ}\text{C}$. Rozwiązania numeryczne porównano z wynikami eksperymentalnymi autorów, które przedstawiono w postaci charakterystyk pokazanych na rysunkach 2.5, 2.6. W trakcie badań spadek ciśnienia wykazywał oscylacyjne zmiany. Z wykresów wynika, że istnieje dobra zgodność wyników pomiarów autorów z wynikami otrzymanymi z rozwiązania modelu matematycznego. Im większy strumień ciepła i wyższa temperatura czynnika na wlocie do parownika, tym charakterystyka staje się bardziej stroma.



Rys. 2.5. Charakterystyki przepływu ze zmiennym ciepłem doprowadzanym do parownika (temperatura czynnika na wlocie 23°C) [10]



Rys. 2.6. Charakterystyki przepływu ze zmienną temperaturą czynnika na wlocie do parownika (stałe ciepło Q'_c) [10]

W pracy [4] przeanalizowano oscylacyjne zmiany strumienia masy wrzącej wody na długości parownika. Sekcja, którą testowano składała się z jednolicie elektrycznie ogrzewanej rury o średnicach i długościach odpowiednio dobranych do eksperymentu. Do rozważań wykorzystano równania ciągłości, pędu, stanu oraz równanie na prędkość dźwięku:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + v_m \frac{\partial \rho_m}{\partial x} + \rho_m \frac{\partial v_m}{\partial x} = 0, \quad (2.9)$$

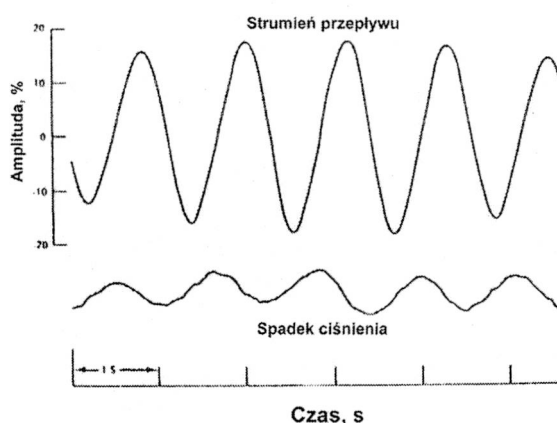
$$\frac{\partial v_m}{\partial t} + v_m \frac{\partial v_m}{\partial x} + \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad (2.10)$$

$$\beta \equiv \rho_p \frac{\partial p}{\partial \rho_p}, \quad (2.11)$$

$$a^2 = g \frac{\partial p}{\partial \rho_p}. \quad (2.12)$$

Pojawiające się oscylacje przepływu charakteryzowały się częstotliwością do 100Hz dla stałej długości parownika, ciśnienia, strumienia masy oraz niedogrzaną wody do temperatury nasycenia na wlocie do parownika. Zaobserwowano, że częstotliwość zmian strumienia masy jest duża już przy małej zawartości pary w mieszaninie i dodatkowo zwiększa się, gdy zwiększa się masowa zawartość pary w mieszaninie na wylocie z parownika. Amplitudy spadku ciśnienia są dość duże w porównaniu ze stanem stacjonarnym i osiągają nawet 0,7MPa. W tym przypadku pojawiające się oscylacje miały charakter akustyczny. Przeanalizowano także wyniki otrzymane z rozwiązania zaproponowanego modelu (równania (2.9) - (2.12)), z wynikami pomiarów autora. Stwierdzono, że model ten pozwala dobrze przewidywać próg pojawiania się i częstotliwość oscylacji strumienia przepływu

W pracy [23] przeanalizowano oscylacje zmiany strumienia przepływu oraz spadku ciśnienia w rurach równoległych. W celu opisu przepływu przyjęto model matematyczny, na podstawie którego otrzymano dwa różne rozwiązania. Jedno z rozwiązań to takie, w którym oscylacje spadku ciśnienia są w fazie z oscylacjami strumienia przepływu (rys. 2.7), natomiast drugi rodzaj rozwiązania to przypadek, gdy oscylacje spadku ciśnienia nie są w fazie ze strumieniem przepływu.

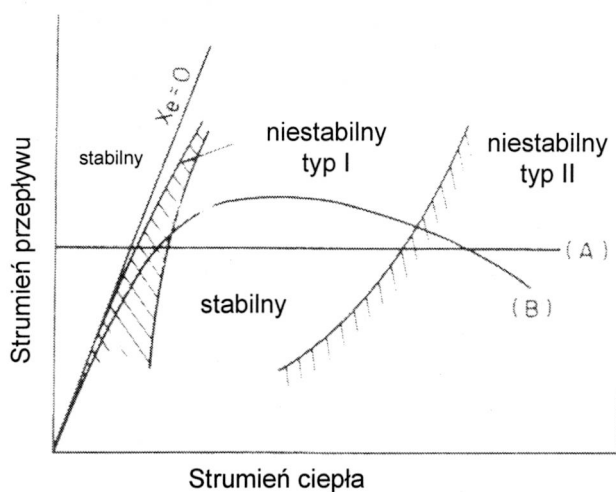


Rys.2.7. Amplituda oscylacji strumienia przepływu i spadku ciśnienia [23]

Ten fakt odpowiada obserwacjom autorów, które potwierdzają, iż otrzymanie rozwiązania drugiego przypadku jest łatwiejsze niż przypadku pierwszego. Pomimo, że przyjęty sposób rozwiązania jest zdecydowanie różny w porównaniu z przyjętymi

przez autorów prac wcześniej opisanych, daje jednak dobrą zgodność z wynikami eksperymentu przeprowadzonymi przez autorów. Podobne zagadnienie poruszają prace [7, 17, 20, 21, 37, 38].

W pracy [24] przedstawiono wyniki eksperymentu wykonanego dla niestabilnego przepływu dwufazowego woda-para w równoległych rurach, dla dwóch przypadków, t.j. dla ruchu wywołanego cyrkulacją naturalną, oraz dla ruchu wymuszonego przez pompę. Zaobserwowano dwa typy oscylacji przepływu pokazane na rysunku 2.8.

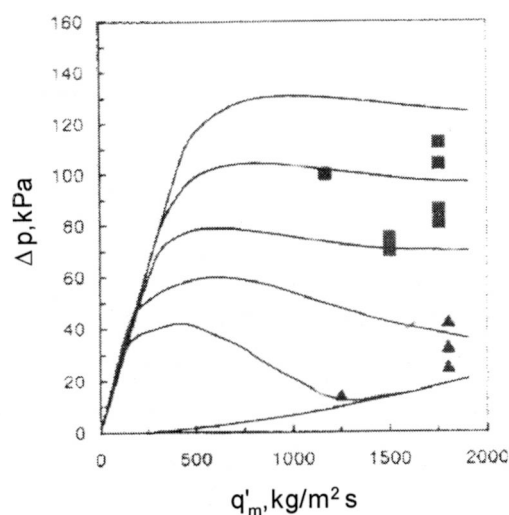


Rys.2.8. Porównanie niestabilności dla cyrkulacji naturalnej i wymuszonej.

Krzywe: A – cyrkulacja wymuszona, B – naturalna [24]

Typ pierwszy występuje przy braku pary, natomiast drugi dla wysokiego stopnia zawartości pary. Po przeanalizowaniu tych przypadków okazało się, że spadek ciśnienia wywołany przez grawitację dotyczy tylko pierwszego typu oscylacji, natomiast spadek ciśnienia spowodowany tarciem jest dominujący dla przypadku drugiego. Typ pierwszy był brany pod uwagę jako oscylacje spadku ciśnienia spowodowane przez negatywne nachylenie charakterystyki $\Delta p = f(q_m)$. Jednak po gruntownej analizie stwierdzono, że tzw. analiza statyczna jest niedostateczna ponieważ dostarcza wyjaśnień cząstkowych w porównaniu z informacjami otrzymanymi z analizy dynamicznej. Ostatecznie stwierdzono, że oscylacje spadku ciśnienia dotyczą pierwszego typu niestabilności wywoływanego przez siły grawitacyjne.

W pracy [28] zaprezentowano badania oscylacji spadku ciśnienia dla przepływu dwufazowego para-woda w równomiernie ogrzewanej rurze. Regiony występowania oscylacyjnego spadku ciśnienia zaznaczono punktami na rysunku 2.9.



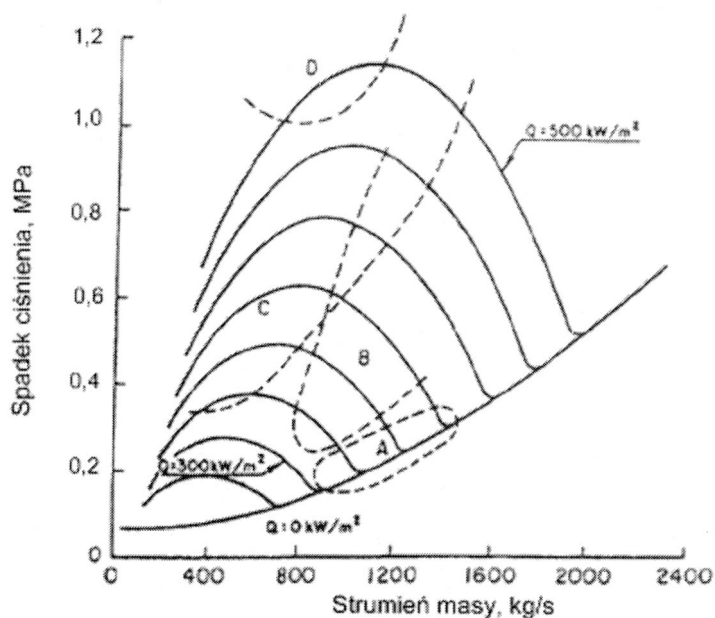
Rys.2.9. Regiony występowania oscylacyjnego spadku ciśnienia na charakterystyce przepływu [28]

Badania doświadczalne przeprowadzono w celu określenia krytycznych warunków występowania oscylacji spadku ciśnienia na długości badanego odcinka w zamkniętym obiegu. Do mieszaniny wody i pary wodnej doprowadzano dodatkowo azot ze zbiornika. Mieszanie się azotu z mieszaniną pary i wody wpływało tłumiąco na pojawiające się oscylacje spadku ciśnienia. W wyniku badań stwierdzono, że grawitacja ma niewielki wpływ na pojawiające się oscylacje. Powyższy problem poruszono również w pracach [77, 81, 103].

W pracy [29] przedstawiono wyniki badań doświadczalnych przekazywania ciepła w przepływie dwufazowym wody i pary wodnej w zwiniętej wężownicy. Eksperyment przeprowadzono w celu zbadania efektów pulsacji ciśnienia przepływającej mieszaniny. Stwierdzono, że wyniki badań doświadczalnych dla liczb $Re > 60000$ leżą pomiędzy krzywymi teoretycznymi zaproponowanymi przez Dittusa-Boeltera oraz Seban'a dla uśrednionej liczby Nu . Największa odchyłka wyników

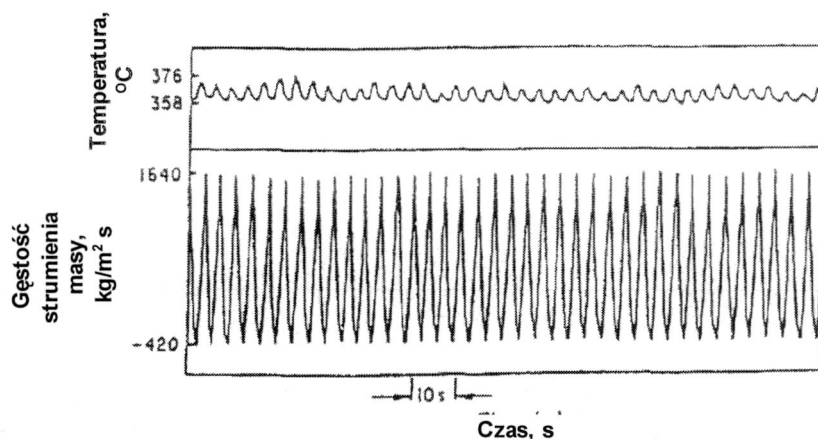
doświadczalnych od krzywych teoretycznych nie przekraczała 10%, co oznaczało dobrą zgodność. Powyższy problem poruszają również prace [26, 27, 30, 42,43].

W pracy [107] omówiono możliwość pojawienia się nowego typu dynamicznej niestabilności, którą nazwano nagłą oscylacją z wrzeniem. Zaobserwowano ją w pojedynczej rurze parownika, w której czynnik przepływał pod wysokim ciśnieniem oraz ruch był wymuszony pompą. Czynnikiem roboczym była woda. Badania wykonano dla różnych ciśnień, strumieni masy wody oraz strumieni ciepła doprowadzanego do rury. Doprowadziło to do pokazania wpływu tych parametrów na występowanie amplitud i nagłych oscylacji (rys 2.10). Stwierdzono, że ten typ oscylacji występuje dla małego strumienia ciepła doprowadzanego do rury, a nagłe oscylacje zaczynają się w punkcie początku wrzenia - region A.



Rys.2.10. Regiony różnych rodzajów oscylacji przepływu [107]

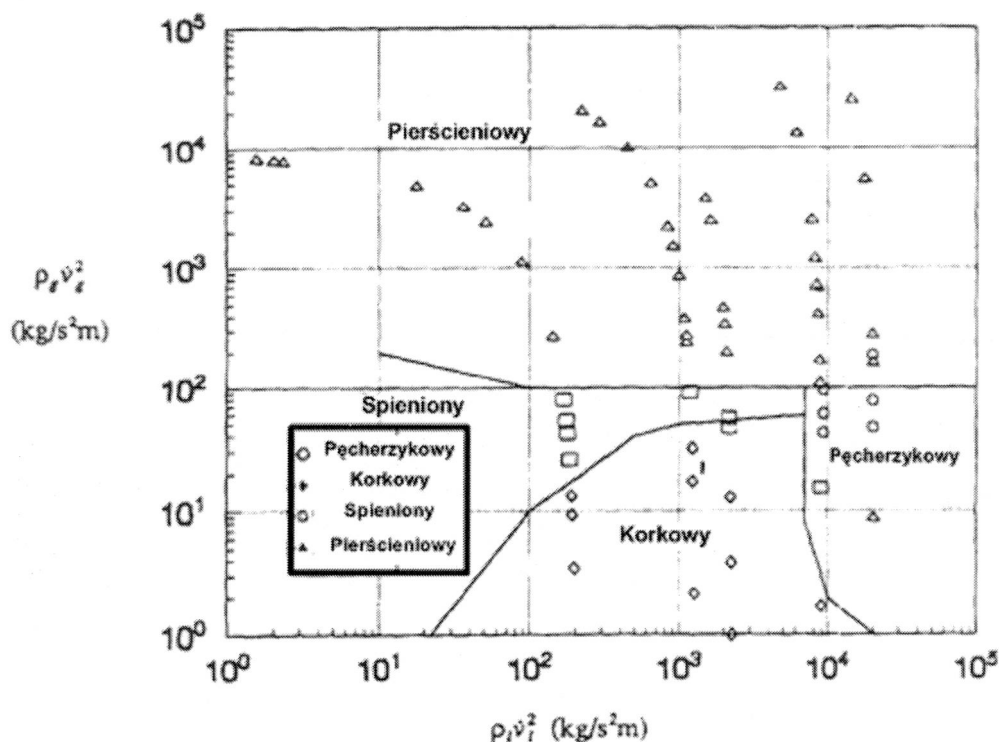
Pojawienie się przepływu dwufazowego wywołało nagły wzrost spadku ciśnienia, co spowodowało przesuwanie punktu wrzenia w różne miejsca układu. Temperatura ściany i strumień masy równocześnie oscylowały z dużą amplitudą co pokazano na rys. 2.11. Gdy zwiększano strumień ciepła, obszar wrzenia przesuwał się w stronę wlotu do parownika. Stwierdzono, że zjawisko to występuje tylko wtedy, gdy jest duża różnica temperatur pomiędzy temperaturą wody zasilającej, a temperaturą wrzenia.



Rys.2.11. Przebieg temperatury i strumienia masy w przypadku wystąpienia falowej zmiany gęstości mieszaniny [107]

W pracy [16] opracowano nowe kryterium pojawiania się przepływu typu pierścieniowego, bazując na jednowymiarowym równaniu przepływu z podziałem na fazy ciekła i gazową. Porównano zaproponowany model z modelami już istniejącymi oraz danymi doświadczalnymi innych autorów. Stwierdzono, że nowy model daje dobrą zgodność z danymi pomiarowymi oraz modelem Taitela i Duklera [93] dla rur poziomych. Natomiast dla rur o nachyleniu około 50° do poziomu występują spore różnice pomiędzy nowym i istniejącym modelem, jednak nowy model daje dobrą zgodność z danymi Ohnuki [71].

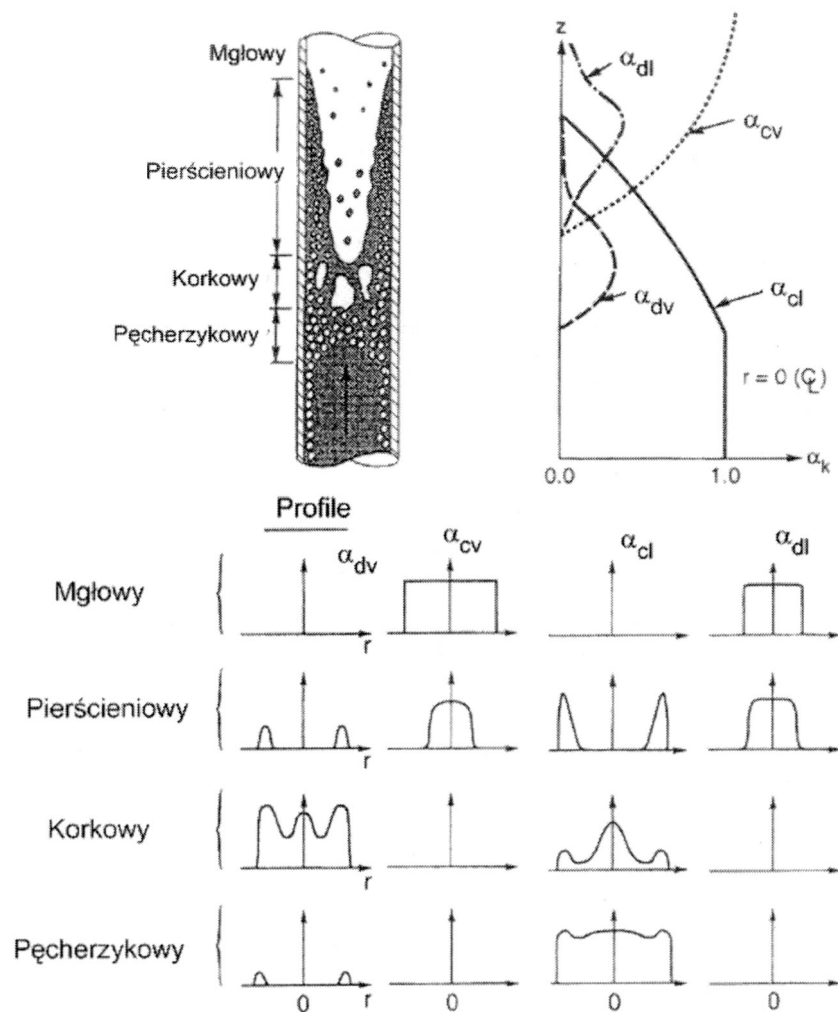
W pracy [22] przeanalizowano mapy struktur przepływu sporządzonych przez różnych autorów. Na rys. 2.12 przedstawiono mapę sporządzoną przez Hewett'a i Roberts'a, którą porównano w wynikami badań doświadczalnych Benett'a. Mapa pokazuje dobrą zgodność wyników szczególnie dla obszarów przejściowych poszczególnych struktur przepływu. Stwierdzono jednak, że poszukiwanie przejść poszczególnych struktur jest efektywniejsze, gdy korzysta się z modelu teoretycznego niż odszukiwanie na mapie struktur przepływu. Ten problem poruszają również prace [6, 45, 46, 47, 91].



Rys.2.12. Mapa struktur przepływu sporządzona przez Hewett i Roberts [22]

W pracy [84] do wyznaczenia współczynnika wymiany ciepła w procesie kondensacji pary wodnej w rurze poziomej wykorzystano dane Kutateladze [52], które służyły do określenia współczynnika tarcia na długości rury. Autorzy przyjęli ten współczynnik jako średnią pomiędzy współczynnikami wyznaczonym dla przepływu cieczy oraz fazy gazowej. Otrzymane wyniki są zgodne z wielkościami jakie uzyskali w swoich badaniach Lockhart i Martinelli [59]. Problem przekazywania ciepła poruszają również prace [36, 41, 65, 108].

W pracy [54] przeanalizowano sposoby przewidywania wielowymiarowych i wielofazowych przepływów z przekazywaniem ciepła przy użyciu tzw. modelu czteropolowego dwuczynnikowego (rys.2.13). Wyniki z rozwiązania zaproponowanego modelu porównano z wynikami innych autorów m.in. Sevizawy, Wang'a, Velidandal'a, Hino i Ued'a. Na tej podstawie stwierdzono, że z rozwiązania zaproponowanego modelu otrzymuje się dobre rozwiązania.



Rys.2.13. Model przepływu mieszaniny z uwzględnieniem czterech rodzajów przepływu [54]

W pracy [89] zaprezentowano rozwiązania jednowymiarowego różniczkowego modelu z rozdzieleniem fazy gazowej i ciekłej:

$$\frac{\partial(\rho_p \alpha_p)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_p \alpha_p v_p)}{\partial z} = \Gamma_p, \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial(\rho_w \alpha_w)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_w \alpha_w u_w)}{\partial z} = \Gamma_w. \quad (2.14)$$

Przedstawiono parametry zmiany pędu dla fazy ciekłej i gazowej obejmujący efekt powstawania przestrzeni zajmowanych przez parę oraz profili prędkości. W efekcie końcowym otrzymano równanie zawierające człony uwzględniające warunki dławienia przepływu oraz człony, które uwzględniają stabilność równania różniczkowego w odpowiedzi na powstające zakłócenia. Na tej podstawie stwierdzono, że zaproponowany model jest stabilny w całym badanym zakresie i pozwala na wyznaczanie bezwymiarowych charakterystyk profili prędkości oraz ilości powstającej pary w przepływie pęcherzykowym i korkowym.

W pracy [115] przeprowadzono analizę powstających niestabilności przepływu czynnika dwufazowego. W tym celu rozwiązano model matematyczny z podziałem na fazy ciekłą i gazową wykorzystując kombinację metody częstotliwościowej i czasowej. Metoda częstotliwościowa wykorzystywana jest do identyfikacji początkowych oraz końcowych warunków stabilności przepływu. Natomiast metoda czasowa służy do analizy przepływu niestabilnego i wykorzystywana jest wtedy, gdy parametry pracy są zidentyfikowane jako niestabilne. Obie metody wykorzystują ten sam model fizyczny. W przypadku pierwszym model jest linearyzowany i wykorzystywany do otrzymywania analitycznych rozwiązań, w przypadku drugim rozwiązanie jest numeryczne. Wyniki są porównane ze sobą. Stwierdzono, że za pojawienie się niestabilności przepływu odpowiedzialne są siły międzyfazowe oraz termodynamiczna nierównowaga pomiędzy cieczą i parą. Zaproponowany model może być wykorzystany do określenia parametrów mających wpływ na stabilność pracy urządzeń takich jak reaktory jądrowe typu wrzącego. W modelu czasowym algorytm rozwiązania podzielono na dwie części. Pierwsza koncentruje się na otrzymaniu zbieżności dla chwilowych parametrów wzdłuż kanału wykorzystując parametry czynnika na wlocie. Druga część wykorzystywana jest do rozpatrywania parametrów wlotowych czynnika mając dany spadek ciśnienia na długości rury. Wykorzystując obie metody, można określić warunki niestabilności. Stwierdzono, że w przypadku wystąpienia niestabilnych rozwiązań pierwsza metoda pozwala na potwierdzenie, że jest to stan niestabilny. Druga w tym samym czasie może być używana zarówno dla warunków niestabilnych jak i stabilnych. Podobny problem poruszają również prace [113, 114].

W pracy [90] przedstawiono analizę stabilności równań różniczkowych dla przepływu dwufazowego, które stanowią model jednowymiarowy z podziałem na przepływające fazy gazową i ciecz. Stabilność równań zapewniono poprzez dobór parametrów zmienności pędu fazy gazowej i cieczy. Pokazano, że model z podziałem na fazy jest lepszy z pewnymi ograniczeniami dla niektórych parametrów pędu. Uproszczono i dostosowano zaproponowany model do analizy przepływu bąbelkowego i pierścieniowego, tak aby zbadać ważność założonych kryteriów stabilności. Obliczenia wykonano zakładając prędkość mieszaniny oraz masową zawartość pary w mieszaninie α jako wielkości bezwymiarowe z zakresu $0 \div 1$. Sporządzono profile prędkości i masowej zawartości pary w mieszaninie. Na tej podstawie stwierdzono, że dla obliczonych parametrów zmienności pędu równania są stabilne.

W pracy [34] opisano problem przepływu pęcherzykowego. Zwrócono uwagę na niewystarczającą ilość modeli teoretycznych do opisu koncentracji powierzchni międzyfazowych. Opracowano równania dla koncentracji przestrzeni międzyfazowych, na podstawie równań transportu powierzchni międzyfazowych. Model ten zweryfikowano eksperymentalnie. Na tej podstawie otrzymano dobrą zgodność wyników pomiarów z wynikami z rozwiązania zależności. Rozpatrywane zagadnienia kontynuowane są także w pracy [33].

W pracy [80] przeanalizowano wpływ parametrów wymiany ciepła na cyrkulację naturalną pojedynczej fazy. Bazą było jednowymiarowe równanie, w którym wielkość strumienia masy cieczy jest zakładana jako funkcja własności fizycznych i parametrów geometrycznych obiegu. Zidentyfikowano liczby bezwymiarowe związane z obiegiem. Rozwinięto również model, który użyto do przeanalizowania złożonej wielkości cyrkulacji jako funkcji parametrów bezwymiarowych.

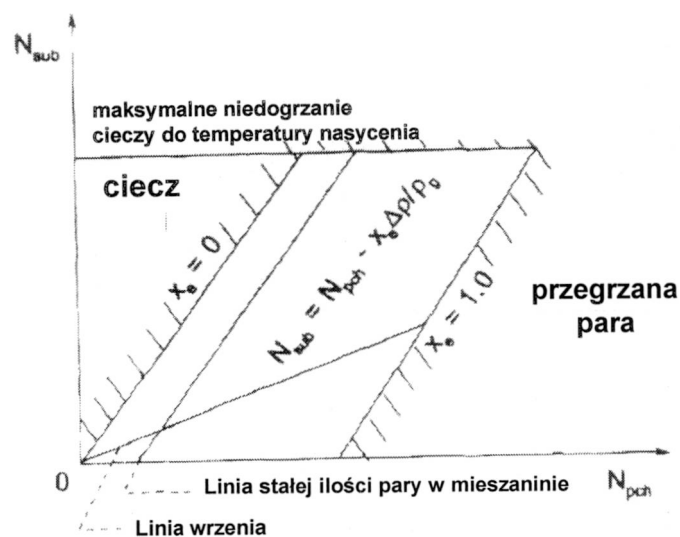
W pracy [94] wykorzystano zmodyfikowany model z podziałem na fazę ciekłą i gazową w celu przeanalizowania przekazywania ciepła oraz przepływu helu w mikrokanalach o bardzo niewielkich średnicach $d = 0,76 \div 4,7 \mu\text{m}$ oraz $8,1 \div 96 \mu\text{m}$. Rozważono różne własności helu oraz przeanalizowano stratę energii wywołaną tarciem o ścianki kanału. Stwierdzono, że przepływ helu ze zmienną temperaturą przez

kanal o niewielkiej średnicy znacząco różni się od przepływów cieczy niutonowskich. Silny wpływ na ten przepływ wywiera temperatura, ciśnienie oraz konwekcja wewnątrz płynu.

2.2. Przepływy dwufazowe – przypadki aplikacyjne

W pracy [5] przedstawiono obserwacje zmian dwufazowych adiabatycznych i nieadiabatycznych rodzajów przepływu oraz grubości pierścienia filmu zwilżającego ścianki w wiązce czterech prętów paliwowych reaktora jądrowego. Do badań wykorzystano wodę przepływającą pod ciśnieniem około 7MPa. Na podstawie wykonanych pomiarów struktur przepływu wody i pary pokazano, że zmiany w przepływie i filmie zwilżającym ściankę węzownicy mogą pojawiać się nagle i niespodziewanie. Na przykład grubość filmu zwilżającego ściankę pręta paliwowego może wynosić 0,02mm dla 30% zawartości pary w mieszaninie. Natomiast dla 40% pary w mieszaninie grubość zmniejsza się do 0,001mm.

W pracy [68] przeanalizowano stabilność przepływu dwufazowego z wrzeniem pod niskim ciśnieniem dla układu z przepływem w dół. Sformułowany problem oparto na równaniach masy pędu i energii zależnych od czasu. Rozwiązanie równań otrzymano przewidując nagły wzrost mocy reaktora i oscylacje gęstości mieszaniny. Dzięki zastosowaniu wielkości bezwymiarowych określono w równaniach człony prowadzące do podtrzymywania stabilności układu równań. Rezultaty analizy wykorzystano do określenia regionów stabilności dla przepływów w dół w reaktorach jądrowych, jak również w celu uniknięcia nagłego wzrostu oscylacji mocy (rys.2.14). Rezultaty nagłego wzrostu mocy porównano z wynikami Babcock'a i Wilcox'a. Na podstawie porównania wyników stwierdzono, że różnica nie przekracza 20%.

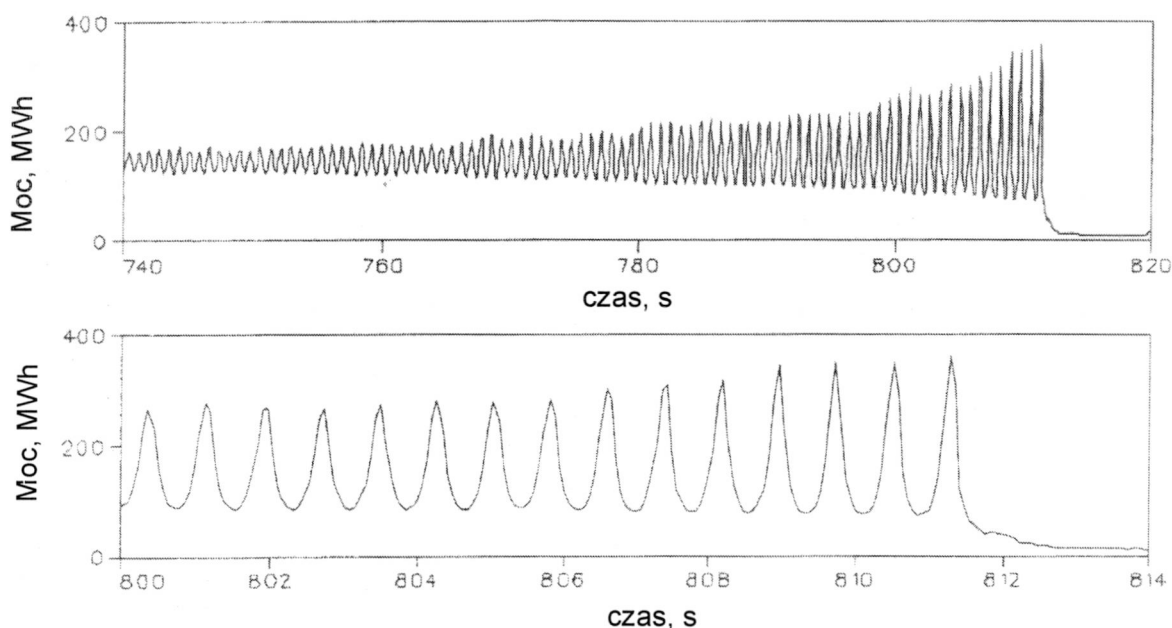


Rys 2.14. Mapa stabilności przepływu z podstawowymi charakterystykami [68]

Kolejną pracą poruszającą problem niestabilności przepływu w reaktorach jądrowych jest pozycja [105]. Autorzy przedstawili możliwości zachowania się rdzenia reaktora jądrowego w przypadku wystąpienia niestabilności przepływu w kanałach równoległych. Do tego celu wykorzystano model matematyczny opisujący oddziaływanie mieszaniny pary i wody chłodzącej pręty paliwowe na energię przepływających neutronów. Do obliczeń wykorzystano równania masy, energii i pędu.

W pracy [18] przeanalizowano teoretyczne i eksperymentalne wyniki badań autorów dotyczących generatorów pary. Teoretyczne rozważania przeprowadzono dla generatora pary, przez który przepływała woda o temperaturze niższej od temperatury nasycenia, a wypływała przegrzana para. Przeanalizowano różne geometrie rur poczynając od prostych a kończąc na spiralnych. Stwierdzono wpływ strumienia ciepła dostarczanego do rury parownika na zachowanie się przepływającej mieszaniny.

W pracy [106] przeanalizowano oscylacje gęstości mieszaniny w reaktorach jądrowych BWR. Przeprowadzono badania w celu sprawdzenia stabilności reaktora. Otrzymano wyniki dla reaktora BWR w warunkach dalekich od nominalnych warunków pracy. Dla warunków niestabilnych moc reaktora ujawniała nieoczekiwane oscylacje co pokazano na rys.2.15.

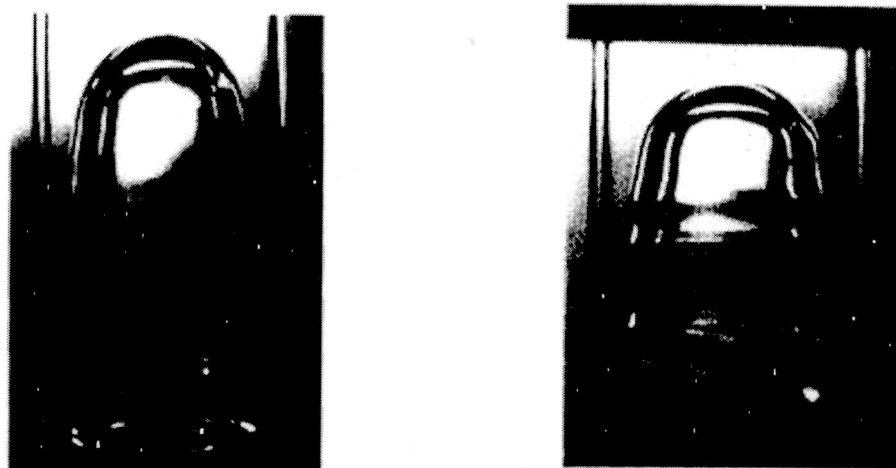


Rys.2.15. Wykres zmian mocy reaktora jądrowego w czasie [106]

W pracy [79] przeprowadzono analizę stabilności przepływu z wrzeniem reaktora. Analiza przebiegała w dwóch etapach. W etapie pierwszym przeanalizowano wyniki otrzymane z rozwiązywania różnych modeli m.in. stabilności równoległych kanałów z wrzeniem. Drugi etap skoncentrowany był na badaniu stabilności zamkniętego obiegu wrzącego reaktora jądrowego BWR. W tym przypadku przeanalizowano różne modele i obliczenia: m.in. wpływ numerycznej dyskretyzacji siatki węzłów dla poruszającej się granicy wrzenia na zbieżność i dokładność obliczeń. Sprawdzono efekt niedogrzaną wody do temperatury wrzenia, a także zjawiska przepływu dwufazowego na przewidywanie warunków brzegowych. Przeanalizowano współczynniki lokalnej straty ciśnienia na stabilność obiegu reaktora BWR. Obliczenia wykonano wykorzystując program DYNOBOSS. Powyższe problemy poruszają również prace [25, 32, 67].

W pracy [69] przeanalizowano kształt powstającego pęcherza Taylora w pionowej rurze dla przepływu korkowego (rys 2.16). Zmiany faz w pęcherzyku obserwowano na zdjęciach oraz filmach wideo. Przeprowadzone badania dają wyobrażenie o kształcie pęcherza oraz wyobrażenie o zjawisku przepływu

dwufazowego korkowego. Przepływ korkowy występuje w reaktorach jądrowych. W przepływach pionowych większość gazu lokuje się w dużym pęcherzu w kształcie kuli, który nazwano pęcherzem Taylora. Pęcherz ten zajmuje prawie cały przekrój rury. Ciecz przepływa tylko cieniutką warstewką pomiędzy pęcherzem i ścianką, może również zawierać małe pęcherzyki. Tworzenie się takich pęcherzy może zaburzać przepływ pomiędzy prętami paliwowymi reaktora jądrowego.



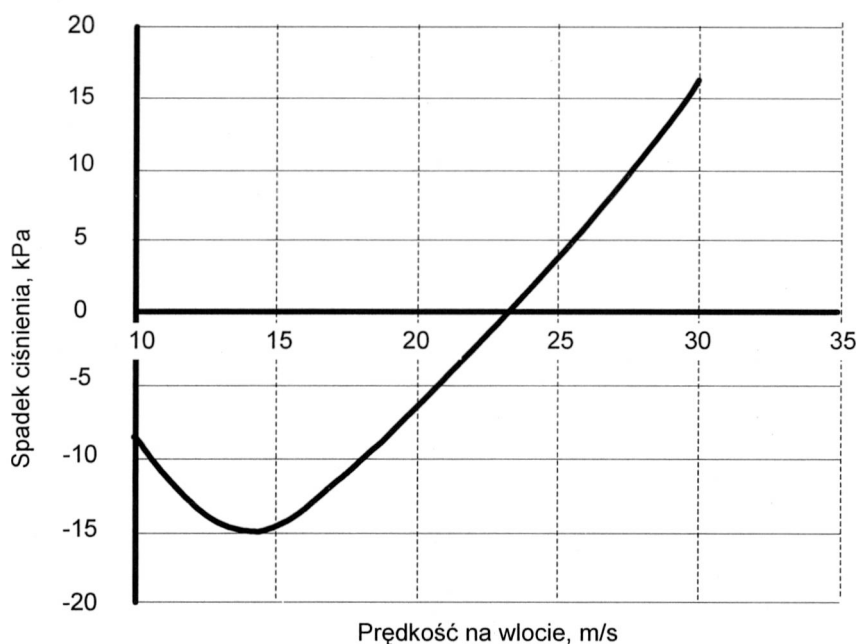
Rys.2.16. Długi i krótki pęcherz Taylora [69].

W pracy [82] przeprowadzono analizę zjawiska jednowymiarowej wymuszonej konwekcji i przekazywania ciepła do helu II w ogrzewanej rurze. W tym celu wykorzystano model z podziałem na fazę ciekłą i gazową i powiązano go z równaniem transportu entropii. Aby sprawdzić jakość zaproponowanego modelu, wyniki rozwiązań numerycznych porównano z wynikami rozwiązań modelu uproszczonego oraz wynikami badań doświadczalnych Kashaniego [44]. Otrzymano dobrą zgodność dla takich parametrów jak rozkład temperatury oraz pojawiające się wewnętrzne strumienie ciepła, a szczególności dla profili temperatury na długości odcinka pomiarowego o stosunku $L/d = 267$.

W pracy [49] rozwinięto nowy model numeryczny do analizy unikatowych cech przepływu oraz przekazywania ciepła w helu. Model, który nazwano modelem uproszczonym otrzymano z modelu z rozdzieleniem faz. Model ten zawiera równanie

ciągłości, pędu dla płynu w formie zmodyfikowanego równania Naviera-Stokesa oraz równanie energii. W celu zweryfikowania jakości uproszczonego modelu, porównano go z modelem z podziałem faz dla jednowymiarowego przekazywania ciepła w przepływie pionowym helu II. Aby pokazać możliwości zaproponowanego modelu dla problemów wielowymiarowych przeprowadzono również analizę dwuwymiarową. Otrzymane wyniki dały dobrą zgodność z wynikami Ramadan'a i Witt'a dla strumienia ciepła doprowadzanego do helu $q_C = 3,0 \text{ W/m}^2$.

W pracy [1] i [2] przedstawiono procedurę przewidywania niestabilności podczas przepływu freonu R-113 w dół, który wywoływany jest nagłą zmianą strumienia przepływu pod niewielkim ciśnieniem. Szczegółowa analiza spadku ciśnienia dla przepływu w dół dla ogrzewanego parownika pokazuje możliwość niestabilnego przejścia z przepływu jednofazowego w dwufazowy o dużym stopniu zawartości pary w mieszaninie (rys.2.17).



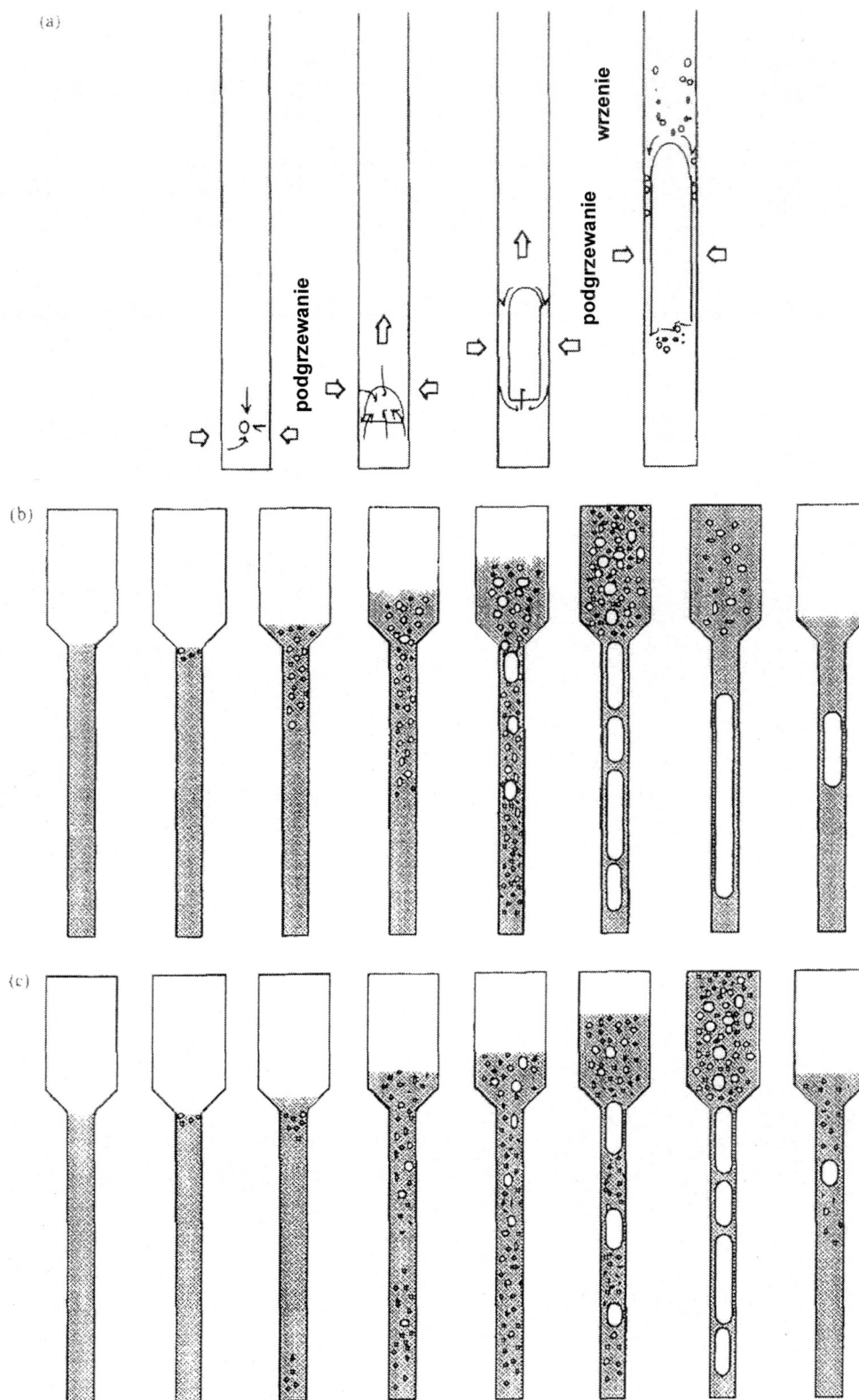
Rys.2.17. Spadek ciśnienia dla freonu R-113 przy różnych prędkości przepływu[2]

Stwierdzono, że mały strumień przepływu oraz duże niedogrzanie do temperatury nasycenia są dwoma podstawowymi warunkami dla występowania tego typu niestabilności. Przejście niestabilne występuje wtedy, kiedy opór dla przepływu w dół wywołany lokalnymi stratami

(dysze, kryzy), tarcie oraz rozszerzalnością cieplną wyrównuje spadek ciśnienia wywołany siłami grawitacji. Zaproponowano model matematyczny do przewidywania nagłej zmiany strumienia przepływu freonu R-113. Model ten jest zależnością liczby niedogrzanania oraz liczby zmiany fazy. Obie liczby są mierzone poprzez parametry takie jak własność płynu, niedogrzananie na wlocie, geometria rury. W celu zweryfikowania wyników rozwiązań zaproponowanego modelu, porównano je z wynikami badań własnych autora dla freonu R-113 oraz wynikami badań Dougherty'ego dla wody. Na tej podstawie stwierdzono dobrą zgodność wyników otrzymanych z rozwiązania modelu oraz wyników badań.

W pracy [97] zbadano charakterystyki przejścia dla zjawiska niestabilności cyrkulacji naturalnej dwufazowego przepływu freonu R-113. Przeanalizowano zachowanie oraz parametry przepływu. Zaobserwowano, że okres oraz czas trwania zjawiska zależy od skoku strumienia przepływu, najniższego poziomu cieczy w kondensatorze oraz największej wartości stężenia objętościowego pary. Rozpatrywane parametry to moc grzałek, oporność zaworów na wlocie do sekcji podgrzewacza, stopień kondensacji, stopień niedogrzanania na wlocie do sekcji oraz strata ciepła do otoczenia. Stwierdzono, że moc grzejna, oporność oraz wielkość schłodzenia w kondensatorze odgrywają ważną rolę przy tym zjawisku, natomiast pozostałe parametry nie mają wpływu. Generalnie przepływ staje się bardziej niestabilny w połączeniu z dużą powierzchnią kondensującą, która właśnie odpowiada za powstawanie tego zjawiska.

W pracy [51] rozpatrzono niestabilność przepływu zwaną gejzeringiem. W naturze zjawisko gejzeringu charakteryzuje się okresowym nagłym wyrzuceniem wrzącej cieczy oraz pary z pionowej kolumny do wolnej przestrzeni lub do przestrzeni nieco szerszej. Może to występować w pionowych rurach wypełnionych cieczą i podgrzewanych niewielkim strumieniem ciepła (rys.2.18). Określa się to w sposób taki, że dostarczany strumień ciepła jest niewystarczający do podtrzymania ciągłego wrzenia. Proces wrzenia staje się nieciągły i przebiega w trzech etapach: zapoczątkowanie wrzenia, wydalenie wrzącej cieczy z miejsca wrzenia i napłynięcie kolejnej partii cieczy. W 1965r. Murphy [66] przeprowadził serię eksperymentów, które wywoływały powyższe zjawisko w wodzie, freonie R-113, azocie, wodorze.

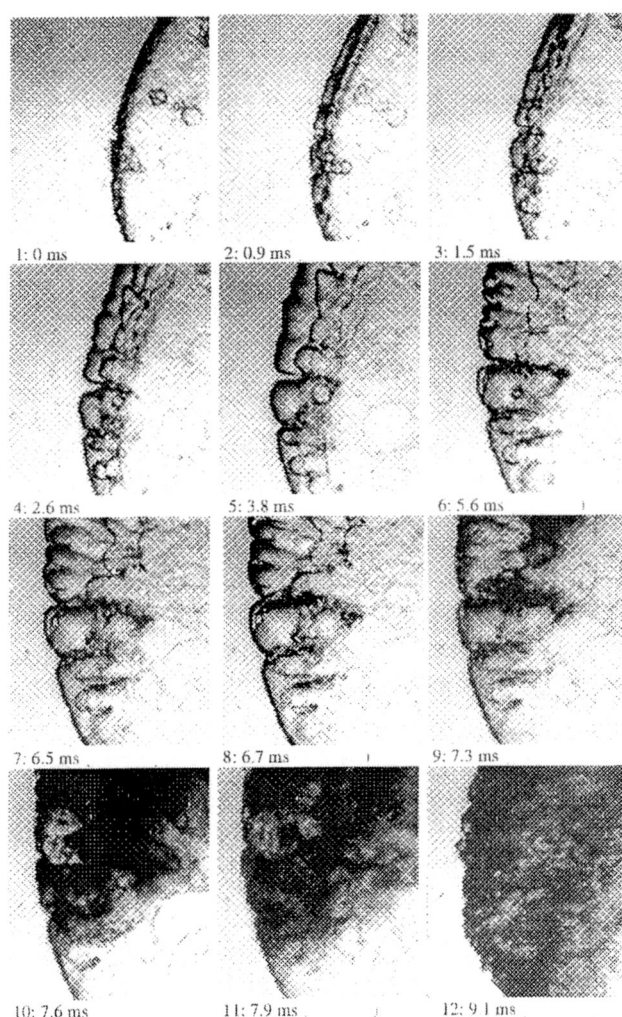


Rys.2.18. Mechanizm gejzeringu dla: a) freon R-113, b) woda przy niskim ciśnieniu, c) woda przy wysokim ciśnieniu [51]

W pracy [51] przebadano eksperymentalnie proces poprzez pomiar ciśnienia i temperatury oraz przeprowadzono wizualizację. Zjawisko wywołano w zamkniętym

termosyfonie, w którym ciśnienie cieczy w wyparce może wzrastać podczas wrzenia. Stwierdzono, że ważną rolę w zainicjowaniu gejzeringu odgrywają rozkład temperatury oraz nagromadzona energia wewnętrzna. Temperatura zależy od geometrii systemu. Nawet przy wzroście ciśnienia zjawisko występuje dalej. Podobne zagadnienie rozpatrywano również w pracy [70].

W pracy [83] przeprowadzono badania ekspansji czynników propanu, butanu, R-134a oraz wody do otoczenia powodującą przegrzew wywołany nagłym rozprężeniem. W czasie ekspansji zauważono powstawanie wrzących frontów, które pokazano na rys.2.19.

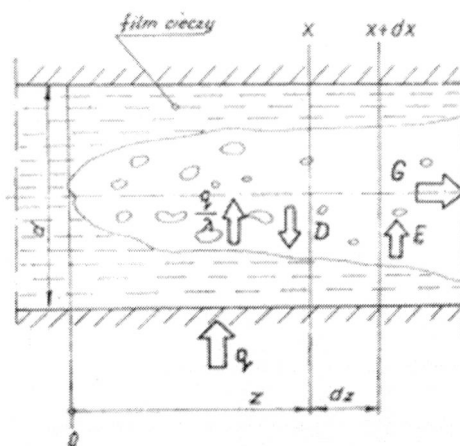


Rys.2.19. Rozwijanie się wrzącego frontu podczas przepływu czynnika w węzownicy [83]

Taki wrzący front przemieszcza się z powierzchni wolnej i wypływa z dużą prędkością zmieniając się w dużą objętość przegrzanej cieczy. Nie zaobserwowano wpływu średnicy rury na prędkość strugi. Wzajemne oddziaływanie parowania oraz rozpadu przegrzanej cieczy działa jak proces samorozszerzania, który jako pierwsi zaobserwowali w 1974r. Grolmes i Fauske. W przypadku parametrów niższych niż próg przegrzewu frontu nie zaobserwowano oraz odparowanie nie wyrzucało nadwyżki cieczy. Stwierdzono, że przepływ dwufazowy tworzący się we wrzącym froncie miał prędkość znacząco mniejszą niż ta oczekiwana przy izentropowej zmianie faz. Ciśnienie powodowane przez przyspieszenie mieszaniny dwufazowej redukowało przegrzew w cieczy oraz łagodziło zjawisko.

2.3. Krytyczny strumień ciepła CHF

W pracy [86] przedstawiono uproszczony model kryzysu wrzenia w przepływie dwufazowym.



Rys.2.20. Model przepływu pierścieniowego w kanale generatora pary [86]

Opracowano model matematyczny dla przepływu przedstawionego na rysunku 2.20, który przedstawiają równania (2.15) – (2.18):

$$\frac{dG_F}{dz} = \frac{4}{d} \left(D - E - \frac{q_c}{r} \right), \quad (2.15)$$

$$\frac{dG_E}{dz} = \frac{4}{d}(-D + E), \quad (2.16)$$

$$D = c G_E, \quad (2.17)$$

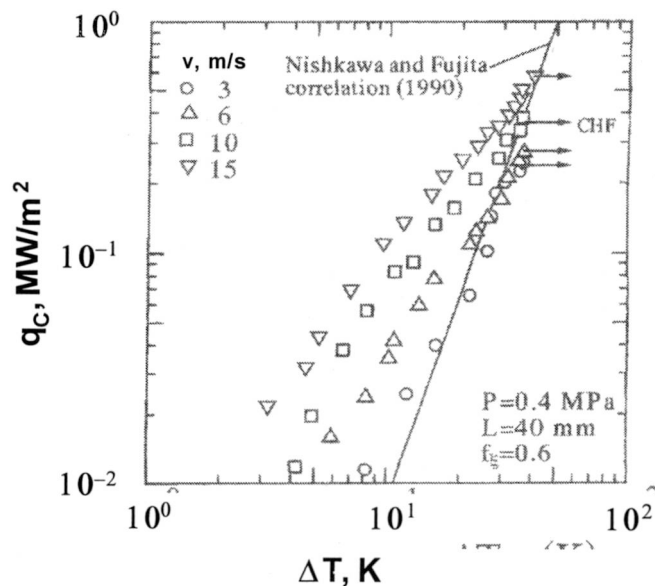
$$E = c G_F. \quad (2.18)$$

Wyniki obliczeń otrzymane z rozwiązania powyższych równań wykazują dobrą zgodność z wynikami eksperymentalnymi Stevens'a oraz wynikami własnymi autorów. Trudność polega na określeniu stałej c , która w głównej mierze zależy od ciśnienia. Możliwe jest wprowadzenie tej stałej w postaci rozwiniętej, uwzględniającej także inne parametry t.j. gęstość strumienia przepływającej cieczy, czy stopień suchości pary. Otrzymuje się wówczas bardziej rozbudowany model, który pozwala na precyzyjniejsze określenie warunków kryzysowych w kanale. Aby model mógł stać się użyteczny w postaci uproszczonej współczynnik c należy wyznaczyć z badań eksperymentalnych lub założyć metodą prób. Jest również możliwe rozwinięcie modelu dla przypadku, gdy gęstość strumienia ciepła nie jest wartością stałą, ale zmienia się w dowolny sposób wzdłuż długości kanału. Autorzy zasugerowali, że dalsze prace eksperymentalne jak i teoretyczne w tym kierunku, wyjaśnią skomplikowaną naturę kryzysów wrzenia i pozwolą na przeprowadzenie dalszych uogólnień.

W pracy [85] przedstawiono rozwiązanie modelu analitycznego (2.15)÷(2.18) kryzysu wrzenia przy dużej zawartości fazy parowej w przepływie pierścieniowym oraz badania eksperymentalne kryzysów wrzenia freonu 21. Model analityczny oparty jest na analizie procesu wysychania filmu cieczy na ścianie i umożliwia sformułowanie równań różniczkowych bilansu masy cieczy w filmie i w jądrze przepływu. W celu rozwiązania modelu parametry t.j. stałą c wyznaczono eksperymentalnie na podstawie badań własnych oraz Stevens'a. Powyższy problem poruszono również w pracach [57, 58, 62, 78, 88].

W pracy [64] podjęto się próby wykonania pomiarów krytycznego strumienia ciepła podczas przepływu wymuszonego z wrzeniem czynnika chłodniczego R-113

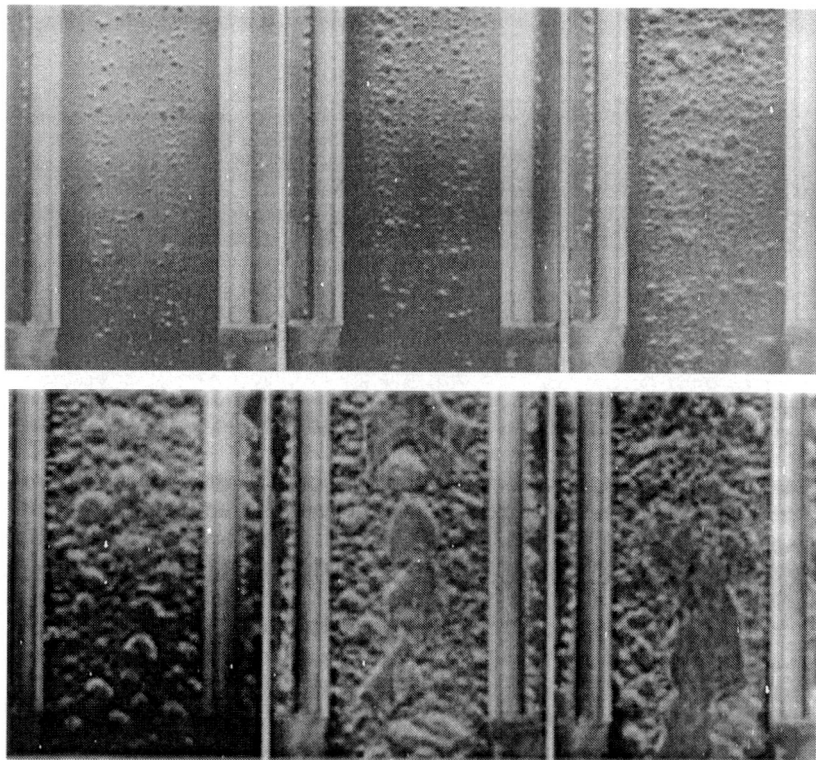
(rys. 2.21). Prędkość wlotowa oraz ciśnienie były wielkościami zmiennymi dla badanego freonu. Stwierdzono, że do określenia CHF może zostać wykorzystana zależność uwzględniająca stosunek gęstości cieczy i pary ρ_c/ρ_p . Ostatecznie zaproponowano zależność, którą można przewidywać krytyczny strumień ciepła z dokładnością $\pm 25\%$.



Rys.2.21. Krzywa wrzenia dla freonu R-113 pod ciśnieniem 0.4MPa [64]

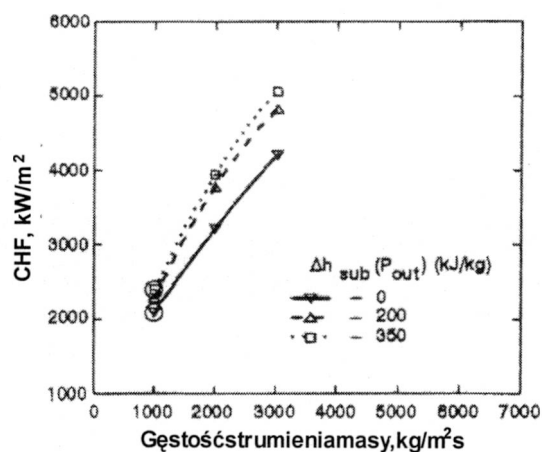
W pracy [104] przedstawiono definicje dotyczące rodzajów wrzenia. Stwierdzono, że kryzys wrzenia w reaktorach jądrowych może doprowadzić do przegrzania i uszkodzenia rdzenia. Kryzys wrzenia jest przede wszystkim spowodowany brakiem cieczy chłodzącej na ogrzewanej powierzchni. Podczas przepływu bąbelkowego cieczy o temperaturze niższej od temperatury nasycenia powierzchnię rury pokrywa warstwa bąbelków. Wzrost grubości tej warstwy może doprowadzić do przegrzania i początku kryzysu wrzenia. Dla przepływu nasyconego pierścieniowego ciecz pokrywa filmem powierzchnię i chłodzi ją. Spadek grubości filmu doprowadza do wysychania i przegrzania ścianki. Te właśnie zachowania były motywacją do podjęcia badań wizualizacyjnych tego zjawiska w 1965r. przez E. Hoslera (rys 2.22). Na podstawie tych badań można zaobserwować jak zmienia się

struktura przepływającego czynnika na skutek zmiany temperatury. Powyższy problem poruszają również prace [13, 15, 50, 56].



Rys.2.22. Rozwijanie się struktur przepływu podczas przepływu z wrzeniem w reaktorze jądrowym [104].

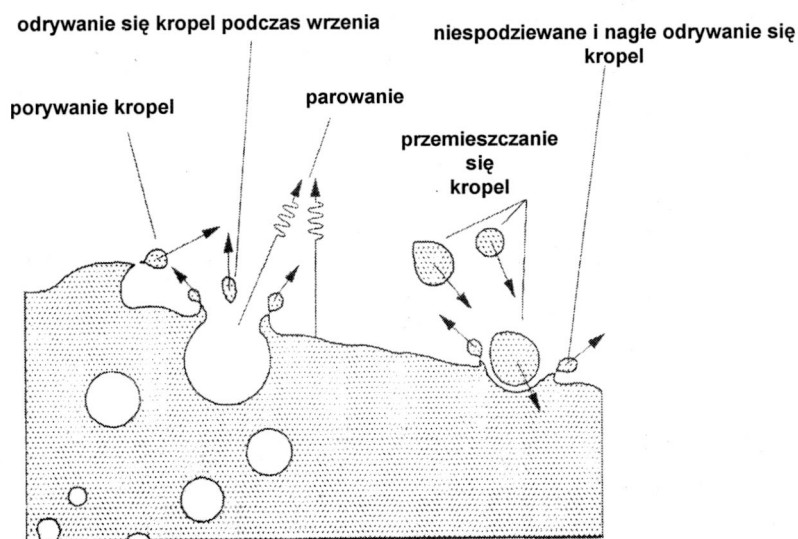
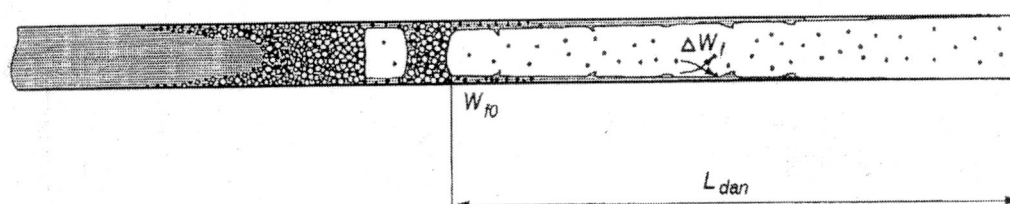
W pracy [72] przedstawiono dane eksperymentalne (rys.2.23) krytycznego strumienia ciepła otrzymane dla pionowego przepływu dla szerokiego zakresu stopnia suchości na wyjściu od 5 do 75% oraz ciśnienia od 0,5 do 4MPa.



Rys. 2.23. Charakterystyki pojawiania się krytycznego strumienia ciepła CHF [72].

Eksperyment przeprowadzono dla przepływu przez rurę równomiernie ogrzewaną na całej długości. Do oceny otrzymanych wyników eksperymentu wykorzystano wielkość zwaną liczbą koordynacji systemu. Zawiera ona krytyczny strumień ciepła, jako funkcję niedogrzaną czynnika roboczego na wlocie, funkcję wylotowego stopnia suchości oraz długości, na której występuje wrzenie. Wykazano, że krytyczny strumień ciepła jest zależny od ogrzewanej długości rury.

W pracy [73] przeanalizowano proces fizyczny mający miejsce w rozproszonym przepływie pierścieniowym, który prowadzi do powstawania kryzysu wrzenia (rys.2.24).

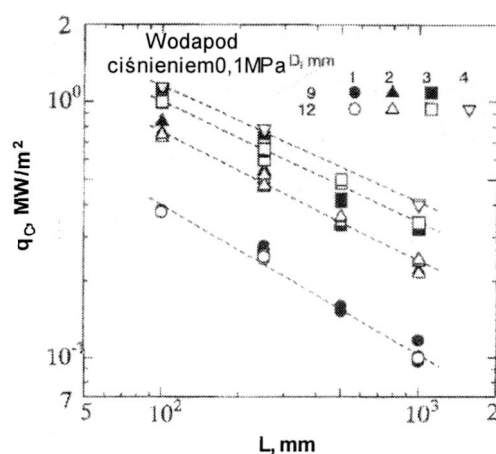


Rys. 2.24. Mechanizm wymiany masy podczas przepływu pierścieniowo-rozproszonego [73]

W analizie pokazano, że liczba zmiennych potrzebnych do opisu zjawiska może być zredukowana przez nowy parametr L_{dan} . Ten nowy parametr wyraża krytyczny

strumień ciepła dla określonej średnicy, ciśnienia, strumienia masy. Wyniki otrzymane dla CHF przy niskim ciśnieniu pokazują, że rozproszenie wyników wokół krzywej regresji jest wyraźnie mniejsze w porównaniu z tradycyjnym przedstawieniem krytycznego strumienia ciepła jako funkcji stopnia suchości na wylocie z ogrzewanej rury.

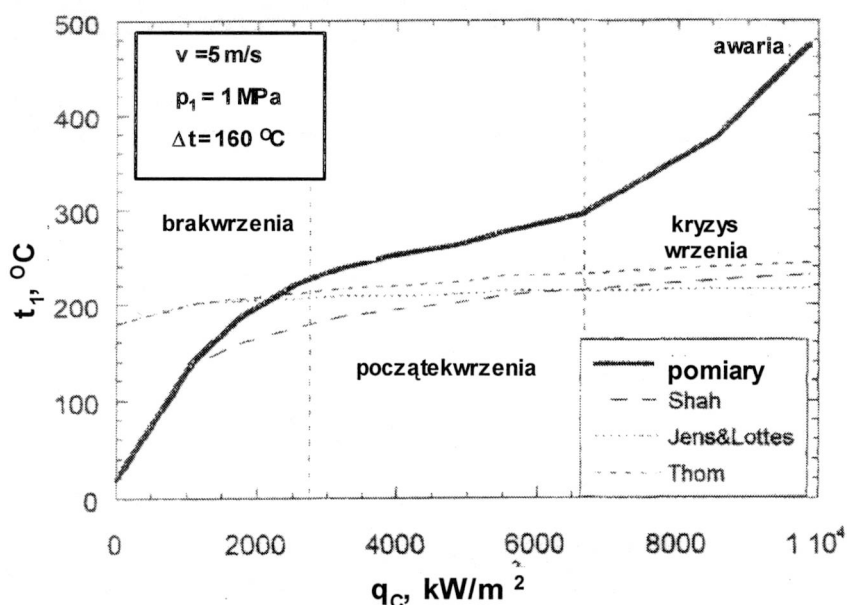
W pracy [63] przedstawiono pomiary krytycznego strumienia ciepła podczas naturalnej cyrkulacji wrzącej wody w jednolicie ogrzewanej rurze pionowej. Do badań użyto wody pod ciśnieniem atmosferycznym. Pomiary wykonano dla układu rura w rurze, w którym ustalono wymiary rury pomiarowej. Wyniki pomiarów przedstawiono w postaci charakterystyk pokazujących zmianę gęstości strumienia ciepła na badanej długości rury w zależności od zmiennej średnicy (rys.2.25).



Rys. 2.25. Zależność pomiędzy długością na której następuje podgrzewanie czynnika, a krytycznym strumieniem ciepła [63]

W pracy [11] przedstawiono fotografie przepływu z wrzeniem przy dużym wstępnym niedogrzeniu cieczy do temperatury nasycenia cieczy. Przedstawiono mapy przepływu przy różnych warunkach wrzenia. Wizualizowano zjawisko występujące na ogrzewanej ścianie podczas powstawania kryzysu wrzenia. Parametry pęcherzy pary zmierzono na podstawie zarejestrowanego strumienia przepływu, podczas którego mierzono temperaturę ścianki oraz kontrolowano strumień ciepła. Kombinacje parametrów dotyczących wielkości pęcherzy i zmierzonej temperatury ścianki tworzą

mapy przepływu dla różnych rodzajów przepływu. Dla tych warunków określono przedziały występowania krytycznego strumienia ciepła, co pokazano na rys.2.26.

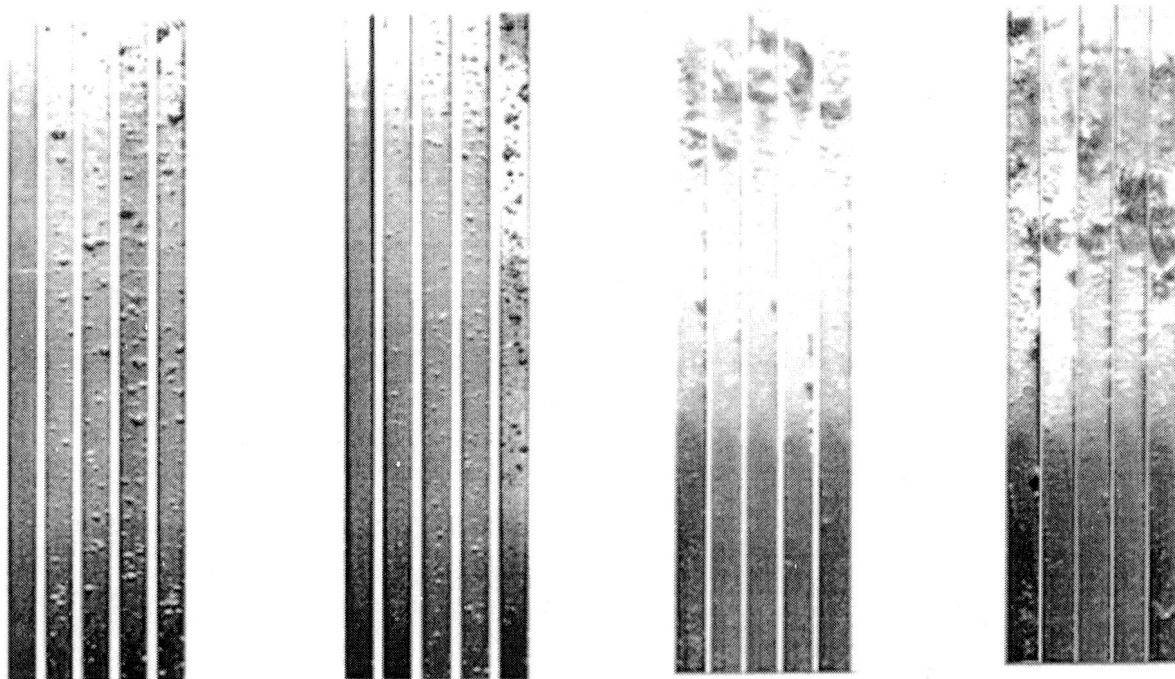


Rys.2.26. Temperatura ścianki w zależności od ilości doprowadzanego ciepła [11]

W pracy [14] przedstawiono zachowanie się pęcherzy blisko ścianki w przepływie z wrzeniem wody w pionowej rurze pod ciśnieniem atmosferycznym (rysunek 2.27). Zwraca uwagę zjawisko łączenia się w duże grupy pęcherzy oraz tworzenie się różnych struktur tuż przy ścianie. Pęcherze wzrastają wraz ze wzrostem strumienia ciepła. W skutek przekazywania dużych strumieni ciepła zaobserwowano trzy charakterystyczne warstwy w ogrzewanym kanale:

- przegrzaną warstwę cieczy z małymi bąbelkami przyklejonymi do nagrzanej ściany,
- warstwę pęcherzy przepływających złożoną z dużej, zbitej w jedną całość, ilości pęcherzy ponad warstwą a)
- rdzeń cieczy ponad warstwą b).

Stwierdzono, że powstające na ściankach skupiska pęcherzy mogą prowadzić do gorszej wymiany ciepła, a w konsekwencji do awarii parownika.



Rys.2.27. Zachowanie się strumienia przepływu masy wody
na ogrzewanej długości rurociągu [58]

W pracy [98] pokazano program komputerowy SUPER-2D dwuwymiarowego przekazywania ciepła w helu, który oparto na modelu z rozdziałem faz oraz teorii wzajemnego tarcia. Wykorzystując powyższy program, obliczono krytyczny strumień ciepła na płaskiej powierzchni. Ogrzewane pole powierzchni zmieniało się. W przypadku, gdy ono wzrastało, również krytyczny strumień ciepła gwałtownie wzrastał i w pewnym momencie osiągał wartość stałą. Wyniki rozwiązań numerycznych okazały się zgodne z wynikami eksperymentalnymi Tatsumoto [100] różniąc się maksymalnie o 9%. Na podstawie analizy wyników stwierdzono, że wokół ogrzewanej powierzchni pojawiają się wiry, które odgrywają istotną rolę w powstawaniu krytycznego strumienia ciepła. Powyższy problem rozpatrują również autorzy prac [99, 101].

2.4. Wnioski wynikające z przeglądu literatury

1. Zagadnienie niestabilności przepływu mieszaniny ciecz-para w rurze parownika jest aktualnym problemem, którym zajmuje się wiele ośrodków badawczych na

całym świecie. Problem ten rozpatruje się przede wszystkim dla takich urządzeń jak reaktory jądrowe typu wrzącego, aparatura chłodnicza oraz wyparki.

2. Do tej pory zidentyfikowano kilka rodzajów niestabilności przepływu, z których najszerzej omawiana jest niestabilność typu dynamicznego [4,5,8,17,20,23,24,38]. W przypadku wystąpienia tego rodzaju niestabilności, w przepływie czynnika pojawiają się pulsacyjne zmiany strumienia masy oraz całkowitej straty ciśnienia na rozpatrywanej długości parownika. Powstające zaburzenia w przypadku reaktorów jądrowych typu wrzącego prowadzą do niekontrolowanej zmiany mocy reaktora w czasie jego wygaszania.
3. Niewiele jest prac poruszających problem niestabilności statycznej, który dotyczy przede wszystkim urządzeń przepływowych jakimi są kotły parowe typu Bensona, Sulzera, Ramzina [74,109,110,111,112]. Jak wiadomo pojawienie się tego typu niestabilności przepływu prowadzi do zaburzenia chłodzenia rur parownika kotła, co w konsekwencji doprowadza do ich uszkodzenia.
4. Do modelowania dynamicznej niestabilności przepływu mieszaniny cieczo-para wykorzystuje się modele z rozdzieleniem faz, rzadziej modele homogeniczne.
5. Do oceny charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$ w parownikach urządzeń przepływowych wykorzystuje się zależności trzeciego stopnia opisujące spadek ciśnienia w funkcji strumienia masy [74,109,110,111,112]. Modele te nie uwzględniają jednak zmian temperatury i ciśnienia na długości rury parownika.
6. W badaniach doświadczalnych jak i obliczeniach całkowitego spadku ciśnienia, strumień ciepła doprowadzany do rury parownika na całej jej długości przyjmowano jako wielkość stałą [10,24,54,59,74,80,84,109,110,111,112]. Zabieg ten miał na celu ułatwienie oszacowania strumienia ciepła doprowadzanego do parownika.

3. CEL, ZAKRES I TEZY PRACY

3.1. Cel pracy

Celem pracy jest opracowanie modelu matematycznego oraz teoretyczne i eksperymentalne zbadanie przepływu mieszaniny cieczeni-para w modelu parownika oraz w rzeczywistym parowniku kotła przepływowego BP – 1150.

3.2. Zakres pracy

- a) wykonanie obliczeń numerycznych przepływu mieszaniny cieczeni-para w modelu i w rzeczywistym parowniku kotła przepływowego,
- b) zbudowanie stanowiska badawczego i wykonanie badań doświadczalnych na modelu parownika; zbadanie wpływu temperatury wody zasilającej oraz strumienia ciepła doprowadzanego do parownika na kształt charakterystyk przepływu,
- c) porównanie wyników badań eksperymentalnych z wynikami obliczeń numerycznych, w celu sprawdzenia jakości zaproponowanego modelu matematycznego,
- d) numeryczne zamodelowanie przepływu mieszaniny cieczeni-para w parowniku kotła przepływowego BP – 1150 – jako przykład zastosowania opracowanego modelu do obiektu rzeczywistego; zbadanie wpływu temperatury i ciśnienia wody zasilającej oraz strumienia ciepła doprowadzanego do parownika na kształt charakterystyk przepływu,

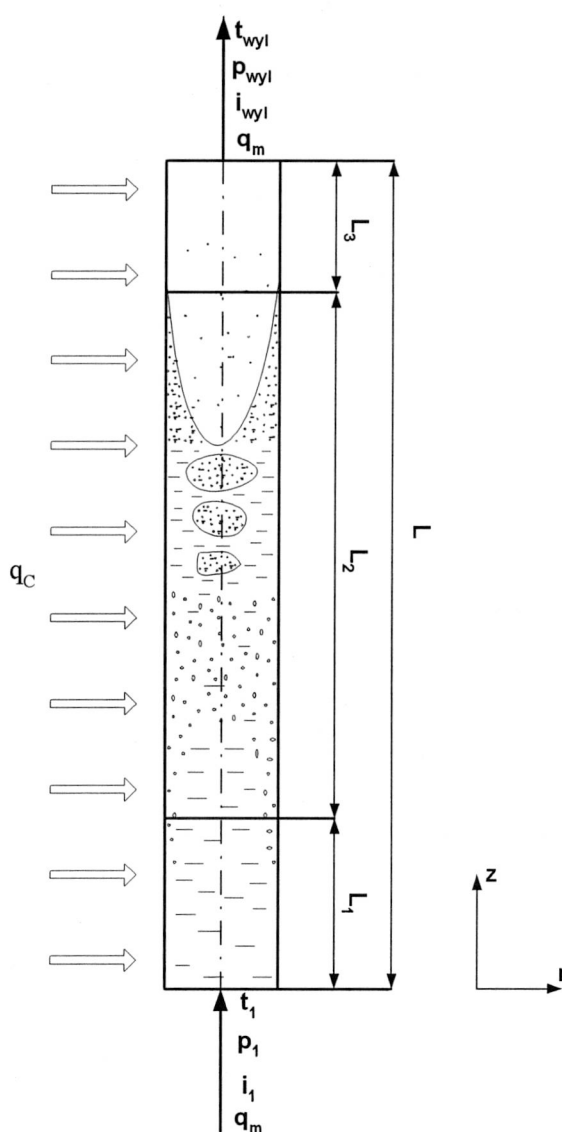
3.3. Tezy pracy

- Podczas przepływu mieszaniny cieczeni-para w rurze parownika pojawia się niestabilność charakterystyk przepływu.
- Obszar niestabilności charakterystyk przepływu zależny jest od ciśnienia i temperatury wody oraz strumienia ciepła doprowadzanego do rury parownika.

4. MODEL MATEMATYCZNY PRZEPŁYWU MIESZANINY DWUFAZOWEJ WODA-PARA W PAROWNIKU

4.1. Spadek ciśnienia na długości rury parownika.

Rozpatrywany jest całkowity spadek ciśnienia Δp_C w pionowej rurze parownika o długości L , do której dopływa woda o zadanej temperaturze i ciśnieniu (rys.4.1). Rura na całej długości ogrzewana jest jednolitym strumieniem ciepła, natomiast przepływ płynu w układzie wymusza pompa.



Rys. 4.1. 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, gdy 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 t.j. 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

$$\Delta p_C = \Delta p_{ek} + \Delta p_{wrz} + \Delta p_{par} \quad (4.1)$$

We wzorze (4.1) Δp_{ek} oznacza spadek ciśnienia na odcinku L_1 , wzdłuż którego woda podgrzewa się do temperatury nasycenia, Δp_{wrz} spadek ciśnienia na odcinku L_2 , na którym przepływająca woda wrze oraz Δp_{par} spadek ciśnienia na odcinku L_3 , na długości którego 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 powyżej odcinków jest sumą strat związanych z występowaniem tarcia czynnika o ściankę przewodu, różnicą wysokości rozpatrywanych przekrojów oraz zmianą ciśnienia wskutek przyspieszania czynnika. Różnicę ciśnień Δp_{ek} , Δp_{wrz} oraz Δp_{par} opisują zatem równania

$$\Delta p_{ek} = \Delta p_{tek} + \Delta p_{wek} + \Delta p_{pek} \quad (4.2)$$

$$\Delta p_{wrz} = \Delta p_{twrz} + \Delta p_{wwrz} + \Delta p_{pwrz} \quad (4.3)$$

$$\Delta p_{par} = \Delta p_{tpar} + \Delta p_{wpar} + \Delta p_{ppar}, \quad (4.4)$$

lub w sposób uproszczony:

$$\Delta p_X = \Delta p_t + \Delta p_w + \Delta p_p. \quad (4.5)$$

Zamiast wzoru (4.5), do opisu straty ciśnienia na poszczególnych odcinkach rury autor przyjął równanie w postaci różniczkowej

$$\frac{dp_X}{dz} = -\frac{dp_t}{dz} - \frac{dp_w}{dz} - \frac{dp_p}{dz}, \quad (4.6)$$

w którym:

$\frac{dp_t}{dz}$ - oznacza zmianę ciśnienia wskutek tarcia czynnika o ściankę przewodu,

$\frac{dp_w}{dz}$ - oznacza zmianę ciśnienia wskutek powstawania siły wyporu,

$\frac{dp_p}{dz}$ - oznacza zmianę ciśnienia wskutek przyspieszania czynnika.

Ponieważ przepływająca woda w parowniku ulega przemianom fazowym, obliczenie całkowitego spadku ciśnienia podzielono na trzy etapy. W każdym z etapów obliczono zmianę podstawowych parametrów termodynamicznych t.j. ciśnienia i temperatury przepływającego medium. Obliczone parametry termodynamiczne umożliwiły wyznaczenie dodatkowych wielkości, takich jak entalpia, gęstości i lepkości wody i 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 .

4.2. Przepływ fazy ciekłej w rurze parownika.

W pierwszym etapie obliczono ciśnienie na odcinku od wlotu do parownika do punktu, w którym woda osiąga temperaturę nasycenia. Zmianę ciśnienia na długości odcinka L_1 opisano równaniem

$$\rho_w \left(\frac{\partial v_w}{\partial \tau} + v_w \frac{\partial v_w}{\partial z} \right) + \Delta \rho_w g + \frac{dp_{ek}}{dz} + \frac{dp_{tek}}{dz} = 0, \quad (4.7)$$

gdzie $\frac{dp_{tek}}{dz}$ określono na podstawie wzoru Darcy'ego – Weisbacha

$$\frac{dp_{tek}}{dz} = \lambda \frac{\rho_w}{d} \frac{v_w^2}{2}. \quad (4.8)$$

Jak wiadomo, współczynnik λ w turbulentnych przepływach izotermicznych jednofazowych np. w strefie przejściowej jest funkcją liczby Reynoldsa i chropowatości ścian przewodu [39, 40, 75]. W przypadku przepływów dwufazowych stwierdzono, że współczynnik λ jest funkcją nie tylko liczby Reynoldsa i chropowatości powierzchni, lecz także strumienia ciepła Q_C [53, 75]. W tym przypadku zmiana ciśnienia na skutek tarcia spowodowana jest 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. Określenie miejsc generowania się pęcherzy w rzeczywistym przepływie jest trudne do przewidzenia.

Określeniu zależności współczynnika λ od strumienia ciepła doprowadzanego do rury poświęcono między innymi prace [19, 48, 92]. Zdecydowana większość z nich dotyczy przepływu gazów. Na przykład w [19] oszacowano, że współczynnik λ dla przepływu adiabatycznego może różnić się nawet o 28% od współczynnika strat liniowych z wymianą ciepła. Natomiast w przypadku przepływu wody 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 [75]. Ich wartości wykorzystywane są w modelach, w których nie uwzględnia się zmian temperatury oraz ciśnienia na długości parownika. Jednak ten sposób (z wykorzystaniem współczynników poprawkowych) utrudnia 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 [75]. Inny sposób polega na przyjmowaniu wartości współczynnika λ jak dla równoważnego przepływu jednofazowego, przy czym za płyn jednofazowy należy przyjmować płyn stanowiący fazę ciągłą [75, 94]. Tak więc, dla przepływu mieszaniny woda-para o niewielkim stężeniu masowym α , należy przyjmować współczynnik λ jak dla przepływu wody, a dla tej samej mieszaniny o dużym stężeniu masowym jak dla przepływu pary. To wszystko odnosi się do tej samej średniej prędkości przepływu mieszaniny i płynu jednofazowego. Natomiast trzeci sposób polega na obliczeniu współczynnika λ jak dla przepływu w przewodzie gładkim [15, 75, 82, 92]. W tym przypadku obliczając liczbę Reynoldsa należy wyznaczyć lepkość i gęstość mieszaniny. Można to obliczyć między innymi z poniższych formuł:

$$\mu_m = \alpha\mu_p + (1 - \alpha)\mu_w, \quad (4.9)$$

$$\rho_m = \alpha\rho_p + (1 - \alpha)\rho_w. \quad (4.10)$$

Niejednokrotnie do obliczeń przyjmowano lepkość jak dla fazy ciągłej. 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. Mając świadomość trudności wcześniej opisanych, w tej pracy

wartość współczynnik λ określono za pomocą formuły Altšula uwzględniając jednak zmianę lepkości mieszaniny w postaci (4.9) i gęstości w postaci (4.10).

$$\lambda = 0,11 \left(\frac{k}{d} + \frac{68 \mu_w}{d v_w \rho_w} \right)^{0.25} \quad (4.11)$$

Uwzględniając, że przepływ jest ustalony w czasie, równanie (4.7) przyjmuje zatem postać

$$\frac{dp_{ek}}{dz} = -0,11 \left(\frac{k}{d} + \frac{68 \mu_w}{d v_w \rho_w} \right)^{0.25} \frac{\rho_w v_w^2}{d} - \Delta \rho_w g - \rho_w v_w \frac{dv_w}{dz} \quad (4.12)$$

Na całej długości odcinka L_I 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_I wykorzystano równanie energii w postaci

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\rho_w i_w) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_w i_w v_w) = q_c, \quad (4.13)$$

a po uwzględnieniu, że przepływ jest ustalony równanie (4.13) przyjmuje postać:

$$\frac{d}{dz} (\rho_w i_w v_w) = q_c \quad (4.14)$$

W równaniach (4.12) i (4.14) występuje średnia prędkość wody, która zmienia się na długości parownika i zmiana ta wywołana jest przede wszystkim zmianą gęstości wody. Średnia prędkość wody z równania ciągłości

$$v_w = \frac{4 q_m}{\rho_w \pi d^2} \quad (4.15)$$

Po podstawieniu równania (4.15) do równania (4.14) otrzymano ostateczną zależność na zmianę entalpii w postaci

$$\frac{di_w}{dz} = \frac{q_c \pi d^2}{4 q_m} \quad (4.16)$$

W wyniku jego rozwiązania określono entalpię w kolejnych przekrojach rury wzdłuż długości odcinka L_1 . Na podstawie znanej wartości entalpii oraz ciepła właściwego obliczono temperaturę, a z równania (4.12) ciśnienie wody. W chwili, gdy woda osiągnęła temperaturę nasycenia, dalsze obliczenia wykonano według procedury opisaney w punkcie 4.3 ze względu na pojawienie się przepływających jednocześnie dwóch faz wody i pary. Jednak w przypadku, gdy doprowadzane do wężownicy ciepło było niewystarczające do podgrzania wody do temperatury nasycenia, różnica początkowej i końcowej wartości ciśnienia była szukaną wielkością Δp_C .

4.3. 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 punkcie 4.2. Trudność w określeniu straty ciśnienia związana jest ze zmianami już nie tylko temperatury i ciśnienia wody, ale także zależy od dodatkowej wielkość jaką jest masowa zawartość pary wodnej w mieszaninie α . W związku z powyższym, aby określić zmianę ciśnienia, obliczono zmianę współczynnika α , na długości odcinka L_2 .

Do opisanie przepływu mieszaniny wody i pary wykorzystano równania masy (4.17), energii (4.18) oraz pędu (4.19) dla mieszaniny parowo-wodnej [61, 116]:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial \tau} + v_m \frac{\partial \rho_m}{\partial z} + \rho_m \frac{\partial v_m}{\partial z} = 0, \quad (4.17)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\rho_{wn} i_{wn} + \alpha r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_{wn} i_{wn} + \alpha r) v_m = q_c, \quad (4.18)$$

$$\rho_m \left(\frac{\partial v_m}{\partial \tau} + v_m \frac{\partial v_m}{\partial z} \right) + \Delta \rho_m g + \frac{\partial p_{par}}{\partial z} + \frac{\partial p_{tm}}{\partial z} = 0. \quad (4.19)$$

W równaniu (4.19) wielkość $\frac{\partial p_{tm}}{\partial z}$ to zmiana ciśnienia wywołana tarciem mieszaniny parowo-wodnej o ścianki przewodu opisana zależnością Darcy'ego-Weisbacha.

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

$$v_m \frac{d\rho_m}{dz} + \rho_m \frac{dv_m}{dz} = 0, \quad (4.20)$$

$$\frac{d}{dz} (\rho_{wn} i_{wn} + \alpha r) v_m = q_c, \quad (4.21)$$

$$\rho_m v_m \frac{dv_m}{dz} + \Delta \rho_m g + \frac{dp_{par}}{dz} + \frac{dp_{tm}}{dz} = 0. \quad (4.22)$$

Dodatkowo powyższy układ równań uzupełniono o równania zmiany gęstości mieszaniny (4.10), objętościowe ciepło parowania mieszaniny (4.23) oraz o równanie stanu dla pary (4.24):

$$\rho_m = \rho_{pn} \alpha + \rho_{wn} (1 - \alpha), \quad (4.10)$$

$$r = \rho_{pn} i_{pn} - \rho_{wn} i_{wn}, \quad (4.23)$$

$$\rho_p = f(t, p) \quad (4.24)$$

Po podstawieniu powyższych związków do równań (4.20) ÷ (4.22) otrzymano:

$$v_m \frac{d(\rho_{pn} \alpha + \rho_{wn} (1 - \alpha))}{dz} + (\rho_{pn} \alpha + \rho_{wn} (1 - \alpha)) \frac{dv_m}{dz} = 0, \quad (4.25)$$

$$\frac{d}{dz} (\rho_{wn} i_{wn} + \alpha \cdot (\rho_{pn} i_{pn} - \rho_{wn} i_{wn})) v_m = q_c, \quad (4.26)$$

$$(\rho_{pn} \alpha + \rho_{wn} (1 - \alpha)) v_m \frac{dv_m}{dz} + \Delta \rho_m g + \frac{dp_{par}}{dz} + \frac{dp_{tm}}{dz} = 0. \quad (4.27)$$

Przekształcono wzory (4.25) i (4.26) tak, aby otrzymać wyłącznie zależność od współczynnika α :

$$v_m \frac{d\alpha}{dz} = - \frac{(\rho_{pn} \alpha + \rho_{wn} (1 - \alpha))}{(\rho_{pn} - \rho_{wn})} \frac{dv_m}{dz}, \quad (4.28)$$

$$\frac{dv_m}{dz} = \frac{q_c}{(\rho_{wn} i_{wn} + \alpha r)} - \frac{r}{(\rho_{wn} i_{wn} + \alpha r)} v_m \frac{d\alpha}{dz}. \quad (4.29)$$

Podstawiając równanie (4.29) do (4.28) otrzymano równanie różniczkowe zwyczajne opisujące zmianę współczynnika α wzdłuż długości odcinka węzownicy, na którym następuje odparowanie wody:

$$\frac{d\alpha}{dz} = - \frac{(\rho_{pn} \alpha + \rho_{wn} (1 - \alpha))}{v_m} \cdot \frac{q_c}{(\rho_{wn} i_{wn} + \alpha r) \cdot (\rho_{pn} - \rho_{wn}) - (\rho_{pn} \alpha + \rho_{wn} (1 - \alpha)) r}. \quad (4.30)$$

Zmiana prędkości średniej mieszaniny:

$$\frac{dv_m}{dz} = \frac{(\rho_{pn} - \rho_{wn}) q_c}{(\rho_{wn} i_{wn} + \alpha r) \cdot (\rho_{pn} - \rho_{wn}) - (\rho_{pn} \alpha + \rho_{wn} (1 - \alpha)) r}. \quad (4.31)$$

Zależność (4.30) oraz (4.31) wykorzystano do wyznaczenia zmiany ciśnienia mieszaniny wodno-parowej w parowniku

$$\frac{dp_{par}}{dz} = - \frac{(\rho_{pn} \alpha + \rho_{wn} (1 - \alpha)) v_m q_c}{(\rho_{wn} i_{wn} + \alpha r) \cdot (\rho_{pn} - \rho_{wn}) - (\rho_{pn} \alpha + \rho_{wn} (1 - \alpha)) r} - \Delta \rho_m g - \frac{\lambda}{d} (\rho_{pn} \alpha + \rho_{wn} (1 - \alpha)) \frac{v_m^2}{2} \quad (4.32)$$

Po obliczeniu ciśnienia określono temperaturę nasycenia oraz takie wielkości jak entalpię 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 węzownicy i końcowego na wylocie z odcinka L_2 jest szukanym całkowitym spadkiem ciśnienia Δp_C ,
2. współczynnik $\alpha = 1$, co oznacza, że cały przekrój węzownicy zajmuje tylko para wodna o temperaturze nasycenia. Na dalszym odcinku L_3 odbywa się proces przegrzewania pary. W tym momencie kończą się obliczenia wykonywane przez opisaną powyżej procedurę, a dalsze obliczenia wykonywane są według algorytmu opisanego w punkcie 4.4.

4.4. Przepływ mieszaniny pary wodnej w parowniku.

W celu określenia ciśnienia końcowego na wylocie z węzownicy procedura postępowania jest podobna do opisanej w punkcie 4.2. Równanie różniczkowe pędu dla pary przyjmie postać

$$\rho_p \left(\frac{\partial v_p}{\partial \tau} + v_p \frac{\partial v_p}{\partial z} \right) + \Delta \rho_p g + \frac{\partial p_p}{\partial z} + \frac{\partial p_{tp}}{\partial z} = 0. \quad (4.33)$$

Uwzględniając fakt, że przepływ jest ustalony równanie (4.33) przyjmuje postać

$$\rho_p v_p \frac{dv_p}{dz} + \Delta \rho_p g + \frac{dp_p}{dz} + \frac{dp_{tm}}{dz} = 0, \quad (4.34)$$

i ostatecznie:

$$\frac{dp_p}{dz} = -0,11 \left(\frac{k}{d} + \frac{68 \mu_p}{d v_p \rho_p} \right)^{0,25} \frac{\rho_p v_p^2}{d} - \Delta \rho_p g - \rho_p v_p \frac{dv_p}{dz}. \quad (4.35)$$

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

$$\frac{d}{dz} (\rho_p i_p v_p) = q_c. \quad (4.36)$$

Uwzględniając fakt, że prędkość średnia przepływu pary można zapisać w postaci:

$$v_p = \frac{4 q_m}{\rho_p \pi d^2}, \quad (4.37)$$

równanie (4.36) przyjmuje postać:

$$\frac{di_p}{dz} = \frac{q_c \pi d^2}{4 q_m}. \quad (4.38)$$

Po rozwiązaniu równania (4.38) otrzymano entalpię pary. W dalszej kolejności wyznaczono temperaturę czynnika, co pozwoliło określić gęstość oraz lepkość pary. Natomiast z równania (4.35) obliczono ciśnienie pary na wylocie z wężownicy.

Różnica ciśnienia na wlocie do węzownicy i ciśnienia końcowego na odcinku L_3 jest szukaną różnicą ciśnienia Δp_C .

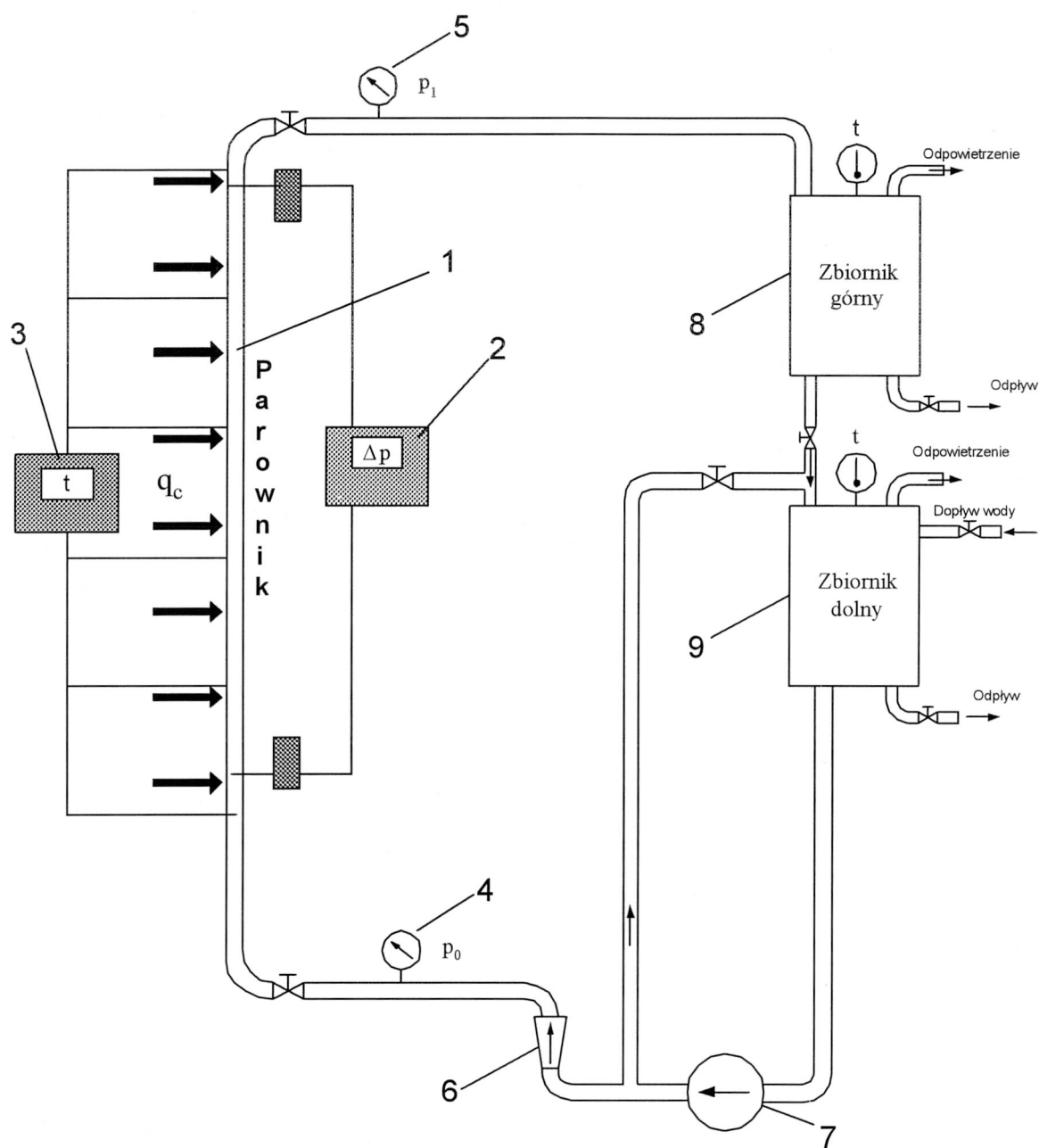
Równania opisujące zmianę ciśnienia na długości rury parownika (przedstawione w tym rozdziale) rozwiązano przy pomocy programu komputerowego Mathcad. Program Mathcad ułatwił numeryczne rozwiązywanie równań różniczkowych ze względu na możliwość wykorzystania w obliczeniach komputerowych tablic parowych. Tablice parowe skracają czas odczytywania wartości gęstości, lepkości oraz entalpii wody i pary wodnej. Na podstawie wykonanych obliczeń otrzymano charakterystyki przepływu $\Delta p = f(q_m)$ opisujące zmianę różnicy ciśnień wzdłuż parownika w zależności od strumienia masy wody dopływającej do parownika.

5. CZĘŚĆ EKSPERYMENTALNA

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.

5.1. Stanowisko badawcze

W celu wyznaczenia charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$ w modelu parownika zbudowano stanowisko badawcze, którego schemat przedstawiono na rysunku 5.1. Woda o temperaturze t_l ze zbiornika dolnego - zasilającego 2 podawana jest rurociągiem zasilającym do pionowej rury parownika o średnicy $d = 38\text{mm}$, na długości której wyróżniono odcinek pomiarowy 1 o długości $L = 1,7\text{m}$. Parownik ogrzewano przy pomocy 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 przy pomocy manometru różnicowego 2 oraz temperaturę czynnika przy pomocy termometrów 3 zainstalowanych 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 żadaną 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 tego stanowiska przedstawiono na rysunku 5.2.



Rys. 5.1. 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.



Rys. 5.2. Widok stanowiska badawczego.

5.2. Metody pomiarowe i stosowane materiały

- a) Badanym czynnikiem była woda, która w układzie pomiarowym krążyła pod ciśnieniem $p_1 = 0,1 \text{ MPa}$.
- b) Strumień objętości wody mierzono przy pomocy rotametu 6 zainstalowanego na rurociągu zasilającym parownik. Dokładność pomiaru strumienia objętości wody przy pomocy rotametu wynosiła 2,5%.
- c) Na długości parownika mierzono spadek ciśnienia za pomocą cyfrowego mikromanometru różnicowego 2. Zakres pomiarowy miernika mieścił się w granicach 0-1230 Pa. Dokładność pomiarowa nie przekraczała 1%.
- d) Temperaturę otoczenia, wody zasilającej w zbiorniku dolnym 9 oraz mieszaniny parowodnej w zbiorniku 8 mierzono przy pomocy mierników temperatury wyposażonych w czujniki typu termopara. Dokładność pomiaru temperatury wynosiła $\pm 1^\circ \text{C}$.
- e) Temperaturę wody przed wlotem do parownika, jak i za parownikiem mierzono przy pomocy układu mierników temperatury wyposażonych w czujniki oporowe.

Dokładność pomiaru temperatury wynosiła $\pm 0,8^{\circ}\text{C}$. Powyższy układ pomiaru temperatury służył do kontroli procesu wrzenia w parowniku. Kontrolę procesu wrzenia umożliwiło zainstalowanie czujników temperatury w równych odległościach na całej długości odcinka pomiarowego rury parownika.

- f) Na rurociągu zasilającym oraz wylotowym zainstalowano manometry z rurką Bourdona 4 i 5. Zakres wskazania 0-2,5 MPa. Wskazania tych manometrów miały charakter kontrolny i służyły do zabezpieczenia przed niepożądanym wzrostem ciśnienia w badanym układzie.

5.3. Opracowanie wyników pomiarów i ich analiza

Dane pomiarowe temperatury, strumienia objętości oraz spadku ciśnienia na długości parownika zapisywano w programie Excel, gdzie dokonano ich obróbki. Obróbka danych polegała na wyznaczeniu wartości strumienia masy na podstawie odczytanych wartości strumienia objętości wody z rotametu. Wyniki pomiarowe posortowano w zależności od zmierzonej temperatury wody zasilającej oraz strumienia ciepła doprowadzanego do parownika. Następnie tak opracowane wyniki przeniesiono do programu Origin, gdzie sporządzono charakterystyki przepływu $\Delta p = f(q_m)$. W celu porównania wyników pomiarowych z opracowanym modelem matematycznym, na sporządzone wykresy naniesiono wyniki otrzymane z rozwiązania równań przedstawionych w rozdziale 4.

Błąd wyznaczenia zmiany ciśnienia na długości parownika wyznaczono na podstawie wzoru [102]

$$\delta p = \sqrt{\left(\frac{\delta p}{\delta x} \delta x\right)^2 + \dots + \left(\frac{\delta p}{\delta z} \delta z\right)^2}, \quad (5.1)$$

gdzie: $x, \dots, z$ – zmienne.

Tak wyznaczony błąd zmiany ciśnienia na długości parownika wyniósł 23%. Największy wpływ na otrzymaną wartość błędu miało oszacowanie strumienia ciepła doprowadzanego do parownika, strumienia objętości oraz temperatury wody zasilającej parownik. Strumień ciepła obliczono na podstawie wzoru

$$Q_C = \rho q_V c_p \Delta t, \quad (5.2)$$

w którym błąd:

- strumienia objętości 2,5%,
- temperatury 1%,

Na tej podstawie ze wzoru (5.1) obliczono błąd strumienia ciepła doprowadzanego do parownika, którego maksymalna wartość nie przekraczała 38%.

Odchylenie średniokwadratowe wyników pomiarów od krzywych teoretycznych wyznaczono na podstawie wzoru [102]

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{(N-1)}}. \quad (5.3)$$

Wartość odchylenia średniokwadratowego wartości średniej nie przekraczała 15%.

5.4. Wyniki badań eksperymentalnych i ich analiza

Na podstawie otrzymanych pomiarów oraz wyników z rozwiązania modelu matematycznego sporządzono charakterystyki przepływu $\Delta p = f(q_m)$, które przedstawiono na rysunkach 5.3 – 5.13. Charakterystyki te sporządzono dla wartości temperatury wody zasilającej $t_l = 94 \div 98^\circ\text{C}$ oraz różnego strumienia ciepła $Q_C = 1,8; 2,3; 3,2 \text{ kW/m}$ doprowadzanego do parownika. Na wykresach wyniki badań doświadczalnych stanowią punkty w kształcie kwadratów, natomiast wyniki z rozwiązania modelu matematycznego zaznaczono linią ciągłą.

Z analizy zamieszczonych charakterystyk wynika, że przebieg krzywych teoretycznych jest zgodny z wynikami pomiarów w zakresie $q_m = 0 \div 0,4 \text{ kg/s}$ zadawanego strumienia masy. Gorsze dopasowanie występuje tylko dla kilku punktów z zakresu strumienia masy $0 - 0,1 \text{ kg/s}$ co jest dobrze widoczne na przykład na rysunku 5.5, 5.6, 5.7, 5.9, 5.10, 5.13 dla charakterystyk w kolorze czarnym. Rozbieżności pomiędzy opracowanym modelem oraz wynikami badań w tym zakresie mogły wynikać z trudności związanych z pomiarem spadku ciśnienia w przypadku bardzo

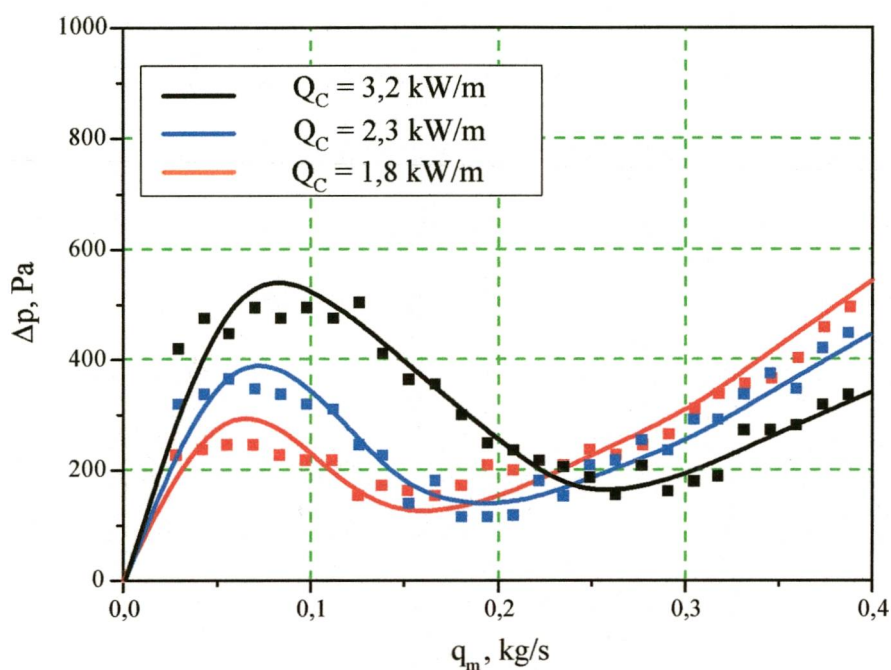
dużej intensywności wrzenia wody. Duża intensywność wrzenia prowadzi do powstawania pęcherzyków pary, które wprowadzały nieciągłości w przepływie wody.

Na podstawie zamieszczonych wykresów można stwierdzić, że może wystąpić niestabilność przepływu mieszaniny pary i wody w modelu parownika, w którym mieszanina znajduje się pod ciśnieniem $p_1 = 0,1\text{MPa}$. Świadczą o tym zakresy charakterystyk, na których występuje spadek różnicy ciśnień, a następnie jej wzrost. Zakresy takie, które można zaobserwować na większości rysunków 5.3÷5.13, dotyczą stanów przejścia przepływu wody w przepływ dwufazowy. Z wykresów wynika również, że w czasie pomiarów występował przepływ wody lub mieszaniny pary i wody, natomiast w żadnym przypadku nie zaobserwowano przepływu pary wodnej.

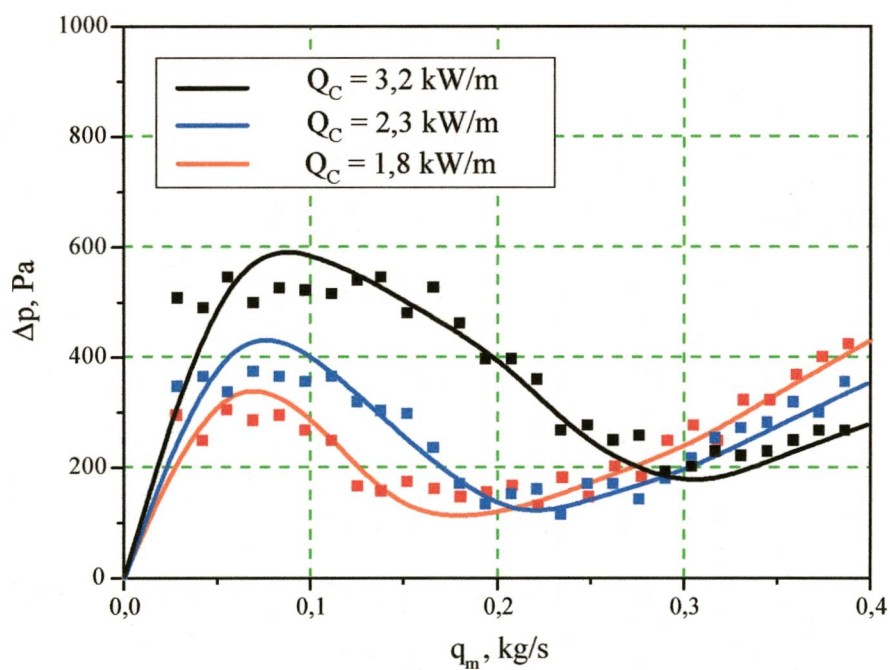
Tendencje do zmniejszania się różnicy ciśnień w czasie przejścia przepływu wody w przepływ dwufazowy widać tym wyraźniej, im mniejsza jest temperatura wody zasilającej oraz większy jest strumień ciepła doprowadzany do parownika. Dla tej samej temperatury wody zasilającej, lecz zwiększającego się strumienia 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 z rysunków 5.3 - 5.6 wynika, że w miarę wzrostu strumienia ciepła doprowadzanego do parownika obszar siodłowy rozszerza się. Na rysunku 5.3 obszar siodłowy dla charakterystyki $Q_C = 1,8\text{kW/m}$ mieści się w zakresie $0,06\div 0,15$ strumienia masy wody zasilającej, natomiast dla charakterystyki $Q_C = 3,2\text{kW/m}$ obszar ten rozszerzył się do zakresu $0,085\div 0,25\text{kg/s}$. Świadczy to wyraźnie o rozszerzeniu zakresu, na którym występuje przepływ dwufazowy mieszaniny pary i wody. Taką tendencję zauważyć można również na pozostałych rysunkach 5.4 – 5.6. Z wykresu 5.7 wynika, że dla charakterystyki $Q_C = 3,2\text{kW/m}$ w całym badanym obszarze strumienia masy wody występuje tylko i wyłącznie przepływ dwufazowy.

Z wykresów wynika również, że dla temperatury wody zasilającej bliskiej temperaturze nasycenia 97 i 98°C obszar przejściowy przepływu wody w przepływ dwufazowy, na którym maleje spadek ciśnienia zaczyna być mniej widoczny, świadczy o tym wykres 5.7. Natomiast na wykresie 5.7, 5.9, 5.10 obszar siodłowy nie

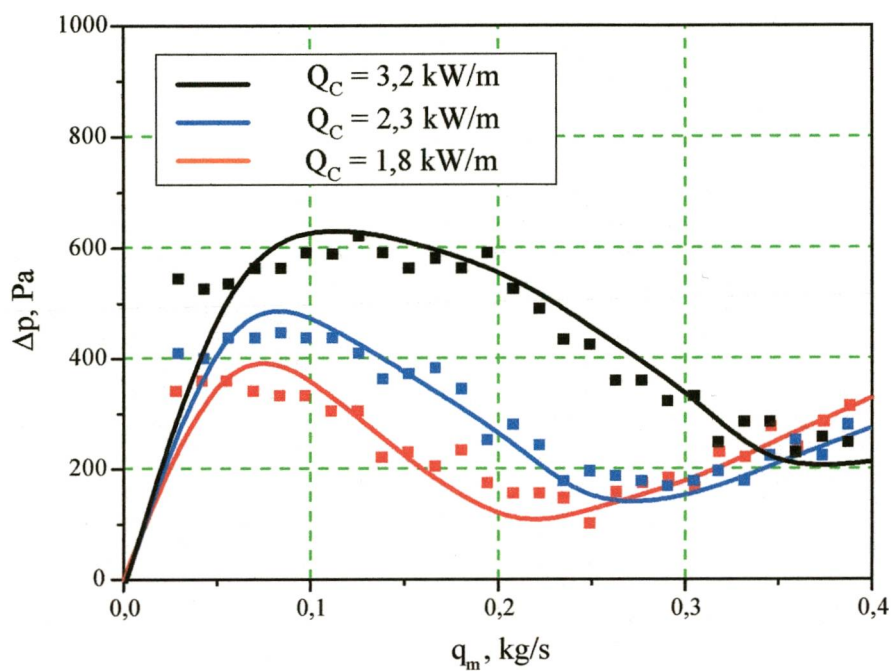
występuje w całym badanym zakresie przepływu mieszaniny dla charakterystyk oznaczonych kolorem czarnym.



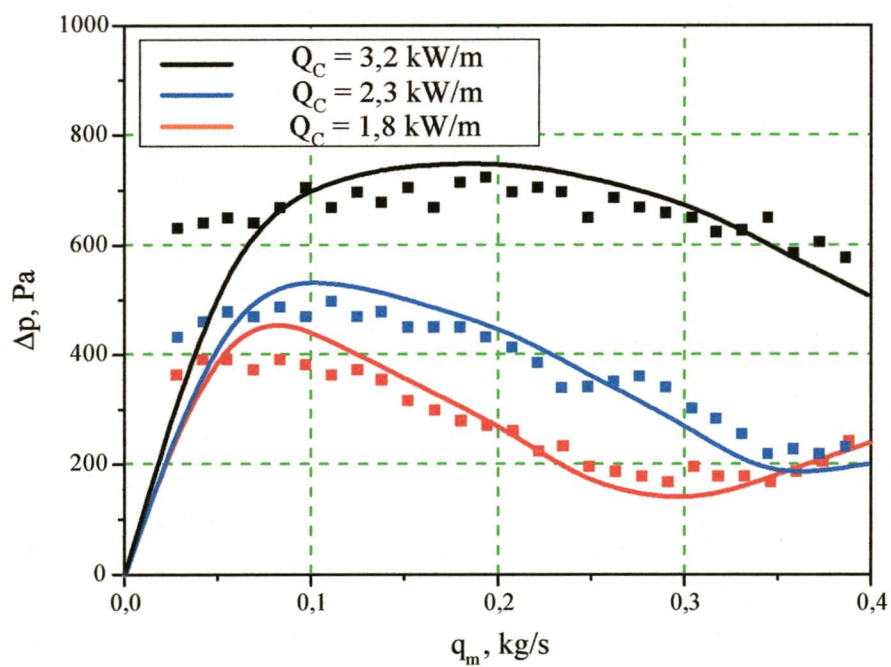
Rys.5.3. Porównanie charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$
 $t_l = 94^{\circ}C$, zmienne ciepło.



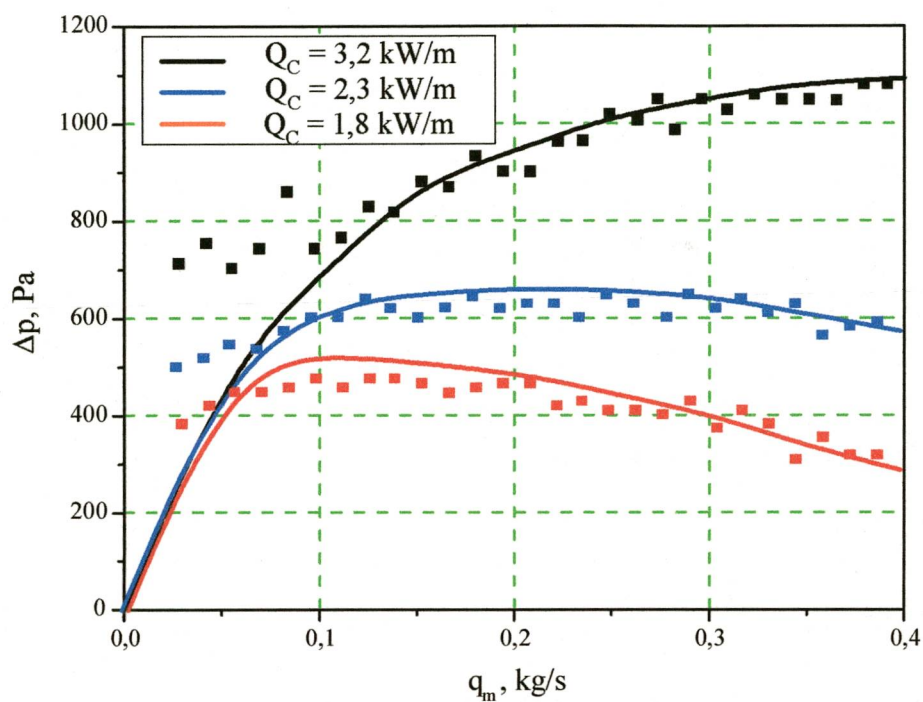
Rys.5.4. Porównanie charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$
 $t_l = 95^{\circ}C$, zmienne ciepło.



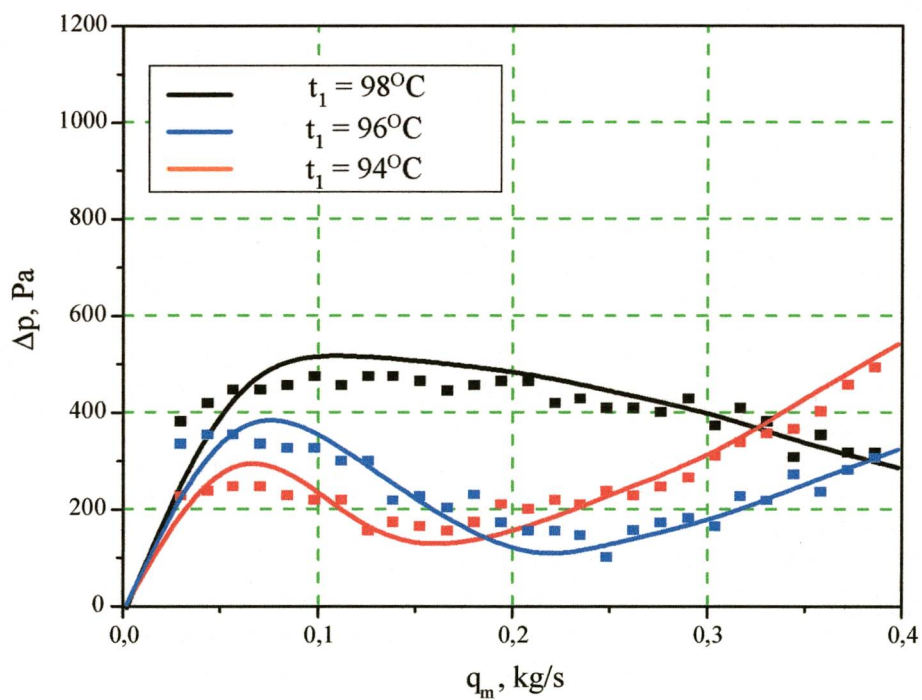
Rys.5.5. Porównanie charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$
 $t_l = 96^\circ\text{C}$, zmienne ciepło.



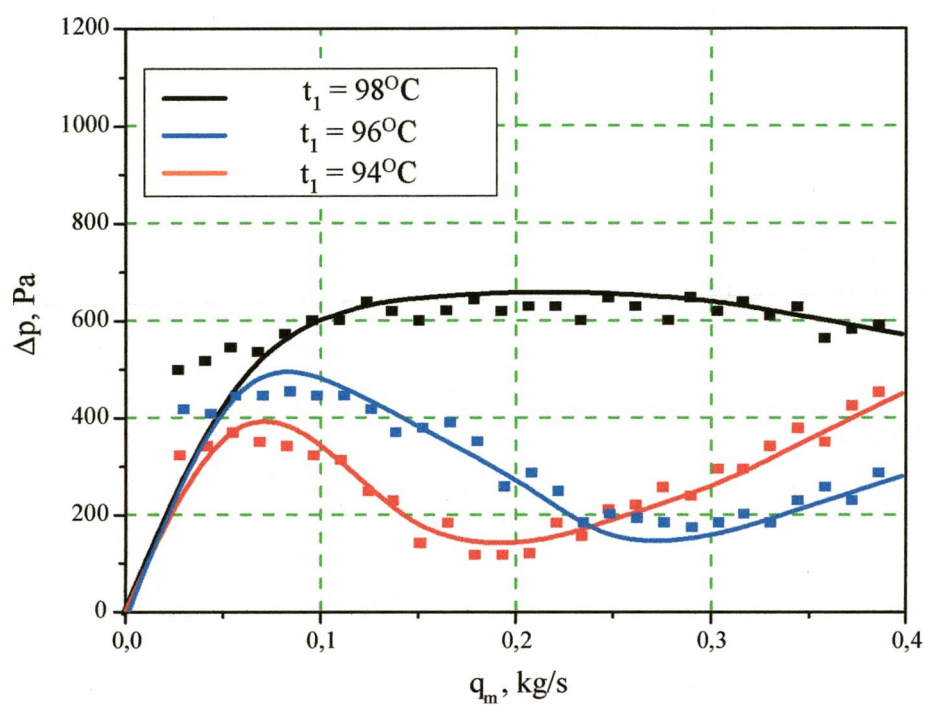
Rys.5.6. Porównanie charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$
 $t_l = 97^\circ\text{C}$, zmienne ciepło.



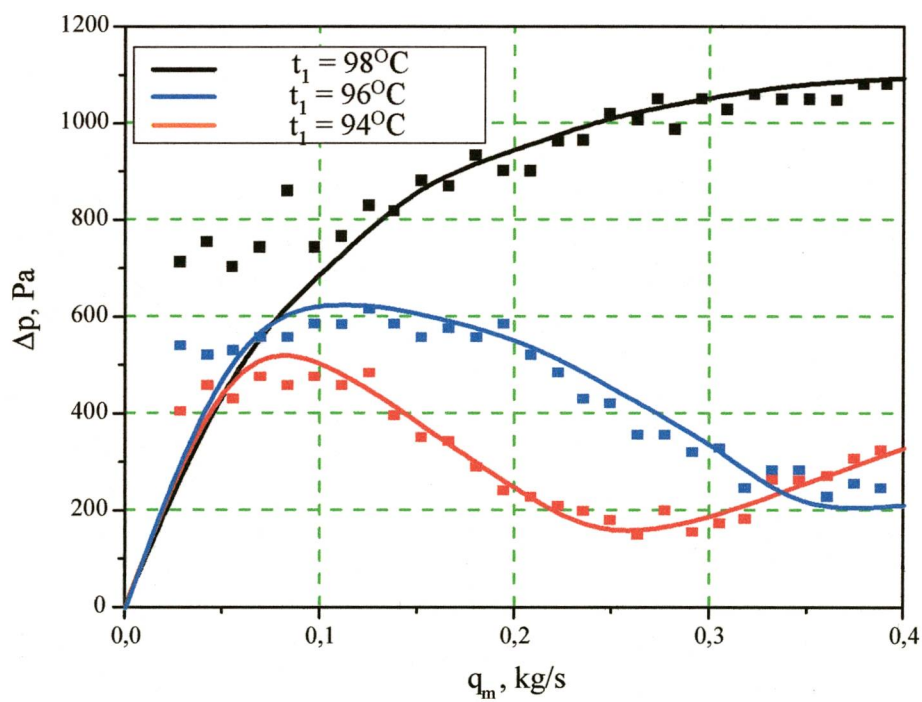
Rys.5.7. Porównanie charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$
 $t_1 = 98^\circ\text{C}$, zmienne ciepło.



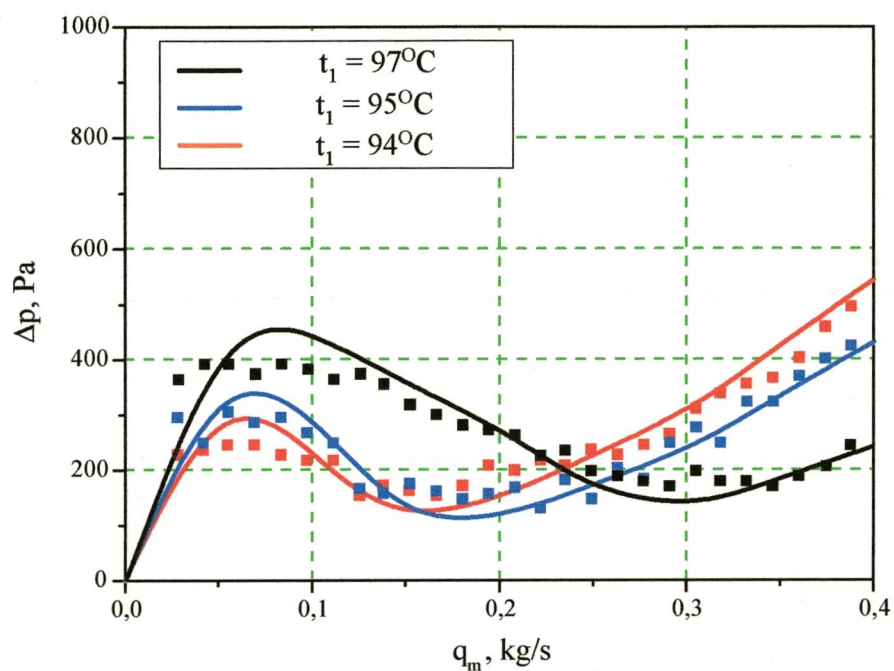
Rys.5.8. Porównanie charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$ $Q_c = 1,8 \text{ kW/m}$,
 zmienna temperatura wody zasilającej.



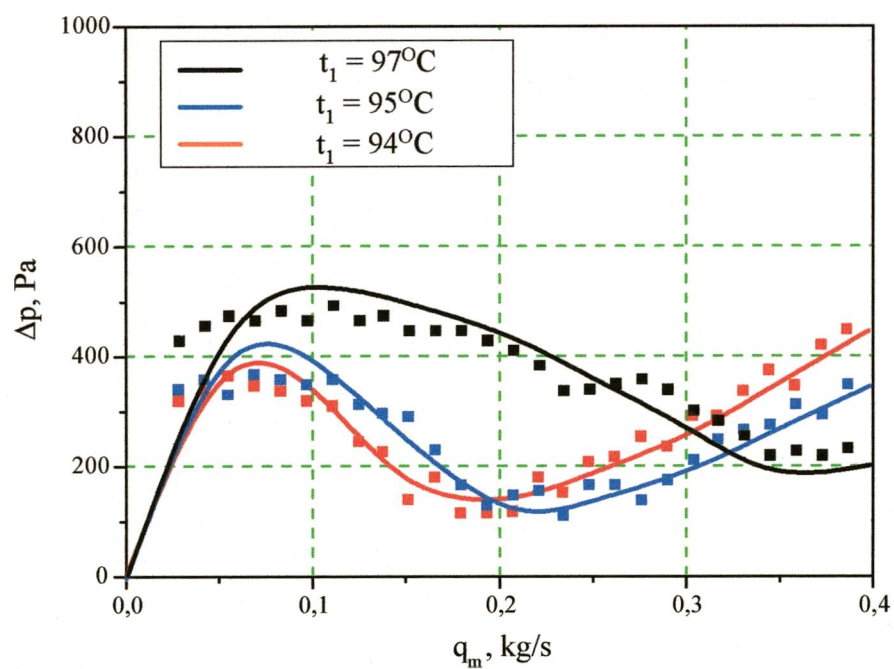
Rys.5.9. Porównanie charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$ $Q_c = 2,3kW/m$, zmienna temperatura wody zasilającej.



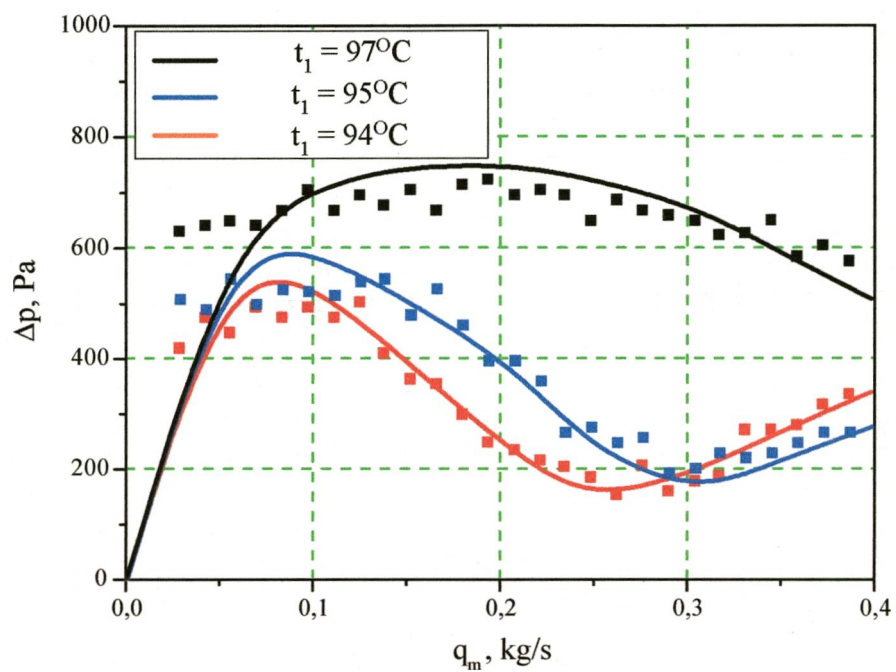
Rys.5.10. Porównanie charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$ $Q_c = 3,2kW/m$, zmienna temperatura wody zasilającej.



Rys.5.11. Porównanie charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$ $Q_c = 1,8 \text{ kW/m}$, zmienna temperatura wody zasilającej.



Rys.5.12. Porównanie charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$ $Q_c = 2,3 \text{ kW/m}$, zmienna temperatura wody zasilającej.



Rys.5.13. Porównanie charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$ $Q_c = 3,2 \text{ kW/m}$, zmienna temperatura wody zasilającej.

6. PRZYKŁAD ZASTOSOWANIA OPRACOWANEGO MODELU DO OBIEKTU RZECZYWISTEGO

W tym rozdziale przedstawiono wyniki obliczeń numerycznych, na podstawie opracowanego modelu, dla rzeczywistego 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 $\Delta p = f(q_m)$.

6.1. Opis kotła parowego BP-1150

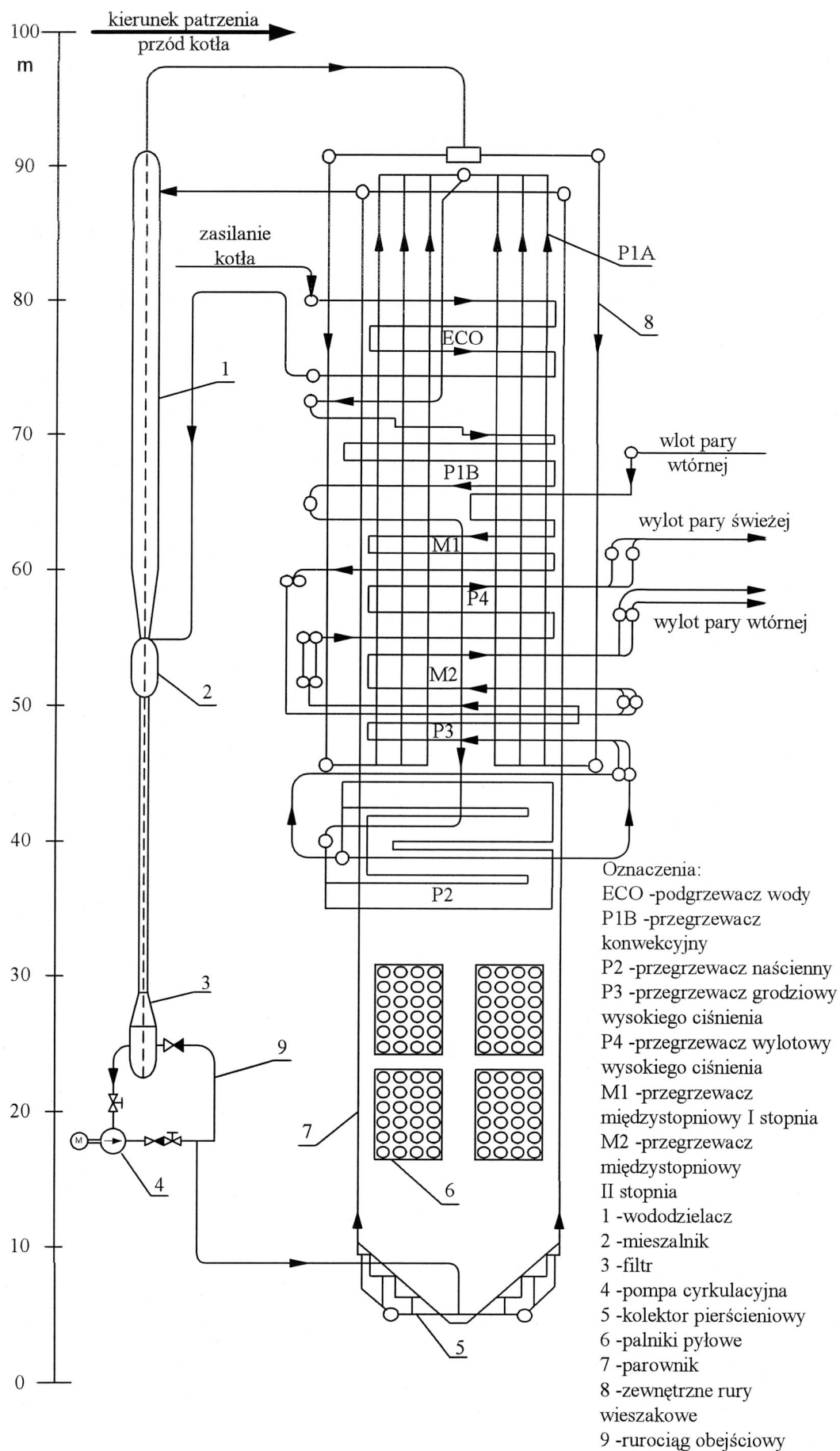
Kocioł parowy typu przepływowego BP - 1150, przetwarza energię chemiczną zawartą w paliwie na wytworzenie pary wodnej. Pełni więc rolę generatora pary służącej do napędu turbin parowych oraz dla potrzeb własnych bloku i gospodarki pozablokowej elektrowni. Kocioł BP - 1150 jest kotłem przepływowym typu Sulzer, o stałym punkcie końcowym strefy parowania, ze wspomaganie obiegu parownika pompą cyrkulacyjną pracującą w całym zakresie obciążenia kotła. Kocioł przystosowany jest do współpracy w układzie blokowym z turbiną o mocy znamionowej 360MW. Schemat rozmieszczenia podstawowych elementów kotła przedstawia rysunek 6.1.

Kocioł BP-1150 jest kotłem jednociągowym o wysokości ok. 100 m, podwieszonym na ruszcie nośnym wspartym na ośmiu słupach będących jednocześnie trzonem konstrukcji nośnej kotłowni. Kocioł opalany jest węglem kamiennym, który po zmieleniu w nadciśnieniowych młynach misowo-rolkowych, wdmuchiwany jest w postaci pyłu do komory paleniskowej przez dysze czterech narożnikowych palników pyłowych – oznaczone jako 6 na rysunku 6.1. Palniki olejowe zabudowano na przedniej i tylnej ścianie kotła na trzech poziomach, łącznie z propanowymi palnikami zapalającymi. Powietrze do spalania dostarczone jest przez jeden wentylator powietrza pierwotnego oraz dwa wentylatory powietrza wtórnego. Powietrze pierwotne przeznaczone do suszenia i transportu pyłu węglowego podgrzewane jest do temperatury około 300°C w obrotowych podgrzewaczach powietrza oraz wdmuchiwane do młynów przez współpracujące z nimi wentylatory młynowe.

Natomiast powietrze wtórne po podgrzaniu podawane jest bezpośrednio do palników. Spaliny odprowadzane są z kotła dwoma ujęciami: jednym sprzed, a drugim zza podgrzewacza wody, po czym po przejściu przez obrotowe podgrzewacze powietrza i odpyleniu w zespołach komór elektrofiltra, odprowadzane są do komina dwoma wentylatorami spalin poprzez moką instalację odsiarczania spalin. Komora paleniskowa oraz usytuowany nad nią kanał konwekcyjny i strop, są wykonane ze ścian membranowych szczelnie spawanych. Lej żużlowy tworzą skośne dolne części ściany frontowej i tylnej komory paleniskowej. Żużel w stanie stałym z leja żużlowego wpada do wanny zalanej wodą, ulega zgaszeniu, po czym odżuźlaczem zgrzeblowym usuwany jest poprzez kruszarkę i kanał grawitacyjny do wspólnej dla dwóch kotłów pompowni bagrowej. Izolacja ścian kotła wykonana jest z płyt półtwardych z wełny mineralnej, na które nałożone jest opancerzenie blaszane. Dla zabezpieczenia ścian kotła przed skutkami dużego podciśnienia i nadciśnienia w komorze paleniskowej, zastosowano bandaż poziomo opasający sylwetkę kotła. Wewnątrz kanału konwekcyjnego kotła znajdują się poziome węzownice całkowicie odwadniających przegrzewaczy. Zawieszone są one na rurach przegrzewacza P1A, za wyjątkiem przegrzewacza P2, umocowanego bezpośrednio do ścian parownika. Układ wodooddzielacz, mieszalnik, filtr i pompy cyrkulacyjne usytuowany jest z przodu kotła, gdzie wykonano również podłączenie zasilania kotła wodą do podgrzewacza wody oraz instalację recyrkulacji. Z tyłu kotła wyprowadzono główne kolektory parowe.

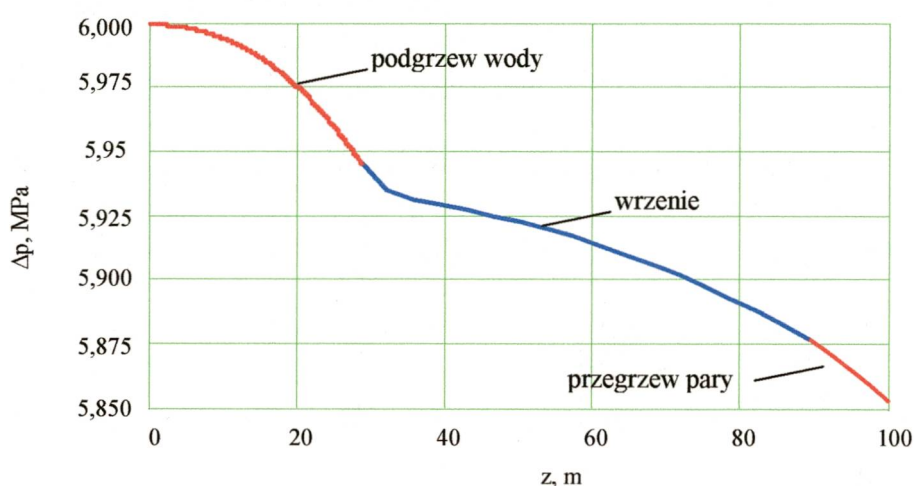
Do obliczeń numerycznych przyjęto następujące dane:

- | | |
|---|---------------------------|
| – strumień masy wody zasilającej | $q_m = 640 \text{ kg/s}$ |
| – strumień ciepła doprowadzany do węzownicy parownika | $Q_C = 14 \text{ kW/m}$ |
| – temperatura wody zasilającej | $t_l = 270^\circ\text{C}$ |
| – ciśnienie wody zasilającej | $p_l = 19 \text{ MPa}$ |
| – długość parownika | $L = 100 \text{ m}$ |
| – średnica parownika | $d = 38 \text{ mm}$ |

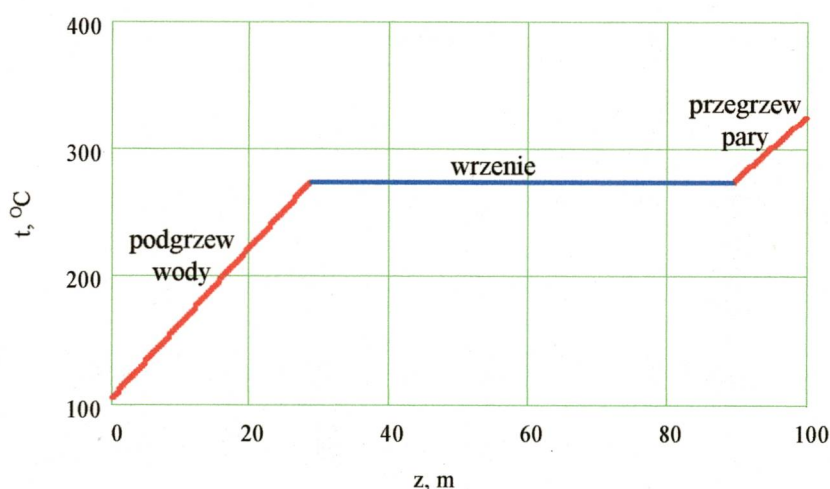


Rys. 6.1. Schemat kotła BP - 1150

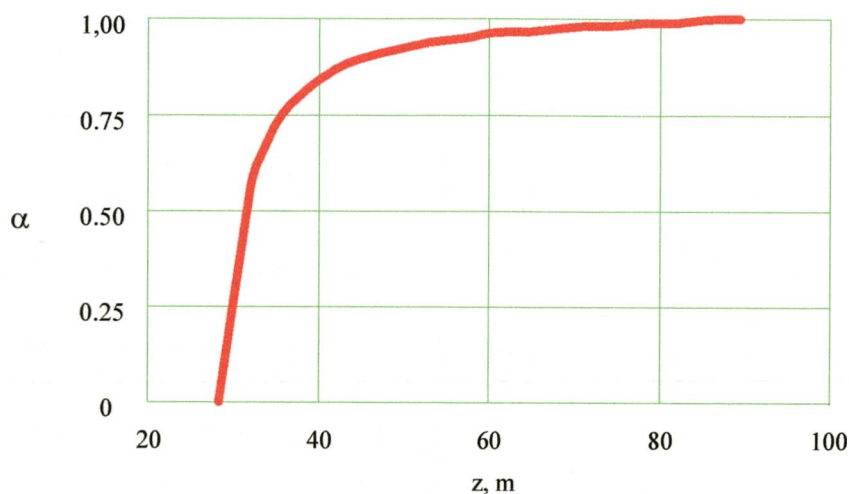
W celu otrzymania rodziny charakterystyk przepływu obliczenia wykonano dla różnej temperatury (rys 6.5 – 6.12) i ciśnienia (rys.6.13 – 6.20) wody zasilającej oraz strumienia ciepła doprowadzanego do rury parownika (rys.6.21 – 6.28). Algorytm obliczeniowy umożliwiał kontrolowanie zmian najważniejszych parametrów takich jak ciśnienie i temperatura (rys.6.2 i 6.3) na całej długości L parownika (linią w kolorze niebieskim oznaczono zmianę ciśnienia i temperatury na długości odcinka, na którym występuje proces wrzenia) oraz udział powstającej pary wodnej w mieszaninie α wzdłuż odcinka L_2 , na którym woda wrze (rys. 6.4).



Rys. 6.2. Rozkład ciśnienia wody i pary wzdłuż rury parownika.



Rys. 6.3. Rozkład temperatury wody i pary wzdłuż rury parownika.

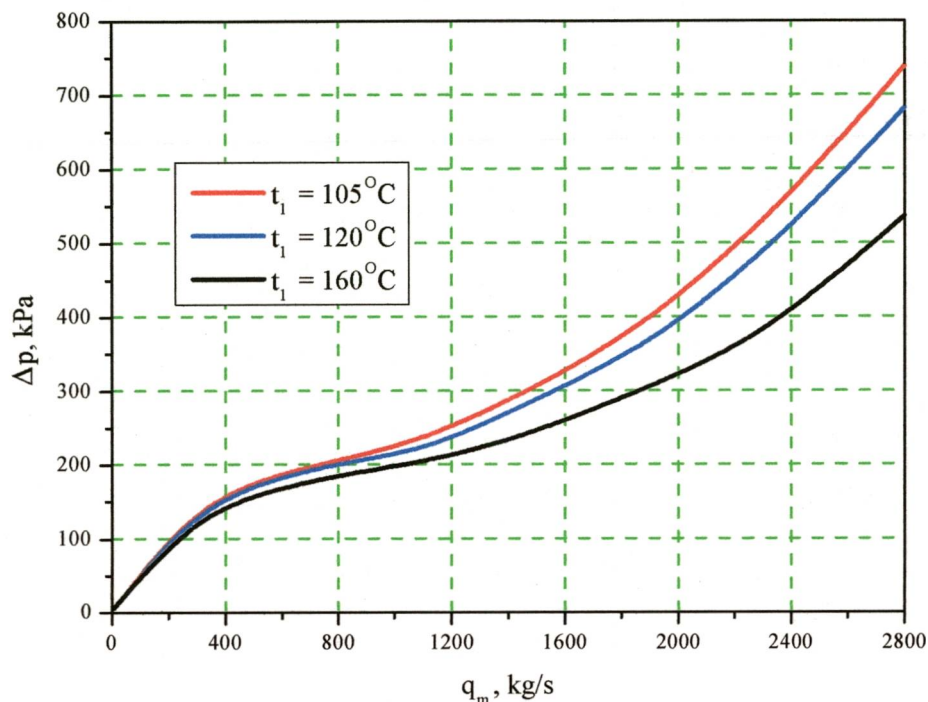


Rys. 6.4. Rozkład współczynnika α na odcinku L_2 rury parownika.

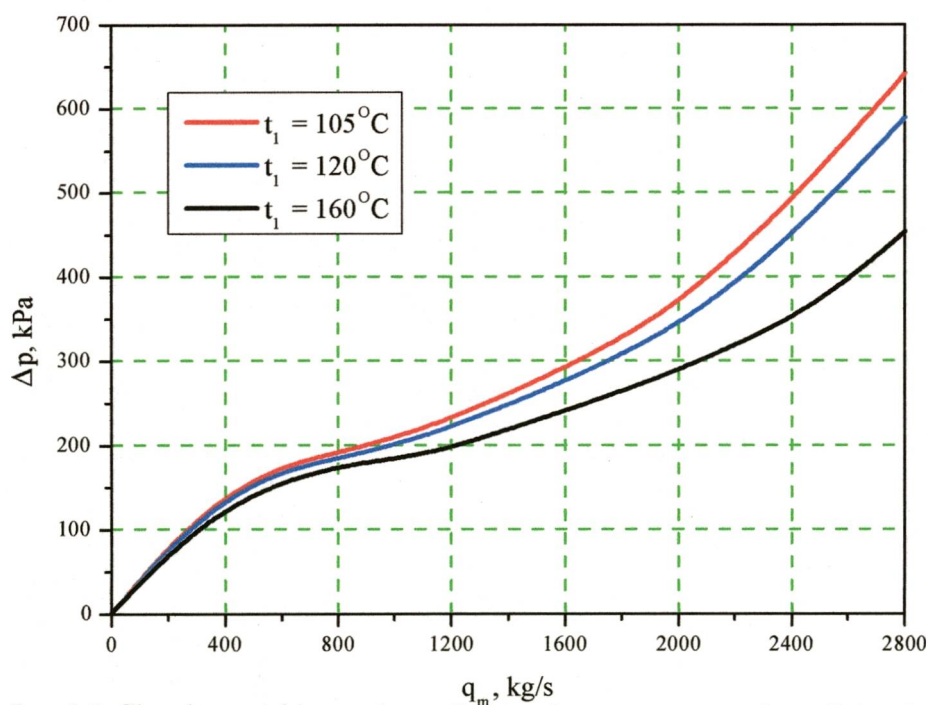
6.2. Wpływ temperatury wody zasilającej na kształt charakterystyk przepływu

Na rysunkach 6.5 – 6.12 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, na których różnica ciśnienia najpierw wzrasta, a następnie maleje. Charakterystyka przyjmuje zatem kształt siodłowy. Jak wiadomo, aby układ przepływowy był stabilny na charakterystyce dla jednej wartości ciśnienia możemy odczytać nie więcej niż jedną wartość strumienia masy wody. W innym przypadku charakterystyka jest niestabilna. Najlepiej jest to widoczne na krzywych, które odpowiadają temperaturze wody zasilającej 105°C i ciśnieniu mniejszemu od 6MPa. Z zamieszczonych wykresów wynika również, że w miarę wzrostu temperatury wody zasilającej kształt charakterystyki zmienia się. Obszar siodłowy, który odpowiada odcinkowi L_2 wężownicy 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 będzie bardziej stabilna. Ciekawy jest również fakt, że dla ciśnienia wody zasilającej większego od 10MPa, im niższa jest temperatura wody zasilającej, tym większy spadek ciśnienia na długości parownika. Ta sytuacja zmienia się dla ciśnienia wody

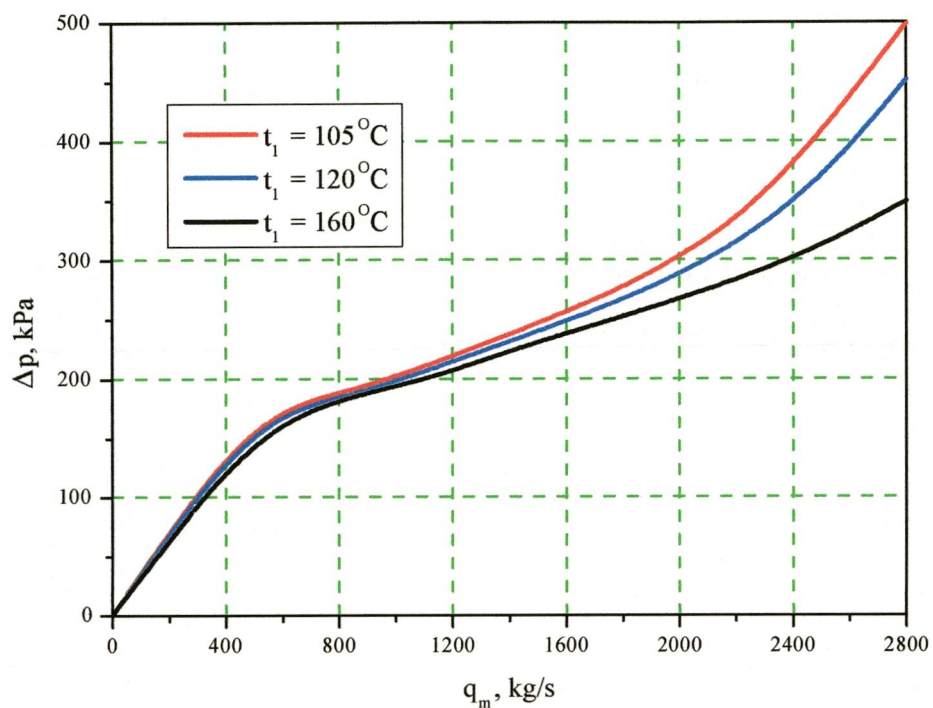
zasilającej mniejszego od 10MPa. W tych przypadkach spadek ciśnienia jest tym większy im wyższa jest temperatura wody zasilającej. Z rysunków 6.9 i 6.10 oraz 6.11 i 6.12 wynika, że im większy jest strumień ciepła doprowadzany do parownika, tym zwiększa się szerokość obszaru występowania niestabilności przepływu



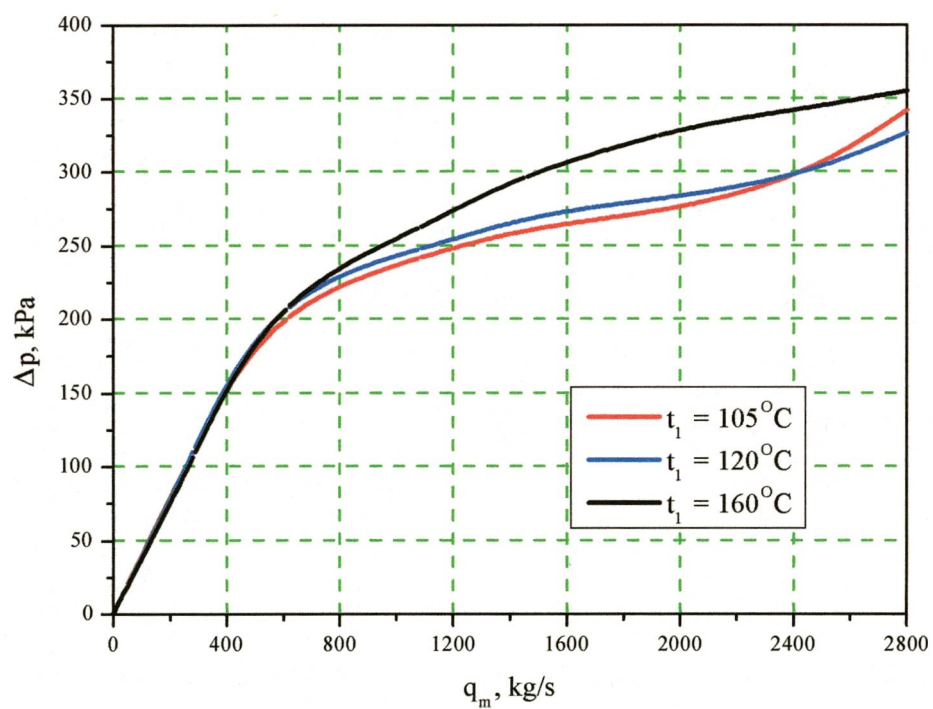
Rys.6.5. Charakterystyki przepływu dla różnej temperatury wody zasilającej
 $p_1 = 19 \text{ MPa}$, $Q_c = 14 \text{ kW/m}$.



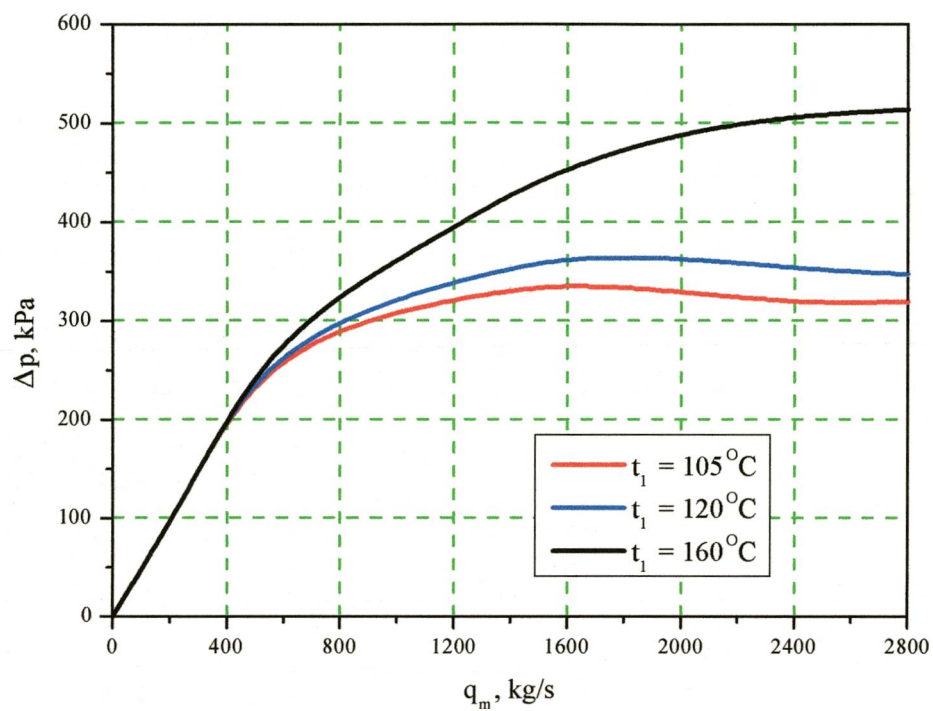
Rys.6.6. Charakterystyki przepływu dla różnej temperatury wody zasilającej
 $p_1 = 15 \text{ MPa}$, $Q_c = 14 \text{ kW/m}$.



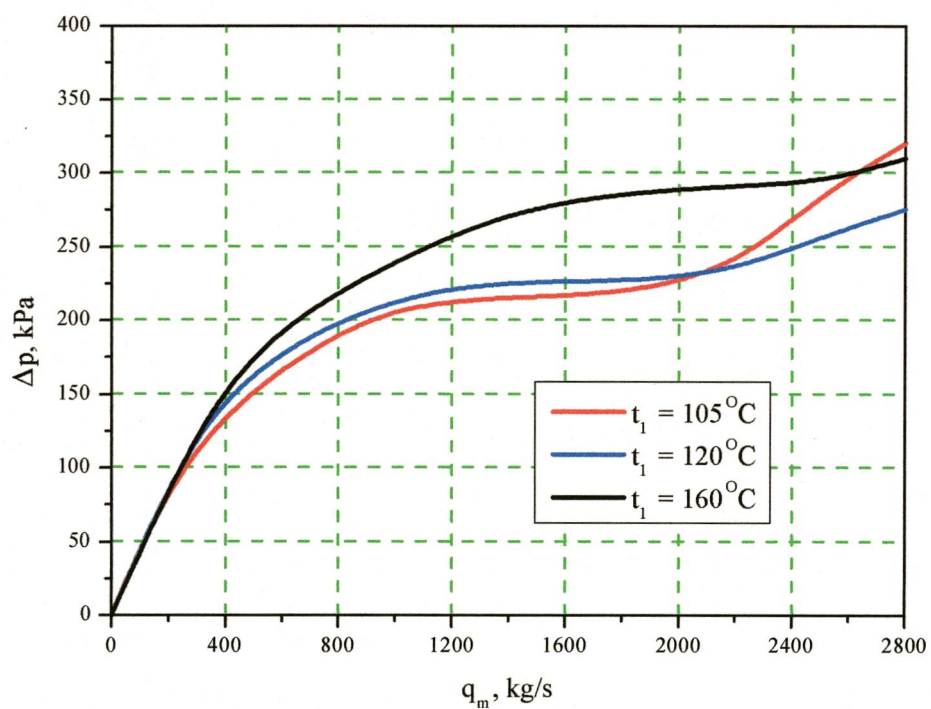
Rys.6.7. Charakterystyki przepływu dla różnej temperatury wody zasilającej
 $p_1 = 10 \text{ MPa}$, $Q_c = 14 \text{ kW/m}$.



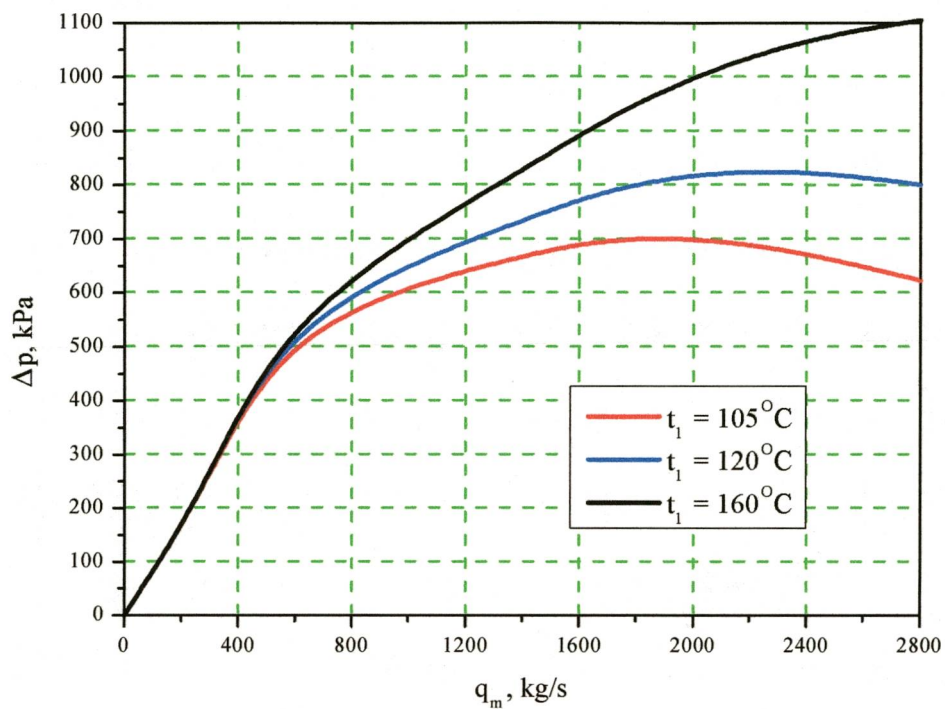
Rys.6.8. Charakterystyki przepływu dla różnej temperatury wody zasilającej
 $p_1 = 6 \text{ MPa}$, $Q_c = 14 \text{ kW/m}$.



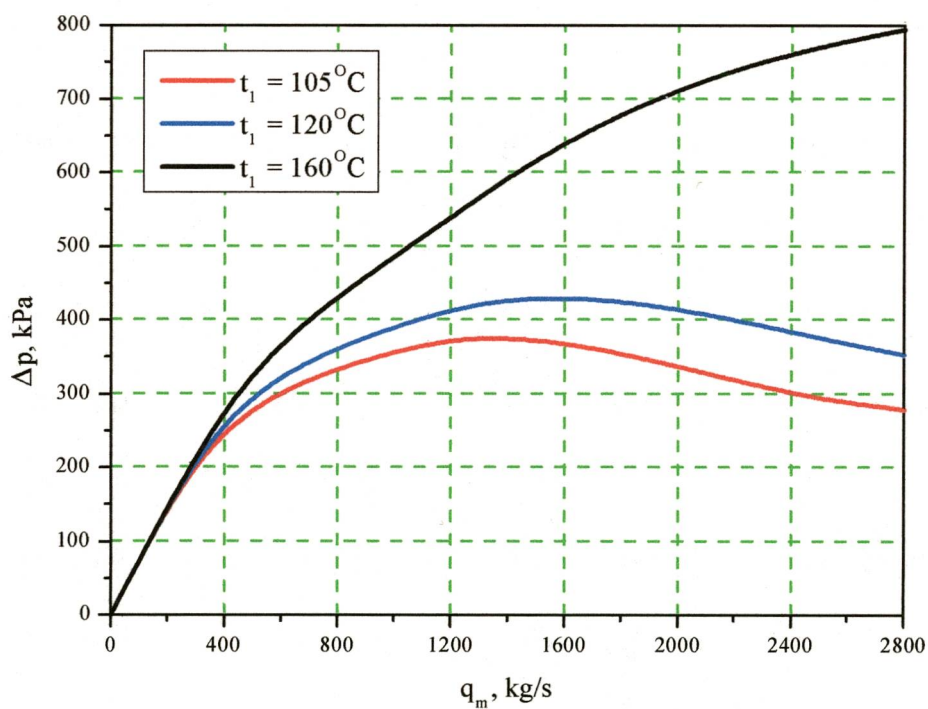
Rys.6.9. Charakterystyki przepływu dla różnej temperatury wody zasilającej
 $p_1 = 4 \text{ MPa}$, $Q_c = 14 \text{ kW/m}$.



Rys.6.10. Charakterystyki przepływu dla różnej temperatury wody zasilającej
 $p_1 = 4 \text{ MPa}$, $Q_c = 10 \text{ kW/m}$.



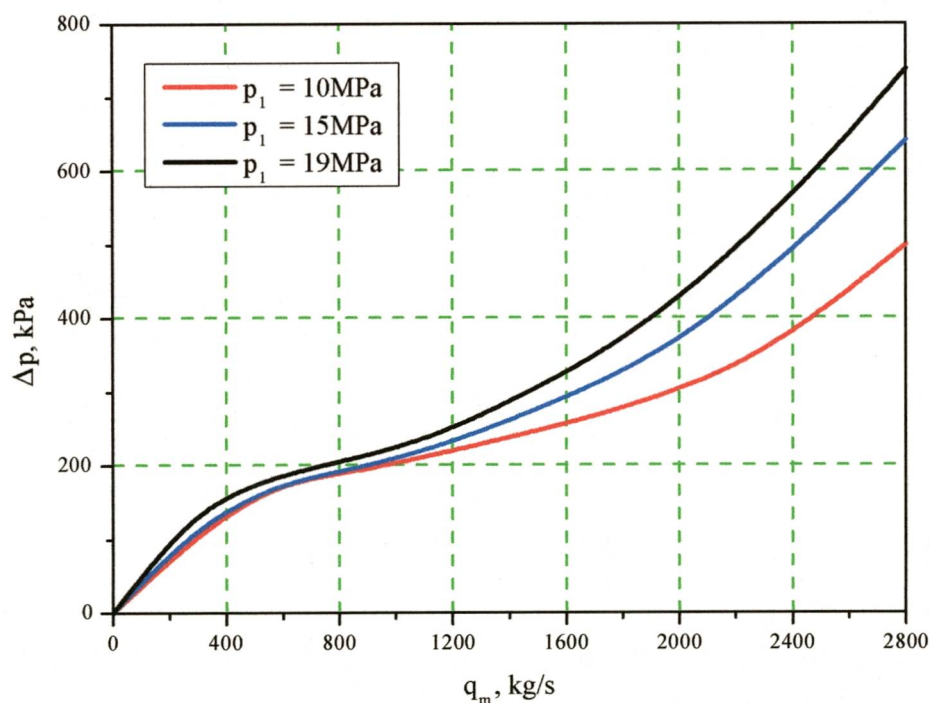
Rys.6.11. Charakterystyki przepływu dla różnej temperatury wody zasilającej
 $p_1 = 2$ MPa, $Q_c = 14$ kW/m.



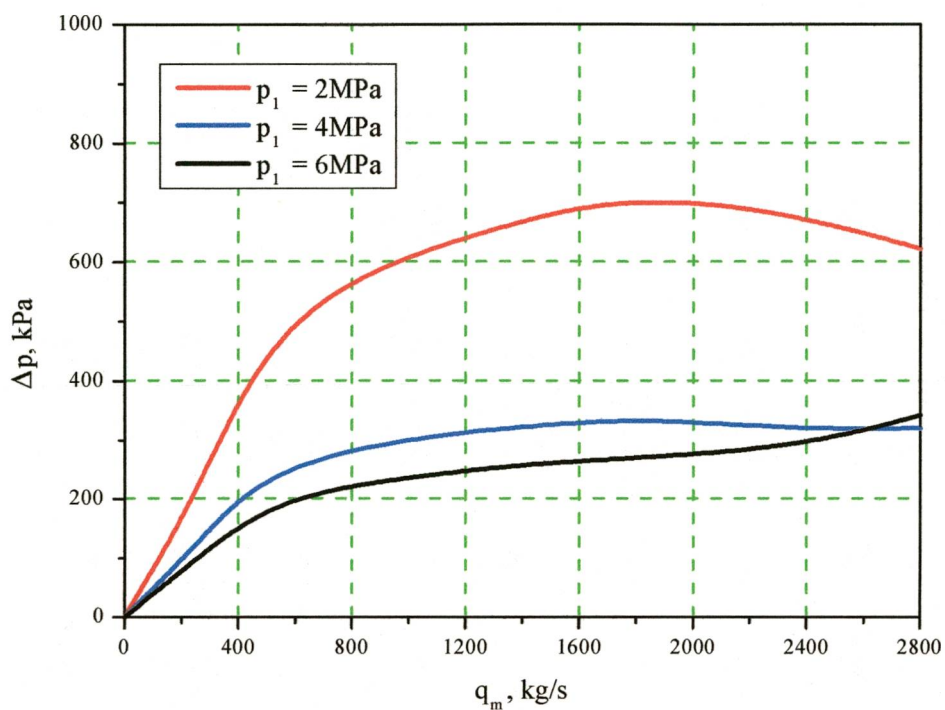
Rys.6.12. Charakterystyki przepływu dla różnej temperatury wody zasilającej
 $p_1 = 2$ MPa, $Q_c = 10$ kW/m.

6.3. Wpływ ciśnienia wody zasilającej na kształt charakterystyk przepływu

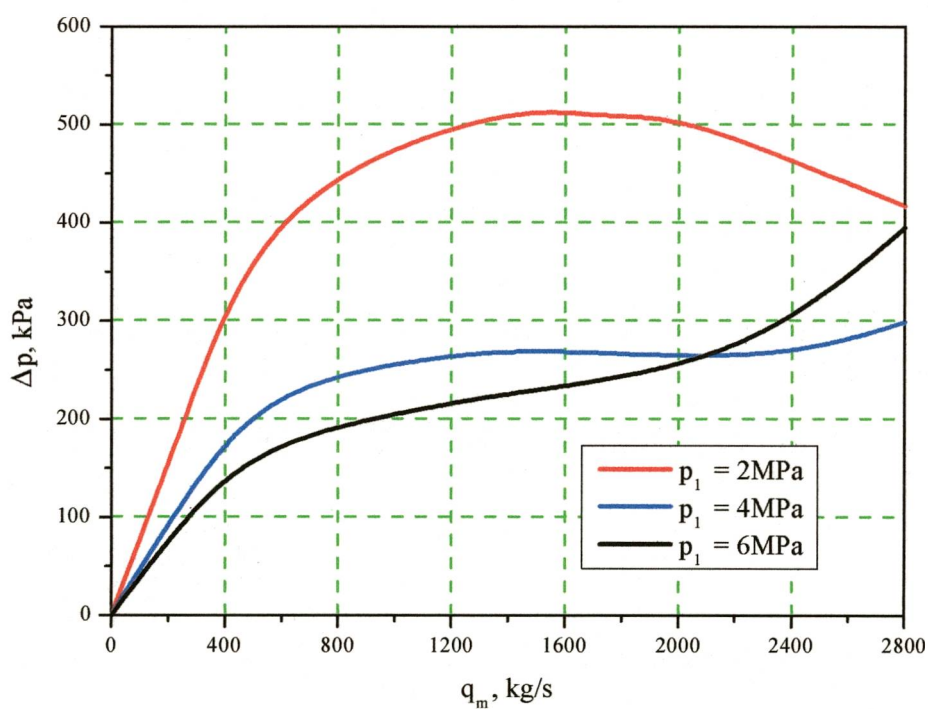
Na rysunkach 6.13 – 6.20 przedstawiono wpływ ciśnienia wody zasilającej na kształt charakterystyki przepływu rury parownika kotła przepływowego. Z analizy wykresów wynika, że wzrost ciśnienia wpływa stabilizująco na charakterystykę przepływu. Widać to między innymi na rysunku 6.14.-6.16 oraz 6.18-6.20. Z wykresów wynika również, że po przekroczeniu ciśnienia 4MPa kształt siodłowy na charakterystykach $\Delta p = f(q_m)$ nie występuje. Jak można zauważyć na rysunkach 6.14 – 6.16 oraz 6.18 – 6.20 wzrost strumienia ciepła doprowadzanego do parownika rozszerza zakres występowania siodłowego kształtu charakterystyki przepływu. Na wykresach można zauważyć również, że dla obszaru niestabilnego występuje znacznie większy spadek ciśnienia w porównaniu ze spadkiem dla charakterystyki stabilnej.



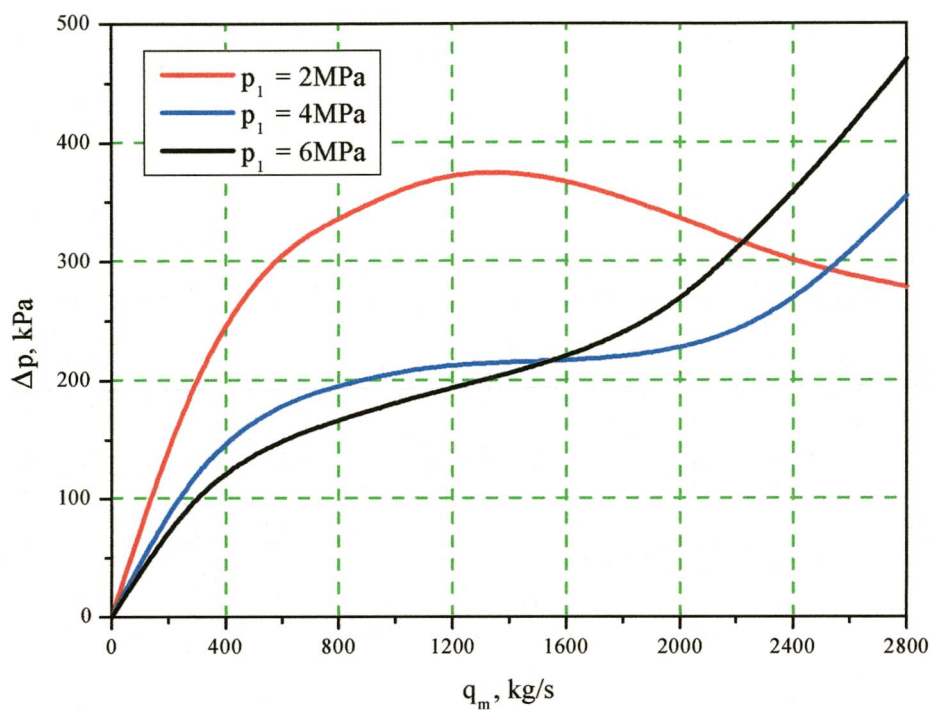
Rys.6.13. Charakterystyki przepływu dla różnego ciśnienia wody zasilającej
 $t_1 = 105^{\circ}\text{C}$, $Q_c = 14 \text{ kW/m}$.



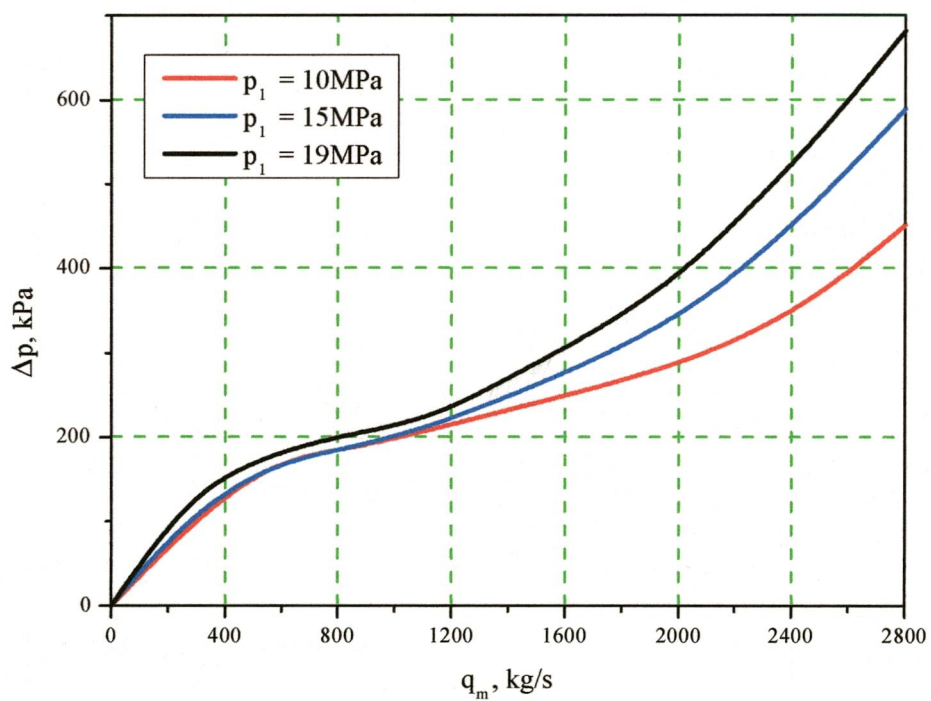
Rys.6.14. Charakterystyki przepływu dla różnego ciśnienia wody zasilającej
 $t_1 = 105\text{ }^{\circ}\text{C}$, $Q_c = 14\text{ kW/m}$.



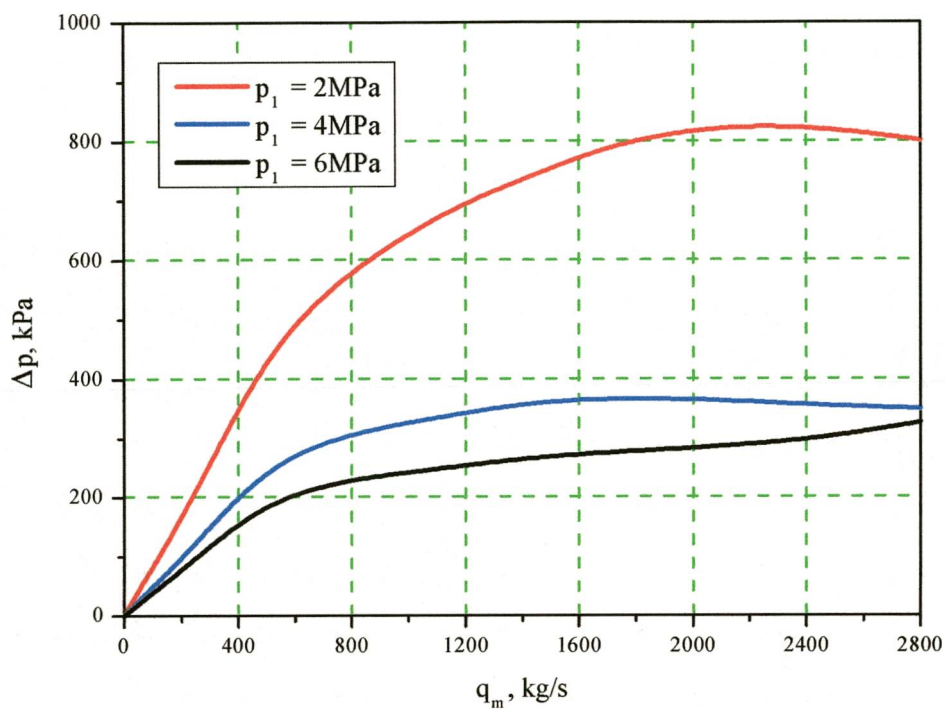
Rys.6.15. Charakterystyki przepływu dla różnego ciśnienia wody zasilającej
 $t_1 = 105\text{ }^{\circ}\text{C}$, $Q_c = 12\text{ kW/m}$.



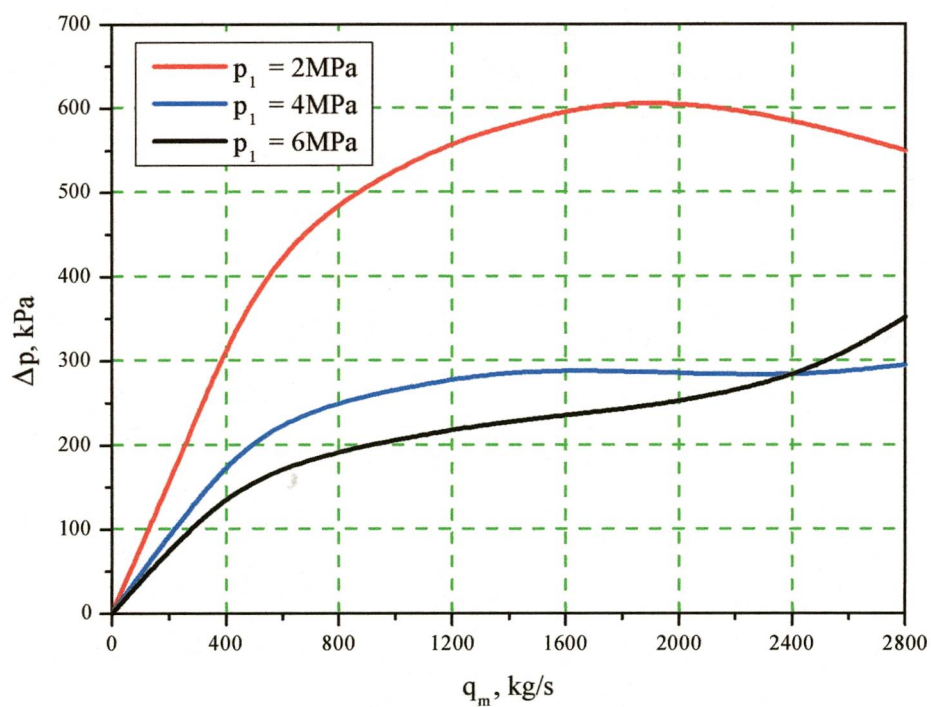
Rys.6.16. Charakterystyki przepływu dla różnego ciśnienia wody zasilającej
 $t_1 = 105^\circ\text{C}$, $Q_c = 10 \text{ kW/m}$.



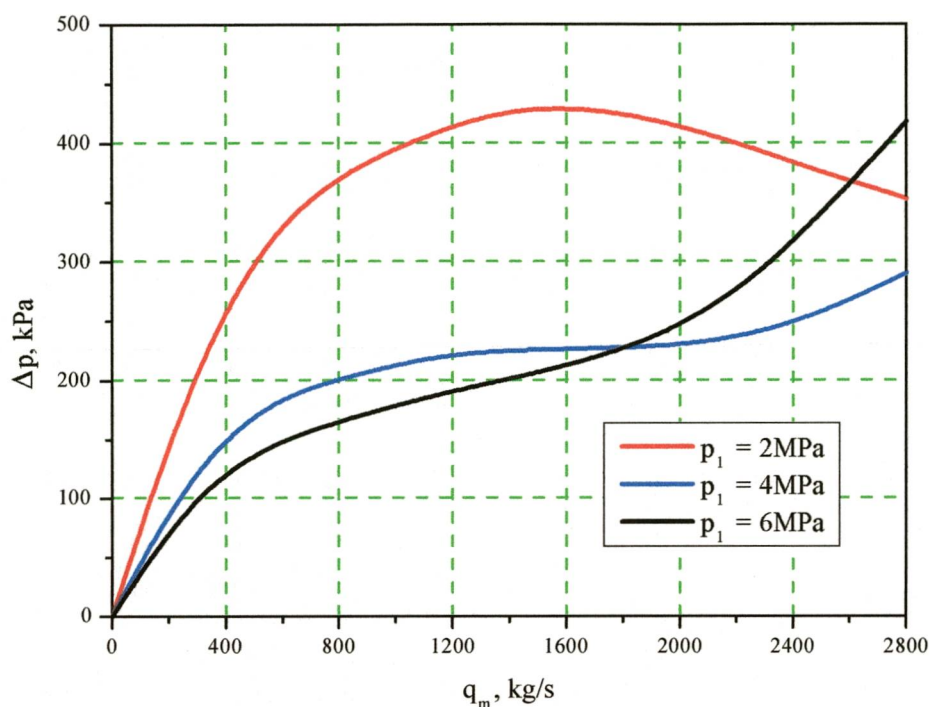
Rys.6.17. Charakterystyki przepływu dla różnego ciśnienia wody zasilającej
 $t_1 = 120^\circ\text{C}$, $Q_c = 14 \text{ kW/m}$.



Rys.6.18. Charakterystyki przepływu dla różnego ciśnienia wody zasilającej
 $t_1 = 120^\circ\text{C}$, $Q_c = 14 \text{ kW/m}$.



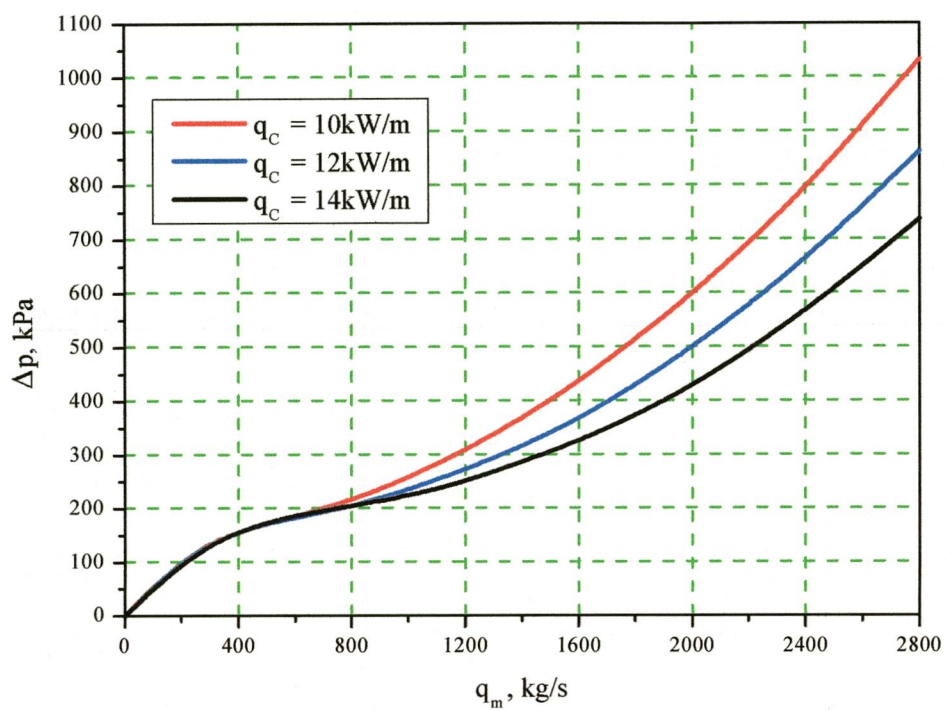
Rys.6.19. Charakterystyki przepływu dla różnego ciśnienia wody zasilającej
 $t_1 = 120^\circ\text{C}$, $Q_c = 12 \text{ kW/m}$.



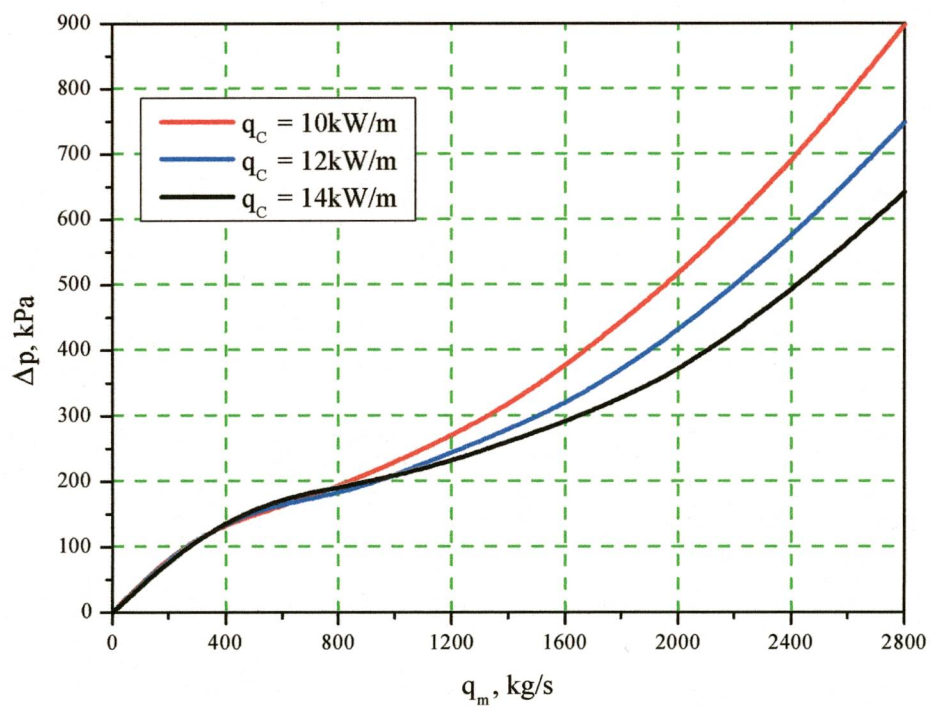
Rys. 6.20. Charakterystyki przepływu dla różnego ciśnienia wody zasilającej
 $t_1 = 120^\circ\text{C}$, $Q_c = 10 \text{ kW/m}$.

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

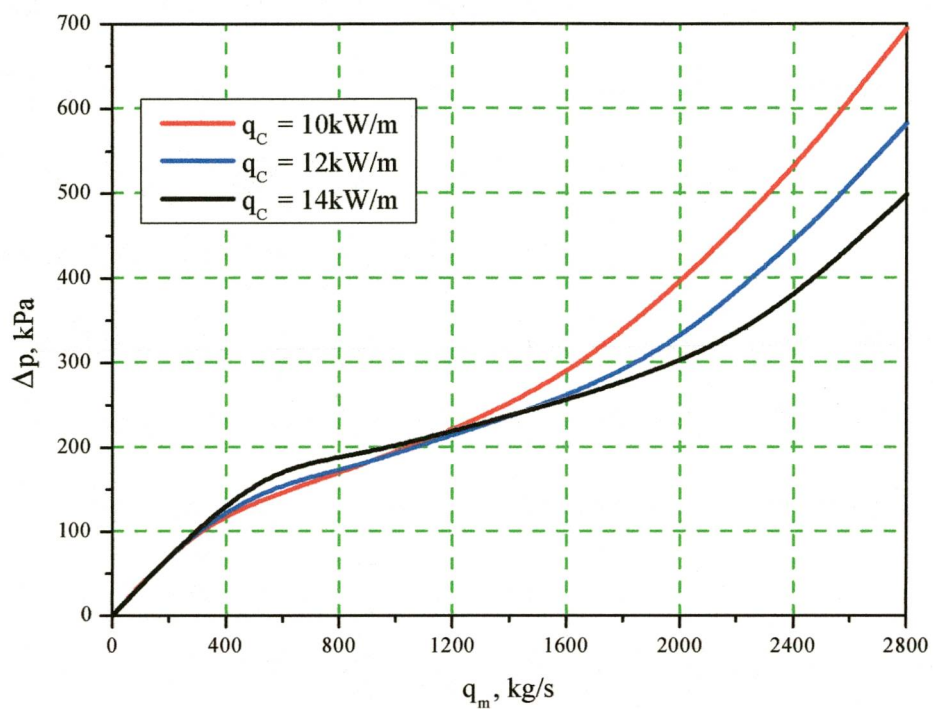
Na rysunkach 6.21 – 6.28 przedstawiono charakterystyki przepływu $\Delta p = f(q_m)$ dla rury parownika w zależności od zmiennego ciepła doprowadzanego do rury parownika kotła. Temperatura wody zasilającej dla przedstawionych charakterystyk wynosiła 105 i 120°C. Z analizy wykresów wynika, że wzrost strumienia ciepła wpływa destabilizująco na charakterystykę co widać szczególnie dla ciśnienia 4 i 2 MPa. Wzrost strumienia ciepła wydłuża zakres siodłowy (na którym wodna wrze) i przesuwa ten obszar w kierunku większych strumieni masy wody zasilającej, co widać na rysunkach 6.25 – 6.28. Natomiast dla ciśnienia większego od 6 MPa kształt siodłowy na charakterystykach nie występuje.



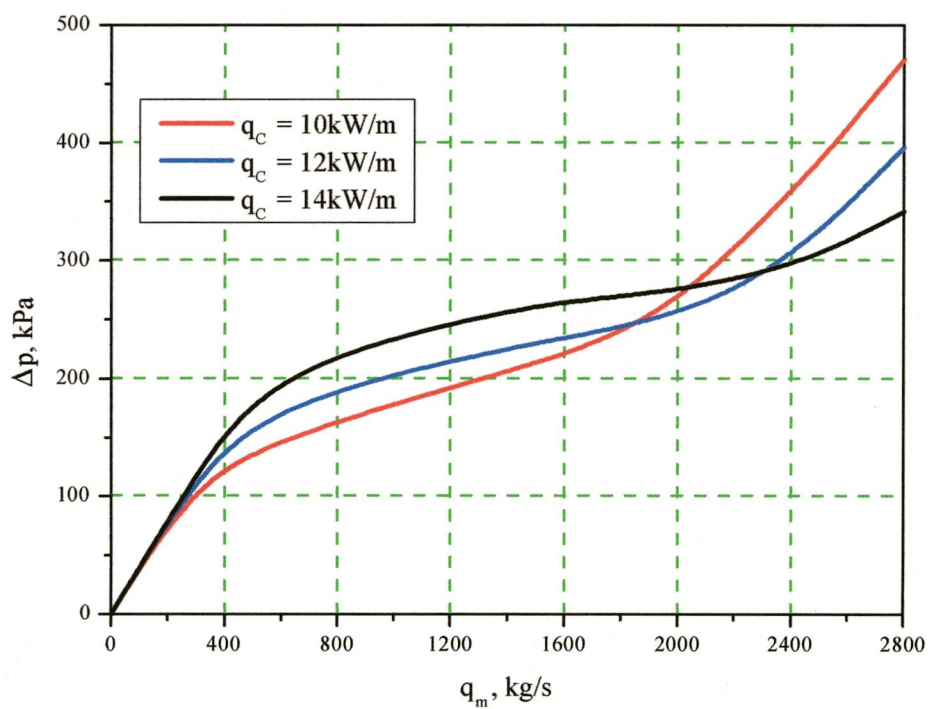
Rys.6.21. Charakterystyki przepływu dla różnego strumienia ciepła
 $t_1 = 105\text{ }^{\circ}\text{C}$, $p_1 = 19\text{ MPa}$.



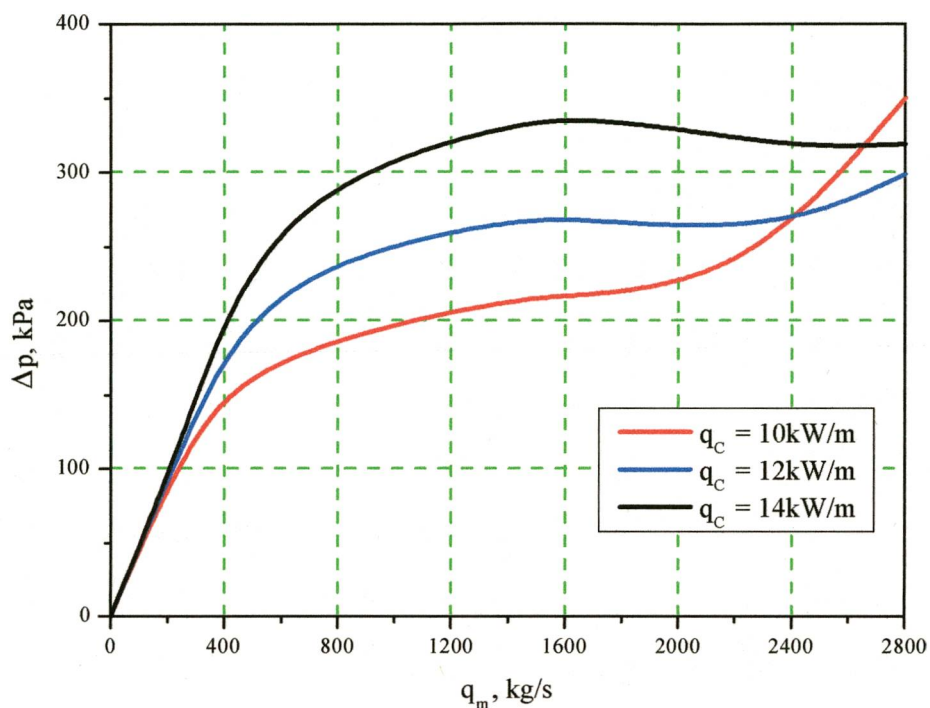
Rys.6.22. Charakterystyki przepływu dla różnego strumienia ciepła
 $t_1 = 105\text{ }^{\circ}\text{C}$, $p_1 = 15\text{ MPa}$.



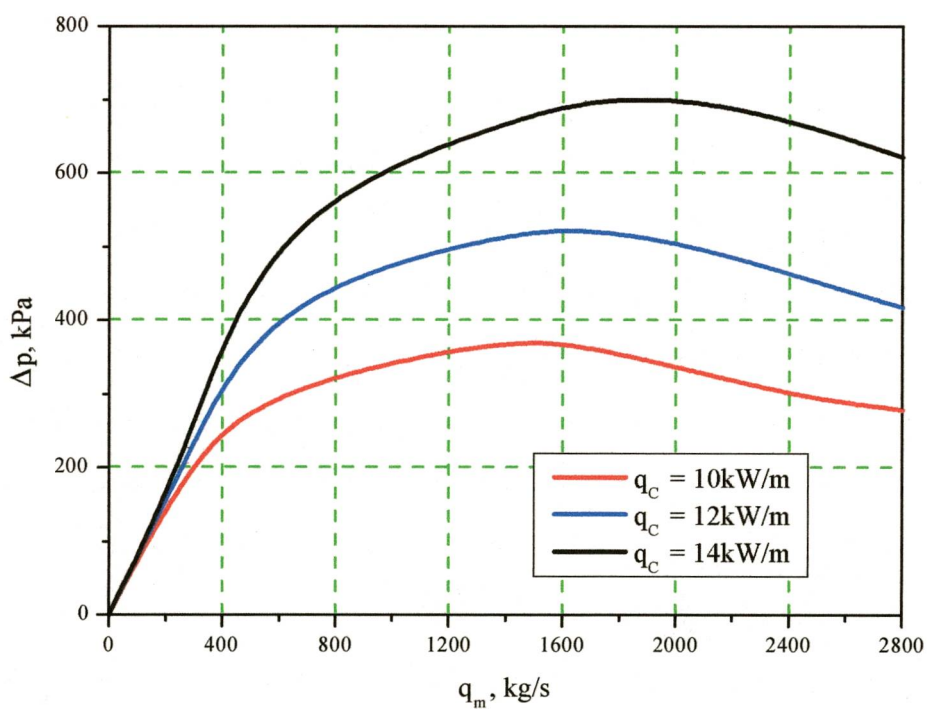
Rys.6.23. Charakterystyki przepływu dla różnego strumienia ciepła
 $t_1 = 105^\circ\text{C}$, $p_1 = 10$ MPa.



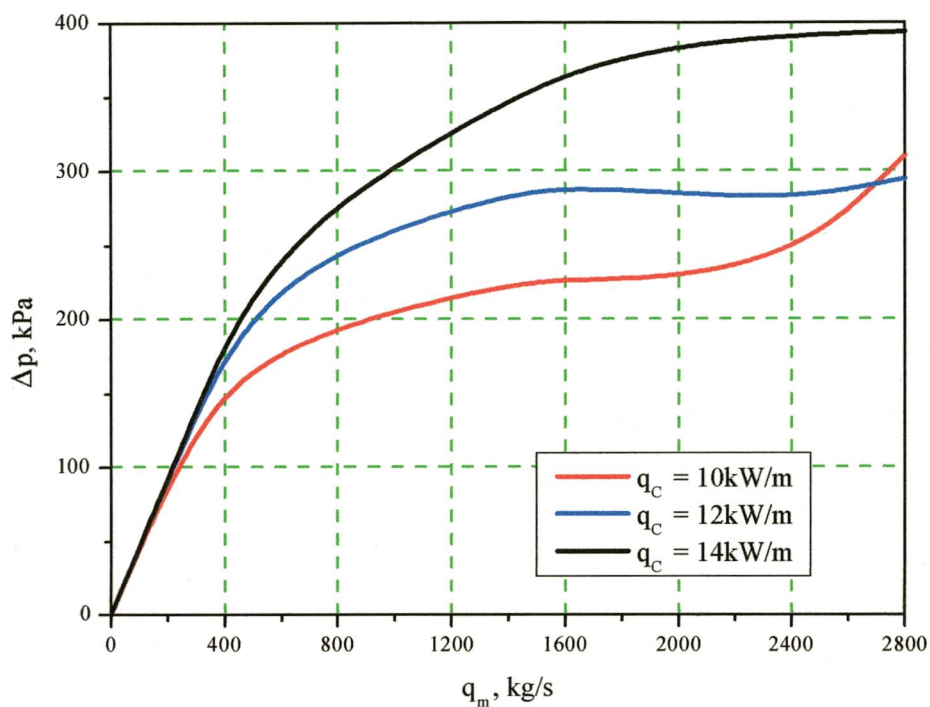
Rys.6.24. Charakterystyki przepływu dla różnego strumienia ciepła
 $t_1 = 105^\circ\text{C}$, $p_1 = 6$ MPa.



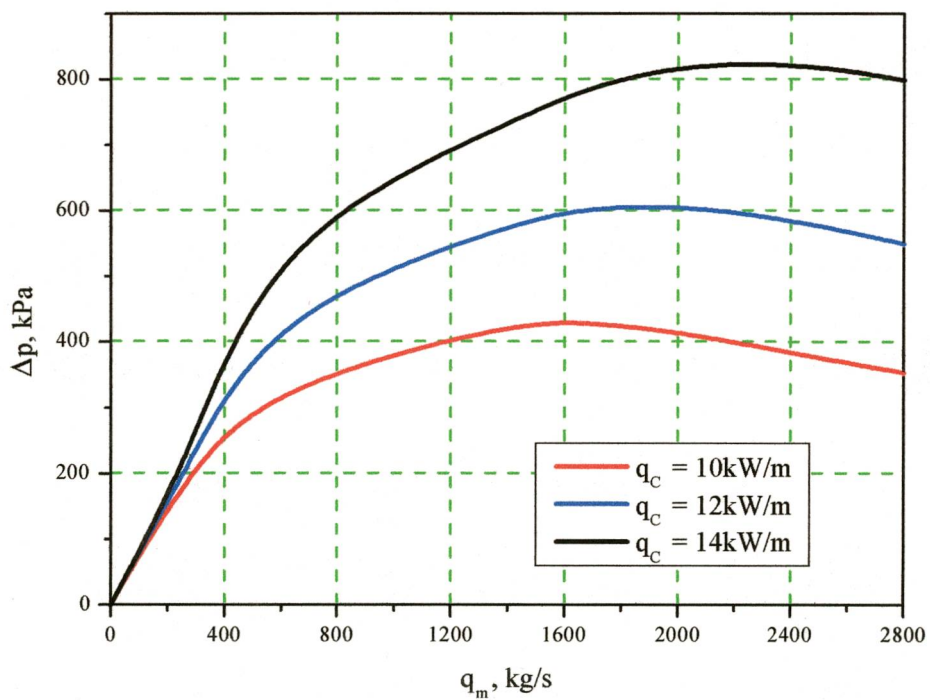
Rys.6.25. Charakterystyki przepływu dla różnego strumienia ciepła
 $t_1 = 105^\circ\text{C}$, $p_1 = 4\text{ MPa}$.



Rys.6.26. Charakterystyki przepływu dla różnego strumienia ciepła
 $t_1 = 105^\circ\text{C}$, $p_1 = 2\text{ MPa}$.



Rys.6.27. Charakterystyki przepływu dla różnego strumienia ciepła
 $t_1 = 120^\circ\text{C}$, $p_1 = 4$ MPa.

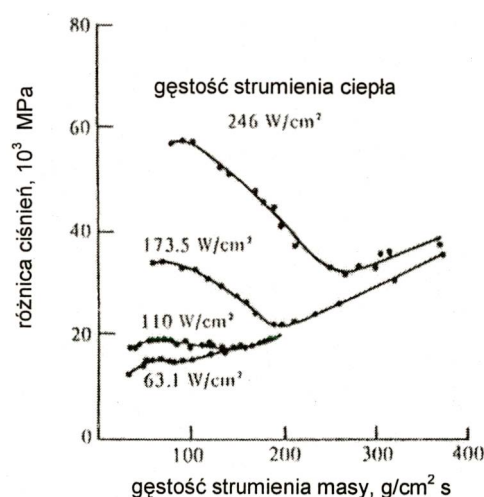


Rys.6.28. Charakterystyki przepływu dla różnego strumienia ciepła
 $t_1 = 120^\circ\text{C}$, $p_1 = 2$ MPa.

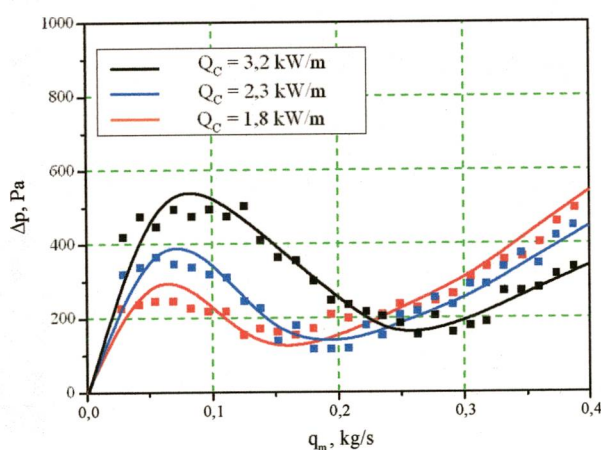
7. PORÓWNANIE WYNIKÓW BADAŃ WŁASNYCH Z WYNIKAMI INNYCH AUTORÓW

W tym rozdziale porównano wyniki badań własnych z wynikami autorów niektórych prac związanych z opracowywanym tematem rozprawy. Z przeprowadzonej analizy wynika, że opracowany przez Autora tej rozprawy model daje wyniki podobne do wyników uzyskanych przez innych autorów [8,10,28,74,107,112]. Na rysunku 7.1a przedstawiono charakterystykę przepływu mieszaniny wody i pary wodnej pod ciśnieniem 3,45MPa w parowniku o średnicy $d = 1\text{cm}$ [8]. Do parownika doprowadzano strumień ciepła, który zmieniano w zakresie $60\div 250\text{ W/cm}^2$. Z analizy wykresu wynika, że w miarę wzrostu strumienia ciepła doprowadzanego do badanej długości parownika różnica ciśnień najpierw maleje, a później wzrasta. Zwiększa się także zakres obszaru siedłowego, wraz ze wzrostem strumienia doprowadzanego ciepła w zakresie $q_C = 63,1 - 246\text{ W/cm}^2$.

a)



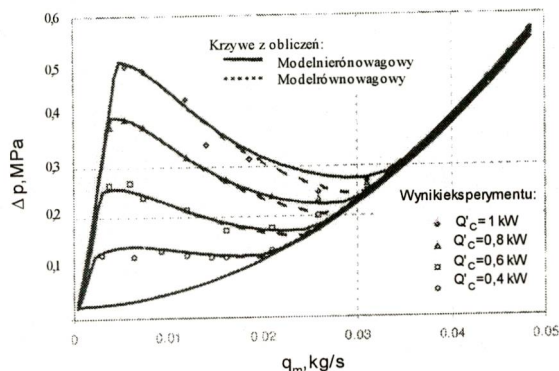
b)



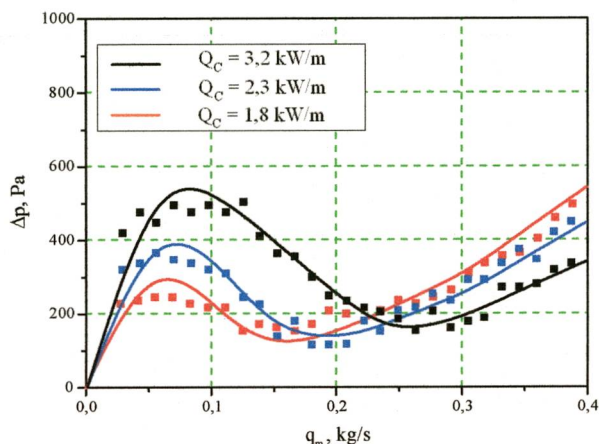
Rys.7.1. Porównanie wyników badań a) [8] i b) własnych autora – zmienna wartość gęstości strumienia ciepła doprowadzanego do parownika.

Na rysunkach 7.2a i 7.3a [10] przedstawiono charakterystyki przepływu dwufazowego czynnika chłodniczego. Charakterystyki pokazane na rys. 7.2a otrzymano zmieniając ciepło doprowadzane do parownika w zakresie $0,4 \div 1$ kW dla stałej temperatury czynnika na wlocie do parownika.

a)



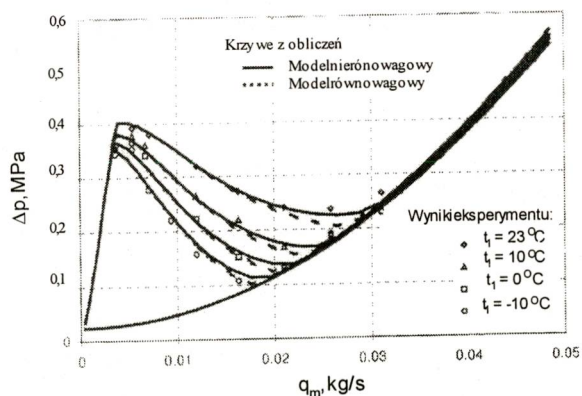
b)



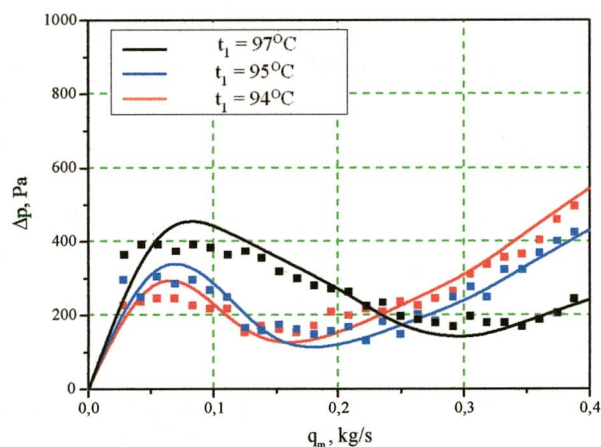
Rys.7.2. Porównanie wyników badań a) [10] i b) własnych autora – zmienne ciepło.

Na rysunku 7.3a przedstawiono charakterystyki przepływu $\Delta p = f(q_m)$ dla zmiennej temperatury $t_l = -10 \div 23^\circ\text{C}$ czynnika na wlocie i ustalonego strumienia ciepła.

a)



b)



Rys.7.3. Porównanie wyników badań a) [10] i b) własnych autora – zmienna temperatura czynnika na wlocie.

Z analizy 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 oraz zmienia się nachylenie charakterystyk. Im temperatura niższa tym nachylenie większe.

Porównując omówione wyniki z wynikami badań własnych (rys. 7.1b – 7.3b) można zauważyć, że na przedstawionych charakterystykach przepływu pojawia się obszar siodłowy, lecz nie dla wszystkich warunków pracy parownika. Na rysunku 7.1a niestabilności przepływu pojawiają po przekroczeniu gęstości strumienia ciepła $q_C = 64 \text{ W/cm}^2$. Natomiast na wszystkich omówionych rysunkach widać zgodności przebiegów charakterystyk z przebiegami charakterystyk sporządzonych przez Autora ze względu na wzrost strumienia ciepła doprowadzanego do parownika, czy temperatury czynnika zasilającego. Pewne rozbieżności kształtu charakterystyk wynikają z różnych czynników przepływających przez parownik oraz różnych parametrów pracy parownika (ciśnienia, temperatury).

8. PODSUMOWANIE I WNIOSKI

W pracy zbadano teoretycznie i doświadczalnie przepływ mieszaniny cieczy i pary w modelu parownika oraz w rzeczywistym parowniku kotła przepływowego BP – 1150. Opracowano model matematyczny przepływu dwufazowego w parowniku bazujący na fizykalnych równaniach masy, pędu i energii. Model ten wykorzystano do wyznaczenia charakterystyk przepływu $\Delta p = f(q_m)$ w modelu parownika oraz rzeczywistym parowniku kotła przepływowego BP – 1150. Przeprowadzono symulacje pracy rzeczywistego parownika kotła parowego dla 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 5MPa na wykresach pojawia się obszar siodłowy, który charakteryzuje przepływ niestabilny. Wraz ze wzrostem strumienia ciepła zwiększa się zakres występowania niestabilności przepływu. Zaproponowany model przepływu w parowniku rozwiązano numerycznie korzystając z programu Mathcad, co pozwoliło na skrócenie czasu obliczeń.

W części doświadczalnej zbadano przepływ mieszaniny ciecz-para w modelu parownika. Pomiary 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 $\Delta p = f(q_m)$ dla mieszaniny wody i pary wodnej. Wyniki badań eksperymentalnych porównano z wynikami rozwiązań numerycznych dla modelu parownika. Stwierdzono dobrą zgodność wyników pomiarów z wynikami rozwiązania dla modelu matematycznego.

Analiza wiedzy literaturowej wykazała, że niewiele jest prac dotyczących niestabilności przepływu w kotłach przepływowych. W pracach tych poszukuje się optymalnych modeli przepływów dwufazowych z wymianą ciepła. Najczęściej stosowanymi są modele z podziałem na fazy ciekłą i gazową. Modele te zwiększają

jednak ilość równań koniecznych do rozwiązania rozpatrywanego w tej pracy problemu, co zwiększa ilość potrzebnych danych oraz wydłuża czas obliczeń. Opracowany w ramach tej pracy 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.

Analiza przeprowadzonych badań teoretycznych i eksperymentalnych pozwala na sformułowanie następujących wniosków:

1. Niestabilność charakterystyk $\Delta p = f(q_m)$ stwierdzono zarówno analizując przepływ w modelu parownika, jak i rzeczywistym parowniku kotła BP – 1150.
2. W pewnych zakresach parametrów cieplnych i przepływowych na charakterystykach przepływu pojawiają się charakterystyczne przegięcia nazwane niestabilnością charakterystyk.
3. Z rozwiązanego przykładu obliczeniowego wynika, że wzrost temperatury wody zasilającej wpływa stabilizująco na kształt charakterystyki przepływu. Dla temperatury większej od 140°C niestabilność charakterystyk zanika. Wzrost ciśnienia wody zasilającej wpływa stabilizująco na kształt charakterystyki przepływu. Po przekroczeniu ciśnienia 5MPa niestabilność nie pojawia się.
4. Wraz ze wzrostem strumienia ciepła doprowadzanego do rury parownika zwiększa się zakres występowania niestabilności przepływu.
5. Opracowany model przepływu czynnika w rurze parownika poprawnie opisuje charakterystyki przepływu $\Delta p = f(q_m)$. Odchylenie średniokwadratowe wyników pomiarów od krzywych teoretycznych nie przekracza 15%.
6. Rozpatrywany problem niestabilności przepływu może wystąpić również w kotłach pracujących na parametrach nadkrytycznych w czasie przechodzenia z parametrów podkrytycznych na nadkrytyczne.

LITERATURA

- [1] BABELLI I., ISHII M., *Flow excursion instability in downward flow systems part I. Single-phase instability*, Nuclear Engineering and Design, 206, (2001), s.91-96.
- [2] BABELLI I., ISHII M., *Flow excursion instability in downward flow systems part II. Two-phase instability*, Nuclear Engineering and Design, 206, (2001), s.97-104.
- [3] BARTEL M.D., ISHII M., MASUKAWA T., MI Y., SITU R., *Interfacial area measurement in subcooled flow boiling*, Nuclear Engineering and Design, 210, (2001), s.135-155.
- [4] BERGLES A. E., GOLDBERG P., MAULBETSCH J. S., *Acoustic oscillations in a high pressure single channel boiling system*, Proc., Symp. Two-Phase Dynamics, Eindhoven, 1, (1969), s.535-550.
- [5] 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.
- [6] BILICKI Z., KESTIN J., *Transition criteria for two-phase flow patterns in vertical upward flow*, International Journal of Multiphase Flow, 13 no.3, (1987), s.283,.
- [7] BOURE J., MIKAILA A., *Oscillatory behavior of heat channels*, Proc., Symp. Two-Phase Dynamics, Eindhoven, 1, (1969), s. 695-720.
- [8] BOURE J.A., BERGLES A.E., TONG L.S., *Review of two-phase flow instability*, Nuclear Engineering and Design, 25, (1973), s. 165 – 192.
- [9] BUTTERWORTH D., HEWITT G.F., *Two-phase flow and heat transfer*, Oxford University Press, (1977).
- [10] 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., 39 (2000), s.886-895.
- [11] CELATA G.P., CUMO M., MARIANI A., ZUMMO G., *Burnout in subcooled flow boiling of water. A visual experimental study*, Int. J. Therm. Sci., 39 (2000), s. 896-908.
- [12] CHANG C.J., LAHEY R.T.Jr., *Analysis of chaotic instabilities in boiling systems*, Nuclear Engineering and Design, 167, (1997), s.307-334.
- [13] CHANG S.H., BAEK W.P., BAE T.M., *A study of critical heat flux for low flow of water in vertical round tubes under low pressure*, Nuclear Engineering and Design, 132, (1991), s.225 – 237.
- [14] CHANG S.H., BANG I.C., BAEK W.P., *A photographic study on the near-wall bubble behavior in subcooled flow boiling*, Int. J. Therm. Sci., 41, (2002), s.609-618.

- [15] 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, 23 no.8, (1996), s.1109-1119,.
- [16] CHUN M.H., SUNG C.K., *Onset of slugging criterion based on characteristics and stability analyses of transient one-dimensional two-phase flow equations of two-fluid model*, Int. Comm. Heat Mass Transfer, 23 no.4, (1996), s.473-484,.
- [17] 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, 37, (1994), s.42 – 52.
- [18] CUMO M., FARELLO G. E., FERRARI G., *Heat Transfer in sub-critical once-through steam generators*, Archiwum termodynamiki i spalania, 6, nr. 4, (1975), s.495-518,.
- [19] DE CHANT L.J., *An analytical skin friction and heat transfer model for compressible, turbulent, internal flow*, International Journal of Heat and Fluid Flow, 19, (1998), s.623-628.
- [20] DEL VALLE M., VICTOR H., *Subcooled boiling at high heat flux*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 28, (1985), s.1907-1920.
- [21] DOGAN T., KAKAC S., VEZIROGLU T.N., *Analysis of forced convective boiling flow instabilities in a single upflow systems*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 4, no.3, (1983), s.145 – 155.
- [22] FRANKUM D.P., WADEKAR V.V., AZZOPARDI B.J., *Two-phase flow patterns for evaporating flow*, Experimental Thermal and Fluid Science, 15 (1997), s.183-192.
- [23] FUKUDA K., KAGE K., HASEGAWA S., *Analysis of two-phase flow oscillation mode in parallel multi-channels*, Memoris of Faculty of Engineering, Kyushu University, 42 no.3, (1982), s.163-175.
- [24] FUKUDA K., KOBORI T., *Two-phase flow instability in parallel channels*, Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf., B17, (1978), s. 369 – 374.
- [25] GIALDI E., GRIFONI S., PARMEGGIANI C., TRICOLI C., *Core stability in operating BWR: operational experience*, Progress in Nuclear Energy, 15, (1985), s.11 – 17.
- [26] GOU L.J., CHEN X.J., BAI B.F., FENG Z.P., *Transient convective heat transfer in a helical tube with pulsatile fully developed turbulent flow*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 41, (1998), s.2867 – 2875.
- [27] GUO L.J., FENG Z.P., CHEN X.J., *Experimental investigation of forced convective boiling flow instabilities in horizontal helically coiled tubes*, International Journal of Thermal Fluid Science, 5 no.3, (1997), s.200 – 216.
- [28] GUO L.J., FENG Z.P., CHEN X.J., *Pressure drop oscillation of stem-water two-phase flow in a helically coiled tube*, , Int. J. of Heat and Mass Transfer, 44, (2001), s.1555-1564.

- [29] GUO L.J., FENG Z.P., CHEN X.J., *Transient convective heat transfer of steam-water two-phase flow in a helical tube under pressure drop type oscillations*, , Int. J. of Heat and Mass Transfer, 45, (2002), s.533-542.
- [30] HASAN A., ROY P.P., KALVA S.P., *Experiments on subcooled flow boiling heat transfer in a vertical channel*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 33, (1990), s.2285-2293.
- [31] HESTRONI G., *Handbook of Multiphase Systems*, Hemisphere Publishing Corporation, (1981).
- [32] HIBIKI T., ISHII M., *Experimental study on hot-leg U-bend two-phase natural circulation in a loop with a large diameter pipe*, Nuclear Engineering and Design, 195, (2000), s.69-84.
- [33] HIBIKI T., ISHII M., *Interfacial area concentration in steady fully-developed bubbly flow*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 44, (2001), s.3443-3461.
- [34] HIBIKI T., ISHII M., *Interfacial area concentration of bubbly flow systems*, Chemical Engineering Science, 57, (2002), s.3967-3977.
- [35] HIBIKI T., ISHII M., XIAO Z., *Axial interfacial area transport of vertical bubbly flows*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 44, (2001), s.1869-1888.
- [36] HOBLER T., *Inżynieria chemiczna: ruch ciepła i wymienniki*, Państwowe Wydawnictwo Techniczne, (1959), Warszawa.
- [37] ISHII M, ZUBER N., *Thermally induced flow instabilities in two phase mixtures*, Int. Heat Transfer Conference, B5, s.11.
- [38] JAYANTI S., BERTHOUD G., *High-quality dry-out in helical coils*, Nuclear Engineering and Design, 1 no.22, (1990), s.105 – 118.
- [39] JEŻOWIECKA-KABSCH K, SZEWCZYK H, *Mechanika płynów*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław, (2001).
- [40] KALINOWSKI E., *„Termodynamika”*, Politechnika Wrocławska, Wrocław (1994), s.389 – 404.
- [41] KALINOWSKI E., *Przekazywanie ciepła i wymienniki*, Politechnika Wrocławska, (1995), Wrocław.
- [42] KANDLIKAR S. G., *„Boiling heat transfer with binary mixtures: Part I – A theoretical model for pool boiling”*, Journal of Heat Transfer; New York, 120 no.2, (1998), s.380 – 387.
- [43] KANDLIKAR S. G., *„Boiling heat transfer with binary mixtures: Part II – Flow boiling in plain tubes”*, Journal of Heat Transfer; New York, 120 no.2, (1998), s.388 – 394.
- [44] KASHANI A., VAN SCIVER S.W., STRIKWERDA J.C., *Numerical solution of forced convection heat transfer in He II*, Numerical Heat Transfer, A16, (1989), s.213.

- [45] KATTAN N., THOME J.R., FAVRAT D., „*Flow boiling in horizontal tubes: Part 1 – Development of a diabatic two-phase flow pattern map*”, Journal of Heat Transfer; New York, 120 no.1., (1998), s.140 – 147.
- [46] KATTAN N., THOME J.R., FAVRAT D., „*Flow boiling in horizontal tubes: Part 2 – New heat transfer data for five refrigerants*”, Journal of Heat Transfer; New York, 120 no.1, (1998), s.148 – 155.
- [47] KATTAN N., THOME J.R., FAVRAT D., „*Flow boiling in horizontal tubes: Part 3 – Development of a new heat transfer model based on flow pattern*”, Journal of Heat Transfer; New York, 120 no.1, (1998), s.156 – 165.
- [48] KIRILLOV P.L., JURIJEV J.S., BOBKOV W.P., *Spravočnik po teplogidravličeskim roščetam*, Moskva (1984).
- [49] KITAMURA T., SHIRAMIZU K., FUJIMOTO N., Y.F. RAO, FUKUDA K., *A numerical model on transient, two-dimensional flow and heat transfer in He II*, Cryogenics, 37, (1997), s.1-9.
- [50] KUMAMARU H., KOIZUMI Y., TASAKA K., *Critical heat flux annulus under high-pressure, low-flow and mixed inlet conditions*, Journal of Nuclear Science and Technology, 27, (1990), s.68 – 80.
- [51] KUNCORO H., RAO Y.F., FUKUDA K., *An experimental study on the mechanism of geysering in a closed two-phase thermosyphon*, International Journal of Multiphase Flow, 21 no.6, (1995), s.1243-1252.
- [52] KUTATELADZE S.S., *Aspects of heat transfer and hydraulics of two-phase medium*, Government Enrgy Publishing House, Moskwa, (1961).
- [53] KYTEPOV A.M., STERMAN L.S., STJUSYN N.G., *Gidrodinamika I teploobmien pri paroobrazovanii*, Moskva, (1977).
- [54] LAHEY R.T.Jr, Drew D.A., *The analysis of two-phase flow and heat transfer using a multidimensional, four field, two-fluid model*, Nuclear Engineering and Design, 204, (2001), s.29-44.
- [55] LEDINEGG M., *Instabilität der Strömung bei Natürlichen und Zwangumlauf*, Die Wärme, 61 no.8, (1938), s.891-898.
- [56] LEE D.G., KIM H.G., BAEK W.P., CHANG S.H., *Critical heat flux prediction using genetic programming for water flow in vertical round tubes*, International Comm. Heat and Mass Transfer, 24 no.7, (1997), s.919-929.
- [57] LEUNG J.C.M., GALLIVAN K.A., HENRY R.E., BANKOFF S.G., *Critical heat flux predictions during blowdown transients*, Int. J. Multiphase Flow, 7 no.6, s.677-701.
- [58] LIM J.C., WEISMAN, *A phenomenologically based prediction of the critical heat flux in channels containing an unheated wall*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 33 no.1, (1990), s.203 – 205.

- [59] LOCKHART W., MARTINELLI R.C., *Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes*, Chemical Engineering Progress, 45, (1947), s.39 – 46.
- [60] LOKSYN W., PETERSON D., SVARC A., *Gidrawličeskij rasčet kotelnych agriegotow*, Moskva „Energia” (1978), s. 53-57.
- [61] MALCZEWSKI J, PIEKARSKI M., *Modele procesów transportu masy, pędu i energii*, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa (1992).
- [62] MISHIMA K., NISHIHARA H., MICHİYOSHI I., *Boiling burnout and flow instabilities for water flowing in a round tube under atmospheric pressure*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 28, (1985), s.1115 – 1129.
- [63] MONDE M., MITSUTAKE Y., HAYASI M., *Critical heat flux during natural circulation boiling on uniformly heated outer tube in vertical annular tubes submerged in saturated liquid (change in critical heat flux characteristics due to heated equivalent diameter)*, Int. Journal of Heat and Mass Transfer, 42, (1999), s.3189-3194.
- [64] MONDE M., WANG X., *Critical heat flux in forced convective boiling with a plane jet*, Heat and Mass Transfer, 36, (2000), s.97-101.
- [65] MOSAAD M., *Forced convection film condensation of flowing vapour on an inclined circular tube*, Heat and Mass Transfer, 36, (2000), s.1-6.
- [66] MURPHY D.W., *An experimental investigation of geysering in vertical tubes*, Adv. Cryogenic Engng, 10, (1965), s.353-359.
- [67] MUTO S., YOKOMIZO O., YOSHIMOTO Y., FUKAHORI T., EBATA S., *Space-dependent analysis of BWR core nuclear thermal hydraulic instability and thermal margin*, Nuclear Engineering and Design, 120, (1990), s.227 – 239.
- [68] NAIR S., LELE S., ISHI M., REVANKAR S.T., *Analysis of flow instabilities and their role on critical heat flux for two-phase downflow and low pressure systems*, Int. J. Heat Mass Transfer, 39 no.1, (1996), s.39-48.
- [69] NIGMATULIN T.R., BONETTO F.J., *Shape of Taylor bubbles in vertical tubes*, Interanational Comm. Heat and Mass Transfer, 24 no.8, (1997), s.1177-1185.
- [70] NIRO A., BARETTA G.P., *Boiling regimes in a closed two-phase thermosyphon*, Int. J. Heat Mass Transfer, 33, (1990), s.2099-2110.
- [71] OHNUKI A., ADACHI H., MURAO Y., *Scale effects on countercurrent gas-liquid flow in a horizontal tube connected to an inclined riser*, Nuclear Engineering and Design, 107, (1988), s.283 – 294.
- [72] OLEKHNOVITCH A., TEYSSEDOU A., TAPUCU A., CHAMPAGNE P., GROENEVELD D.C., *Critical heat flux in a vertical tube at low and medium pressures. Part I – Experimental results*, Nuclear Engineering and Design, 193, (1999), s.73-89.

- [73] OLEKHNOVITCH A., TEYSSEDOU P., TYE, *Critical heat flux in a vertical tube at low and medium pressures. Part II – new data representation*, Nuclear Engineering and Design, 193, (1999), s.91-103.
- [74] ORŁOWSKI P., *Kotły parowe*, WNT Warszawa (1976).
- [75] ORZECOWSKI Z., *Przepływy dwufazowe: jednowymiarowe, ustalone, adiabatyczne*, PWN Warszawa (1990).
- [76] OWHADI A., BELL K.J., CRAIN B., *Forced convection boiling inside helically coiled tubes*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 11, (1968), s.1779 – 1793.
- [77] PADKI M.M., LIU H.T., KAKAC S., *Two-phase flow pressure-drop type and thermal oscillations*, International Journal of Heat and Fluid Flow, 12, (1991), s.240 – 248.
- [78] PARK J.W., BAEK W.P., CHANG S.H., *Critical heat flux and flow pattern for water flow in annular geometry*, Nuclear Engineering and Design, 172, (1997), s.137-155.
- [79] PODOWSKI M.Z., PINHEIRO ROSA M., *Modeling and numerical simulation of oscillatory two-phase flows, with application to boiling water nuclear reactors*, Nuclear Engineering and Design, 177, (1997), s. 179-188.
- [80] RAO N.M., MISHRA M., MAITI B., DAS P.K., *Effect of end heat exchanger parameters on the performance of a natural circulation loop*, International Comm. Heat and Mass Transfer, 29 no.4, (2002), s.509-518.
- [81] RAO Y.F., FUKUDA K., KANESHIMA R., *Analytical study of coupled neutronic and thermodynamic instabilities in a boiling channel*, Nuclear Engineering and Design, 154, (1995), s.133-144.
- [82] 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, 36, (1996), s.219-224.
- [83] REINKE P., YADIGAROGU G., *Explosive vaporization of superheated liquids by boiling fronts*, International Journal of Multiphase Flow, 27, (2001), s.1487-1516.
- [84] SARMA P.K., RAO V.D., SUBRAHMANYAM T., KAKAC S., LIU H.T., *A method to predict two-phase pressure drop using condensation heat transfer data*, Int. J. Therm. Sci., 39, (2000), s.184-190.
- [85] SEDLER B., *Analiza kryzysów wrzenia w przepływie czynników niskowrzących*, Prace Instytutu Maszyn Przepływowych, Gdańsk, zeszyt 76, (1981), s. 3-16.
- [86] SEDLER B., MIKIELEWICZ J., *Uproszczony model analityczny kryzysu wrzenia w przepływie*, Prace Instytutu Maszyn Przepływowych, Gdańsk, zeszyt 76, (1978), s.3-10.
- [87] SEDOV L.I., *Metody podobia i razmiernosti w mechanikie*, Izdatelstwo „Nauka”, Główna Redakcja Fizyko-Matematycznej Literatury, Moskwa, (1977).
- [88] SHAH M.M., *A general correlation for critical heat flux in annuli*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 23, (1980), s.225 – 234.

- [89] SONG J., ISHII M., *The one-dimensional two-fluid model with momentum flux parameters*, Nuclear Engineering and Design, 205, (2001), s.145-158.
- [90] SONG J.H., ISHII M., *On the stability of a one-dimensional two-fluid model*, Nuclear Engineering and Design, 204, (2001), s.101-115.
- [91] SRINIVAS B., PUSHPAVANAM S., *Steady state behavior of boiling channels: a comprehensive analysis using singularity theory*, Nuclear Engineering and Design, 190, (1999), s.303-316.
- [92] SUKOMIEL A.S., WIELIČKO V.I., ABROSIMOV J.G., *Teploobmen i trenie pri turbulentnom tečenii gaza w korotkich kanalach*, Moskva, (1979).
- [93] TAITEL Y., DUKLER A.E., *A model for predicting flow regime transition in horizontal and near horizontal gas-liquid flow*, AIChE Journal, 22, (1976), s.47 – 55.
- [94] TAKAMATSU K., FUJIMOTO N., RAO Y.F., FUKUDA K., *Numerical study of flow and heat transfer of superfluid helium in capillary channels*, Cryogenics, 37, (1997), s.829-835.
- [95] TALER J., *Podgrzewanie parowe kotłów – źródło oszczędności oleju lub gazu w czasie rozruchu kotłów*, Energetyka, nr. 7, (1985), s.273-277.
- [96] TALER J., *Symulacja dynamiki kotłów z obiegiem naturalnym uwzględniającą naprężenia termiczne*, Politechnika Krakowska, Kraków (1987) zeszyt naukowy nr.1.
- [97] TANIMOTO K., ISHII M., LEE S.Y., *Examination of transient characteristics of two-phase natural circulation within a Freon-113 boiling/condensation loop*, Nuclear Engineering and Design, 183, (1998), s.77-95.
- [98] TATSUMOTO H., FUKUDA K., SHIOTSU M., *Numerical analysis for steady-state two-dimensional heat transfer from a flat plate at one side of a duct containing pressurized He II*, Cryogenics, 42, (2002), s.9-17.
- [99] TATSUMOTO H., FUKUDA K., SHIOTSU M., *Numerical analysis for two-dimensional transient heat transfer from a flat plate at one-side of a duct containing pressurized He II*, Cryogenics, 42, (2002), s.19-28.
- [100] TATSUMOTO H., HATA K., HAMA K., SHIRAI Y., SHIOTSU M., *Critical heat flux on flat in pressurized He II*, Cryogenics, 41, (2001), s.35.
- [101] TATSUMOTO H., HATA K., HAMA K., SHIRAI Y., SHIOTSU M., *Critical heat flux on a flat plate in pressurized He II*, Cryogenics, 41, (2001), s.35-38.
- [102] TAYLOR J.R., *Wstęp do analizy błędów pomiarowych*, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa (1999).
- [103] THOM J.R.S., *Prediction of pressure drop during forced circulation boiling of water*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 7, (1964), s.709-724.
- [104] TONG L.S., Tang Y.S., *Boiling heat transfer and two-phase flow*, Taylor & Francis (1997).

- [105] UEHIRO M., RAO Y.F., FUKUDA K., *Analysis of coupled nuclear/thermal instabilities of two-phase flows in parallel boiling channels*, Journal of Heat Transfer, 121, (1999), s. 916 – 923.
- [106] Van der HAGEN T.H.J.J., STEKELENBURG A.J.C., van BRAGT D.D.B., *Reactor experiments on type-I and type-II BWR stability*, Nuclear Engineering and Design, 200, (2000), s. 177-185.
- [107] WANG Q., CHEN X.J., KAKAC S., DING Y., *Boiling onset oscillation: a new type of dynamic instability in a forced-convection upflow boiling system*, Int. J. Heat and Fluid Flow, 17 no. 4, (1996), s. 418 – 423.
- [108] WIŚNIEWSKI S., WIŚNIEWSKI T.S., *Wymiana ciepła*, WNT Warszawa, (2000).
- [109] WÓJS K., SZULC P., *Stabilność charakterystyk przepływu w kotle BP-1150*, Krajowa Konferencja Energetyczna, Poznań – Rydzyna (1999), s.161-168.
- [110] WÓJS K., SZULC P., *Niestabilność przepływu czynnika dwufazowego ciecz-para w węzownicy z wrzeniem*, Konferencja Energetyka, Wrocław, (2002), s.735-742.
- [111] WÓJS K., SZULC P., *Symulacja pracy węzownicy parownika kotła przepływowego*, IX Konferencja Kotłowa, Szczyrk Orle Gniazdo, tom 4, (2002), s.313-324.
- [112] WRÓBLEWSKI T., SIKORSKI W., RZEPA K., *Urządzenia kotłowe*, WNT Warszawa (1973).
- [113] XIAO M., CHEN X.J., ZHANG M.Y., VEZIROGLU T.N., KAKAC S., *A multi-variable linear investigation of two-phase flow instabilities in parallel boiling channels under high pressure*, International Journal of Multiphase Flow, 19, (1993), s.65 – 77.
- [114] YADIGAROGLU G., *Two-phase flow instabilities and propagation phenomena*, Thermohydraulics of two-phase systems for industrial design and nuclear engineering, (1981), s.353-403.
- [115] ZHOU J., PODOWSKI M.Z., *Modeling and analysis of hydrodynamic instabilities in two-phase flow using two-fluid model*, Nuclear Engineering and Design, 204, (2001), s.129-142.
- [116] ZIOŁKOWSKI Z., *Przenoszenie pędu, ciepła i masy*, skrypt PWr., (1973), Wrocław.