

**POLITECHNIKA KOSZALIŃSKA**

WYDZIAŁ MECHANICZNY

KATEDRA TECHNIKI CIEPLNEJ I CHŁODNICTWA

mgr inż. Małgorzata SIKORA

**BADANIE OPORÓW PRZEPŁYWU  
PODCZAS SKRAPLANIA CZYNNIKÓW CHŁODNICZYCH  
W MINIKANAŁACH RUROWYCH**

Rozprawa doktorska

Promotor:

Prof. dr hab. inż. Tadeusz Bohdal

Koszalin 2011

## Spis treści

1.	WPROWADZENIE.....	6
2.	ANALIZA AKTUALNEGO STANU WIEDZY W ZAKRESIE TEMATU PRACY .....	8
2.1.	CZYNNIKI ENERGETYCZNE .....	8
2.2.	PRZEPŁYW CZYNNIKA CHŁODNICZEGO .....	12
2.3.	OPORY PRZEPŁYWU JEDNO- I WIELOFAZOWEGO .....	13
2.4.	MECHANIZM PROCESU SKRAPLANIA .....	22
2.5.	OPORY PRZEPŁYWU CZYNNIKA CHŁODNICZEGO PODCZAS SKRAPLANIA W PRZEPŁYWIE W KANAŁACH .....	25
3.	HIPOTEZY, ZAKRES I CEL PRACY.....	67
4.	BADANIA EKSPERYMENTALNE .....	67
4.1.	CEL BADAŃ EKSPERYMENTALNYCH .....	67
4.2.	STANOWISKO BADAWCZE I METODYKA BADAŃ .....	68
4.3.	WYNIKI BADAŃ EKSPERYMENTALNYCH .....	83
5.	WYNIKI BADAŃ EKSPERYMENTALNYCH OPORÓW PRZEPŁYWU PODCZAS SKRAPLANIA CZYNNIKÓW CHŁODNICZYCH W MULTIPORTACH RUROWYCH.....	106
6.	MODELOWANIE OPORÓW PRZEPŁYWU PODCZAS SKRAPLANIA CZYNNIKÓW CHŁODNICZYCH W MINIKANALE RUROWYM .....	117
6.1.	ZAŁOŻENIA DO MODELU .....	118
6.2.	WYNIKI MODELOWANIA .....	121
6.3.	PORÓWNANIE WYNIKÓW OBLICZEŃ Z WYNIKAMI BADAŃ EKSPERYMENTALNYCH .....	124
7.	PODSUMOWANIE I WNIOSKI .....	127
8.	LITERATURA.....	132
9.	ZAŁĄCZNIKI.....	144



### Spis ważniejszych oznaczeń

$A$	– pole przekroju poprzecznego [m]
$A_1, A_2$	– współczynniki
$B$	– współczynnik poprawkowy
$b$	– stała
$C$	– stała, obwód zwilżony [m]
$c$	– ciepło właściwe [J/kg K], współczynnik
$c_1, c_2$	– współczynniki
$d$	– średnica kanału [m]
$E$	– stała
$f$	– współczynnik oporu Fanninga
$F$	– stała
$g$	– przyspieszenie ziemskie [ $\text{m/s}^2$ ]
$G$	– prędkość masowa [kg/s]
$G_w$	– prędkość przejścia przepływu
$h$	– entalpia właściwa [J/kgK]
$j$	– prędkość pozorną [m/s]
$k$	– chropowatość bezwzględna kanału [m]
$K_1$	– współczynnik
$L$	– długość [m]
$m$	– masa [kg]
$\dot{m}$	– masowe natężenie przepływu [kg/s]
$n$	– liczba kanałów
$N_{conf}$	– liczba ograniczająca
$p$	– ciśnienie [Pa]
$q$	– gęstość strumienia ciepła [ $\text{W/m}^2$ ]
$Q$	– strumień ciepła [W]
$R$	– mnożnik dwufazowy
$r$	– ciepło skraplania [J/kgK]
$s$	– poślizg
$T$	– temperatura [ $^{\circ}\text{C}$ ]
$U_{\tau}$	– prędkość tarcia
$u$	– lokalna prędkość gazu [m/s]
$w$	– prędkość [m/s]
$w\rho$	– gęstość strumienia masy [ $\text{kg/m}^2\text{s}$ ]
$V$	– objętość [ $\text{m}^3$ ]
$x$	– stopień suchości
$Y$	– współczynnik
$z$	– wysokość położenia, długość [m]

*Litery greckie:*

$\alpha$	– współczynnik przejmowania ciepła [W/m <sup>2</sup> K]
$\beta$	– współczynnik
$\Gamma$	– współczynnik poprawkowy Trana
$\delta$	– grubość warstwy przyściennej [m]
$\zeta$	– współczynnik oporów miejscowych
$\theta$	– kąt nachylenia kanału [rad]
$\lambda$	– współczynnik oporu liniowego
$\lambda_s$	– współczynnik przewodzenia ciepła [W/m K]
$\mu$	– współczynnik lepkości dynamicznej [Pa s]
$\nu$	– współczynnik lepkości kinematycznej [m <sup>2</sup> s]
$\rho$	– gęstość [kg/m <sup>3</sup> ]
$\sigma$	– napięcie powierzchniowe [N/m]
$\tau$	– naprężenia styczne [N/m <sup>2</sup> ]
$\varphi$	– stopień zapełnienia kanału
$\Phi^2$	– mnożnik dwufazowy
$\chi_{tt}$	– mnożnik Lockharta-Martinello
$\psi$	– zmienna
$\Omega$	– mnożnik Chen'a

*Indeksy dolne:*

$a$	– przyspieszeniowe
$cav$	– wg Cavaliniego
$exp$	– eksperymentalne
$h$	– hydrostatyczne, hydrauliczna np. średnica $d_h$
$H_2O$	– wody
$i$	– bieżący przekrój
$i-1$	– poprzedni przekrój
$k$	– krytyczne
$L$	– Liniowe
$l$	– cieczy
$lo$	– wyłącznie cieczy (liquid only), przepływ pseudocieczowy
$m$	– miejscowe
$R$	– czynnika chłodniczego (refrigerant)
$r$	– zredukowane, ciepło skraplania
$s$	– nasycenia
$\acute{s}r$	– średnie
$tp$	– dwufazowy
$tpf$	– przepływ dwufazowy
$th$	– teoretyczny

- w* – wewnętrzna, ścianki
- v* – para
- vo* – gaz (vapor only), przepływ pseudogazowy
- x* – lokalne
- +* – bezwymiarowa

*Liczby podobieństwa:*

- Bo* – liczba Bonda
- Eo* – liczba Eötvosa
- Pr* – liczba Prandtla
- Re* – liczba Reynoldsa
- We* – liczba Webera

## 1. WPROWADZENIE

Dominującym w ostatnich latach trendem w konstruowaniu maszyn i urządzeń energetycznych jest ich miniaturyzacja [89]. W dziedzinie chłodniczo – klimatyzacyjnych wymienników ciepła oznacza to dążenie do: wzrostu efektywności procesu wymiany ciepła, zmniejszenia ich materiało- i energochłonności oraz spełnienia kryteriów braku szkodliwego wpływu na środowisko naturalne, przy zachowaniu minimalnych kosztów inwestycyjnych i eksploatacyjnych. Problem ten dotyczy tak szczególnych dziedzin zastosowania urządzeń chłodniczych jak: elektronika, technika kosmiczna, medycyna, transport, przemysł chemiczny, technika klimatyzacyjna, itp.

W przypadku układów zminiaturyzowanych trzeba liczyć się z koniecznością określenia przenoszenia strumienia ciepła o bardzo dużej gęstości. Dotychczas wykorzystywane metody transportu energii za pomocą ciepła, oparte na stosowaniu czynników jednofazowych (w tym również chłodzenie powietrzem, wodą lub innymi nośnikami ciepła) są zbyt mało intensywne i mało przydatne. Wskazane jest określenie i zastosowanie efektywnych sposobów intensyfikacji procesu wymiany ciepła. Jednym ze sposobów, który jest aktualnie szeroko testowany, a wyniki są już wdrażane, jest wykorzystanie przemian fazowych czynników energetycznych (a wśród nich proekologicznych czynników chłodniczych).

W skład chłodniczego urządzenia sprężarkowego, w wersji konwencjonalnej i kompaktowej, wchodzi dwa podstawowe wymienniki ciepła tj. parownik i skraplacz. Zatem intensyfikacja dotyczy wymiany ciepła w przepływie wewnątrz kanałów skraplaczy oraz parowników chłodniczych. Zastosowanie w ich konstrukcji mini – i mikrokanałów dodatkowo wpływa na intensyfikację wymiany ciepła [73,81,97,113,158].

Wykorzystanie minikanałów do budowy wymiennika ciepła pozwala też na spełnienie kryterium zwartości konstrukcji. Zmniejszenie średnicy wewnętrznej kanału nie tylko prowadzi do wzrostu współczynnika przejmowania ciepła, co przekłada się na zmniejszenie powierzchni wymiany ciepła, ale również powoduje wzrost oporów przepływu. Wpływa to na wzrost zapotrzebowania energii napędowej urządzeń powodujących przepływ czynnika. W procesie projektowania wymiennika ciepła określa się jego powierzchnię dyspozycyjną oraz opory przepływu, co pozwala również na dobór parametrów generatorów ruchu czynników uczestniczących w wymianie ciepła. W przypadku wymienników konwencjonalnych procedury obliczeniowe są na ogół znane i sprawdzone eksperymentalnie. Niestety mają one bardzo ograniczony zakres zastosowania w stosunku do minikanałów [40].

W klasyfikacji wymienników ciepła stosuje się m. in. wskaźnik zwartości konstrukcji  $A/V$  będący stosunkiem powierzchni wymiany ciepła  $A$  do jego objętości gabarytowej  $V$ . Dla kompaktowych wymienników ciepła, zbudowanych z mini- i mikrokanałów wartość tego wskaźnika powinna wynosić  $A/V > 700 \text{ m}^3/\text{m}^2$  [130].

Należy podkreślić, że proces wrzenia w minikanałach badany był dotychczas w wielu ośrodkach krajowych i zagranicznych. Liczba opublikowanych na ten temat prac jest relatywnie duża. W odróżnieniu od tego, proces skraplania jest rozpoznany w znacznie mniejszym

stopniu oraz fragmentarycznie. Na całym świecie trwają próby rozwiązania problemów związanych ze skraplaniem czynników chłodniczych w minikanalach. Jest to tym bardziej istotne, ponieważ procesy wrzenia i skraplania są wprawdzie procesami odwrotnymi, lecz nie są wzajemnie „symetryczne”. Powoduje to dodatkowe ograniczenie możliwości wykorzystania opisu mechanizmu wrzenia do wyjaśnienia procesu skraplania. W procesie wrzenia, w którym następuje doprowadzanie ciepła do kanału, przepływ czynnika dwufazowego jest przyspieszony, natomiast podczas skraplania (z odprowadzeniem ciepła) występuje opóźnienie ruchu w kierunku przepływu czynnika. Jest to związane ze wzrostem ilości kondensatu w przepływie i koniecznością jego odprowadzania, co zmniejsza prędkość przepływu [6]. Z tych właśnie powodów (i nie tylko) skraplanie czynników chłodniczych w minikanalach jest tematem niniejszej pracy.

Jak wskazano wyżej skraplacz powinien być tak zaprojektowany, aby przy użyciu małej ilości czynnika chłodniczego w instalacji, można było odprowadzić do otoczenia dużą gęstość strumienia ciepła, zachowując przy tym jego wysoką efektywność energetyczną (w tym małe opory przepływu). Wynika stąd potrzeba minimalizacji zapotrzebowania energii napędowej i ilości czynnika chłodniczego, co pozwala na zmniejszenie oporów przepływu. Taką sytuację można nazwać kompromisem pomiędzy intensyfikacją wymiany ciepła, a zmniejszeniem zużycia energii napędowej. Problem ten byłby o wiele łatwiejszy do rozwiązania, gdyby istniał jednoznaczny opis zjawiska skraplania w minikanalach, w szczególności dla najczęściej stosowanych czynników chłodniczych. W aktualnym stanie wiedzy zakres informacji literaturowych jest niedostateczny, co powoduje konieczność prowadzenia dalszych badań eksperymentalnych w tym zakresie. Istotny jest również brak uogólnionych korelacji obliczeniowych, opisujących opory przepływu czynnika podczas skraplania w minikanalach rurowych, w zależności od właściwości czynnika, jego natężenia przepływu oraz średnicy kanału.

Niniejsze opracowanie zawiera analizę dotychczasowych wyników uzyskanych przez różnych autorów oraz eksperymentalnych badań własnych w zakresie oporów przepływu podczas skraplania czynników chłodniczych w minikanalach rurowych. Do badań wykorzystano proekologiczne czynniki chłodnicze R134a, R404A i R407C, będące zamiennikami wycofanych czynników chłodniczych chlorowcopochodnych, w tym freonów R12, R22 i R502. Analizie poddano skraplanie zarówno w kanałach pojedynczych, jak i multiportach. Praca jest próbą odpowiedzi na część przedstawionych wyżej problemów dotyczących spadku ciśnienia czynnika wskutek oporów przepływu w minikanalach rurowych.

## 2. ANALIZA AKTUALNEGO STANU WIEDZY W ZAKRESIE TEMATU PRACY

### 2.1. CZYNNIKI ENERGETYCZNE

*Czynnik energetyczny* jest to czynnik termodynamiczny lub nośnik energii, który podlega przemianom oraz bierze udział w konwersji energii, zarówno w sposób bezpośredni, jak i pośredni. Do czynników energetycznych zalicza się m. in.: czynniki chłodnicze, wodę, wodne roztwory soli itp. [26].

*Czynnikiem chłodniczym* nazywa się czynnik termodynamiczny charakteryzujący się, między innymi, następującymi właściwościami: dużą jednostkową wydajnością chłodniczą, niską normalną temperaturą wrzenia, wysokim współczynnikiem przejmowania ciepła, niskimi oporami przepływu, stabilnością chemiczną, brakiem właściwości wybuchowych. Czynnik powinien też być neutralny dla człowieka i środowiska oraz powinien posiadać niską cenę [27]. Otrzymanie czynnika charakteryzującego się tymi wszystkimi właściwościami jednocześnie nie było dotąd możliwe. Na rys. 2.1 przedstawiono podstawowy podział czynników chłodniczych.

Czynniki dzieli, w zależności od przyjętych kryteriów. Ze względu na temperaturę i ciśnienie wrzenia na : nisko -, wysoko – i średnio temperaturowe, z uwagi na poziom ciśnienia wyróżnia się czynniki: nisko-, średnio- i wysokociśnieniowe, a ze względu na skład chemiczny czynniki dzieli się na:

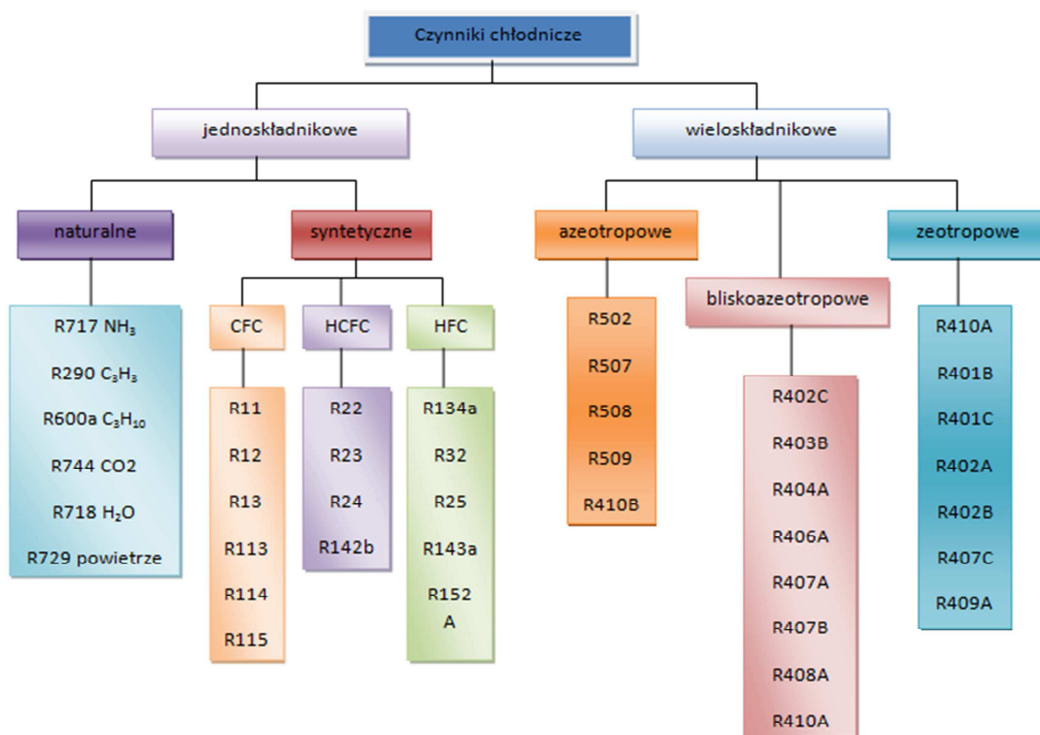
- jednoskładnikowe;
- azeotropowe (AZEО) – mieszaniny kilku czynników jednoskładnikowych o określonym składzie procentowym. Mieszaniny tej nie można rozdzielić, a podczas skraplania i wrzenia AZEO zachowuje się podobnie jak czynnik jednoskładnikowy,
- zeotropowe (ZEO) – mieszanina kilku substancji jednoskładnikowych o znanym składzie procentowym, ale zróżnicowanej lotności. Podczas zmiany temperatury wrzenia (lub skraplania), przy stałym ciśnieniu nasycenia, zmienia się skład mieszaniny,
- bliskoazeotropowe (MBA = NEARM) – są to mieszaniny zeotropowe posiadające znikomy poślizg temperaturowy i właściwości podobne do mieszanin azeotropowych.

Według budowy chemicznej czynników chłodniczych można je podzielić w następujący sposób:

- CFC – chlorofluorowęglowodory, są to halogenowe związki węgla, wszystkie cząsteczki wodoru zastąpione zostały w tych substancjach atomami fluoru oraz chloru. Są to związki stabilne chemicznie. Czynniki te w większości zostały wycofane z użycia z powodu zawartości chloru (np. R12),
- HCFC – wodorochlorofluorowęglowodory, są to substancje organiczne, w których niektóre tylko atomy wodoru zastąpione zostały atomami fluoru i chloru. Są mniej stabilne chemicznie i również zostały wycofane (np. R22),

- HBFC – wodorobromofluorowęglowodory, substancje organiczne zawierające w budowie atomowej brom,
- HFC – hydrofluorowęglowodory, związki organiczne, w których część atomów wodoru zastąpiono atomami fluoru. Są bardzo stabilne i posiadają zerowy wskaźnik ODP (np. R134a), czyli potencjał niszczenia warstwy ozonowej (Ozone Depletion Potential)
- FC – są to substancje, w których wszystkie atomy wodoru zastąpiono fluorem. Związki te posiadają zerowy wskaźnik ODP,
- HC – węglowodory nasycone, także zerowy wskaźnik ODP (nbutan)

Czynniki typu HFC wypierają obecnie czynniki z grupy CFC oraz HCFC np. ze względu na brak w ich składzie chloru będącego substancją szkodliwą dla środowiska i warstwy ozonowej. Do 2010 roku wycofano z użycia takie czynniki chłodnicze jak R12 czy R22. Obecnie do ich zastąpienia proponuje się czynniki R134a, R410A, R404A, R407C oraz kilka innych czynników chłodniczych z grupy CFC i HCFC [27]. Tablica 2.1 przedstawia czynniki chłodnicze będące zamiennikami wycofanych czynników chlorowcopochodnych (freonów). Czynniki R134a jest najczęściej stosowanym zamiennikiem średniociśnieniowego freonu R12, natomiast czynniki R404A i R407C to najczęściej proponowane, zamienniki freonu R22. Są to substancje wysokociśnieniowe. Przedstawiono w niej wybrane właściwości termofizyczne wymienionych czynników, oraz dodatkowo często stosowanego czynnika R410A. Właściwości te mają szczególne znaczenie dla procesu skraplania a w szczególności dla wymiany ciepła i oporów przepływu [19,27].



Rys. 2.1. Graficzna interpretacja podziału czynników chłodniczych; CFC – chlorofluorowęglowodory, HCFC – wodorochlorofluorowęglowodory, HFC – hydrofluorowęglowodory [27]

Oznaczenia czynników chłodniczych nie są przypadkowe. Litera R przy oznaczeniu pochodzi od angielskiej nazwy „refrigerant”. Kolejne cyfry mają również swoje znaczenie, i tak: pierwsza liczba od strony prawej oznacza ilość atomów fluoru, druga to powiększona o 1 liczba atomów wodoru, natomiast trzecia to pomniejszona o 1 liczba atomów węgla. Litera na końcu symbolu oznaczają izomery, liczby powyżej 400 to czynniki azeotropowe, powyżej 500 – azeotropowe, 700 – czynniki nieorganiczne, natomiast 600 – związki organiczne [27].

**Tablica 2.1**

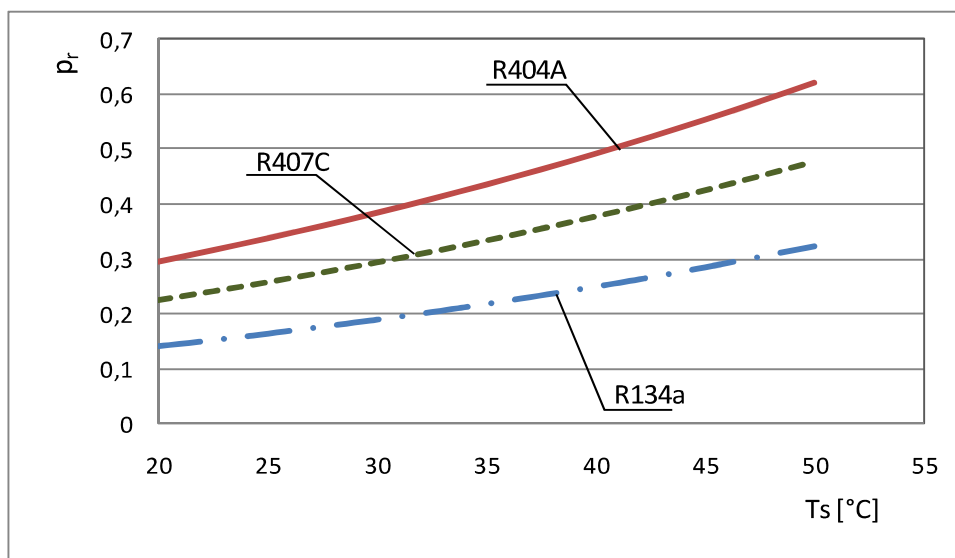
Charakterystyka właściwości czynników chłodniczych będących zamiennikami wycofanych czynników chlorowcopochodnych, przy  $T_s = 25\text{ °C}$  [24]

	R134a	R404A	R407C	R410A
wzór, skład	$\text{CH}_2\text{F}-\text{CF}_3$	52% R143a( $\text{CH}_3\text{CF}_3$ ), 44% R125( $\text{CHF}_2\text{CF}_3$ ), 4%R134a( $\text{CF}_3\text{CH}_2\text{F}$ ),	23% R32( $\text{CH}_2\text{F}_2$ ), 25% R125( $\text{CF}_3\text{CHF}_2$ ), 52% R134a( $\text{CF}_3\text{CH}_2\text{F}$ )	50% R32( $\text{CH}_2\text{F}_2$ ), 50% R125( $\text{CF}_3\text{CHF}_2$ ),
temperatura krytyczna	101,15 °C	72,07 °C	86,7 °C	71,8 °C
ciśnienie zredukowane	0,16	0,34	0,24	0,34
normalna temperatura wrzenia	-26,1	-46,5	-43,6	-51,5
gęstość cieczy	1207,7 kg/m <sup>3</sup>	1048 kg/m <sup>3</sup>	1136 kg/m <sup>3</sup>	1068 kg/m <sup>3</sup>
gęstość gazu	32,3 kg/m <sup>3</sup>	65,36 kg/m <sup>3</sup>	43,8 kg/m <sup>3</sup>	65,18 kg/m <sup>3</sup>
ciepło właściwe pary	1,005 kJ/kgK	1,200 kJ/kgK	0,829 kJ/kgK	1,303 kJ/kgK
ciepło właściwe cieczy	1,423 kJ/kgK	1,530 kJ/kgK	1,537 kJ/kgK	1,690 kJ/kgK
współczynnik lepkości dynamiczna pary	12,2 μPas	12,8 μPas	12,8 μPas	13,6 μPas
współczynnik lepkości dynamiczna cieczy	212,9 μPas	124 μPas	158 μPas	122 μPas
współczynnik przewodności cieplnej pary	0,0142 W/mK	0,0158 W/mK	0,0112 W/mK	0,0165 W/mK
współczynnik przewodności cieplnej cieczy	0,0848 W/mK	0,066 W/mK	0,0824 W/mK	0,0870 W/mK
poślizg temperaturowy przy 0,1013 MPa	-	0,7 K	7,4 K	0,1 K

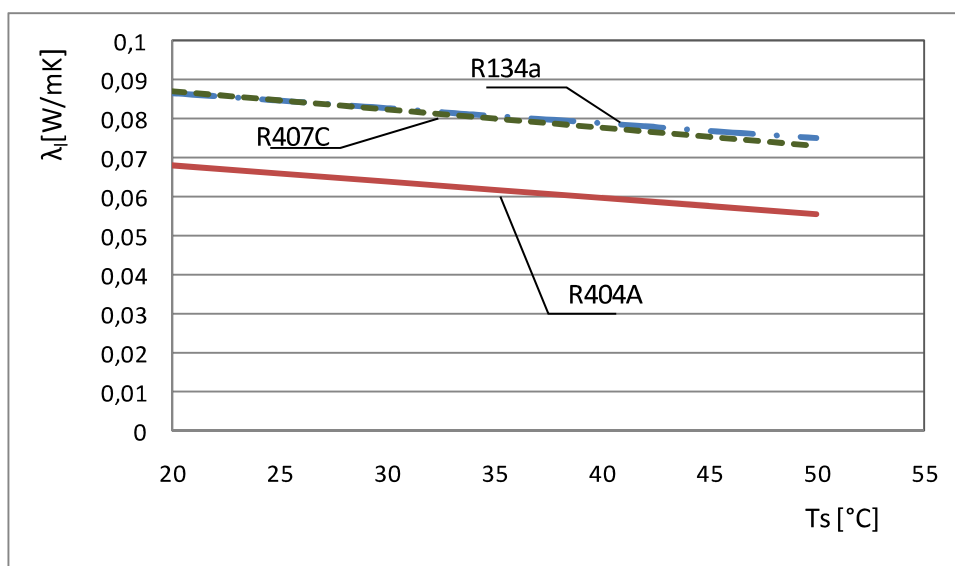
Ocena wpływu rodzaju czynnika i jego właściwości na przebieg procesów dwufazowych ma bardzo istotne znaczenie dla poznania i opisanie procesu skraplania. Największe znaczenie mają ciśnienie i temperatura nasycenia, jednak równie ważne jest określenie ciśnienia zredukowanego, które jest wartością charakteryzującą przynależność substancji do czynników nisko-, średnio- lub wysoko-ciśnieniowych. Jest to stosunek ciśnienia nasycenia  $p_s$  do ciśnienia krytycznego  $p_k$ . Przedstawia ono zakres stanów około krytycznych w jakich ma miejsce proces skraplania [24]. Zależność ciśnienia zredukowanego  $p_r$  od temperatury nasycenia  $T_s$  przedstawiono na rys. 2.2. Jak widać najwyższe ciśnienie zredukowane posiadają



czynnik wysokociśnieniowy R404A oraz R407C, natomiast czynnik średniociśnieniowy R134a posiada ciśnienie zredukowane  $p_r$  na nieco niższym poziomie. Dużo niższe wartości tej wielkości osiągają czynniki niskociśnieniowe. . Na rys. 2.3 przedstawiono zmianę przewodności cieczy czynnika  $\lambda_s$  wraz ze zmianą temperatury nasycenia  $T_s$ . Jak więc widać wykorzystywanie czynników z każdej z tych grup powoduje zmianę sposobu zachodzenia zjawiska skraplania lub wrzenia. Powoduje to ponadto zmianę zakresu wielkości oporów przepływu oraz wymiany ciepła, a co za tym idzie, zmianę zakresu stosowalności czynnika.



Rys. 2.2. Porównanie zależności ciśnienia zredukowanego cieczy czynnika  $p_r$  od temperatury  $T_s$  dla czynników: R134a, R404A oraz R407C



Rys. 2.3. Porównanie zależności współczynnika przewodności cieplnej  $\lambda_l$  cieczy czynnika od temperatury  $T_s$  dla czynników: R134a, R404A oraz R407C

## 2.2. PRZEPŁYW CZYNNIKA CHŁODNICZEGO

Ruch czynnika chłodniczego może być realizowany różnymi sposobami. Może występować np. na drodze zmiany gęstości czynnika wraz ze zmianą temperatury (konwekcja naturalna). W większości przypadków ruch wymuszony jest działaniem generatorów ruchu. Mogą mu ponadto towarzyszyć charakterystyczne zjawiska. Przepływ czynnika w kanale, w zależności od charakteru ruchu dzieli się na laminarny ( $Re < 2300$ ), przejściowy ( $2300 > Re > 10000$ ) oraz turbulentny ( $Re > 10000$ ) [121,118]. Ruch laminarny nazywany jest również uwarstwionym, ponieważ przepływ płynu odbywa poprzez „ślizganie” się po sobie równoległych warstw płynu. W tym przypadku przepływ jest stabilny i odbywa się przy małych wartościach prędkości, przy czym dominujące znaczenie w przepływie laminarnym odgrywa wpływ siły bezwładności. Powyżej granicznej wartości kryterialnej liczby *Reynoldsa*  $Re = 2300$  ruch płynu przestaje być stabilny, i z czasem mogą pojawić się turbulencje. Zakłócenia powstające w ruchu laminarnym są równoważone siłami pochodzącymi od lepkości. W momencie kiedy wartość sił wywołujących zaburzenia przekroczy wartość sił pochodzących od lepkości, rozpoczyna się ruch przejściowy. Następnie wraz z rozwojem zaburzeń i wzrostem prędkości ruchu rozwija się ruch turbulentny. W tym przypadku tor ruchu cząsteczek przestaje być prostoliniowy. Co prawda, kierunek wypadkowej ruchu cząsteczek jest stały, jednakże składowe wektora kierunku ruchu ulegają w sposób nieprzewidywany i nieuporządkowany zmianom. W ten sposób cząsteczki mieszają się i możliwe jest tworzenie się wirów. Ten rodzaj przepływu jest najbardziej skomplikowany w opisie matematycznym i fizycznym, a ponadto występuje najczęściej w przyrodzie i technice [76,20,148].

Przepływowi czynnika w kanale zamkniętym może towarzyszyć wymiana ciepła. Mamy wtedy do czynienia z przepływem diabatywnym. Jeżeli natomiast podczas przepływu nie ma przekazu energii za pomocą ciepła, wtedy występuje przepływ adiabatyczny [41,42]. Na przepływie diabatywnym opiera się sposób działania większości urządzeń grzewczych i chłodniczych.

W kanale może występować przepływ jedno- lub wielofazowy. Ruch jednofazowy polega na występowaniu tylko jednej fazy w przepływie (ciekłej lub gazowej). Fazą natomiast wg *Gibbsa* nazywa się część układu, jednorodną fizycznie, która w stanie równowagi wykazuje stałe wartości parametrów i funkcji termodynamicznych w całej objętości. Faza oddzielona jest od reszty układu granicą rozdziału faz [41]. Przepływ wielofazowy natomiast oznacza występowanie jednocześnie kilku faz (gazowej, ciekłej i stałej) w różnorodnej konfiguracji (różny skład i proporcje). Podczas przepływu fazowego możliwe jest wystąpienie rozdziału faz, zajście reakcji chemicznej lub biologicznej, a także przemiany fazowej. Najczęściej spotykanym przepływem wielofazowym jest przepływ dwufazowy, polegający na ruchu fazy ciągłej, rozproszonej lub w szczególnych przypadkach obu faz ciągłych. Fazą rozproszoną może być każda substancja w dowolnym stanie skupienia. Zjawisku temu towarzyszą zmiany termodynamiczne, niekiedy również chemiczne. Podczas przepływu jednofazowego mają miejsce oddziaływania zewnętrzne od ścianki rury, natomiast w ruchu dwufazowym, powstawanie granicy rozdziału faz powoduje pojawienie się dodatkowych oddziaływań wewnętrznych,

będących powodem zmiany prędkości, ciśnienia i temperatury [110]. Rozmiar i konfiguracja powierzchni rozdziału ma wpływ na przebieg większości procesów. Ponadto podczas przemian fazowych ulega ona zmianie w wyniku rozpadu lub łączenia się cząsteczek (powstawanie kropli lub pęcherzy). Najczęściej spotykanym w urządzeniach energetycznych przepływem dwufazowym jest przepływ mieszaniny fazy gazowej i ciekłej. W momencie, gdy jest to faza ciekła i gazowa tej samej substancji może następować zmiana stosunku ilościowego fazy ciekłej i gazowej, pod wpływem wymiany ciepła. Gdy para substancji przechodzi w przepływie w ciecz (skrapla się), jest to kondensacja (skraplanie), natomiast w przypadku odwrotnym, kiedy następuje przechodzenie fazy ciekłej w gazową, jest to wrzenie [118]. Są to zjawiska przeciwne, ale nie można traktować ich jako symetryczne, gdyż procesy wrzenia i skraplania zachodzą w odmienny sposób, co powoduje brak możliwości wykorzystania tych samych modeli do ich opisu.

Przepływ dwufazowy może mieć charakter adiabatyczny lub diabatyyczny oraz może się odbywać z poślizgiem lub bez. Ruch bezpoślizgowy polega na przemieszczaniu się obu faz z jednakową prędkością. Poślizg natomiast oznacza, że występują różne prędkości obu faz, ciekłej i gazowej. Faza gazowa najczęściej przemieszcza się z wyższą prędkością przepływu. Poślizg jest też wielkością charakterystyczną dla czynników chłodniczych będących kilkuskładnikową mieszaniną niejednorodną. Przepływ dwufazowy może być realizowany również z rozdziałem faz. W analizie takiego przepływu rozpatruje się każdą z faz osobno, a dopiero w następnej kolejności bierze się pod uwagę oddziaływania pomiędzy nimi.

Podczas przepływu diabatyycznego istotną rolę odgrywają struktury przepływu, które zmieniają się na drodze przepływu czynnika w kanale. Struktury ulegają zmianie a każda z nich wpływa na zmianę mechanizmu transportu energii i pędu. Przechodzenie z jednej struktury do kolejnej powodowane jest m. in. zaburzeniami ruchu płynu, zmianą wartości właściwości czynnika, zmianą temperatury i ciśnienia, stopnia suchości oraz gęstości strumienia masy. Identyfikacja struktur przepływu możliwa jest poprzez określenie pewnych wartości, wg których klasyfikuje się struktury przepływu i odczytanie rodzaju przepływu z map struktur przepływu. Sposoby klasyfikacji struktur i odczytu z map przepływu opisano w dalszej części pracy. Metoda ta ma ograniczoną dokładność i nie pozwala na identyfikację wszystkich poznanych dotąd struktur. Najlepszym sposobem jest eksperymentalne rozpoznanie występowania poszczególnych struktur przepływu.

## 2.3. OPORY PRZEPŁYWU JEDNO- I DWUFAZOWEGO

### 2.3.1. OPORY PRZEPŁYWU JEDNOFAZOWEGO

Na długości kanału następuje spadek ciśnienia spowodowany oporami przepływu. Głównym składnikiem oporów przepływu jest opór tarcia (zwany też oporem powierzchniowym). Współczynnik oporu tarcia zależy od lepkości płynu i chropowatości powierzchni.

Podczas przepływu jednofazowego zdecydowany wpływ na opory przepływu ma lepkość transportowanego czynnika. Pochodzą one od tarcia wewnętrznego w płynie. Umownie dzieli się opory całkowite  $\Delta p_{SPF}$  na liniowe  $\Delta p_l$  oraz miejscowe  $\Delta p_m$  (lokalne) [118]. W tym wypadku opory całkowite określa się z zależności:

$$\Delta p_{SPF} = \Delta p_l + \Sigma \Delta p_m, \quad (2.1)$$

gdzie  $\Sigma \Delta p_m$  to suma oporów miejscowych.

Jeżeli jednofazowy przepływ czynnika odbywa się między dwoma przekrojami kanału 1 i 2, wtedy równanie *Bernouli'ego*, opisujące straty ciśnienia na długości odcinka pomiędzy tymi przekrojami, przyjmie następującą postać:

$$\rho \frac{w_1^2}{2} + p_1 + g \cdot \rho \cdot z_1 = \rho \frac{w_2^2}{2} + p_2 + g \cdot \rho \cdot z_2 - \Delta p_{SPF}, \quad (2.2)$$

gdzie:

$\rho$  – gęstość czynnika,

$p_1, p_2$  – ciśnienie statyczne odpowiednio w przekroju 1 i 2,

$w_1, w_2$  – prędkość czynnika w przekroju 1 i 2,

$g$  – przyspieszenie ziemskie,

$z_1, z_2$  - wysokość w układzie odniesienia.

Największy wpływ sił pochodzących od lepkości występuje podczas przepływu jednofazowego w warstwie przyściennej. Do określenia wielkości tego typu tarcia najczęściej rekomendowany jest wzór *Darcy – Weisbacha*:

$$\Delta p_l = \lambda \frac{L}{d} \cdot \frac{\rho \cdot w^2}{2}, \quad (2.3)$$

gdzie  $\lambda$  jest współczynnikiem tarcia wewnętrznego (liniowego) w płynie. Zastosowanie wzoru (2.3) jest szerokie, ponieważ obejmuje zarówno ruch laminarny, jak i turbulentny.

Do określenia współczynnika tarcia  $\lambda$ , w przypadku ruchu laminarnego wykorzystuje się prawo *Hagena – Poiseuille'a*:

$$\Delta p_{SPF} = \frac{64 L}{Re d} \frac{\rho \cdot w^2}{2}, \quad (2.4)$$

$$\text{skąd:} \quad \lambda = \frac{64}{Re}. \quad (2.5)$$

W liczniku wzoru (2.5) znajduje się wartość liczby *Poiseuille'a*  $P_{oth} = 64$ . W przepływie turbulentnym współczynnik tarcia  $\lambda$  oblicza się m. in. na podstawie wzoru *Blasiusa* (2.6). Ma on zastosowanie dla przewodów hydraulicznie gładkich, przy liczbie  $Re$  w zakresie  $2,3 \cdot 10^3 \leq Re \leq 10^5$ .

$$\lambda = \frac{0,3164}{Re^{0,25}}. \quad (2.6)$$

Według *Shillera* współczynnik  $\lambda$  można wyznaczyć, dla zakresu liczby  $Re \leq 2 \cdot 10^6$ , ze wzoru:

$$\lambda = 0,054 + 0,396Re^{-0,3}. \quad (2.7)$$

Współczynnik tarcia liniowego zależy od liczby *Reynoldsa* (ujmującej wpływ prędkości przepływu) oraz od chropowatości bezwzględnej kanału  $k$ , w którym odbywa się ruch płynu, a także od grubości warstwy przyściennej  $\delta_{lam}$ . Wartość liczby *Reynoldsa* zależy od chropowatości bezwzględnej powierzchni kanału oraz grubości warstwy przyściennej. Gdy:

$$k < \delta_{lam}, \quad (2.8)$$

to przewód w którym odbywa się ruch nazywany jest hydraulicznie gładkim. W tym przypadku podczas przepływu dominuje ruch laminarny. Jeżeli natomiast:

$$k > \delta_{lam}, \quad (2.9)$$

nierówności wynikające z chropowatości powierzchni są większe od grubości warstwy przyściennej co powoduje powstawanie zaburzeń przepływu i powstawanie wirów, które odpowiadają za przechodzenie przepływu w ruch turbulentny. Ponadto wzrost wartości  $Re$  powoduje redukcję grubości warstwy przyściennej  $\delta_{lam}$ .

Zależności *Nikuradsego* ( $10^5 \leq Re \leq 3,24 \cdot 10^6$ ) (2.10) i *Colebrooka – White'a* (2.11) obrazują zależność „kwadratową” współczynnika oporów  $\lambda$  od średnicy kanału  $d$ , liczby *Reynoldsa*  $Re$  i chropowatości bezwzględnej kanału  $k$  [60]:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \lg \frac{d}{k} + 1,14, \quad (2.10)$$

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \left( \frac{2,51}{Re \sqrt{\lambda}} + \frac{k}{3,71 \cdot d} \right). \quad (2.11)$$

W literaturze światowej operuje się nie tylko pojęciem współczynnika tarcia  $\lambda$ , ale także współczynnika oporu hydraulicznego *Fanninga*  $f$ :

$$f = \frac{1}{4} \cdot \lambda. \quad (2.12)$$

Miejscowe opory przepływu powodowane są przez występowanie w układzie kształtek oraz elementów armatury. Są one przyczyną zmiany wartości i kierunku prędkości poruszającego się płynu, co w konsekwencji prowadzi do spadku ciśnienia. Wartości tego typu oporów wyznacza się ze wzoru 2.13 lub doświadczalnie. Producenci kształtek i armatury oraz autorzy

poradników hydraulicznych podają często wartości oporów miejscowych dla poszczególnych rodzajów kształtek [60,121]:

$$\Delta p_m = \zeta \frac{\rho \cdot w^2}{2}, \quad (2.13)$$

gdzie  $\zeta$  to współczynnik strat miejscowych wyznaczany doświadczalnie.

### 2.3.2. OPORY PRZEPŁYWU DWUFAZOWEGO

Określenie oporów podczas przepływu dwufazowego czynnika jest o wiele bardziej skomplikowane, ze względu na możliwość przejścia jednej fazy w drugą, co wiąże się ze zmianami udziału masowego i objętościowego faz. Dodatkowym problemem staje się zmiana kształtu powierzchni rozdziału faz. Należy w takim przypadku brać pod uwagę nie tylko opory przepływu wynikające z ruchu każdej z faz, ale również te, związane z ich wzajemnym oddziaływaniem. Całkowite opory przepływu dwufazowego na długości kanału składają się z oporów: tarciovych  $\left(\frac{\Delta p}{L}\right)_{TP}$ , wynikających ze spadku ciśnienia hydrostatycznego  $\left(\frac{\Delta p}{L}\right)_h$  oraz związanych ze zmianą pędu mieszaniny  $\left(\frac{\Delta p}{L}\right)_a$  (przyspieszeniowe). Zwykle całkowite opory przepływu dwufazowego oblicza się z równania ujmującego sumę składowych oporów przepływu: tarciovego, hydrostatycznego i przyspieszeniowego:

$$\left(\frac{\Delta p}{L}\right)_{TPF} = \left(\frac{\Delta p}{L}\right)_{TP} + \left(\frac{\Delta p}{L}\right)_h + \left(\frac{\Delta p}{L}\right)_a. \quad (2.14)$$

Opory przyspieszeniowe i hydrostatyczne oblicza się odpowiednio ze wzorów:

$$\left(\frac{\Delta p}{L}\right)_a = (w\rho)^2 \frac{d}{dz} \left[ \frac{x^2}{\rho_v \varphi} + \frac{(1-x)^2}{\rho_l (1-\varphi)} \right], \quad (2.15)$$

$$\left(\frac{\Delta p}{L}\right)_h = g \sin \theta [\rho_v \varphi + \rho_l (1 - \varphi)], \quad (2.16)$$

gdzie  $x$  - stopień suchości,  $(w\rho)$  - gęstość strumienia masy,  $\rho_v$  i  $\rho_l$  - odpowiednio gęstości fazy gazowej i ciekłej,  $\theta$  - kąt nachylenia kanału, natomiast  $\varphi$  - stopień zapełnienia kanału.

Jeżeli przepływ jest adiabatyczny, wtedy opory wynikające ze zmiany przyspieszenia mają stosunkowo małe wielkości w porównaniu do oporów tarciovych, co niekiedy pozwala na ich pominięcie [35,99].

Przy określaniu oporów przepływu dwufazowego stosowane są różne modele matematyczne, które stanowią pewien układ równań opisujący częściowo uproszczony obraz rzeczywistego zjawiska fizycznego.

*Model matematyczny* przepływu dwufazowego powinien składać się z: równań bilansu masy, energii, momentu pędu i pędu oraz tzw. równań zamknięcia. Równania zamknięcia to równania konstytutywne (np. równania stanu) lub równania topologiczne (wprowadzenie zależności przepływu od powierzchni fazowej, czyli od struktur przepływu) [14]. Wśród modeli opisujących przepływ dwufazowy wyróżnia się model rozdzielony poślizgowy i bezpośli-

zgowy, homogeniczny oraz dwufazowy. Ze względu na złożoność modelu wyróżnia się: model kinematyczny (najprostszy), mechanistyczny i termomechaniczny (najbardziej złożony).

W modelu homogenicznym przepływ dwufazowy traktuje się tak jak jednofazowy (tzw. pseudo jednofazowy). W obliczeniach używa się zastępczych właściwości czynnika. Jeżeli przepływ dwufazowy jest jednorodny, to słusznym jest stwierdzenie, iż faza ciekła i gazowa poruszają się z tą samą prędkością. Założenie takie skutkuje tym, że występuje przepływ bezpośredni, a wartość poślizgu wynosi  $S = 1$ .

Model rozwarstwiony (zwany potocznie rozdzielonym) polega na założeniu, że opory przepływu wynikają z oddziaływania jednej z faz. Dzieli się go na model bezpośredni i pośredni. W modelu bezpośrednim zakłada się, że jedna z faz (ciekła lub gazowa) płynie całym przekrojem kanału. Model pośredni zakłada również występowanie tylko jednej fazy, w którym masowe natężenie przepływu jest równe sumie natężeń obu faz. Model ten jest najczęściej stosowany w praktyce. Poślizg  $s$  oznacza, że każda z faz porusza się z inną prędkością przepływu. W tym wypadku opisywany jest funkcją:

$$s = w_d - j = (1 - \varphi_d) \cdot (w_d - w_c) = (1 - \varphi_d) \cdot w_r, \quad (2.17)$$

gdzie  $w_d$  - prędkość fazy rozproszonej,  $w_c$  - prędkość fazy ciągłej  $w_r$  - różnica prędkości obu tych faz,  $\varphi_d$  - stopień zapełnienia fazy rozproszonej, zaś  $j$  - prędkością objętości mieszaniny dwufazowej zdefiniowana zależnością:

$$j = \varphi_d \cdot w_d + \varphi_c \cdot w_c, \quad (2.18)$$

gdzie  $\varphi_c$  to stopień zapełnienia fazy ciągłej.

Model dwufazowy jest niechętnie stosowany w praktyce. Posiada funkcje źródłowe opisujące powierzchnię międzyfazową. Równania zamknięcia w tym modelu nie zawierają opisu struktur przepływu, znajduje się on natomiast w funkcjach źródłowych [60, 111].

Model kinematyczny polega na wykorzystaniu jedynie równania zachowania masy dla obu faz do opisu oporów przepływu dwufazowego.

Model mechanistyczny natomiast uwzględnia dodatkowo wpływ różnicy ciśnienia czego wynikiem jest wykorzystywanie równania ruchu do określenia dwufazowych oporów przepływu. Obie te metody są bardzo uproszczone, co powoduje powstawanie dość dużego błędu obliczeń w stosunku do wyników eksperymentu.

Model termomechaniczny wykorzystywany jest w przypadku, gdy zjawiska cieplne są powiązane ze zjawiskami mechanicznymi. Z tego względu wykorzystuje on wszystkie równania zachowania. Jest to najbardziej skomplikowany rodzaj modelu opisującego opory przepływu dwufazowego, a przy tym daje najmniejsze błędy obliczeń w stosunku do eksperymentu [111].

Jak można zauważyć do obliczenia oporów przepływu istotna jest znajomość stopnia zapełnienia  $\varphi$ , którym nazywa się stosunek objętości fazy gazowej do sumy objętości obu faz. Istnieje kilka modeli pozwalających na określenie wartości stopnia zapełnienia. Pierwszy z nich i najczęściej stosowany to model objętościowy:

$$\varphi_{ob} = \frac{V_v}{V_v + V_l}, \quad (2.19)$$

gdzie  $V_v$  to objętość fazy gazowej a  $V_l$  to objętość fazy ciekłej.

W modelu, opisującym stosunek powierzchni przekroju zajmowanego przez fazę gazową do powierzchni przekroju zajmowanego przez obie fazy, stopień zapełnienia kanału wyznacza się ze wzoru

$$\varphi_{c-s} = \frac{A_v}{A_v + A_l}, \quad (2.20)$$

gdzie  $A_v$  - przekrój zajmowany przez fazę gazową, a  $A_l$  - przekrój zajmowany przez fazę ciekłą. Rządziej stosowany jest model opisujący stosunek długości kanału zajmowanej przez fazę gazową do sumy długości zajmowanych przez obie fazy [143]:

$$\varphi_{chordal} = \frac{L_v}{L_v + L_l}, \quad (2.21)$$

gdzie  $L_v$  jest długością, na której występuje faza gazowa, natomiast  $L_l$  - długość kanału, na której występuje faza ciekła.

Bardzo popularnym modelem służącym do obliczania stopnia zapełnienia w kanale jest model homogeniczny, który zakłada jednakową prędkość obu faz. Oznacza to, że model ten zakłada przepływ bezpoślizgowy (nie uwzględnia poślizgu). Stopień zapełnienia kanału wg tego modelu oblicza się z zależności:

$$\varphi_h = \frac{1}{1 + \left(\frac{1-x}{x}\right) \cdot \frac{\rho_v}{\rho_l}}. \quad (2.22)$$

Stopień zapełnienia  $\varphi$  można też obliczyć z zależności *Zivi'ego* (1964) (2.23) oraz *Smitha* (1969) (2.24), które zostały opisane w literaturze [143,87,147]:

$$\varphi = \frac{1}{1 + \left(\frac{1-x}{x}\right) \cdot \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{2/3}}, \quad (2.23)$$

$$\varphi = \frac{1}{1 + 0,79 \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,78} \cdot \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,58}}. \quad (2.24)$$

Stopień zapełnienia  $\varphi$  może być podany w zależności od parametru *Lockharta – Martinello* za pomocą zależności [87]:

$$\varphi = (1 + \chi_{tt}^{0,8})^{-0,378} \quad \text{dla } \chi_{tt} < 10, \quad (2.25)$$

$$\varphi = 0,823 - 0,157 \ln(\chi_{tt}) \quad \text{dla } 10 < \chi_{tt} < 189, \quad (2.26)$$

gdzie parametr *Lockharta – Martinello* opisany jest wzorem:

$$\chi_{tt} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,9} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,1}. \quad (2.27)$$



Parametr *Lockharta – Martinello* można wyznaczyć wg zależności podanych przez różnych autorów. Wzór 2.27 jest używany najczęściej. Zależności pokazane poniżej są modyfikacjami różnych autorów przedstawionych w pracach [156,127]:

$$\chi_{tt} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,5} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,5}, \quad (2.28)$$

$$\chi_{tt} = 18,65 \left(\frac{1-x}{x}\right) \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \frac{Re_v^{0,1}}{Re_l^{0,5}}, \quad (2.29)$$

$$\chi_{tt} = \frac{1}{18,65} \left(\frac{1-x}{x}\right) \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \frac{Re_v^{0,5}}{Re_l^{0,1}}. \quad (2.30)$$

Po uwzględnieniu poślizgu prędkości między fazami otrzymamy wzór *Chisholma* (1972) [53,49]:

$$\varphi = \frac{1}{1 + \left(\frac{1-x}{x}\right) \frac{\rho_v}{\rho_l} S}. \quad (2.31)$$

Tablica 2.2 pokazuje chronologiczny przegląd modeli i korelacji pozwalających na określenie stopnia zapełnienia w kanale wg różnych autorów.

**Tablica 2.2**

Przegląd modeli i korelacji służących do obliczania stopnia zapełnienia w kanale  $\varphi$

Autor	korelacje
Armand i Massina (1946) [8]	$\varphi = (0,833 + 0,167x) \cdot \varphi_h$
Armand i Treschev (1946) [8]	$\varphi = 0,833 \cdot \varphi_h$
Lockhart i Martinelli (1949) [103]	$\frac{1-\varphi}{\varphi} = 0,28 \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,64} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,36} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,07}$
Chisholm i Laird (1958) [47]	$\varphi = 1 + \left[ \frac{0,8}{\left(1 + \frac{21}{\chi_{tt}} + \frac{1}{\chi_{tt}^2}\right)} \right]^{1,75}$
Bangkoff (1960) [10]	$\varphi = [0,71 + (0,0145)P] \cdot \varphi_h$
Levy (1960) [101]	$x = \frac{\varphi(1-\varphi) + \varphi \sqrt{(1-2\varphi)^2 + \varphi \left[ 2 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right) (1-x)^2 + \varphi(1-2x) \right]}}{\left[ 2 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right) (1-\varphi)^2 + \varphi(1-2x) \right]}$

Fauske (1961) [64]	$\varphi = \left( 1 + \left( \frac{1-x}{x} \right) \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,5} \right)^{-1}$
Hughmark (1962) [83]	$\varphi = \frac{K_h}{1 + \left( \frac{1-x}{x} \right) \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)}, \quad K_h = 0,71 + 0,0001 \cdot P$
Thom (1964) [140]	$\varphi = \frac{\gamma \cdot x}{1 + x \cdot (\gamma - 1)}$ $\gamma = Z^{1,6}, \quad Z = \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,555} \left( \frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0,111}$
Baroczy (1965) [12]	$\varphi = \left[ 1 + \left( \frac{1-x}{x} \right)^{0,74} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,65} \left( \frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,13} \right]^{-1}$
Wallis (1965) [151]	$\varphi = (1 + \chi_{tt}^{0,8})^{-0,378}$ $\chi_{tt} = \left( \frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,5} \left( \frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,1}$
Turner i Wallis (1965) [149]	$\frac{1-\varphi}{\varphi} = \left( \frac{1-x}{x} \right)^{0,72} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,4} \left( \frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,08}$
Smith (1969) [131]	$\varphi = \left\{ 1 + 0,4 \cdot \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right) \cdot \left( \frac{1}{x} - 1 \right) + 0,6 \cdot \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right) \cdot \left( \frac{1}{x} - 1 \right) \cdot \left[ \frac{\left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right) + 0,4 \cdot \left( \frac{1}{x} - 1 \right)}{1 + 0,4 \cdot \left( \frac{1}{x} - 1 \right)} \right] \right\}^{-1}$
Premoli et al. (1970) [122]	$\varphi = \frac{1}{1 + \left( \frac{1-x}{x} \right) \cdot \frac{\rho_v}{\rho_l} \cdot s}$ $s = 1 + K1 \cdot \left( \frac{Y}{1 + CY} - CY \right)^{0,5}, \quad K1 = 1,578 + Re_l^{-0,19} \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,22}$ $C = 0,0273 \cdot We_l \cdot Re_l^{-0,51} \cdot \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{-0,08}, \quad Y = \frac{\beta}{1 - \beta}, \quad \beta = \frac{1}{1 + \left( \frac{1-x}{x} \right) \cdot \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)}$
Chisholm (1973) [48]	$\varphi = \frac{1}{1 + \left( \frac{1-x}{x} \right) \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right) s}$ $s = \left( 1 - x + \frac{x\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,5}$
Rigot (1973) [125]	$\varphi = \frac{1}{1 + \left( \frac{1-x}{x} \right) \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right) s}, \quad s = 2$
Madsen (1975) [106]	$\varphi = \left( 1 + \left( \frac{1-x}{x} \right)^b \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{-0,5} \right)^{-1}, \quad b = 1 + \log \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right) \left( \log \left( \frac{1-x}{x} \right) \right)^{-1}$
Zivi (1975) [168]	$\varphi = \frac{1}{1 + \left( \frac{1-x}{x} \right) \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{2/3}}$
Domański i Didion (1983) [57]	$\varphi = 0,823 - 0,157 \ln(\chi_{tt})$ $\chi_{tt} = \left( \frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,5} \left( \frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,1}$
Chisholm i Armand	$\varphi = \frac{1}{\varphi_h + (1 - \varphi_h)^{0,5} \varphi_h}$

(1983) [49]	
Hamersma i Hart (1984) [77]	$\varphi = \left( 1 + 0,26 \left( \frac{1-x}{x} \right)^{0,67} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,33} \right)^{-1}$
Tandon (1985) [138]	$\varphi = 1 - 1,928 \frac{Re_l^{-0,315}}{F(\chi_{tt})} + 0,9293 \frac{Re_l^{-0,63}}{F(\chi_{tt})^2} \text{ dla } 50 < Re_l < 1125$ $\varphi = 1 - 0,38 \frac{Re_l^{-0,088}}{F(\chi_{tt})} + 0,0361 \frac{Re_l^{-0,176}}{F(\chi_{tt})^2} \text{ dla } Re_l > 1125$ $F(\chi_{tt}) = 0,015 \left( \frac{1}{\chi_{tt}} + \frac{2,85}{\chi_{tt}^{0,476}} \right)$
Chen (1986) [44]	$\varphi = \left( 1 + 0,18 \left( \frac{1-x}{x} \right)^{0,6} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,33} \left( \frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,07} \right)^{-1}$
Spedding i Spence (1989) [133]	$\varphi = \left( 1 + 2,22 \left( \frac{1-x}{x} \right)^{0,65} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,65} \right)^{-1}$
Huq i Loth (1992) [84]	$\varphi = 1 - \frac{2(1-x)^2}{1 - 2x + \left[ 1 + 4x(1-x) \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right) \right]^{0,5}}$
Steiner (1993) [135]	$\varphi = \frac{x}{\rho_v} \left( [1 + 0,12(1-x)] \left[ \frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \right] + \frac{1,18(1-x)[g \cdot \sigma(\rho_l - \rho_v)]^{0,25}}{(w\rho) \cdot \rho_l^{0,5}} \right)^{-1}$
Czop et al. (1994) [51]	$\varphi = -0,285 + 1,097\varphi_h$
Yashar et al. (1998) [163]	$\varphi = (1 + F_t^{-1} + \chi_{tt})^{-0,321}, \quad F_t = \left( \frac{x^3 \cdot (w\rho)^2}{\rho_g^2 \cdot g \cdot d \cdot (1-x)} \right)^{0,5}$
Graham et al. (1999) [74]	$\varphi = 1 - \exp(-1 - 0,3 \ln(F_t) - 0,0328(\ln(F_t))^2) \text{ dla } F_t > 0,01032$ $\varphi = 0 \text{ dla } F_t < 0,01032$
El Hajal (2003) [63]	$\varphi = \frac{\varphi_h - \varphi_{Steiner}}{\ln\left(\frac{\varphi_h}{\varphi_{Steiner}}\right)}$
Harms et al. (2003) [79]	$\varphi = \left[ 1 - 10,06 Re_l^{-0,875} (1,74 + 0,104 Re_l^{0,5})^2 \left( 1,376 + \frac{7,242}{\chi_{tt}^{1,655}} \right)^{-0,5} \right]^2$
Wilson et al. (2003) [157]	$\varphi = \left( 1 + \frac{a}{F_t} + b\chi_{tt} \right)^n, \text{ dla } \chi_{tt} + \frac{1}{F_t} < 2 : a = 1,84, b = 3,11, n = -0,21$ $\text{dla } \chi_{tt} + \frac{1}{F_t} > 2 : a = 0,5, b = 1,2, n = -0,35$
Kawahara et al. (2005) [90]	$\varphi = \frac{C_1 \cdot \varphi_h^{0,5}}{1 - C_2 \cdot \varphi_h^{0,5}}, \text{ dla } d = 100\mu\text{m}: C_1 = 0,03, C_2 = 0,97$ $\text{dla } d = 50\mu\text{m}: C_1 = 0,02, C_2 = 0,98$ $\text{dla } d > 250\mu\text{m } \varphi = \varphi_h$

Wartość poślizgu można obliczyć z zależności:

$$s = \frac{w_v}{w_l} = \left(\frac{\rho_l}{\rho_h}\right)^{1/2} = \left[1 - x \left(1 - \frac{\rho_l}{\rho_v}\right)\right]^{1/2}, \quad (2.32)$$

Gdzie:  $s$  - poślizg,  $w_v$  - prędkość fazy gazowej,  $w_l$  - prędkość fazy ciekłej,  $\rho_h$  - gęstość homogeniczna.

Wg *Zivi'ego* poślizg oblicza się ze wzoru [87, 147]:

$$s = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{1/3}. \quad (2.33)$$

Istotnym parametrem jest stopień suchości  $x$ , który jest bezpośrednio uzależniony od stopnia zapełnienia i odwrotnie, zależność ta przedstawiona została na rys. 2.4.

Stopniem suchości  $x$  jest bardzo istotnym parametrem w obliczeniach oporów przepływu, przy czym definiuje się go jako masowy udział fazy gazowej, w mieszaninie obu faz:

$$x = \frac{m_v}{m_v + m_l}, \quad (2.34)$$

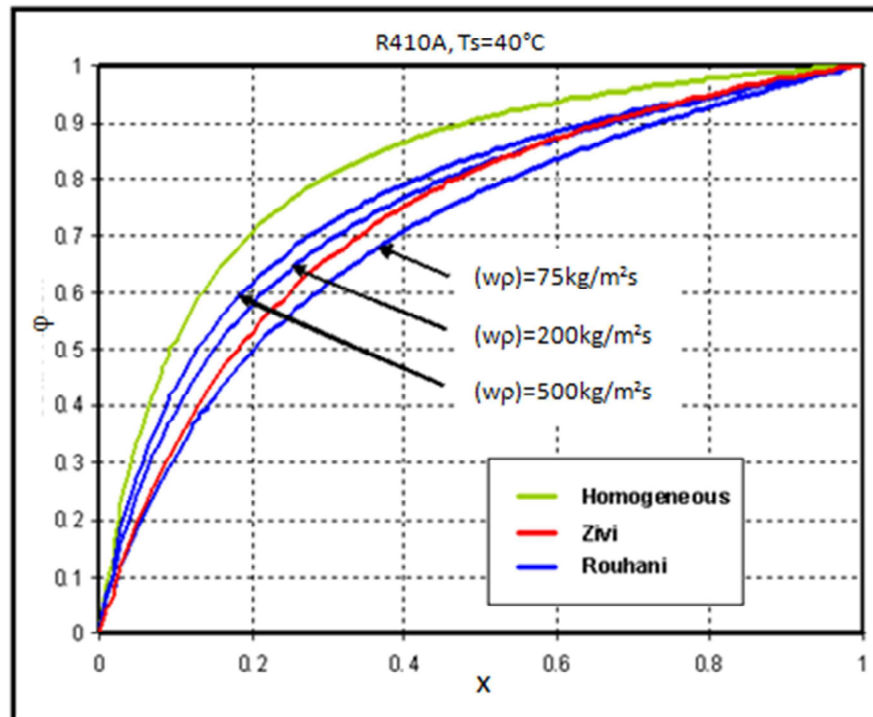
gdzie  $m_v$  jest masą fazy gazowej zaś  $m_l$  to masa fazy ciekłej. Jest to tak zwany statyczny stopień suchości.

Dla czynnika chłodniczego (lub pary wodnej) możliwe jest również określenie stopnia suchości w oparciu o bilans energetyczny układu dwufazowego. Taki rodzaj stopnia suchości nazywany jest równowagowym:

$$x_R = \frac{h - h_l}{h_v - h_l}, \quad (2.35)$$

gdzie  $h$  to entalpia właściwa mieszaniny,  $h_l$  to entalpia właściwa cieczy a  $h_v$  pary [18].

Na rys. 2.4. przedstawiono porównanie zależności zmiany stopnia zapełnienia w kanale  $\varphi$  od stopnia suchości  $x$ , wyznaczonych wg różnych modeli.



Rys. 2.4. Stopień zapętnienia  $\phi$  w funkcji stopnia suchości  $x$  dla czynnika chłodniczego R410A wg różnych zależności [143]

Tarciowe opory przepływu, które w przepływach wielofazowych są o wiele większe niż w jednofazowych, bardzo często stosowane są tzw. mnożniki przepływu wielofazowego (np. mnożniki dwufazowe), które mają za zadanie podnieść opory jednofazowe do wielkości oporów dwufazowych. Mnożniki tego typu zawierają w sobie właściwości obu faz czynnika. Tego typu mnożnikiem jest  $\phi_{lo}^2$ , stosowany w zależnościach *Fridela* czy *Garimelli* [109].

## 2.4. MECHANIZM PROCESU SKRAPLANIA

Pod pojęciem kondensacji (skraplania) należy rozumieć przejście czynnika z fazy gazowej do ciekłej przez powierzchnię rozdziału faz [105]. Mówi się niekiedy o przejściu ze starej fazy (gazowej) do nowej (ciekłej). Zaistnienie tego procesu wymaga spełnienia dwóch kryteriów :

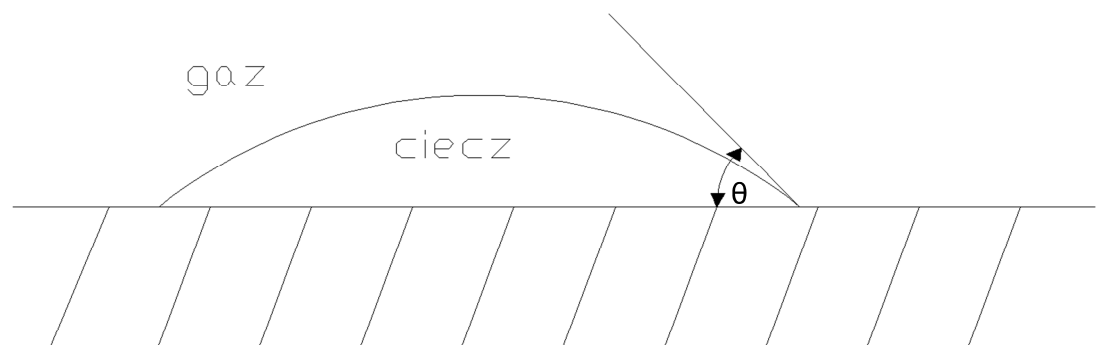
- wystąpienie gradientu temperatur na chłodzonej ściance kanału,
- powinny istnieć zarodki nowej fazy (np. chropowatość powierzchni, zanieczyszczenia itp.).

Istotne znaczenie ma temperatura ścianki kanału, która powinna być niższa od temperatury nasycenia, co spowoduje kondensację na powierzchni ścianki. Skraplanie może mieć charakter błonowy lub kropłowy, może również zachodzić w objętości lub w przepływie. Jeżeli chodzi o kondensację w przepływie to występuje ona na chłodzonej powierzchni ścianki kanału, w którym realizowany jest przepływ i ma charakter błonowy. Wynika to z chropowatości powierzchni kanału. Istnieje również możliwość skroplenia pary czynnika bez obecności

przegrody. Warunkiem koniecznym zajścia procesu skraplania jest brak wzajemnej równowagi obu faz [105]. Może także wystąpić lokalnie rozpoczęcie skraplania w obszarze pary przegrzanej (początek skraplania) [134].

Podczas kondensacji w przepływie w kanale, powierzchnia kanału styka się zarówno z fazą ciekłą, jak i gazową. W momencie kiedy ścianki kanału są chłodzone, np. wodą lub powietrzem, a para znajduje się w stanie przechłodzenia, rozpoczyna się generowanie zarodków na powierzchni ścianek. Wokół zarodków gromadzi się ciecz, powodując powstawanie kropelek (rys. 2.5), które w krótkim czasie na powierzchni ścianki wewnętrznej łączą się w film cieczowy. Z rozwojem procesu grubość warstwy kondensatu narasta, i w przypadku kanałów poziomych, spływa grawitacyjnie do dolnej części przekroju kanału, gdzie grubość filmu staje się większa, niż w innych miejscach. Nadmiar kondensatu zgromadzonego na dnie kanału usuwany jest w sposób nieciągły, ponieważ ma on miejsce jedynie w momencie wystąpienia pewnego spiętrzenia strugi cieczy. Przypadek wzrostu grubości warstwy kondensatu powoduje zmniejszenie intensywności wymiany ciepła, gdyż ciecz tworzy warstwę „izolacyjną” cieczy.

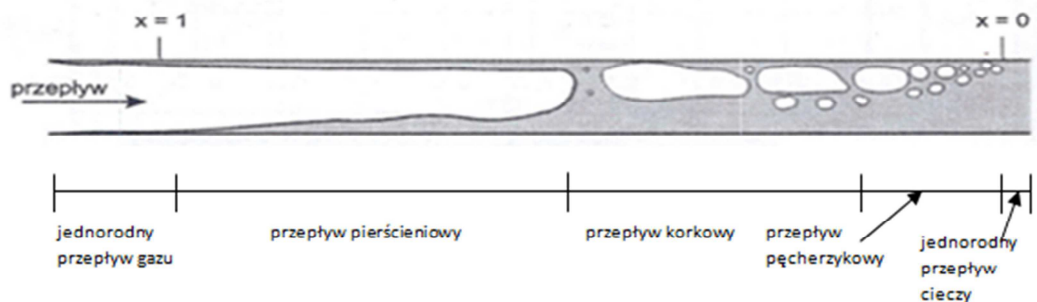
W Teorii *Nusselta* (1916) [114] założono laminarny spływ kondensatu (dotyczy głównie skraplania na powierzchni ściany lub kanału). W rzeczywistości jednak jest on laminarny jedynie w pewnym ograniczonym zakresie, gdyż już przy liczbie  $Re = 8$ , rozpoczyna się powstawanie fal na powierzchni strugi kondensatu, a co za tym idzie rozpoczyna się niestabilność ruchu. Kondensacja czynnika na wewnętrznej stronie ścianki kanału podczas przepływu jest najtrudniejszym przypadkiem skraplania. Mechanizm ten nie jest dostatecznie poznany i opisany. Podczas skraplania w przepływie występuje wiele różnorodnych struktur przepływu. Gdy para czynnika wpływa do chłodzonego kanału rozpoczyna się skraplanie podczas, którego pierwszą pojawiającą się strukturą, po przepływie jednolitej pary przegrzanej, jest struktura pierścieniowa, następnie korkowa, pęcherzykowa oraz jednolita ciecz (rys.2.6).



Rys. 2.5. Powstawanie kropli wokół zarodka na chłodzonej powierzchni przegrody [72]

Najczęściej spotykaną strukturą przepływu jest struktura pierścieniowa (annular). Podczas tej struktury para przegrzana lub nasycona, płynie środkiem kanału. Na skutek współistnienia pary i cieczy następuje zachwianie równowagi termodynamicznej [109]. Podstawowy podział struktur przepływu podczas skraplania pokazano na rys. 2.6.

Podczas skraplanie czynników chłodniczych w przepływie pojawiają się dwa zasadnicze problemy. Pierwszym jest prędkość fazy gazowej, od której zależy opis skraplania. Zjawisko to zachodzi inaczej kiedy prędkość pary jest niska i inaczej kiedy prędkość ta osiąga duże wartości. Ponadto skraplanie może w niektórych przypadkach zachodzić gdy chłodzona jest para przegrzana. Ma wtedy miejsce kondensacja kropłowa w obszarze tej pary, która lokalnie jest przechłodzona.



Rys. 2.6. Podstawowy podział struktur podczas skraplania w przepływie [109]

## 2.5. OPORY PRZEPŁYWU CZYNNIKA CHŁODNICZEGO PODCZAS SKRAPLANIA W PRZEPŁYWIE W KANAŁACH

### 2.5.1. KLASYFIKACJA KANAŁÓW STOSOWANYCH W BUDOWIE WYMIENNIKÓW CIEPŁA

Klasyfikacja średnic kanałów, z których budowane są wymienniki ciepła jest kwestią bardzo istotną, z powodu zmiany sposobu zachodzenia zjawisk związanych z kondensacją i wrzeniem. Istnieje kilka sposobów klasyfikacji średnic.

Główne kryteria podziału kanałów to: ze względu na wymiar charakterystyczny (lub średnicę hydrauliczną  $d_h$ ) lub ze względu na zachodzące zjawiska podczas przepływu dwufazowego odbywającego się w kanale. Jedną z klasyfikacji wg zachodzących zjawisk, jest klasyfikacji wg rozmiaru pęcherzyka pary przy którym następowało jego oderwanie od ścianki. Dla kanałów o małych wymiarach (mini i mikrokanały), rozmiar ten jest równy średnicy kanału, natomiast dla kanałów konwencjonalnych rozmiar pęcherzyka jest nawet wielokrotnie mniejszy od średnicy kanału. To kiedy nastąpi oderwanie pęcherzyka podczas przepływu realizowanego w kanale zależy przede wszystkim od napięcia powierzchniowego, naprężenia ścinającego i siły wyporu. Ten rodzaj podziału został zdefiniowany przez *Fritza* (1935) [109,60]. Wg tego kryterium minikanalami są kanały o średnicy hydraulicznej z przedziału  $0,25 \div 17,1$  mm gdy czynnikiem jest mieszanina woda – powietrze.

Odmienną definicję kanałów przedstawił *Groll* (2003) [75] stwierdzając, że minikanalem nazywa się element służący do realizacji wymiany ciepła, dla którego zastosowanie teorii

klasycznych powoduje powstawanie rozbieżności i niedokładność w opisie wymiany ciepła i przepływu. W tym wypadku wielkość graniczna dzieląca minikanaly oraz kanały konwencjonalne jest uzależniona od właściwości czynnika roboczego.

Kolejny sposób klasyfikacji zaproponował *Shah et al.* (1986). Wprowadził on i zdefiniował pojęcie wymiennika kompaktowego, jako takiego, którego wskaźnik zwartości konstrukcji wynosi  $A/V = 700 \text{ m}^2/\text{m}^3$ . Taką wielkość wskaźnika można uzyskać dla średnicy hydraulicznej  $d_h = 6 \text{ mm}$ . Dzięki temu powstała w tym miejscu granica rozdziału na minikanaly i kanały konwencjonalne [60].

*Mehendale* (2000) wprowadził bardziej szczegółowy podział wg którego [66]:

- $d > 6 \text{ mm}$  – wymienniki konwencjonalne,
- $d = 1 \div 6 \text{ mm}$  – kompaktowe wymienniki,
- $d = 100 \mu\text{m} \div 1 \text{ mm}$  – mesokanale,
- $d = 1 \div 100 \mu\text{m}$  – mikrokanale.

Jeżeli kanały nie mają przekroju kołowego, to w klasyfikacji wykorzystuje się najmniejszy wymiar przekroju poprzecznego.

Natomiast *Kandlikar* i *Grande* (2003) wprowadzili podział kanałów oparty na liczbie *Knudsen* ( $Kn$ ), która jest miarą średniej wartości drogi swobodnej cząsteczki odniesionej do wymiaru charakterystycznego. Do obliczeń porównawczych przyjęte były te wartości dla wodoru, tlenu i azotu. Tablica 2.3. zawiera poklasyfikowane w ten sposób kanały. Po pewnych poprawkach *Kandlikar* i *Grande* wprowadzili nieco później następujący podział:

- nanokanale –  $0,1 \mu\text{m} > d$ ,
- nanokanale przejściowe –  $1 \mu\text{m} > d > 0,1 \mu\text{m}$ ,
- mikrokanale przejściowe –  $10 \mu\text{m} > d > 1 \mu\text{m}$ ,
- mikrokanale –  $200 \mu\text{m} > d > 10 \mu\text{m}$ ,
- minikanale –  $3 \text{ mm} > d > 200 \mu\text{m}$ ,
- kanały konwencjonalne –  $d > 3 \text{ mm}$ .

**Tablica 2.3**

Klasyfikacja kanałów wg *Kandlikara* i *Grande'a* (2003) [60]

	Wymiar charakterystyczny kanału [ $\mu\text{m}$ ]			
	przepływ ciągły $Kn < 0,001$	Poślizgowy $0,1 > Kn > 0,001$	Przejściowy $10 > Kn > 0,1$	Ruch pojedynczych molekuł $Kn > 10$
tlen	>67	0,67 – 67	0,0067 – 0,67	<0,0067
azot	>194	1,94 – 194	0,0194 – 1,94	<0,0194
wodór	>123	1,23 – 123	0,0123 – 1,23	<0,0123

Jak widać w tym przypadku granice podziału kanałów na mini- i konwencjonalne wyznacza średnica hydrauliczna  $d_h = 3 \text{ mm}$ .



Duża rozbieżność sposobów klasyfikacji kanałów powoduje utrudnienia w ich podziale. Stąd najpopularniejszą granicą rozdziału kanałów na minikanaly i konwencjonalne jest średnica hydrauliczna  $d_h = 3$  mm. Podział taki został upowszechniony przez *Kandlikara* i jest stosowany najczęściej [60,65]. W tej pracy przyjęto podział kanałów wg *Kandlikara* i *Grande*.

### 2.5.2. OPORY PRZEPŁYWU PODCZAS SKRAPLANIA CZYNNIKÓW CHŁODNICZYCH W POJEDYNCZYM KANALE

Przepływ czynnika w pojedynczym minikanale różni się znacznie od realizowanego w kanale konwencjonalnym. Spowodowane jest to znaczącym wzrostem wpływu napięcia powierzchniowego, właściwości czynnika oraz średnicy kanału. Wpływ ten zmienia postać zachodzących zjawisk. W przeciwieństwie do kanałów konwencjonalnych opory przepływu dwufazowe w minikanalach oblicza się pomijając przyśpieszeniowy oraz hydrostatyczny spadek ciśnienia. Tak więc zdecydowany wpływ na opory przepływu wywierają tarciove opory przepływu  $(\Delta p / L)_{TPF}$ .

Do określenia składowych tarciowych oporów przepływu podawane są przez wielu autorów różne zależności. W kanałach konwencjonalnych do obliczania tych oporów stosuje się najczęściej modele homogeniczny i rozwarstwiony. Wśród modeli rozwarstwionych wyróżnić trzeba kilka procedur obliczeniowych opartych na metodzie *Lockharta-Martinello* oraz *Friedela*.

Metoda *Lockharta-Martinello* (1949) polega na obliczaniu oporów przepływu ze wzoru [142, 37, 153, 127]:

$$\left(\frac{\Delta p}{L}\right)_{TPF} = \Phi_l^2 \cdot \left(\frac{\Delta p}{L}\right)_l = \Phi_v^2 \cdot \left(\frac{\Delta p}{L}\right)_v, \quad (2.36)$$

gdzie  $\Phi_l^2$  i  $\Phi_v^2$  są to odpowiednio mnożniki dla przepływu jednofazowego cieczy i gazu, uzależnione od parametru *Lockharta-Martinello*  $\chi_{tt}$ . Sposób wyznaczania wielkości tych współczynników zaproponowali *Chisholma* i *Laida* (1958) [59,164,37]:

$$\Phi_l^2 = 1 + \frac{C}{\chi_{tt}} + \frac{1}{\chi_{tt}^2}, \quad (2.37)$$

$$\Phi_v^2 = 1 + C\chi_{tt} + \chi_{tt}^2. \quad (2.38)$$

gdzie:

$$\chi_{tt} = \left[ \frac{\left(\frac{\Delta p}{L}\right)_l}{\left(\frac{\Delta p}{L}\right)_v} \right]^{1/2}. \quad (2.39)$$

Stała  $C$  zależy od charakteru przepływu danej fazy. Dla kanałów konwencjonalnych współczynnik ten można odczytać z tablicy 2.3.

Tab.2.3

Wartości współczynnika C w zależności od rodzaju ruchu poszczególnych faz

Charakter przepływu fazy:		
gazowej	laminarny	turbulentny
ciekłej		
laminarny	5	12
turbulentny	10	20

Wartości te nie są aktualne dla kanałów o małym wymiarze średnicy hydraulicznej. W tym zakresie wielu autorów podjęto próby modyfikacji zależności do obliczeń oporów tarciovych wprowadzonej przez *Lockharta – Martinello*, a w szczególności współczynnika C. Modyfikacje tego współczynnika dla minikanatów przedstawione przez różnych autorów przedstawiono w dalszej części rozdziału.

Równie popularną metodą wyznaczania tarciovych oporów przepływu podczas skraplania w kanałach konwencjonalnych jest metoda *Friedela* [142,144,65,52,100,46], niejednokrotnie próbuje się ją zastosować do obliczeń tarciovego spadku ciśnienia w minikanatach:

$$\left(\frac{\Delta p}{L}\right)_{TPF} = \Phi_{lo}^2 \left(\frac{\Delta p}{L}\right)_{lo}, \quad (2.40)$$

gdzie  $\Phi_{lo}^2$  to mnożnik dwufazowy:

$$\Phi_{lo}^2 = E + \frac{3,24 \cdot F \cdot H}{Fr^{0,045} \cdot We^{0,035}}, \quad (2.41)$$

$$E = (1-x)^2 + x^2 \cdot \frac{\rho_l \cdot f_{vo}}{\rho_v \cdot f_{lo}}, \quad F = x^{0,78} \cdot (1-x)^{0,24}, \quad H = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,91} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0,19} \left(1 - \frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0,7}, \quad (2.42)$$

przy czym  $E$ ,  $F$  i  $H$  są współczynnikami poprawkowymi  $Fr$  jest liczbą *Frouda*, zaś  $We$  - liczbą *Webera*:

$$Fr = \frac{(w\rho)^2}{d \cdot g \cdot \rho_{TPF}^2}, \quad (2.43)$$

$$We = \frac{d \cdot (w\rho)^2}{\sigma \cdot \rho_{TPF}}, \quad (2.44)$$

gęstość  $\rho_{TPF}$  – dla mieszaniny dwufazowej, traktowanej jako homogeniczna, oblicza się ze wzoru:

$$\rho_{TPF} = \left( \frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \right)^{-1}. \quad (2.45)$$

W powyższych wzorach symbole oznaczają:  $x$  – stopień suchości,  $\mu$  – dynamiczny współczynnik lepkości,  $\rho$  – gęstość,  $(w\rho)$  – gęstość strumienia masy. Współczynniki tarcia  $f_{lo}$  i  $f_{vo}$  określa się dla jednofazowego przepływu w rurze gładkiej odpowiednio cieczy lub gazu z zależności *Baroczego* [12], w postaci:

$$f_x = 8 \cdot \left[ \left( \frac{8}{Re_x} \right)^{12} + \left\{ \left[ 2,457 \cdot \ln \left( \frac{Re_x}{7} \right)^{0,9} \right]^{16} + \left( \frac{37530}{Re_x} \right)^{16} \right\}^{-1,5} \right]^{1/12}, \quad (2.46)$$

gdzie indeks dolny  $x = vo$  stosuje się w przypadku obliczenia  $f_{vo}$  oraz  $x = lo$  w obliczeniu  $f_{lo}$ ; podobnie stosuje się oznaczenia w obliczeniach  $Re_{lo}$  i  $Re_{vo}$ .

Autor *D. Mikielwicz* [109] opracowali nieco inną metodę obliczania tarcowego spadku ciśnienia, mającą zastosowanie zarówno dla kanałów konwencjonalnych jak i minikanalów:

$$\Delta p = fR \frac{(w\rho)^2 L}{2\rho d}, \quad (2.47)$$

gdzie  $R$  jest mnożnikiem dwufazowym zależnym od modelu przepływu dwufazowego (np. *Friedela*, *Chisholma*, *Lockharta - Martinello* itp), zaś  $f$  to współczynnik oporu *Fanninga*.

Wg modelu *Lockharta - Martinello* mnożnik dwufazowy oblicza w następujący sposób:

$$R_{ML-l} = 1 + \frac{C}{\chi_{tt}} + \frac{1}{\chi_{tt}^2} \text{ dla } Re_l > 4000, \quad (2.48)$$

$$R_{ML-l} = 1 + C\chi_{tt} + \chi_{tt}^2 \text{ dla } Re_l > 4000. \quad (2.49)$$

Wg modelu *Friedela* mnożnik  $R_F$  oblicza się ze wzoru:

$$R_F = E + \frac{3,24 \cdot F \cdot H}{Fr^{0,045} We^{0,035}}. \quad (2.50)$$

Mnożnik można wyznaczyć również na podstawie modelu *Müllera - Steinhagena* i *Hecka* [109,142]:

$$R_{MS} = \frac{\left( \frac{dp}{dz} \right)_{TP}}{\left( \frac{dp}{dz} \right)_{LO}} = \left[ 1 + 2 \left( \frac{b}{a} - 1 \right) \right] (1-x)^{\frac{1}{3}} + \frac{b}{a} x^3 = \left[ 1 + 2 \left( \frac{1}{f_1} - 1 \right) \right] (1-x)^{\frac{1}{3}} + \frac{1}{f_1} x^3, \quad (2.51)$$

$$f_1 = \left( \frac{\mu_l}{\mu_v} \right) \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right), \quad (2.52)$$

$f_1$  jest funkcją przepływu turbulentnego i oblicza się ją z zależności *Blasiusa*, natomiast  $a$  i  $b$  wyrażają gradienty ciśnienia w przepływie jednofazowym odpowiednio cieczy oraz pary.

Wg modelu *Lottesa i Flinna* mnożnik dwufazowy  $R$  wyznaczamy w sposób następujący:

$$R_{L_F} = \frac{\left(\frac{dp}{dz}\right)_{TP}}{\left(\frac{dp}{dz}\right)_{LO}} = \left(\frac{1-x}{1-\varphi}\right)^2. \quad (2.53)$$

Gdzie stopień zapełnienia  $\varphi$  oblicza się z modelu homogenicznego (2.22).

Wg metody *Grönneruda* mnożnik dwufazowy oblicza się z zależności [109]:

$$R_{G_{LO}} = \frac{\left(\frac{dp}{dz}\right)_{TP}}{\left(\frac{dp}{dz}\right)_{LO}} = 1 + \left(\frac{dp}{dz}\right)_{Fr} \left[ \frac{\left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)}{\left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,25}} - 1 \right], \quad (2.54)$$

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{Fr} = f_{Fr} [x + 4(x^{1,8} - x^{10} f_{Fr}^{0,5})], \quad (2.55)$$

$$f_{Fr} = Fr_l^{0,3} + 0,0055 \left(\ln \frac{1}{Fr_l}\right)^2, \quad (2.56)$$

*Junga and Radermachera* (1989) opracowali zależność służącą do obliczenia oporów przepływu podczas skraplania czynników R12, R22, R114 i R152a, w następującej postaci:

$$\phi_{lo}^2 = 12,82 \chi_{tt}^{-1,47} (1-x)^{1,8}. \quad (2.57)$$

*Souza et al.* (1993) wykonali badania dotyczące oporów przepływu czynników R12 i R134a, dla temperatury nasycenia  $T_s = 5^\circ\text{C}$  i gęstości strumienia masy ( $w\rho$ ) = 200 ÷ 600 kg/m<sup>2</sup>s. Na podstawie wyników tych badań zaproponowano korelację uwzględniającą parametr *Locharta - Martinello*  $\chi_{tt}$  [150]:

$$\phi_{lo}^2 = (1,376 + c_1 \chi_{tt}^{-c_2}) (1-x)^{1,75}, \quad (2.58)$$

$$c_1 = \begin{cases} 4,172 + 5,480 Fr_l - 1,564 Fr_l^2 & (0 < Fr_l \leq 0,7) \\ 7,242 & (Fr_l > 0,7) \end{cases}, \quad (2.59)$$

$$c_2 = \begin{cases} 1,773 - 0,169 Fr_l & (0 < Fr_l \leq 0,7) \\ 1,655 & (Fr_l > 0,7) \end{cases}, \quad (2.60)$$

$$Fr_l = \frac{w\rho^2}{\rho_l^2 \cdot g \cdot d_h}, \quad (2.61)$$

$$\chi_{tt} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,875} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,125}, \quad (2.62)$$

gdzie  $Fr$  to liczba *Freunda*.

Jeżeli chodzi o minikanaly, to najczęściej spotyka się próbę zastosowania wzorów dla kanałów konwencjonalnych do obliczenia tarciovych oporów przepływu w minikanalach. Metoda ta daje jednak niezadawalające wyniki, dlatego powstają kolejne modyfikacje tych zależności w celu poprawy dokładności obliczeń. Najczęściej stosuje się mnożniki dwufazowe, które powiększają odpowiednio tarciove opory przepływu jednofazowego w tych sa-

mych warunkach. Najczęściej w ocenie aktualnych propozycji wyboru korelacji do obliczenia tarcowego spadku ciśnienia podczas skraplania czynników chłodniczych w minikanalach uwzględnia się następujące korelacje: *Friedela* (1979, 1980), *Chena et al.* (2001), *Cavallini'ego et al.* (2002), *Wilsona et al.* (2003) oraz *Garimelli et al.* (2005, 2006).

*Mishima i Hibiki* (1996) stworzyli korelację obliczeniową dla minikanalów bazującą na metodzie *Lockharta – Martinello*, mającą postać [112,52,100]:

$$\Phi_l^2 = 1 + \frac{C}{x_{tt}} + \frac{1}{x_{tt}^2}, \quad (2.63)$$

$$C = 21(1 - e^{-0,319d}), \quad (2.64)$$

$$\left(\frac{\Delta p}{L}\right)_{TPF} = \Phi_l^2 \left(\frac{\Delta p}{L}\right)_l. \quad (2.65)$$

Wzór (2.64) proponuje się dla kanałów o średnicy hydraulicznej poniżej 4 mm. Jego przydatność potwierdzono dla wody, mieszaniny wody i azotu oraz proekologicznego czynnika chłodniczego R134a.

Jedną z propozycji wzorów służących do określenia oporów przepływu podczas skraplania jest zależność *Chena* (2001) [43,46,37], która stanowi modyfikację korelacji *Friedela*, po wprowadzeniu mnożnika  $\Omega$ :

$$\left(\frac{\Delta p}{L}\right)_{TPF} = \left(\frac{\Delta p}{L}\right)_{\text{wg Friedel}} \cdot \Omega, \quad (2.66)$$

gdzie:

$$\Omega = \begin{cases} \frac{0,0333 \cdot \text{Re}_{lo}^{0,45}}{\text{Re}_v^{0,09} \cdot (1 + 0,4 \cdot e^{-Bo})} & \text{dla } Bo < 2,5, \\ \frac{We^{0,2}}{2,5 + 0,06Bo} & \text{dla } Bo \geq 2,5 \end{cases}, \quad (2.67)$$

gdzie  $Bo$  oznacza liczbę *Bonda*.

W pracy *Cavallini'ego et al.* (2002) [31,123] podano modyfikację korelacji *Friedela*, która jest próbą dopasowania jej dla kanałów o małych średnicach, w postaci:

$$\left(\frac{\Delta p}{L}\right)_{TPF} = \Phi_{lo}^2 \left(\frac{\Delta p}{L}\right)_{lo}, \quad (2.68)$$

gdzie:

$$\Phi_{lo}^2 = E + \frac{1,262 \cdot F \cdot H}{We^{0,1458}}, \quad F = x^{0,6978}, \quad H = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,3278} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{-1,181} \left(1 - \frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{3,477}. \quad (2.69)$$

Garimella et al. (2001) [70] zaproponowali nieco inny sposób wyznaczania tarcowego spadku ciśnienia:

$$\left(\frac{\Delta p}{L}\right)_{TPF} = \frac{1}{2} \cdot f_x \cdot \frac{(w\rho)^2 \cdot x}{\rho_v \cdot \varphi^{2,5} \cdot d_h}, \quad (2.70)$$

gdzie współczynnik tarcia:  $f_x = A \cdot x^a \cdot Re_l^b \cdot \psi^c \cdot f_l$  (2.71)

dla przepływu laminarnego  $Re_l < 2100$ ,  $A = 0,001308$ ,  $a = 0,427$ ,  $b = 0,930$ ,  $c = -0,121$ , zaś dla turbulentnego:  $Re > 3400$ ,  $A = 25,64$ ,  $a = 0,532$ ,  $b = -0,327$ ,  $c = 0,021$ . Wielkość  $\psi$  we wzorze (2.72) oblicza się w następujący sposób:

$$\psi = \frac{j_l \cdot \mu_l}{\sigma}, \quad (2.72)$$

gdzie  $j_l$  oznacza tzw. *pozorną prędkość* fazy ciekłej liczonej jako:

$$j_l = \frac{(w\rho) \cdot (1-x)}{\rho_l(1-\varphi)}, \quad (2.73)$$

natomiast  $\varphi$  jest stopniem zapełnienia określonym ze wzoru:

$$\varphi = \left[ 1 + \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,74} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,65} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,13} \right]^{-1}. \quad (2.74)$$

Liczby *Reynoldsa* opisane są natomiast wzorami, odpowiednio dla fazy ciekłej i gazowej:

$$Re_l = \frac{(w\rho) \cdot d_h \cdot (1-x)}{(1+\sqrt{\varphi})\mu_l}, \quad Re_v = \frac{(w\rho) \cdot d_h \cdot x}{\mu_v \sqrt{\varphi}}, \quad (2.75)$$

współczynniki tarcia, odpowiednio dla fazy ciekłej i parowej zdefiniowano w sposób następujący:

$$f_l = \frac{64}{Re_l}, \quad f_v = 0,316 \cdot Re_v^{-0,25}. \quad (2.76)$$

Modyfikacja korelacji *Lockharta – Martinello* pozwalająca na jej zastosowanie dla minikanatów, polega na zmianie sposobu obliczania współczynnika  $C$ . Poniżej przedstawiono prace kilku autorów dotyczące obliczania tego współczynnika dla minikanatów.

*Lee i Lee* (2001) podali sposób wyznaczania współczynnika  $C$  w zależności od charakteru przepływu faz, dla mieszaniny: woda powietrze w szczelinie o przekroju prostokątnym 0,4 x 4 mm [99,52,100]:

$$C = c_1 \cdot \lambda^{c_2} \cdot \psi^{c_3} \cdot Re_{lo}^{c_4}, \quad (2.77)$$

gdzie  $\lambda$  to współczynnik przewodzenia ciepła a  $\psi$  zmienna w poprawce:

$$\psi = \frac{\mu_l \cdot (j_l + j_g)}{\sigma}, \quad \lambda = \frac{\mu_l^2}{\rho_l \cdot \sigma_l \cdot d_h}, \quad (2.78)$$

a współczynniki  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $c_3$  oraz  $c_4$  zależą od rodzaju ruchu poszczególnych faz.

*Qu* i *Mudawar* (2003) zmodyfikowali sposób obliczania współczynnika  $C$  dla bloku składającego się z mikrokanatów o przekroju prostokątnym dla przepływu dwufazowego wody [123]:

$$C = 21 \cdot (1 - e^{-0,319d}) \cdot [0,00418 \cdot (w\rho) + 0,0613] . \quad (2.79)$$

Podobnie *Lee* i *Mudawar* (2005) uzależnili współczynnik  $C$  od liczby *Reynoldsa* i *Webera*. Zależność ta powstała dla przepływu czynnika R134a również w bloku z mikrokanatów o przekroju prostokątnym [100]:

$$C = c_1 \cdot \text{Re}_{lo}^{c_2} \cdot \text{We}_{lo}^{c_3}, \quad (2.80)$$

gdzie wielkości  $c_1$ ,  $c_2$  i  $c_3$  w zależności od charakteru ruchu faz wynoszą odpowiednio:

$$c_1 = 1,45; c_2 = 0,25; c_3 = 0,23 \quad (2.81)$$

dla przepływu laminarnego fazy ciekłej i turbulentnego fazy gazowej, oraz:

$$c_1 = 2,16; c_2 = 0,047; c_3 = 0,60 \quad (2.82)$$

dla przepływ laminarnego fazy ciekłej i laminarnego fazy gazowej.

*Hwang* i *Kim* (2006) zaproponowali zależność dla minikanatów rurowych i czynnika R134a [85]:

$$C = c_1 \cdot \text{Re}_{lo}^{c_2} \cdot \chi^{c_3} \cdot \text{Co}^{c_4}, \quad (2.83)$$

gdzie:  $c_1 = 0,227$ ,  $c_2 = 0,452$ ,  $c_3 = -0,320$ ,  $c_4 = -0,820$ .

Podobnie korelacja *Wilson'a et al.* [157,52] jest modyfikacją przedstawionej powyżej metody *Lockharta - Martinello*, która powstała po wprowadzeniu mnożnika poprawkowego:

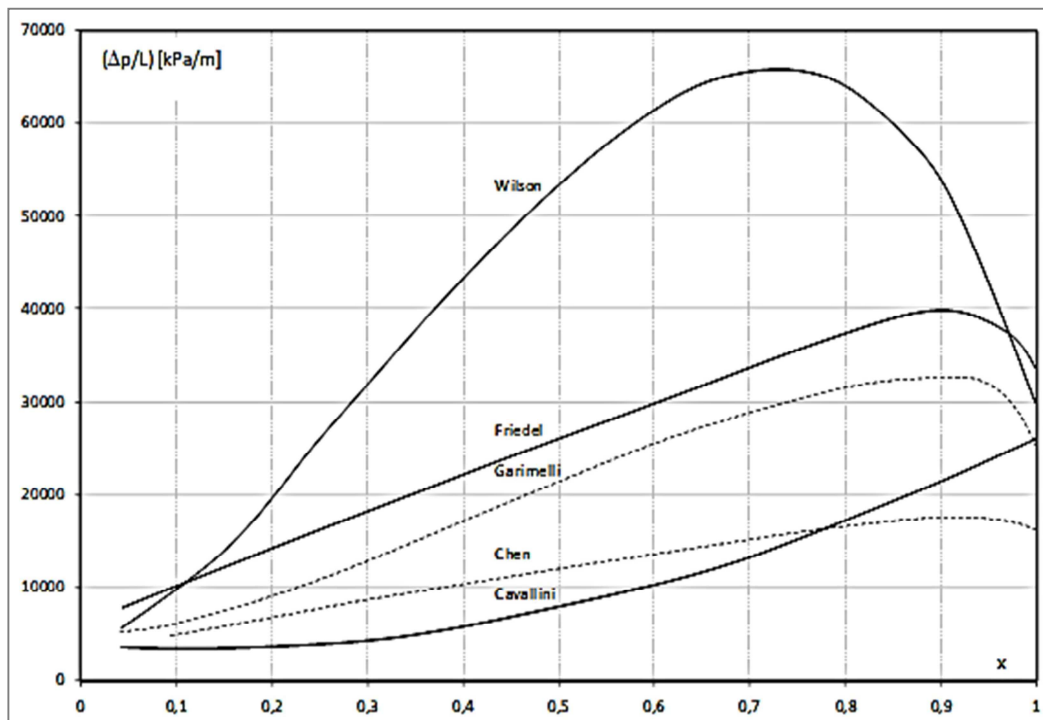
$$\Phi_{lo}^2 = 12,82 \cdot \chi_{tt}^{-1,47} (1-x)^{1,8}, \quad (2.84)$$

przy czym tarciovyy spadek ciśnienia w układzie dwufazowym oblicza się ze wzoru 2.68 a opory tarciove cieczy:

$$\left( \frac{\Delta p}{L} \right)_{lo} = \frac{f_{lo} (w\rho)^2}{2d\rho_l}. \quad (2.86)$$

Współczynnik tarcia  $f_{lo}$  należy obliczyć ze wzoru (2.46) [59].

Na rys. 2.7 przedstawiono zestawienie porównawcze wyników obliczeń tarciovego spadku ciśnienia wg zależności wyżej wymienionych autorów. Można stąd wywnioskować, że korelacja autorstwa *Wilsona*, zawyża w sposób znaczny wartość oporów, natomiast *Cavallini'ego* daje całkowicie inny trend zmiany oporów wraz ze wzrostem stopnia suchości.



Rys. 2.7. Zestawienie porównawcze zależności tarcowego spadku ciśnienia podczas przepływu od stopnia suchości  $x$  podczas skraplania czynnika chłodniczego R134a w minikanale rurowym o średnicy wewnętrznej  $d_h = 1,4$  mm,  $(w\rho) = 400$  kg/(m<sup>2</sup>·s),  $T_s = +40^\circ\text{C}$ ; dla wyników obliczeń wg zależności *Friedela*, *Chena*, *Wilsona*, *Cavallini*'ego oraz *Garimelli* [25,17,21]

Aktualnie w budowie korelacji obliczeniowych dotyczących oporów przepływu w minikanalach rurowych coraz lepiej ujmuje się wpływ właściwości czynnika jak i rozmiaru średnicy kanału. Wraz ze spadkiem wymiaru średnicy kanału wzrasta nie tylko wpływ takich właściwości czynnika jak lepkość  $\mu$  czy gęstość  $\rho$ , ale przede wszystkim rośnie w sposób znaczący wpływ napięcia powierzchniowego  $\sigma$ . Wpływ tej ostatniej właściwości w kanałach konwencjonalnych był zanedbywalnie mały, w minikanalach wpływ ten jest na tyle duży, że nie można go pominąć. Dodatkowo, jak można wnioskować z przedstawionych zależności, tarcowe opory przepływu zależą od stopnia suchości  $x$ , gęstości strumienia masy  $(w\rho)$  a przede wszystkim od średnicy hydraulicznej  $d_h$ . Bardzo istotnym parametrem jest ponadto ciśnienie zredukowane  $p_r$  będące wartością bezwymiarową. Jest to stosunek ciśnienia nasycenia  $p_s$  do ciśnienia krytycznego  $p_k$ :

$$p_r = \frac{p_s}{p_k} \quad (2.87)$$

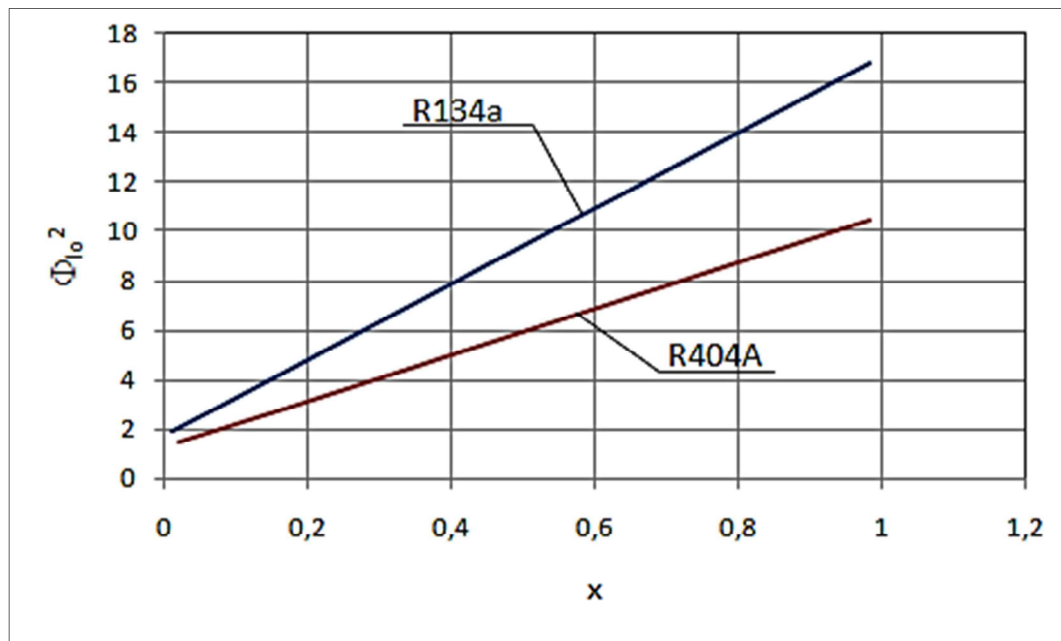
Korelacja *Zhanga* i *Webba* [164,33] do obliczenia tarcowych oporów przepływu, uwzględnia w mnożniku dwufazowym wartość ciśnienia zredukowanego :

$$\Phi_{lo}^2 = (1-x)^2 + 2,87 \cdot x^2 \cdot p_r^{-1} + 1,68 \cdot x^{0,8} \cdot (1-x)^{0,25} \cdot p_r^{-1,64} \quad (2.88)$$

Wzór ten sprawdzony był dla kanałów o średnicy  $d_h = 1 \div 7$  mm, dla ciśnienia zredukowanego  $p_r > 0,2$ . Na rys 2.8 przedstawiono zależność mnożnika dwufazowego  $\Phi_{lo}^2 = f(x)$  dla czynników chłodniczych R134a oraz R404A. Widać tu dużą rozbieżność między wartościami współ-



czynników dla tych czynników  $\Phi_{lo}^2$ , co wynika z dużej różnicy wartości ciśnienia zredukowanego.



Rys. 2.8. Zależność współczynnika poprawkowego oporu dwufazowego od stopnia suchości  $x$  ( $\Phi_{lo}^2 = f(x)$ ) dla czynników chłodniczych R404A i R134a według propozycji *Zhanga i Webba* [33] – wzór (2.87)

Dotychczas opracowano wiele korelacji obliczeniowych dla oporów przepływu podczas skraplania. Należą do nich również: zależność *Kawahary et al* (2002)

$$\phi_l^2 = 1 + \frac{C}{\chi_{tt}} + \frac{1}{\chi_{tt}^2}, \quad (2.89)$$

$$\chi_{tt} = \frac{\left(\frac{dp}{dz}\right)_l}{\left(\frac{dp}{dz}\right)_v}, \quad (2.90)$$

$$C = 0,24, \quad (2.91)$$

oraz *Tran et al.* (2000) [96,52,153]

$$\phi_{lo}^2 = 1 + (C \cdot \Gamma^2 - 1) [N_{conf} x^{0,875} (1 - x)^{0,875} + x^{1,75}] \quad , \quad (2.92)$$

$$\Gamma^2 = \frac{\left(\frac{dp}{dz}\right)_{vo}}{\left(\frac{dp}{dz}\right)_{lo}}, \quad (2.93)$$

$$N_{conf} = \frac{\left[ \frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{0,5}}{d_h}, \quad (2.94)$$

gdzie:  $N_{conf}$  - liczba ograniczająca,  $C$  – stała równa 4,3;  $\Gamma$  - współczynnik poprawkowy.

*D. Mikielwicz* (2009) [109] przedstawił modyfikację zależności do obliczania oporów przepływu podczas skraplania czynników chłodniczych w kanałach konwencjonalnych autorstwa *J. Mikielwicza* (1972). Zmiana dotyczyła mnożnika dwufazowego  $R$ . Autor zaproponował obliczanie tego mnożnika dla minikanatów wg modelu *Trana* (2.91) oraz *Zhanga i Webba* (2.87).

Mnożnik  $R$  wg modelu *Trana* oblicza się w następujący sposób:

$$R = 1 + (C \cdot Y^2 - 1)[Con \cdot x^{0,875}(x - 1)^{0,875} + x^{1,75}], \quad (2.95)$$

gdzie  $Con$  - liczba ograniczająca,  $C$  - stała równa 4,3;  $Y^2$  - współczynnik obliczany z zależności:

$$Y^2 = \frac{\left(\frac{\Delta p}{L}\right)_{vo}}{\left(\frac{\Delta p}{L}\right)_{lo}}. \quad (2.96)$$

Natomiast wg modelu *Zhanga i Webba* mnożnik dwufazowy przedstawia się w następujący sposób:

$$R_{ZW} = (1 - x)^2 + 2,87 \cdot x^2 \cdot \left(\frac{p}{p_k}\right)^{-1} + 1,68 \cdot (1 - x)^{0,25} \cdot \left(\frac{p}{p_k}\right)^{-1,64}, \quad (2.97)$$

gdzie  $p_k$  jest ciśnieniem krytycznym.

Opory przepływu w kanałach o małych średnicach były badane przez wielu autorów, w różnych warunkach i dla różnych przypadków. Tablica 2.4 przedstawia przykładowe badania eksperymentalnych kilku autorów, dotyczące przepływu w minikanalach [66].

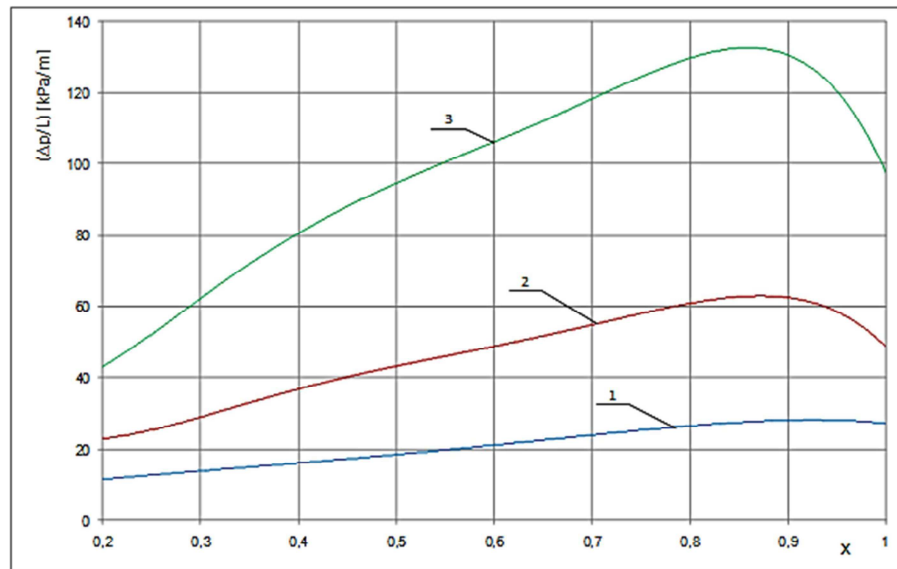
Tablica 2.4

Analiza wybranych badań eksperymentalnych dotyczących skraplania w minikanalach [66]

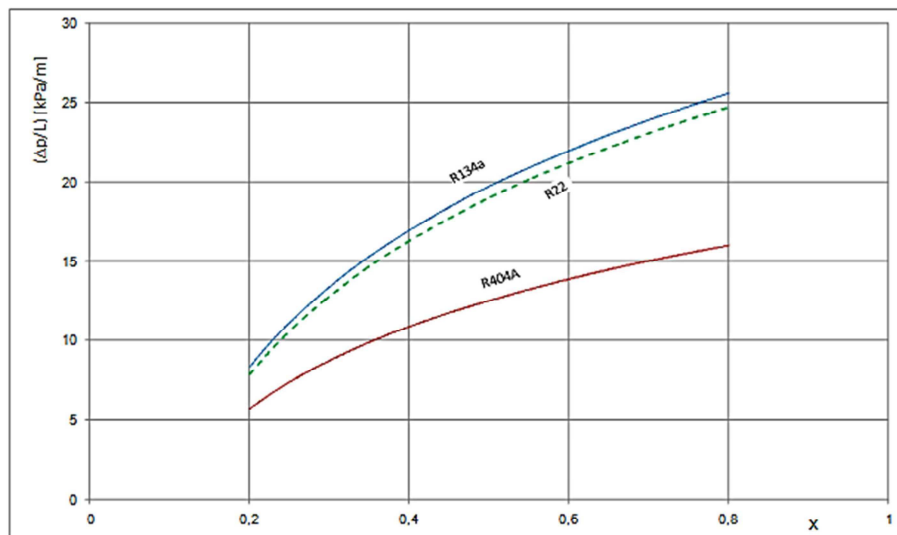
Badacze	rok	czynnik	geometria	średnica [mm]	Ciśnienie, temperatura nasycenia	Gęstość strumienia masy [kg/m <sup>2</sup> s]
Yang and Webb [162]	1996	R12	Multiport prostokątny, również ożebrowany	3	-	400-1400
Webb et al. [155]	1998	R134a	Okrągła i multiport prostokątny	3,25;2,13	ts=40, 65°C	200-1000
Yan and Lin [161]	1999	R134a	okrągła	2	ts=25,30,40,50°C	100-200
Kim et al. [92]	2000	R22	Multiport prostokątny, również ożebrowany	1,41;1,56	ts=45°C	200-699
Webb and Ermis [154]	2001	R134a	Multiport prostokątny, również ożebrowany	0,44-1,56	ts=65°C	300-1000
Garimella and Bandhauer [71]	2001	R134a	Multiport prostokątny	0,4-4,91	-	150-750
Wang et al. [152]	2002	R134a	Multiport prostokątny	1,46	ts=45-66°C	75-750
Baird et al. [11]	2003	R123, R11	okrągła	0,92;1,95	ps=120-410kPa	70-600
Kim et al. [91]	2003	R134a	okrągła	0,691	ts=40°C	100,200,400,600
Kim et al. [93]	2003	R22, R410A	Multiport prostokątny, również ożebrowany	1,41;1,56	ts=45°C	200-600
Koyama et al. [94]	2003	R134a	Multiport prostokątny, również ożebrowany	1,062;0,807	ps=1,7MPa	100-700
Koyama et al. [96]	2003	R134a	Multiport prostokątny,	0,8;1,11	ps=1,7MPa	100-700
Cavallini et al. [36]	2005	R236ae, R134a, R410A	Multiport prostokątny,	1,4	ts=40°C pr=0,1-0,5	200-1000
Bandhauer et al. [9]	2006	R134a	Multiport okrągły	0,506-1,524	-	150-750
Cavallini et al. [29]	2008	R134a, R32	okrągła	0,96	ts=40°C	200, 400, 600
Matkovic et al. [107]	2008	R32	okrągła	0,96	ts=40, 19-29°C	100-1200

Większość dotychczasowych badań dotyczących tarciovych oporów przepływu w minikanalach wykonywana była dla czynnika R134a. Autorzy Sun i Mishima (2009) [136] korzystali z danych około 2092 wyników badań eksperymentalnych różnych autorów dotyczących takich czynników jak: powietrze, H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, R134a, R404A, R410A, R407C, R507, R22, R123 oraz R245fa. Wzięto pod uwagę kanały o średnicy hydraulicznej  $d_h = 0,506 \div 12$  mm oraz gęstości strumienia masy ( $w_p$ ) = 50 ÷ 2000 kg/(m<sup>2</sup>·s). Autorzy zwrócili uwagę na korela-

cje *Mishimy i Hibiki* (1996) [112], *Trana et al.* (2000) [146], *Lee i Lee* (2001) [99], *Zhanga i Webba* (2001) [164] oraz *Zhanga i Mishimy* (2006) [66]. Rys. 2.9 ilustruje porównanie eksperymentalnych charakterystyk oporów przepływu  $(\Delta p/L) = f(x)$  podczas skraplania czynników chłodniczych R236ea, R134a oraz R410A w minikanale rurowym o średnicy hydraulicznej  $d_h = 1,4$  mm [33]. Na rys. 2.10 przedstawiono zależność oporów przepływu  $(\Delta p/L)$  od stopnia suchości  $x$  podczas skraplania czynników chłodniczych R404A, R134a i R22 w minikanale o średnicy hydraulicznej  $d_h = 3,25$  mm [66].



Rys. 2.9. Eksperymentalna zależność spadku ciśnienia od stopnia suchości  $(\Delta p/L) = f(x)$  podczas skraplania czynników chłodniczych w minikanale rurowym o średnicy hydraulicznej  $d_h = 1,4$  mm dla gęstości strumienia masy  $(w\rho) = 600$  kg/(m<sup>2</sup>·s) [33]; 1 – R410A, 2 – R134a, 3 – R236ea



Rys. 2.10. Eksperymentalna zależność oporów przepływu  $(\Delta p/L)$  od stopnia suchości  $x$  podczas skraplania czynników chłodniczych w minikanale rurowym o średnicy hydraulicznej  $d_h = 3,25$  mm dla gęstości strumienia masy  $(w\rho) = 600$  kg/(m<sup>2</sup>·s) [66]; czynnik R134a -  $T_s = 40^\circ\text{C}$ , czynnik R22 -  $T_s = 28^\circ\text{C}$ , czynnik R404A -  $T_s = 25^\circ\text{C}$

W pracy [88] autorstwa *Kandlikara et al.* dokonano analizy wyników na podstawie 12 różnych korelacji dla czynnika R134a. Wynika z niej, że nie zaleca się definitywnie stosowania korelacji *Wanga (1997) i Chena (2001)*, oraz odradza się stosowanie zależności *Lee i Lee* oraz *Souza et al.* z powodu zawyżania wyników obliczeń w całym stosowanym zakresie. Autorzy polecają natomiast korelacje *Cavalliniego i Garimelli*, głównie dla czynników średniociśnieniowych. Jeżeli chodzi natomiast o czynnik R404A, należący do grupy czynników wysokociśnieniowych, których opory przepływu kształtują się inaczej, niż w przypadku czynników średnio i niskociśnieniowych, najczęściej porównuje się wyniki eksperymentalne z korelacjami zalecanymi dla kanałów konwencjonalnych (w tym głównie *Friedel, Chen*) oraz dla minikanatów (*Cavallini et al., Garimella* oraz *Webb i Zhang*).

Podsumowując należy stwierdzić, że korelacje *Friedela (2.32÷2.37)*, *Chisholma (2.50÷2.52)* oraz *Lockharta – Martinello (2.49)* są najczęściej polecane dla kanałów konwencjonalnych, natomiast zależności dla kanałów o małych średnicach powstały przez ich przekształcenia i dodawanie nowych członów, zawierających wielkości opisujące skraplanie w minikanatach. Korelacji obliczeniowych dla oporów przepływu podczas skraplania w minikanatach jest bardzo dużo, ale każda z nich nadaje się do stosowania tylko w określonych warunkach. To znaczy, że korelacje te mogą być stosowane tylko dla określonych czynników chłodniczych i tylko w określonym zakresie parametrów. Powstawanie coraz to nowszych czynników o właściwościach różniących się od poprzednich powoduje potrzebę ciągłego prowadzenia badań w tym zakresie.

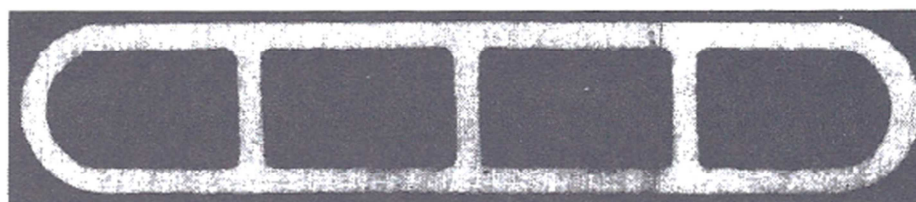
### 2.5.3. OPORY PRZEPŁYWU PODCZAS SKRAPLANIA CZYNNIKÓW CHŁODNICZYCH W MULTIPORTACH

Wymienniki kompaktowe (multiporty) są zminiaturyzowanym odpowiednikiem konwencjonalnych wymienników ciepła. Zbudowane są z wiązek kanałów o małej średnicy (mini – lub mikrokanałów), co pozwala na redukcję kosztów takiego wymiennika, oraz minimalizację zużycia materiału. Ponadto ograniczana jest do minimum ilość czynnika chłodniczego w obiegu. Zmniejszenie ilości czynnika chłodniczego jest związane z aspektami proekologicznymi, gdyż w razie wycieku do środowiska wskutek rozszczelnienia instalacji dostanie się relatywnie mała ilość czynnika. Wykorzystanie minikanatów do budowy skraplaczy powoduje zwiększenie intensywności wymiany ciepła w stosunku do powierzchni wymiennika. Zastosowanie zjawiska przemiany fazowej jakim jest skraplanie powoduje dodatkowo intensyfikację wymiany ciepła. Zmniejszenie wymiarów skraplacza powoduje również wzrost oporów przepływu i zmianę mechanizmu przepływu. Miniaturowe skraplacze mogą być wykonane z szeregu kanałów o zróżnicowanej geometrii przekroju. Na rys. 2.11. przedstawiono najczęściej spotykane w literaturze kształty przekroju kanałów stosowanych w budowie kanałów pojedynczych i multiportów: kwadrat, prostokąt, okrąg, trójkąt oraz trapez.

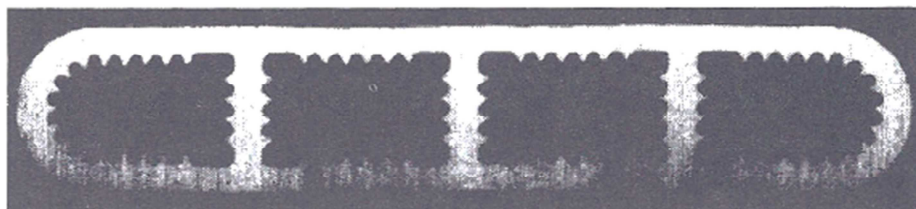


Rys. 2.11. Najczęściej stosowane kształty przekroju mikro – i minikanalów w skraplaczach kompaktowych

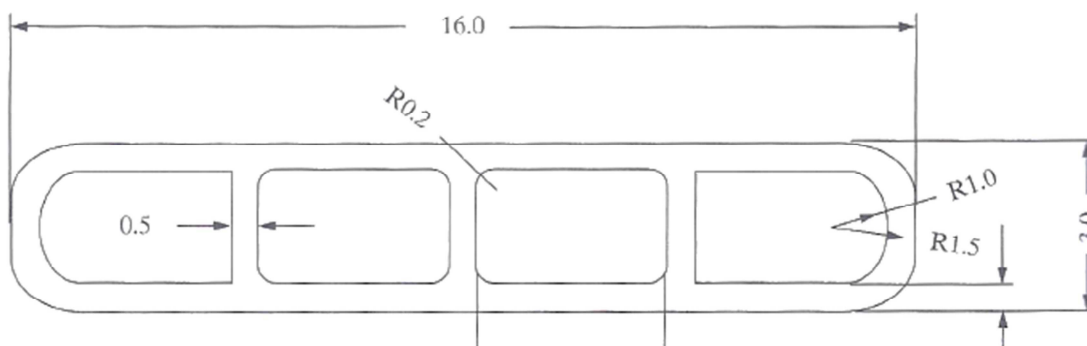
Minikanaly w kompaktowych wymiennikach układane są zazwyczaj równoległe (w postaci tzw. multiportów). Mogą być wykonane z kanałów wtopionych w bryłę, wyciętych lub wytrawionych w płycie. Minikanaly ułożone są obok siebie i zasilane równoległe, połączone jedynie kolektorem wlotowym i wylotowym [120]. Duże znaczenie ma sposób doprowadzenia czynnika chłodniczego. Pojawia się tu bowiem problem dotyczący równomiernego rozprowadzenia czynnika. Współczesne kompaktowe wymienniki produkowane są na skale przemysłową. Istnieje wiele rozwiązań dotyczących geometrii takich kanałów. Na rysunkach 2.12 ÷ 2.17 pokazano kilka przykładowych geometrii kompaktowych wymienników ciepła przebadanych przez różnych autorów.



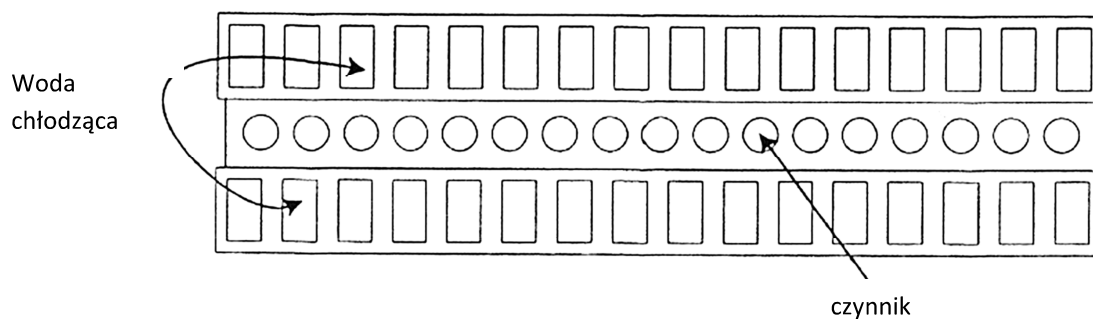
gładki multiport



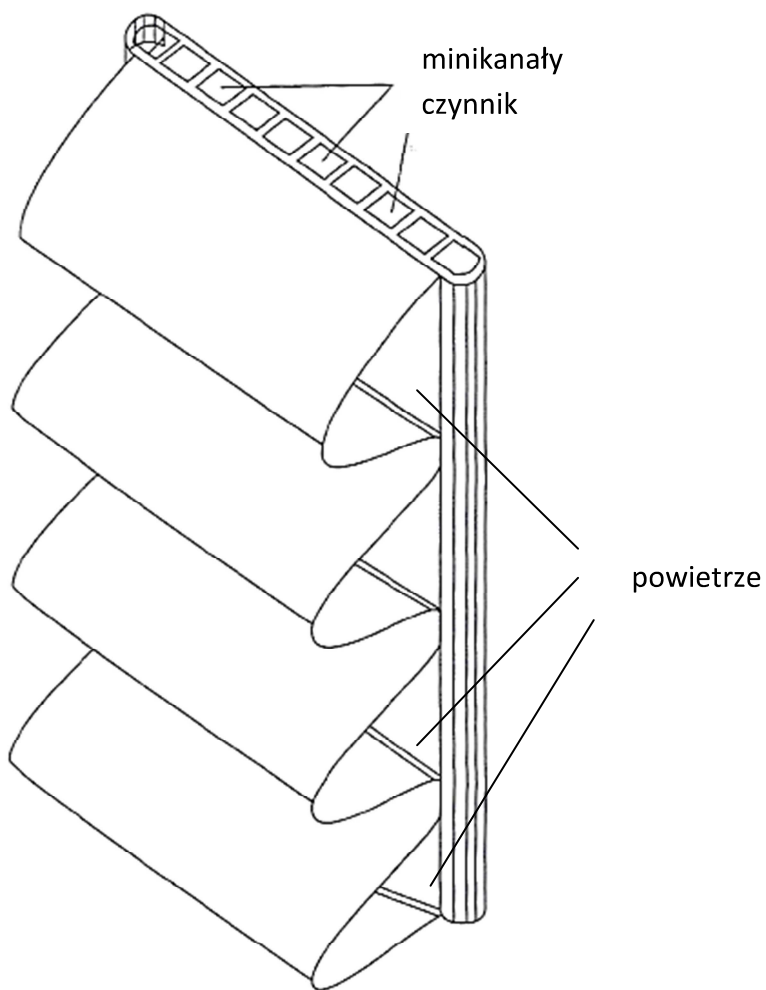
multiport mikro - ożebrowany



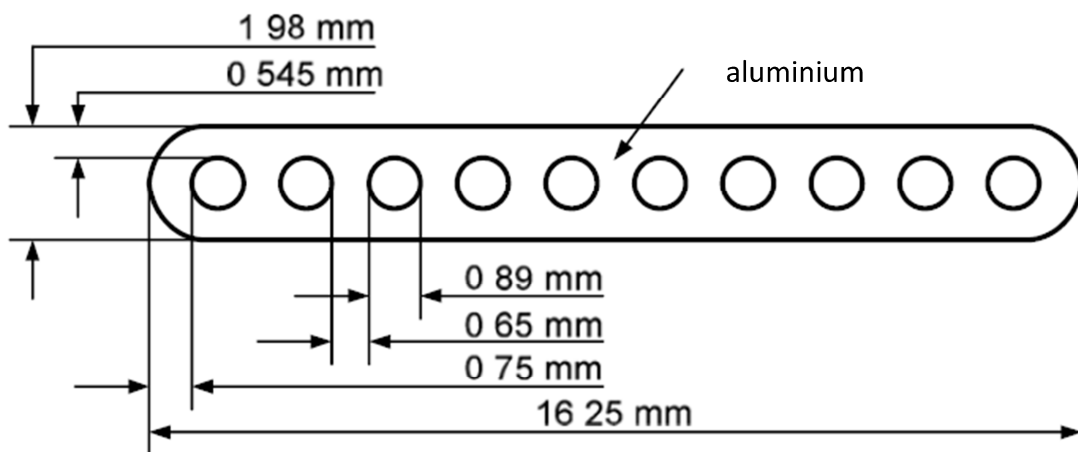
Rys. 2.12. Przekroje multiportów badanych przez *Yanga* i *Webba* (1996) [162,72] – wymiary w mm



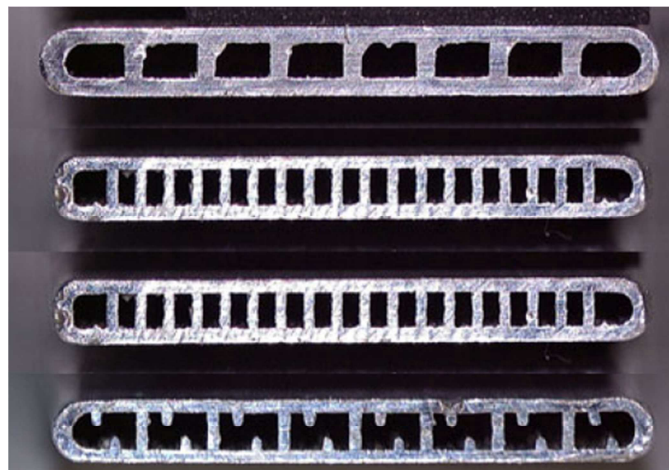
Rys. 2.13. Przekrój odcinka pomiarowego multiportu [69]



Rys. 2.14. Multiport badany przez *Wanga et al.* (2002) [152,72]

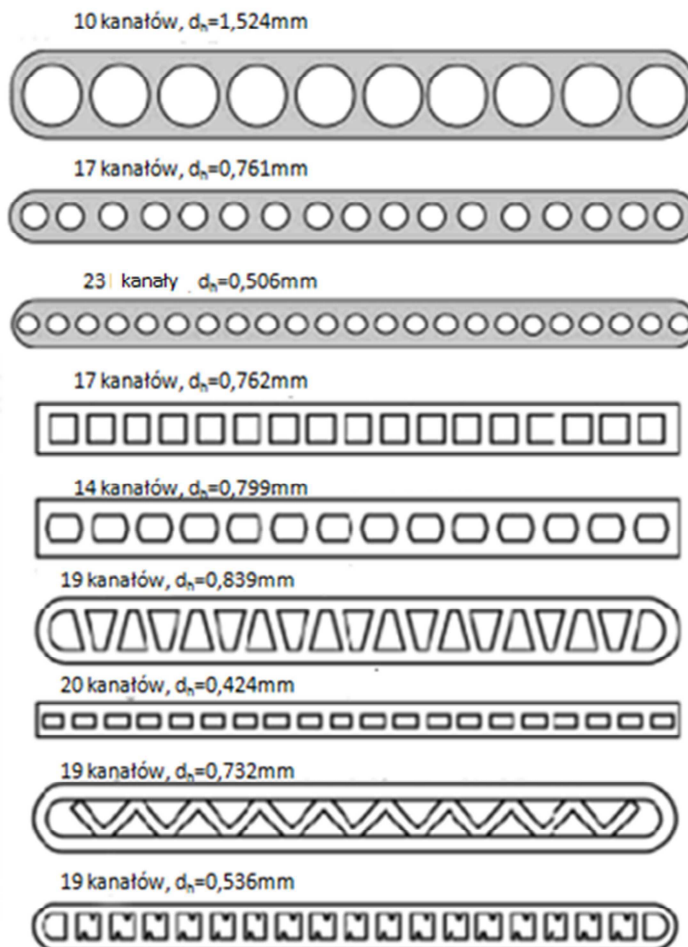


Rys. 2.15. Przekrój poprzeczny skraplacza użytego w badaniach *Parka i Hrnjaka* (2009) [119]



Rys. 2.16. Aluminiowe multiporty badane przez *Koyame et al.* (2003) [94,95,144]





Rys.2.17. Multiporty w skraplaczach testowanych przez *Garimellę et al.* (2006,2007) [4,1,144,2]

W ostatnich latach nastąpił znaczący wzrost liczby opublikowanych prac dotyczących oporów przepływu w skraplaczach kompaktowych zbudowanych z mini- lub mikrokanałów, zasilanych równolegle. Mechanizm skraplania w multiportach wiąże się z takimi problemami jak nierównomierność zasilania poszczególnych kanałów oraz niestabilności podczas przepływu dwufazowego itp. Stosowanie multiportów pozwala na ograniczenie trudności związanych z prowadzeniem badań eksperymentalnych przy małych gęstościach strumienia masy i ciepła (poniżej  $w\rho = 70 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ). W takich warunkach w pojedynczym minikanale trudne jest utrzymanie kontroli nad warunkami przepływu, co może spowodować wzrost wartości błędów pomiarowych. W miniaturowych skraplaczach istnieje możliwość eliminacji tych utrudnień. Jedną z wad takich skraplaczy (również parowników) jest brak możliwości określenia wartości lokalnych, zarówno oporów przepływu jak i współczynnika przejmowania ciepła. Możliwe jest jedynie określenie wartości średnich tych wielkości.

Poniżej przedstawiono analizę danych literaturowych dotyczącą badania skraplania czynników chłodniczych w multiportach.

Wycofanie używanych dotychczas freonów spowodowało potrzebę znalezienia substytutów. Czynniki zastępujące wycofane freony mają właściwości cieplne nie tak zadawala-

jące jak czynniki wycofane. Aby zintensyfikować wymianę ciepła zaczęto modyfikować konstrukcję skraplaczy poprzez np. mikroożebrowanie. Najczęściej mikroożebrowanie wykonuje się poprzez wycinanie rowków na powierzchni ścianki kanału.

Autorzy *Schlager et al.* (1989, 1990) [128, 129] w swojej pracy zastosowali trzy mikroożebrowane rurki o średnicy zewnętrznej 9,52 mm, wewnątrz których skraplaniu ulegał czynnik chłodniczy R22. W zależności od zastosowanego rodzaju ożebrowania stwierdzono wzrost współczynnika przejmowania ciepła o około 40 do 80 %, a co za tym idzie wzrosły również opory przepływu odpowiednio o 10 do 20%. *Eckels i Pate* (1991) [61,62] opublikowali wyniki badań, w których wykorzystali kanały o przekroju kołowym i średnicy zewnętrznej 9,52 mm. Kanały te posiadały mikroożebrowanie wewnętrzne wykonane pod kątem  $17^\circ$  do osi kanału, przy liczbie żeber  $n = 60$  i wysokości żebra 0,2 mm. Zabieg ten spowodował wzrost powierzchni wymiany ciepła o około 50%. Współczynnik przejmowania ciepła dla czynnika R134a wzrósł  $1,8 \div 2,5$  razy. Wzrost oporów przepływu był jednak znacznie mniejszy. Stwierdzono również, że na wzrost intensyfikacji wymiany ciepła i oporów przepływu wpływa zmiana temperatury nasycenia  $T_s$ , której wzrost powoduje zmniejszenie intensywności wymiany ciepła ale i oporów przepływu. Kilka lat później kolejne badania na pęczku kanałów zostały opisane w pracy *Heun'a* (1995) [80]. Autor przedstawił wyniki badań skraplania w układzie zbudowanym z kilku kanałów o przekroju kołowym, prostokątnym oraz trójkątnym i średnicy hydraulicznej w zakresie  $0,6 \text{ mm} < d_h < 1,5 \text{ mm}$ . Autorzy *Chamra i Webb* (1996) [38] przedstawili wyniki badań eksperymentalnych skraplania czynnika chłodniczego R22 w kanale rurowym z mikroożebrowaniem. W tym wypadku ożebrowanie kanału spowodowało wzrost współczynnika przejmowania ciepła o około 27%, natomiast opory przepływu wzrosły o około 6%. Istotne znaczenie mają również badania wykonane przez *Kima* (1996) [91]. Przedstawił on wyniki eksperymentu dotyczącego skraplania czynników chłodniczych R12 i R134a. Badania wykonano na skraplaczach z aluminiowych kanałów o przekroju prostokątnym o wymiarach: 16 mm szerokości, 1,7 mm wysokości. Badania obejmowały swoim zakresem średnice hydrauliczne z przedziału  $d_h = 0,717 \div 1,171 \text{ mm}$ . Za pomocą specjalnej przegrody odcinek pomiarowy podzielony został na 8 do 23 równolegle zasilanych minikanałów. Stwierdzono, że ilość wymienianego ciepła oraz opory przepływu podczas skraplania wzrastają ze wzrostem liczby kanałów. *Liu* (1997) [102] przedstawił porównanie wyników badań procesu skraplania czynników chłodniczych R22 i R134a w rurce o średnicy zewnętrznej 9.5 mm z wewnętrznym ożebrowaniem wzdłużnym. W tym przypadku wzrost współczynnika przejmowania ciepła wynosił  $8 \div 18\%$  (bardziej dla czynnika R134a, niż dla R22). Autor określił wpływ gęstości mikroożebrowania na efektywność procesu przejmowania ciepła. Badania z wykorzystaniem czynnika R134a w układzie wielokanałowym prowadzili *Web i Ermis* (2001) [154]. Skraplanie odbywało się w wyłobionych w aluminium kanałach o przekroju prostokątnym i średnicach hydraulicznych  $d_h = 0,44; 0,611; 1,33$  i  $1,564 \text{ mm}$ .

*Koyama et al.* (2003) [94,95] przeprowadził badania z udziałem czynnika R134a w układzie wielokanałowym powstałym z aluminiowych minikanałów o przekroju prostokątnym i średnicy hydraulicznej ok.  $d_h = 1 \text{ mm}$ . Badania dotyczyły kilku układów: 8-kanałów o średnicy hydraulicznej  $d_h = 1,062 \text{ mm}$ , 19-kanałów o średnicy hydraulicznej  $d_h = 0,889 \text{ mm}$

oraz 8-kanałów z mikroożebrowaniem. Skraplanie badano przy następujących parametrach: ciśnienie zasilania 1,7 MPa, gęstość strumienia masy  $100 \div 700 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$ , stopień suchości pary  $x = 0 \div 1$ . W przypadku prostych minikanatów wyniki pomiarów eksperymentalnych dotyczących oporów przepływu podczas skraplania czynnika chłodniczego dobrze opisywała korelacja *Friedela*. Na rys 2.16 pokazano widok badanych przez *Koyame et al.* (2003) [94,95] miniskraplaczy.

*Cavallini et al.* (2003÷2005) [35,32,36] przeprowadzili analizę skraplania czynników chłodniczych R236ea, R134a i R410A w multiportach zbudowanych z mini kanałów. Kanały te miały średnicę hydrauliczną  $d_h = 1,4 \text{ mm}$  i były wytłoczone w aluminium. Badania przeprowadzono dla następujących parametrów przepływu: stopień suchości pary  $x = 0,25; 0,5; 0,75$ , gęstość strumienia masy  $(w\rho) = 200 \div 1400 \text{ kg}/\text{m}^2\text{s}$ , temperatura nasycenia  $T_s = 40^\circ\text{C}$  (odpowiednio ciśnienie nasycenia  $p_s$  i zredukowane  $p_r$  dla poszczególnych czynników R134a  $p_s = 1,02 \text{ MPa}$   $p_r = 0,25$ , R236ea  $p_s = 0,338 \text{ MPa}$   $p_r = 0,096$ , R410A  $p_s = 2,43 \text{ MPa}$   $p_r = 0,49$ ). Z badań tych otrzymano następujące wartości oporów przepływu: R134a  $(\Delta p/L)_{TPF} = 53 \text{ kPa}/\text{m}$ , R410A  $(\Delta p/L)_{TPF} = 19,5 \text{ kPa}/\text{m}$ , R236ea  $(\Delta p/L)_{TPF} = 123,6 \text{ kPa}/\text{m}$  przy parametrach  $(w\rho) = 600 \text{ kg}/\text{m}^2\text{s}$  i  $x=0,5$ . Najwyższe wartości oporu przepływu uzyskano dla czynnika niskociśnieniowego R236ea, natomiast najniższe dla czynnika wysokociśnieniowego R410A. Autorzy zaproponowali korelacje empiryczne dla procesu skraplania, które najlepiej opisują wyniki ich badań. Dla czynnika R236ea największą zgodność wykazała korelacja *Müllera-Steinhagena* i *Hecka* (2.85), z wynikami dla R410A najlepiej korespondowała korelacja *Webba i Zhanga* (2.71), natomiast wyniki skraplania czynnika R134a najlepiej opisuje zależność *Friedela* (2.32÷37) (w zakresie przedstawionym powyżej). *Han and Lee* (2005) [78] przeprowadzili badania na 4 mikroożebrowanych kanałach z 3 czynnikami chłodniczymi R134a, R22 i R410A. Do badań wykorzystano 4 sekcje testowe o średnicach wewnętrznych  $d = 8,92; 6,46; 5,1$  i  $4 \text{ mm}$  i długości  $1000 \text{ mm}$ . Sekcje chłodzone były wodą, a różnica temperatury pomiędzy wodą a czynnikiem utrzymywana była na poziomie  $15^\circ\text{C}$ . Wyniki badań porównano z obliczeniami wg korelacji *Müllera – Steinhagena* i *Hecka*. *Garimella et al.* (2006, 2007) [1,4] prowadzili badania na skraplaczach o różnorodnej geometrii przekroju kanałów. Na rys. 2.17. przedstawiono sekcje testowe badane przez autorów. Badania przeprowadzono na czynniku R134a dla temperatury nasycenia  $T_s = 55^\circ\text{C}$ .

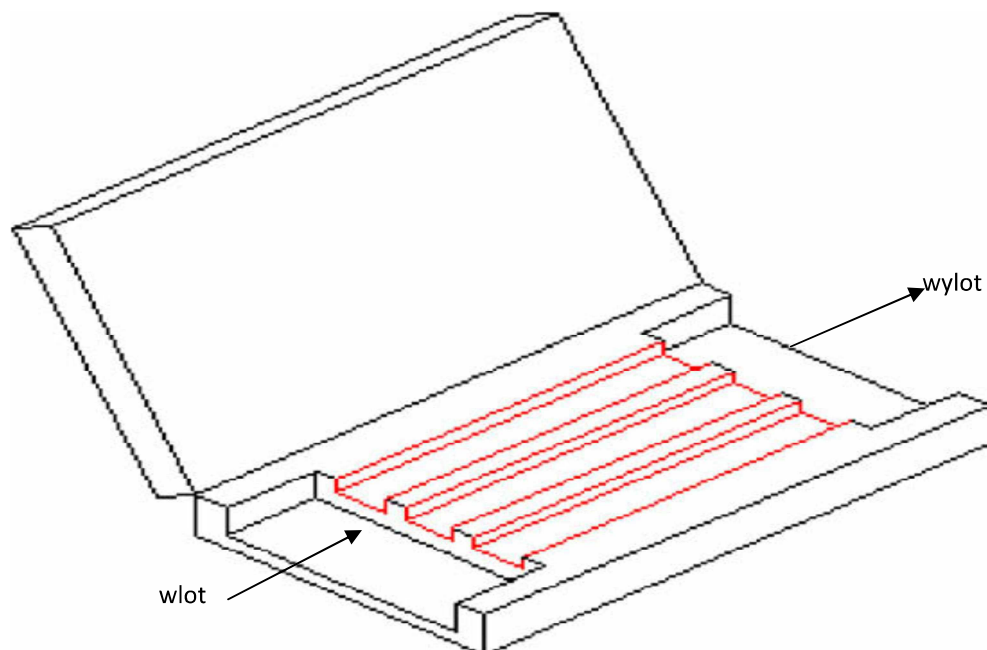
*Zhang et al.* (2008) [165] opisali zjawisko cyklicznego powstawania pęcherzyków i występowanie uporządkowanego ciągu pęcherzyków powstających podczas skraplania pary wodnej nasyconej w pojedynczym mikrokanale. Autorzy badali wpływ prędkości chłodzenia (*cooling rate*) czynnika i gęstości strumienia masy  $(w\rho)$  na częstotliwość powstawania pęcherzyków pary. Stwierdzili, iż te dwie wielkości plus ciśnienie wlotowe pozwalają na sterownię intensywnością powstawania pęcherzyków. W pracy *Zhang et al.* (2008) [167] wiedzę tę wykorzystali podczas badania skraplania w multiportcie (przez autorów zwanego chipem) zbudowanego z 3 kanałów o przekroju prostokątnym. Autorzy wyrzyli w płycie silikonowej o grubości  $400 \mu\text{m}$ , 3 płytkie kanały prostokątne o wymiarach  $30 \times 800 \mu\text{m}$  i długości  $5000 \mu\text{m}$ . Mikrokanaly rozdzielone były ścianką o grubości  $50 \mu\text{m}$ . Od góry „chip” przykryty był płytą ze szkła 7740 Pyrex. Na rysunku 2.18 przedstawiono schemat „chipu” wykonanego przez *Zhan-*

*ga et al.* Badania tak jak poprzednio dotyczyły skraplania pary wodnej przy parametrach przepływu: ciśnienie wlotowe  $12,3 \div 215,36$  kPa, temperatura wlotowa  $105,6 \div 122,6$  °C, gęstość strumienia masy  $109,14 \div 228,58$  kg/m<sup>2</sup>s. Przeprowadzono wizualizację przepływu i stwierdzono istnienie pozornie stabilnego, podłużnego pęcherza, od którego odrywają się małe pęcherzyki parowe. Autorzy stwierdzili, że wysoka prędkość chłodzenia pary czynnika powoduje powstawanie dużej ilości takich pęcherzyków. Ponadto stwierdzono wystąpienie przepływu pierścieniowego w przypadku gdy ciśnienie wlotowe jest wyższe od ciśnienia nasycenia. Powstawanie tych małych pęcherzyków autorzy tłumaczą siłami bezwładności i napięciem powierzchniowym na czole podłużnego pęcherza pary wodnej. Wielkością opisującą częstość oddzielania pęcherzyków jest liczba *Webera* zdefiniowana wzorem:

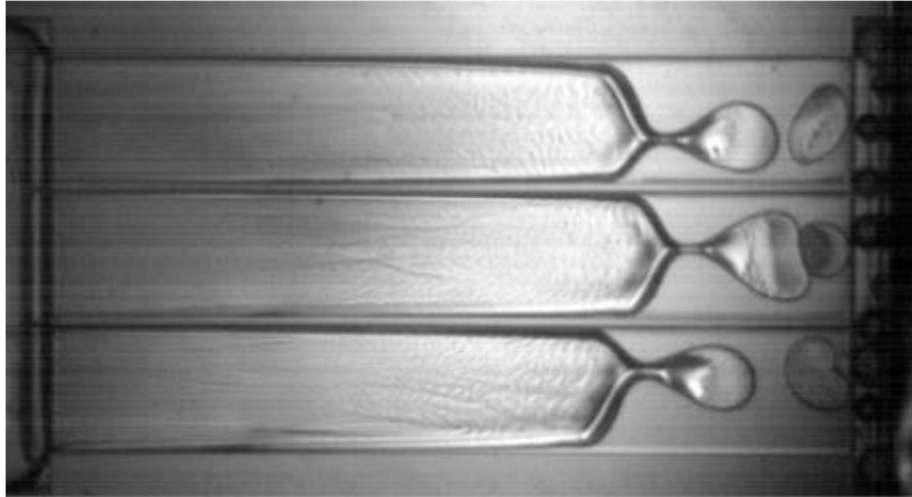
$$We = \frac{\rho_v \cdot u^2 \cdot d_h}{\sigma}, \quad (2.98)$$

gdzie  $u$  to lokalna prędkość fazy gazowej.

Przy wzroście liczby *Webera* generowana jest największa liczba pęcherzy. Na rysunku 2.19 przedstawiono fragment wizualizacji odrywania się pęcherzyków. W przeprowadzonych przez *Zhanga et al.* badaniach stwierdzono, że liczba  $We$  jest najwyższa w środkowym mikrokanale i tam powstaje najwięcej pęcherzyków gazu. Ponadto tworzące się w kanale środkowym pęcherze poruszają się wzdłuż osi symetrii kanału. Natomiast w kanałach skrajnych pęcherze są ściągane ku ścianie oddzielającej je od kanału środkowego. Jest to efekt *Marangoni'ego*. Wyższa temperatura w kanale środkowym powoduje nierównomierność powstawania pęcherzyków i ściąganie pęcherzy z kanałów skrajnych ku środkowi.



Rys. 2.18. Trójkanałowy miniskraplacz, *Zhang et al.* (2008) [167]



Rys. 2.19. Wizualizacja powstawania pęcherzy gazowych w multiporcie (z rys. 2.18) [167]

*Park et al.* (2009) [119] przeprowadzili badania dotyczące skraplania  $\text{CO}_2$  w wiązce poziomych minikanatów o średnicy hydraulicznej  $d_h = 0,98$  mm. Skraplanie odbywało się przy parametrach:  $T_s = -15$  i  $-25^\circ\text{C}$ ,  $(w\rho) = 200 \div 800$   $\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$ ,  $x = 0,1 \div 0,9$ . Na podstawie tych badań autorzy stwierdzili, że opory przepływu  $\text{CO}_2$  są niższe niż dla R134a i R410A, w tych samych warunkach. Ponadto stwierdzono prawie liniową zależność oporów przepływu od stopnia suchości dla małych jego wartości, zmiana tej zależności dla dużych wartości stopnia suchości może być spowodowana mniejszym oddziaływaniem na siebie obu faz. Oznacza to, że jeśli grubość filmu kondensatu pozwala na powstanie turbulentnych fal, to opory są proporcjonalne do dyssypacji energii. Dyssypacja energii maleje wraz ze wzrostem stopnia suchości gazu, gdyż film cieczy jest zbyt ciężki aby generować turbulencje. Skutkiem tego jest obniżenie gradientu lokalnych oporów przepływu. Na rys. 2.15 przedstawiono miniskraplacz badany przez *Parka et al.* (2009) [119].

Badania prowadzone przez *Garcia – Cascales et al.* (2010) [66] dotyczyły skraplania czynników chłodniczych R134a i R410A w aluminiowych wiązki minikanatów o średnicy hydraulicznej  $d_h$  ok. 1 mm i przekrojach: prostokątnym, okrągłym i trójkątnym. Kanały były chłodzone powietrzem o temperaturze  $T$  ok.  $5^\circ\text{C}$ . Multiport zbudowany był z minikanatów o  $d_h = 1,276$  mm. Skraplanie czynnika R134a wykonano przy masowym natężeniu przepływu  $(w\rho) = 0,01 \div 0,03$   $\text{kg}/\text{s}$  i temperaturze nasycenia  $T_s = 47 \div 48^\circ\text{C}$ , otrzymując opory przepływu w przedziale  $\Delta p = 0,43 \div 0,68$  kPa. Natomiast czynnik R410A zbadano przy temperaturze nasycenia ok.  $48^\circ\text{C}$  oraz masowym natężeniu przepływu  $0,02 \div 0,09$   $\text{kg}/\text{s}$ . Dla takiego zakresu badań opory przepływu miały wartość  $20 \div 34$  kPa.

Badania skraplaczy zbudowanych z minikanatów prowadzone były również przez takich autorów jak *Wang et al.* (2002) [152] czy *Yang i Webb* (1996) [162]. Geometrię tych multiportów pokazano na rysunkach 2.12 i 2.14. Tablica 2.5 przedstawia zestawienie wybranych badań eksperymentalnych dotyczących mini-wymienników ciepła.

Tablica 2.5

Przegląd wybranych badań eksperymentalnych dotyczących skraplania w multiportach [144]

Autor	czynnik	średnica hydrauliczna $d_h$ [mm]	geometria przekroju kanału	temperatura nasycenia $T_s$ lub ciśnienie nasycenia $p_s$	gęstość strumienia masy ( $w\dot{m}$ ) [kg/m <sup>2</sup> s]	stopień suchości $x$
Yang i Webb (1996) [162]	R12	2,637	prostokąt	65 °C	400 - 1400	0,1 - 1
Chang, Tsai i Hwang (1997) [39]	R134a, R22	0,72 – 1,13	prostokąt	1 – 2,1 MPa	30 - 100	0,5 - 1
Webb i Ermis (2001) [154]	R134a	0,44 – 1,564	prostokąt	65 °C	300 - 1000	0,1 – 0,9
Wang, Redcliff i Christensen (2002) [152]	R134a	1,46	prostokąt	61 – 66,5 °C	75 - 750	0,03-0,94
Coleman i Garimella (2003) [50]	R134a	2,67 – 4,91	prostokąt			
Kim et al. (2003) [93]	R22, R410	1,41	prostokąt	45 °C	200 - 600	0,1 – 0,9
Koyama et al. (2003a, 2003b) [94, 95]	R134a	0,807 – 1,062	prostokąt	60 °C	100 - 700	0 - 1
Cavallini et al. (2005) [34]	R134a, R410a	1,4	prostokąt	40 °C	200 - 1400	0,25 – 0,75
Agarwal, Bandhauer i Garimella (2007) [1]	R134a	0,424 – 0,839	nieokragły	50 – 60 °C	150 - 750	0 - 1
Chen i Cheng (2005) [45]	woda	0,075	trapez	0,13 – 0,23 MPa		
Wu i Cheng (2005), Chang i Wu (2005) [160]	woda	0,083	trapez	0,13 – 0,42 MPa	193 - 475	
Agarwal i Garimella (2007) [3]	R134a	0,1 – 0,2	prostokąt	30 – 60 °C	200 - 800	0 - 1
Hu i Chao (2007) [82]	woda	0,07 – 0,24	trapez		5 - 45	
Dong i Yang (2008) [58]	R141b	0,067 – 0,117	prostokąt		50 - 500	
Quan, Chen Wu	woda	0,11 –	trapez		100 - 250	0,1 – 0,8

(2008) [124]		0,26				
Wu et al. (2008) [159]	woda	0,075 – 0,129	trapez			
Zhang et al. (2008) [165,167]	woda	0,058	prostokąt	0,12 – 0,21 MPa	109 – 229	

W podsumowaniu przeglądu reprezentatywnych prac dotyczących oporów przepływu podczas skraplania w przepływie w multiportach zbudowanych z mikro- i minikanalów zasilanych równolegle, można stwierdzić, że wyniki badań w tego typu układach wielorurowych mogą być porównywane z wynikami obliczeń z korelacji stosowanych w odniesieniu do pojedynczych kanałów o małej średnicy. Istotny wpływ na wartości wyników badań ma rodzaj czynnika chłodniczego, parametry procesu oraz średnica kanałów.

#### 2.5.4. STRUKTURY PRZEPŁYWU DWUFAZOWEGO CZYNNIKA PODCZAS SKRAPLANIA W KANALE POZIOMYM

Autorzy pracy [98] na podstawie przeprowadzonych badań eksperymentalnych skraplacza kompaktowego z czynnikiem chłodniczym R404A, podzielili powierzchnię wymiennika na 3 strefy. Pierwsza z nich to strefa odbioru ciepła przegrzania pary, która stanowi ok. 15% całej powierzchni wymiennika. Druga strefa skraplania właściwego zajmuje  $73 \div 80\%$  powierzchni. Ostatnia strefa dochłodzenia skroplin zajmuje od 5 do 12%. Badania te dotyczyły skraplacza zbudowanego z minikanalów o średnicy wewnętrznej  $d_w = 1,34$  mm. Badania zostały wykonane dla zakresu parametrów:  $T_s = 30 \div 45^\circ\text{C}$ ,  $(w\rho) = 100 \div 300$  kg/(m<sup>2</sup>·s), prędkości powietrza chłodzącego  $w = 1,84$  m/s i jego temperatury wlotowej  $20 \div 30^\circ\text{C}$ . Dla wymiany ciepła oraz oporów przepływu istotne znaczenie ma strefa skraplania właściwego, gdyż to właśnie w tej strefie wymiana ciepła zachodzi najbardziej intensywnie, gdyż współczynnik przejmowania ciepła przyjmuje w tym zakresie najwyższe wartości.

Podczas skraplania w kanałach konwencjonalnych dominującą rolę odgrywają siły grawitacyjne, siły styczne na powierzchni rozdziału faz oraz siły bezwładności. Struktury przepływu podczas skraplania w kanałach konwencjonalnych dzieli się na struktury:

- pierścieniową – gdy krople gromadzą się na ścianie kanału, szczególnie w jego dolnej części, tworząc po pewnym czasie film kondensatu, na wewnętrznym obwodzie kanału. Natomiast faza gazowa porusza się środkiem kanału. Podczas tego przepływu wzrasta ilość kondensatu w dolnej części kanału utrudniając ruch obu faz. Ograniczona jest również wymiana ciepła gdyż warstwa cieczy wokół ścianki kanału działa jak izolacja,
- falową – powstaje gdy zaczynają pojawiać się pierwsze turbulencje na powierzchni kondensatu tworząc fale,
- nieciągłą (pęcherzykową lub korkową) – powstaje po dalszym przyroście warstwy kondensatu tworząc zamknięte obszary wypełnione parą o różnych kształtach.

















Mechanizm wymiany energii i pędu podczas skraplania w minikanalach jest o wiele bardziej skomplikowany. Dużo większą rolę odgrywają tu oddziaływania mające związek z lepkością oraz napięciem powierzchniowym. Siły grawitacyjne oraz bezwładnościowe mają niewielki wpływ na proces. Taki stan rzeczy powoduje, że powstają struktury przepływu odmienne od obserwowanych w kanałach konwencjonalnych. Najczęściej spotykane struktury podczas przepływu w minikanalach to:

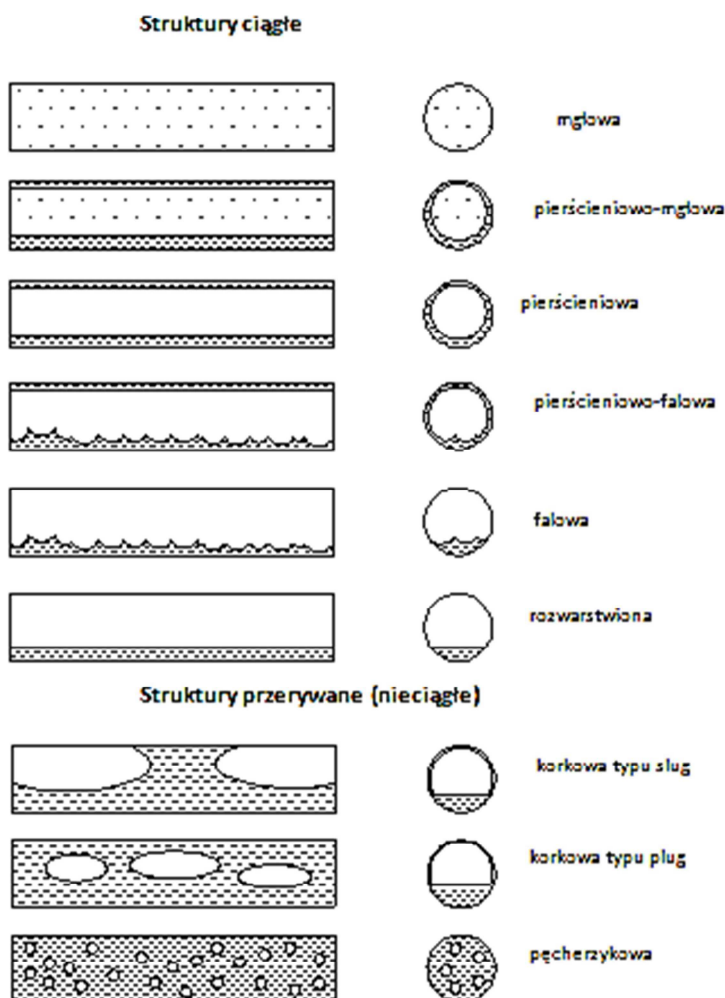
- mgłowa – przy bardzo wysokiej wartości prędkości fazy gazowej następuje odrywanie kropeł kondensatu powstających na ściance kanału. Krople te poruszają się wraz z fazą gazową w postaci zawieszonych w niej kropli. Następnie może nastąpić skraplanie się pary na tych zawieszonych kroplach i ich opadanie,
- pierścieniowa – podobnie jak w konwencjonalnych, na powierzchni wewnętrznej kanału tworzy się film kondensatu poruszający się z małą prędkością, w środku kanału natomiast porusza się faza gazowa z dużo wyższą prędkością. Grubość filmu kondensatu jest niesymetryczna, i największą grubość ma na dole kanału,
- falowa – powstaje poprzez wywołanie fal na powierzchni rozdziału faz. Fale przemieszczają się wzdłuż kierunku przepływu. Ich powstawanie spowodowane jest zaburzeniami na powierzchni rozdziału faz wywołanymi dużą prędkością fazy gazowej w stosunku do ciekłej,
- rozwarstwiona – wystąpić może przy niskich prędkościach obu faz. Polega ona na całkowitym rozdzieleniu obu faz gładką powierzchnią rozdziału faz,
- korkowa (typu slug) – są to pęcherzyki pary przemieszczające się wzdłuż przepływu w kanale. Wzrost prędkości przepływu powoduje jednoczesny wzrost zasięgu fal i powstawanie pęcherzy. Za powstawanie tego typu struktury odpowiedzialne są naprężenia styczne na powierzchni rozdziału faz,
- korkowa (typu plug) – pęcherzyki pary mogą mieć rozmiary porównywalne ze średnicą wewnętrzną kanału,
- pęcherzykowa – nieciągła faza gazowa rozprowadzana jest w ciągłej fazie ciekłej w postaci pęcherzyków, o rozmiarach mniejszych niż w przepływie korkowym.

Rozróżnia się ponadto wiele struktur przejściowych, takich jak: pierścieniowo – falowa, pierścieniowo – rozwarstwiona, pierścieniowo – mgłowa itp. Struktury korkowe i pęcherzykowa należą do grupy struktur nieciągłych. Powstają one, gdy podczas wzrostu prędkości fazy gazowej powstają fale na powierzchni rozdziału faz o dużej amplitudzie i obmywają górną ściankę kanału. Pomiędzy falami o dużej amplitudzie powstaje fala o małej amplitudzie. W ten sposób faza gazowa odcinana jest od strumienia pary, powodując nieciągłość w jej przepływie [23,145,63,88,141,]. W mikrokanalach rozróżnia się również strukturę kropelową [160].

Na rys. 2.20 pokazano schemat poglądowy poszczególnych struktur przepływu wymienionych powyżej. Na rys. 2.21 znajdują się zdjęcia z wizualizacji przeprowadzonej przez *Collemana i Garimellę* (2003) [50]. Są to struktury powstające w kanałach poziomych. Struktury przepływu podczas skraplania w kanałach pionowych i poziomych różnią się od siebie ze względu na wpływ kondensatu uwarunkowany siłami grawitacji.



	Grupa struktur			
	pierścieniowe	falowe	nieciągłe	rozproszone
Rodzaj przepływu	 mgłowy	 dyskretnie falowy	 korkowy (ślug)	 pęcherzykowy
	 pierścieniowy	 dyskretnie falowy	 korkowy (ślug)	 pęcherzykowy
	 Pierścieniowo - falowy	 dyskretnie falowy	 korkowy (plug)	 pęcherzykowy
	 falowy	 rozproszony - falowy	 korkowy (plug)	
	 Pierścieniowy film cieczowy			

Rys.2.21. Klasyfikacja struktur przepływu wg *Collemana i Garimelli* (2003) [50]

Rys 2.20. Struktury przepływu podczas skraplania czynników chłodniczych w minikanalach [156]

Ważnym problemem jest określenie granic występowania określonych struktur przepływu w minikanalach. *Baker* (1954) przedstawił pierwszą mapę przepływu wykonaną dla dwufazowego przepływu adiabatycznego w kanałach o średnicy hydraulicznej z przedziału  $d_h = 25 \div 100$  mm (np. 2.22).

W kolejnych próbach ujęcia tego problemu wykorzystano mapy przepływu (opisane dla pary wodnej) takich autorów jak *Taitel i Dukler* (1976) [137,115,117] oraz *Breber et al.* (1980) [28]. Mapę struktur przepływu autorów [137] przedstawiono wykorzystując 4 wielkości oznaczone symbolami  $F$ ,  $T$ ,  $K$  i  $Y$ . Są one funkcjami parametru *Lockharta - Martinello*  $\chi_{tt}$ :

$$F = \frac{j_v}{(d_w \cdot g \cdot \cos \Theta)^{0,5}} \cdot \left( \frac{\rho_v}{\rho_l - \rho_v} \right)^{0,5}, \quad (2.99)$$

$$T = [(dp/dz)_l / (\rho_l - \rho_v)g \cos \Theta]^{0,5}, \quad (2.100)$$

$$K = \left[ \frac{\rho_v \cdot j_v^2 \cdot j_l}{(\rho_l - \rho_v)g v_l \cos \Theta} \right]^{0,5}, \quad (2.101)$$

$$Y = \frac{(\rho_l - \rho_v)g \sin \Theta}{(dp/dz)_v}, \quad (2.102)$$

gdzie  $\chi_{tt}$  - parametr *Lockharta - Martinello* zdefiniowany zależnością (2.26), natomiast:  $d_w$  - średnica wewnętrzna kanału o przekroju kołowym (lub średnica hydrauliczna dla kanałów o innym przekroju niż kołowy),  $g$  - przyspieszenie ziemskie,  $\rho_g, \rho_l$  - gęstość, odpowiednio fazy gazowej (parowej) i ciekłej,  $\mu_g, \mu_l$  - współczynnik lepkości dynamicznej fazy gazowej i ciekłej,  $\Theta$  - kąt pochylenia osi kanału.

Wykorzystano także pojęcie tzw. pozornej prędkości fazy gazowej  $j_v$  i ciekłej  $j_l$ . Opisaną równaniem:

$$j_v = \frac{(w\rho) \cdot x}{\sqrt{g \cdot d_w \cdot \rho_v \cdot (\rho_l - \rho_v)}}, \quad (2.103)$$

*Taitel i Dukler* [137] opracowali mapę przepływu dla układów dwufazowych adiabatycznych, na której można wyróżnić następujące struktury:

- pierścieniową:  $j_v > 1,5, \chi_{tt} < 1,0,$
- falową/rozwarstwioną:  $j_v < 0,5, \chi_{tt} < 1,0,$
- nieciągłą:  $j_v < 1,5, \chi_{tt} > 1,5,$
- rozproszoną/pęcherzykową:  $j_v > 1,5, \chi_{tt} > 1,5.$

Mapę sporządzono dla następującego zakresu parametrów:  $4,8 < d_w < 22$  mm,  $18 < (w\rho) < 990$  kg/(m<sup>2</sup>·s) oraz  $108 < p < 1249$  kPa [28]. Na rys. 2. przedstawiono mapę *Taitela* i *Duklera* [156,117].

*Chisholm* i *Sutherland* (1969-70) użyli do identyfikacji struktur wielkości  $\Phi_v^2 F$ . I tak wartość  $\Phi_v^2 F = 1$  to górna granica skraplania zdominowanego przez siły grawitacji (rozwarstwiony),  $\Phi_v^2 F = 1,75$  to dolna granica struktury pierścieniowej. Wartości  $\Phi_v^2$  i  $F$  można obliczyć z zależności:

$$\phi_v^2 = 0,7\chi_{tt}^2 + 2\chi_{tt} + 0,85, \quad (2.104)$$

$$F = \sqrt{\frac{\rho_v}{\rho_l - \rho_v}} \cdot \frac{U_v}{\sqrt{dg}}, \quad (2.105)$$

gdzie  $U_v$  jest prędkością fazy gazowej.

*Kandlikar* et al. [88] opisuje jako jedną z pierwszych map przepływu, mapę autorstwa *Travissa* i *Rohsenowa* (1973). Mapa ta dotyczyła skraplania czynnika R12 w kanale o średnicy  $d = 8$  mm, w zakresie parametrów:  $100 < (w\rho) < 990$  kg/m<sup>2</sup>s oraz  $10 < T_s < 40,6$ °C. Autorzy zaobserwowali wystąpienie takich struktur przepływu jak: rozproszona, pierścieniowa, semi – pierścieniowa i korkowa typu slug. *Sardesai* et al. (1981) prowadzili badania dla przepływu dwufazowego takich czynników jak para wodna, propan, metanol, n-pentan oraz R113, w kanale poziomym o średnicy  $d = 24,4$  mm. Zaobserwowali struktury począwszy od pierścieniowej do rozwarstwionej i falowej. Przy identyfikacji struktur korzystali z kryteriów *Taitel'a* – *Dukler'a*.

*Soliman* (1982) zaproponował kryteria przepływu pierścieniowo-falowego i mgłowo – pierścieniowego. Pierwsze z nich uzależnił od liczby *Frouda*  $Fr$ , drugie natomiast od liczby *Webera*  $We$ . Kryteria te powstały na podstawie badań na czynnikach R12, R113 i pary wodnej w kanałach o średnicy  $4,8 < d < 15,9$  mm oraz  $28 < T_s < 110$ °C. Ustanowił granicę  $Fr = 7$  rozdzielającą strukturę pierścieniową i falową. Autor zauważył, iż struktura mgłowa powinna być rozważana oddzielnie. Granicę rozdziału obu tych struktur wskazuje liczba *Webera*  $We$ , obliczana ze wzoru:

$$We = 0,85 Re_{vs}^{0,64} \left( \frac{\mu_v^2}{\rho_v \cdot \sigma \cdot d} \right)^{0,3} \phi_v^{-0,4} \text{ dla } Re_{ls} \leq 1250, \quad (2.106)$$

$$We = 0,85 Re_{vs}^{0,79} \left( \frac{\mu_v^2}{\rho_v \cdot \sigma \cdot d} \right)^{0,3} \left[ \left( \frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^2 \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right) \right]^{0,084} \left( \frac{\chi_{tt}}{\phi_v^{2,55}} \right)^{0,157} \text{ dla } Re_{ls} > 1250, \quad (2.107)$$

gdzie  $Re_{vs}$  - liczba *Reynoldsa* dla fazy gazowej nasyconej, a  $Re_{ls}$  - liczba *Reynoldsa* dla fazy ciekłej nasyconej. W ten sposób określono, że gdy  $We < 20$  to przepływ ma zawsze charakter pierścieniowy, natomiast gdy  $We > 30$  zawsze mgłowy.

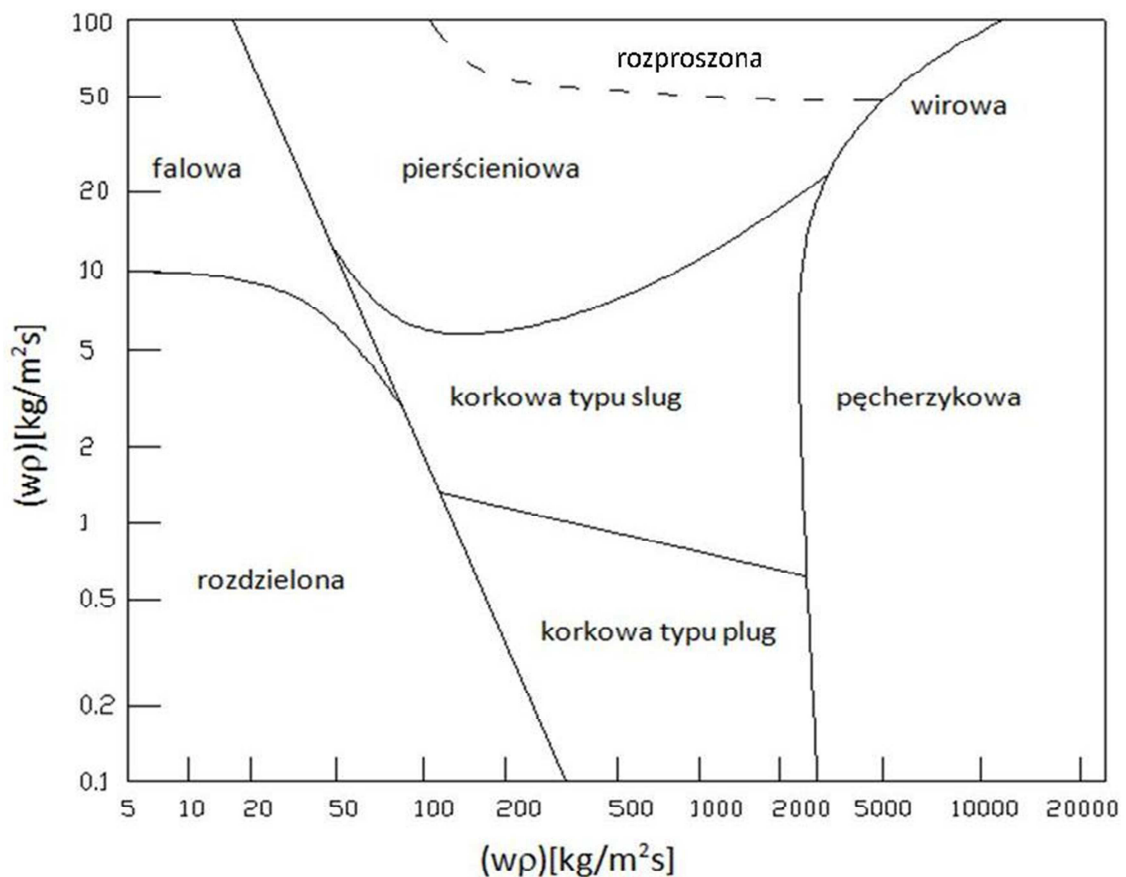
*Tandon* et al. (1982) przedstawili mapę przepływu dwufazowego czynnika uzależniając granice struktur od wartości pozornej prędkości fazy gazowej  $j_v$  i wielkości  $(1 - \varphi)/\varphi$ , gdzie  $\varphi$  jest stopniem wypełnienia kanału (rys. 2.25). Mapa zawiera takie struktury, jak:

- struktura rozproszona  $6 < j_v, (1 - \varphi)/\varphi \leq 0,5$ ;

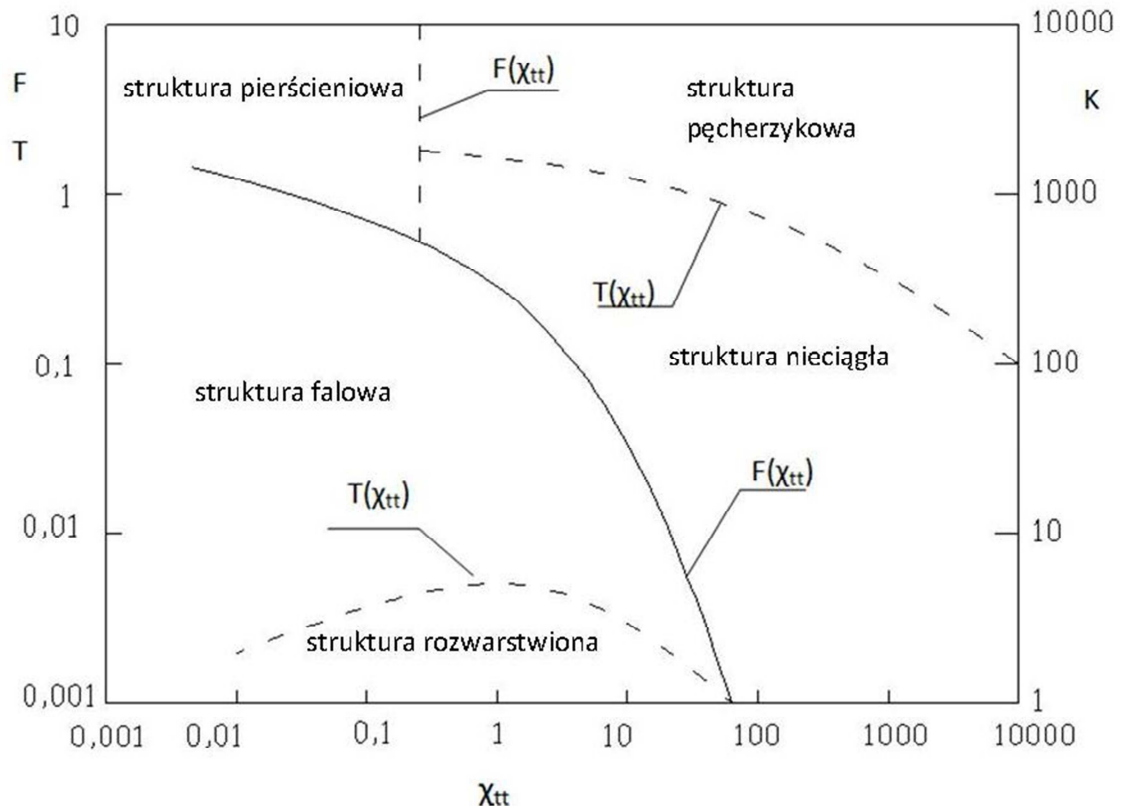
- pierścieniowa/semi – pierścieniowa  $1 \leq j_v \leq 6$ ,  $(1-\varphi)/\varphi \leq 0,5$ ;
- falowa  $j_v \leq 1$ ,  $(1-\varphi)/\varphi \leq 0,5$ ;
- korkowa typu slug  $0,01 \leq j_v \leq 0,5$ ,  $(1-\varphi)/\varphi \geq 0,5$ ;
- korkowa typu plug  $j_v \leq 0,01$ ,  $(1-\varphi)/\varphi \geq 0,5$ ;

Stopień zapełnienia  $\varphi$  wyznacza się w tym przypadku z zależności *Smith* (1969). Mapę *Tandona et al.* wykonano dla czynników R12, R113 i średnicy kanału w zakresie  $4,8 < d < 15,9$  mm.

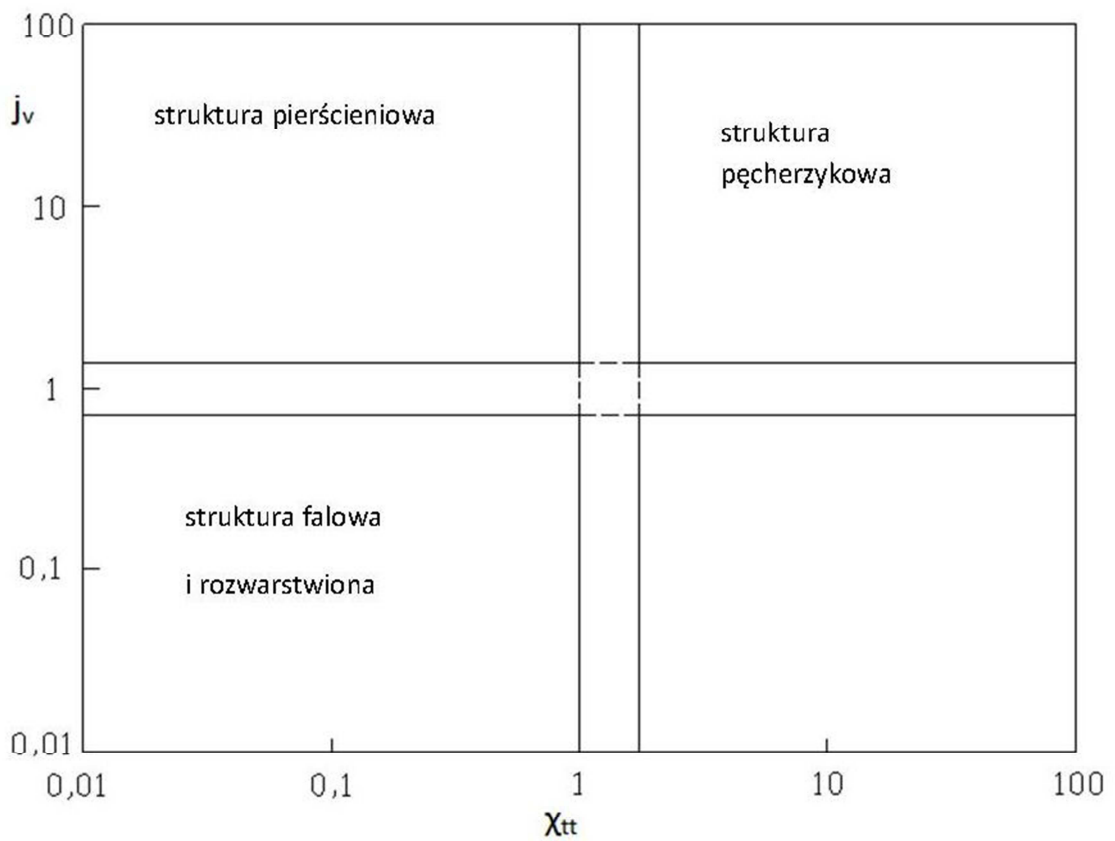
*Hashizume et al.* (1983 -1987) przeprowadzili badania dotyczące struktur przepływu, stopnia zapełnienia i oporów przepływu. Badania dotyczyły czynników chłodniczych R12 i R22 oraz mieszanin: woda - powietrze i woda – para wodna, w kanałach poziomych o średnicy  $d = 10$  mm, przy parametrach:  $570 < p < 1960$  kPa,  $20 < T_s < 72^\circ\text{C}$  dla R12,  $4 < T_s < 50^\circ\text{C}$  dla R22. Udowodniono, że struktury przepływu dwufazowego czynników chłodniczych różnią się od struktur przepływu mieszaniny woda – powietrze i woda – para wodna. Autorzy zmodyfikowali mapę *Bakera* (1954) (rys.2.22) aby dopasować ją dla badanych czynników chłodniczych.



Rys. 2.22. Mapa struktur przepływu wg *Bakera* (1954) [141]



Rys. 2.23. Mapa struktur przepływu wg Taitela i Duklera (1976) [137,23]



Rys. 2.24. Mapa struktur przepływu wg Brebera (1980) [28,23]

M. Łukaszuk zweryfikował w pracy (2005) [104] na podstawie badań eksperymentalnych mapę *Taitela* i *Duklera* i nie potwierdził możliwości dokładnego oszacowania na jej podstawie granic struktur przepływu. Badania przeprowadzono na dwufazowym przepływie pary wodnej w kanale o średnicy  $d = 2,5$  mm. Zauważył, że struktura pierścieniowa i nieciągła pojawiają się przy niższych wartościach parametru *Lockharta – Martinello* niż podali *Taitel* i *Dukler*. Stosunkowo często badano struktury przepływu podczas skraplania czynnika chłodniczego R134a w minikanalach. Powstało kilka map struktur przepływu dla tego czynnika, które niestety zostały skonstruowane w różnych układach współrzędnych, co utrudnia ich porównywanie. Na rys. 2.22 ÷ 2.29 przedstawiono mapy struktur przepływu, gdzie na osi odciętych znajdują się między innymi takie wielkości jak: parametr *Lockharta – Martinello*  $\chi_{tt}$ , stopień suchości  $x$  oraz stopień zapełnienia  $\varphi$ . Stopień zapełnienia kanału widniejący na mapie *Tandon'a* oblicza się ze wzoru.

$$\varphi = \left\{ 1 + \frac{\rho_v}{\rho_l} \cdot \left( \frac{1-x}{x} \right) \cdot \left[ 0,4 + 0,6 \cdot \sqrt{\frac{\frac{\rho_l}{\rho_v} + 0,4 \cdot \left( \frac{1-x}{x} \right)}{0,4 \cdot \left( \frac{1-x}{x} \right)}} \right] \right\}^{-1}. \quad (2.108)$$

Na osi rzędnych map struktur przepływu podawane są natomiast takie wielkości jak: gęstość strumienia masy ( $w\rho$ ) oraz pozorna prędkość fazy gazowej  $j_v$ , opisana wzorem (2.103).

*Wattelet* (1994) uzupełnił mapę *Mandhanego* w celu wykorzystania jej dla przepływu czynnika w kanałach o małej średnicy. Zmiany dotyczyły wpływu lepkości czynnika, która w przypadku par czynników chłodniczych jest o wiele wyższa niż pary wodnej.

*Wang et al.* (1997) badali struktury przepływu dla czynników R22, R134a i R407C, w kanale o średnicy hydraulicznej  $d_h = 6,5$  mm i gęstości strumienia masy  $50 < (w\rho) < 700$  kg/m<sup>2</sup>s. Autorzy stwierdzili, że dotychczasowe badania przeprowadzono dla zbyt dużych średnic ( $d_h > 9$  mm) i gęstości strumienia masy, przez co nie były przydatne dla chłodnictwa i klimatyzacji. Stwierdzili również, że przy gęstości strumienia masy  $(w\rho) = 1000$  kg/m<sup>2</sup>s występują takie struktury jak korkowe czy rozwarstwiona ale nie występuje przepływ pierścieniowy, gdyż zanika on przy  $(w\rho) = 200 \div 400$  kg/m<sup>2</sup>s.

*Dobson* i *Chato* (1998) prowadzili badania na czynnikach chłodniczych: R12, R22, R134a, R321 i R125, kanałach o średnicy  $d = 3,14; 4,6; 7,04$  mm dla gęstości strumienia masy  $25 < (w\rho) < 800$  kg/m<sup>2</sup>s i temperatury skraplania  $T_s = 35$  i  $45^\circ\text{C}$ . Opisali dokładnie przejście przez kolejne struktury przepływu. Stwierdzili, że dla:

- $(w\rho) = 25$  kg/m<sup>2</sup>s - występuje struktura rozwarstwiona,
- $(w\rho) = 75$  kg/m<sup>2</sup>s - falowa,
- $(w\rho) = 150 \div 300$  kg/m<sup>2</sup>s - pojawiają się struktury pierścieniowa, pierścieniowo-falowa, falowa i korkowa,
- $(w\rho) = 500 \div 800$  kg/m<sup>2</sup>s - pierścieniowo-mgłowa, pierścieniowa, pierścieniowo-falowa i korkowa typu slug [156].

Autorzy ci otrzymali dużą zgodność z mapą *Mandhanego et al.* (1974).

W pracach *Collemana i Garimelli* (2000, 2003) oraz *Garimelli* (2004) opisano wyniki badań skraplania w mikrokanalach o średnicy hydraulicznej do  $d_h = 25 \mu\text{m}$ . Autorzy przeprowadzili ponadto wizualizację przepływu. Przeprowadzili również badania skraplania czynnika chłodniczego R134a w 9 kanałach o różnych średnicach hydraulicznych i różnych kształtach przekroju przy parametrach  $1 < d_h < 4,91\text{mm}$ ,  $150 < (w\rho) < 750 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $0 < x < 1$  [62,167].

*Cavallini* (2002) podał następujący podział struktur przepływu:

- pierścieniowa  $j_v \geq 2,5$ ,
- pierścieniowo-rozwarstwiony i rozwarstwiony  $j_v < 2,5$  ;  $\chi_{tt} < 1,6$ ,
- rozwarstwiono-falowy  $j_v < 2,5$  ;  $\chi_{tt} > 1,6$  ;  $G < G_w$ ,
- korkowy (slug)  $j_v < 2,5$  ;  $\chi_{tt} > 1,6$  ;  $G > G_w$ ,

gdzie  $G$  - prędkość masowa a  $G_w$  - prędkość przejścia przepływu podana przez *Willisa* (1977):

$$G_w = (0,54 - 0,06 \cdot E_o^2 - 1,05 \cdot E_o) \rho_l (g \cdot d)^{0,5}, \quad (2.109)$$

$$E_o = \frac{4\sigma}{[(\rho_l - \rho_v)g \cdot d^2]}, \quad (2.110)$$

gdzie  $E_o$  jest liczbą *Eötvosa*, a pozorną prędkość fazy gazowej oblicza się z równania 2.96. Natomiast uzależniając struktury przepływu od stopnia suchości stwierdził, że przy:

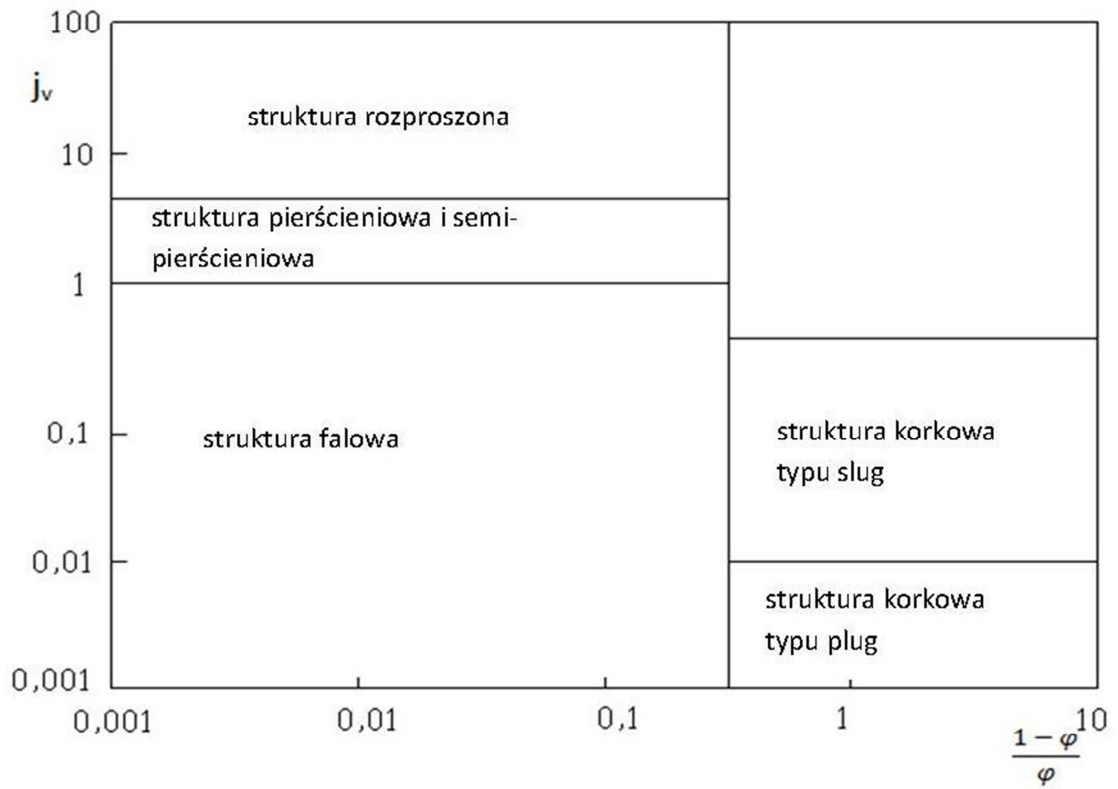
- $x = 1 \div 0,49$  przepływ jest pierścieniowy,
- $x = 0,49 \div 0,17$  falowo-rozwarstwiony i przejściowy,
- $x < 0,17$  korkowy (slug).

Mapę powstałą na podstawie podanych wyżej wytycznych przedstawiono na rysunku 2.28

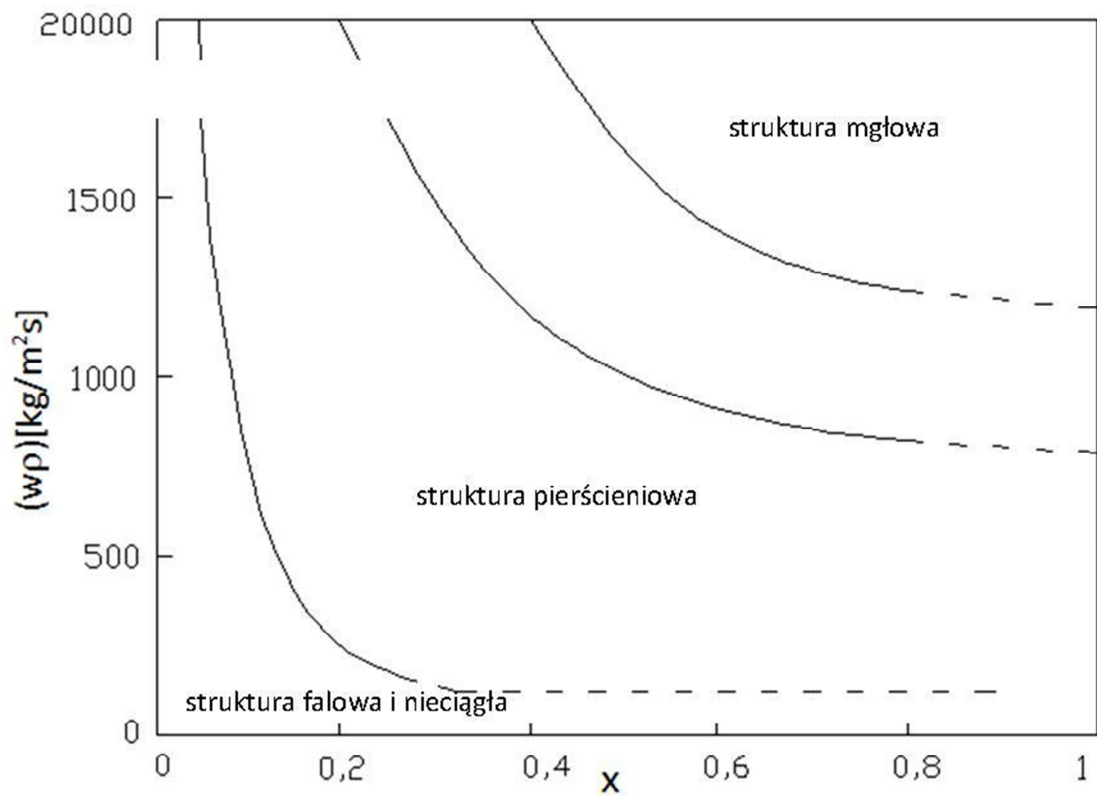
*Thome et al.* (2003) zaproponowali mapę używaną do opisu wymiany ciepła podczas przemian dwufazowych. Mapa ta powstała na podstawie innej mapy tych samych autorów (2002). Zdefiniowali indywidualne linie oddzielające poszczególne struktury przepływu. Na mapie przedstawiono pięć struktur przepływu: rozwarstwową, falowo – rozwarstwową, nieciągłą, pierścieniową i mgłową. Przykładowa mapa tych autorów pokazana została na rys 2.27.

*Kim et al.* (2003) [141] sformułowali opis struktur przepływu w inny sposób. W minikanale rurowym o średnicy wewnętrznej  $d_w = 0,75 \text{ mm}$ , dla  $(w\rho) = 100 \div 600 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$ , przy  $T_s = +40^\circ\text{C}$  zauważono, że struktura pierścieniowa pojawia się: przy  $(w\rho) = 100 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  – dla  $x = 0,2 \div 0,3$ , natomiast dla  $(w\rho) = 600 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  – przy  $x = 0,1$ . Oznacza to, że ocena struktur przepływu oraz położenie ich granic podawane przez różnych autorów jest niejednoznaczna.

Po 2005 roku badania nad ustaleniem granic struktur przepływu dwufazowego podczas skraplania w minikanalach były kontynuowane, czego przykładem mogą być prace autorów: *Agarwala* (2006) [5], *Andresena* (2007) [7] i *Jassima et al.* (2008) [86].

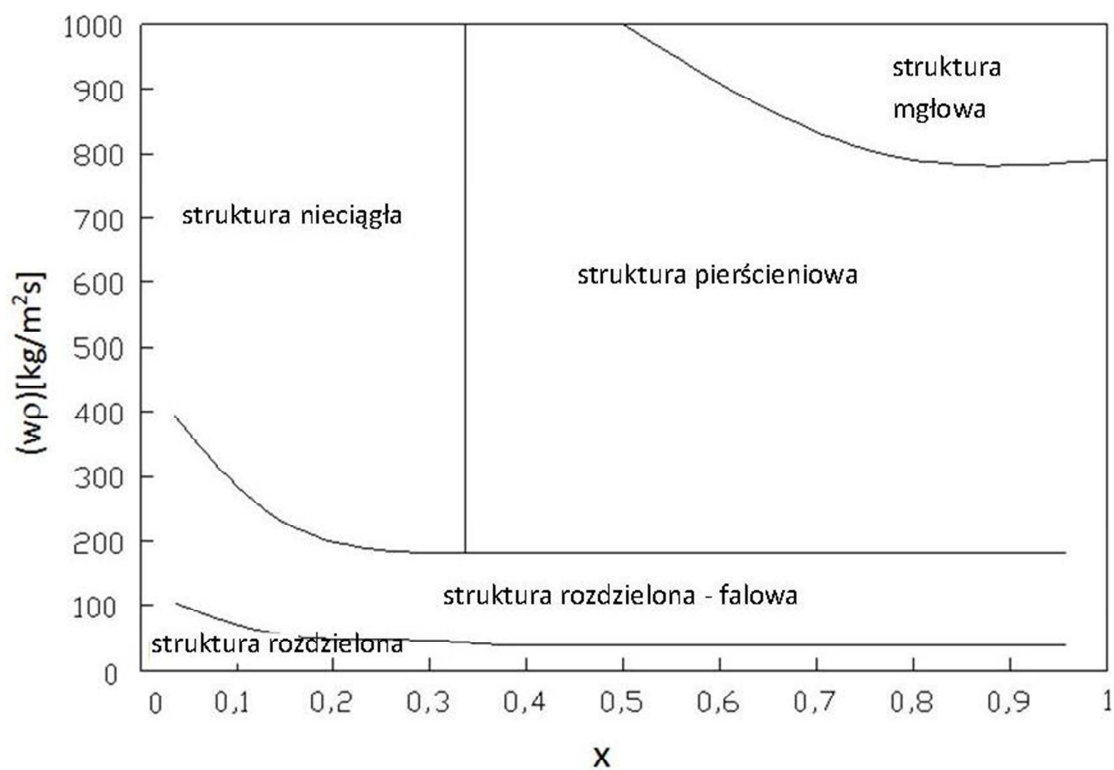


Rys. 2.25. Mapa struktur przepływu wg Tandon (1982) [139,23]

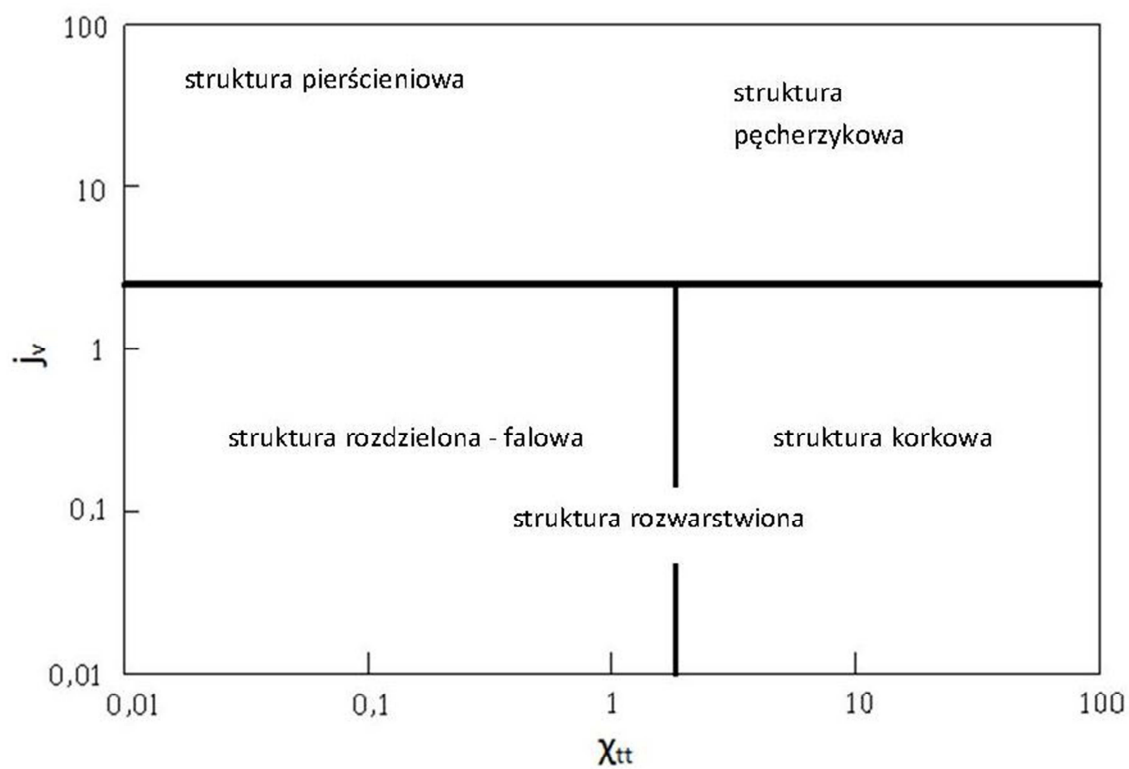


Rys. 2.26. Mapa struktur przepływu wg Solimana (1982) [132,23]

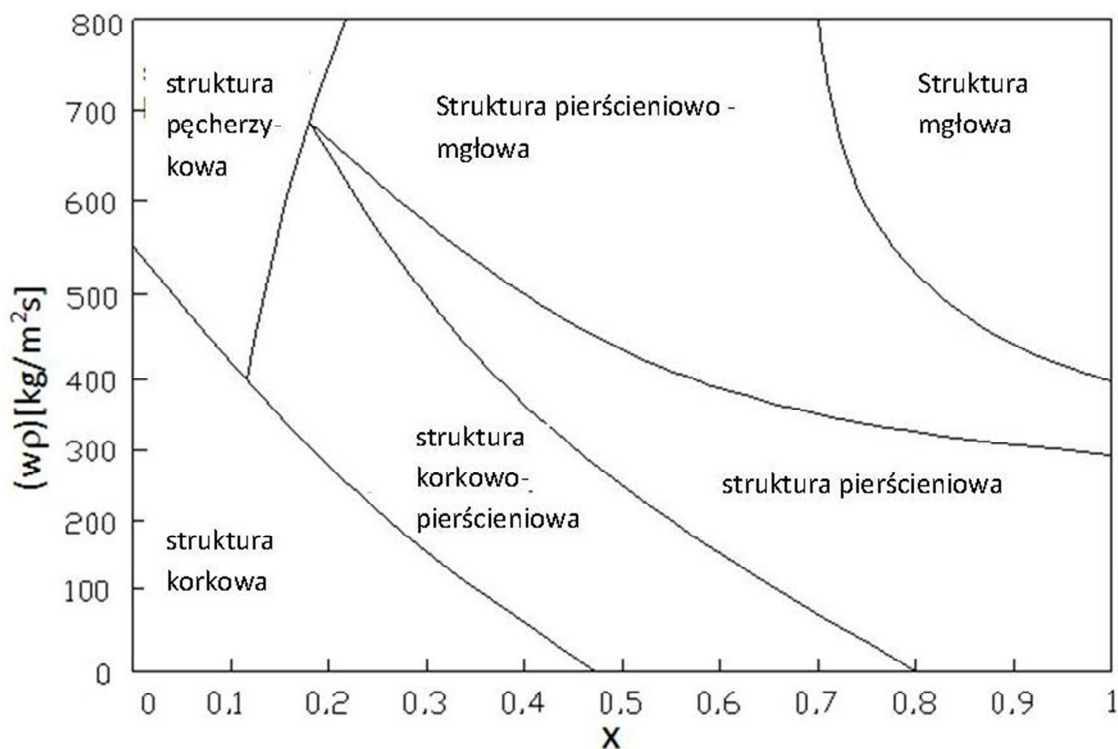




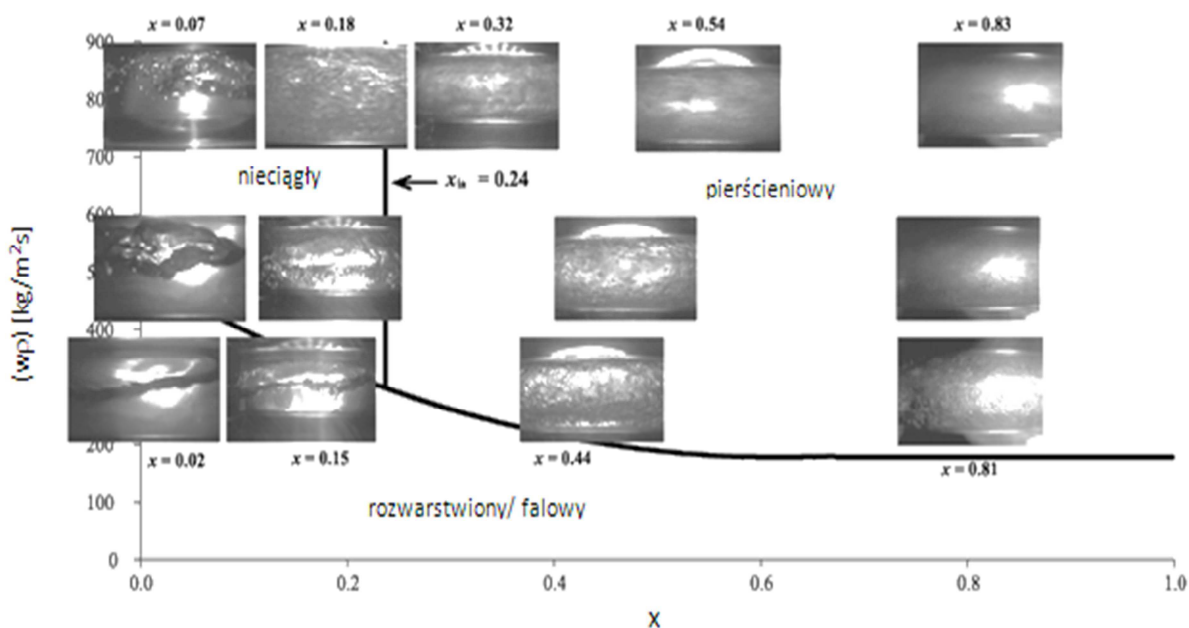
Rys. 2. 27. Mapa struktur przepływu wg Thomego et al. (2002) [156]



Rys. 2.28. Mapa struktur przepływu wg Cavalliniego et al. (2002) [156,34,23]



Rys. 2.29. Mapa struktur przepływu wg Collemana i Garimelli (2002, 2003) [50,68,23]



Rys. 2.30. Nowa mapa przepływu czynnika R134a w minikanale mikroożebrowanym [116]

Na rys.2.30 przedstawiono mapę przepływu dotyczącą skraplania czynnika chłodniczego R134a w mikroożebrowanym minikanale wykonaną przez *Olivera et al.*(2007) [116]. Na mapie znajdują się zdjęcia z wizualizacji struktur przepływu.

*Kandlikar et al.* (2006) [88] wykonali analizę porównawczą map struktur przepływu dla parametrów:  $p = 1500$  kPa,  $(wp) = 150 \div 750$   $\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $x = 0,2, 0,5$  i  $0,8$ . Analizie poddano

mapy takich autorów jak: *Breber et al.* (1980) [28], *Sardesai et al.* (1981) [126], *Tandon et al.* (1982) [139], *Soliman* (1982) [132], *Dobson i Chato* (1998) [56], *Cavallini et al.*(2002) [31], *Coleman i Garimella* (2002,2003) [50,68]. Wyniki analizy pokazano w tablicy 2.6.

**Tablica 2.6**

Analiza porównawcza struktur przepływu dwufazowego podczas skraplania czynnika chłodniczego R134a w minikanale o średnicy 1 mm wg map różnych autorów [88,23]

Gęstość strumienia masy (wp) [kg/(m <sup>2</sup> ·s)]	Stopień suchości pary x	Określenie struktury przepływu dwufazowego R134a w minikanale o średnicy 1 mm według						
		Breber (1980) [28]	Sardesai (1981) [126]	Soliman (1982) [132]	Tandon (1982) [139]	Dobson i Chato (1998) [56]	Cavallini et al. (2002) [31]	Colleman i Garimella (2003) [50]
150	0,2	prześciowa	pierścieniowa	falowa i przerywana	-	falowa	piers.-rozdzielona	korkowa ( <i>plug, slug</i> )
400	0,2	prześciowa	pierścieniowa	pierścieniowa	mgłowa	pierścieniowa	pierścieniowa	pierścieniowa
750	0,2	pierścieniowa ( <i>mist</i> )	pierścieniowa	pierścieniowa	mgłowa	pierścieniowa	pierścieniowa	pierścieniowa

Trzeba też mieć na uwadze zalecenia podane w pracy *Mederic'a et al.* (2004) [108], które dotyczą mikrokanalów o średnicy hydraulicznej  $d_h < 250 \mu\text{m}$ . Podczas skraplania czynników chłodniczych w takich kanałach mogą wystąpić zupełnie inne struktury przepływu niż w minikanalach. Stwierdzono, że wymiana ciepła oraz opory przepływu zmieniają charakter wraz ze zmianą struktury. W związku z tym *Cavallini* (2002) podzielił modele wymiany ciepła i ich korelacje, w zależności od struktury przepływu. Korelacje obliczania oporów przepływu w minikanalach można podzielić na dwa rodzaje. Granicą stosowania tych korelacji jest wartość pozornej prędkości fazy gazowej  $j_v = 2,5$ . Jeżeli  $j_v \geq 2,5$  to występuje struktura pierścieniowa, dla której opory przepływu oblicza się z zależności *Cavallini'ego* (2002):

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right) = -\left(\frac{dp}{dz}\right)_t - \left(\frac{dp}{dz}\right)_m, \quad (2.111)$$

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_m = (w\rho)^2 \cdot d \left\{ \frac{x^2}{\rho_v \varepsilon_v} + \frac{(1-x)^2}{\rho_l (1-\varepsilon_v)} \right\} / dz, \quad (2.112)$$

$$\varepsilon_v = \left(\frac{1-2\delta}{d}\right)^2, \quad (2.113)$$

$$\delta = \frac{\delta^+ \cdot v_l}{U_\tau}, \quad (2.114)$$

$$U_\tau = \left(\frac{\tau}{\rho_l}\right)^{0,5}, \quad (2.115)$$

$$\delta^+ = \left(\frac{Re_d}{2}\right)^{0,5} \text{ dla } Re_d \leq 1145, \quad (2.116)$$

$$\delta^+ = 0,0504 Re_d^{7/8} \text{ dla } Re_d > 1145, \quad (2.117)$$

$$\tau = \left( \frac{dp}{dz} \right)_f \frac{d}{4}, \quad (2.118)$$

$$\left( \frac{dp}{dz} \right)_f = \phi_{lo}^2 \left( \frac{dp}{dz} \right)_{f_{lo}} = \frac{\phi_{lo}^2 \cdot f'_{lo} (w\rho)^2}{d \cdot \rho_l}, \quad (2.119)$$

$$\phi_{lo}^2 = E_{cav} + \frac{1,262 \cdot F_{cav} \cdot H_{cav}}{We^{0,1458}}, \quad (2.120)$$

$$E_{cav} = (1-x)^2 + x^2 \left( \frac{\rho_l f'_{vo}}{\rho_v f'_{lo}} \right), \quad (2.121)$$

$$F_{cav} = x^{0,6978}, \quad (2.122)$$

$$Re_d = \frac{4\dot{m}_l}{\pi d \mu_l} = \frac{(w\rho) \cdot (1-x) \cdot d}{\mu_l}, \quad (2.123)$$

$$H_{cav} = \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,3278} \left( \frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{-1,181} \left( 1 - \frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{3,477}, \quad (2.124)$$

$$We = \frac{(w\rho)^2 d}{\rho_v \sigma_l}, \quad (2.125)$$

$$f'_{lo} = 0,046 \left[ \frac{(w\rho)d}{\mu_l} \right]^{-0,2} \quad dla \quad \frac{(w\rho)d}{\mu_l} > 2000, \quad (2.126)$$

$$f'_{lo} = \frac{16}{\left[ \frac{(w\rho)d}{\mu_l} \right]} \quad dla \quad \frac{(w\rho)d}{\mu_l} \leq 2000, \quad (2.127)$$

$$f'_{vo} = 0,046 \left[ \frac{(w\rho)d}{\mu_v} \right]^{-0,2} \quad dla \quad \frac{(w\rho)d}{\mu_v} > 2000, \quad (2.128)$$

$$f'_{vo} = \frac{16}{\left[ \frac{(w\rho)d}{\mu_v} \right]} \quad dla \quad \frac{(w\rho)d}{\mu_v} \leq 2000, \quad (2.129)$$

gdzie:  $\tau$  - naprężenia styczne,  $\delta$  - grubość warstwy przyściennej,  $\delta^+$  - bezwymiarowa grubość warstwy przyściennej,  $U_\tau$  - prędkość tarcia.

Dla struktur występujących, przy pozornej prędkości fazy gazowej  $j_v < 2,5$  zaleca się stosowanie zależności *Friedela* w postaci [156]:

$$\phi_{lo}^2 = A_1 + \frac{3,24A_2}{Fr^{0,045} We^{0,035}}, \quad (2.130)$$

$$A_1 = (1-x) + x^2 \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right) \left( \frac{f'_{vo}}{f'_{lo}} \right), \quad (2.131)$$

$$A_2 = x^{0,78} (1-x)^{0,24} \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,91} \left( \frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0,19} \left( 1 - \frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0,7}, \quad (2.132)$$

$$Fr = \frac{(w\rho)^2}{g \cdot d_h \cdot \rho_{TP}}, \quad (2.133)$$

$$\rho_{TP} = \left( \frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \right)^{-1}, \quad (2.134)$$

gdzie  $\rho_{TP}$  to gęstość dwufazowa.

$$We = \frac{(w\rho)^2 d_h}{\rho_{TP} \sigma_l}, \quad (2.135)$$

Najczęściej spotykaną strukturą przepływu czynnika chłodniczego podczas skraplania jest struktura pierścieniowa, pierścieniowo – rozwarstwiona, pierścieniowo – falowa lub ewentualnie falowa. Dużo rzadziej spotyka się pozostałe struktury przepływu. Wynikiem tego jest większa ilość korelacji nadających się do obliczeń oporów przepływu podczas tych właśnie struktur (głównie pierścieniowej). Dla oporów przepływu ma to mniejsze znaczenie niż dla wymiany ciepła. Jedynie przepływ pierścieniowy ma odmienny charakter spadku ciśnienia.

nia ze względu na spływ kondensatu. Wszystkie inne struktury mają zbliżony charakter spadku ciśnienia na długości kanału.

Istnieją duże rozbieżności określania granic poszczególnych faz na mapach struktur przepływu. Istniejące mapy sporządzone zostały głównie dla czynnika R134a, dla innych czynników takich jak R404A, R407C, R410 mapy struktur przepływu są bardzo rzadko publikowane. Aby możliwa była identyfikacja struktur przepływu zarówno w kanałach konwencjonalnych jak i minikanalach należy ujednoczyć granice występowania struktur, co wiąże się z potrzebą dalszego badania struktur przepływu podczas skraplania czynników chłodniczych.

Większość istniejących map przepływów dwufazowych wykonana została dla przepływów adiabatycznych. Są one stosowane obecnie dla skraplania co jest w pewnym stopniu uchybieniem. Obecnie mało jest opublikowanych map typowo dla skraplania czynników chłodniczych, a jeszcze mniej dla skraplania w minikanalach.

### 2.5.5. WŁAŚCIWOŚCI PARAMETRÓW UKŁADU I ICH WPŁYW NA SKRAPLANIE CZYNNIKÓW CHŁODNICZYCH W MINIKANALACH

Na proces skraplania w minikanalach mają wpływ właściwości cieplno-fizyczne skraplanego czynnika, średnica kanału (szczególnie gdy  $d_h < 1$  mm), jak również parametry procesu. Problem ten ma duże znaczenie z punktu widzenia badawczego oraz aplikacyjnego, gdyż jego rozwiązanie pozwoli na dobór odpowiedniego czynnika chłodniczego, wymiarów kanału oraz parametrów przepływu pozwalających na zwiększenie wymiany ciepła, przy jednoczesnym zredukowaniu do minimum wzrostu oporów przepływu. Jeżeli chodzi o właściwości czynnika to duże znaczenie podczas skraplania mają: temperatura nasycenia  $T_s$  lub ciśnienie nasycenia  $p_s$ , a co za tym idzie również ciśnienie zredukowane  $p_r$ , lepkości dynamiczne obu faz  $\mu_l$  i  $\mu_v$ , gęstości obu faz  $\rho_l$  i  $\rho_v$  oraz napięcie powierzchniowe  $\sigma$  fazy ciekłej.

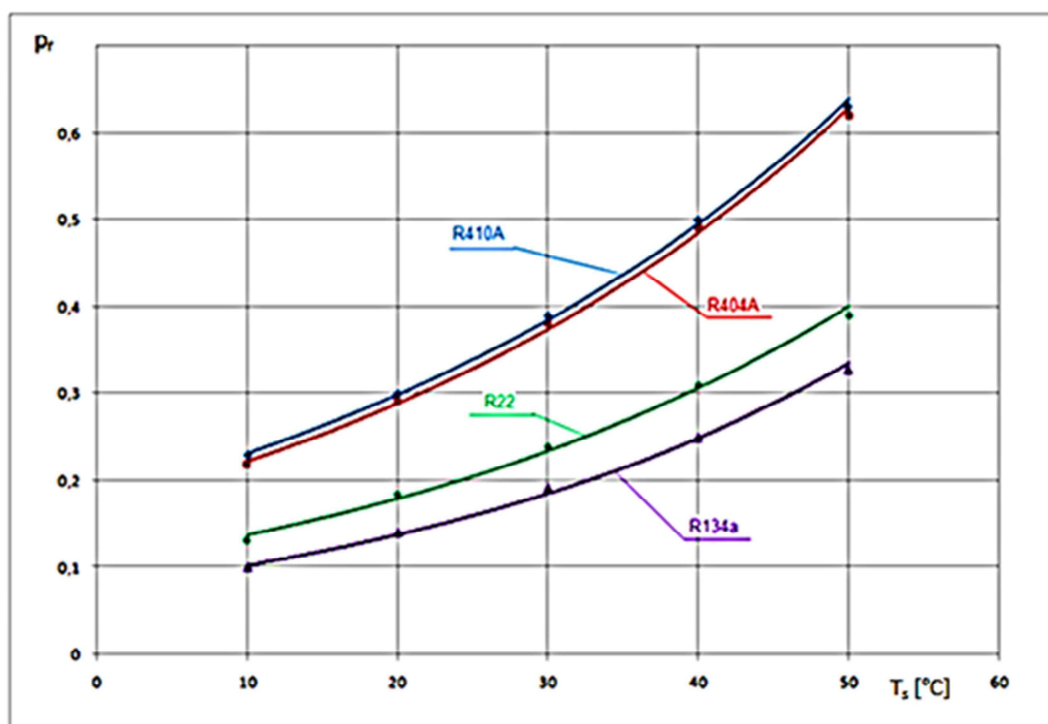
Różni autorzy przebadali eksperymentalnie wiele czynników należących do różnych grup ciśnieniowych. Najlepiej zbadany został czynnik R134a będący czynnikiem średniociśnieniowym. Szczegółowo zbadana została również grupa czynników niskociśnieniowych. Są one chętnie stosowane w instalacjach, ze względu na brak potrzeby stosowania do budowy instalacji materiałów odpornych na działanie wysokiego ciśnienia. Do grupy tej zalicza się takie czynniki jak: R245fa ( $\text{CHF}_2\text{CH}_2\text{CF}_3$ ), R236ea ( $\text{C}_3\text{H}_2\text{F}_6$  – tzw. hexafluoropropan) oraz HFE-7100 ( $\text{C}_4\text{F}_9\text{OCH}_3$ ). Czynniki te dają niestety najwyższe opory przepływu [88]. Jak już wspomniano do grupy czynników średniociśnieniowych zalicza się najczęściej stosowany czynnik proekologiczny R134a ( $\text{CH}_2\text{F} - \text{CF}_3$ ) będący substytutem wycofanego czynnika R12. Do grupy czynników wysokociśnieniowych zalicza się czynniki R404A, R410A oraz R407C. Czynniki te mają być substytutami wycofanego czynnika R22. Obecnie trwają badania, które mają dać odpowiedź na pytanie, który z nich będzie najlepszym substytutem. W tabeli 2.7 przedstawiono przykładowo wartość ciśnienia nasycenia kilku wybranych czynników chłodniczych.

Tablica 2.7

Porównanie ciśnienia nasycenia przy temperaturze nasycenia  $T_s = 20$  i  $50$  °C dla wybranych czynników chłodniczych [24]

$T_s$ [°C]	$p_s$ [kPa]					
	R22	R407C	R410A	R404A	R134a	R236ea
+20	910,1	880	1460	1102	571,6	172
+50	1940,3	1985		2313	2633,1	999

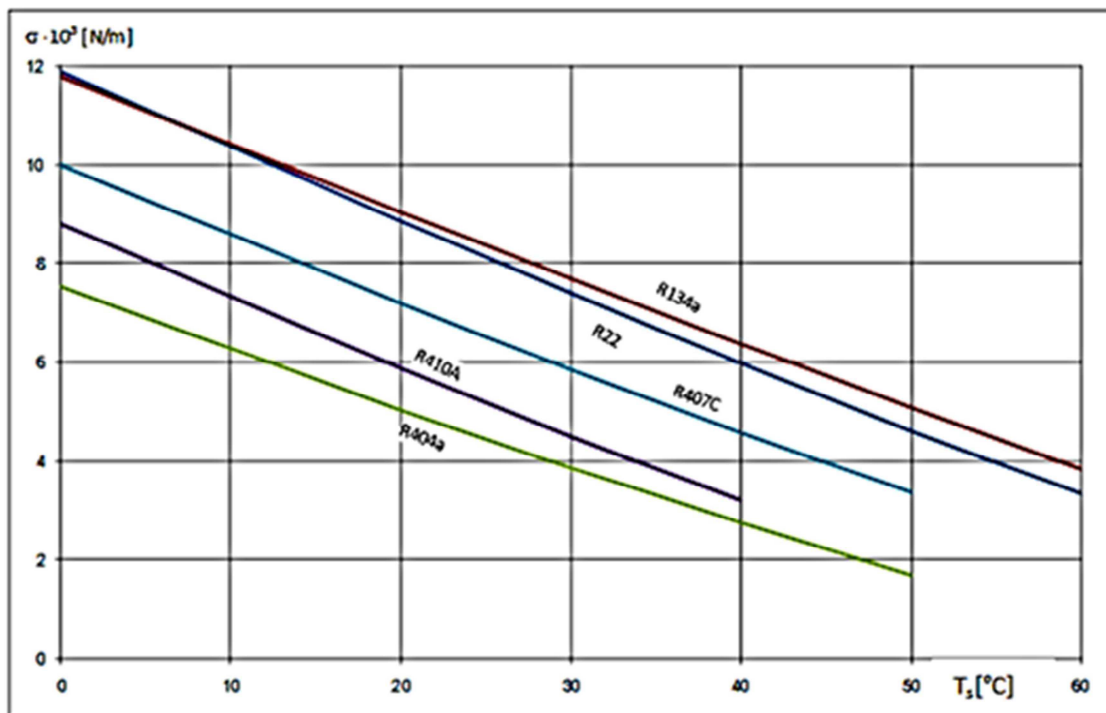
Na rys. 2.31 przedstawiono zależność ciśnienia zredukowanego  $p_r$  od temperatury nasycenia  $T_s$  dla kilku czynników chłodniczych. Z wykresu na rys. 2.31 wynika, iż ciśnienie zredukowane  $p_r$  ma większą wartość dla czynników wysokociśnieniowych i najniższą dla niskociśnieniowych. Wynika stąd także, że dla czynników chłodniczych R410A i R404A, w temperaturze nasycenia  $50^\circ\text{C}$ , osiąga się wartości ciśnienia zredukowanego  $p_r > 0,6$ , zaś niektóre korelacje obliczeniowe mają zastosowanie dla niższych wartości tego ciśnienia, najczęściej w zakresie  $p_r < 0,4$ .



Rys. 2.31. Zależność ciśnienia zredukowanego  $p_r$  od temperatury nasycenia  $T_s$  dla czynników R410A, R404A, R22 oraz R124a

Właściwości cieplno – fizyczne czynników znacząco wpływają na proces skraplania. W minikanalach można zaobserwować duży wpływ napięcia powierzchniowego  $\sigma$ , a największy w kanałach o średnicy  $d_h < 1$  mm. Wielkość ta nie ma znaczącego wpływu na przebieg skraplania w kanałach konwencjonalnych, gdzie proces jest zdominowany przez oddziaływanie sił grawitacyjnych i naprężeń stycznych. Naprężenia styczne pochodzą od lepkości czyn-

nika chłodniczego i mają wpływ na proces skraplania zarówno w kanałach konwencjonalnych jak i minikanalach. Na rys. 2.32 przedstawiono zależność napięcia powierzchniowego  $\sigma$  od temperatury nasycenia  $T_s$  dla kilku najpopularniejszych czynników. Można na tym rysunku zauważyć, że wraz ze wzrostem temperatury  $T_s$  maleje napięcie powierzchniowe  $\sigma$ , a najwyższe wartości przyjmuje dla czynnika średniociśnieniowego R134a.



Rys. 2.32. Interpretacja graficzna zależności napięcia powierzchniowego  $\sigma$  temperatury nasycenia  $T_s$  dla czynników chłodniczych R134a, R22, R407C, R410A, R404A

Te same właściwości cieplno – fizyczne czynnika chłodniczego mają duże znaczenie dla określenia i opisu struktur przepływu dwufazowego. Zmiana rodzaju struktury przepływu może wpływać na zmianę mechanizmu wymiany ciepła ale również na opory przepływu, dlatego coraz częściej poszczególne korelacje obliczeniowe przypisuje się do konkretnych struktur przepływu lub jakiegoś ich zakresu. *Zhang et al.* (2008) [94] stwierdzili w swojej pracy, że gdy rośnie temperatura nasycenia  $T_s$ , maleje również napięcie powierzchniowe  $\sigma$  i jednocześnie rośnie częstotliwość powstawania pęcherzyków pary czynnika.

Opory przepływu podczas skraplania czynników chłodniczych w minikanalach zależą silnie od stopnia suchości  $x$  i gęstości strumienia masy ( $w\rho$ ). Dodatkowo we wzorach do obliczenia oporów przepływu na długości minikanалу coraz większego znaczenia nabiera liczba *Webera*, której jedną ze składowych jest napięcie powierzchniowe i średnica kanału. Powoduje to wzrost jej znaczenia w korelacjach do obliczania oporów przepływu w mini i mikrokanalach.

Dla zakresu średnicy kanału powyżej 25 mm, przy stałej gęstości strumienia masy ( $w\rho$ ), jej wielkość nie ma większego wpływu na opory przepływu, dopiero w przedziale średnicy kanału  $d_w = 25 \div 5$  mm wpływ średnicy staje się zauważalny. Dla minikanatów wpływ ten jest bardzo istotny, a ponadto rośnie wraz ze spadkiem rozmiaru przekroju poprzecznego.



### 3. HIPOTEZY, ZAKRES I CEL PRACY

Na podstawie analizy źródeł literaturowych i wstępnych badań eksperymentalnych własnych, przyjęto następujące hipotezy:

Jeżeli skraplanie czynnika chłodniczego odbywa się w minikanale rurowym, wówczas można oczekiwać, że:

- opory przepływu czynnika są zdeterminowane napięciem powierzchniowym i lepkością,
- ze spadkiem wymiaru średnicy kanału zmniejsza się zakres możliwości wykorzystania dotychczas opracowanych modeli, zwłaszcza dla kanałów konwencjonalnych.

#### CEL BADAŃ

Celem pracy było określenie wpływu wielkości średnicy minikanalu rurowego, właściwości czynnika chłodniczego, jego stopnia suchości oraz parametrów procesu na opory przepływu dwufazowego podczas skraplania.

#### ZAKRES BADAŃ:

- średnica kanału  $d_h = 0,31 \div 3,3$  mm
- gęstość strumienia masy ( $w\rho$ ) =  $50 \div 1000$  kg/(m<sup>2</sup>·s),
- temperatura skraplania  $T_s = 30 \div 50$  °C,
- stopień suchości  $x = 0 \div 1$ .

## 4. BADANIA EKSPERYMENTALNE

### 4.1. CEL BADAŃ EKSPERYMENTALNYCH

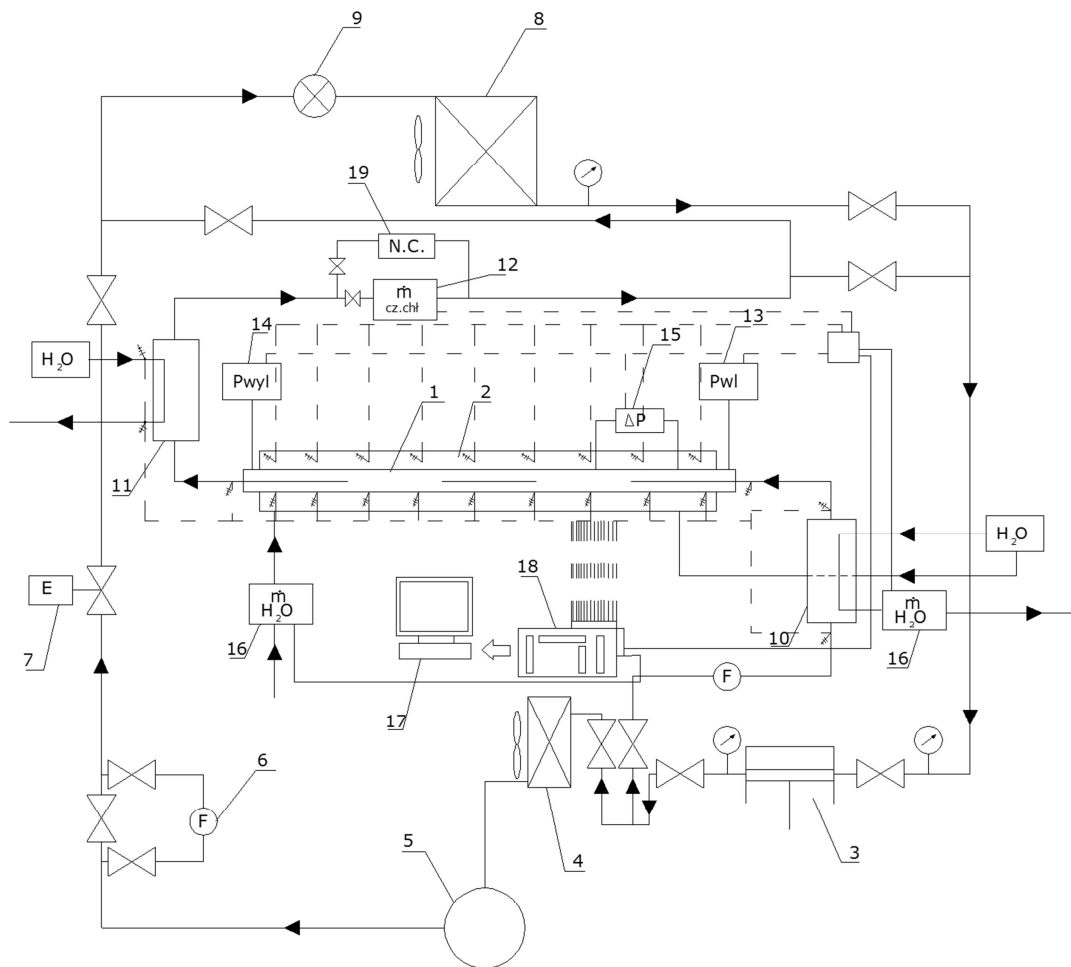
Celem badań eksperymentalnych było rozpoznanie procesu skraplania w przepływie proekologicznych czynników chłodniczych R134a, R404A oraz R407C w kanałach pojedynczych o średnicy wewnętrznej  $d_w = 0,31; 0,45; 0,64; 0,98; 1,4; 1,6; 1,94; 2,3$  oraz  $3,3$  mm. Podane czynniki chłodnicze są najczęściej proponowanymi substytutami wycofanych z użycia freonów. Czynnik R134a jest traktowany jako czasowy zamiennik freonu R12, zaś R404A i R407C – freonu R22. Badania eksperymentalne powinny umożliwić określenie zależności do obliczenia lokalnych i średnich wartości oporów przepływu podczas skraplania tych czynników. Na podstawie analizy aktualnego stanu wiedzy na temat skraplania w minikanalach można założyć, że wśród parametrów, które mają zasadniczy wpływ na opory przepływu wyróżnia się: temperaturę  $T_s$  i ciśnienie nasycenia  $p_s$ , gęstość strumienia masy ( $w\rho$ ), stopień suchości  $x$  oraz właściwości czynnika chłodniczego.

W celu przeprowadzenia badań eksperymentalnych zaprojektowano i wykonano specjalne stanowisko pomiarowe, którego schemat przedstawiono na rys.4.1.

## 4.2. STANOWISKO BADAWCZE I METODYKA BADAŃ

### 4.2.1. STANOWISKO BADAWCZE

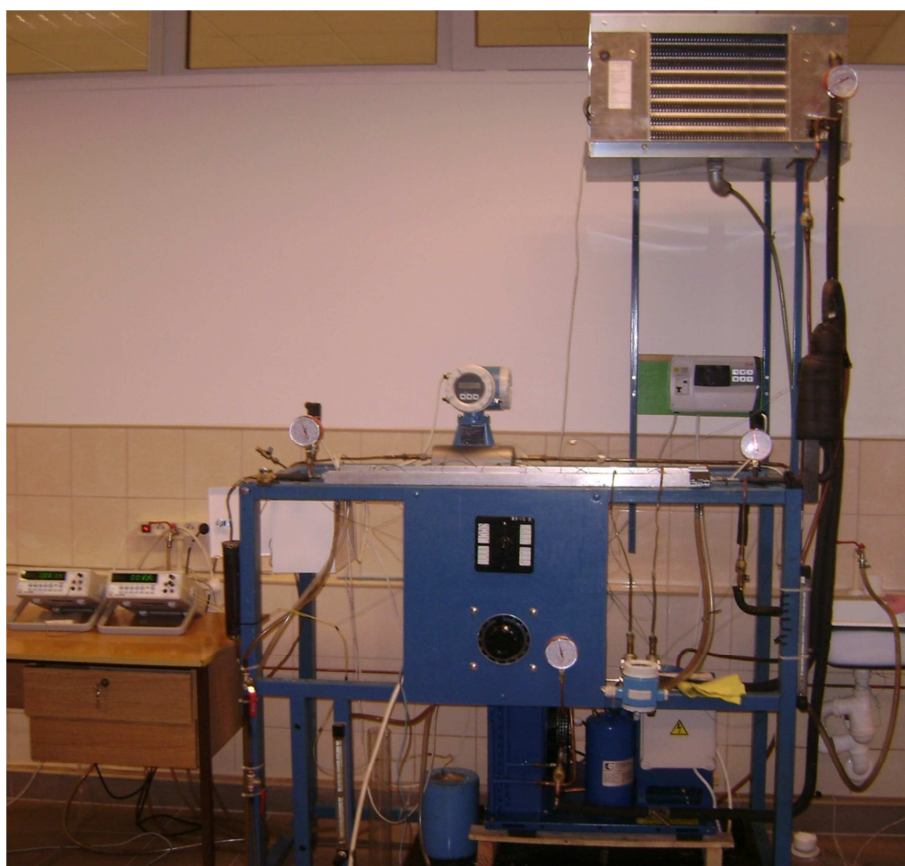
Proces skraplania czynników chłodniczych: R134a, R404A i R407C odbywał się zamiennie w przepływie wewnątrz minikanалу rurowego 1 (rys. 4.1). Para przegrzana czynnika, po opuszczeniu króćca tłoczniczego sprężarki tłokowej 3 przepływała przez filtr  $F$ , a następnie za pomocą zaworu 7 kierowana była do układu zasilającego odcinek pomiarowy 1 (poprzez wymiennik 10).



Rys. 4.1. Schemat ideowy stanowiska badawczego; 1 – odcinek pomiarowy minikanalu rurowego, 2 – kanał wodny, 3 – chłodniczy agregat sprężarkowy, 4 – skraplacz chłodzony powietrzem, 5 – zbiornik cieczy czynnika chłodniczego, 6 – filtr-osuszacz czynnika, 7 – zawór elektromagnetyczny, 8 – lamelowana chłodnica powietrza, 9 – zawór rozprężny zasilający chłodziwą, 10 – wymiennik ciepła do odbioru ciepła przegrzania czynnika, 11 – doładzacz cieczy czynnika, 12 – przepływomierz elektroniczny czynnika chłodniczego, 13 – czujnik ciśnienia czynnika na dopływie do odcinka pomiarowego, 14 - czujnik ciśnienia czynnika na wypływie z odcinka pomiarowego, 15 – miernik różnicy ciśnienia czynnika, 16 – przepływomierz elektroniczny do pomiaru natężenia wody, 17 – komputer, 18 – układ akwizycji danych, 19 – dodatkowy pomiar natężenia przepływu czynnika za pomocą naczyń cechowanych

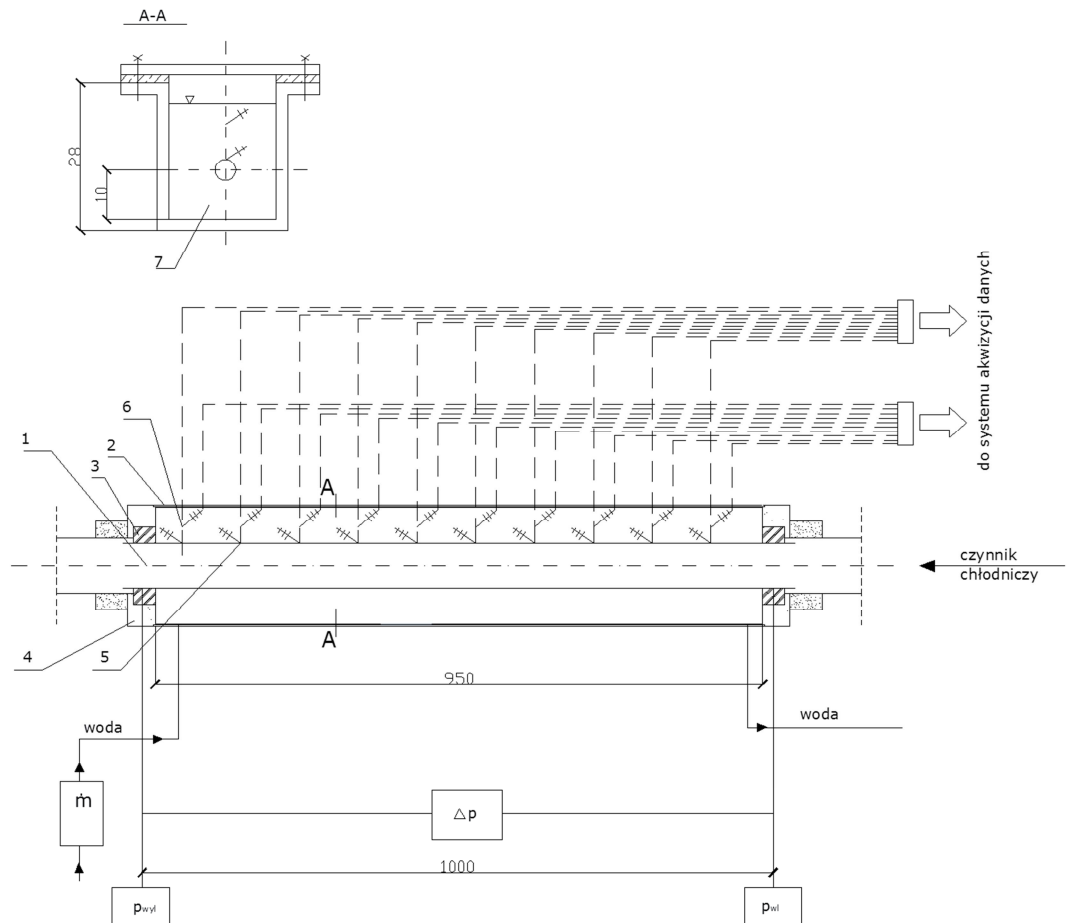
Przed dopływem czynnika chłodniczego do odcinka pomiarowego zainstalowano wymiennik ciepła 10 chłodzony wodą. Mierzono natężenie przepływu wody chłodzącej ten wymiennik oraz jej parametry w przekroju do- i wypływowym. Intensywność chłodzenia czynnika miała wpływ na parametry czynnika (w tym stopień suchości) na dopływie do odcinka pomiarowego. Ciśnienie czynnika chłodniczego na dopływie do odcinka pomiarowego mierzono piezorezystancyjnym czujnikiem 13 z przetwornikiem typu *PMP 131-A1401A1W* produkcji firmy *Endress + Hauser* o zakresie pomiarowym  $0 \div 40$  MPa wykonanym w klasie 0,5. Na wyjściu z przetwornika uzyskiwano sygnał napięciowy ciśnienia doprowadzany do układu akwizycji danych. W przekroju wypływowym odcinka pomiarowego zainstalowano czujnik ciśnienia 14 tego samego typu. Ponadto mierzono spadek ciśnienia czynnika chłodniczego w minikanale rurowym za pomocą czujnika różnicy ciśnienia 15, z przetwornikiem typu *Deltabar SPMP* o zakresie pomiarowym  $0 \div 1,5$  MPa oraz klasie wykonania 0,075. Czynnik chłodniczy opuszczający odcinek pomiarowy mógł być dochłodzony w wymienniku ciepła 11, chłodzonym wodą. Natężenie przepływu cieczy czynnika mierzono za pomocą przepływomierza 12 typu *Coriolisa 34XIP67* wykonanego w klasie 0,52. Pomiaru kontrolne wykonywano okresowo za pomocą niezależnej metody opartej na układzie naczyń cechowanych 19. Po opuszczeniu odcinka pomiarowego czynnik był doprowadzany do instalacji zasilającej chłodziwą 8.

Na rys. 4.2 przedstawiono widok ogólny stanowiska pomiarowego.



Rys. 4.2. Widok ogólny stanowiska badawczego

Na podstawie wstępnych badań testujących stanowisko pomiarowe, stwierdzono konieczność budowy odcinka pomiarowego minikanafu w dwóch wariantach. Pierwszy wariant stanowiska wykonano do badania oporów przepływu podczas skraplania czynników chłodniczych w pojedynczych kanałach o średnicy wewnętrznej  $d_w > 1$  mm. Druga wersja stanowiska pozwoliła na badanie oporów przepływu podczas skraplania czynników chłodniczych w pojedynczych kanałach o średnicy wewnętrznej  $d_w < 1$  mm. Na rys.4.3 pokazano schemat ideowy odcinka minikanafu rurowego wraz z oprzyrządowaniem w wariacie pierwszym, zaś na rys.4.4 widok odcinka pomiarowego w tym wariacie.



Rys. 4.3. Schemat ideowy odcinka pomiarowego minikanafu rurowego w wariacie 1 (minikanafy o średnicy wewnętrznej  $d_w > 1$  mm); 1 – badany minikanaf, 2 – kanał wodny, 3 – złączka, 4 – izolacja, 5 – złączka termoelektrod czujników termoelektrycznych temperatury powierzchni minikanafu, 6 – złączka termoelektrod czujników termoelektrycznych temperatury wody, 7 – układ chłodzenia minikanafu; (pozostałe oznaczenia jak na rys 4.1)

Podstawowym elementem układu pomiarowego w wariacie pierwszym był odcinek minikanafu rurowego o średnicy wewnętrznej  $d_w > 1$  mm i całkowitej długości 950 mm (na długości 950 mm mierzono spadek ciśnienia czynnika chłodniczego za pomocą miernika różnicy ciśnień 15). Odcinek minikanafu rurowego umieszczono w kanale wodnym 2, zbudowanym z kształtownika aluminiowego o przekroju prostokątnym i wymiarach 28x24 mm.

Na rys.4.3 przedstawiono sposób umieszczenia minikanalu rurowego w kanale wodnym 2. Temperaturę powierzchni zewnętrznej ścianki minikanalu na jego długości mierzono za pomocą 9 czujników termoelektrycznych typu *K* (o średnicy termoelektrody 0,1 mm) zainstalowanych w równych odległościach, co 100 mm. W tych samych przekrojach rozmieszczono czujniki termoelektryczne typu *K* do pomiaru temperatury wody przepływającej w kanale wodnym. Spoiny tych czujników umieszczono w jego osi pionowej w odległości 19 mm od dna kanału wodnego (rys.4.3).

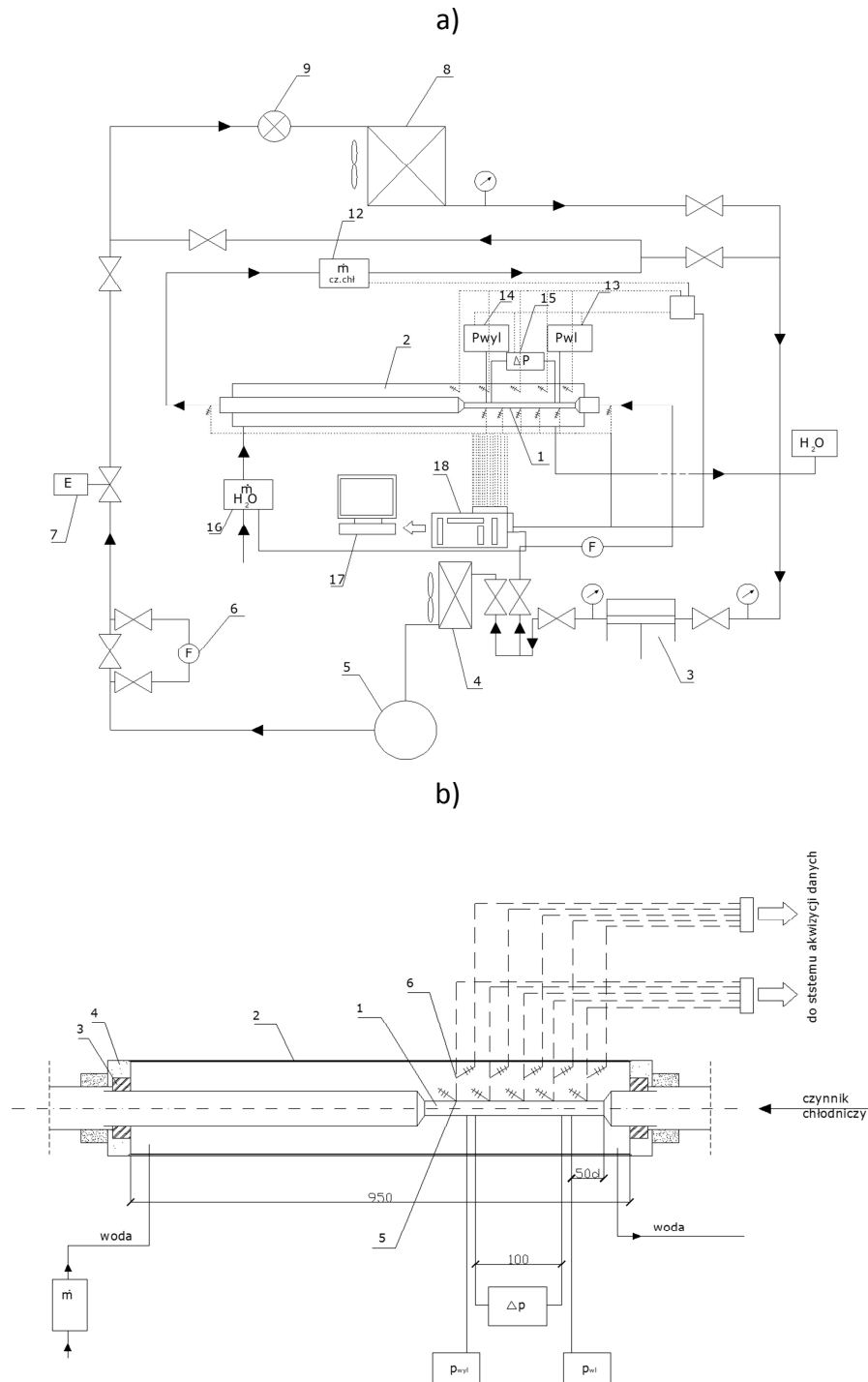
Termoelektrody czujników temperatury wyprowadzono do złączy 3 (rys.4.3) i dalej do systemu akwizycji danych 18 (rys.4.1). Wszystkie czujniki termoelektryczne, przed ich zainstalowaniem na stanowisku przecechowano względem termometru wzorcowego szklanego o działce elementarnej  $0,1^{\circ}\text{C}$ . Sporządzono indywidualne charakterystyki termoelektryczne wszystkich czujników termoelektrycznych, które wprowadzono do programu komputerowego akwizycji.

Natężenie przepływu wody chłodzącej mierzono za pomocą elektronicznego przepływomierza 16 o wykonanym w klasie 0,52. Podczas badań wstępnych stosowano do pomiaru ciśnienia również manometry sprężynowe w klasie 0,2. Badano zarówno średnie, jak i lokalne opory przepływu. Pod pojęciem *średnich oporów przepływu* rozumie się, jeżeli nie zdefiniowano inaczej, spadek ciśnienia w strefie skraplania właściwego w zakresie zmiany stopnia suchości w zakresie  $x = 1 \div 0$ . Natomiast lokalnymi oporami przepływu nazywa się spadek ciśnienia na długości elementarnej minikanalu odniesiony do lokalnej wartości stopnia suchości  $x$ .



Rys. 4.4. Widok ogólny odcinka pomiarowego (wariant 1)

Badania dotyczące minikanalów o średnicy wewnętrznej  $d_w < 1$  mm wykonano wg wariantu 2, z zastosowaniem odcinka pomiarowego o długości  $L = 100$  mm, przy czym czujniki termometrów termoelektrycznych rozmieszczono w odległości, co 10 mm. Pozostałe zasada budowy i działania stanowiska zachowano tak, jak w wariantie pierwszym.



Rys.4.5. Schemat stanowiska badawczego oraz odcinka pomiarowego do badań minikanalów rurowych wg wariantu 2 dla minikanalu o średnicy wewnętrznej  $d_w < 1$  mm; a) schemat ideowy stanowiska, oznaczenia jak na rys. 4.1, b) schemat odcinka pomiarowego, oznaczenia jak na rys. 4.2

Na rys. 4.5 pokazano schemat odcinka pomiarowego w wariacie 2.

W badaniach eksperymentalnych skraplania czynników chłodniczych R134a, R404A i R407C w minikanalach rurowych zachowano takie same warunki budowy stanowiska badawczego i odcinka pomiarowego.

#### 4.2.2. METODYKA BADAŃ

Oprządowanie kontrolno-pomiarowe zainstalowane na stanowisku badawczym pozwoliło na bezpośredni pomiar następujących wielkości:

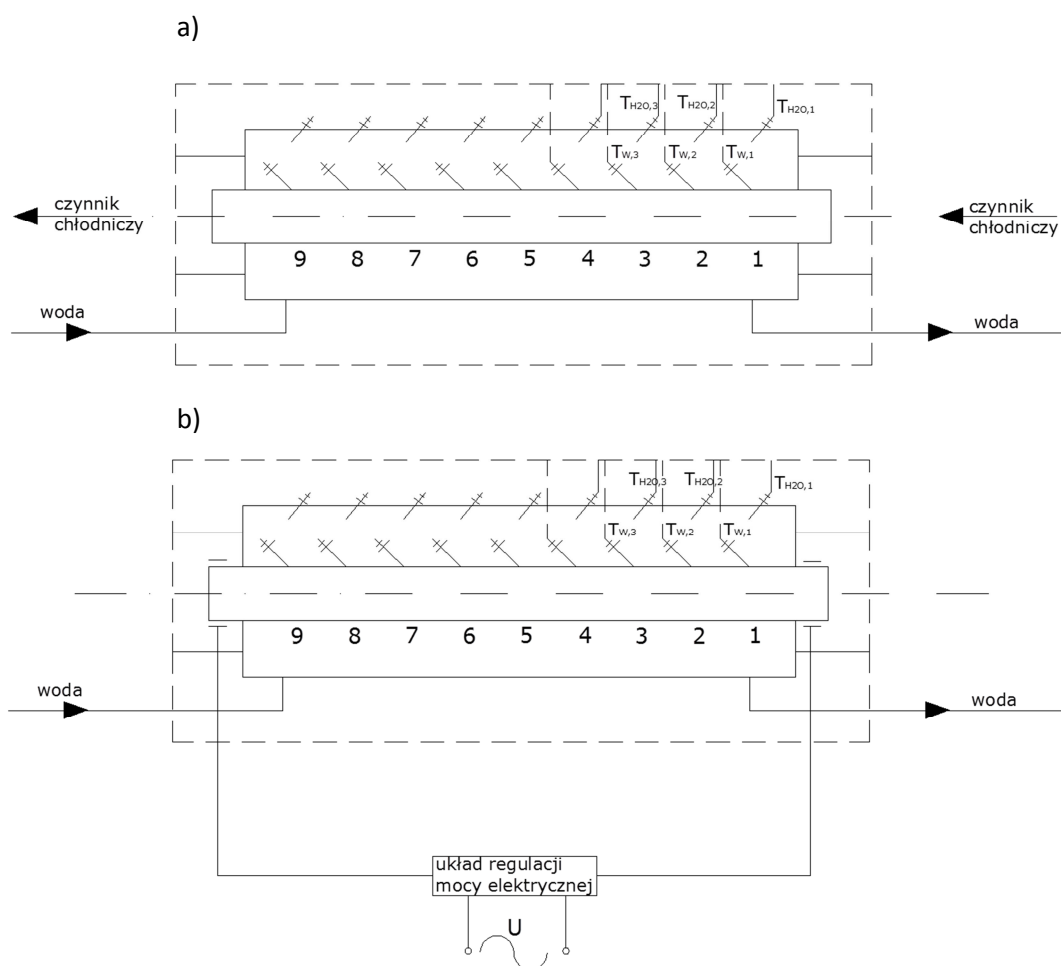
- a) na odcinku pomiarowym minikanalu mierzono:
  - temperaturę czynnika chłodniczego  $T_{R,1}$  na dopływie i wypływie  $T_{R,2}$  z odcinka pomiarowego
  - temperaturę zewnętrznej powierzchni ścianki minikanalu w dziewięciu przekrojach pomiarowych:  $T_{w,1} \div T_{w,9}$
  - temperaturę wody chłodzącej w dziewięciu przekrojach pomiarowych w kanale wodnym (odpowiadających przekrojom pomiaru temperatur  $T_{w,1} \div T_{w,9}$ ) na długości odcinka pomiarowego:  $T_{H2O,1} - T_{H2O,9}$
  - masowe natężenie przepływu czynnika chłodniczego  $\dot{m}_R$  przez odcinek pomiarowy,
  - masowe natężenie przepływu wody  $\dot{m}_{H2O}$  przez odcinek pomiarowy
  - nadciśnienie na dopływie  $p_{n,1}$  i wypływie  $p_{n,2}$  czynnika chłodniczego z odcinka pomiarowego
  - średnie opory przepływu  $(\Delta p / L)_{\text{sr}}$  czynnika chłodniczego na długości odcinka pomiarowego
  - lokalne opory przepływu  $(\Delta p / L)_x$
  
- b) Oprządowanie wymiennika ciepła 10 (na rys. 4.1) pozwalało na pomiar:
  - temperatury czynnika chłodniczego na dopływie  $T_{F,01}$  i na wypływie z wymiennika  $T_{F,02}$
  - temperatury wody chłodzącej na dopływie  $T_{H2O,01}$  i na wypływie z  $T_{H2O,02}$  wymiennika
  - masowe natężenie przepływu wody  $\dot{m}_{H2O}$  przez wymiennik
  
- c) W podstawowej instalacji chłodniczej (rys. 4.1) zasilającej chłodnicę lamelowaną 8 mierzono:
  - ciśnienie odparowania  $p_0$  czynnika chłodniczego w chłodnicy wentylatorowej 8
  - ciśnienie nasycenia  $p_s$  czynnika chłodniczego w skraplaczu 4

Niektóre wielkości stanowiące elementy charakterystyki przepływowej procesu skraplania w minikanalach określono w sposób pośredni. Należą do nich: gęstość strumienia masy ( $w\rho$ ), stopień suchości  $x$  oraz gęstość strumienia ciepła  $q$ .



### Metodyka pomiaru gęstości strumienia ciepła $q$

Określenie ilości ciepła wymienionego z otoczeniem, podczas skraplania czynników chłodniczych w minikanalach rurowych jest stosunkowo trudniejsze w porównaniu do wrzenia. Z tego powodu zastosowana została metoda pośrednia określania tej wielkości. Pokazana na rys. 4.6. sekcja pomiarowa a) stanowi część stanowiska pomiarowego z rys. 4.1. Natomiast sekcja b) zawiera taki sam jak sekcja a) minikanal, o tej samej średnicy i długości czynnej  $L = 950$  mm. Na długości kanału rozmieszczono również 9 czujników termoelektrycznych typu  $K$  w odległości co 100 mm. Podobnie w kanale z wodą chłodzącą. Z uwagi na trudności w eksperymentalnym określeniu gęstości strumienia ciepła w procesie skraplania w minikanale zastosowano opracowaną metodę pośrednią, której schemat ideowy przedstawia rys.4.6. Odcinek b) jest podgrzewany elektrycznie. Natężenie i kierunek przepływu wody chłodzącej w obu odcinkach jest takie samo (przepływ przeciwny). Mierząc na odcinku b) parametry prądu elektrycznego określono doprowadzoną moc elektryczną  $Q_{el}$ .



Rys. 4.6. Schemat odcinka pomiarowego wykorzystywanego do pośredniego określenia ilości ciepła  $Q$  odbieranej przez wodę chłodzącą podczas skraplania czynnika chłodniczego w minikanale: a) odcinek pomiarowy zgodnie z rys. 4.1 i 4.3, b) odcinek pomiarowy podgrzewany elektrycznie



Mierzono także: temperaturę wody  $T_{H2O}$  oraz temperaturę ścianki kanału  $T_w$  w dziewięciu kolejnych przekrojach. Zgodnie z prawem *Joule'a* na przewodniku określono gęstości strumienia ciepła:

$$q_i = \frac{\dot{Q}_i}{\pi \cdot d \cdot L_i}, \quad (4.1)$$

gdzie:  $L_i$  – długość minikanалу.

Uwzględniając temperaturę ścianki kanału  $T_{w,i}$  oraz temperaturę wody chłodzącej  $T_{H2O,i}$  w danym przekroju, wykonano charakterystyki  $q_i = f(\Delta T) = f(T_{w,i} - T_{H2O,i})$ , które pozwoliły wyznaczyć gęstość strumienia ciepła  $q_i$  na odcinku pomiarowym podczas skraplania czynnika chłodniczego po dokonaniu temperatury ścianki kanału  $T_{w,i}$  i wody chłodzącej  $T_{H2O}$ . Powyższe badania wykonano przed wystąpieniem do badań zasadniczych.

#### *Metodyka pomiaru stopnia suchości x*

Stopień suchości  $x$  czynnika chłodniczego na dopływie do kanału pomiarowego, wyznaczono z bilansu energetycznego wymiennika 10 służącego do odbioru ciepła przegrzania czynnika (rys. 4.1). Wymiennik ten chłodzono wodą o przepływie przeciwpłdowym. Mierzono masowe natężenie przepływu wody chłodzącej  $\dot{m}_{H2O}$ , temperaturę wody na dopływie  $T_{H2O,01}$  i na wypływie  $T_{H2O,02}$  z wymiennika, masowe natężenie przepływającego przez wymiennik czynnika  $\dot{m}_R$ , oraz temperaturę czynnika na wlocie  $T_{R,01}$  i wylocie  $T_{R,02}$ . W wymienniku realizowana była wymiana ciepła pomiędzy wodą a czynnikiem na sposób jawny oraz utajony. Ilość wymienionego ciepła wyznaczono z bilansu energetycznego wymiennika 10. Ilość ciepła oddawana przez czynnik chłodniczy wynosi:

$$\dot{Q} = \dot{m}_R \cdot c_R \cdot (T_R - T_S) + \dot{m}_R \cdot r \cdot (1 - x), \quad (4.2)$$

Strumień ciepła doprowadzonego do wody chłodzącej:

$$\dot{Q} = \dot{m}_{H2O} \cdot c_{H2O} \cdot (T_{H2O,02} - T_{H2O,01}). \quad (4.3)$$

Z porównania zależności (4.2) i (4.3) otrzymuje się równanie bilansu energetycznego wymiennika 10 w postaci:

$$\dot{m}_{H2O} \cdot c_{H2O} \cdot (T_{H2O,02} - T_{H2O,01}) + \dot{Q}_{str} = \dot{m}_R \cdot c_R \cdot (T_R - T_S) + \dot{m}_R \cdot r \cdot (1 - x). \quad (4.4)$$

gdzie  $\dot{Q}_{str}$  – strumień strat ciepła do otoczenia. Na podstawie przeprowadzonych pomiarów testujących i obliczeń stwierdzono, że straty ciepła od otoczenia zawierały się w przedziale  $\dot{Q}_{str} = 4 \div 8$  W (w zależności od różnicy temperatury powierzchni zewnętrznej izolacji chłodnicy wstępnej i otaczającego powietrza).

Występująca w równaniach (4.2) i (4.4) wielkość  $(1-x)$  oznacza zmianę stopnia suchości czynnika na drodze jego przepływu w wymienniku 10:

Po przekształceniu otrzymuje się stopień suchości na dopływie do kanału pomiarowego:

$$x = 1 - \frac{1}{\dot{m}_R \cdot r} [\dot{m}_R \cdot c_R (T_R - T_S) - \dot{m}_{H2O} \cdot c_{H2O} \cdot (T_{H2O,02} + T_{H2O,01}) - \dot{Q}_{str}]. \quad (4.5)$$

Po rozpoczęciu skraplania w minikanale stopień suchości wyznaczono wg zależności:

$$x_i = x_{i-1} - \frac{[\dot{m}_{H_2O} \cdot c_{H_2O} \cdot (T_{H_2O,i-1} + T_{H_2O,i})]}{\dot{m}_R \cdot r}, \quad (4.6)$$

gdzie:  $x_{i-1}$  – stopień suchości w poprzednim przekroju,  $x_i$  – stopień suchości w bieżącym przekroju,  $T_{H_2O,i-1}$  – temperatura wody w przekroju poprzednim,  $T_{H_2O,i}$  – temperatura wody w przekroju bieżącym.

Średnią wartość stopnia suchości czynnika chłodniczego na odcinku pomiarowym  $x_{sr}$  określono metodą całkowania wartości lokalnych  $x_i$

$$x_{sr} = \int_{l_1}^{l_n} x_i(l) dl. \quad (4.7)$$

gdzie:  $l_1$  – początek skraplania ( $x=1$ ),  $l_n$  – koniec skraplania ( $x=0$ ).

Gęstość strumienia masy czynnika chłodniczego określano na podstawie znajomości jego masowego natężenia przepływu. Obliczano ją w następujący sposób:

$$(w\rho) = \frac{4 \cdot \dot{m}}{\pi \cdot d_w^2}, \quad (4.8)$$

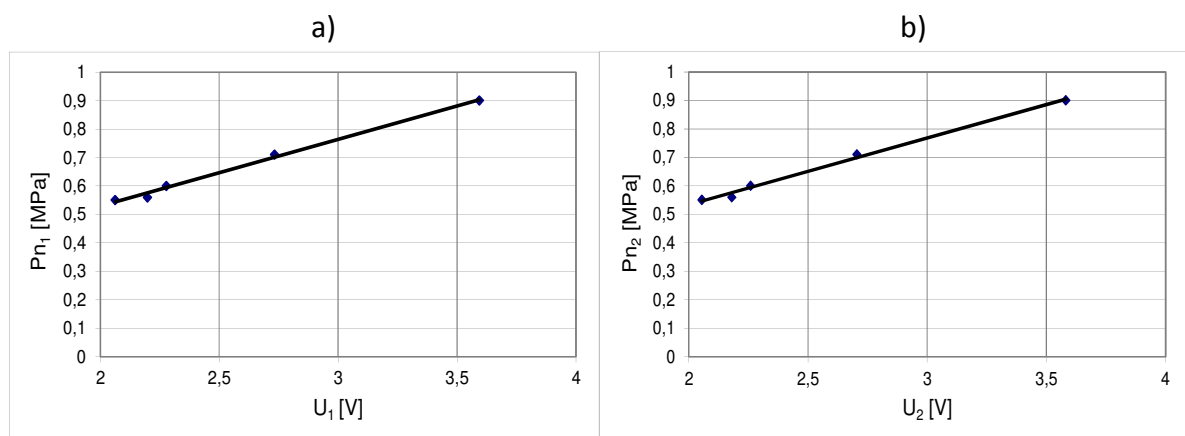
gdzie  $\dot{m}$  – masowe natężenie przepływu czynnika chłodniczego [kg/s], natomiast  $d_w$  – średnica wewnętrzna minikanalu rurowego.

#### 4.2.3. TESTOWANIE STANOWISKA POMIAROWEGO

W ramach testowania stanowiska pomiarowego wykonano:

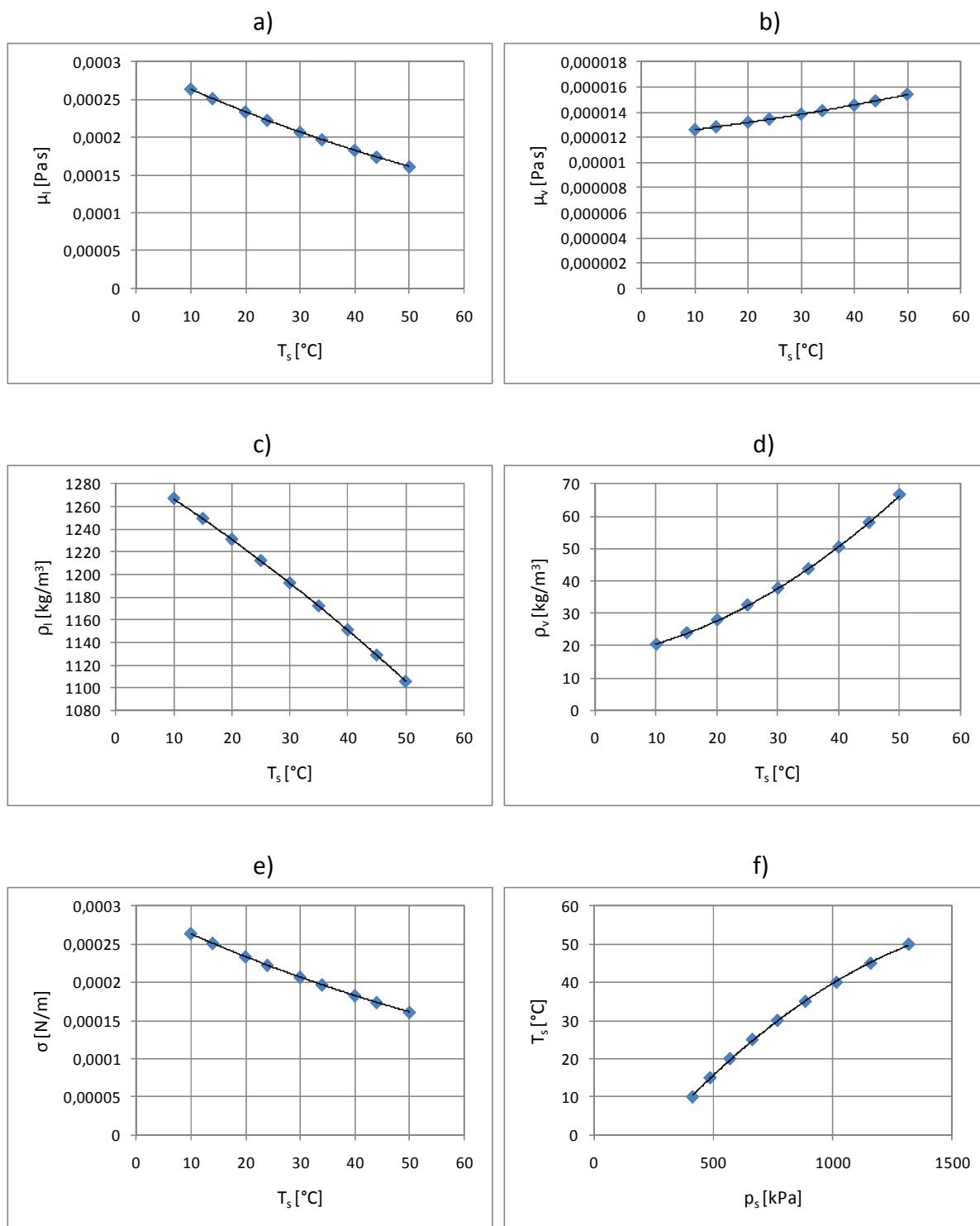
- eksperymentalne sprawdzenie charakterystyk czujników pomiarowych,
- pomiary sprawdzające w zakresie jednofazowego przepływu cieczy badanych czynników chłodniczych w minikanalach.

Testowania czujników piezometrycznych do pomiaru ciśnienia czynnika chłodniczego polegało na wykonaniu ich charakterystyk napięciowych. W celu ich sporządzenia skonstruowano oddzielne stanowisko. Na rys. 4.7 przedstawiono charakterystyki napięciowo – ciśnieniowe zastosowanych w badaniach czujników ciśnienia z przetwornikiem napięciowym.

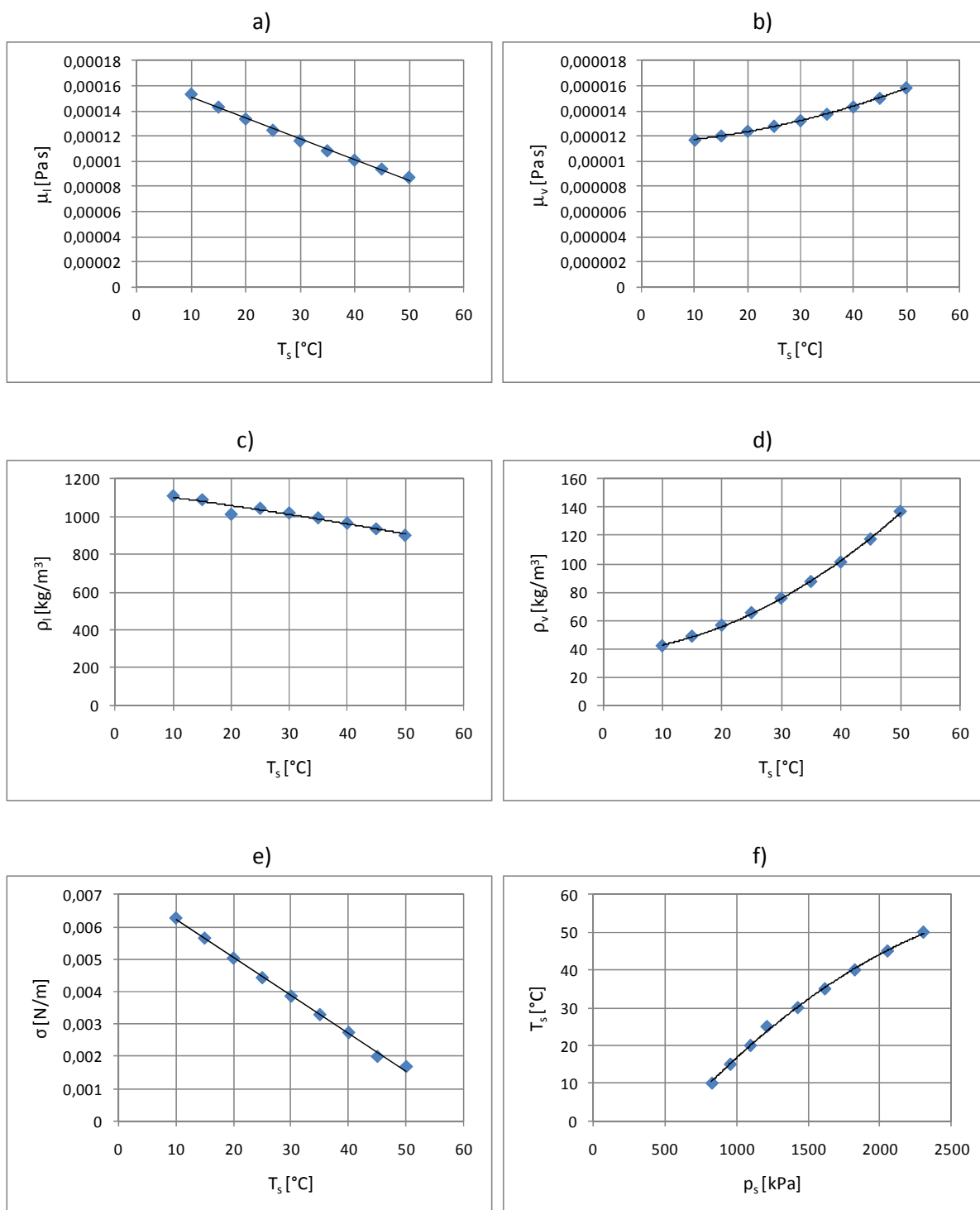


Rys. 4.7. Indywidualne charakterystyki napięciowe czujników pomiaru ciśnienia: a) na dopływie do odcinka pomiarowego, b) na wyptywie z odcinka pomiarowego

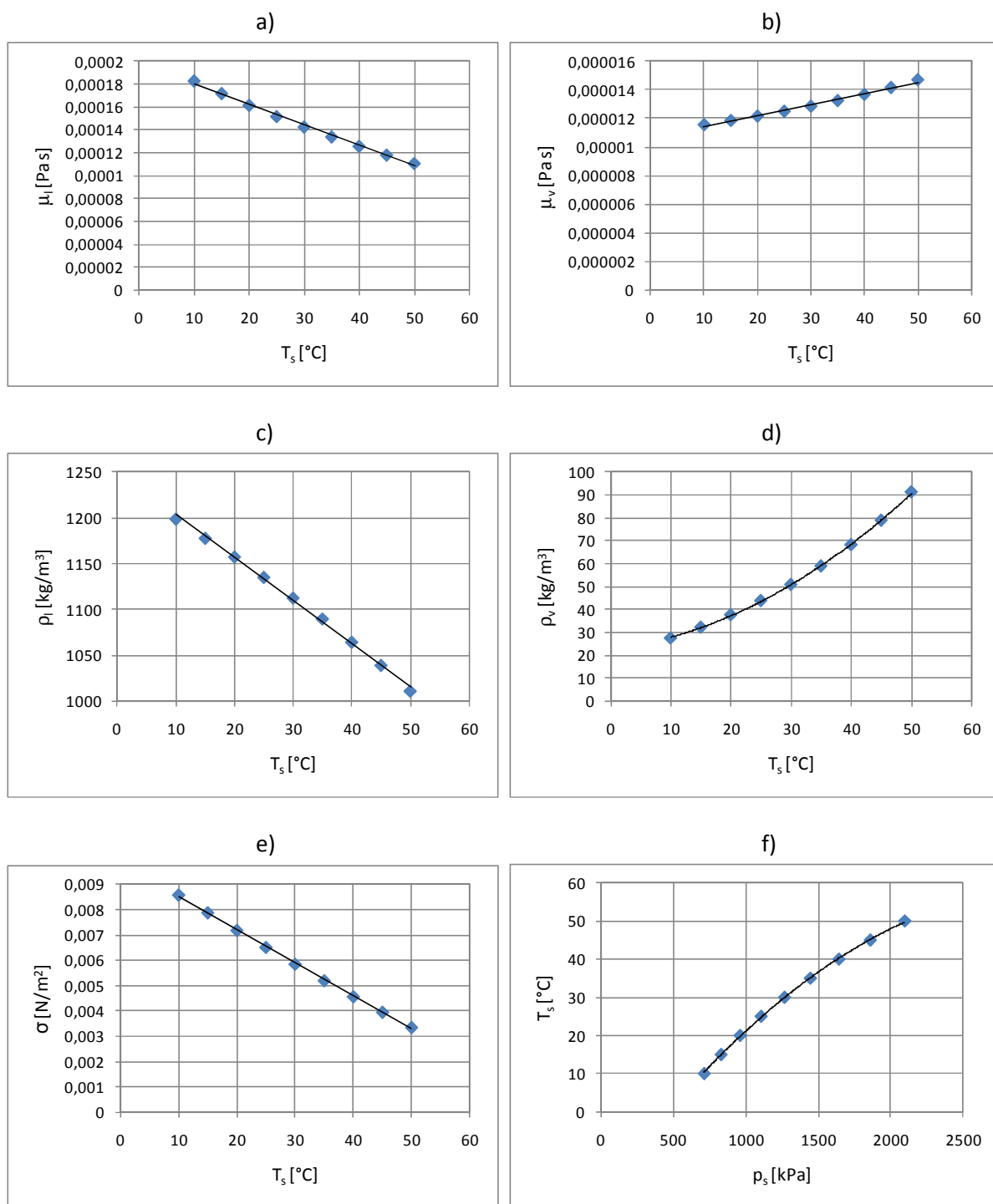
Wykonano charakterystyki właściwości termofizycznych badanych czynników chłodniczych obrazujące ich zmianę wraz ze zmianą temperatury nasycenia  $T_s$  (rys.4.8 – 4.10).



Rys. 4.8. Właściwości termofizyczne czynnika chłodniczego R134a; a) zależność dynamicznego współczynnika lepkości fazy ciekłej od temperatury nasycenia, b) zależność dynamicznego współczynnika lepkości fazy gazowej od temperatury nasycenia, c) zależność gęstość fazy ciekłej od temperatury nasycenia, d) zależność gęstość fazy gazowej od temperatury nasycenia, e) zależność napięcia powierzchniowego cieczy od temperatury nasycenia, f) zależność temperatura nasycenia od ciśnienia nasycenia



Rys. 4.9. Właściwości termofizyczne czynnika chłodniczego R404A; a) zależność dynamicznego współczynnika lepkości fazy ciekłej od temperatury nasycenia, b) zależność dynamicznego współczynnika lepkości fazy gazowej od temperatury nasycenia, c) zależność gęstość fazy ciekłej od temperatury nasycenia, d) zależność gęstość fazy gazowej od temperatury nasycenia, e) zależność napięcia powierzchniowego cieczy od temperatury nasycenia, f) zależność temperatura nasycenia od ciśnienia nasycenia



Rys. 4.10. Właściwości termofizyczne czynnika chłodniczego R407C; a) zależność dynamicznego współczynnika lepkości fazy ciekłej od temperatury nasycenia, b) zależność dynamicznego współczynnika lepkości fazy gazowej od temperatury nasycenia, c) zależność gęstość fazy ciekłej od temperatury nasycenia, d) zależność gęstość fazy gazowej od temperatury nasycenia, e) zależność napięcia powierzchniowego cieczy od temperatury nasycenia, f) zależność temperatura nasycenia od ciśnienia nasycenia

Stanowisko pomiarowe przetestowano w warunkach przepływu jednofazowego, dla przepływu cieczy badanych czynników chłodniczych (R134a, R404A i R407C). Miało to na celu sprawdzenie czy przepływ w odcinku pomiarowym odbywa się w sposób prawidłowy

(zgodnie ze znanymi prawami dotyczącymi przepływu jednofazowego). Przeprowadzono je na stanowisku pomiarowym wykonanym w wersji pierwszej (rys.4.1) i w wersji drugiej (rys.4.5). W tabelicy 4.1. zawarto wyniki eksperymentalne testowania stanowiska oraz obliczeń teoretycznych dla czynnika chłodniczego R134a. Kolorem czerwonym w tabelicy 4.1 oznaczono ruch laminarny, natomiast niebieskim ruch przejściowy. Stanowisko zostało przetestowane w zakresie: średnic wewnętrznych kanałów rurowych  $d_w = 3,3 \div 1,4$  mm, liczby Reynoldsa  $Re > 6975$  i gęstości strumienia masy  $w\rho = 64 \div 866$  kg/m<sup>2</sup>s.

Tablica 4.1.

Parametry badanego przepływu jednofazowego

D	wρ	T <sub>s</sub>	σ	ρ <sub>l</sub>	μ <sub>l</sub>	w	Re	λ	λ <sub>exp</sub>	Δp <sub>TH</sub>	Δp <sub>exp</sub>
[m]	[kg/m <sup>2</sup> s]	[°C]	[N/m]	[kg/m <sup>3</sup> ]	[Pa s]	[m/s]				[Pa]	[Pa]
0,0033	162	40,70	0,0062	1144,58	0,00018	0,14	2949	0,043	0,044	149,2	153,0
0,0033	129	40,85	0,0062	1143,91	0,00018	0,11	2353	0,045	0,049	100,1	108,0
0,0033	97	36,65	0,0067	1162,31	0,00019	0,08	1680	0,038	0,045	46,7	55,0
0,0033	64	36,65	0,0067	1162,31	0,00019	0,06	1108	0,058	0,061	30,8	32,5
0,0023	321	42,35	0,0060	1137,26	0,00018	0,28	4157	0,039	0,041	776,1	799,4
0,0023	267	43,10	0,0059	1133,73	0,00018	0,24	3491	0,041	0,042	562,7	573,8
0,0023	200	43,50	0,0058	1132,09	0,00018	0,18	2627	0,044	0,046	339,5	351,0
0,0023	133	44,05	0,0057	1129,39	0,00017	0,12	1760	0,036	0,041	123,8	139,2
0,00194	451	39,30	0,0064	1150,84	0,00018	0,39	4743	0,038	0,040	1736,7	1827,0
0,00194	376	39,30	0,0064	1150,75	0,00018	0,33	3955	0,040	0,042	1263,3	1330,0
0,00194	282	39,20	0,0064	1151,19	0,00018	0,24	2963	0,043	0,044	763,5	792,0
0,00194	188	40,00	0,0063	1147,74	0,00018	0,16	1995	0,032	0,035	254,7	275,0
0,0016	663	40,80	0,0062	1144,09	0,00018	0,58	5861	0,036	0,035	4341,8	4200,0
0,0016	552	41,90	0,0060	1139,02	0,00018	0,48	4949	0,038	0,039	3153,6	3262,5
0,0016	414	41,20	0,0061	1142,45	0,00018	0,36	3676	0,041	0,044	1905,0	2072,0
0,0016	276	41,30	0,0061	1141,75	0,00018	0,24	2456	0,045	0,051	937,1	1056,0
0,0014	866	44,05	0,0057	1129,39	0,00017	0,77	6975	0,035	0,033	8210,8	7923,5
0,0014	722	44,25	0,0057	1128,66	0,00017	0,64	5827	0,036	0,032	5973,5	5324,4
0,0014	541	44,00	0,0058	1129,62	0,00017	0,48	4355	0,039	0,038	3604,1	3472,0
0,0014	361	44,10	0,0057	1129,16	0,00017	0,32	2909	0,043	0,041	1775,8	1705,2
0,0014	234	44,80	0,0056	1126,13	0,00017	0,21	1901	0,034	0,037	584,5	650,0

- $d$  – średnica minikanatu [m],  
 $(w\rho)$  – gęstość strumienia masy [kg/m<sup>2</sup>s],  
 $T_s$  – temperatura nasycenia [°C],  
 $\sigma$  – napięcie powierzchniowe [N/m],  
 $\rho_l$  – gęstość cieczy czynnika chłodniczego [kg/m<sup>3</sup>],  
 $\mu_l$  – lepkość czynnika chłodniczego [Pa s],  
 $w$  – prędkość przepływu czynnika chłodniczego [m/s],  
 $Re$  – liczba Reynoldsa,

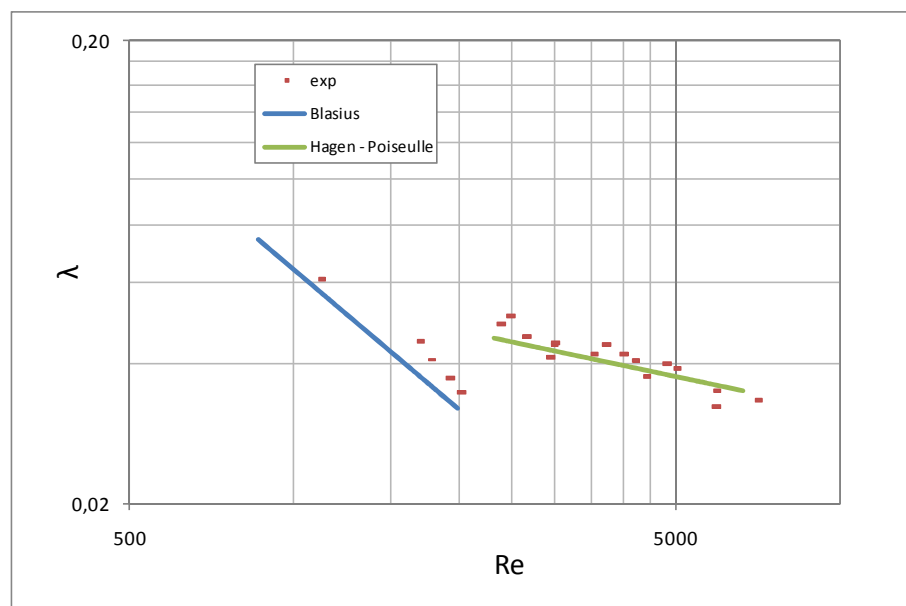
- $\lambda$  – teoretyczny współczynnik oporów liniowych,
- $\lambda_{exp}$  – eksperymentalny współczynnik oporów liniowych,
- $\Delta p_{TH}$  – teoretyczne opory przepływu jednofazowego [Pa],
- $\Delta p_{exp}$  – eksperymentalne opory przepływu jednofazowego [Pa].

Wyniki testowania stanowiska porównane zostały z teorią przepływu jednofazowego cieczy w kanale. Na podstawie badań eksperymentalnych określono współczynnik oporu  $\lambda_{exp}$  wykorzystując do tego celu wzór *Darcy – Weisbacha* (2.3), który po przekształceniu ma postać [21]:

$$\lambda_{exp} = 0,125 \frac{\rho \pi^2 d^5}{\dot{m}^2} \left( \frac{\Delta p}{L} \right)_{exp} \quad (4.9)$$

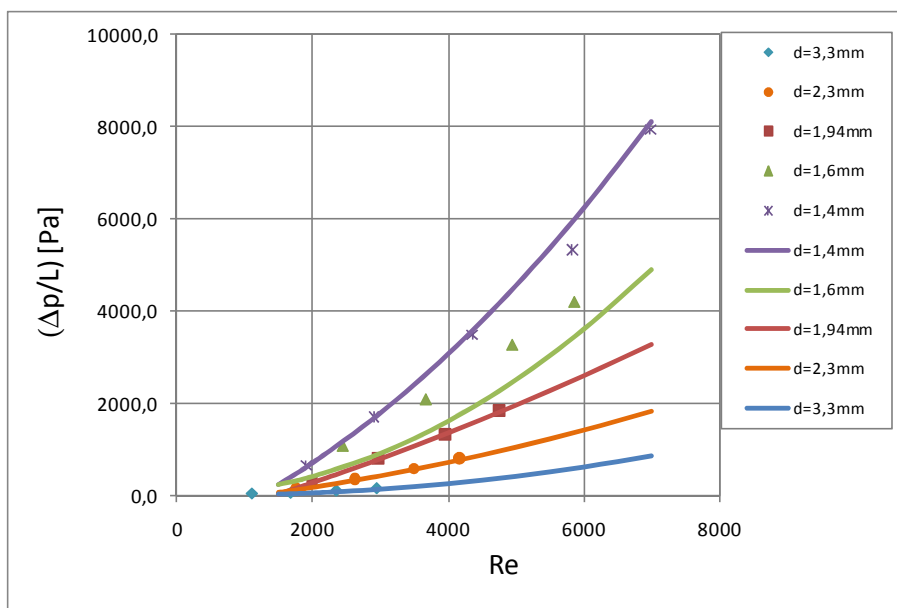
Teoretyczny współczynnik oporu  $\lambda_{TH}$  dla ruchu laminarnego ( $Re < 2300$ ) obliczono ze wzoru *Hagena – Poiseulle’a* (2.5), natomiast dla ruchu przejściowego ( $2300 > Re > 10000$ ) wybrano wzór *Blasiusa* (2.6).

Na rys. 4.11 przedstawiono porównawczą interpretację zależności tarcowego współczynnika oporu przepływu od liczby Reynoldsa  $Re$ , przy czym współczynnik ten określono na drodze eksperymentalnej i obliczono z zależności (4.9)[54].

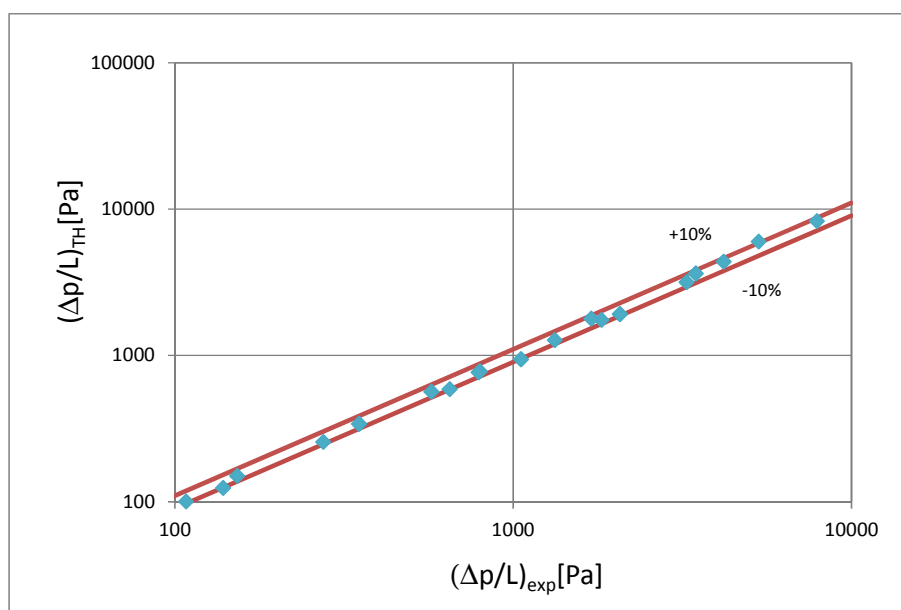


Rys. 4.11. Porównanie eksperymentalnego i teoretycznego tarcowego współczynnika oporów przepływu  $\lambda$  w zależności od liczby Reynoldsa  $Re$

Na rys. 4.12. przedstawiono porównanie eksperymentalnych charakterystyk oporów przepływu jednofazowego czynnika R134a z wynikami obliczeń teoretycznych. Teoretyczne opory przepływu jednofazowego określono na podstawie wzoru *Darcy – Weisbacha* (2.3). Rys. 4.13 przedstawia porównanie eksperymentalnych oporów przepływu cieczy czynnika z teoretycznymi oporami przepływu wyznaczonych przy użyciu zależności *Hagena – Poiseulle’a* i *Blasiusa*. Zgodność między wynikami eksperymentu i obliczeń teoretycznych wynosi poniżej 10%. Jest to zadowalająca dokładność.



Rys. 4.12. Porównanie wyników eksperymentalnych testowania stanowiska pomiarowego z wynikami obliczeń teoretycznych wg zależności *Hagena – Poiseulle’a* i *Blasiusa*, w formie zależności  $(\Delta p/L) = f(Re)$



Rys. 4.13. Porównanie eksperymentalnych charakterystyk oporów przepływu jednofazowego cieczy czynnika R134a z wynikami obliczeń teoretycznych wg zależności *Hagena – Poiseulle’a* i *Blasiusa*



### 4.3. WYNIKI BADAŃ EKSPERYMENTALNYCH

#### 4.3.1. WYNIKI BADAŃ EKSPERYMENTALNYCH SKRAPLANIA CZYNNIKÓW CHŁODNICZYCH W POJEDYNCZYM MINIKANALE

Badania eksperymentalne oporów przepływu wykonano dla skraplania czynników chłodniczych R134a, R404A i R407C w minikanalach rurowych. W badaniach zastosowano minikanaly rurowe o średnicy wewnętrznej  $d_w = 0,31; 0,45; 0,64; 0,98; 1,4; 1,6; 1,94; 2,3; 3,3$  mm dla czynników chłodniczych R134a i R404A, oraz  $d_w = 0,31; 0,98; 1,6; 2,3$  mm dla czynnika chłodniczego R407C. Zakres eksperymentu obejmował zarówno średnie jak i lokalne opory przepływu. Charakterystyki oporów przepływu ujmują wpływ najważniejszych parametrów procesu, a w tym: gęstości strumienia masy ( $w\rho$ ), stopnia suchości  $x$ , średnicy wewnętrznej kanału  $d_w$  oraz rodzaju czynnika. Dokonano dodatkowo porównania wyników badań eksperymentalnych z wynikami obliczeń wg zależności wyprowadzonych przez innych autorów.

##### *Wyniki badań średnich oporów przepływu podczas skraplania*

Średnie opory przepływu zostały określone dla całej strefy skraplania właściwego, tzn. od stopnia suchości  $x = 1$  do  $x = 0$ . W tablicach 4.2 ÷ 4.4 przedstawiono przykładowo zestawienie wyników badań eksperymentalnych charakterystyk w postaci zależności średnich oporów przepływu odpowiednio czynników chłodniczych R134a, R404A i R407C, dla minikanalu o średnicy wewnętrznej  $d_w = 1,6$  mm. Zestawienia tabelaryczne i graficzne wyników badań oporów przepływu w warunkach uśrednionych, dla innych średnic minikanalów rurowych zamieszczono w ZAŁĄCZNIKU 1.

**Tablica 4.2**

Wyniki badań eksperymentalnych średnich oporów przepływu  $(\Delta p/L)_{\text{sr}}$  podczas skraplania czynnika chłodniczego R134a w minikanale rurowym o średnicy wewnętrznej  $d_w = 1,6$  mm

nr pom.	wp [kg/(m <sup>2</sup> ·s)]	T <sub>s</sub> [°C]	p <sub>s</sub> [MPa]	( $\Delta p/L$ ) <sub>sr</sub> [kPa/m]
B.6.23	49	35,00	0,90	2,28
B.6.24	62	35,00	0,90	0,11
B.6.25	140	34,60	0,89	5,4
B.6.26	157	34,50	0,89	3,8
B.6.27	182	34,45	0,88	15,47
B.6.28	203	34,30	0,88	7,66
B.6.29	243	33,80	0,87	11,67
B.6.30	265	34,50	0,89	15,47
B.6.31	275	34,35	0,88	20,27
B.6.32	315	34,20	0,88	16,48
B.6.33	324	35,00	0,90	24,94
B.6.34	375	34,40	0,88	0,07
B.6.35	403	34,40	0,88	39,48

B.6.36	445	34,55	0,89	49,39
B.6.37	453	36,25	0,93	46,16
B.6.38	481	34,45	0,88	33,45
B.6.39	486	34,65	0,89	59,82
B.6.40	532	37,00	0,95	66,58
B.6.41	539	34,60	0,89	73,37
B.6.42	581	36,10	0,93	71,01
B.6.43	601	35,85	0,92	73,36
B.6.44	678	37,60	0,96	99,11
B.6.45	718	37,25	0,95	99,11
B.6.46	760	38,20	0,98	110,81
B.6.47	760	40,45	1,04	106,11
B.6.48	774	40,50	1,04	103,77
B.6.49	776	41,40	1,06	96,74
B.6.50	829	39,85	1,02	106,12
B.6.51	830	39,75	1,02	106,12
B.6.52	881	39,75	1,02	106,12
B.6.53	905	38,65	0,99	99,1
B.6.54	912	39,65	1,02	87,38
B.6.55	928	38,15	0,98	99,1
B.6.56	971	38,65	0,99	101,44
B.6.57	978	38,75	0,99	78,02
B.6.58	995	38,10	0,98	94,42
B.6.59	1013	37,75	0,97	92,08
B.6.60	1050	37,40	0,96	87,4
B.6.61	1165	40,70	1,04	124,85
B.6.62	1223	39,75	1,02	117,83
B.6.63	1402	43,90	1,13	108,43
B.6.64	1402	42,60	1,10	94,38
B.6.65	1412	43,35	1,12	103,75
B.6.66	1481	42,80	1,10	96,72

oznaczenia

- $w\rho$  - gęstość strumienia masy  
 $T_s$  - temperatura nasycenia  
 $p_s$  - ciśnienie nasycenia  
 $(\Delta p/L)_{sr}$  - średnie opory przepływu

Tablica 4.3

Wyniki badań eksperymentalnych średnich oporów przepływu  $(\Delta p/L)_{\text{sr}}$  podczas skraplania czynnika chłodniczego R404A w minikanale rurowym o średnicy wewnętrznej  $d_w = 1,6$  mm

nr pom.	wp	$T_s$	$p_s$	$(\Delta p/L)_{\text{sr}}$
	[kg/m <sup>2</sup> s]	[°C]	[MPa]	[kPa/m]
A.6.34	359	27,70	1,36	18,23
A.6.35	367	28,20	1,37	14,66
A.6.36	414	27,85	1,36	19,35
A.6.37	504	27,95	1,36	28,71
A.6.38	521	27,80	1,36	19,34
A.6.39	523	27,50	1,35	26,62
A.6.40	525	26,95	1,33	18,07
A.6.41	557	27,30	1,34	17,78
A.6.42	559	27,00	1,33	22,7
A.6.43	577	26,30	1,31	33,16
A.6.44	587	27,45	1,35	21,13
A.6.45	601	26,50	1,31	26,35
A.6.46	602	27,00	1,33	25,13
A.6.47	624	27,00	1,33	30,64
A.6.48	635	27,90	1,36	47,45
A.6.49	656	27,05	1,33	43,32
A.6.50	663	26,25	1,30	44,45
A.6.51	704	26,95	1,33	33,41
A.6.52	704	27,25	1,34	37,34
A.6.53	739	27,00	1,33	38,32
A.6.54	753	26,55	1,32	45,3
A.6.55	753	26,35	1,31	56,99
A.6.56	767	27,10	1,33	47,88
A.6.57	779	27,30	1,34	47,8
A.6.58	815	26,90	1,33	47,46
A.6.59	901	27,20	1,34	58,18
A.6.60	901	27,10	1,33	56,81
A.6.61	939	26,55	1,31	73,23
A.6.62	988	26,80	1,33	66,2
A.6.63	1057	27,35	1,34	73,22
A.6.64	1080	26,95	1,33	98,99
A.6.65	1158	27,55	1,35	87,27
A.6.66	1299	27,85	1,36	136,45
A.6.67	1299	28,00	1,37	106
A.6.68	1589	28,45	1,38	134,1

Tablica 4.4

Wyniki badań eksperymentalnych średnich oporów przepływu  $(\Delta p/L)_{sr}$  podczas skraplania czynnika chłodniczego R407C w minikanale rurowym o średnicy wewnętrznej  $d_w = 1,6$  mm

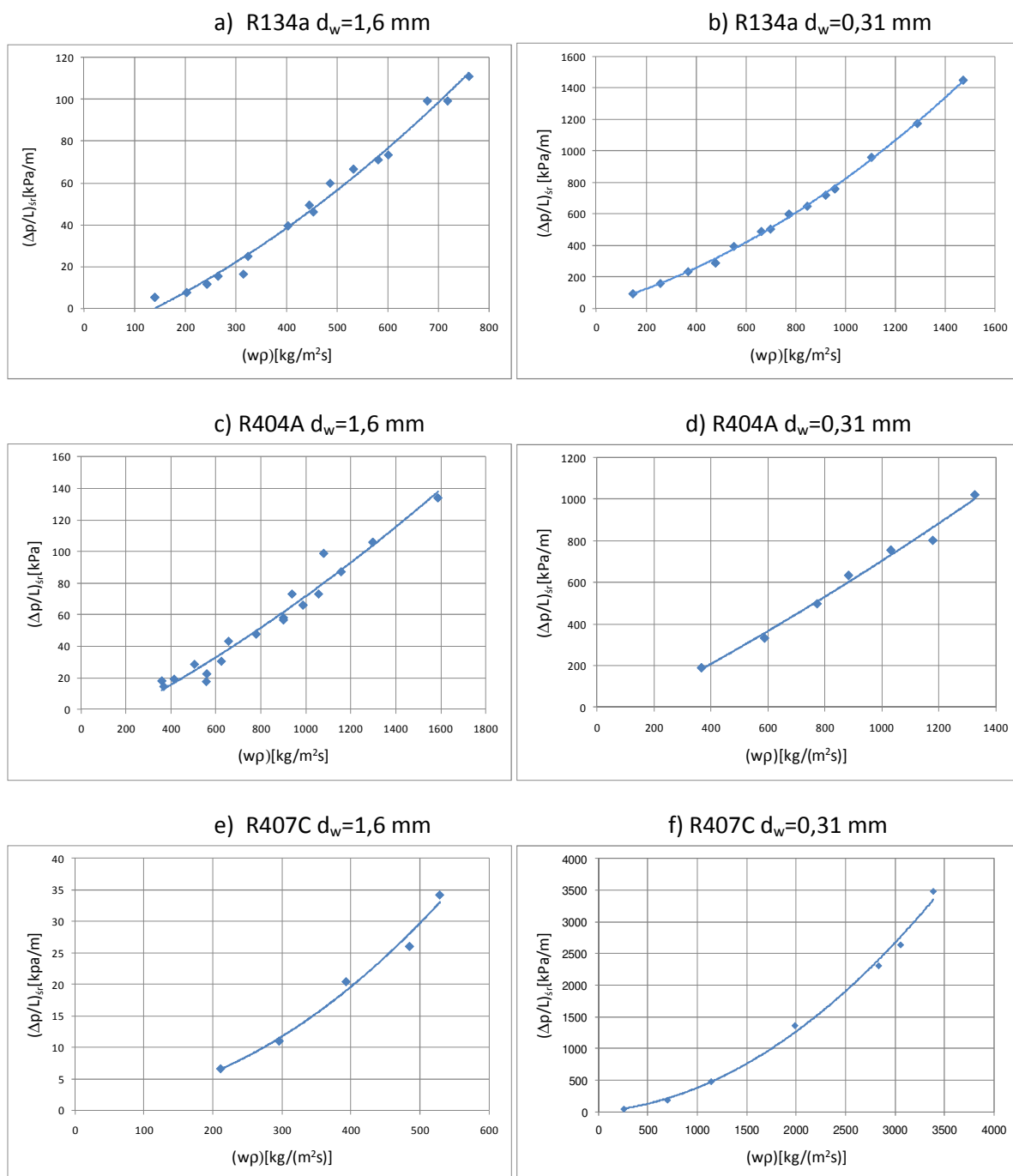
nr pom.	wp	$T_s$	$p_s$	$(\Delta p/L)_{sr}$
	[kg/m <sup>2</sup> s]	[°C]	[Mpa]	[kPa/m]
C.3.0	529	35,25	1,41	27,33
C.3.1	529	35,25	1,41	30,31
C.3.2	529	35,15	1,41	31,50
C.3.3	529	34,95	1,41	25,31
C.3.4	529	34,80	1,40	18,11
C.3.5	529	35,10	1,41	6,88
C.3.6	393	35,20	1,41	16,91
C.3.7	393	35,30	1,42	21,55
C.3.8	393	35,25	1,41	18,33
C.3.9	393	35,25	1,41	8,24
C.3.10	211	35,45	1,42	8,26
C.3.11	211	35,40	1,42	6,09
C.3.12	211	35,25	1,41	4,26
C.3.13	211	35,45	1,42	0,62

oznaczenia:

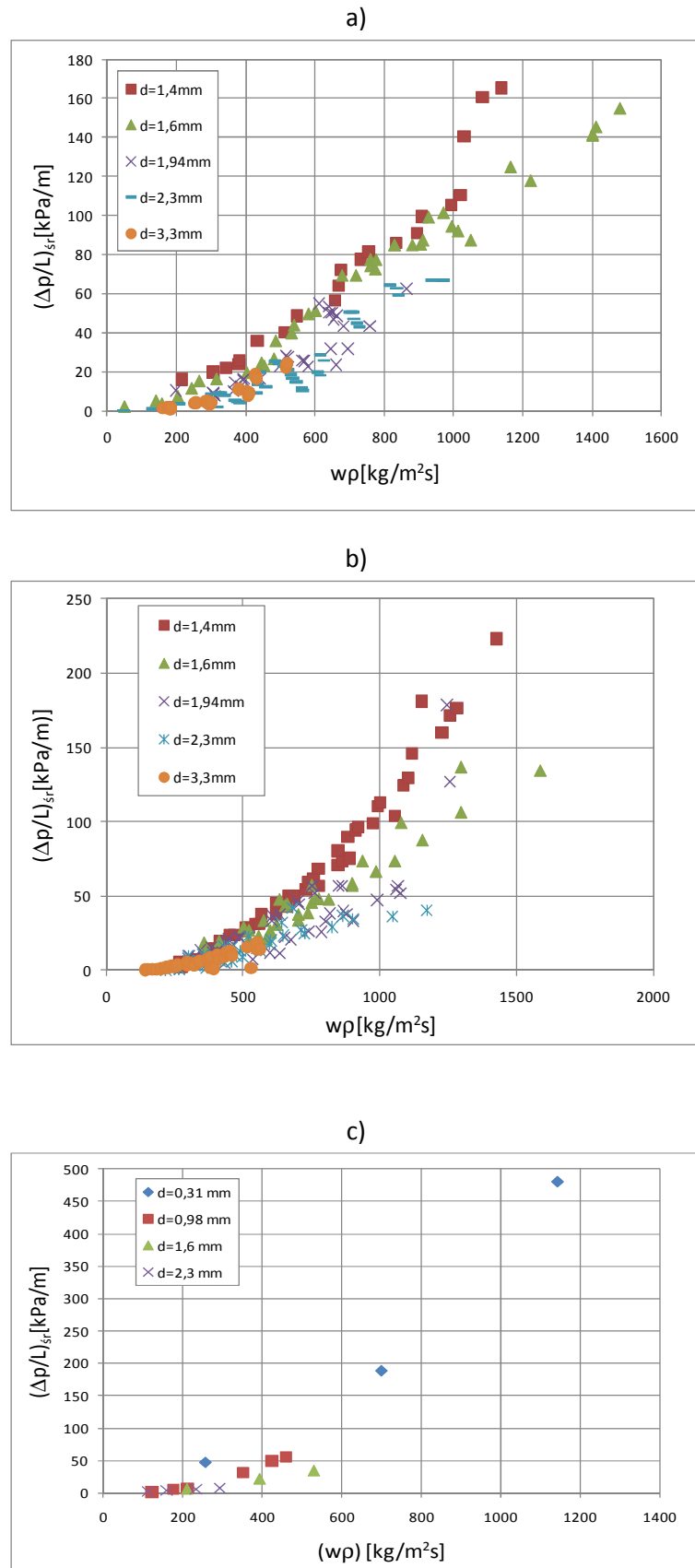
- $w\rho$  - gęstość strumienia masy
- $T_s$  - temperatura nasycenia
- $p_s$  - ciśnienie nasycenia
- $(\Delta p/L)_{sr}$  - średnie opory przepływu

Na rysunku 4.14 przedstawiono przykładowe wyniki badań eksperymentalnych średnich oporów przepływu  $(\Delta p/L)_{sr} = f(w\rho)$  podczas skraplania czynników chłodniczych R134a, R404A i R407C, w kanałach o średnicy wewnętrznej  $d_w = 1,6$  mm i  $d_w = 0,31$  mm. Na rysunku 4.15 pokazano porównanie wyników badań eksperymentalnych średnich oporów przepływu w zależności od gęstości strumienia masy, dla czynników chłodniczych podczas ich skraplania w kanałach o średnicy  $d_w > 1$  mm.

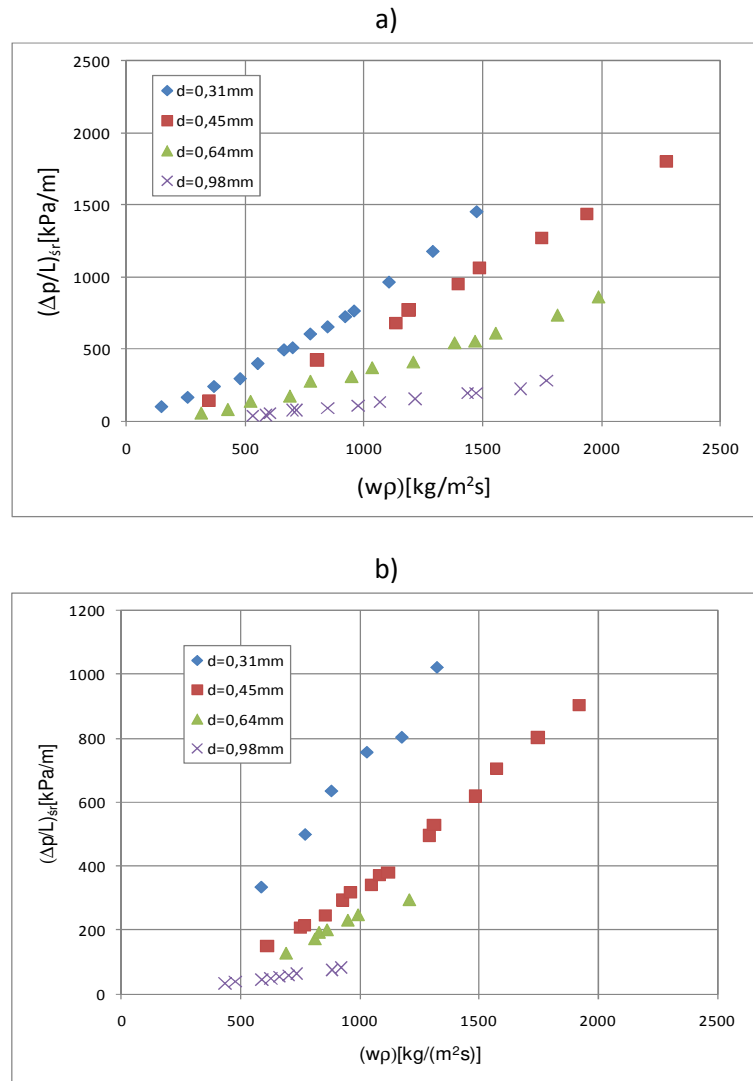
Na rys. 4.14 można zauważyć, że wzrostowi gęstości strumienia masy ( $w\rho$ ) towarzyszy wzrost średnich oporów przepływu. Wykres tej zależności jest zbliżony do krzywej parabolicznej, co jest zgodne z prawami hydromechaniki. Wartość oporów przepływu zależy także od rodzaju skraplanego czynnika. Najwyższe opory przepływu przy  $(w\rho) = \text{const}$  powoduje skraplanie czynnika średniociśnieniowego R134a. Stosunkowo niższą wartość oporów przepływu otrzymano dla czynników wysokociśnieniowych R404A i R407C. Na rys. 4.19 przedstawiono zależność średnich oporów przepływu od gęstości strumienia masy dla skraplania czynników chłodniczych R134a, R404A i R407C w kanałach o średnicy  $d_w < 1$  mm.



Rys. 4.14. Charakterystyki eksperymentalne zależności  $(\Delta p/L)_{sr} = f(w\rho)$  a) R134a  $d_w = 1,6$  mm, b) R134a  $d_w = 0,31$  mm, c) R404A  $d_w = 1,6$  mm, d) R404A  $d_w = 0,31$  mm, e) R407C  $d_w = 1,6$  mm, f) R407C  $d_w = 0,31$  mm



Rys. 4.15. Zestawienie zbiorcze wyników badań eksperymentalnych średnich wartości oporów przepływu  $(\Delta p/L)_{sr} = f(w\rho)$  dla średnic kanałów  $d_w = 1,4 \div 3,3$  mm, dla czynników: a) R134a, b) R404A, c) R407C



Rys. 4.16. Zestawienie zbiorcze średnich oporów przepływu  $(\Delta p/L)_{sr} = f(w\rho)$  dla kanałów o średnicy  $d_w = 0,31 \div 0,98$  mm, dla czynników: a) R134a, b) R404A

Z rys. 4.15, ujmującego zestawienie zbiorcze charakterystyk eksperymentalnych  $(\Delta p/L)_{sr} = f(w\rho)$  dla minikanatów o średnicy wewnętrznej  $d_w > 1$  mm, i rys. 4.16 dla kanałów  $d_w < 1$  mm wynika, że wzrost gęstości strumienia masy w zakresie  $200 \div 1000$  kg/(m<sup>2</sup>s) powoduje wzrost oporów przepływu w zakresie:

- R134a:  $d_w = 1,6$  –  $(\Delta p/L)_{sr} = 10 \div 100$  kPa/m,  $d_w = 0,31$  –  $(\Delta p/L)_{sr} = 30 \div 800$  kPa/m,
- R404A:  $d_w = 1,6$  –  $(\Delta p/L)_{sr} = 5 \div 70$  kPa/m,  $d_w = 0,31$  –  $(\Delta p/L)_{sr} = 20 \div 700$  kPa/m.

#### Wyniki badań lokalnych oporów przepływu podczas skraplania

Dla wszystkich badanych minikanatów wykonane zostały charakterystyki opisujące lokalną wartość oporów przepływu  $(\Delta p/L)_x$  od stopnia suchości  $x$ , dla stałych poziomów gęstości strumienia masy  $(w\rho) = \text{const}$ . W tab. 4.5 ÷ 4.7 przedstawiono przykładowo wyniki badań lokalnych oporów przepływu  $(\Delta p/L)_x$  dla czynników R134a, R404A i R407C skraplanych

w kanale o średnicy wewnętrznej  $d_w = 1,6$  mm. Pozostałe wyniki badań lokalnych oporów przepływu umieszczono w ZAŁĄCZNIKU 2.

**Tablica 4.5**

Wyniki badań eksperymentalnych lokalnych oporów przepływu  $(\Delta p/L)_x$  podczas skraplania czynnika chłodniczego R134a w minikanale rurowym o średnicy wewnętrznej  $d_w = 1,6$  mm

nr pom.	d	w $\rho$	T <sub>s</sub>	p <sub>s</sub>	( $\Delta p/L$ ) <sub>x</sub>	X
	[mm]	[kg/m <sup>2</sup> s]	[°C]	[MPa]	[kPa/m]	
B.7.0	1,94	451	40,50	1,04	14,27	0,98
B.7.1	1,94	451	40,00	1,03	17,98	0,68
B.7.2	1,94	451	39,70	1,02	14,53	0,44
B.7.3	1,94	451	39,70	1,02	11,20	0,19
B.7.4	1,94	451	39,20	1,01	10,26	0,11
B.7.5	1,94	451	39,30	1,01	6,30	0,02
B.7.6	1,94	376	40,60	1,04	11,61	0,97
B.7.7	1,94	376	40,10	1,03	11,74	0,37
B.7.8	1,94	376	40,00	1,03	11,29	0,30
B.7.9	1,94	376	40,00	1,03	8,94	0,24
B.7.10	1,94	376	39,40	1,01	6,39	0,09
B.7.11	1,94	376	39,30	1,01	4,75	0,01
B.7.12	1,94	282	39,90	1,02	8,37	0,96
B.7.13	1,94	282	39,75	1,02	10,24	0,42
B.7.14	1,94	282	39,75	1,02	6,87	0,15
B.7.15	1,94	282	39,30	1,01	5,18	0,12
B.7.16	1,94	282	39,20	1,01	3,60	0,03
B.7.17	1,94	188	40,10	1,03	6,68	0,97
B.7.18	1,94	188	40,10	1,03	5,43	0,26
B.7.19	1,94	188	40,05	1,03	4,01	0,15
B.7.20	1,94	188	40,00	1,03	0,05	0,02

Oznaczenia:

- w $\rho$  - gęstość strumienia masy
- T<sub>s</sub> - temperatura nasycenia
- p<sub>s</sub> - ciśnienie nasycenia
- ( $\Delta p/L$ )<sub>x</sub> - lokalne opory przepływu
- x - lokalny stopień suchości



Tablica 4.6

Wyniki badań eksperymentalnych lokalnych oporów przepływu  $(\Delta p/L)_x$  podczas skraplania czynnika chłodniczego R404A w minikanale rurowym o średnicy wewnętrznej  $d_w = 1,6$  mm

nr pom.	$w\rho$ [kg/m <sup>2</sup> s]	$T_s$ [°C]	$p_s$ [MPa]	$(\Delta p/L)_x$ [kPa/m]	$x$
A.6.0	691	35,00	1,63	16,76	0,99
A.6.1	691	34,45	1,61	17,05	0,99
A.6.2	691	34,25	1,60	21,64	0,85
A.6.3	691	34,05	1,59	20,86	0,67
A.6.4	691	33,80	1,58	8,45	0,16
A.6.5	691	33,80	1,58	6,77	0,12
A.6.6	691	33,75	1,58	4,46	0,06
A.6.7	552	33,85	1,58	13,83	0,98
A.6.8	552	33,65	1,58	14,04	0,97
A.6.9	552	33,25	1,56	15,28	0,84
A.6.10	552	32,95	1,55	14,24	0,63
A.6.11	552	32,75	1,54	5,21	0,12
A.6.12	552	33,00	1,55	1,69	0,04
A.6.13	414	35,05	1,63	7,35	0,99
A.6.14	414	34,75	1,62	8,33	0,98
A.6.15	414	34,70	1,62	11,19	0,93
A.6.16	414	34,30	1,60	11,53	0,80
A.6.17	414	35,20	1,64	11,13	0,75
A.6.18	414	35,15	1,64	8,68	0,42
A.6.19	414	35,10	1,63	3,42	0,10
A.6.20	414	35,05	1,63	1,10	0,05
A.6.21	276	33,90	1,59	5,38	0,97
A.6.22	276	33,80	1,58	6,40	0,93
A.6.23	276	34,00	1,59	6,69	0,70
A.6.24	276	34,00	1,59	5,53	0,37
A.6.25	276	34,25	1,60	4,40	0,31
A.6.26	276	34,15	1,60	2,55	0,09
A.6.27	276	34,20	1,60	0,50	0,03
A.6.28	221	35,00	1,63	4,82	0,96
A.6.29	221	34,80	1,62	4,51	0,70
A.6.30	221	34,75	1,62	3,87	0,54
A.6.31	221	34,55	1,61	3,40	0,41
A.6.32	221	34,65	1,62	1,82	0,11
A.6.33	221	34,30	1,60	0,32	0,01

oznaczenia:

- $w\rho$  - gęstość strumienia masy
- $T_s$  - temperatura nasycenia
- $p_s$  - ciśnienie nasycenia
- $(\Delta p/L)_x$  - lokalne opory przepływu
- $x$  - lokalny stopień suchości

Tablica 4.7

Wyniki badań eksperymentalnych lokalnych oporów przepływu  $(\Delta p/L)_x$  podczas skraplania czynnika chłodniczego R407C w minikanale rurowym o średnicy wewnętrznej  $d_w = 1,6$  mm

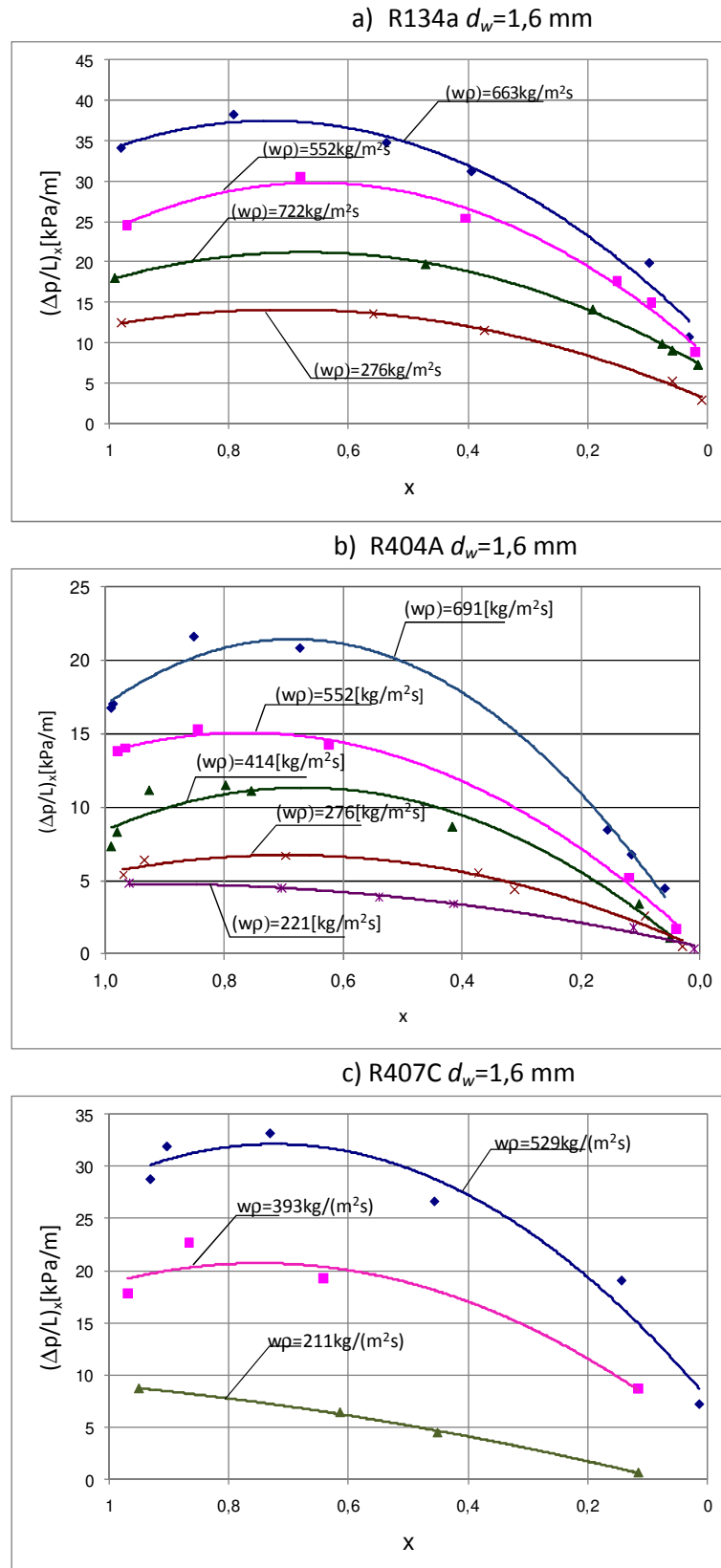
nr pom.	w $\rho$	T <sub>s</sub>	$\rho_s$	$(\Delta p/L)_{x2-3}$	x
	[kg/m <sup>2</sup> s]	[°C]	[Mpa]	[kPa/m]	
C.3.0	529	35,25	1,41	28,77	0,84
C.3.1	529	35,25	1,41	31,90	0,81
C.3.2	529	35,15	1,41	33,16	0,66
C.3.3	529	34,95	1,41	26,64	0,41
C.3.4	529	34,80	1,40	19,07	0,13
C.3.5	529	35,10	1,41	7,24	0,01
C.3.6	393	35,20	1,41	17,80	0,87
C.3.7	393	35,30	1,42	22,68	0,78
C.3.8	393	35,25	1,41	19,30	0,58
C.3.9	393	35,25	1,41	8,67	0,10
C.3.10	211	35,45	1,42	8,70	0,85
C.3.11	211	35,40	1,42	6,42	0,55
C.3.12	211	35,25	1,41	4,49	0,41
C.3.13	211	35,45	1,42	0,65	0,10

oznaczenia:

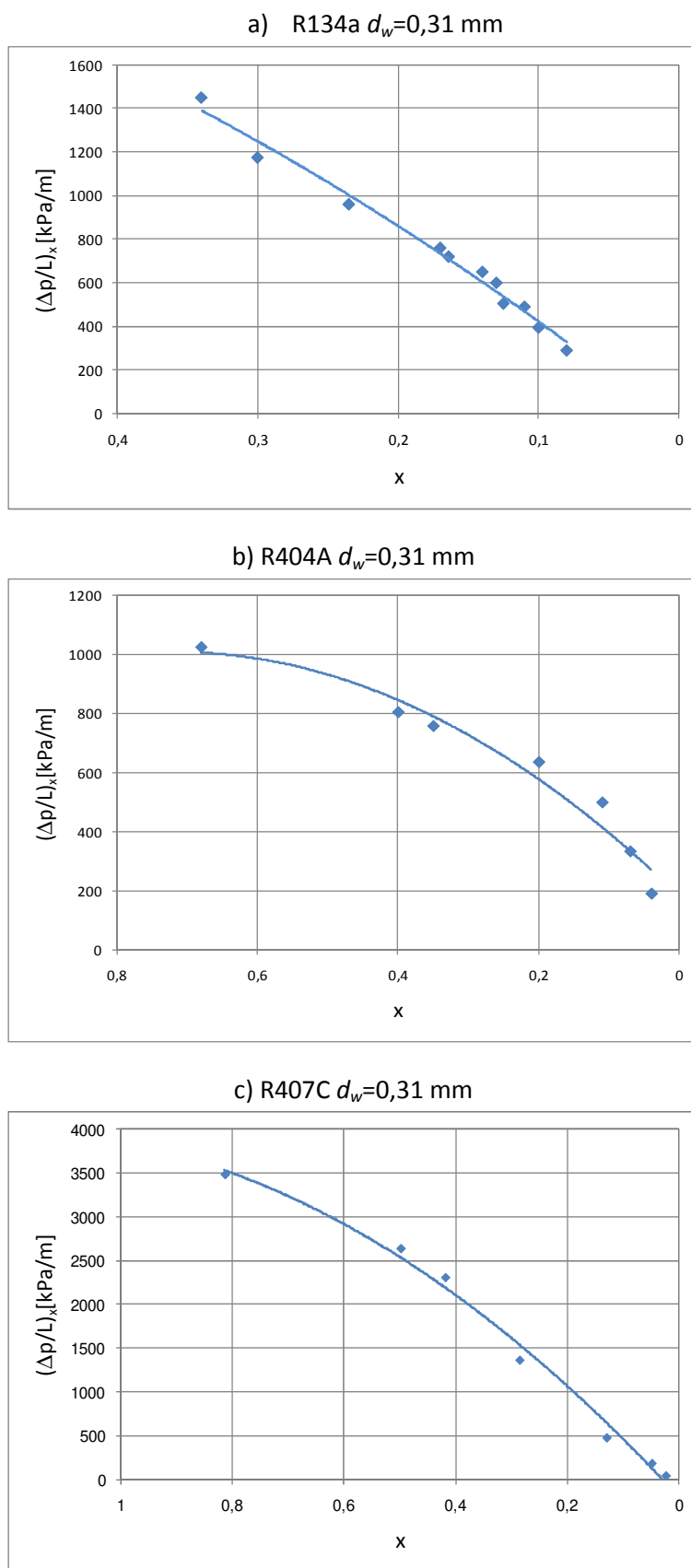
- w $\rho$  - gęstość strumienia masy
- T<sub>s</sub> - temperatura nasycenia
- $\rho_s$  - ciśnienie nasycenia
- $(\Delta p/L)_{2-3}$  - lokalne opory przepływu
- x - Lokalny stopień suchości

Na rys. 4.17 i 4.18 przedstawiono wyniki badań eksperymentalnych zależności lokalnych oporów przepływu od stopnia suchości  $(\Delta p/L)_x = f(x)$  dla średnicy wewnętrznej kanału  $d_w = 1,6$  mm, w którym zachodziło skraplanie w przepływie, kolejno czynników chłodniczych: R134a, R404A i R407C. Wyniki badań dotyczą dwufazowej strefy skraplania, w której następuje zmiana stopnia suchości czynnika chłodniczego od wartości  $x = 1$  (stan pary nasyconej suchej w przekroju wlotowym) do  $x = 0$  (ciecz dochłodzona). Lokalny spadek ciśnienia  $(\Delta p/L)_x$  zależny jest od wartości stopnia suchości.

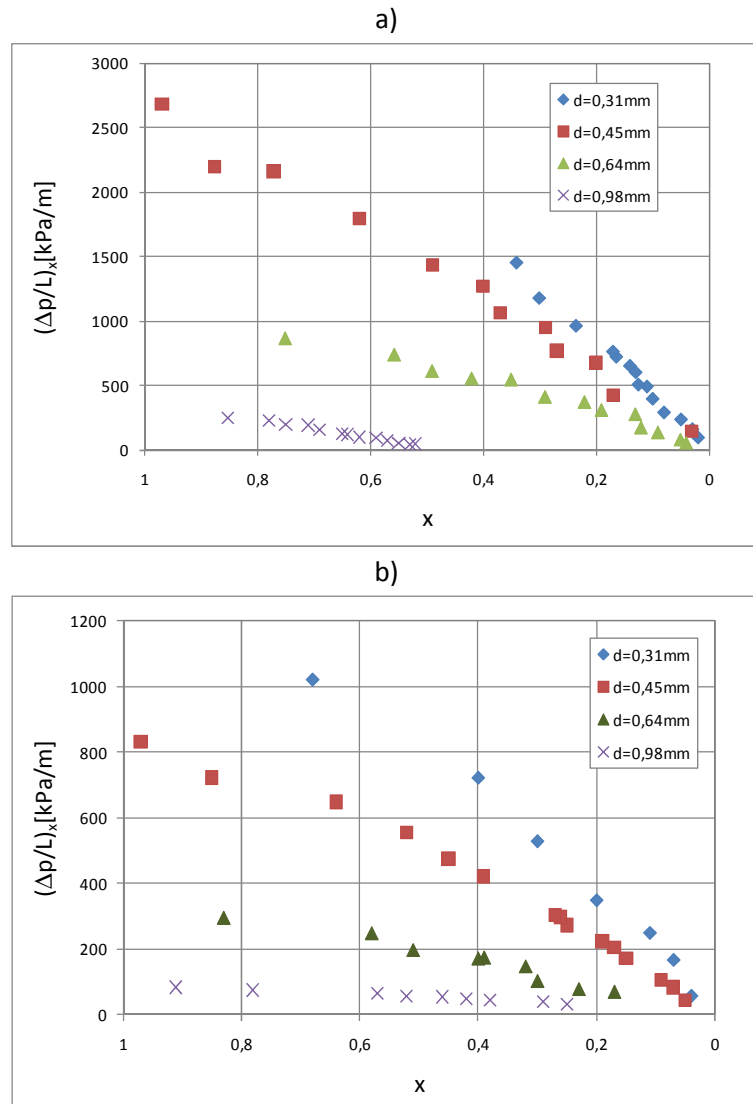
Z rys.4.17, 4.18 oraz 4.19 wynika, że spadek stopnia suchości w zakresie ok.  $x = 1 \div 0,7$  powoduje wzrost wartości lokalnych oporów przepływu. Dla stopnia suchości poniżej  $x = 0,7$  spadek wartości oporów przepływu jest znaczny, następuje bowiem spadek stopnia wypełnienia  $\phi$ . Ponadto zauważyć można, że wraz ze wzrostem gęstości strumienia masy (w $\rho$ ) rosną opory przepływu. Na rys. 4.19 widoczny jest również wpływ średnicy wewnętrznej kanału na opory przepływu, tzn. im mniejsza średnica tym wyższe opory przepływu w tych samych warunkach zachodzenia procesu skraplania.



Rys. 4.17. Eksperymentalne charakterystyki lokalnego spadku ciśnienia  $(\Delta p/L)_x$  w zależności od stopnia suchości  $x$  podczas skraplania w minikanale rurowym o średnicy wewnętrznej  $d_w = 1,6$  mm czynników chłodniczych: a) R134a, b) R404A, c) R407C

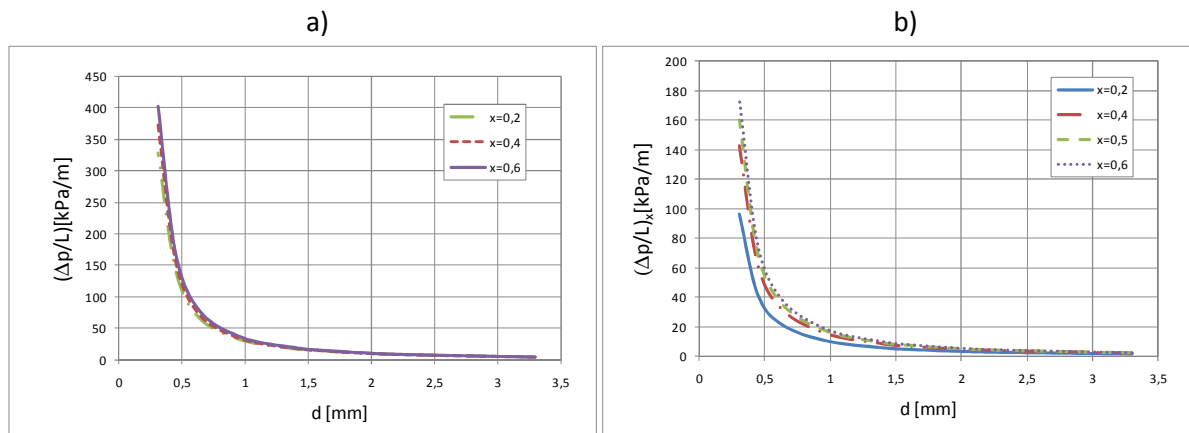


Rys. 4.18. Eksperymentalne charakterystyki lokalnego spadku ciśnienia  $(\Delta p/L)_x$  w zależności od stopnia suchości  $x$  podczas skraplania w minikanale rurowym o średnicy wewnętrznej  $d_w = 0,31$  mm czynników chłodniczych: a) R134a, b) R404A, c) R407C



Rys. 4.19. Eksperymentalne charakterystyki lokalnego spadku ciśnienia  $(\Delta p/L)_x$  w zależności od stopnia suchości  $x$  podczas skraplania w minikanalach rurowch o średnicy wewnętrznej  $d_w < 1$  mm czynników chłodniczych: a) R134a, b) R404A

Na podstawie badań eksperymentalnych sporządzono zależność oporów przepływu od średnicy wewnętrznej kanału  $[(\Delta p/L) = f(d_w)]$ , przy stałych wartościach stopnia suchości  $x = \text{const}$  i gęstości strumienia masy  $(w\rho) = \text{const}$ . Zależność tą przedstawiono na rys. 4.20. Z rysunku tego wynika, że wzrost oporów przepływu wraz ze spadkiem wymiaru średnicy wewnętrznej, dla kanałów z przedziału  $3 > d_w > 1$  mm, jest znacznie mniejszy w porównaniu do wzrostu oporów przepływu dla mini kanałów o średnicy wewnętrznej  $d_w < 1$  mm. W tym przypadku wzrost oporów przepływu jest znaczący i bardzo gwałtowny, a przy tym ma charakter potęgowy.



Rys. 4.20. Zależność oporów przepływu od wymiaru średnicy wewnętrznej minikanалу  $(\Delta p/L) = f(d)$ , przy  $w\rho = 300 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$  i  $x = \text{const}$ , podczas skraplania czynników chłodniczych: a) R134a, b) R404A

Analiza wyników badań dotyczyła również określenia rodzaju struktur przepływu występujących podczas skraplania czynników chłodniczych w minikanalach. Analizę wykonano na podstawie wartości obliczeniowych pozornej prędkości gazu  $j_v$  (2.103), parametru *Lockharta - Martinello*  $\chi_{tt}$  oraz prędkości masowej  $G$ . Biorąc pod uwagę wyniki badań eksperymentalnych skraplania czynników chłodniczych R134a, R404A i R407C podjęto próbę obliczeniowej identyfikacji struktur przepływu podczas tej przemiany fazowej. Do identyfikacji struktur przepływu wykorzystano klasyfikację zaproponowaną przez *Cavallini*'ego (2002) [46], która została zamieszczona w punkcie 2.5.3 niniejszej pracy. Klasyfikacja ta polega na przyporządkowaniu wartości tych parametrów zakresowi występowania poszczególnych struktur przepływu. W tab. 4.8 ÷ 4.10 przedstawiono identyfikację struktur przepływu dwufazowego podczas skraplania czynników chłodniczych R134a, R404A i R407C w minikanale rurowym o średnicy wewnętrznej  $d_w = 1,6 \text{ mm}$ . Wyniki interpretacji dla pozostałych minikanalów umieszczono w ZAŁĄCZNIKU 3. Na podstawie tych tablic można stwierdzić, że w zakresie prowadzonych badań, najczęściej występowały struktury pierścieniowa i nieciągła. Kolejnym nasuwającym się spostrzeżeniem jest to, iż w zdecydowanie większej ilości przypadków faza gazowa poruszała się w zakresie ruchu turbulentnego, natomiast ciepleta zdecydowanie częściej w zakresie ruchu laminarnego. Oczywiście miały miejsce też inne konfiguracje ruchu poszczególnych faz, jednakże występowały one dużo rzadziej.

Tablica 4.8

Identyfikacja struktur przepływu czynnika chłodniczego R134a wg kryteriów autorstwa *Cavallini'ego* [31], podczas skraplania w minikanale o średnicy  $d_w = 1,6$  mm

d	wp	$T_s$	x	$(\Delta p/L)_{exp}$	$j_v$	$X_{tt}$	$Re_l$	$Re_v$
[mm]	[kg/(m <sup>2</sup> s)]	[°C]		[kPa/m]				
1,6	663	43,05	0,40	34,36	20,61	0,04	301	68377
1,6	663	42,50	0,15	37,39	17,28	0,10	1246	57151
1,6	663	42,45	0,09	35,18	11,71	0,27	2774	38712
1,6	663	42,05	0,02	30,79	8,65	0,44	3605	28518
1,6	663	41,25	0,98	19,50	2,14	2,09	5324	7025
1,6	663	40,80	0,47	10,50	0,22	13,44	5802	728
1,6	552	43,35	0,19	23,36	17,64	0,03	101	58635
1,6	552	43,35	0,08	29,16	12,24	0,17	1612	40675
1,6	552	43,00	0,06	24,88	7,30	0,44	2987	24227
1,6	552	42,60	0,03	16,98	2,74	1,38	4237	9062
1,6	552	41,95	0,97	13,69	1,71	2,17	4485	5644
1,6	552	41,75	0,56	7,25	0,37	8,28	4837	1207
1,6	414	41,70	0,37	17,00	13,47	0,03	74	44351
1,6	414	41,50	0,06	20,30	6,48	0,35	1955	21314
1,6	414	41,25	0,01	13,65	2,64	1,07	2977	8665
1,6	414	40,85	0,98	9,62	1,04	2,63	3387	3409
1,6	414	40,60	0,82	9,60	0,81	3,30	3438	2634
1,6	414	40,35	0,55	5,60	0,42	5,77	3530	1367
1,6	276	41,65	0,05	12,28	8,90	0,04	74	29279
1,6	276	41,35	0,01	15,20	5,14	0,27	1085	16874
1,6	276	41,25	0,96	12,90	3,44	0,49	1538	11280
1,6	276	41,15	0,66	5,12	0,54	3,28	2306	1776
1,6	276	41,05	0,51	2,40	0,09	10,06	2422	303

Ruch burzliwy, liczba *Reynoldsa*  $Re > 10000$

Ruch przejściowy, liczba *Reynoldsa*  $2300 > Re > 10000$

Ruch laminarny, liczba *Reynoldsa*  $Re < 2300$



Struktura pierścieniowa

Struktura falowo - rozwarstwiona

Struktura nieciągła

Struktura rozproszona/ pęcherzykowa



Tablica 4.9

Identyfikacja struktur przepływu czynnika chłodniczego R404A wg kryteriów autorstwa *Cavallini'ego* [31], podczas skraplania w minikanale o średnicy  $d_w = 1,6$  mm

	wp	$T_s$	x	$(\Delta p/L)_{exp}$	$j_v$	$X_{tt}$	$Re_l$	$Re_v$
[mm]	[kg/(m <sup>2</sup> s)]	[°C]		[kPa/m]				
1,6	691	35,00	0,99	16,76	18,89	0,02	58,32	80257,34
1,6	691	34,45	0,99	17,05	18,93	0,03	75,02	80399,57
1,6	691	34,25	0,85	21,64	16,35	0,10	868,48	71584,72
1,6	691	34,05	0,67	20,86	12,96	0,19	1933,73	58844,21
1,6	691	33,80	0,16	8,45	3,02	1,04	5568,05	17695,81
1,6	691	33,80	0,12	6,77	2,24	1,38	5992,98	14027,49
1,6	691	33,75	0,06	4,46	1,16	2,50	6779,31	8533,12
1,6	552	33,85	0,98	13,83	15,10	0,04	91,09	64194,73
1,6	552	33,65	0,97	14,04	14,92	0,05	153,75	63613,75
1,6	552	33,25	0,84	15,28	13,08	0,11	712,49	57162,59
1,6	552	32,95	0,63	14,24	9,71	0,23	1741,10	44440,10
1,6	552	32,75	0,12	5,21	1,87	1,44	4643,92	11525,53
1,6	552	32,25	0,04	1,69	0,63	3,86	5556,87	5084,67
1,6	414	35,20	0,99	7,35	11,30	0,03	35,10	48011,91
1,6	414	35,15	0,98	8,33	11,19	0,04	70,21	47694,42
1,6	414	35,10	0,93	11,19	10,58	0,08	261,15	45677,85
1,6	414	35,05	0,80	11,53	9,11	0,15	723,96	40406,23
1,6	414	35,05	0,75	11,13	8,62	0,18	882,21	38564,88
1,6	414	34,75	0,42	8,68	4,77	0,46	2177,45	23416,27
1,6	414	34,70	0,10	3,42	1,17	1,89	3768,94	7581,80
1,6	414	34,30	0,05	1,10	0,58	3,57	4228,64	4472,13
1,6	276	34,25	0,97	5,38	7,44	0,06	69,01	31758,72
1,6	276	34,20	0,93	6,40	7,17	0,09	152,42	30850,54
1,6	276	34,15	0,70	6,69	5,36	0,24	714,32	24208,26
1,6	276	34,05	0,37	5,53	2,87	0,60	1547,05	14296,49
1,6	276	33,95	0,31	4,40	2,40	0,74	1719,34	12328,08
1,6	276	33,90	0,09	2,55	0,71	2,38	2515,01	4721,95
1,6	276	33,80	0,03	0,50	0,23	6,51	2990,94	2070,92
1,6	221	35,00	0,96	4,82	5,86	0,07	74,89	25101,84
1,6	221	34,80	0,70	4,51	4,30	0,26	566,76	19461,33
1,6	221	34,75	0,54	3,87	3,30	0,41	898,80	15549,59
1,6	221	34,65	0,41	3,40	2,54	0,58	1163,79	12456,13
1,6	221	34,55	0,11	1,82	0,69	2,19	1964,35	4358,48
1,6	221	34,30	0,01	0,32	0,06	18,64	2728,44	782,51



Tablica 4.10

Identyfikacja struktur przepływu czynnika chłodniczego R407C wg kryteriów autorstwa *Cavallini'ego* [31], podczas skraplania w minikanale o średnicy  $d_w = 1,6$  mm

d	wp	$T_s$	x	$(\Delta p/L)_{exp}$	$j_v$	$C_{tt}$	$Re_l$	$Re_v$
[mm]	[kg/(m <sup>2</sup> s)]	[°C]		[kPa/m]				
1,6	529	35,25	0,93	28,77	15,45	0,049	465,33	59632,94
1,6	529	35,25	0,90	31,90	14,98	0,059	649,83	57851,25
1,6	529	35,15	0,73	33,16	12,12	0,145	1790,38	46834,31
1,6	529	34,95	0,46	26,64	7,56	0,394	3598,67	29249,81
1,6	529	34,80	0,14	19,07	2,37	1,584	5649,65	9189,17
1,6	529	35,10	0,01	7,24	0,22	12,347	6534,44	844,92
1,6	393	35,20	0,97	17,80	11,96	0,035	152,34	46182,56
1,6	393	35,30	0,87	22,68	10,68	0,081	662,68	41237,36
1,6	393	35,25	0,64	19,30	7,93	0,208	1764,20	30603,73
1,6	393	35,25	0,12	8,67	1,43	1,953	4362,48	5506,14
1,6	211	35,45	0,95	8,70	6,29	0,058	134,44	24260,15
1,6	211	35,40	0,61	6,42	4,07	0,244	1024,63	15691,78
1,6	211	35,25	0,45	4,49	2,99	0,416	1453,07	11545,80
1,6	211	35,45	0,12	0,65	0,77	1,947	2347,09	2973,57

Ruch burzliwy, liczba *Reynoldsa*  $Re > 10000$

Ruch przejściowy, liczba *Reynoldsa*  $2300 > Re > 10000$

Ruch laminarny, liczba *Reynoldsa*  $Re < 2300$



Struktura pierścieniowa

Struktura falowo - rozwarstwiona

Struktura nieciągła

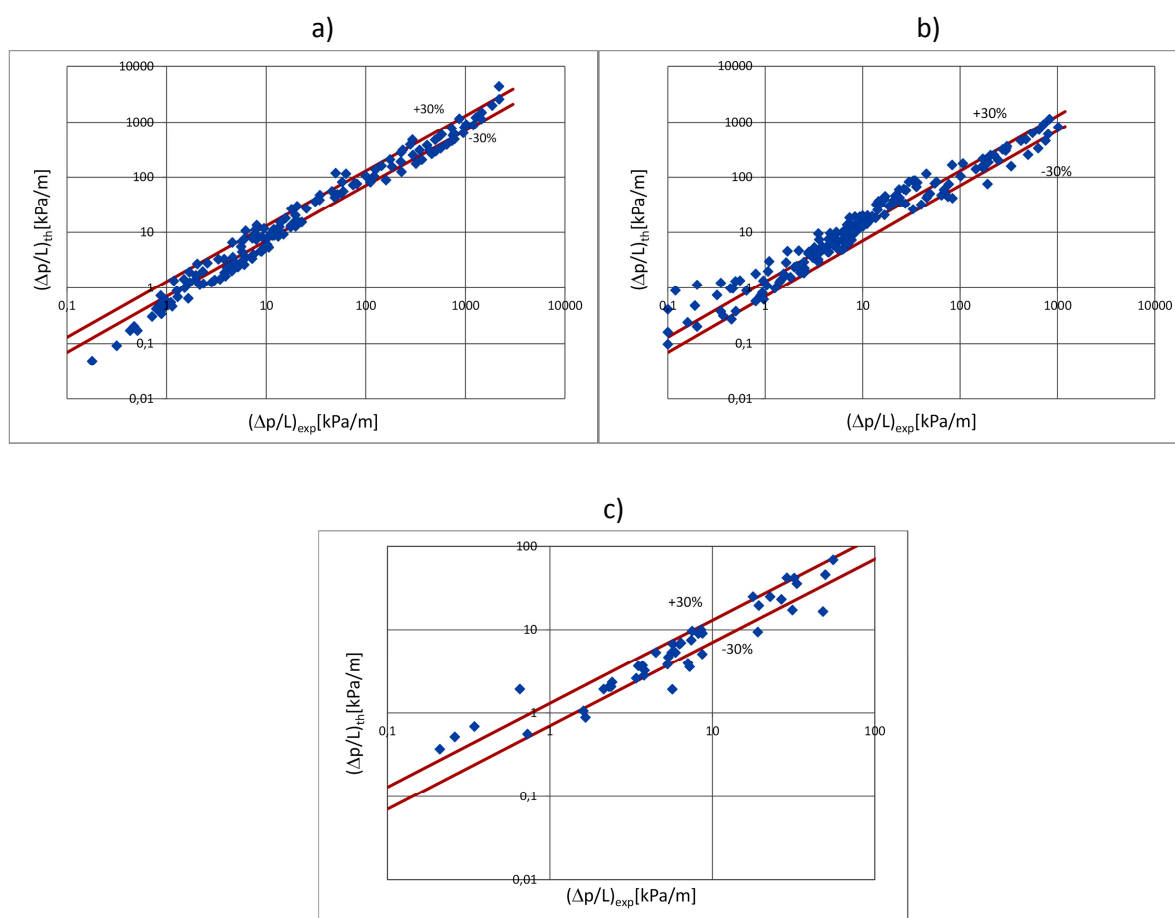
Struktura rozproszona/ pęcherzykowa



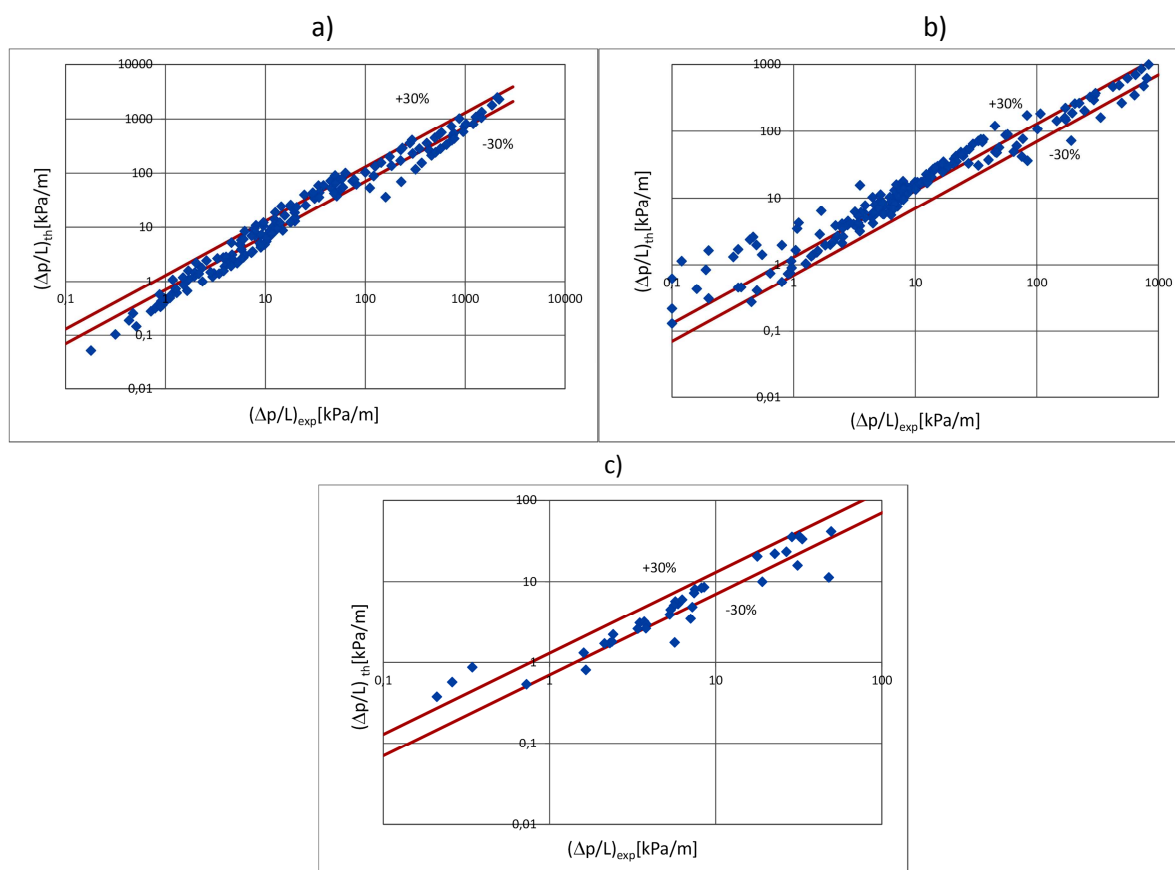
#### 4.3.2. ANALIZA WYNIKÓW BADAŃ EKSPERYMENTALNYCH SKRAPLANIA CZYNNIKÓW CHŁODNICZYCH W POJEDYNCZYM MINIKANALE

Wyniki badań eksperymentalnych skraplania czynników chłodniczych w minikanalach porównano z wynikami obliczeń wg korelacji takich autorów, jak: *Friedel* [65], *Garimella* [70], *Cavallini* [31], *Chen* [43] oraz *Zhang* i *Webb* [164]. Na rys. 4.21 ÷ 4.23 przedstawiono porównanie wyników badań eksperymentalnych z wynikami obliczeń wg zależności *Friedela* i *Garimelli*, które najlepiej korespondują z wynikami badań eksperymentalnych. Wyniki porównania z obliczeniami wg innych korelacji przedstawiono w ZAŁĄCZNIKU 3. Na podstawie analizy porównawczej stwierdzono, że najlepsze dopasowanie dla czynnika R134a daje zależność proponowana przez *Friedela* (2.41 ÷ 2.47) [22]. Autor jako zakres stosowalności tej zależności podał przepływ adiabatyczny w kanałach o średnicy wewnętrznej  $d_w > 1$  mm. Na podstawie porównania z wynikami badań eksperymentalnych widać, że opisuje ona proces skraplania czynników chłodniczych w minikanalach w zakresie błędów  $\pm 30$  % dla czynnika R134a. Nato-

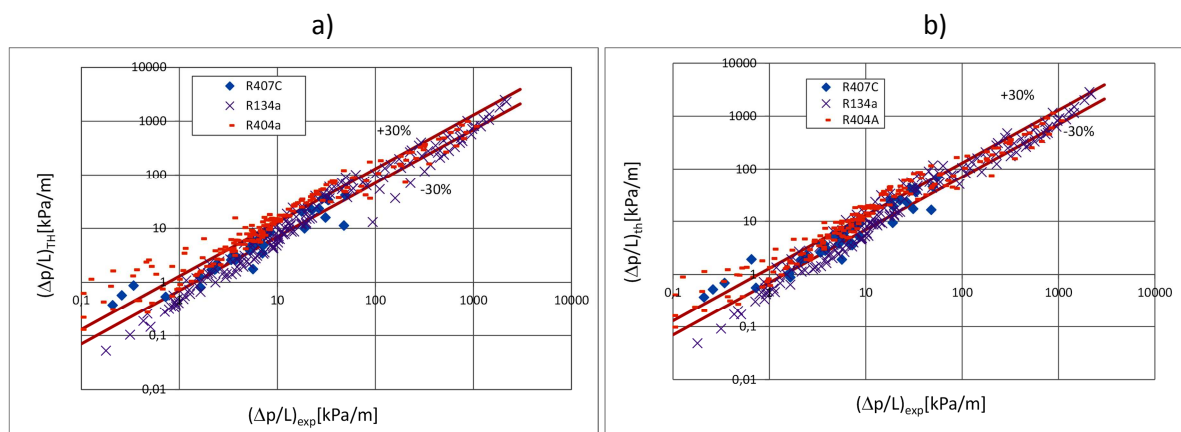
miast dla czynników chłodniczych R404A i R407C korelacja *Friedela* opisuje proces skraplania w minikanalach rurowych z dokładnością przekraczającą znacznie  $\pm 30\%$ . Skraplanie czynników wysokociśnieniowych w minikanalach rurowych lepiej opisuje korelacja autorstwa *Garimelli* ( $2.71 \div 2.77$ ). W tym wypadku 80% punktów powstałych z porównania wyników eksperymentalnych i obliczeń wg tej korelacji mieści się w zakresie  $\pm 30\%$ . Zakres stosowalności tej zależności podany przez autora to: czynnik R134a,  $0,5 < d < 4,91$ ,  $T_s = 52\text{ }^\circ\text{C}$ ,  $150 < (w\rho) < 750\text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$ . Podobne wyniki daje użycie korelacji *J. Mikielewicza* i *D. Mikielewicza* (2.51), przy wykorzystaniu współczynnika *R* obliczanego na podstawie modelu *Friedela*.



Rys. 4.21. Porównanie wyników badań eksperymentalnych z wynikami obliczeń wg zależności autorstwa *Friedela* skraplania w minikanalach o średnicy wewnętrznej  $d_w = 0,31 \div 3,3\text{ mm}$ , czynników chłodniczych: a) R134a, b) R404A i c) R407C



Rys. 4.22. Interpretacja graficzna porównania wyników badań eksperymentalnych z wynikami obliczeń wg zależności autorstwa *Garimelli* skraplania w minikanalach czynników chłodniczych: a) R134a, b) R404A, c) R407C,



Rys. 4.23. Interpretacja graficzna porównania wyników badań eksperymentalnych skraplania czynników chłodniczych R134a, R404A, R407C, z wynikami obliczeń wg korelacji autorstwa: a) *Garimelli*, b) *Friedela*

Wyniki porównania pozostałych korelacji dały mniej zadowalający efekt, a błąd wynikający z porównania wyników obliczeń i badań eksperymentalnych przekraczał  $\pm 50\%$ . Pojawiająca się rozbieżność pomiędzy wynikami obliczeń wg korelacji powyższych autorów a danymi eksperymentalnymi spowodowana jest różnicami pomiędzy zakresem wykonanych badań a zakresem stosowalności poszczególnych korelacji.

### 4.3.3 PODSUMOWANIE WYNIKÓW BADAŃ EKSPERYMENTALNYCH

W literaturze brak jest aktualnie, uogólnionych zależności do obliczenia oporów przepływu podczas skraplania czynników chłodniczych w minikanalach, które miałyby odpowiednie podstawy teoretyczne i byłyby sprawdzone dla wielu czynników. Dlatego wykorzystuje się zależności eksperymentalne, których przydatność ograniczona jest zakresem mierzonych parametrów w doświadczeniach różnych autorów. Jest to powodem zaistnienia potrzeby wyprowadzenia nowej, bardziej uogólnionej zależności służącej do opisu oporów przepływu podczas skraplania czynników chłodniczych w minikanalach rurowych, która miała by zastosowanie przy projektowaniu miniwymenników ciepła na skalę przemysłową. Dlatego stosując zasady analizy wymiarowej w odniesieniu do wyników badań eksperymentalnych własnych określono postać równania korelacyjnego. W celu znalezienia współczynników (w tym wykładników potęg) zastosowano model regresji nieliniowej z metodą największej wiarygodności, zaś dobór parametrów modelu wykonano metodami *quasi – Newtona* i *Symplex*, które są standardowymi w pakiecie *Statistica*. Otrzymano korelację eksperymentalną do obliczenia lokalnych oporów przepływu w postaci:

$$\left(\frac{\Delta p}{L}\right)_{TPF} = \left(\frac{\Delta p}{L}\right)_{lo} \cdot \Phi_{lo}^2, \quad (4.10)$$

gdzie:

$$\Phi_{lo}^2 = \left[ 0,003 \cdot p_r^{-4,722} \cdot E^{-0,992} + 143,74 \cdot \left( \frac{F^{0,671} \cdot H^{-0,019}}{We^{0,308}} \right) \right], \quad (4.11)$$

$$E = (1-x)^2 + x^2 \cdot \left( \frac{\rho_l}{\rho_g} \right) \cdot \left( \frac{f_{go}}{f_{lo}} \right), \quad (4.12)$$

$$F = x^{0,98} \cdot (1-x)^{0,24}, \quad (4.13)$$

$$H = \left( \frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0,91} \cdot \left( \frac{\mu_g}{\mu_l} \right)^{0,19} \cdot \left( 1 - \frac{\mu_g}{\mu_l} \right)^{0,7}, \quad (4.14)$$

$$We = \frac{(w\rho)^2 \cdot d_w}{\sigma \cdot \rho_g}, \quad (4.15)$$

$f_{lo}$  i  $f_{vo}$  to współczynnik tarcia *Fanninga* dla przepływu jednofazowego odpowiednio cieczy i gazu. Współczynnik tarcia oblicza się z zależności *Baroczy'ego* [130] w postaci:

$$f_x = 8 \cdot \left[ \left( \frac{8}{Re_x} \right)^{12} + \left\{ \left[ 2,457 \cdot \ln \left( \frac{Re_x}{7} \right) \right]^{16} + \left( \frac{37530}{Re_x} \right)^{16} \right\}^{-1,5} \right]^{1/12}, \quad (4.16)$$

gdzie indeks  $x = lo$  lub  $vo$ .

W zależności (4.11) występuje ciśnienie zredukowane  $p_r$  opisane stosunkiem ciśnienia nasycenia do wartości krytycznej ciśnienia  $p_r = p_s / p_k$ . Wprowadzenie tej wielkości umożliwia rozszerzenie stosowalności zależności (4.11) dla czynników średnio – i wysokociśnieniowych. Powoduje to rozszerzenie zakresu stosowalności korelacji i znaczne jej uogólnienie. Prosta forma równania pozwala na użycie korelacji własnej w projektowaniu kompaktowych wymienników ciepła.

Ponadto określono tzw. *średni błąd bezwzględny (MAE)* poszczególnych modeli (również własnego):

$$MAE = \frac{1}{n} \cdot \sum \left[ \frac{\left| \left( \frac{\Delta p}{L} \right)_{th} - \left( \frac{\Delta p}{L} \right)_{exp} \right|}{\left( \frac{\Delta p}{L} \right)_{exp}} \right], \quad (4.17)$$

gdzie:  $(\Delta p/L)_{th}$  jest wynikiem obliczenia oporu przepływu odpowiednio wg korelacji *Fridela*, *Garimelli* lub własnej Autorki, zaś  $(\Delta p/L)_{exp}$  wartość oporu określona na podstawie badania eksperymentalnego,  $n$  – liczba pomiarów. Zależność (4.19) wyraża średni błąd, jakiego można oczekiwać przy predykcji (przewidywaniu zachowania się) modelu w dalszych badaniach. Ocenę badań porównawczych za pomocą średniego błędu *MAE* stosuje bardzo wielu autorów prezentujących publikacje w czasopiśmie o zasięgu światowym. Poniżej przedstawiono zestawienie wyników obliczeń błędu *MAE* dla lokalnych oporów przepływu. Wyniki obliczeń średniego błędu bezwzględnego *MAE* zestawiono w tablicach 4.11 ÷ 4.13.

**Tablica 4.11**

Wyniki obliczeń średniego błędu bezwzględnego *MAE* dla korelacji *Fridela*, *Garimelli* i własnej opisujących skraplanie czynnika chłodniczego R134a w minikanalach rurowych

d	MEA <sub>Friedel</sub>	MEA <sub>Garimella</sub>	MEA <sub>autorzy</sub>
[mm]			
3,3	0,41	0,49	0,19
2,3	0,37	0,27	0,20
1,94	0,48	0,44	0,08
1,6	0,49	0,40	0,05
1,4	0,50	0,38	0,05
0,98	0,30	0,24	0,13
0,64	0,13	0,19	0,05
0,45	0,22	0,23	0,06
0,31	0,39	0,49	0,03

Tablica 4.12

Wyniki obliczeń średniego błędu bezwzględnego MEA dla korelacji *Fridela*, *Garimelli* i własnej opisujących skraplanie czynnika chłodniczego R404A w minikanałach rurowych

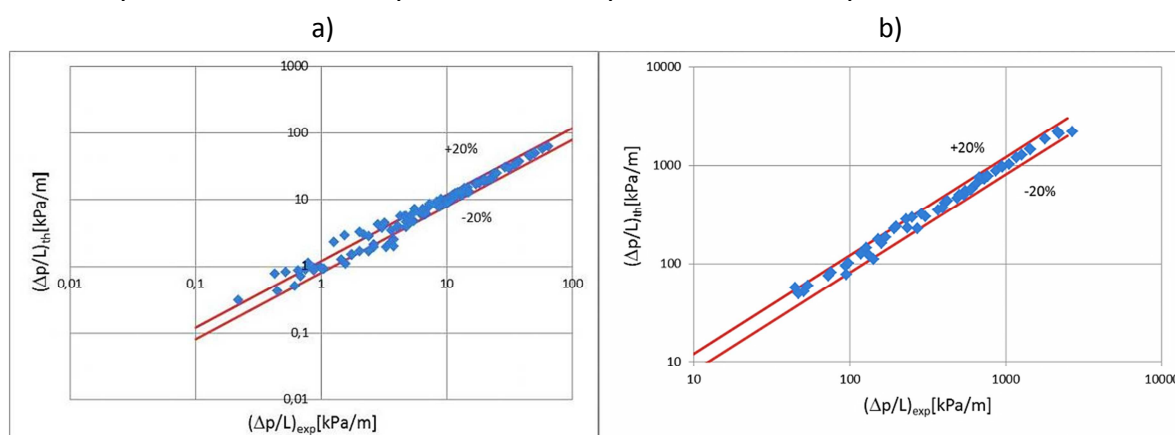
d	MEA <sub>Friedel</sub>	MEA <sub>Garimella</sub>	MEA <sub>autorzy</sub>
[mm]			
3,3	0,18	0,21	0,17
2,3	0,47	0,40	0,14
1,94	0,41	0,49	0,17
1,6	0,69	0,63	0,18
1,4	0,73	0,99	0,10
0,98	0,27	0,27	0,15
0,64	0,12	0,12	0,09
0,45	0,35	0,37	0,06
0,31	0,36	0,35	0,20

Tablica 4.13

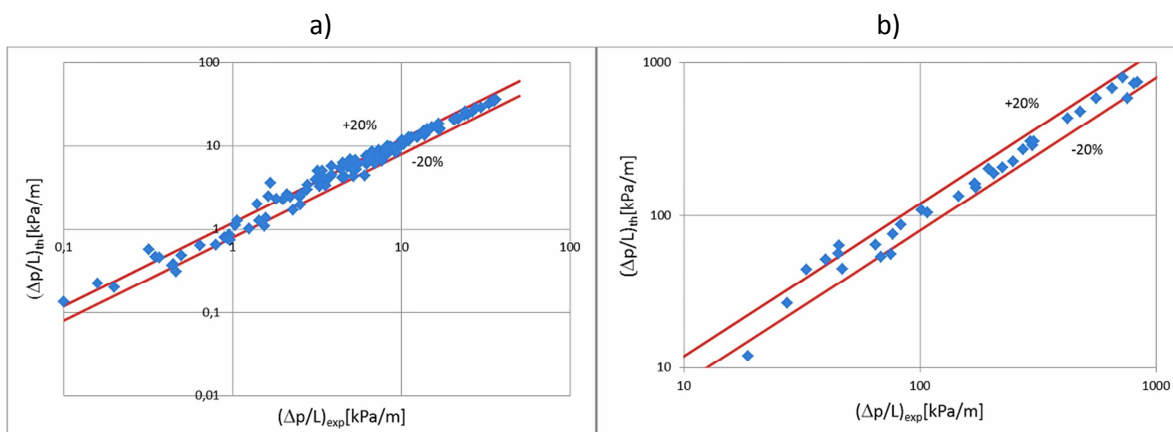
Wyniki obliczeń średniego błędu bezwzględnego MEA dla korelacji *Fridela*, *Garimelli* i własnej opisujących skraplanie czynnika chłodniczego R407C w minikanałach rurowych

d	MEA <sub>Friedel</sub>	MEA <sub>Garimella</sub>	MEA <sub>autorzy</sub>
[mm]			
2,3	0,14	0,14	0,16
1,6	0,25	0,17	0,15
0,98	0,38	0,38	0,19
0,31	0,41	0,43	0,06

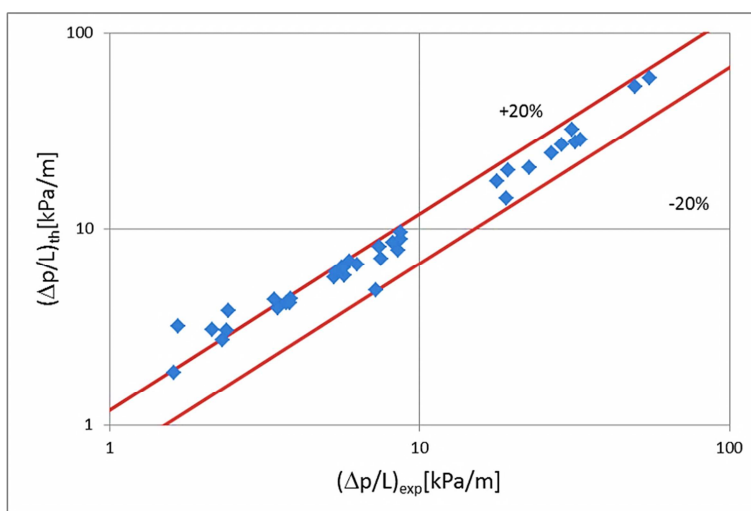
Na rys. 4.24 ÷ 4.26 przedstawiono porównanie wyników badań eksperymentalnych dotyczących oporów przepływu podczas skraplania czynników chłodniczych z wynikami obliczeń z zależności własnej (4.12 ÷ 4.13). Proponowana zależność opisuje wyniki badań eksperymentalnych z błędem  $\pm 20\%$ . Jest to zadowalające przybliżenie jeżeli chodzi o przepływ dwufazowy. Rys. 4.27 przedstawia natomiast porównanie zbiorcze wyników badań eksperymentalnych i obliczeń dla wszystkich trzech czynników chłodniczych.



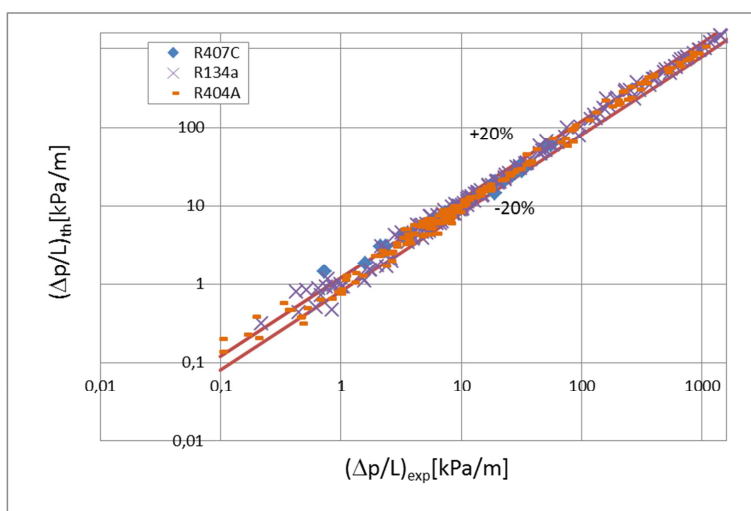
Rys. 4.24. Porównanie wyników eksperymentalnych badania oporów przepływu podczas skraplania czynnika chłodniczego R134a z wynikami obliczeń wg zależności własnej, w minikanałach rurowych: a)  $d_w = 3,3 \div 1,4$  mm; b)  $d_w = 0,98 \div 0,31$  mm



Rys. 4.25. Porównanie wyników eksperymentalnych badania oporów przepływu podczas skraplania czynnika chłodniczego R404A z wynikami obliczeń wg zależności własnej, w minikanalach rurowych: a)  $d_w = 3,3 \div 1,4$  mm; b)  $d_w = 0,98 \div 0,31$  mm



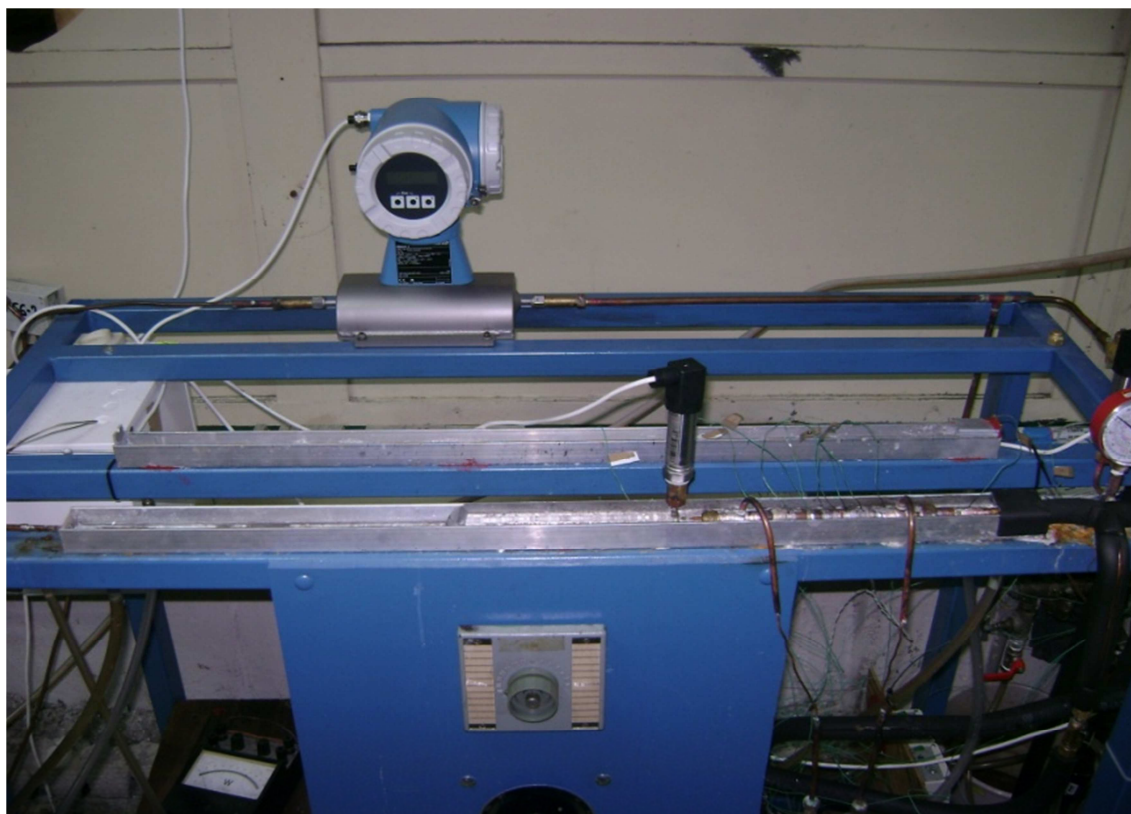
Rys. 4.26. Porównanie wyników eksperymentalnych badania oporów przepływu podczas skraplania czynnika chłodniczego R407C z wynikami obliczeń wg zależności własnej, w minikanalach rurowych  $d_w = 2,3 \div 0,31$  mm;



Rys. 4.27. Porównanie wyników eksperymentalnych badania oporów przepływu podczas skraplania czynników chłodniczych R134a, R404A i R407C w minikanalach rurowych z wynikami obliczeń wg zależności własnej

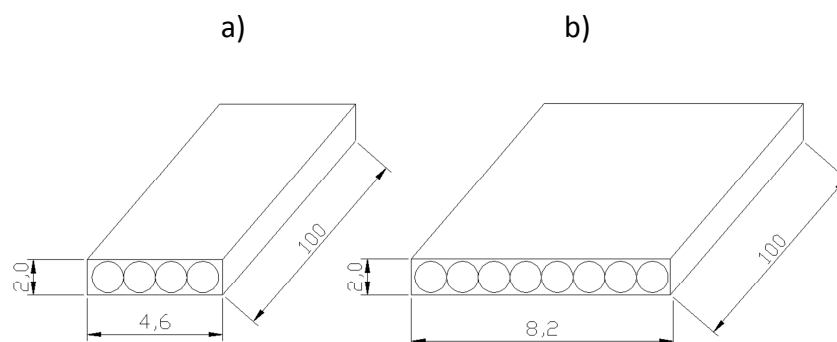
## 5. WYNIKI BADAŃ EKSPERYMENTALNYCH OPORÓW PRZEPŁYWU PODCZAS SKRAPLANIA CZYNNIKÓW CHŁODNICZYCH W MULTI-PORTACH RUROWYCH

Po rozpoznaniu procesu skraplania w pojedynczych minikanałach rurowych wykonano dodatkowe badania eksperymentalne o charakterze aplikacyjnym, w zakresie procesu skraplania w równolegle zasilanych pęczkach minikanatów rurowych, zwanych dalej *multiportami*. Badania wykonano w dwóch wersjach konstrukcyjnych *multiportów* rurowych, pierwsza składała się z 4 minikanatów (MULTI-4), druga zaś z 8 minikanatów (MULTI-8). Oba *multiporty* zbudowane zostały z pojedynczych minikanatów rurowych o średnicy wewnętrznej  $d_w = 0,64$  mm. *Multiporty* badano na stanowisku pomiarowym wykonanym w drugim wariantcie (rys.4.5). Na rys. 5.1 przedstawiono widok ogólny stanowiska badawczego. Rys. 5.1 i 5.2 przedstawiają natomiast przekroje i schemat budowy badanych *multiportów*.

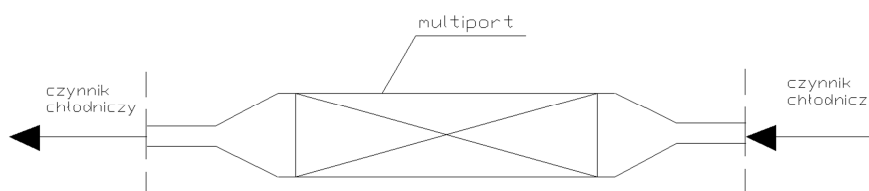


Rys.5.1. Widok ogólny stanowiska pomiarowego do badań charakterystyk skraplania czynników chłodniczych w multiporta





Rys. 5.2. Schemat wymiarowy badanych pęczków minikanalów: a) MULTI-4, b) MULTI-8



Rys. 5.3. Schemat zasilania minikanalów *multiportu* czynnikiem chłodniczym

*Multiporty* montowane były zamiennie, jako sekcje pomiarowe stanowiska badawczego pokazanego na rys. 5.1. Na rys. 5.3. przedstawiono schemat zasilania badanych *multiportów* czynnikiem chłodniczym R134a, R404A oraz R407C. Po uwzględnieniu oporu termicznego *multiportu*, wyznaczonego zgodnie z metodyką badań (rozdział 4.2.2) na stanowisku przedstawionym na rysunku 4.6, wniesiono związane z tym poprawki i określono średnią temperaturę wewnętrznej powierzchni ścianki minikanalów rurowych w danym przekroju. W tych samych przekrojach mierzono także rozkład temperatury wody chłodzącej. Dodatkowo na stanowisku badawczym mierzone były takie wielkości jak: natężenie przepływu czynnika chłodniczego skraplającego się podczas przepływu w *multiportach*, a także ciśnienie czynnika chłodniczego na dopływie i wypływie z *multiportu*, oraz spadek ciśnienia czynnika chłodniczego  $\Delta p$  w przepływie. Na podstawie wielkości pomierzonych określono: gęstość strumienia ciepła  $q$ , średnie wartości stopnia suchości  $x_{sr}$  oraz gęstości strumienia masy czynnika ( $w_p$ ), spadku ciśnienia na długości kanału  $(\Delta p/L)_{sr}$ . Znajomość tych wielkości umożliwiła sporządzenie eksperymentalnych charakterystyk cieplno-przepływowych skraplania czynników chłodniczych R134a, R404A i R407C w *multiportach*. Na ich podstawie zobrazowano wpływ parametrów przepływu oraz rodzaju czynnika na opory przepływu podczas skraplania w *multiportach*. W przypadku *multiportów* jako *średnie opory przepływu* rozumie się opory na długości kanału (10 cm).

Podczas badań eksperymentalnych określono średnie wartości oporów przepływu, które pozwoliły na przedstawienie charakterystyk przepływowych skraplania. Wyniki badań eksperymentalnych zamieszczono w tablicach 5.1 ÷ 5.5.

**Tablica 5.1**

Wyniki badań eksperymentalnych oporów przepływu  $(\Delta p/L)_{sr}$  w warunkach uśrednionych, podczas skraplania czynnika chłodniczego R134a w multiporcie typu 4 x 0,64mm (MULTI-4)

Nr pom.	$w\rho$	$T_s$	$p_s$	$(\Delta p/L)_{sr}$	$x_{sr}$
	[kg/m <sup>2</sup> s]	[°C]	[MPa]	[kPa/m]	
401	758	35,55	0,90	12,60	0,98
402	758	35,70	1,90	13,96	0,90
403	758	35,50	2,90	7,17	0,37
404	758	35,55	3,90	3,29	0,11
405	758	35,50	4,90	1,95	0,03
406	667	35,90	5,90	8,41	0,97
407	667	36,20	6,90	9,04	0,88
408	667	36,30	7,90	6,88	0,58
409	667	36,25	8,90	2,56	0,30
410	667	36,05	9,90	0,72	0,09
411	667	36,20	10,90	0,62	0,02
412	415	36,50	11,90	3,36	0,98
413	415	36,45	12,90	3,55	0,89
414	415	36,45	13,90	3,12	0,76
415	415	36,35	14,90	2,06	0,48
416	415	36,25	15,90	0,37	0,07

oznaczenia:

- $w\rho$  - gęstość strumienia masy
- $T_s$  - temperatura nasycenia
- $p_s$  - ciśnienie nasycenia
- $(\Delta p/L)_{sr}$  - opory przepływu w warunkach uśrednionych
- $x_{sr}$  - stopień suchości w warunkach uśrednionych

Tablica 5.2

Wyniki badań eksperymentalnych oporów przepływu  $(\Delta p/L)_{sr}$  w warunkach uśrednionych, podczas skraplania czynnika chłodniczego R134a w multiporcie typu 8 x 0,64mm (MULTI-8)

Nr pom.	$w\rho$	$T_s$	$p_s$	$(\Delta p/L)_{sr}$	$x_{sr}$
	[kg/m <sup>2</sup> s]	[°C]	[MPa]	[kPa/m]	
501	451	35,10	0,90	4,17	0,89
502	451	35,10	1,90	4,06	0,70
503	451	35,15	2,90	4,01	0,61
504	451	35,20	3,90	3,72	0,47
505	451	35,35	4,90	3,33	0,32
506	451	35,10	5,90	2,31	0,13
507	451	35,10	6,90	1,35	0,08
508	451	35,15	7,90	0,50	0,02
509	361	35,35	8,90	2,63	0,94
510	361	35,45	9,90	2,46	0,73
511	361	35,35	10,90	2,37	0,42
512	361	35,85	11,90	1,50	0,24
513	361	35,55	12,90	0,35	0,04
514	279	34,75	13,90	1,71	0,94
515	279	34,80	14,90	1,70	0,75
516	279	34,90	15,90	1,69	0,55
517	279	34,90	16,90	1,64	0,25
518	279	35,10	17,90	0,61	0,10
519	279	35,00	18,90	0,28	0,08
520	189	35,35	19,90	0,54	0,92
521	189	35,65	20,90	0,52	0,73
522	189	35,75	21,90	0,41	0,58
523	189	35,75	22,90	0,34	0,29
524	189	35,95	23,90	0,19	0,06

oznaczenia:

- $w\rho$  - gęstość strumienia masy
- $T_s$  - temperatura nasycenia
- $p_s$  - ciśnienie nasycenia
- $(\Delta p/L)_{sr}$  - opory przepływu w warunkach uśrednionych
- $x_{sr}$  - stopień suchości w warunkach uśrednionych

Tablica 5.3

Wyniki badań eksperymentalnych oporów przepływu  $(\Delta p/L)_{sr}$  w warunkach uśrednionych, podczas skraplania czynnika chłodniczego R404A w multiporcie typu 4 x 0,64mm (MULTI-4)

Nr pom.	(wp)	$T_s$	$p_s$	$(\Delta p/L)_{sr}$	$x_{sr}$
	[kg/m <sup>2</sup> s]	[°C]	[MPa]	[kPa/m]	
301	1751	31,35	1,49	76,17	0,98
302	1751	31,65	1,50	68,30	0,81
303	1751	31,55	1,50	67,48	0,78
304	1751	31,60	1,50	64,36	0,72
305	1751	31,40	1,49	55,64	0,43
306	1751	31,50	1,49	53,61	0,38
307	1751	31,50	1,49	51,13	0,30
308	1751	30,95	1,47	49,96	0,28
309	1751	30,65	1,46	29,97	0,07
310	1335	32,70	1,54	47,58	0,95
311	1335	32,45	1,53	43,96	0,82
312	1335	31,95	1,51	40,49	0,61
313	1335	31,95	1,51	38,79	0,59
314	1335	31,95	1,51	37,79	0,51
315	1335	31,85	1,51	37,36	0,45
316	1335	31,85	1,51	32,97	0,31
317	1335	31,80	1,50	28,82	0,22
318	1335	31,65	1,50	18,91	0,09
319	1335	31,60	1,50	9,88	0,04
320	1119	32,20	1,52	27,53	0,94
321	1119	32,25	1,52	24,71	0,79
322	1119	32,65	1,54	24,95	0,70
323	1119	32,70	1,54	22,72	0,64
324	1119	32,70	1,54	22,37	0,44
325	1119	32,50	1,53	16,78	0,22
326	1119	32,60	1,54	13,00	0,11
327	1119	32,60	1,54	2,58	0,05
328	992	33,80	1,58	20,00	0,96
329	992	33,80	1,58	18,51	0,90
330	992	33,45	1,57	15,86	0,79
331	992	33,90	1,59	16,22	0,70
332	992	34,00	1,59	13,63	0,54
333	992	33,75	1,58	7,71	0,37
334	992	33,30	1,56	5,13	0,28
335	992	33,50	1,57	2,88	0,22
336	992	33,65	1,58	0,58	0,17

c.d. Tablica 5.3

337	992	35,75	1,66	0,47	0,08
338	758	34,25	1,60	10,21	0,90
339	758	34,40	1,61	10,79	0,85
340	758	34,45	1,61	9,03	0,69
341	758	34,80	1,62	6,00	0,55
342	758	34,65	1,62	3,31	0,36
343	758	34,40	1,61	0,93	0,26
344	758	34,35	1,60	0,28	0,15
345	649	32,20	1,52	5,32	0,97
346	649	32,50	1,53	5,21	0,84
347	649	32,10	1,52	5,08	0,60
348	649	32,30	1,53	4,92	0,30
349	649	32,60	1,54	4,15	0,07
350	505	33,50	1,57	1,19	0,95
351	505	33,05	1,55	0,96	0,65
352	505	33,30	1,56	0,70	0,42
353	505	32,65	1,54	0,22	0,12
354	505	33,35	1,56	0,18	0,04

oznaczenia:

- $w\rho$  - gęstość strumienia masy
- $T_s$  - temperatura nasycenia
- $p_s$  - ciśnienie nasycenia
- $(\Delta p/L)_{sr}$  - opory przepływu w warunkach uśrednionych
- $x_{sr}$  - stopień suchości w warunkach uśrednionych

Tablica 5.4

Wyniki badań eksperymentalnych oporów przepływu  $(\Delta p/L)_{\dot{s}r}$  w warunkach uśrednionych, podczas skraplania czynnika chłodniczego R407C w multiporcie typu 4 x 0,64mm (MULTI-4)

Nr pom.	(wp)	$T_s$	$p_s$	$(\Delta p/L)_{\dot{s}r}$	$x_{\dot{s}r}$
	[kg/m <sup>2</sup> s]	[°C]	[MPa]	[kPa/m]	
101	740	33,25	1,36	10,83	0,97
102	740	33,35	1,36	11,15	0,88
103	740	33,25	1,36	10,24	0,79
104	740	33,45	1,36	8,30	0,64
105	740	33,45	1,36	6,17	0,47
106	740	33,35	1,36	3,31	0,17
107	740	33,55	1,37	1,08	0,08
108	559	33,70	1,37	5,19	0,91
109	559	33,65	1,37	4,85	0,79
110	559	33,65	1,37	4,00	0,64
111	559	33,55	1,37	1,61	0,22
112	559	33,65	1,37	1,01	0,15
113	559	33,70	1,37	0,65	0,09
114	487	34,00	1,38	3,56	0,94
115	487	34,20	1,39	3,24	0,82
116	487	34,20	1,38	2,87	0,72
117	487	34,20	1,38	1,17	0,26
118	487	34,10	1,38	0,51	0,05
119	288	34,05	1,38	1,10	0,92
120	288	34,00	1,38	0,91	0,74
121	288	34,10	1,38	0,84	0,59
122	288	34,10	1,38	0,60	0,25
123	288	34,00	1,38	0,28	0,07

oznaczenia:

- $w\rho$  - gęstość strumienia masy
- $T_s$  - temperatura nasycenia
- $p_s$  - ciśnienie nasycenia
- $(\Delta p/L)_{\dot{s}r}$  - opory przepływu w warunkach uśrednionych
- $x_{\dot{s}r}$  - stopień suchości w warunkach uśrednionych

Tablica 5.5

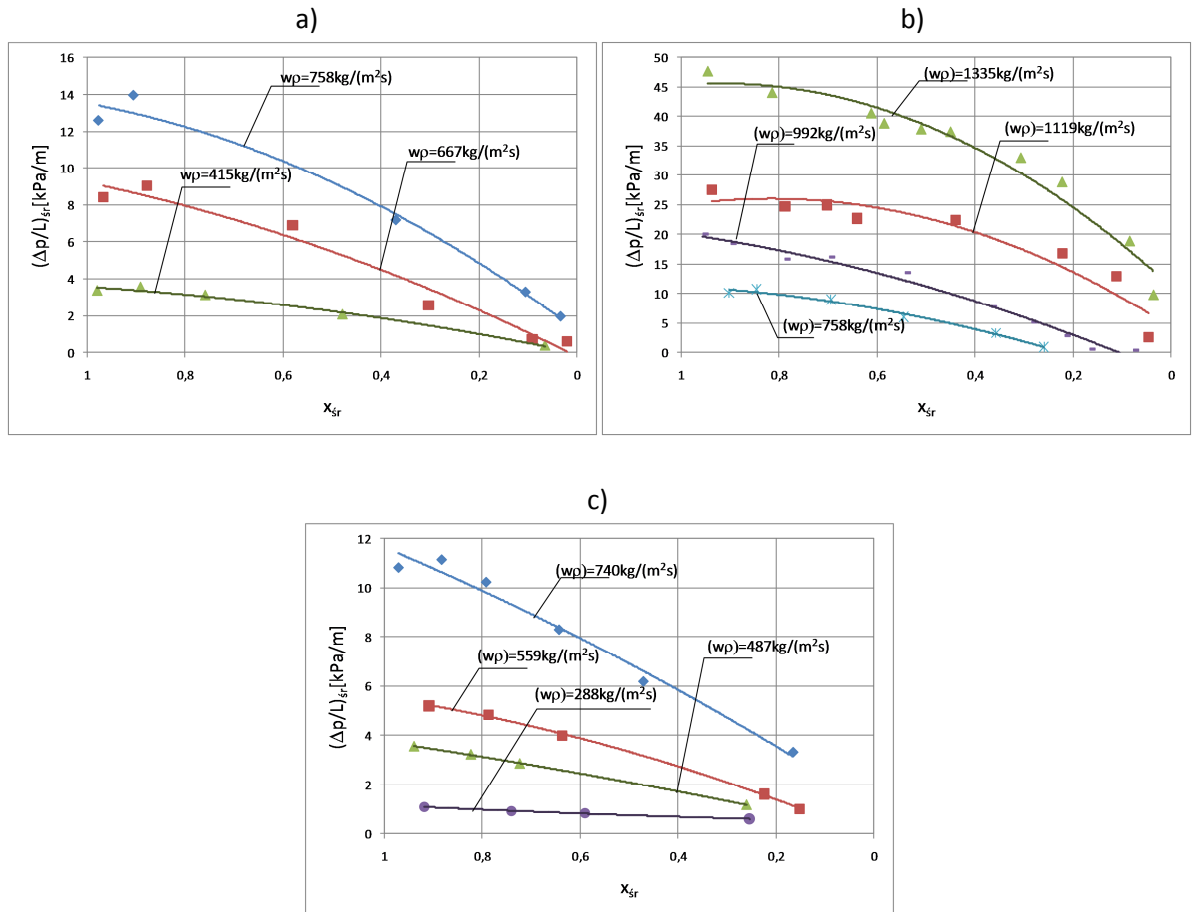
Wyniki badań eksperymentalnych oporów przepływu  $(\Delta p/L)_{sr}$  w warunkach uśrednionych, podczas skraplania czynnika chłodniczego R407C w multiporcie typu 8 x 0,64mm (MULTI-8)

Nr pom.	$w\rho$ [kg/m <sup>2</sup> s]	$T_s$ [°C]	$p_s$ [MPa]	$(\Delta p/L)_{sr}$ [kPa/m]	$x_{sr}$
201	487	43,25	1,64	2,68	0,83
202	487	43,50	1,64	2,81	0,77
203	487	43,60	1,65	2,52	0,67
204	487	43,80	1,65	2,50	0,52
205	487	43,40	1,64	2,12	0,41
206	487	42,45	1,61	1,45	0,24
207	487	42,70	1,62	0,44	0,04
208	388	43,80	1,65	1,91	0,85
209	388	43,80	1,65	1,76	0,68
210	388	43,60	1,65	1,70	0,63
211	388	43,15	1,63	1,08	0,33
212	388	42,85	1,63	0,71	0,19
213	388	42,65	1,62	0,35	0,06
214	315	42,45	1,62	1,37	0,84
215	315	42,40	1,61	1,36	0,80
216	315	42,35	1,61	1,18	0,60
217	315	42,40	1,61	1,06	0,53
218	315	42,10	1,61	0,61	0,28
219	315	41,90	1,60	0,28	0,08
220	216	42,90	1,63	0,81	0,92
221	216	42,85	1,63	0,82	0,85
222	216	42,95	1,63	0,67	0,69
223	216	42,50	1,62	0,24	0,13
224	126	43,55	1,65	0,39	0,89
225	126	43,45	1,64	0,33	0,73
226	126	43,55	1,65	0,30	0,68
227	126	43,50	1,64	0,25	0,58
228	126	43,60	1,65	0,23	0,30
229	126	42,95	1,63	0,05	0,18

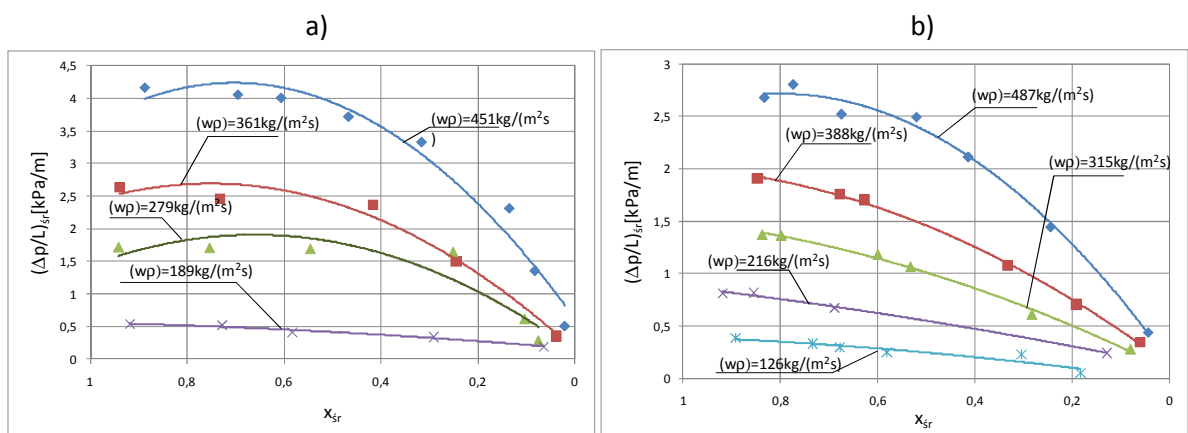
oznaczenia:

- $w\rho$  - gęstość strumienia masy
- $T_s$  - temperatura nasycenia
- $p_s$  - ciśnienie nasycenia
- $(\Delta p/L)_{sr}$  - opory przepływu w warunkach uśrednionych
- $x_{sr}$  - stopień suchości w warunkach uśrednionych

Rys. 5.4 i 5.5 przedstawiają charakterystyki eksperymentalne ujmujące zależność średnich oporów przepływu  $(\Delta p/L)_{sr}$  od stopnia suchości  $x_{sr}$  podczas skraplania czynników chłodniczych R134a, R404A i R407C, przy  $(wp) = \text{const}$ , w multiportach typu MULTI-4 i MULTI-8. Natomiast na rys. 2.28 i 2.29 przedstawiono zależność średnich oporów przepływu  $(\Delta p/L)_{sr}$  w funkcji gęstości strumienia masy  $(wp)$  przy  $x_{sr} = \text{const}$ .

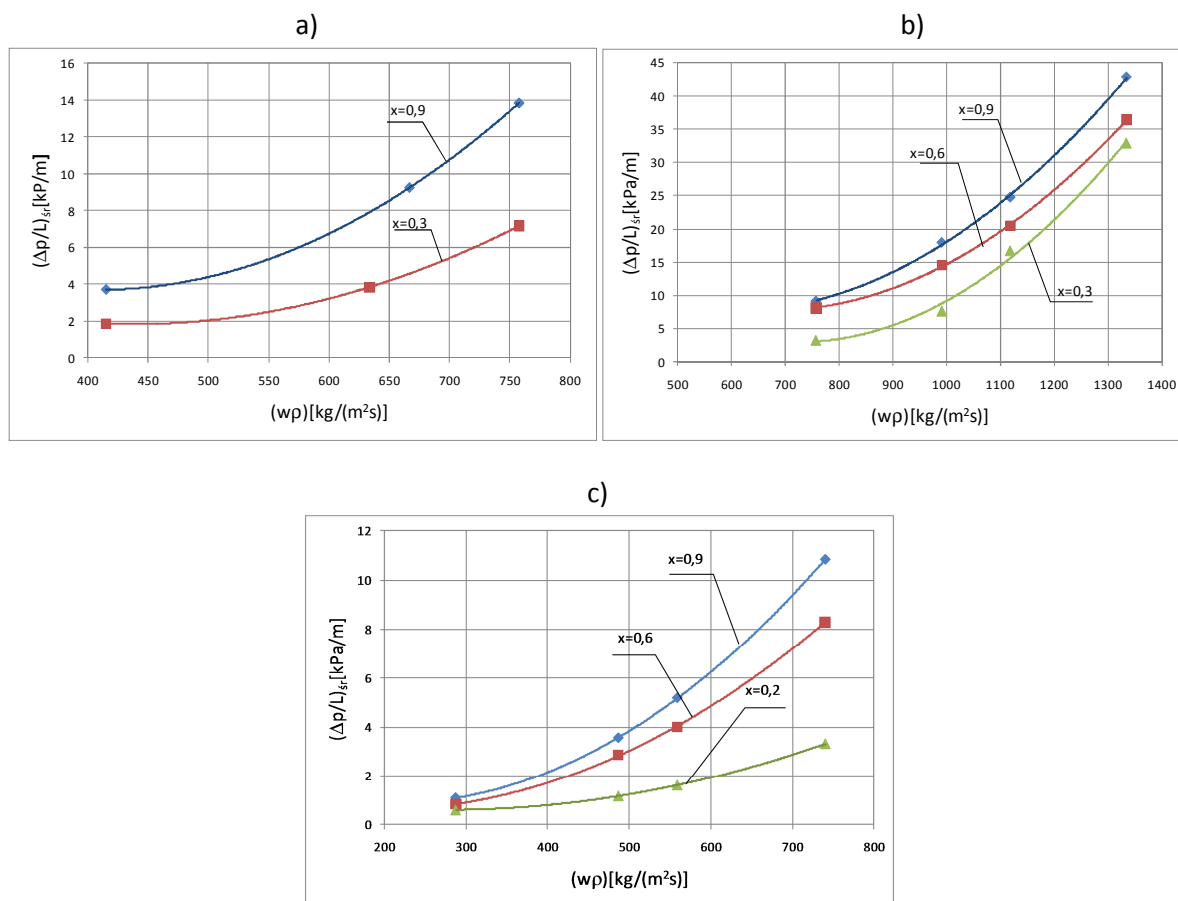


Rys. 5.4. Eksperymentalna zależność oporów przepływu  $(\Delta p/L)_{sr} = f(x_{sr})$  od stopnia suchości  $x_{sr}$  w warunkach skraplania w MULTI 4x0,64 mm, dla czynników chłodniczych: a) R134a, b) R404A, c) R407C

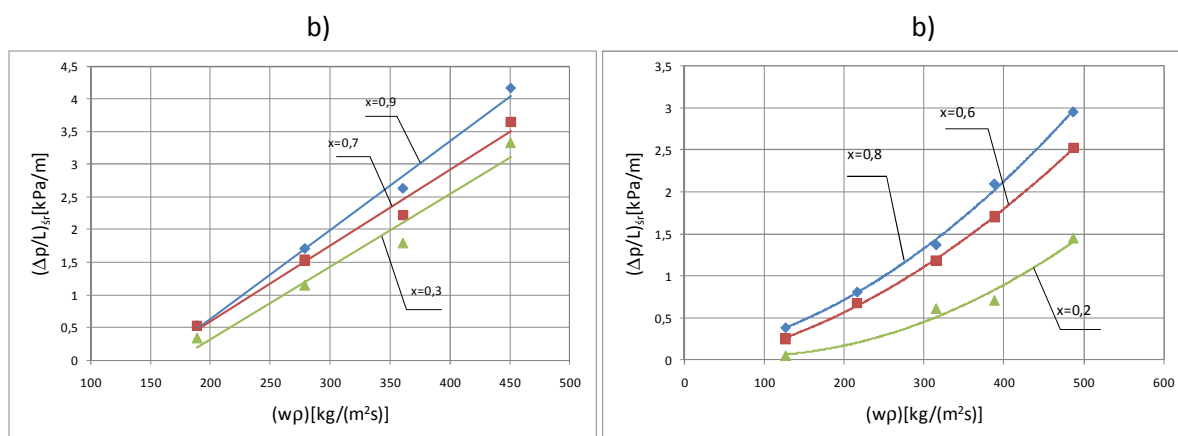


Rys. 5.5. Eksperymentalna zależność oporów przepływu  $(\Delta p/L)_{sr} = f(x_{sr})$  od stopnia suchości w warunkach skraplania w MULTI 8x0,64 mm, dla czynników: a) R134a, b) R407C





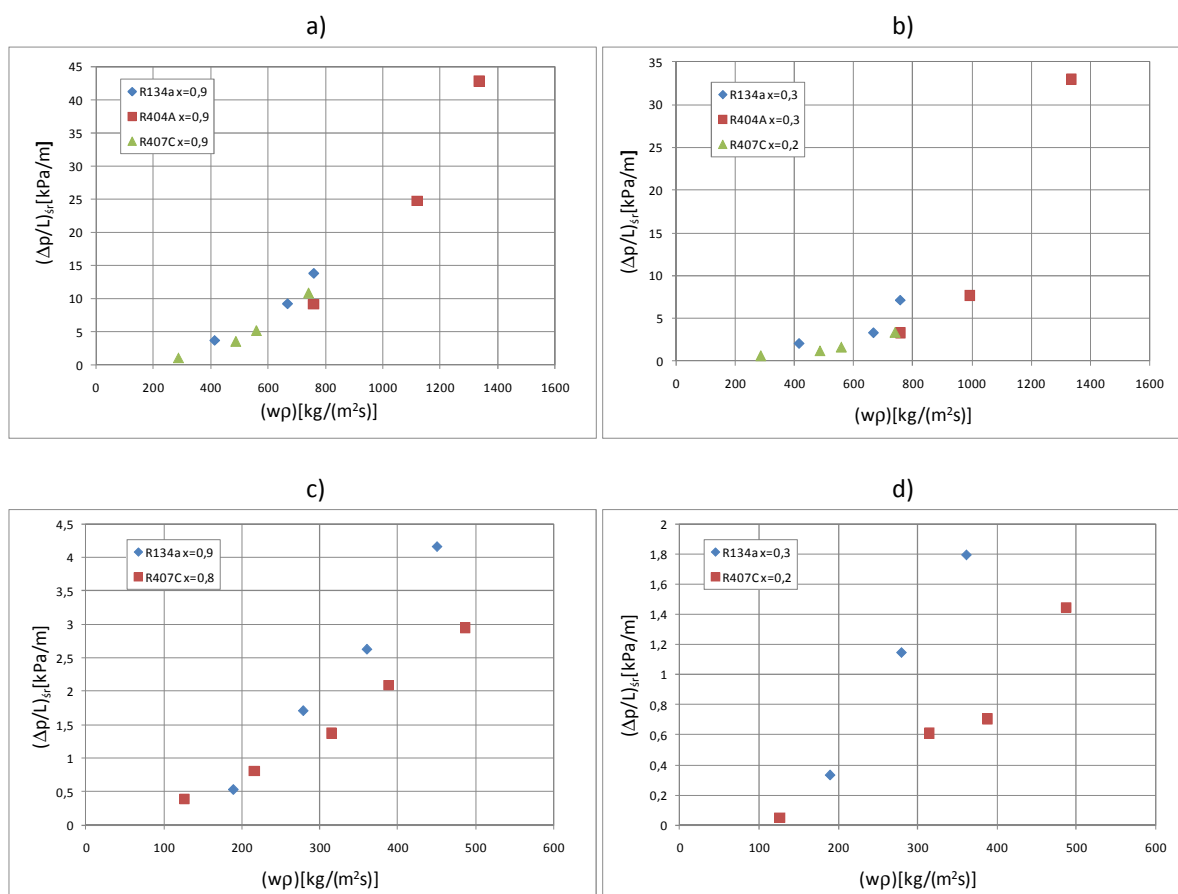
Rys. 5.6. Eksperymentalna zależność oporów przepływu  $(\Delta p/L)_{sr} = f(w\rho)$  od gęstości strumienia masy w warunkach skraplania w MULTI 4x0,64 mm, dla czynników: a) R134a, b) R404A, c) R407C



Rys. 5.7. Eksperymentalna zależność oporów przepływu  $(\Delta p/L)_{sr} = f(w\rho)$  od gęstości strumienia masy w warunkach skraplania w MULTI 8x0,64 mm, dla czynników: a) R134a, b) R407C

Rys. 5.6 i 5.7 przedstawiają porównanie wartości średnich oporów przepływu podczas skraplania czynników chłodniczych R134a, R404A i R407C w multiportach MULTI-4 i MULTI-8 przy stałej wartości stopnia suchości  $x_{sr}$ . Najwyższe wartości oporu przepływu podczas

skraplania w multipolach otrzymano dla czynnika chłodniczego R134a. Taką samą relację otrzymano uprzednio podczas skraplania w pojedynczych minikanalach (ZAŁĄCZNIK nr 1).



Rys. 5.8. Porównanie zależności eksperymentalnych średnich oporów przepływu  $(\Delta p/L)_{sr} = f(w_p)$  w multipor-  
tach: a)  $x=0,9$  MULTI-4, b)  $x=0,2$  MULTI-4, c)  $x=0,8$  MULTI-8, d)  $x=0,2-0,3$  MULTI-8

Wpływ właściwości czynnika chłodniczego i parametrów procesu skraplania w multiportach na opory przepływu ma charakter zbliżony do wpływu na opory przepływu w pojedynczych minikanalach. To znaczy, wzrost zawartości fazy ciekłej w przepływie (spadek stopnia suchości  $x$ , wzrost lepkości i gęstości mieszaniny, itp.) powoduje wzrost oporów, podobnie wzrost gęstości strumienia masy. Na podstawie porównania wyników eksperymentalnych skraplania czynników chłodniczych w jednakowych warunkach w multiportach typu MULTI-4 i MULTI-8, stwierdzono, że w MULTI-4 zaobserwowano wyższe oporu przepływu  $(\Delta p/L)_{sr}$ , niż w MULTI-8. Związane jest to z faktem, iż charakterystyki eksperymentalne skraplania typu  $(\Delta p/L)_{sr} = f(w_p)$  można analizować porównawczo, zależnie od sposobu obliczania gęstości strumienia masy  $(w_p)$ . Dla określonej wartości masowego natężenia przepływu czynnika chłodniczego  $\dot{m}$  podczas skraplania w pojedynczym minikanale określono gęstość strumienia masy z zależności (4.9). W przypadku multiportów, w których równolegle

zasila się  $n$  minikanatów rurowych, gęstość strumienia masy obliczono z zależności:

$$(w\rho) = \frac{\dot{m}}{n \cdot \frac{\pi \cdot d_w^2}{4}}, \quad (5.1)$$

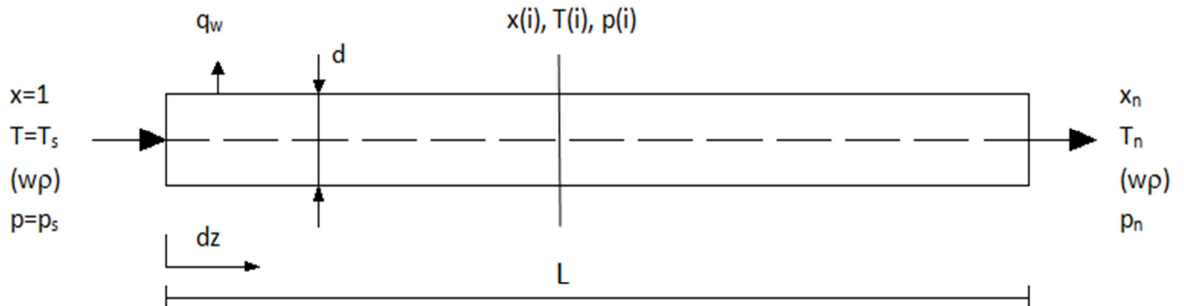
co oznacza, że dla tej samej wartości masowego natężenia  $\dot{m}$ , gęstość strumienia masy ( $w\rho$ ) w multiportach wielorurowych jest  $n$  razy mniejsza (i maleje ze wzrostem liczby zasilanych równolegle minikanatów). Skutkuje to wpływem na wartość oporów przepływu. Dla tej samej wartości  $\dot{m} = \text{const}$  dopływającej do badanych multiportów i pojedynczego minikanatu (przy tej samej średnicy minikanatów) wartość średnich oporów przepływu jest najwyższa dla pojedynczego kanału, następnie maleje dla multiportu MULTI-4 i osiąga najniższą wartość dla MULTI-8.

Badanie skraplania czynników chłodniczych w miniskraplaczach ma istotne znaczenie aplikacyjne. Związane jest to z optymalizacją konstrukcji kompaktowych wymienników ciepła. Znajomość procesów zachodzących w takim urządzeniu podczas przepływu dwufazowego oraz wpływu parametrów procesu na jego przebieg, pozwoli projektantom na projektowanie kompaktowych wymienników ciepła o obniżonym zużyciu ilości czynnika i energii napędowej. Przy tych kryteriach należy dążyć, aby gęstość przenoszonego strumienia ciepła była najwyższa. Jest to tym istotniejsze, iż procesy dwufazowe w minimultiportach są bardziej skomplikowane od tych w pojedynczym minikanale, ze względu choćby np. na nierównomierność zasiolania kanałów. Budowa i eksploatacja miniaturowych urządzeń chłodniczych ma duże znaczenie dla przemysłu elektronicznego, samochodowego, kosmicznego, medycyny, klimatyzacji i wielu innych. Wynika to z potrzeby odebrania od małych podzespołów dużej gęstości strumienia ciepła poprzez małą powierzchnię wymiany. Na przykład wartość bezwzględna mocy cieplnej w układach komputerowych nie jest duża, jednak gęstość strumienia ciepła (ilość ciepła przekazywana przez jednostkę pola powierzchni wymiany ciepła) osiąga wartości nawet powyżej  $1000 \text{ W/cm}^2$ , na co wskazują *Baumner et al.* [22]. Dotychczas stosowane sposoby przekazywania lub odbioru tak dużych gęstości strumienia ciepła są nieefektywne.

## 6. MODELOWANIE OPORÓW PRZEPŁYWU PODCZAS SKRAPLANIA CZYNNIKÓW CHŁODNICZYCH W MINIKANALE RUROWYM

Proces skraplania czynników chłodniczych w minikanatach rurowych może być wykorzystywany w wielu urządzeniach chłodniczych, a także grzewczych. Od kilku lat na całym świecie prowadzone są badania teoretyczne i eksperymentalne, które mają na celu poznanie mechanizmu tego procesu. Dotychczas zaproponowano jednak niewiele modeli, dotyczących zjawiska skraplania czynników chłodniczych w minikanatach, które byłyby oparte na uzasadnionych podstawach teoretycznych. Ponadto żaden z nich nie opisuje tego procesu w wystarczająco szerokim zakresie parametrów. W niniejszym rozdziale podjęto próbę opisu procesu skraplania czynników chłodniczych w prostoosiowym minikanale rurowym. Pozwala ona na określenie oporów przepływu czynnika na podstawie modelu homogenicznego. Za-

kłada się, że przepływ jest jednorodny, w którym obie fazy mają jednakową prędkość przepływu, to znaczy, że przepływ jest bezpoślizgowy. Rys. 6.1 przedstawia schemat modelowanego procesu.



Rys. 6.1 Założenia w modelu homogenicznym.

## 6.1. ZAŁOŻENIA DO MODELU

W zaproponowanym modelu przyjęto następujące założenia i uproszczenia.

### ZAŁOŻENIA:

- w kanale prostoosiowym poziomym przepływa mieszanina dwufazowa jednoskładnikowa o temperaturze nasycenia  $T_s$ ;
- mieszanina charakteryzuje się stopniem suchości  $x$  i stopniem zapełnienia  $\varphi$ ;
- do kanału doprowadzana jest para nasycona sucha czynnika chłodniczego;
- na zewnątrz, na całej długości kanału, odprowadzany jest stały strumień ciepła o gęstości  $q_w$
- proces jest termicznie i hydraulicznie ustabilizowany w czasie;
- pomija się wzdłużne przewodzenie ciepła;

### UPROSZCZENIA:

- prędkości obu faz są sobie równe;
- poślizg  $s=1$ ;
- stopień suchości  $x = 1$ ;
- $q_w = \text{const}$ ;
- $\frac{\partial T}{\partial \tau} = 0$ ;
- $\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0$ ;

Model został oparty na równaniach zachowania masy, pędu i energii, a jako równanie zamknięcia użyto zależność opisującą opory przepływu za pomocą naprężeń stycznych.

### Równania zachowania

- równanie zachowania masy:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} + \rho \frac{\partial w}{\partial \rho} = -\rho w \frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial z}, \quad (6.1)$$

– równanie zachowania energii:

$$\rho \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{\partial P}{\partial t} + \rho w \frac{\partial h}{\partial z} - w \frac{\partial P}{\partial z} = \frac{\tau_w w C}{A} + \frac{q_w C}{A}, \quad (6.2)$$

– równanie zachowania pędu:

$$\rho \frac{\partial w}{\partial t} + \rho w \frac{\partial w}{\partial z} = \rho g \cos \beta - \frac{\tau_w C}{A} - \frac{\partial P}{\partial z}. \quad (6.3)$$

Jeżeli przyjmiemy postać równania stanu:

$$\rho = \rho(h, P), \quad (6.4)$$

a następnie uporządkuje się równania (6.1) ÷ (6.3), wtedy:

$$\rho \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{\partial P}{\partial t} + \rho w \frac{\partial h}{\partial z} - w \frac{\partial P}{\partial z} = \frac{\tau_w w C}{A} + \frac{q_w C}{A}, \quad (6.5)$$

$$\rho \frac{\partial w}{\partial t} + \rho w \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial P}{\partial z} = \rho g \cos \beta - \frac{\tau_w C}{A}, \quad (6.6)$$

$$D_1 \frac{\partial P}{\partial t} + D_2 \frac{\partial h}{\partial t} + w D_1 \frac{\partial P}{\partial z} + w D_2 \frac{\partial h}{\partial z} + \rho \frac{\partial w}{\partial z} = -\rho w \frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial z}, \quad (6.7)$$

gdzie:

$$D_1 = \left( \frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_h, \quad D_2 = \left( \frac{\partial \rho}{\partial h} \right)_P. \quad (6.8)$$

Jeżeli układ znajduje się w stanie ustalonym, to równanie zachowania masy (6.7) ma postać tzw. „całki masy”:

$$(w\rho) \cdot A = \dot{m} = \text{const}. \quad (6.9)$$

Stąd równania zachowania (6.5) i (6.6) przyjmują postać:

$$-\frac{dp}{dz} + \rho \frac{dh}{dz} = \frac{\tau_w C}{A} + \frac{q_w \rho C}{\dot{m}}, \quad (6.10)$$

$$\left( 1 - \frac{\dot{m} D_1}{A^2 \rho^2} \right) \frac{dP}{dz} - \frac{\dot{m} D_2}{A^2 \rho^2} \frac{dh}{dz} = \frac{\dot{m}}{A^3 \rho dz} + g \rho \cos \beta - \frac{\tau_w C}{A}. \quad (6.11)$$

### Równanie zamknięcia

Jako równanie zamknięcia przyjęto zależność opisującą naprężenia styczne  $\tau_w$  na ścianie wewnętrznej kanału:

$$\tau_w = \frac{\mu_L \cdot w_L}{\delta_H}. \quad (6.12)$$

### Metodyka obliczenia oporów przepływu

Całkowity spadek ciśnienia na długości minikanалу, podczas skraplania wyznacza się z zależności (2.14). Przyjmując, że człony przyspieszeniowy i hydrostatyczny w tym równaniu są równe 0, tarcowy spadek ciśnienia jest równoważony przez naprężenia styczne na ścianie kanału i dlatego można go określić ze wzoru:

$$\left[ \frac{dp}{dz} \right]_{TPF} = \frac{C}{A} \cdot \tau_w, \quad (6.13)$$

gdzie:

$C$  – obwód zwilżony  $C = \pi d_h$ ,  $d_h$  – średnica hydrauliczna minikanалу,

$A$  – pole powierzchni przekroju poprzecznego  $A = \pi d_h^2 / 4$ ,

$\tau_w$  – naprężenia styczne.

Naprężenia styczne wyznacza się z zależności (6.12), gdzie  $\delta_H$  jest grubością hydraulicznej podwarstwy przyściennej:

$$\delta_H = \frac{2 \cdot \mu_l}{f \cdot w_l \cdot \rho_l}, \quad (6.14)$$

a stąd:

$$\tau_w = f \frac{\rho_l \cdot w_l^2}{2}, \quad (6.15)$$

gdzie  $f$  jest współczynnikiem *Fanning'a* określonym dla ruchu przejściowego ze wzoru:

$$f = \frac{0,316}{4} \cdot Re^{-0,25}. \quad (6.16)$$

Prędkość fazy ciekłej można obliczyć z zależności:

$$w_l = \frac{(w\rho)}{\rho_l} \cdot \left( \frac{1-x}{1-\varphi} \right), \quad (6.17)$$

gdzie:  $(w\rho)$  – gęstość strumienia masy,  $\rho_l$  – gęstość fazy ciekłej,  $x$  – stopień suchości,  $\varphi$  - stopień zapełnienia. Po podstawieniu równań (6.16) i (6.17) do wzoru (6.15) otrzymano:

$$\left[ \frac{dp}{dz} \right]_{TPF} = 0,16 \frac{Re^{-0,25} \cdot (w\rho)}{d_h \cdot \rho_l} \cdot \left( \frac{1-x}{1-\varphi} \right). \quad (6.18)$$

Stopień suchości  $x$  określono z następującego równania:

$$x_n = x_{n-1} - \frac{q_w}{(w\rho) \cdot r}, \quad (6.19)$$

gdzie  $r$  – ciepło przemiany dwufazowej.

Stopień zapełnienia  $\varphi$  zgodnie z metodą homogeniczną przyjęto wg wzoru (2.22).

W modelu homogenicznym zakłada się, że faza gazowa i ciekła nie oddziałują ze sobą w żaden sposób, co powoduje rozbieżność wyników obliczeń wg tego modelu z wynikami badań eksperymentalnych. W rzeczywistości występuje turbulizacja przepływu wywołana obecnością fazy gazowej. Powoduje to wzrost naprężeń stycznych. Z tego powodu naprężenia styczne skorygowano współczynnikiem poprawkowym  $B$ :

$$\tau_w' = \tau_w \cdot B, \quad (6.20)$$

gdzie:

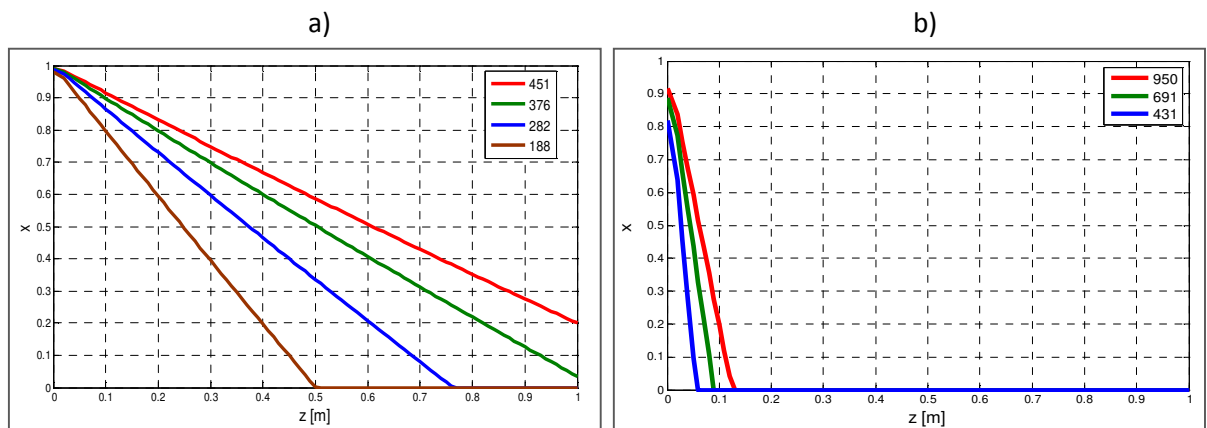
$$B = 2 \cdot (1 - x)^{0,8} + 0,008 \cdot Re^{0,75} \cdot Pr^{-2,5}. \quad (6.21)$$

Wartość współczynnika B wyznaczono metodą dopasowania wyników obliczeń teoretycznych do wyników badań eksperymentalnych. Po uwzględnieniu równania (6.20) otrzymano zależność do obliczenia tarcowego spadku ciśnienia w postaci:

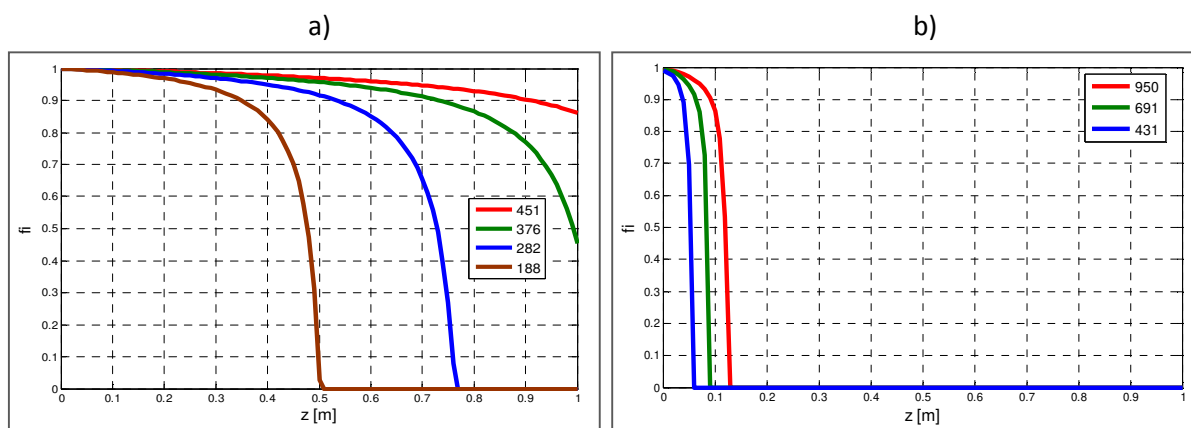
$$\left[ \frac{dp}{dz} \right]_{TPF} = 0,16 \frac{Re^{-0,25} \cdot (w\rho)}{d_h \cdot \rho_l} \cdot \left( \frac{1-x}{1-\varphi} \right) \cdot B. \quad (6.21)$$

## 6.2. WYNIKI MODELOWANIA

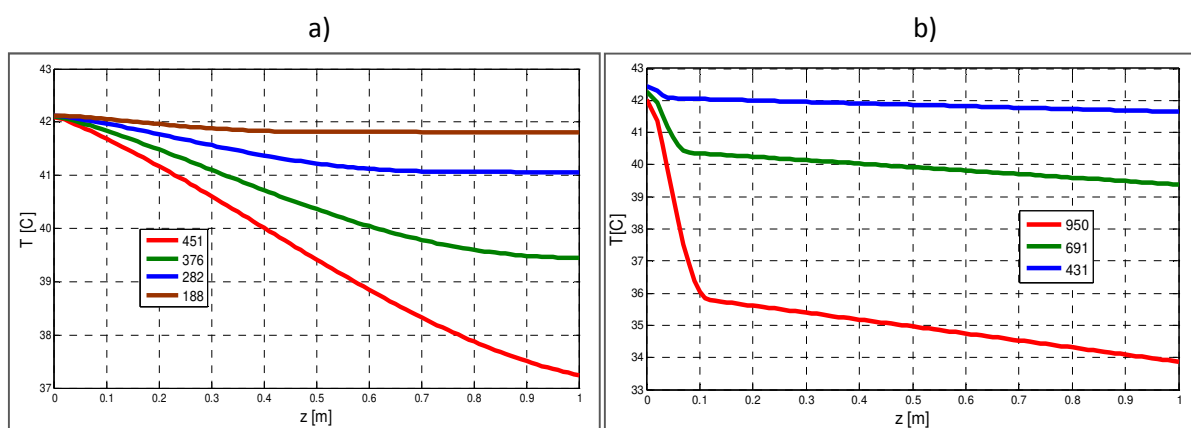
Na podstawie zaproponowanego modelu, opisującego opory przepływu podczas skraplania czynników chłodniczych w minikanale rurowym przeprowadzono obliczenia teoretyczne w środowisku MATLAB. Możliwe było określenie: oporów przepływu ( $\Delta p/z$ ), zmiany ciśnienia ( $p/z$ ), temperatury czynnika  $T$ , stopnia suchości  $x$  oraz stopnia zapełnienia  $\varphi$  na drodze przepływu czynnika. Na rys. 6.2÷6.7 pokazano przykładowe wyniki obliczeń teoretycznych parametrów skraplania czynnika chłodniczego R134a w kanałach o średnicy  $d_h = 1,94$  mm i 0,64 mm. Obliczenia wykonano dla następujących parametrów:  $d_h = 1,94$  mm, temperatura nasycenia na wlocie do kanału  $T_s = 42^\circ\text{C}$ , gęstość strumienia ciepła  $q_w = 30000 \text{ W/m}^2$ , gęstość strumienia masy ( $w\rho$ ) = 451, 346, 282 i 188  $\text{kg/m}^2\text{s}$ ; dla  $d_h = 0,61\text{mm}$  parametry wynosiły:  $T_s = 42,5^\circ\text{C}$ ,  $q_w = 30000 \text{ W/m}^2$  oraz ( $w\rho$ ) = 950, 691 i 431  $\text{kg/m}^2\text{s}$ .



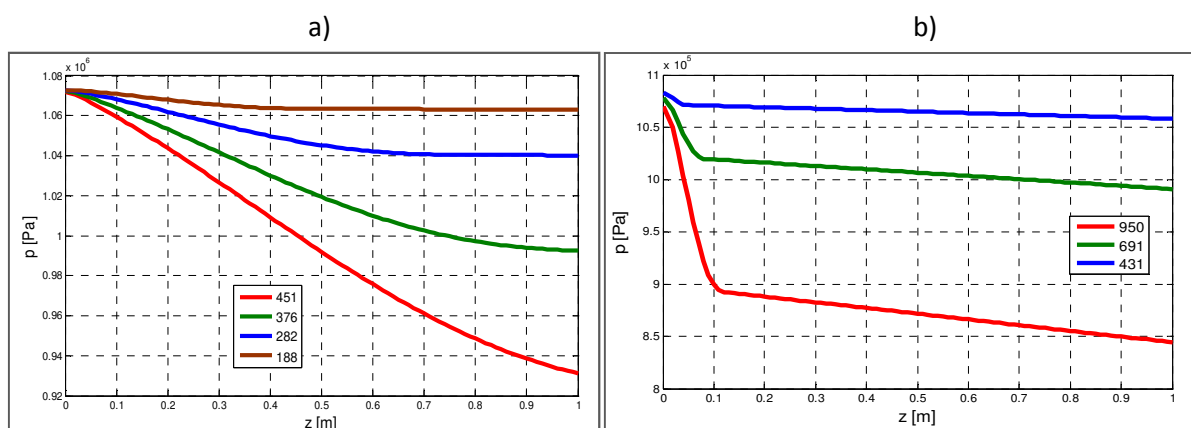
Rys. 6.2. Wyniki obliczeń teoretycznych zmiany stopnia suchości  $x$  na długości kanału  $z$ , dla: a)  $d_h = 1,94$  mm; b)  $d_h = 0,64$  mm



Rys. 6.3. Wyniki obliczeń teoretycznych zmiany stopnia zapełnienia  $\varphi$  na długości kanału  $z$ , dla: a)  $d_h = 1,94$  mm; b)  $d_h = 0,64$  mm

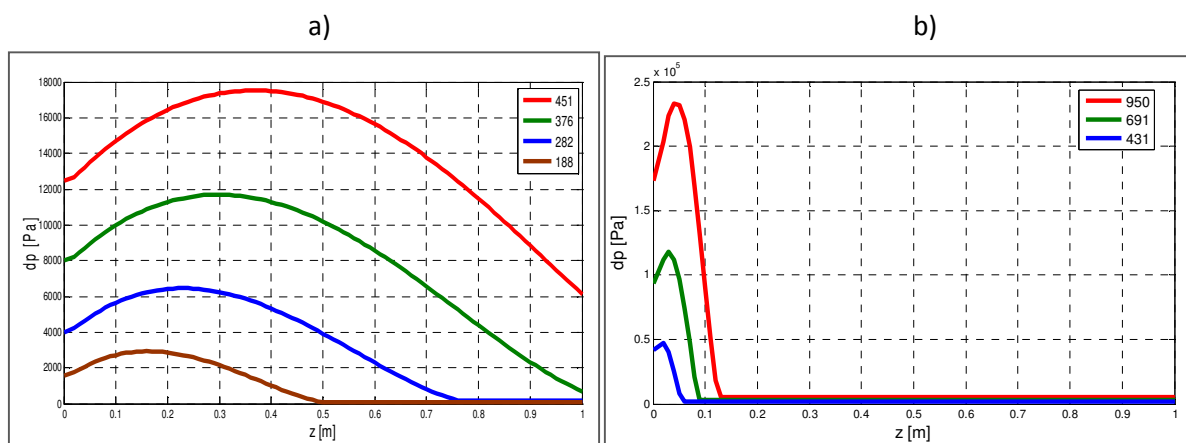


Rys. 6.4. Wyniki obliczeń teoretycznych zmiany temperatury czynnika chłodniczego  $T$  na długości kanału  $z$ : a)  $d_h = 1,94$  mm; b)  $d_h = 0,64$  mm

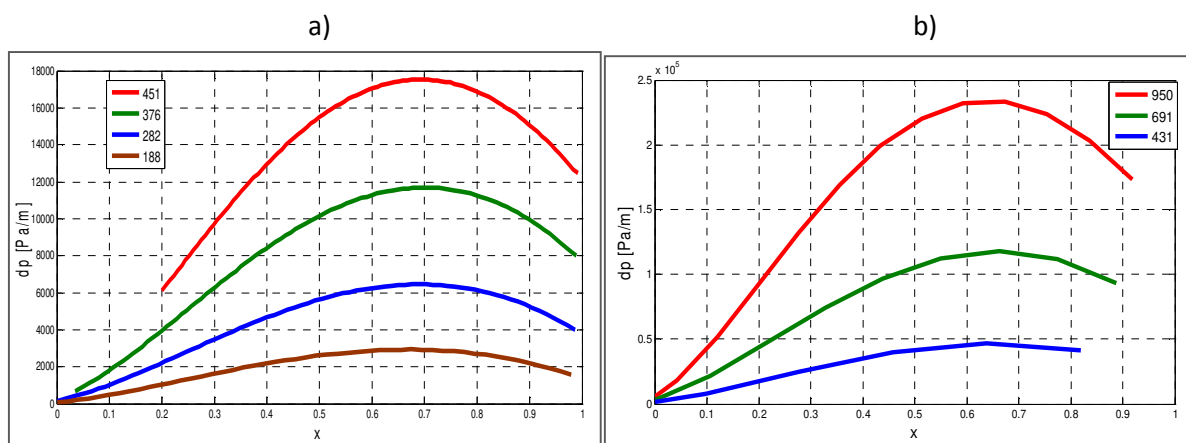


Rys. 6.5. Wyniki obliczeń teoretycznych zmiany ciśnienia czynnika chłodniczego  $p$  na długości kanału  $z$ : a)  $d_h = 1,94$  mm; b)  $d_h = 0,64$  mm





Rys. 6.6. Wyniki obliczeń teoretycznych zmiany oporów przepływu czynnika chłodniczego  $\Delta p$  na długości kanału z: a)  $d_h = 1,94$  mm; b)  $d_h = 0,64$  mm

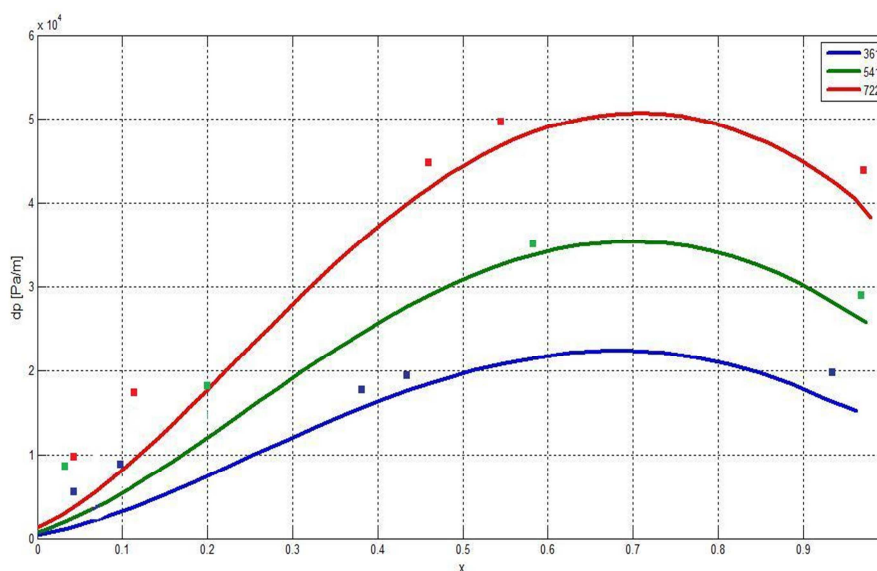


Rys. 6.7. Wyniki obliczeń teoretycznych zmiany oporów przepływu czynnika chłodniczego  $\Delta p$  wraz ze zmianą stopnia suchości  $x$ , a)  $d_h = 1,94$  mm; b)  $d_h = 0,64$  mm

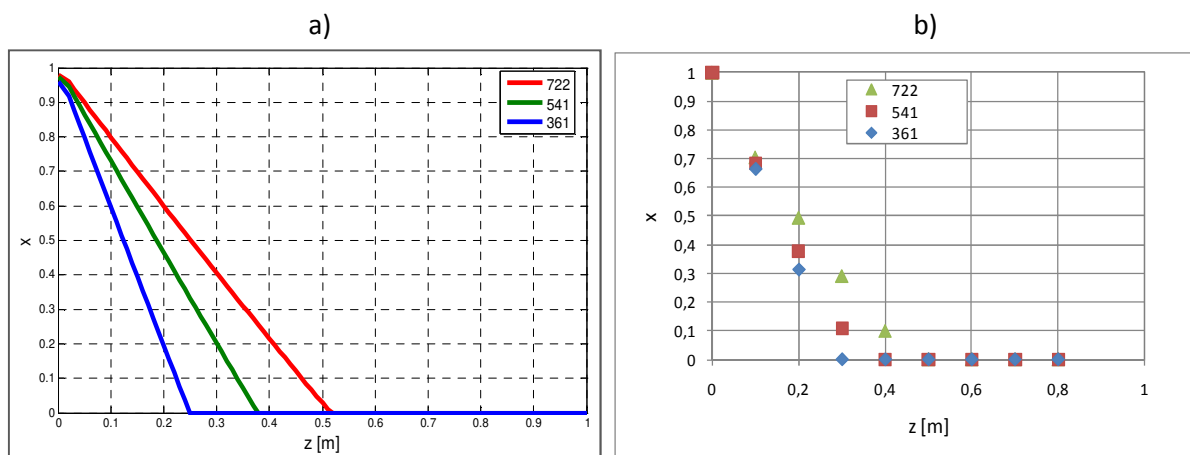
Z przeprowadzonych obliczeń wynika, że wraz ze spadkiem stopnia suchości  $x$  maleje stopień zapełnienia  $\varphi$ , temperatura  $T$  i ciśnienie  $p$  czynnika chłodniczego. Rosną natomiast opory przepływu, od momentu rozpoczęcia procesu skraplania, aż do jego rozwinięcia. Gdy zawartość fazy ciekłej w przepływie narasta, opory przepływu gwałtownie spadają do wartości kilkadziesiąt razy mniejszej niż wartości maksymalne.

### 6.3. PORÓWNANIE WYNIKÓW OBLICZEŃ MODELOWYCH Z WYNIKAMI BADAŃ EKSPERYMENTALNYCH

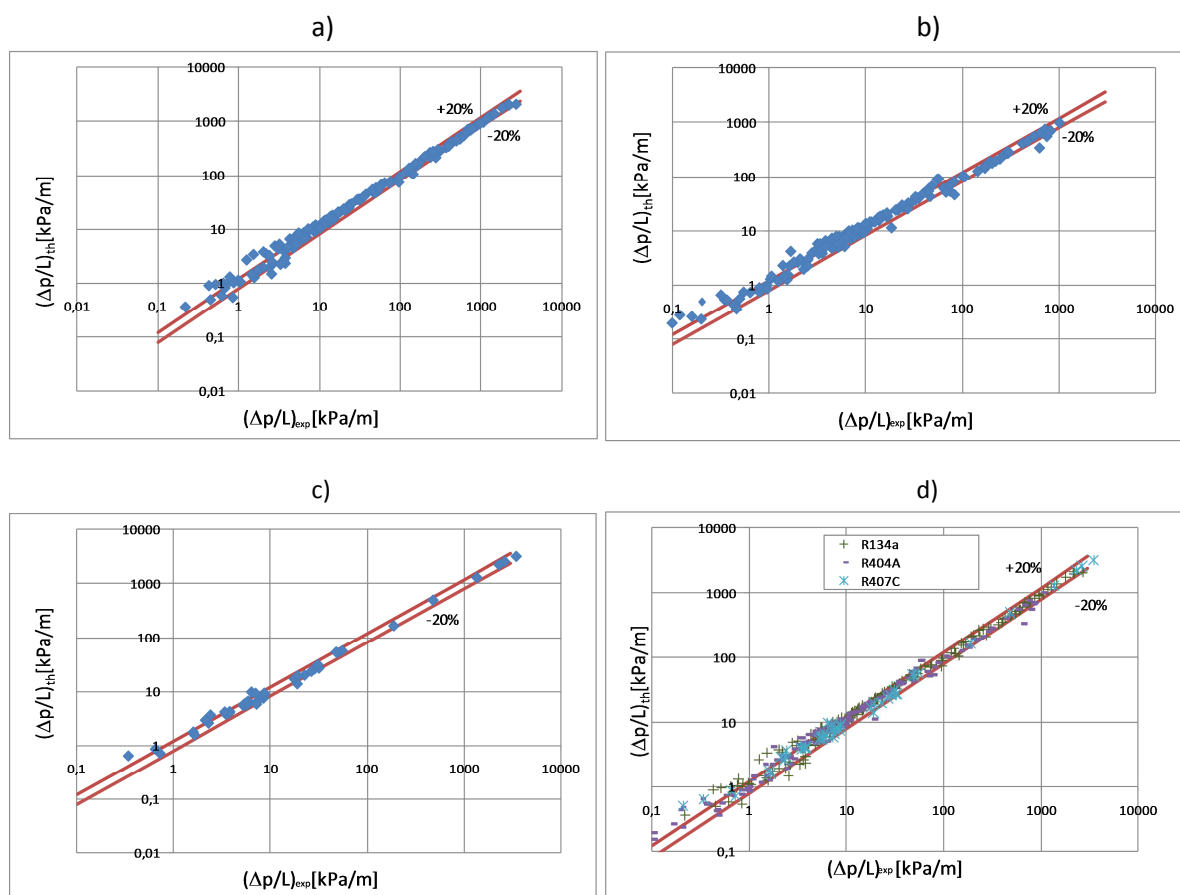
W rozdziale 4.3 przedstawiono wyniki eksperymentalnych badań własnych skraplania czynników chłodniczych R134a, R404A i R407C. Istnieje możliwość porównania wielkości określonych eksperymentalnie i obliczonych wg zaproponowanego modelu. Na rys. 6.8 zaprezentowano porównanie modelowej, obliczeniowej zależności oporów przepływu ( $\Delta p/L$ ) od stopnia suchości  $x$  z wynikami badań eksperymentalnych. Jak widać wyniki obliczeń wg modelu opisują w zadowalającym stopniu opory przepływu podczas skraplania właściwego czynników chłodniczych, jednak gdy  $x$  spada poniżej wartości 0,2 wzrasta rozbieżność pomiędzy modelem matematycznym i wynikami badań eksperymentalnych. Jest to spowodowane występowaniem niewielkiej ilości fazy gazowej i znacznym spadkiem oddziaływania wzajemnego obu faz. Rys. 6.9 przedstawia porównanie wyników obliczeń stopnia suchości  $x$  na długości kanału z wynikami eksperymentu.



Rys. 6.8. Porównanie wartości eksperymentalnych zmiany oporów przepływu z obliczonymi wg modelu, podczas skraplania czynnika chłodniczego R134a w minikanale rurowym o średnicy  $d_h=1,4\text{mm}$ , wraz ze zmianą stopnia suchości



Rys. 6.9. Zestawienie zmiany stopnia suchości  $x$  podczas skraplania czynnika chłodniczego R134a w minikanale rurowym o średnicy  $d_h=1,4$ mm, na długości kanału  $z$ : a) wg obliczeń teoretycznych; b) wg badań eksperymentalnych



Rys. 6.10. Porównanie wyników modelowania oporów przepływu z wynikami badań eksperymentalnych skraplania w minikanalach rurowych czynników chłodniczych: a) R134a, b) R404A, c) R407C, d) R134a, R404A i R407C

Rys. 6.10. przedstawia porównanie wyników modelowania oporów przepływu z wynikami badań eksperymentalnych dla skraplania czynników chłodniczych R134a, R404A i R407C. Z porównania tego wynika, iż 80 % punktów pomiarowych mieści się w zakresie  $\pm 20$  %.

Można więc wnioskować, że zaproponowany model opisuje wyniki eksperymentalne z dokładnością do  $\pm 20\%$  dla skraplania właściwego, w szerokim zakresie zmiany parametrów procesu. Model służy do wyznaczania oporów przepływu podczas skraplania czynników chłodniczych w minikanalach rurowych i może być stosowany w pracach inżynierskich i do projektowania kompaktowych wymienników ciepła.

### *Wnioski*

Przedstawiono własny model opisujący opory przepływu czynników chłodniczych, podczas ich skraplania w minikanalach rurowych. Proponowany model ujmuje następujące, istotne przesłanki:

1. podczas dwufazowego przepływu czynnika chłodniczego w minikanalach rurowych występują opory przepływu, których wartości są wielokrotnie większe od uzyskiwanych w przepływie jednofazowym przy tym samym natężeniu przepływu;
2. faza parowa występująca podczas dwufazowego procesu skraplania właściwego powoduje turbulizację tego przepływu, co wpływa na wzrost wielkości oporów przepływu;

Uwzględnienie tych elementów pozwoliło na opracowanie modelu w dostatecznym stopniu opisującego proces skraplania czynników chłodniczych w minikanalach rurowych. Wyniki obliczeń oporu przepływu uzyskane na podstawie modelu porównano z wynikami badań eksperymentalnych. Uzyskano zadowalającą ich zgodność w przedziale rozbieżności  $\pm 20\%$ .

Proponuje się stosowanie tego modelu do obliczeń oporów przepływu podczas skraplania czynników chłodniczych R134a, R404A, R407C w minikanalach rurowych o średnicy wewnętrznej  $d_w = 0,31 \div 3,3$  mm i w zakresie wartości parametrów procesu: gęstość strumienia masy  $(w\rho) = 50 \div 1000$  kg/(m<sup>2</sup>·s), temperatura skraplania  $T_s = 30 \div 50$  °C, stopień suchości  $x = 0 \div 1$ .

## 7. PODSUMOWANIE I WNIOSKI

Projektowanie kompaktowych wymienników ciepła jest związane z koniecznością rozwiązania podstawowych problemów. Przede wszystkim określa się pole powierzchni wymiany ciepła oraz opory przepływu czynników realizujących wymianę ciepła dla założonej geometrii tej powierzchni. W projektowaniu współczesnych wymienników ciepła trzeba uwzględnić jednocześnie kryteria ekologiczne i ekonomiczne.

Niniejsza praca jest poświęcona wybranym problemom związanym z projektowaniem kompaktowych skraplaczy chłodniczych, w których dwufazowy proces skraplania odbywa się w przepływie minikanalami. Zmniejszenie wymiaru przekroju kanału przepływowego oraz występowanie przemiany dwufazowej skraplania są elementami powodującymi intensyfikację konwekcyjnej wymiany ciepła. Objawia się ona wzrostem współczynnika przejmowania ciepła w tym procesie, co prowadzi do minimalizacji wymiarów wymiennika.

W założeniach tej pracy ograniczono się do określenia właściwych metod pozwalających obliczyć opory przepływu skraplającego się czynnika chłodniczego. Wzrost oporów przepływu, związany z czynną intensyfikacją konwekcyjnej wymiany ciepła prowadzi do wzrostu zapotrzebowania na energię napędową generatora ruchu czynnika.

Analiza źródeł literatury oraz wykonane badania własne dowodzą, że mechanizm procesu skraplania czynników chłodniczych w minikanalach rurowych różni się znacznie od występującego podczas skraplania w kanałach konwencjonalnych (o średnicy hydraulicznej  $d_h > 3$  mm). Aktualny stan opisu mechanizmu skraplania czynników w minikanalach jest niezadowolający. Powoduje to, że bezkrytyczne zastosowanie procedur obliczeniowych, sprawdzonych dla kanałów konwencjonalnych, w odniesieniu do minikanatów jest związane z niedopuszczalnie dużymi błędami. Dotychczas brak jest uogólnionych zależności proponowanych do obliczenia oporów przepływu podczas skraplania czynników chłodniczych, zwłaszcza proekologicznych zamienników freonów, w minikanalach rurowych.

Treść niniejszej pracy jest próbą odpowiedzi na niektóre postawione problemy. W szczególności dotyczy to kwestii zawartych w postawionych w hipotezach.

W rozdziale 3 postawiono dwie hipotezy określające kierunek badań Autorki, w zakresie oporów przepływu czynników chłodniczych w minikanalach rurowych. Biorąc pod uwagę wyniki analizy stanu wiedzy i wstępnego rozpoznania eksperymentalnego określono, że:

1. opory przepływu podczas skraplania czynników chłodniczych w minikanalach są zdeterminowane napięciem powierzchniowym i lepkością;
2. zmniejszenie średnicy minikanалу prowadzi nie tylko do wzrostu oporów przepływu, ale ogranicza również możliwości stosowania dotychczasowych procesów obliczeniowych sprawdzonych dla kanałów konwencjonalnych.

Wykazanie słuszności postawionych hipotez ukierunkowało badania wykonane w ramach rozprawy jako: eksperymentalne i modelowe.

### Podsumowanie wyników badań eksperymentalnych

W ramach eksperymentalnego potwierdzenia postawionych hipotez wykonano: zespół stanowisk pomiarowych, opracowano metodykę badań, przeprowadzono badania eksperymentalne, opracowano ich wyniki i określono wnioski.

Do badań wytypowano trzy czynniki chłodnicze: R134a, R404A i R407C. Pierwszy z nich jest proekologicznym substytutem wycofanego freonu R12, zaś czynniki R404A i R407C są proponowanymi zamiennikami freonu R22, który nie może być stosowany w technice chłodniczej od 1.01.2010 r. Oprócz tego wybór wskazanych czynników chłodniczych uzasadniony był również ich właściwościami cieplno – fizycznymi. Średniociśnieniowy czynnik R134a jest czynnikiem jednorodnym, zaś pozostałe są mieszaninami blisko azeotropowymi. W świetle pierwszej z postawionych hipotez zapewniono zestaw czynników o różnych właściwościach, zwłaszcza napięciu powierzchniowym i lepkości.

Badania eksperymentalne przeprowadzono podczas skraplania wymienionych czynników w minikanalach rurowych zbudowanych ze stali nierdzewnej o wymiarze średnicy wewnętrznej  $d_w = 0,31; 0,45; 0,64; 0,98; 1,4; 1,6; 1,94; 2,3$  i  $3,3$  mm, a także w dwóch równolegle zasilanych zespołach minikanalów zwanych *multiportami*. Badania te prowadzono na *multiportach* typu MULTI-4 i MULTI-8, składających się odpowiednio z czterech i ośmiu minikanalów o średnicy wewnętrznej  $d_w = 0,64$  mm i długości 10 cm. Dobór średnic minikanalów był uzasadniony problemem opisanym w drugiej hipotezie.

Opracowano metodykę badań uwzględniającą badania zarówno lokalnych wartości oporów przepływu oraz wartości średnich. Parametry termiczne procesu, tzn. temperatura i ciśnienie czynnika na drodze przepływu, spadek ciśnienia oraz masowe natężenie przepływu uzyskane byłyby z pomiarów bezpośrednich. W przypadku dwóch istotnych wielkości procesowych, czyli gęstości strumienia ciepła  $q$  oraz stopnia suchości  $x$ , istniała konieczność ich określenia w sposób pośredni. Stopień suchości  $x$  w przekroju wlotowym do odcinka pomiarowego oraz wartości lokalne w strefie skraplania właściwego określono na drodze bilansu energetycznego wymiennika ciepła umieszczonego na dopływie do odcinka pomiarowego oraz bilansów częściowych poszczególnych odcinków długości pomiarowej chłodzonych wodą. Określenie gęstości strumienia ciepła  $q$  wymagało wykonania badań eksperymentalnych na oddzielnym stanowisku i opracowania charakterystyk ujmujących zależność  $q=f(\Delta T)$ , gdzie  $\Delta T$  jest różnicą temperatury ścianki kanału  $T_w$  i wody chłodzącej  $T_{H2O}$ .

Pomiary eksperymentalne wykonano oddzielnie dla każdego czynnika chłodniczego co wymagało dodatkowych prac adaptacyjnych polegających na zmianie armatury i wymianie agregatu chłodniczego, elementów regulacji i przestrojenia systemu komputerowego. Na podstawie uzyskanych wyników pomiarów eksperymentalnych sporządzono charakterystyki przepływowe ujmujące zależność oporów przepływu nie tylko od parametrów procesu skraplania, ale również od właściwości czynnika chłodniczego. I tak, na podstawie przeprowadzonych doświadczeń, stwierdzono że na opory przepływu podczas skraplania czynników chłodniczych mają wpływ jego właściwości (lepkość obu faz  $\mu_l$  i  $\mu_v$ , ich gęstości  $\rho_l$  i  $\rho_v$ , napięcie powierzchniowe  $\sigma$ , ciśnienie zredukowane  $p_r$ , itp.), stopień suchości  $x$  (a co za tym idzie

stopień zapełnienia  $\varphi$ ), gęstość strumienia masy ( $w\rho$ ), średnica kanału  $d$ , temperatura  $T_s$  i ciśnienie nasycenia  $p_s$ .

Dla wszystkich badanych minikanatów i czynników chłodniczych, wykonano charakterystyki opisujące lokalne wartości oporów przepływu w zależności od stopnia suchości  $x$ , przy stałym poziomie gęstości strumienia masy ( $w\rho = \text{const}$ ). Na ich podstawie można było zauważyć, że spadek stopnia suchości w zakresie  $x = 1 \div 0,7$  powoduje wzrost wartości lokalnych oporów przepływu. W momencie rozpoczęcia skraplania rozwiniętego ( $x$  spada poniżej wartości 0,7) opory przepływu zaczynają gwałtownie spadać. Jest to spowodowane znaczącym spadkiem stopnia zapełnienia kanału fazą gazową. Dodatkowo zaobserwowano wyraźny wzrost oporów przepływu ze spadkiem wymiaru średnicy wewnętrznej kanału. W momencie gdy średnica wewnętrzna kanału była mniejsza od 1 mm opory przepływu zaczynają znacznie wzrastać. Jest to dowód na to, że w mini- i mikrokanatach średnica kanału ma znaczny wpływ na spadek ciśnienia. Oprócz lokalnych oporów przepływu badano również ich wartości średnie, na całej długości kanału. Sporządzono dla nich charakterystyki w zależności od gęstości strumienia masy. Pokazały one, że opory przepływu zależą również od gęstości strumienia masy, tzn. gdy ( $w\rho$ ) rośnie opory również rosną.

Biorąc pod uwagę kryteria oceny struktur przepływu dwufazowego skraplania stosowane przez *Garimellę* et al. (oparte na wartości liczbowej parametru *Martinello*  $\chi_{tt}$  oraz prędkości pozornej fazy gazowej  $j_v$ ) stwierdzono, że badania eksperymentalne wykonano w zdecydowanej większości dla struktury pierścieniowej przepływu dwufazowego; inne typy struktury przepływu występowały sporadycznie. Struktura pierścieniowa jest najczęściej obserwowana w zakresie eksploatacyjnym skraplania czynników chłodniczych w minikanatach rurowych. Cechują go stosunkowo wysokie opory przepływu, a warstwa kondensatu powstająca na wewnętrznej ścianie kanału hamuje wymianę ciepła, co jest zjawiskiem niepożądanym.

Uzyskane wyniki badań eksperymentalnych porównano z wynikami obliczeń według korelacji innych autorów, a w szczególności: *Friedela*, *Garimelli*, *Cavalini'ego*, *Chena*, *Zhang'a* i *Webba*. Wyniki obliczeń z korelacji *Friedela* i *Garimelli* najlepiej korespondowały z wynikami eksperymentu w paśmie rozbieżności  $\pm 30\%$ . Zdaniem Autorki wyniki porównania nie były zadowalające. O ile wymienione korelacje są powszechnie wykorzystywane do obliczeń oporów przepływu w kanałach konwencjonalnych, to nie mogą być w sposób bezpośredni przeniesione do wykorzystania w minikanatach. Wykorzystując wyniki badań eksperymentalnych dla 3 różnych czynników chłodniczych oraz 9 minikanatów i 2 multiportów, opracowano własną procedurę obliczeniową. Uwzględniono ok. 600 wyników badań eksperymentalnych. Własna korelacja ma postać:

$$\left(\frac{\Delta p}{L}\right)_{TPF} = \left(\frac{\Delta p}{L}\right)_{lo} \cdot \Phi_{lo}^2,$$

$$\Phi_{lo}^2 = \left[ 0,003 \cdot p_r^{-4,722} \cdot E^{-0,992} + 143,74 \cdot \left( \frac{F^{0,671} \cdot H^{-0,019}}{We^{0,308}} \right) \right],$$

Zakres stosowalności:

- średnica kanału  $d_h = 0,31 \div 3,3$  mm
- gęstość strumienia masy  $(w\rho) = 50 \div 1000$  kg/(m<sup>2</sup>·s),
- temperatura skraplania  $T_s = 30 \div 50$  °C,
- stopień suchości  $x = 0 \div 1$ .

Współczynniki dopasowano za pomocą metody *Simplex* i *quasi-Newtona* w programie STATISTICA. Korelacja ta opisuje wyniki eksperymentalne skraplania czynników chłodniczych w minikanalach rurowych z dokładnością do  $\pm 20\%$ , co jest zadowalającym wynikiem jeżeli chodzi o przepływy dwufazowe. Co bardzo istotne zależność ta może być stosowana dla przepływu czynników średnio- jak i wysokociśnieniowych.

Efekty badań eksperymentalnych w pełni potwierdziły postawione hipotezy. W szczególności wykazano, że:

1. Opory przepływu czynnika chłodniczego R134a, R404A i R407C podczas ich skraplania w minikanalach rurowych są zdeterminowane nie tylko warunkami procesu skraplania, ale również właściwościami czynnika chłodniczego. O ile w kanałach konwencjonalnych istotny wpływ na proces mają oddziaływania grawitacyjne i lepkościowe, to podczas skraplania w minikanalach szczególnie silne jest oddziaływanie sił napięcia powierzchniowego i lepkościowych. Wymiernym odzwierciedleniem tego wpływu jest opracowana własna korelacja, zwłaszcza właściwości czynnika ujęte w liczbach kryterialnych.
2. Badania eksperymentalne potwierdziły, że zmniejszenie wymiaru średnicy minikanалу prowadzi do znacznego wzrostu oporów przepływu podczas skraplania. Stwierdzono, że zmniejszenie średnicy w zakresie  $d_w < 1$  mm powoduje znaczącą zmianę charakterystyk przepływowych. Te okoliczności wpływają na to, że stosowanie procedur obliczeniowych opracowanych i sprawdzonych dla kanałów konwencjonalnych nie może być bezkrytycznie przeniesione dla minikanalów, zwłaszcza gdy ich średnica wewnętrzna jest mniejsza od 1 mm.

#### *Podsumowanie wyników badań modelowych*

Hipotezy postawione na wstępie planu realizacji niniejszej pracy zostały dodatkowo potwierdzone w opracowanym własnym modelu obliczeniowym. Proponowany model matematyczny opisujący opory przepływu podczas skraplania czynników chłodniczych R134a, R404A i R407C w minikanalach rurowych, uwzględnia parametry procesu dwufazowego, właściwości czynników oraz wielkości geometryczne minikanalów. Można uznać, że stanowi on próbę uogólnienia zjawiska oporów przepływu w minikanalach. Wyniki obliczeń z modelu i wyniki badań eksperymentalnych dobrze korespondują w zakresie  $\pm 20\%$ , uznany w przepływach dwufazowych za zadowalający.



*W zakończeniu stwierdza się:*

1. Badania eksperymentalne oraz teoretyczne potwierdziły słuszność postawionych w tej rozprawie hipotez.
2. Uzyskane efekty niniejszej pracy rozszerzają aktualny stan wiedzy w zakresie oceny mechanizmu przenoszenia pędu w procesie skraplania czynników chłodniczych średnio- i wysokociśnieniowych w minikanalach rurowych.
3. Opracowane procedury obliczeniowe oparte na wynikach badań eksperymentalnych i badań modelowych mają także charakter aplikacyjny. Mogą być one stosowane w projektowaniu kompaktowych skraplaczy chłodniczych w przypadku zastosowania minikanalów rurowych. Podane w pracy procedury obliczeniowe zostały sprawdzone w określonych zakresach parametrów.

## 8. LITERATURA

- [1] AGARWAL A., BANDHAUER T.M., GARIMELLA S.: Heat transfer model for condensation in non-circular microchannels. Proceedings of the Fifth International Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels, Puebla, Mexico, 2007.
- [2] AGARWAL A., BANDHAUER T.M., GARIMELLA S.: Measurement and modelling of condensation heat transfer in noncircular microchannels. Int. J. of Refrigeration, 2010
- [3] AGARWAL A., GARIMELLA S.: Representative results for condensation measurement at hydraulic diameters ~100 microns. Proceedings of the International Mechanical Engineering Congress and Exposition (IMECE), Seattle, USA, 2007
- [4] AGARWAL A., GARIMELLA S.: Modeling of pressure drop during condensation in circular and non-circular microchannels. Proceeding of the International Mechanical Engineering Congress and Exposition, Chicago, IL., 2006
- [5] AGARWAL A.: Heat transfer and pressure drop during condensation of refrigerants in microchannels. A doctoral thesis, Georgia Institute of Technology, 2006
- [6] AKERS W., DEANS O.K., CROSSER O.K.: Condensation heat transfer within horizontal tubes. Chemical Engineering Progress Symp. vol. 55, pp. 171-176., 1959
- [7] ANDRESEN U.C.: Supercritical gas cooling and near – critical – pressure condensation of refrigerant blends in microchannels. A doctoral thesis, Georgia Institute of Technology 2007
- [8] ARMAND A.A., TRESHEV G.G.: The resistance during the movement of a two-phase system in horizontal pipes, Izv Vse Tepl Inst., vol. 1, pp. 16 – 23, 1946
- [9] BANDHAUER, T.M., AGARWAL, A., GARIMELLA, S.: Measurement and modeling of condensation heat transfer coefficients in circular microchannels. Journal of Heat Transfer 128, pp. 1050–1059,
- [10] BANKOFF S.G.: A variable density single fluid model for two-phase flow with particular reference to steam-water flow, Trans. ASME J. Heat Transfer, vol. 82, pp. 265 – 272, 1960
- [11] BAIRD, J.R., FLETCHER, D.F., HAYNES, B.S.: Local condensation heat transfer rates in fine passages. International Journal of Heat and Mass Transfer 46, pp. 4453–4466
- [12] BAROCZY C.J.: Correlation of liquid fraction in two-phase flow with applications to liquid metals. Chemical Engineering Progress Symposium, vol. 61, no 57, s. 179-191, 1965
- [13] BAUMMER T., CETEGEN E., OHADI M., DESSIATOUN S.: Force fed evaporation and condensation utilizing advanced microstructured surfaces and microchannels. Microelectronics Journal, vol. 39, No. 7, pp. 975 – 980, 2008

- [14] BILICKI Z., MIKIELEWICZ J.: Zjawiska i modele przepływów dwufazowych. Szkoła letnia mechaniki płynów, przepływy wielofazowe, materiały wykładowe, Mikołajki, 1987
- [15] BOHDAL T., CHARUN H., FLORIANOWICZ M., SIKORA M.: Badanie wymiany ciepła podczas skraplania proekologicznych czynników chłodniczych w minikanalach rurowych. Wymiana Ciepła i Masy, Wydawnictwo Zachodniopomorskiego Uniwersytetu Technicznego, Szczecin, s. 71 – 78, 2010,
- [16] BOHDAL T. SIKORA M.: Study of flow resistances of the R404A refrigerant in pipe mini-channels. Symposium and VIII Workshop „Modelling of Multiphase Flows in Thermo-Chemical Systems”, Gdańsk-Wieżyca, 31.05-02.06.2009
- [17] BOHDAL T., CHARUN H. SIKORA M., RADCHENKO N.I.: Badanie skraplania czynników chłodniczych w mini kanałach rurowych. Chłodnictwo & Klimatyzacja, nr 11, s. 14-20, 2009
- [18] BOHDAL T., CHARUN H., CZAPP M., DUTKOWSKI K.: Wrzenie perspektywicznych czynników w parownikach chłodniczych. Wydawnictwo Politechniki Koszalińskiej, Koszalin 1999
- [19] BOHDAL T., CHARUN H., CZAPP M.: Wpływ rodzaju czynnika wysokociśnieniowego – substytutu R22 – na wymianę ciepła podczas skraplania w konwencjonalnych kanałach rurowych. Chłodnictwo, Vol. 12, pp. 10 – 15, 2009
- [20] BOHDAL T., CHARUN H., EWERTOWSKA Z., MAJKA K., SŁAWECKI J.: Ćwiczenia laboratoryjne z Mechaniki Płynów. Wydawnictwo Politechniki Koszalińskiej, Koszalin 2001
- [21] BOHDAL T., CHARUN H., SIKORA M.: Issledowanije kondensacii chładagentow w mikrokanałach, Inżynierne Sitemy (Rosja), nr 5, s. 36 – 41, 2009
- [22] BOHDAL T., CHARUN H., SIKORA M.: Porównawcze badania eksperymentalne skraplania czynników chłodniczych r134a i r404a w minikanalach rurowych. International Journal of Mass and Heat Transfer vol. , pp. 1963–1974, 2011
- [23] BOHDAL T., CHARUN H.: Problem badawcze skraplania czynników chłodniczych w mini kanałach – Cz. I: Mechanizm procesu skraplania czynników chłodniczych w minikanalach . Chłodnictwo, Vol.3, pp. 8 – 15, 2010,
- [24] BOHDAL T., CHARUN H.: Problem badawcze skraplania czynników chłodniczych w mini kanałach – Cz. II: Wpływ wybranych parametrów na proces skraplania w minikanalach . Chłodnictwo, Vol.4, pp. 12 – 18, 2010,
- [25] BOHDAL T., CHARUN H.: Przegląd procedur obliczeniowych skraplania czynnika chłodniczego R134a w minikanalach. Chłodnictwo, nr 8, s. 2-5 – Część 1 oraz nr 9, s. 2-7 - Część 2., 2008r
- [26] BOHDAL T.: Przyczyny niestabilności przemian fazowych czynników energetycznych. Wydawnictwo Politechniki Koszalińskiej, Koszalin 2006,
- [27] BONCA Z., BUTRYMOWICZ D., TARGAŃSKI W., HAJDUK T.: Nowe czynniki chłodnicze i nośniki ciepła, własności cieplne, chemiczne i użytkowe. IPPU MASTA, Gdańsk 2004,

- [28] BREBER G., PALEN J.W., TABOREK J.: Prediction of horizontal tubeside condensation of pure components using flow regime criteria. *Journal Heat Trans., Transac. ASME* 1980, vol. 102, No. 3, pp. 471 – 476.
- [29] CAVALLINI, A., BOTOLIN, S., DEL COL, D., MATKOVIC, M., ROSSETTO, L.: Condensation and vaporization of halogenated refrigerants inside a circular minichannel. In: *Proceedings of the 12<sup>th</sup> International Refrigeration and Air Conditioning Conference at Purdue*, Paper ID 2291, West Lafayette, IN, USA, 2008.
- [30] CAVALLINI A., CENSI G., DEL COL D., DORETTI L., LONGO G.A., ROSSETTO L., ZILIO C.: Reviw: Condensation inside and outside smooth and enhanced tubes – a review of recent research. *International Journal of Refrigeration*, No 26, pp. 373 – 392, 2003,
- [31] CAVALLINI A., CENSI G., DEL COL D., DORETTI L., LONGO G.A., ROSSETTO L.: Condensation of halogenated refrigerants inside smooth tubes. *HVAC &R Research*, vol. 8, no 4, s. 429-451, 2002
- [32] CAVALLINI A., CENSI G., DEL COL D., DORETTI L.: Experimental investigation on condensation heat transfer coefficient inside multi-port minichannels. *Proc. 1 st International Conference on Microchannels and Minichannels (ICMM2003)*, Rochester, New York, USA, 2003
- [33] CAVALLINI A., COL D.D., MATKOVIC M., ROSETTO L.: Frictional pressure drop during vapour – liquid flow in minichannels: Modelling and experimental evaluation. *Int. Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 30, No. 1, pp. 131-139, 2009
- [34] CAVALLINI A., DEL COL D., DORETTI L., MATKOVIC M. ROSSETTO L., ZILIO C.: Condensation heat transfer and pressure gradient inside multiport minichannels. *Heat Transfer Eng.*, vol. 26, No. 3, pp. 45 – 55. 2005
- [35] CAVALLINI A., DEL COL D., DORETTI L., MATKOVIC M., ROSSETTO L., ZILIO C.: Measurement of pressure gradient during two-phase flow inside multi-port mini-channels. *3th International Symposium on Two-Phase flow Modeling and Experimentation*, Pisa, 2004
- [36] CAVALLINI A., DEL COL D., DORETTI L., MATKOVIC M., ROSSETTO L., ZILIO C.: Two – phase frictional pressure gradient of R236ea, R134a and R410A inside multiport minichannels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 29, pp. 861 – 870, 2005
- [37] CAVALLINI A., DORETTI L., MATKOVIC M., ROSSETTO L.: Update on condensation heat transfer and pressure drop inside minichannels. *3rd International Conference on Microchannels and Minichannels*, June 13-15, , Toronto, Ontario, Canada, 2005
- [38] CHAMRA L.M., WEBB R.L.: Advanced micro-fin tubes for condensation. *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 39, s. 1839-1846, 1996
- [39] CHANG Y., TSAI R., HWANG J.: Condensing heat transfer characteristic of aluminum flat tube. *Applied Thermal Engineering*, vol. 17, pp. 1055 – 1065, 1997

- [40] CHARUN H.: Podstawy gospodarki Energetycznej – Cz. 1. Wydawnictwo Uczelniane Politechniki Koszalińskiej, Koszalin 2004
- [41] CHARUN H.: Podstawy termodynamiki technicznej. Wykład dla nieenergetyków cz1. Wydawnictwo Politechniki Koszalińskiej, Koszalin 2008
- [42] CHARUN H.: Podstawy termodynamiki technicznej. Wykład dla nieenergetyków cz2. Wydawnictwo Politechniki Koszalińskiej, Koszalin 2008
- [43] CHEN I.Y., YANG S., CHANG J., WANG C.: Two-phase pressure drop of air-water and R410a in small horizontal tubes. *Int. Journal of Multiphase*, vol. 27, no 7, s. 1293-1299, 2001
- [44] CHEN J.J.J.: A further examination of void-fraction in annular two-phase flow, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 29, pp. 1760 – 1763, 1986
- [45] CHEN Y., CHENG P.: Condensation of steam in silicon microchannels. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 32, pp. 175 – 183, 2005
- [46] CHEN Y.I., YANG K., WANG CH.: An empirical correlation for two – phase frictional performance in small diameter tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 45, pp. 3667 – 3671, 2002
- [47] CHISHOLM D., LAIRD A.D.K.: Two-phase flow in rough tubes, *Trans. ASME*, vol. 80, pp. 276 – 286, 1958
- [48] CHISHOLM D.: Pressure gradients due to friction during the flow of evaporating two-phase mixtures in smooth tubes and channels, *International Journal Heat Mass Transfer*, vol. 16, pp. 347 – 358, 1973
- [49] CHISHOLM D.: Two phase in pipelines and heat exchangers. George Godwin in association with The Institution of Chemical Engineers, London 1983
- [50] COLEMAN J.W., GARIMELLA S.: Two – phase flow regimes in round, square and rectangular tubes during condensation of refrigerant R134a. *Int. Journal Refrigeration*, vol. 26, No. 1, pp. 117 – 128, 2003
- [51] CZOP V., BARBIER D., DONG S.: Pressure drop, void fraction and shear stress measurements in adiabatic two-phase flow in coiled tube, *Nuclear Eng. Des.*, vol. 149, pp. 323 – 333, 1994
- [52] DALKILIC A.S., AGRA O., TEKE I., WONGWISES S.: Comparison of frictional pressure drop models during annular flow condensation of R600a in a horizontal tube at low mass flux and of R14a in a vertical tube at high mass flux. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 53, pp. 2052 – 2064, 2010
- [53] DALKILIC A.S., LAOHALERTDECHA S., WONGWISES S.: Two –phase friction factor in vertical downward flow in high mass flux region of refrigerant HFC – 134a during condensation. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, Vol. 35, pp. 1147 – 1152, 2008
- [54] DEL COL D., BORTOLIN S., CAVALLINI A., MATKOVIC M.: Effect of cross sectional shape during condensation in a single square minichannel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 54, pp. 3909–3920, 2011

- [55] DOBOSZ M.: Statystyczna analiza wyników badań wspomaganą komputerowo. Akademicka Oficyna Wydawnicza EXIT, Warszawa 2001
- [56] DOBSON M.K., CHATO J.C.: Condensation in smooth horizontal tubes. *Journal Heat Trans., Transaction ASME* 1998, vol. 120, No. 1, pp. 193 – 213 oraz Mist – annular transition during condensation and its influence on the heat transfer mechanism. *Int. Journal Multiphase Flow*, vol. 12, No. 2, pp. 277 – 288, 1986
- [57] DOMAŃSKI P., DIDION D.: Computer modeling of the vapor compression cycle with constant flow area expansion device, *NBS Building Sci. Ser. 155*, 1983
- [58] DONG T., YANG Z.: Measurement and modeling of R141b condensation heat transfer in silicon rectangular microchannels. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 18, no. 085012, 2008
- [59] DUTKOWSKI K., CHARUN H.: Modyfikacja metody Lockharta - Martinelli'ego obliczania oporów przepływu adiabatycznego przez minikanaly. Część 1 i 2, *Chłodnictwo*, No. 7 i 11, pp. 6-11; 12-15, 2008
- [60] DUTKOWSKI K.: Badanie wymiany ciepła i oporów przepływu czynników energetycznych w mini kanałach. Wydawnictwo Politechniki Koszalińskiej, Koszalin 2011
- [61] ECKELS S.J., PATE M.B.: An experimental comparison of evaporation and condensation heat transfer coefficients for HFC-134a and CFC-12. *Int. J. Refrig.*, vol.14, s. 70-77, 1991
- [62] ECKELS S.J., PATE M.B.: Evaporation and condensation of HFC-134a and CFC-12 in a smooth tube and a micro-fin tube. *ASHRAE Trans.*, vol. 97, s. 71-81, 1991
- [63] EL HAJAL J., THOME J.R., CAVALLINI A.: Condensation in horizontal tubes, part 1: two – phase flow pattern map. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 46, pp. 3349 – 3363, 2003
- [64] FAUSKE H.: Critical two-phase, steam – water flows, in: *Proceedings of the 1961 Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute*, Stanford University Press, Stanford, CA, USA 1961, pp. 79 – 89
- [65] FRIEDEL L.: Improved friction pressure drop correlation for horizontal and vertical two-phase pipe flow. *European Two-phase Flow Group Meeting*, Paper No 2, Ispra, Italy (quoted by Whalley 1987)
- [66] GARCÍA-CASCALES J.R., VERA-GARCÍA F., GONZÁLEZ-MACIÁ J., CORBERA-N-SALVADOR J.M., JOHNSON M.W., KOHLER G.T.: Compact heat exchangers modeling: Condensation. *International Journal of refrigeration*, Vol. 33, pp. 135-147, 2010
- [67] GARIMELLA S.: Condensation flow mechanism, pressure drop and heat transfer in microchannels; w pracy KAKAC S. et al.: *Microscale heat transfer*, Springer, pp. 273-290, 2005
- [68] GARIMELLA S.: Condensation flow mechanisms in microchannels: basis for pressure drop and heat transfer models. *Heat Trans. Eng.*, vol. 25, No. 3, pp. 104 – 116, 2004

- [69] GARIMELLA S.: Near critical/ supercritical heat transfer measurements of R410A in small diameter tubes. Georgia Institute of Technology, Compact Heat Exchangers in heat pumping equipment, Chicago, IL 2009 (presentation)
- [70] GARIMELLA S.A., AGARWAL A., KILLION J.D.: Condensation pressure drop in circular microchannels. *Heat Transfer Engineering*, vol. 26, no 3, s. 1-8, 2005
- [71] GARIMELLA, S., BANDHAUER, T.M.: Measurement of condensation heat transfer coefficients in microchannel tubes. Proceedings of the 2001 ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition, November 11–16, New York, USA, 2001
- [72] GHIAASIAAN S.M.: Two - phase flow, boiling, and condensation in conventional and miniature systems. Cambridge University Press, New York 2008
- [73] GNUTEK Z., NEMŚ A.: Tendencje rozwoju maszyn i urządzeń energetycznych w erze miniaturyzacji. *Materiały XXX Zjazdu Termodynamików*, Wrocław, tom I , s. 318-324, 2008
- [74] GRAHAM D., CHATO J.C., NEWEL T.A.: Heat transfer and pressure drop during condensation of refrigerant 134a in an axially grooved tube, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 42, pp. 1935 – 1944, 1999
- [75] GROLL M., MERTZ R.: Minichannel heat transfer: An overview activities in Europe. First International Conference on Microchannels and Minichannels, New York, 2003
- [76] GRYBOŚ R.: *Podstawy mechaniki płynów*. PWN, Warszawa 1998
- [77] HAMERSMA P.J., HART J.: A pressure drop correlation for gas/liquid pipe flow with a small liquid holdup, *Chem. Eng. Sci.*, vol. 42, pp. 1187 – 196, 1987
- [78] HAN D., LEE K.-J.: Experimental study on condensation heat transfer enhancement and pressure drop penalty factors in four microfin tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 48, pp. 3804 – 3816, 2005
- [79] HARMS ., ECKART D., GROLL A., BRAUN J.: A void fraction model for annular flow in horizontal tubes, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 46, pp. 4051 – 4057, 2003
- [80] HEUN M.K.: Performance and optimization of microchannels condensers. Ph.D. Thesis, University of Illinois (USA), 1995
- [81] <http://w.w.w.nauka.gov.pl>,
- [82] HU J.S., CHAO C.Y.H.: An experimental study of the fluid flow and heat transfer characteristic in micro – condenser with slug- bubbly flow. *International Journal of Refrigeration*, vol. 30, pp. 1309 – 1311, 2007
- [83] HUGHMARK G.A.: Holdup in gas – liquid flow, *Chem. Eng. Prog.*, vol. 58, pp. 62 – 65, 1962
- [84] HUQ R.H., LOU J.L.: Analytical two-phase flow void fraction prediction method, *J. Thermo Phys.* , vol. 6, pp. 139 – 144, 1992
- [85] HWANG Y.W., KIM M.S.: The pressure drop in microtubes and the correlation development. *Int. Journal Heat and Mass Transfer*, vol. 49, s. 1804-1812, 2006

- [86] JASSIM E.W., NEWELL T.A., CHATO C.: Prediction of two – phase condensation in horizontal tubes using probabilistic flow regime maps. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 51, pp. 485 – 496, 2008
- [87] JASSIM E.W., NEWELL Z.A., CHATO J.C.: Prediction of refrigerant void fraction on horizontal tubes using probabilistic flow regime maps. *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 32, pp. 1141 – 1155, 2008
- [88] KANDLIKAR S.G., GARIMELLA S., LI D., COLIN S., KING M.R.: *Heat Transfer and Fluid Flow in Minichannels and Microchannels*. Elsevier 2006
- [89] KANDLIKAR S.G.: Microchannels and minichannels- history, terminology, classification and current research needs. *First International Conference on Microchannels and Minichannels*, New York 2003
- [90] KAWAHARA A., KAWAJI M., CHUNG P.M.Y., SADATOMI M., OKAYAMA K.: Effects of channel diameter and liquid properties on void fraction in adiabatic two-phase flow through microchannels, *Heat Transfer Eng.*, vol. 26, pp. 13 – 19, 2005
- [91] KIM J.S.: Condensation heat transfer and pressure drop of HFC-134a inside a flat extruded aluminium tube. *Proc. Of the KSME Autumn Conference, Korea*, vol. B, pp. 755-762, 1996
- [92] KIM, N.H., CHO, J.P., KIM, J.O.: R-22 condensation in flat aluminum multi-channel tubes. *Journal of Enhanced Heat Transfer* 7, 427–438
- [93] KIM N., CHO J., KIM J., YOUN B.: Condensation heat transfer of R22 and R410A in flat aluminum multi – channel tubes with or without micro – fin. *International Journal of Refrigeration*, vol. 26, pp. 830 – 839, 2003
- [94] KOYAMA S., KUWAHARA H., NAKASHITA K., YAMAMOTOK.: An experimental study on condensation of refrigerant R134a in a multiport extruded tube. *International Journal of Refrigeration*, vol. 24, pp. 425 – 432, 2003
- [95] KOYAMA S., KUWAHARA H., NAKASHITA K.: Condensation of refrigerant in a multi-port channel. *Proceedings of International Conference on Microchannels and Minichannels*, New York, USA, pp. 193 – 205, 2003
- [96] KWANG – IL CHOI, PAMITRAN A.S., CHUN – YOUNG OH, JONG – TAEK OH: Two – phase pressure drop of R-410A in horizontal smooth minichannels. *International Journal of Refrigeration*, vol. 31, pp. 119 – 129, 2008
- [97] LANGMAN E.: *Ekoprojektowanie – prezentacja idei i regulacji prawnych*. *Chłodnictwo & Klimatyzacja*, nr 1-2, s. 74-80, 2007
- [98] LEDUCQ D., MACCHI-TEJEDA H., JABBOUR O., SERGHINI T.: Experimental study and thermal modelling of a R404A small channel air condenser. *Proc. 21st IIR International Congress of Refrigeration*, Washington 2003
- [99] LEE H.J., LEE S.Y.: Pressure drop correlations for two-phase flow within horizontal rectangular channels with small heights. *Int. Journal of Multiphase Flow*, vol. 27, s. 783-796, 2001



- [100] LEE J., MUDAWAR J.: Two-phase flow in high-heat-flux micro-channel heat sink for refrigeration cooling applications. Part I – Pressure drop characteristics. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 48, s. 928-940, 2005
- [101] LEVY S.: Steam slip theoretical prediction from momentum model, *Trans. ASME J. Heat Transfer C* 82, pp. 113 – 124, 1960
- [102] LIU X.: Condensing and evaporating heat transfer and pressure drop characteristics of HFC-134a and HCF-22. *J. Heat Transfer*, vol. 119, s. 158-163, 1997
- [103] LOCKHART R.W., MARTINELLI R.C.: Proposed correlation of data for isothermal two – phase, two – component flow in pipes, *Chem. Eng. Prog.*, pp. 39 – 48, 1949
- [104] ŁUKASZUK M.: Zastosowanie wykresu Taitela i Duklera do identyfikacji struktur dwufazowych w kanałach o małych średnicach. *Materiały XIX Zjazdu Termodynamików*, Sopot 2005
- [105] MADEJSKI J.: *Teoria wymiany ciepła*. Politechnika Szczecińska, Szczecin 1998[17]
- [106] MADSEN N.: A void fraction correlation for vertical and horizontal bulk – boiling of water, *AIChE J.*, vol. 21, pp. 607 – 608, 1975
- [107] MATKOVIC<sup>˘</sup> , M., CAVALLINI, A., BORTOLIN, S., DEL COL, D., ROSSETTO, L.: Heat transfer coefficient during condensation of a high pressure refrigerant inside a circular minichannel. *Proceedings of the 5th European Thermal-Sciences Conference*, The Netherlands, 2008
- [108] MEDERIC B., MISCEVIC M., PLATEL V., LAVIEILLE P., JOLY J.-O.: Experimental study of flow characteristics during condensation in narrow channels: the influence of the diameter channel on structure patterns. *Superlattices and Microstructures*, vol. 35, No. 5-6, pp. 573 – 586, 2004
- [109] MIKIELEWICZ D.: *Wrzenie i kondensacja w przepływie w kanałach i mikrokanalach*. Wydawnictwo Politechniki Gdańskiej, Gdańsk 2009
- [110] MIKIELEWICZ J., KUBSKI P.: *Wymiana ciepła i masy w zarysie*. WSI w Koszalinie, Koszalin 1979
- [111] MIKIELEWICZ J.: *Maszyny Przepływowe Tom 17: Modelowanie procesów cieplno – przepływowych*. Ossolineum, Wrocław, Kraków, Warszawa 1995
- [112] MISHIMA K., HIBIKI T.: Some characteristics of air-water-two-phase flow in small diameter vertical tubes. *Int. Journal of Multiphase Flow*, vol. 22, s. 703-712, 1996
- [113] MOHAMMED H.A., BHASKARAN G., SHUAIB N.H., SAIDUR R.: Heat transfer and fluid flow characteristics in microchannels heat exchanger using nanofluids: A review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 15, pp. 1502–1512, 2011
- [114] NUSSELT W.: Die Oberflächendensation des Wasserdampfes, *Zeitschrift. des V.D.J.*, 1916
- [115] OH H., SON CH.: Condensation heat transfer characteristics of R-22, R-134a and R-410A in a single circular microtube. *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 35, pp. 706–716, 2011
- [116] OLIVIER J. A., LIEBENBERG L., THOME J. R., MEYER J. P.: Heat transfer, pressure drop, and flow pattern recognition during condensation inside smooth, helical

- micro-fin, and herringbone tubes. *International Journal of Refrigeration*, vol.30, pp. 609 – 623, 2007
- [117] ONG C.L., THOME J.R.: Macro-to-microchannel transition in two-phase flow: Part 1 – Two-phase flow patterns and film thickness measurements. *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 35, pp. 37–47, 2011
- [118] ORZECZOWSKI Z., PRYWER J., ZARZYCKI R.: *Mechanika płynów w Inżynierii Środowiska*. WNT, Warszawa 1997
- [119] PARK CH.Y., HRNJAK P.: CO<sub>2</sub> flow condensation heat transfer and pressure drop in multi – port microchannels at low temperatures. *International Journal of Refrigeration*, vol. 32, pp. 1129 – 1139, 2009
- [120] PARK J.E., VAKILI-FARAHANI F., CONSOLINI L., THOME J.R.: Experimental study on condensation heat transfer in vertical minichannels for new refrigerant R1234ze(E) versus R134a and R236fa. *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 35, pp. 442–454, 2011
- [121] PRANDTL L.: *“Dynamika przepływów”*. PWN, Warszawa 1956
- [122] PREMOLI A., FRANCESCO D., PRIMA A.: An empirical correlation for evaluating two-phase mixture density under adiabatic conditions, in: *European Two-Phase Flow Group Meeting*, Milan, Italy, 1970
- [123] QU W., MUDAWAR J.: Measurement and prediction of pressure drop in two-phase micro-channel heat sink. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 46, s. 2737-2753, 2003
- [124] QUAN X, CHANG P., WU H.: An experimental investigation on pressure drop of steam condensing in silicon microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 51, pp. 5452 – 5458, 2008
- [125] RIGOT G.: Fluid capacity of an evaporator in direct expansion, *Plomberie*, No.328, pp. 133 – 144, 1973
- [126] SARDESAI R.G., OWEN R.G., PULLING D.J.: Flow regimes for condensation of a vapour inside a horizontal tube. *Chem. Eng. Sci.*, vol. 36, No. 7, pp. 1173 – 1180, 1981
- [127] 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. *International Journal Thermal Science*, vol.39, pp. 184 – 190, 2000
- [128] SCHLAGER L.M., PATE M.B., BERGLES A.E.: Evaporation and condensation heat transfer and pressure drop in horizontal 12,7 – mm micro-fin tubes with refrigerant. I. *Heat Transfer*, vol. 112, pp. 1041-1047, 1990
- [129] SCHLAGER L.M., PATE M.B., BERGLES A.E.: Heat transfer and pressure drop during evaporation and condensation of R22 in horizontal micro-fin tubes. *Int. J. Refrig.*, vol. 12, pp. 6-14, 1989
- [130] SHAH R.K.: Classification of heat exchangers In *heat exchangers: Thermal Hydraulic Fundamentals and Design* (Edited by S. Kakac, A.E. Bergles and F. Mayinger, Hemisphere Publishing Corp., Washington, D.C., s. 9 – 46, 1986

- [131] SMITH S.L.: Void fractions in two-phase flow: a correlation based upon an equal velocity head model, Proc. Inst. Mech. Eng., vol. 36, pp. 647 – 664, 1969
- [132] SOLIMAN H.M.: On the annular – to – wavy flow pattern transition during condensation inside horizontal tubes. Can. J. Chem. Eng. , vol. 60. No. 4, pp. 475-481, 1982
- [133] SPEEDING P.L., SPENCE D.R.: Prediction of holdup in two-phase flow, Int. J. Eng. Fluid Mech., vol. 2, pp. 109 – 118, 1989
- [134] SRIPADA S.S., AYYASWAMY P.S., HUANG L.J.: Condensation on spray of water drops: a cell model study – I. Flow description. International Journal Heat Mass Transfer, Vol. 39, No. 18, pp. 3781 – 3790, 1996
- [135] STEINER D.: Heat Transfer to boilingsaturated liquids, VDI-Warmeatles (VDI Heat Atlas), Editor: Verein Deutscher Ingenieure, VDI-Gessellschaft Verfahrenstechnik und Chemie- ingenieurwesen (GCV), Translator: J.W. Fullarton, Dusseldorf, 1993
- [136] SUN L., MISHIMA K.: Evaluation analysis of prediction methods for two-phase flow pressure drop in minichannels. Int. Journal of Multiphase Flow, vol. 35, pp. 47-54, 2009
- [137] TAITEL Y., DUKLER A.E.: Model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas – liquid flow. AIChE, vol. 22, No. 1, pp. 47 – 55, 1976
- [138] TANDON T.N., VARMA H.K., GUPTA C.P.: A void fraction model for annular two-phase flow, Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 28, pp. 191 – 198, 1985
- [139] TANDON T.N., VARMA H.K., GUPTA C.P.: New flow regimes map for condensation inside horizontal tubes. Journal Heat Transfer, vol. 104, No. 4, pp. 763 – 768, 1982
- [140] THOM J.R.S.: Prediction of pressure drop during forced circulation boiling of water, Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 7, pp. 709 – 724, 1964
- [141] THOME J.R.: Engineering Data Book III, Chapter 12: Two - phase flow patterns. Wolverine Tube, INC, www.wlv.com, 2004 – 2010
- [142] THOME J.R.: Engineering Data Book III, Chapter 13: Two – phase pressure drops. Wolverine Tube, INC, www.wlv.com, 2004 – 2010
- [143] THOME J.R.: Engineering Data Book III, Chapter 17: Void Fractions in Two – Phase Flows. Wolverine Tube, INC, www.wlv.com, 2004 – 2010
- [144] THOME J.R.: Engineering Data Book III, Chapter 21: Condensation in Microchannels. Wolverine Tube, INC, www.wlv.com, 2004 – 2010
- [145] THOME J.R.: Engineering Data Book III, Chapter 8: Condensation inside tubes. Wolverine Tube, INC, www.wlv.com, 2006
- [146] TRAN T.N., CHYU M.C., WAMBSGANSS M.W., FRANCE D.M.: Two-phase pressure drop of refrigerants during flow boiling in small channels. Int. J. of Multiphase Flow, vol. 26, No. 11, pp. 1739-1754, 2000

- [147] TRIPLET K.A., GHASIAAN S.M., ABDEL – KHALIK S.I., LEMOUEL A., MCCORD B.N.: Gas – liquid two – phase flow in microchannels, Part II: void fraction and pressure drop. *International Journal of Multiphase flow*, vol. 25, pp. 395 – 410, 1999
- [148] TULISZKA E.: *Mechanika płynów*. PWN, Warszawa 1980
- [149] TURNER J.M., WALLIS G.B.: The separate – cylinders model of two – phase flow, Paper no. NYO-3114-6. Thayer’s School Eng., Dartmouth College, Hanover, NH, USA, 1965
- [150] VOLLRATH J.E., HRNJAK P.S., NEWELL T.A.: An experimental investigation of pressure drop and heat transfer in an in – tube condensation system of pure ammonia. Air Conditioning and Refrigeration Center, A National Science Foundation/ University Cooperative Research Center, University of Illinois at Urbana – Champaign, 2003
- [151] WALLIS G.B.: *One-Dimensional Two-Phase Flow*, McGraw-Hill, pp.51-54, 1965
- [152] WANG W. – W., RADCLIFF T.D., CHRISTENSEN R.N.: A condensation heat transfer correlation for millimeter-scale tubing with flow regime transition. *Experimental Fluid Science*, vol. 26, pp. 473 – 485, 2002
- [153] WARRIER G.R., DHIR V.K., MOMODA L.A.: Heat transfer and pressure drop in narrow rectangular channels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 26, pp. 53-64, 2002
- [154] WEBB R.L., ERMIS K.: Effect of hydraulic diameter on condensation of R134a in flat extruded aluminium tubes. *J. Enhanced Heat Transfer*, vol. 8, pp. 77-90, 2001
- [155] Webb, R.L., Zhang, M., Narayanamurthy, R., 1998. Condensation heat transfer in small diameter tubes, *Heat Transfer, Proceedings of the 11th IHTC*, vol. 6, August 23–28, Kyogju, Korea, 1998
- [156] WHITE STEWART S.: Enhanced fined – tube condenser design and optimization. PHD work, Georgia Institute of Technology, 2003
- [157] WILSON M.J., NEWELL T.A., CHATO J.C., FERREIRA C.A.: Refrigerant charge, pressure drop and condensation heat transfer in flattened tubes. *Int. Journal of Refrigeration*, vol. 26, no 4, s. 442-451, 2003
- [158] WU Z., DU R.: Design and experimental study of a miniature vapor compression refrigeration system for electronics cooling. *Applied Thermal Engineering*, vol. 31, pp. 385-390, 2011
- [159] WU H., WU X., QU J., YU M.: Condensation heat transfer and flow friction in silicon microchannels. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol.18, pp. 1 -10
- [160] WU H.Y., CHENG P.: Condensation flow patterns in silicon microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 48, pp. 2186 – 2197, 2005
- [161] YAN, Y.Y., LIN, T.F.: Letter to the editor. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 26, 1112–1113
- [162] YANG C.-Y., WEBB R.L.: Friction pressure drop of R12 in small hydraulic diameter extrudedaluminium tubes with and without micro – fins. *International Journal of Heat Mass Transfer*, vol. 39, pp. 801 – 809, 1996

- [163] YASHAR D.A., NEWELL T.A., CHATO J.C.: Experimental investigation of void fraction during horizontal flow in smaller diameter refrigeration applications, ACRC TR-141, Air Conditioning and Refrigeration Center, University of Illinois, Urbana – Champaign, IL, 1998
- [164] ZHANG M., WEBB R.L.: Correlation of two-phase friction for refrigerants in small-diameter tubes. *Exp. Thermal and Fluid Science*, vol. 25, pp. 131-139, 2001
- [165] ZHANG W. XU J., THOME J. R.: Periodic bubble emission and appearance of an ordered bubble sequence (train) during condensation in a single microchannel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 51, pp. 3420 – 3433, 2008
- [166] ZHANG W., HIBIKI T., MISHIMA K.: Correlations of two-phase frictional pressure drop and void fraction in minichannel. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, vol. 53, No. 1-3, pp. 453-465, 2010
- [167] ZHANG W., XU J., LIU G.: Multi – channel effect of condensation flow in a micro triple – channel condenser. *International Journal of Multiphase flow*, vol. 34, pp. 1175 – 1184, 2008
- [168] ZIVI S.M.: Estimation of steady – state steam void – fraction by means of the principle of minimum entropy production, *Trans. ASME J. Heat Transfer C* 86, pp.247 – 252, 1975