

Na prawach rękopisu



Politechnika Wroclawska

Wydział Mechaniczno-Energetyczny

Praca doktorska

Tomasz Hałon

Optymalizacja parametrów procesu wrzenia
ziębnika w niskociśnieniowym
adsorpcyjnym systemie trigeneracyjnym

Promotor: prof. dr hab. inż. Zbigniew Królicki
Promotor pomocniczy: dr inż. Bartosz Zajączkowski

Wrocław, 2017

Na powstanie i ostateczny kształt mojej pracy doktorskiej miało wpływ wiele osób, którym chciałbym serdecznie podziękować.

- Profesorowi Zbigniewowi Królickiemu za merytoryczną pomoc i zaangażowanie.
- Doktorowi Bartoszowi Zajączkowskiemu za pomoc, współpracę i zaangażowanie.
- Doktorowi Bartoszowi Gilowi za pomoc przy pierwszym stanowisku badawczym.
- Pani Marcie Brzezińskiej i Pani Stanisławie Bąkowskiej za pomoc związaną z dokumentami i sprawami formalnymi.
- Piotrowi Wolskiemu za pomoc w laboratorium i konsultacje techniczne.
- Stanisławie Sandler za wsparcie i wytrzymywanie moich kaprysów związanych z końcowymi pracami nad niniejszą pracą.
- Stanisławie Sandler, Agnieszce Właźlak, Karolinie Wojtasik i Zbigniewowi Rogali za wszystkie dyskusje, te bardziej i mniej merytoryczne.
- Rodzicom i bratu za bycie, rozmowy i wsparcie duchowe.
- Je tiens a remercier prof. Jocelyn Bonjour, dr Romuald Rulliere, Sandra Michaie et Florence Canale pour l'assistance lors de mon stage en France.

Spis treści

Spis treści	iii
Spis rysunków	v
Spis tabel	x
Wstęp	1
Teza, cel, zakres i metody badań	4
Teza pracy	4
Cele badawcze	4
Przedmiot i zakres badań	4
Metody badań	5
1 Wybrane zagadnienia wymiany ciepła przy wrzeniu	6
1.1 Wrzenie w objętości	6
1.1.1 Wrzenie z powierzchni płaskiej, przy ciśnieniu około-atmosferycznym oraz wyższym	6
Ustroje wrzenia	6
Dynamika wzrostu pęcherza	7
Oderwanie się pęcherza	10
1.1.2 Przegląd istniejących korelacji na współczynnik wnikania ciepła przy wrze- niu z powierzchni płaskiej	11
Korelacje dla współczynnika wnikania ciepła przy wrzeniu ze znanym przegrzaniem ścianki	12
Korelacje dla współczynnika wnikania ciepła przy wrzeniu ze znaną gę- stością strumienia ciepła	13
Korelacje dla współczynnika wnikania ciepła przy wrzeniu metanolu . . .	16
1.2 Wpływ niskiego ciśnienia	17
1.2.1 Wpływ na mechanizm wrzenia	18
1.2.2 Dynamika nukleacji	20

1.2.3	Współczynnik wnikania ciepła	21
1.2.4	Wpływ wysokości cieczy	21
2	Chłodnicze systemy adsorpcyjne w trigeneracji	25
2.1	Adsorpcyjne urządzenia chłodnicze	25
2.2	Przykłady instalacji trigeneracyjnych	27
2.3	Konstrukcje parowaczy stosowane w systemach adsorpcyjnych	29
2.3.1	Parowacze objętościowe	30
2.3.2	Parowacze ociekowe	31
2.3.3	Parowacze kapilarne	32
2.4	Wpływ temperatury parowania na system adsorpcyjny	33
3	Metody intensyfikacji procesu wrzenia	35
3.1	Struktury tunelowe	36
3.1.1	Mechanizm przenoszenia ciepła	37
3.1.2	Struktury tunelowe w niskim ciśnieniu	42
3.2	Modele matematyczne wrzenia z powierzchni tunelowych	43
3.2.1	Modele matematyczne wrzenia typu zalewanie	44
3.2.2	Modele matematyczne wrzenia typu parowanie-zasysanie	45
3.2.3	Modele matematyczne wrzenia typu statycznego	48
4	Wrzenie z powierzchni płaskiej w pod-ciśnieniu	49
4.1	Stanowisko badawcze	49
4.1.1	Procedura badawcza	50
4.1.2	Analiza niepewności pomiarowych	52
4.2	Wpływ niskiego ciśnienia na współczynnik wnikania ciepła	53
4.2.1	Korelacje dla wody	53
4.2.2	Korelacje dla metanolu	57
4.3	Wpływ wysokości słupa cieczy na proces wrzenia	58
4.4	Wnioski dotyczące wrzenia z powierzchni płaskiej przy obniżonym ciśnieniu	62
5	Wrzenie na powierzchni rozwiniętej przy obniżonym ciśnieniu	63
5.1	Stanowisko badawcze	63
5.1.1	Procedura badawcza	65
5.1.2	Analiza niepewności pomiarowych	67
5.1.3	Wpływ pracy stanowiska pomiarowego na wyniki	67
5.2	Proces wrzenia z powierzchni rozwiniętych typu NTS	69
5.2.1	Analiza procesu wrzenia	70
	Średnica oderwania pęcherza	72
	Częstotliwość oderwania pęcherzy	74
5.2.2	Wyniki pomiarów	76

5.2.3	Współczynnik wnikania ciepła	81
5.2.4	Podsumowanie analizy wrzenia na powierzchniach NTS	81
5.3	Proces wrzenia z powierzchni rozwiniętych typu TS	83
5.3.1	Analiza procesu wrzenia	83
	Częstotliwość oderwania pęcherza	86
5.3.2	Wyniki pomiarów	88
5.3.3	Współczynnik wnikania ciepła	93
5.3.4	Podsumowanie analizy wrzenia na powierzchniach TS	93
5.4	Porównanie własności powierzchni płaskiej z TS i NTS oraz wnioski	94
6	Symulacje dla powierzchni TS i NTS	97
6.1	Model	98
6.1.1	Założenia, uproszczenia i ich znaczenie w niskim ciśnieniu	98
6.1.2	Główne równania	99
6.2	Wyniki obliczeń	101
7	Wnioski	103
A	Teoretyczne i eksperymentalne współczynniki wnikania ciepła	104
B	Wpływ wysokości słupa cieczy na współczynnik wnikania ciepła	109
	Bibliografia	114

Spis rysunków

1.1	Krzywa wrzenia.	7
1.2	Siły występujące w pęcherzu parowym.	8
1.3	Schematyczne przedstawienie procesu nukleacji.	8
1.4	Schematyczne przedstawienie rozwoju zarodka nukleacji.	9
1.5	Wpływ ciśnienia na objętość właściwą pary, na podstawie [4].	18
1.6	Wpływ obniżonego ciśnienia na krzywe wrzenia [3].	19
1.7	Zmiana gęstości strumienia ciepła w czasie, dla stałego zadanego strumienia ciepła grzałki [19].	19
1.8	Przegrzanie ścianki w zależności od średnicy porów i ciśnienia.	20

1.9	Wpływ wysokości słupa cieczy na temperaturę nasycenia, przy ciśnieniu 1 kPa. . . .	22
1.10	Przechłodzenie panujące w zbiorniku przy niskim ciśnieniu pary (1 kPa).	23
1.11	Różnica w przedstawianiu przegrzania ścianki.	24
2.1	Schemat podstawowego adsorpcyjnego układu chłodniczego z jednym adsorberem. . .	26
2.2	Zależność ciśnienia od temperatury dla cyklu zachodzącego w adsorberze.	27
2.3	Schemat blokowy układu trigeneracyjnego z podsystemem adsorpcyjnym.	28
2.4	Stosunek wymaganej długości wymiennika do długości gdy współczynniki wnikania ciepła po obu stronach są sobie równe.	30
2.5	Schemat ideowy: a) parowacza ociekowego, b) opływu rurki.	31
2.6	Schemat ideowy parowacza wykorzystującego siły kapilarne.	32
2.7	Stosunek mocy chłodniczej przy zadanej różnicy temperatur między czynnikiem a medium do mocy chłodniczej (obliczenia własne).	33
3.1	Typy tuneli podpowierzchniowych zbadanych przez [10].	36
3.2	Mechanizmy wrzenia zachodzące na powierzchniach mini-ozębrowanych, na podstawie zdjęć z [66].	38
3.3	Rodzaje wrzenia w tunelach podpowierzchniowych.	39
3.4	Rodzaje wrzenia w tunelach podpowierzchniowych wg [42].	39
3.5	Wrzenie z powierzchni TS.	40
3.6	Wrzenie z powierzchni NTS.	41
3.7	Wrzenie z powierzchni NTS - obszar wpływu pęcherza.	42
3.8	Powstawanie pęcherza na strukturze wąsko-ozębrowanej przy ciśnieniu 2 kPa.	43
3.9	Wrzenie typu zalewanie: powstawanie pęcherza.	45
3.10	Odparowanie z menisków wewnątrz tunelu.	45
4.1	Schemat stanowiska badawczego do pomiaru wrzenia z powierzchni płaskiej.	50
4.2	Stanowisko badawcze do pomiaru współczynnika wnikania ciepła w ciśnieniu subatmosferycznym.	51
4.3	Porównanie wyników eksperymentalnych z krzywą wrzenia przy ciśnieniu atmosferycznym.	54
4.4	Porównanie współczynników wnikania ciepła teoretycznych z eksperymentalnymi dla $q = 2,1 \text{ W/cm}^2$	55
4.5	Porównanie współczynników wnikania ciepła teoretycznych z eksperymentalnymi dla $\Delta T = 10,2 \text{ K}$	56
4.6	Porównanie współczynników wnikania ciepła teoretycznych z eksperymentalnymi dla metanolu, $q = 2,1 \text{ W/cm}^2$	58
4.7	Porównanie krzywych wrzenia dla różnych wysokości cieczy, 1,3 kPa.	59
4.8	Porównanie krzywych wrzenia dla różnych wysokości cieczy, 2,55 kPa.	61
4.9	Porównanie wartości współczynnika wnikania ciepła α od ciśnienia. Gęstość strumienia ciepła $q = 1,5 \text{ W/cm}^2$	61

5.1	Schemat stanowiska badawczego do pomiaru oraz przeprowadzenia wizualizacji wrzenia z powierzchni rozwiniętych.	64
5.2	Zdjęcie stanowiska badawczego.	65
5.3	Schematyczne przedstawienie grzałki i mocowania próbki.	65
5.4	Zdjęcie umiejscowienia próbki.	66
5.5	Ciśnienie pary p_g oraz przegrzanie ścianki ΔT od czasu, dla nastawionego ciśnienia 4 kPa, nastawionej gęstości strumienia ciepła 3 W/cm^2 i powierzchni NTS-3.	68
5.6	Krzywa wrzenia dla przykładowej powierzchni (NTS-3). Na wykresie przedstawiono wartości wszystkich pomiarów chwilowej gęstości strumienia ciepła.	69
5.7	Rozkład zmierzonych chwilowych gęstości strumienia ciepła dla przykładowej powierzchni (NTS-3), ciśnienia 4 kPa i nastawionej gęstości strumienia ciepła 3 W/cm^2	70
5.8	Zdjęcie oraz rysunki powierzchni NTS.	71
5.9	Powstawanie pęcherza peryferycznego przy najmniejszym napełnieniu (0,5 cm).	72
5.10	Powstawanie pęcherza przy najmniejszym napełnieniu (0,5 cm).	73
5.11	Konwekcja naturalna oraz mieszanie cieczy wymuszone oderwaniem pęcherza. Poziom cieczy równy 2,87 cm. Kontrast został zmieniony w celu ułatwienia obserwacji zmian gęstości cieczy.	73
5.12	Pęcherz gazowy zasilany parą z tuneli. Widok pod kątem w celu uchwycenia dalszych kanałów.	74
5.13	Wrzenie cykliczne rozpoczęte przez pęcherz peryferyczny widoczny w czasie $\tau = 7 \text{ ms}$	75
5.14	Wysokość słupa cieczy równa 8,62 cm. Oderwanie i skroplenie się pęcherza.	76
5.15	Pęcherze obserwowane podczas wrzenia z NTS-3. Wysokość cieczy 28,7 mm. a) 1 kPa, duży pęcherz o średnicy ok. 4 cm. b) 1 kPa, zwyczajny pęcherz o średnicy 2 cm. c) 4 kPa, duży pęcherz o średnicy ok. 3 cm. d) 4 kPa, zwyczajny pęcherz o średnicy 1.2 cm.	76
5.16	Pęcherz utworzony poprzez łączenie się mniejszych pęcherzy. NTS-1, 1 kPa, 3 W/cm^2 , wysokość słupa cieczy: 28,7 mm.	77
5.17	Częstotliwość odrywania się pęcherzy dla różnych powierzchni NTS przy danej gęstości strumienia ciepła (2 W/cm^2). Napełnienie: 28,7 mm	77
5.18	Częstotliwość odrywania się pęcherzy dla różnych powierzchni NTS przy danym ciśnieniu (1 kPa). Napełnienie: 28,7 mm	78
5.19	Chwilowa gęstość strumienia ciepła w funkcji przegrzania ścianki, dla różnych powierzchni NTS. Poziom cieczy: 28,7 mm, ciśnienie pary: 1 kPa.	78
5.20	Chwilowa gęstość strumienia ciepła w funkcji przegrzania ścianki przy różnych ciśnieniach. Wrzenie z powierzchni NTS-1, poziom cieczy 28,7 mm.	79
5.21	Chwilowa gęstość strumienia ciepła w funkcji przegrzania ścianki przy różnych ciśnieniach. Wrzenie z powierzchni NTS-3, poziom cieczy 28,7 mm.	79
5.22	Chwilowa gęstość strumienia ciepła w funkcji przegrzania ścianki, dla różnych wysokości cieczy. Wrzenie z powierzchni NTS-1 pod ciśnieniem 1 kPa	80

5.23	Chwilowa gęstość strumienia ciepła w funkcji przegrzania ścianki, dla różnych wysokości cieczy. Wrzenie z powierzchni NTS-3 pod ciśnieniem 1 kPa	80
5.24	Współczynnik wnikania ciepła α wyznaczony pod ciśnieniami sub-atmosferycznymi, dla zbadanych powierzchni NTS. Gęstość strumienia ciepła 1 W/cm ² , poziom cieczy: 28,7 mm. Liczby na wykresie oznaczają przegrzanie, dla jakiego uzyskano wartości α	81
5.25	Temperatura powierzchni. a) $p = 2\text{kPa}$ i nastawiona gęstość strumienia ciepła 3 W/cm ² . b) $p = 2\text{kPa}$ i nastawiona gęstość strumienia ciepła 0.25 W/cm ² , NTS-3.	82
5.26	Zdjęcie oraz rysunki powierzchni TS.	84
5.27	Wrzenie z powierzchni TS-2 pod ciśnieniem $p = 2\text{ kPa}$, $q = 3\text{ W/cm}^2$, poziom cieczy 5 mm.	85
5.28	Konwekcja ze struktury. Zmieniony kontrast. Klatka z pęcherzem powtórzona z zaznaczonym ruchem konwekcyjnym.	86
5.29	Wrzenie z powierzchni TS-2. $p = 4\text{ kPa}$, $q = 3\text{ W/cm}^2$, poziom cieczy; 28,7 mm.	87
5.30	Wrzenie z powierzchni TS-2. $p = 1\text{ kPa}$, $q = 3\text{ W/cm}^2$, poziom cieczy; 28,7 mm.	88
5.31	Wrzenie cykliczne zachodzące na powierzchni TS-3. $p = 4\text{ kPa}$, $q = 3\text{ W/cm}^2$, poziom: 28,7 mm.	89
5.32	Częstotliwość odrywania się pęcherzy dla różnych powierzchni TS przy danej gęstości strumienia ciepła (2 W/cm ²). Napęlnienie: 28,7 mm	90
5.33	Częstotliwość odrywania się pęcherzy dla różnych powierzchni TS przy danym ciśnieniu (1 kPa). Napęlnienie: 28,7 mm	90
5.34	Chwilowa gęstość strumienia ciepła w funkcji przegrzania ścianki, dla różnych ciśnień. Powierzchnia TS-2, poziom cieczy: 28,7 mm	91
5.35	Chwilowa gęstość strumienia ciepła w funkcji przegrzania ścianki, dla różnych ciśnień. Powierzchnia TS-1, poziom cieczy: 28,7 mm.	91
5.36	Chwilowa gęstość strumienia ciepła w funkcji przegrzania ścianki, dla różnych poziomów cieczy. Powierzchnia TS-1, ciśnienie 1 kPa.	92
5.37	Chwilowa gęstość strumienia ciepła w funkcji przegrzania ścianki, dla różnych powierzchni TS. Poziom cieczy 28,7 mm, ciśnienie 1 kPa.	92
5.38	Współczynnik wnikania ciepła w funkcji ciśnienia dla różnych powierzchni TS. Gęstość strumienia ciepła: 1 W/cm ² , poziom cieczy: 28,7 mm	93
5.39	Porównanie krzywych wrzenia dla powierzchni płaskiej oraz powierzchni TS i NTS. Ciśnienie 1 kPa, napęlnienie 28,7 mm.	94
5.40	Porównanie krzywych wrzenia dla powierzchni płaskiej oraz powierzchni TS i NTS. Ciśnienie 4 kPa, napęlnienie 28,7 mm.	95
5.41	Porównanie współczynników wnikania ciepła dla najlepszych powierzchni TS, NTS i powierzchni płaskiej. Poziom cieczy: 28,7 mm, gęstość strumienia ciepła: 2 W/cm ²	95
6.1	Wyniki prac modelowych. Gęstość strumienia ciepła w zależności od ciśnienia przy stałym przegrzaniu ścianki $\Delta T = 10\text{ K}$	97
6.2	Porównanie krzywych wrzenia uzyskanych eksperymentalnie z obliczeniowymi. Ciśnienie 1 kPa, napęlnienie 28,7 mm.	101

6.3	Porównanie krzywych wrzenia uzyskanych eksperymentalnie z obliczeniowymi. Ciśnienie 1 kPa, napełnienie 28,7 mm.	102
6.4	Porównanie gęstości strumienia ciepła uzyskanych eksperymentalnie z obliczeniowymi. Ciśnienie 4 kPa, napełnienie 28,7 mm, powierzchnia: TS-2.	102
A.1	Porównanie współczynników wnikania ciepła teoretycznych z eksperymentalnymi dla wody, $q = 1 \text{ W/cm}^2$	104
A.2	Porównanie współczynników wnikania ciepła teoretycznych z eksperymentalnymi dla wody, $q = 2,1 \text{ W/cm}^2$	105
A.3	Porównanie współczynników wnikania ciepła teoretycznych z eksperymentalnymi dla wody, $q = 4,3 \text{ W/cm}^2$	105
A.4	Porównanie współczynników wnikania ciepła teoretycznych z eksperymentalnymi dla wody, $\Delta T = 6,3 \text{ K}$	106
A.5	Porównanie współczynników wnikania ciepła teoretycznych z eksperymentalnymi dla wody, $\Delta T = 10,2 \text{ K}$	106
A.6	Porównanie współczynników wnikania ciepła teoretycznych z eksperymentalnymi dla wody, $\Delta T = 28,7 \text{ K}$	107
A.7	Porównanie współczynników wnikania ciepła teoretycznych z eksperymentalnymi dla metanolu, $q = 2,1 \text{ W/cm}^2$	107
A.8	Porównanie współczynników wnikania ciepła teoretycznych z eksperymentalnymi dla metanolu, $q = 4,3 \text{ W/cm}^2$	108
B.1	Porównanie wartości współczynnika wnikania ciepła α od ciśnienia. Gęstość strumienia ciepła $q 0,43 \text{ W/cm}^2$	109
B.2	Porównanie wartości współczynnika wnikania ciepła α od ciśnienia. Gęstość strumienia ciepła $q 0,64 \text{ W/cm}^2$	110
B.3	Porównanie wartości współczynnika wnikania ciepła α od ciśnienia. Gęstość strumienia ciepła $q 1,07 \text{ W/cm}^2$	110
B.4	Porównanie wartości współczynnika wnikania ciepła α od ciśnienia. Gęstość strumienia ciepła $q 1,4 \text{ W/cm}^2$	111
B.5	Porównanie wartości współczynnika wnikania ciepła α od ciśnienia. Gęstość strumienia ciepła $q 2,14 \text{ W/cm}^2$	111
B.6	Porównanie wartości współczynnika wnikania ciepła α od ciśnienia. Gęstość strumienia ciepła $q 2,58 \text{ W/cm}^2$	112
B.7	Porównanie wartości współczynnika wnikania ciepła α od ciśnienia. Gęstość strumienia ciepła $q 3,44 \text{ W/cm}^2$	112
B.8	Porównanie wartości współczynnika wnikania ciepła α od ciśnienia. Gęstość strumienia ciepła $q 4,3 \text{ W/cm}^2$	113

B.9	Porównanie wartości współczynnika wnikania ciepła α od ciśnienia. Gęstość strumienia ciepła q 5,93 W/cm ²	113
-----	---	-----

Spis tabel

4.1	Średnie odchylenia względne (SOW) i bezwzględne (SOB) dla wybranych korelacji. Woda.	57
4.2	Średnie odchylenia względne (SOW) i bezwzględne (SOB) dla wybranych korelacji. Metanol.	59
5.1	Specyfikacja próbek NTS. Wszystkie wielkości podane w mm.	69
5.2	Specyfikacja próbek TS. Wszystkie wielkości podane w mm.	83
6.1	Wartości stałych empirycznych.	101

Skróty

COP	<i>Coefficient Of Performance</i> (współczynnik efektywności chłodniczej), -
SOB	<i>Średnie Odchylenie Bezwzględne</i> , %
SOW	<i>Średnie Odchylenie Względne</i> , %

Stałe

Przyspieszenie ziemskie	g	9,81 m/s ²
-------------------------	-----	-----------------------

Symbole

A	powierzchnia	m^2
d	średnica	m
d_h	średnica hydrauliczna	m
F	siła	N
h_{fg}	ciepło parowania	J/kg
H	wysokość	m
k	współczynnik przewodzenia ciepła	W/m^2K
l	wymiar charakterystyczny	m
L	długość	m
p	ciśnienie	Pa
\dot{q}	gęstość strumienia ciepła	W/m^2
Q	strumień ciepła	W
Q_0	efekt chłodniczy	W
Q_g	moc grzewcza	W
Q_l	energia chemiczna zawarta w paliwie	W
R	promień	m
t	czas	s
T	temperatura	K
w_{max}	maksymalna zdolność sorpcyjna (po adsorpcji)	kg/kg
w_{min}	minimalna zdolność sorpcyjna (po desorpcji)	kg/kg
\dot{W}_{el}	moc elektryczna	W
v	objętość właściwa	m^3/kg
V	objętość	m^3
α	współczynnik wnikania ciepła	W/m^2K
β	kąt zwilżania	rad
β	rozszerzalność termiczna, $1/K$	
δ	grubość	m
Δ	różnica / niepewność pomiaru	-
ΔT_{sat}	przegrzanie ścianki	K
Δw	zdolność adsorpcyjna złoża	kg/kg
η	sprawność	-
λ	współczynnik przewodzenia ciepła	W/mK
ρ	gęstość	kg/m^3
σ	napięcie powierzchniowe	J/m^2

Indeksy dolne

<i>0</i>	dot. parowacza/ parowania
<i>a</i>	atmosferyczne
<i>ads</i>	adsorpcji
<i>b</i>	wyporu
<i>crit</i>	krytyczny
<i>d</i>	oderwania
<i>D</i>	oporu hydrodynamicznego
<i>des</i>	desorpcji
<i>e</i>	elektrycznej
<i>g</i>	gaz/para
<i>h</i>	poziomy
<i>i</i>	bezwładności
<i>l</i>	ciecz
<i>p</i>	od ciśnienia
<i>s</i>	skraplania
<i>sat</i>	nasycenia
<i>ś</i>	ścianka
<i>t</i>	termicznej
<i>tri</i>	trigeneracji
<i>v</i>	pionowy
σ	przez napięcie powierzchniowe

Liczby podobieństwa

Ja	liczba Jacoba	$\frac{cp\Delta T}{h_{fg}}$
Pr	liczba Prandtla	$\frac{c_p l}{\lambda}$
Gr	liczba Grashofa	$\frac{gl^3\beta\Delta T}{\nu^2}$

Wstęp

Wrzenie jest gwałtowną przemianą cieczy w parę w trakcie dostarczania ciepła, gdy prężność pary jest równa ciśnieniu zewnętrznemu. Aby mówić o wrzeniu pęcherzowym dodatkowo musi zajść powstawanie pęcherzy gazowych w objętości cieczy (najczęściej przy powierzchni grzewczej). Proces ten wykorzystywany jest w wielu gałęziach techniki oraz życia codziennego, ponieważ charakteryzuje się współczynnikami wnikania ciepła większymi niż dla konwekcji naturalnej, czy wymuszonej [29, 54].

Duże wartości współczynników wnikania ciepła podczas wrzenia spowodowane są powstawaniem, wzrostem oraz oderwaniem lub skondensowaniem pęcherzy parowych [54]. Dzieje się tak, gdyż rosnący pęcherz odbiera duże ilości ciepła poprzez odparowanie cieczy do jego wnętrza. Wzrost pęcherza powoduje ruch cieczy przy powierzchni, a oderwanie pęcherza powoduje jej mieszanie. Z tego powodu, kształt, wielkość oraz częstotliwość oderwania pęcherzy ma duże znaczenie przy wrzeniu.

Spośród poznanych substancji, woda charakteryzuje się największym ciepłem parowania. Oznacza to, że przy parowaniu lub wrzeniu jest w stanie odebrać największe ilości ciepła. Dodatkowo jest jedną z najpowszechniejszych substancji na Ziemi, jest nietoksyczna, niepalna i neutralna dla środowiska. Jest potencjalnie dobrym czynnikiem chłodniczym. Negatywnym aspektem zastosowania jej jako czynnika chłodniczego jest jej ciśnienie nasycenia dla temperatur interesujących z punktu widzenia chłodnictwa, tj.: 5 – 12°C. Jest to odpowiednio ciśnienie 0.87 i 1.4 kPa.

W takich warunkach do rozpoczęcia wrzenia potrzebne jest przegrzanie ścianki większe niż 10 K. Powstające pęcherze są większe niż przy ciśnieniu atmosferycznym, a częstotliwość ich oderwania mniejsza. Ponadto współczynniki wnikania ciepła α są o rząd wielkości mniejsze niż przy ciśnieniu atmosferycznym [19, 37, 86, 27]. Powoduje to zwiększenie wymaganej powierzchni wymiany ciepła parownika, a przez to zwiększenie spadków ciśnienia i zmniejszenie sprawności wymiennika. Rosną koszty materiałów, transportu urządzenia i jego masa.

Mimo dużej liczby prac eksperymentalnych oraz teoretycznych, mechanizm wrzenia nie został w pełni opisany. Wzory na współczynnik wnikania ciepła dostępne w literaturze są wzorami empirycznymi lub pół-empirycznymi. Ich zakres zastosowania nie obejmuje parametrów używanych w chłodnictwie [86, 81, 20].

Woda jako czynnik chłodniczy stosowana jest najczęściej w adsorpcyjnych urządzeniach chłodniczych. Większość używanych chłodziarek adsorpcyjnych wykorzystuje ją lub metanol

[24]. Adsorpcyjne chłodziarki bromo-litowe również wykorzystują wodę jako czynnik chłodniczy.

Układy adsorpcyjne stają się coraz popularniejsze w technice chłodniczej stwarzając interesujące możliwości utylizacji niskotemperaturowego ciepła odpadowego [22]. Umożliwiają bezpośrednio wykorzystanie do produkcji efektu chłodniczego źródła odpadowego o temperaturze nośnika 55-90°C. Jest to zakres temperatur, który z trudem udaje się wykorzystać za pomocą układów adsorpcyjnych [34, 73]. Możliwość wykorzystania niskoparametrycznego ciepła do produkcji efektu chłodniczego powoduje rosnące zainteresowanie chłodziarkami adsorpcyjnymi do zastosowań trigeneracyjnych.

Trigeneracja, czyli jednoczesne dostarczanie energii elektrycznej oraz ciepła w systemach skojarzonych umożliwia osiągnięcie wysokich wskaźników wykorzystania paliw kopalnych w przetwarzaniu ich energii. Poza sezonem grzewczym zapotrzebowanie na uzyskiwane ciepło spada i trzeba traktować je jak odpad produkcyjny. W sezonie letnim wzrasta zapotrzebowanie na energię elektryczną ze względu na pracujące systemy chłodnicze i klimatyzacyjne. Stąd rosnące zainteresowanie sektora energetycznego rozwojem skojarzonych systemów trigeneracyjnych, w szczególności tych z sorpcyjnymi instalacjami chłodniczymi [25]. Instalacje takie nie tylko umożliwiają zmniejszenie zapotrzebowania na energię elektryczną zasilającą systemy klimatyzacyjne (co przekłada się na zmniejszenie emisji CO_2). Pozwalają również na wykorzystanie ciepła odpadowego bezpośrednio do zaspokajania potrzeb klientów w zakresie chłodnictwa i klimatyzacji oraz na wykorzystanie ciepła odpadowego produkcji energii elektrycznej.

W roku 2013 57% energii wytwarzanej w Polsce przeznaczone było na potrzeby grzewczo-chłodnicze [59]. Całość energii wytwarzanej w kraju, pochodzi w 16,7% z instalacji kogeneracyjnych (stan na rok 2014) [15]. Stanowi to potencjalnie duży rynek dla systemów trigeneracyjnych, nie wspominając o generatorach przy-zakładowych, czy układach mikrokogeneracyjnych. Ponadto, w ostatnich latach zanotowano wzrost zapotrzebowania na energię elektryczną w Polsce w miesiącach letnich [15]. Spowodowane może to być wzrostem zainteresowania klientów systemami klimatyzacyjnymi. W roku 2012 rynek klimatyzacji szacowany był na około 0,5 mld złotych [32], podczas gdy w 2015 już na 1 mld zł [60]. W zbliżonych klimatycznie do Polski Niemczech, odnotowuje się wzrost zapotrzebowania na energię elektryczną w miesiącach czerwiec i lipiec. Jest ono większe średnio o 2000 GWh niż w miesiącach maj, sierpień [15].

Systemy trigeneracyjne mogą również znaleźć zastosowanie mobilne. Prace badawcze prowadzone były nad zastosowaniem adsorpcyjnych systemów trigeneracji w branży samochodowej [83, 82, 62], jednak z powodu dużych gabarytów oraz masy prace zostały zaniechane. Systemy takie znalazły jednak zastosowanie w sektorze statków i kutrów rybackich. Yong oraz Wang [83, 75] zaproponowali prototypową instalację do produkcji lodu. Można wyobrazić sobie zastosowanie takiej instalacji na potrzeby klimatyzacji w innych rodzajach statków. Wielkość oraz masa takich urządzeń ma duży wpływ na opłacalność ich zastosowania w branży mobilnej, stąd minimalizacja powierzchni parowaczy ma tu znaczenie.

Implementacja systemów adsorpcyjnych w instalacjach trigeneracyjnych wymaga rozwiązania szeregu problemów projektowych i konstrukcyjnych. Potrzeba zachowania ciągłości pracy oraz zapewnienia odpowiednio wysokiej wydajności chłodniczej wymaga budowy układów

wielo-adsorberowych o dużych pojemnościach zbiorników adsorbentu [70, 9]. Prace badawcze na temat konstrukcji adsorberów umożliwiły zmniejszenie tych wymienników oraz dobór czasów pracy maksymalizujących ich sprawność [64]. Parowacze urządzeń adsorpcyjnych powinny umożliwić uzyskanie wymaganego spadku temperatury, przy zadanym strumieniu masy oraz spadku ciśnienia ziębiwa (woda lodowa lub roztwór glikolu). Jednak prace prowadzone nad tymi wymiennikami nie są tak zaawansowane, jak prace nad konstrukcją adsorberów [64].

Celem naukowym niniejszej pracy jest maksymalizacja współczynnika wnikania ciepła przy wrzeniu, zachowując jak najmniejszą temperaturę ścianki parowacza. Doprowadzi to do zmniejszenia adsorpcyjnych urządzeń chłodniczych stosowanych w trigeneracji oraz zwiększenie ich sprawności i konkurencyjności na rynku.

Teza, cel, zakres i metody badań

Teza pracy

W warunkach obniżonego ciśnienia, maksymalną wartość funkcji współczynnika wnikania ciepła α można uzyskać poprzez modyfikację powierzchni zwiększającą częstotliwość odrywania pęcherzy i ilość aktywnych stref nukleacji. Modyfikacja powierzchni polegać ma na stworzeniu sztucznych miejsc nukleacji oraz rozdzieleniu miejsc zaciągania cieczy od miejsc opuszczania pęcherzy gazowych.

Cele badawcze

- Zwiększenie wydajności parowaczy podciśnieniowych poprzez: obniżenie minimalnych wartości przegrzania ścianki wymaganych do rozpoczęcia wrzenia pęcherzykowego przy jednoczesnym zwiększeniu współczynnika wnikania ciepła przy wrzeniu.
- Określenie najlepszych wymiarów powierzchni rozwiniętych z tunelami podpowierzchniowymi, określenie parametrów kształtu powierzchni wpływających na współczynnik wnikania ciepła.
- Sprawdzenie wpływu wysokości słupa cieczy na wrzenie przy ciśnieniu sub-atmosferycznym.

Przedmiot i zakres badań

Praca dotyczy wrzenia naturalnych czynników chłodniczych (ziębników). Aplikacyjnie zorientowana jest na konstrukcję parowacza adsorpcyjnego systemu trigeneracyjnego. Przedmiotem pracy jest analiza procesu wrzenia wody zachodzący w niskich ciśnieniach z powierzchni płaskiej oraz ze struktury rozwiniętej z tunelami podpowierzchniowymi. Ponadto, przedmiot rozprawy stanowi efektywność różnych rodzajów powierzchni na wydajność pracy niskociśnieniowych parowaczy do chłodniczych systemów adsorpcyjnych.

Zakresem prowadzonych badań są naturalne czynniki chłodnicze: woda destylowana i metanol, przy ciśnieniach od 0,3 do 18 kPa. Badania przeprowadzono w zakresie gęstości strumieni ciepła od $0,43 \text{ W/cm}^2$ do $5,93 \text{ W/cm}^2$. Przebadane wysokości słupa cieczy to 5,7, 18,9 i 32,3 mm.

Badane struktury rozwinięte o tunelach podpowierzchniowych uzyskano od dr hab. inż. Roberta Pastuszko z Wydziału Mechatroniki i Budowy Maszyn Politechniki Świętokrzyskiej. Jest to 6 różnych powierzchni (3 NTS i 3 TS). Wybrane struktury posiadają 3 główne żebra o wysokości 5 mm. W przypadku struktur typu NTS (Narrow Tunnel Structure - Struktury wąskotunelowe) żebra główne zostały sfrezowane na wskroś, co utworzyło mini-żebra. Dwie z badanych powierzchni NTS posiadały pokrycie z folii miedzianej o grubości 0,1 mm z perforacjami wykonanymi metodą trawienia chemicznego o średnicy perforacji 0,2 mm. Drugim rodzajem struktur wykorzystanych w pracy były powierzchnie typu TS (Tunnel structure - struktura tunelowa). W tym typie wycięto mikro-rowki na bocznych powierzchniach żeber głównych i w poziomych przestrzeniach międzyżebrowych. Następnie dzięki spiekaniu dwie z nich zostały pokryte miedzianą folią perforowaną o średnicy perforacji 0,2 mm.

Metody badań

Badania przeprowadzono na dwóch stanowiskach badawczych. Wpływ ciśnienia oraz wysokości słupa cieczy na wrzenie w objętości przy ciśnieniu sub-atmosferycznym przeprowadzono w Laboratorium Chłodnictwa i Kriogeniki, wydziału Mechaniczno-Energetycznego Politechniki Wrocławskiej na stanowisku należącym do Zakładu Podstaw Konstrukcji i Maszyn Przepływowych. Mierzono temperaturę przegrody ogrzewanej drutem oporowym oraz ciśnienie w zbiorniku. Na podstawie różnicy między temperaturą przegrody, a temperaturą nasycenia wyznaczono współczynnik wnikania ciepła. Wyznaczono również czas powstawania i wzrostu pęcherzy gazowych poprzez pomiar zmiany temperatury ścianki w czasie.

Wrzenie ze struktur rozwiniętych przebadano w Laboratorium należącym do Centrum Badań Termicznych i Energetycznych (Centre d'Energétique et de Thermique de Lyon - CETHIL) przy Narodowym Instytucie Badań Stosowanych w Lyonie (Institut national des sciences appliquées de Lyon - INSA). Zmierzono chwilowe gęstości strumienia ciepła przy stałym zadanym strumieniu ciepła, temperaturę podstawy struktury w trzech miejscach oraz ciśnienie. Na podstawie chwilowych gęstości strumienia ciepła oraz temperatury podstawy struktury wyznaczono współczynnik wnikania ciepła. Ponadto nagrano proces nukleacji ze struktur za pomocą kamery szybkiej, o prędkości zapisu 1000 klatek na sekundę.

Rozdział 1

Wybrane zagadnienia wymiany ciepła przy wrzeniu

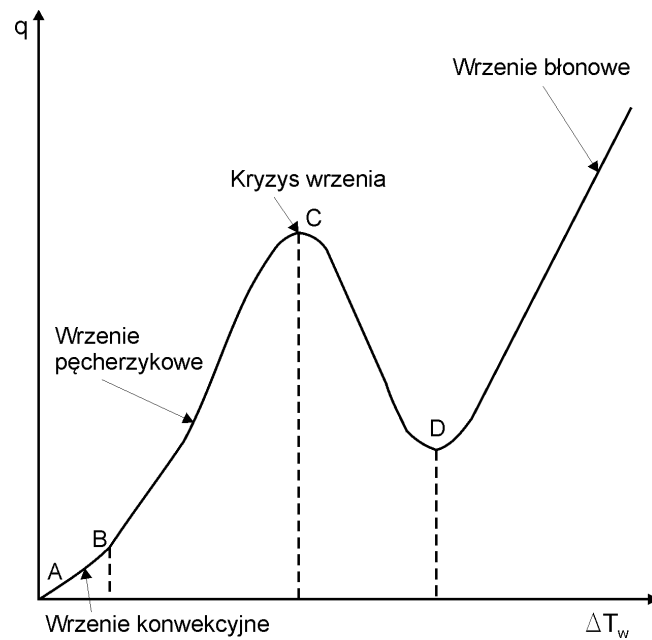
1.1 Wrzenie w objętości

1.1.1 Wrzenie z powierzchni płaskiej, przy ciśnieniu około-atmosferycznym oraz wyższym

Ustroje wrzenia

Reprezentatywnym przykładem wrzenia jest wrzenie w objętości. Jest to wytwarzanie pęcherzy pary przy powierzchni grzanej, zanurzonej w statycznej objętości cieczy. Dla wrzenia heterogenicznego, zachodzącego przy ściance, rozróżnić można cztery główne ustroje – ustrój o dominującej konwekcji naturalnej (A-B), ustrój wrzenia pęcherzykowego (B-C), ustrój przejściowy (C-D) oraz ustrój wrzenia błonowego (D). Każdy z ustrojów charakteryzuje się innym dominującym procesem wymiany ciepła oraz inną temperaturą ścianki (tzw. przegrzania ścianki ΔT_{sat}) potrzebną do zainicjowania go. Ustroje te przedstawione są na wykresie Nukiyamy widocznym na rys. 1.1, nazywanym też krzywą wrzenia. Najbardziej efektywna wymiana ciepła zachodzi przy wrzeniu pęcherzykowym [24, 29].

W pierwszym ustroju, konwekcyjnym, ciecz znajdująca się w najbliższym otoczeniu ścianki (do kilku milimetrów) znajduje się w warunkach nasycenia lub przegrzania mniejszego niż to wymagane do rozpoczęcia nukleacji. Kluczowym mechanizmem wymiany ciepła jest tu konwekcja naturalna. Wraz ze zwiększaniem gęstości przewodzonego ciepła wzrasta temperatura powierzchni grzanej. Gdy ścianka osiągnie temperaturę opisaną przez punkt B (ang. onset of nucleate boiling) ciecz otaczająca ją rozpoczyna przemianę fazową w parę do zarodków nukleacji - pojawiają się pierwsze makroskopowe pęcherze gazowe [68]. Jest to wrzenie pęcherzowe. Po osiągnięciu przez przegrodę temperatury punktu C (kryzys wrzenia) pęcherze gazowe są na tyle duże i na tyle często powstają, że tworzą warstwę izolacyjną między powierzchnią a cieczą, zmniejszając strumień przewodzonego ciepła. Temperatura ścianki przekroczy wartość punktu



Rysunek 1.1: Krzywa wrzenia.

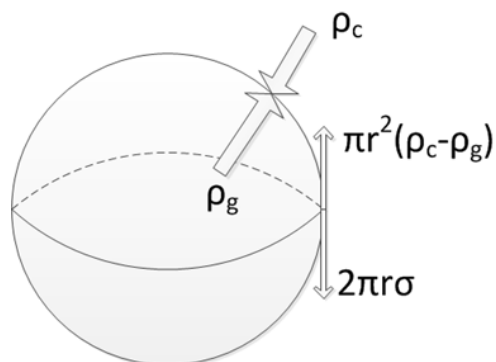
D gdy w przekazywaniu ciepła zacznie dominować radiacja.

Dynamika wzrostu pęcherza

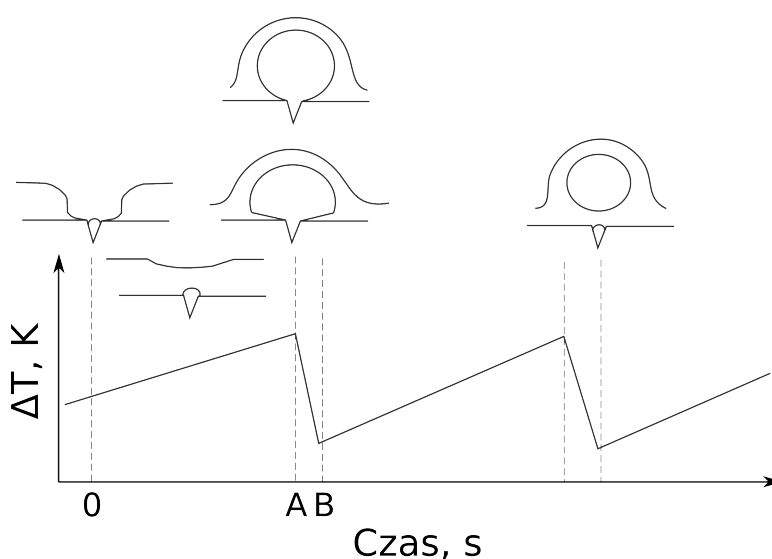
Za pierwszy etap wrzenia pęcherzowego można uznać zarodkowanie. Jest to wzrost pęcherza gazowego uwięzionego w miejscu nukleacji, takim jak mikro-szczelina na powierzchni, rysa czy zabrudzenie. Po jego gwałtownym wzroście, gdy równowaga oddziałujących na niego sił zostanie zachwiana, dochodzi do jego oderwania, co powoduje mieszanie i napływ cieczy w miejsce wcześniej zajmowane przez bąbel. Następnie dochodzi do zwiększenia temperatury cieczy która napłynęła w miejsce oderwanego pęcherza. Po przegrzaniu jej, cykl się powtarza, jak na Rys. 1.3 [29, 68].

Rozkład sił działających na pęcherz przedstawiono na Rys. 1.2. Z powodu napięcia powierzchniowego σ trzymającego pęcherz gazowy w całości oraz jego zaokrąglonej powierzchni R , ciśnienie pary p_g w pęcherzu jest wyższe niż ciśnienie otaczającej go cieczy p_l . Oznacza to, że temperatura wymagana do odparowania cieczy będącej na granicy z pęcherzem jest wyższa, niż wynikałoby to z ciśnienia samej cieczy. Równanie Younga-Laplace'a (1.1) opisuje różnicę ciśnień między pęcherzem, a cieczą wynikającą z równowagi sił wywieranych przez cząsteczki gazu i napięcia powierzchniowego [29]:

$$p_g - p_l = \sigma \cdot \frac{dA}{dV_g} = \frac{2 \cdot \sigma}{R} \quad (1.1)$$



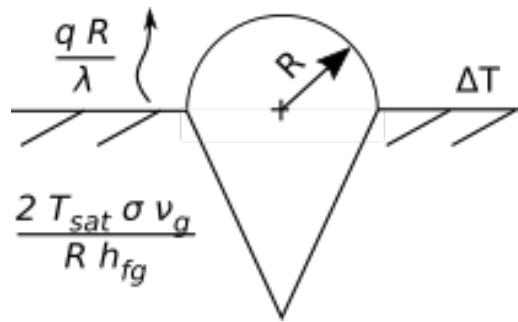
Rysunek 1.2: Siły występujące w pęcherzu parowym.



Rysunek 1.3: Schematyczne przedstawienie procesu nukleacji.

W trakcie wzrostu pęcherza gazowego jego promień maleje aż osiągnie wartość promienia szczeliny z której powstaje, a następnie rośnie, jak przedstawiono na Rys. 1.4. W momencie osiągnięcia minimalnego promienia potrzebne jest największe przegrzanie otaczającej go cieczy spowodowane największą różnicą ciśnień (1.1), średnica ta nazywana jest średnicą krytyczną [29, 68]. Jeśli otaczająca go ciecz nie będzie posiadać temperatury wyższej, nie odparuje ona do pęcherza, więc nie dojdzie do jego wzrostu i oderwania. W takim wypadku, pęcherz może stworzyć warstwę izolującą fragment ścianki do którego przylega lub się skondensować [29, 68].

Pomiar temperatury przy ściance obarczony jest dużym błędem spowodowanym ciągłym mieszaniem cieczy przez odrywające się pęcherze gazowe. Z tego powodu w praktyce dokonuje się pomiaru temperatury powierzchni. Najwyższa temperatura wymagana do zapoczątkowania nukleacji to temperatura nasycenia dla ciśnienia wynikającego ze średnicy pęcherza R równej



Rysunek 1.4: Schematyczne przedstawienie rozwoju zarodka nukleacji.

średnicy krytycznej. Ciecz otaczająca pęcherz musi posiadać wymaganą temperaturę przegrzania przy całej objętości pęcherza. Jest to rejon rzędu mikrometrów, w którym głównym mechanizmem przenoszenia ciepła jest kondukcja [29]. Przy takich założeniach można otrzymać równanie (1.2) na wymagane przegrzanie ścianki, w którym pierwszy człon opisuje temperaturę nasycenia w pęcherzu, a drugi opisuje przenoszenie ciepła poprzez ciecz na wysokość równą promieniowi pęcherza, jak na Rys. 1.4.

$$\Delta T_w = \frac{2 \cdot \sigma \cdot T_{sat} \cdot \nu_g}{R \cdot h_{fg}} + \frac{\dot{q} \cdot R}{\lambda_t} \quad (1.2)$$

Obecność na powierzchni grzanej innego gazu niż para wrzącej cieczy (przykładowo powietrza odgazowanego lub zamkniętego w porach ścianki) powoduje konieczność wzięcia pod uwagę jego ciśnienia parcjalnego. W konsekwencji obecność gazu nieskrapalającego się obniża teoretyczne minimalne przegrzanie ścianki [68].

Gdy pęcherz przekroczy średnicę krytyczną, ciśnienie w jego wnętrzu zaczyna maleć, a z nim temperatura nasycenia. Ciecz otaczająca odparowuje do jego wnętrza, przez co entalpia przegrzanej cieczy otaczającej pęcherz zostaje przekształcona na utajone ciepło parowania. Temperatura na granicy fazowej spada. Ciecz zaczyna się mieszać z powodu wypychającego ją rosnącego pęcherza oraz z powodu dyfuzji cieplnej od przegrzanej cieczy do granicy pęcherza. Oznacza to, że wzrost pęcherza jest kontrolowany przez dwa parametry: jego bezwładność oraz dyfuzję ciepła [68].

W początkowej fazie wzrostu, prędkość zwiększenia pęcherza limitowana jest tylko poprzez bezwładność. Pęd pęcherza musi zostać przekazany otaczającej cieczy aby ten mógł się rozwijać w jej miejscu. Tak długo jak nie jest on równoważony przez pęd cieczy, pęcherz będzie mógł rosnąć. Następnie, gdy bezwładność staje się pomijalna, ciepło przekazywane jest przez dyfuzję. Jest to jednak proces wolniejszy od tego kontrolowanego przez bezwładność [68]. Na wzrost pęcherza ma również wpływ odparowanie z mikro-warstwy między dolną częścią pęcherza, a ścianą. Przy ciśnieniu atmosferycznym i małym strumieniu ciepła jest to mechanizm pomijalny [29], jednak przy większych strumieniach ciepła mechanizm ten może być dominujący, nawet przy ciśnieniu atmosferycznym [18].

Mikic i inni [68] połączyli znane korelacje na zmianę średnicy pęcherza w czasie dla okresu kontrolowanego przez bezwładność oraz kontrolowanego przez dyfuzję i wyznaczyli równanie (1.3) na wzrost średnicy pęcherza niezależnie od okresu. Na tej podstawie można wyznaczyć ilość ciepła w czasie, przekazaną przez odparowanie cieczy.

$$\begin{aligned}
 R^+ &= 2/3((t^+ + 1)^{3/2} - (t^+)^{3/2} - 1) \\
 R^+ &= \frac{RA}{B^2} \\
 t^+ &= \frac{tA^2}{B^2} \\
 A &= \left(\frac{2(T_l - T_{sat})h_{fg}\rho_g}{3\rho_l T_{sat}} \right)^{1/2} \\
 B &= \left(\frac{12a_l}{\pi} \right)^{1/2} Ja
 \end{aligned} \tag{1.3}$$

Najnowsze badania na temat wzrostu pęcherza [18], przeprowadzone za pomocą kamery szybkiej pracującej w podczerwieni, sugerują, że zależnie od rodzaju powierzchni oraz cieczy, dominującym mechanizmem przenoszenia ciepła jest albo odparowanie z mikro-powierzchni, albo odparowanie z przegrzanej cieczy wokół pęcherza. Autorzy uważają, że przy dużych przegrzaniach głównym mechanizmem jest nieustalona konwekcja i kondukcja ze ścianki do cieczy, która napłynęła w miejsce oderwanego pęcherza. Według ich badań, średni czas rozwoju pęcherza to 20 ms, natomiast czas całego cyklu (wzrost i oderwanie pęcherza oraz osiągnięcie odpowiedniego przegrzania) to 75 ms.

Oderwanie się pęcherza

Oderwanie się pęcherza jest ważnym elementem procesu wrzenia. Jak wspomniano, największe strumienie ciepła przekazywane są w początkowych fazach wzrostu pęcherza [29, 68], albo tuż po jego oderwaniu [18]. Dlatego pożądane są jak najmniejsze średnice jego oderwania, aby jak najczęściej powtarzać proces wzrostu.

Oderwanie pęcherza zależy od równowagi sił oddziałujących na niego. Z jednej strony siła bezwładności wzrastającego pęcherza oraz siła wyporu odrywają go. Z drugiej, siły pochodzące od napięcia powierzchniowego oraz od oporu hydrodynamicznego utrzymujące go przy ścianie, jak w równaniu (1.4).

$$F_b + F_i = F_\sigma + F_D \tag{1.4}$$

Fritz w 1935 roku zaproponował pierwsze równanie opisujące średnicę oderwania pęcherza [68] widoczne we wzorze (1.5). Stanowi ono uproszczenie i wyprowadzenie równania (1.4). Jak do tej pory jest ono uznawane za jedno z najbardziej wiarygodnych równań opisujących to zjawisko

w szerokim zakresie parametrów [28]. Bierze ono jednak pod uwagę kąt zwilżania, który jest wartością empiryczną.

$$d_d = 0,0208 \cdot \beta \left(\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)} \right)^{1/2} \quad (1.5)$$

Keshock i Siegel [68] dokonali innych założeń, i wyprowadzili równanie przedstawione przez wzór (1.6). Według nich siłami odrywającymi pęcherz są siły pochodzące od ciśnienia pary działającego na powierzchnię ścianki, oraz siła wyporu. Siłami przytrzymującymi przy ścianie są siły: bezwładności, napięcia powierzchniowego i oporu hydrodynamicznego.

$$F_b + F_p = F_i + F_\sigma + F_D \quad (1.6)$$

Uprościli to do formy wzoru (1.7). Jednak najnowsze badania [28] pokazują, że wzór ten ma zastosowanie tylko do małych strumieni ciepła, dla których charakterystyczne jest powstawanie pojedynczych, nie oddziałujących ze sobą pęcherzy (isolated bubble region). Według tych badań, średnica oderwania dla wody równa się od 1,8 mm do 3,5 mm dla gęstości strumienia ciepła 5 i 100 kW/m² odpowiednio. Ponadto zaobserwowane pęcherze miały kształt sferyczny.

$$d_d = \sqrt{3} \sqrt{\frac{\sigma}{(\rho_l - \rho_g)g}} \quad (1.7)$$

1.1.2 Przegląd istniejących korelacji na współczynnik wnikania ciepła przy wrzeniu z powierzchni płaskiej

Wymiana ciepła przy wrzeniu jest procesem złożonym i zależącym od wielu zmiennych, takich jak właściwości: fizyko-chemiczne cieczy (głównie gęstość pary i cieczy, przewodność cieplna, napięcie powierzchniowe) i powierzchni (głównie przewodność i pojemność cieplna, chropowatość powierzchni, grubość przegrody), oddziaływanie między cieczą a powierzchnią (głównie kąt zwilżania), obecność zanieczyszczeń, inne gazy rozpuszczone w cieczy lub zamknięte w porach powierzchni, ciśnienie oraz temperatura cieczy. Na wrzenie w objętości ma również wpływ oddziaływanie pęcherzy między sobą, czy to poprzez łączenie się czy poprzez wprowadzanie zawirowań w cieczy powodujących szybsze odrywanie pęcherzy w najbliższej okolicy. [53, 68].

Pomimo wielu badań prowadzonych nad wrzeniem w objętości, nie udało się stworzyć jednolitego modelu matematycznego opisującego wrzenie. Spowodowane jest to złożonością procesu oraz nieznanymi zasadami rządzącymi niektórymi aspektami wrzenia, jak na przykład aktywowania czy dezaktywowania niektórych stref nukleacji (miejsc powstawania pęcherzy gazowych). Z tego powodu istnieje wiele korelacji na współczynnik wnikania ciepła, dla różnych warunków wrzenia oraz różnych cieczy. Są to korelacje empiryczne lub pół-empiryczne. Korelacje pół-empiryczne, lub pół-analityczne, zwykle posiadają człon związany z ruchem i oderwaniem się pęcherza [28], natomiast te całkowicie empiryczne bazują na analizie wymiarowej [1, 55].

Wzory (1.8)–(1.13) i (1.14)–(1.24) są to wybrane, najczęściej stosowane korelacje na współczynnik wnikania ciepła. Przedstawiono wielkości stałych empirycznych. Zestawienia te przygotowano dla wody, natomiast (1.25)–(1.32) przedstawiają korelacje dla metanolu. Żadna z przedstawionych korelacji nie została sprawdzona w warunkach wrzenia, panujących w parowaczach adsorpcyjnych systemów chłodniczych.

We wszystkich wzorach wielkością charakterystyczną jest średnica oderwania pęcherza, przedstawiona w równaniu (1.7).

Korelacje dla współczynnika wnikania ciepła przy wrzeniu ze znanym przegrzaniem ścianki

Konwekcja naturalna [63] Wzór (1.8) ma zastosowanie tylko do konwekcji naturalnej lub do konwekcyjnego ustroju wrzenia, gdzie nie obserwuje się powstawania pęcherzy.

$$\alpha = \frac{Nu \cdot \lambda_l}{\sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot (\rho_l - \rho_g)}}} \quad (1.8)$$

Liczba Nusselta opisana jest wzorem:

$$Nu = 0.6(Gr \cdot Pr)^{0.25}$$

Rohsenow [78] We wzorze (1.9) stała empiryczna c_{sf} została wyznaczona dla różnych kombinacji cieczy i materiału powierzchni. W przypadku wody wrzącej na powierzchni miedzianej $c_{sf} = 0.016$.

$$\alpha = \frac{q}{\Delta T} \quad (1.9)$$

$$q = \mu_l \cdot h_{fg} \cdot \left[\frac{q(\rho_l - \rho_g)}{\sigma} \right]^{0.5} \cdot \left[\frac{c_{p,l}(T_w - T_{sat})}{c_{sf} \cdot h_{fg} \cdot Pr_l^{1.7}} \right]^3$$

Z analizy wymiarowej [63] Wzór (1.10) pochodzi z analizy wymiarowej. Posiada stałe empiryczne wyznaczone do ciśnień około-atmosferycznych.

$$\alpha = 39 \cdot \Delta T^{2.33} \cdot p^{0.5} \quad (1.10)$$

Hobbler [30]

$$\alpha = \frac{Nu \cdot \lambda_l}{\sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot (\rho_l - \rho_g)}}} \quad (1.11)$$

$$Nu = 0.242 \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1.5} \cdot \left(\frac{\sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot \rho_l}} \cdot p}{\sigma} \right)^{1.75}$$

Metoda z wyznacznikiem ciśnienia Jacoba i Hawkinsa [31] Zakwalifikowano ją do metody ze znanym strumieniem ciepła oraz ze znanym przegrzaniem. Metoda polega na obliczeniu współczynnika wnikania ciepła przy ciśnieniu atmosferycznym α' i przemnożeniu go przez stosunek ciśnienia do ciśnienia atmosferycznego.

$$\alpha = \alpha' \left(\frac{p}{p_a} \right)^{0.4} \quad (1.12)$$

Krużylin [31]

$$\alpha = 0.492 \times 10^{-6} \left(\frac{\rho_g h_{fg}}{\rho_l - \rho_g} \right)^{0.1099} \cdot \left(\frac{\gamma_l}{\sigma} \right)^{1.11} \cdot \left(\frac{\lambda^{2.66} \cdot \Delta T^{2.33}}{\mu^{1.667} \cdot c_p^{0.55} \cdot T_{sat}^{1.233}} \right) \quad (1.13)$$

Korelacje dla współczynnika wnikania ciepła przy wrzeniu ze znaną gęstością strumienia ciepła

Z analizy wymiarowej [63, 5, 1] Korelacja (1.14) pochodzi z analizy wymiarowej. Stałe dla ciśnień około atmosferycznych to: $C = 3$; $n = 7$; $m = 0,15$. Nie są one przystosowane do ciśnień rzędu 1 kPa. Dlatego autor, w dalszych rozdziałach, przedstawił własną propozycję stałych empirycznych: $C = 2,39 \cdot 10^{-4}$; $m = -0,00549$; $n = 2,55$

$$\alpha = C \cdot q^n \cdot p^m \quad (1.14)$$

Zredukowane ciśnienia, Mostinski [68] Wzór (1.15) zakłada, że współczynnik wnikania ciepła jest zależny od stosunku ciśnienia krytycznego do ciśnienia.

$$\alpha = 0.00417 \cdot q^{0.7} \cdot p_{crit}^{0.69} \cdot F \quad (1.15)$$

$$F = 1.8 \left(\frac{p_{crit}}{p} \right)^{0.17} \cdot 4 \left(\frac{p_{crit}}{p} \right)^{1.2} + 10 \left(\frac{p_{crit}}{p} \right)^{10}$$

Cornwell i Houston [41] Wzór (1.16) zakłada, że współczynnik wnikania ciepła jest zależny od stosunku ciśnienia do ciśnienia krytycznego F .

$$\alpha = \frac{Nu \cdot \lambda_l}{\sqrt{g \cdot (\rho_l - \rho_g) \cdot \sigma}} \quad (1.16)$$

$$\sigma = 0.07 \left(\frac{\rho_l - \rho_g}{1000} \right)$$

$$Nu = 9.7 \cdot p_{crit}^{0.5} \cdot F \cdot Re^{0.67} \cdot \left(\frac{p_{crit}}{p} \right)^{0.4}$$

$$F = 1.8 \left(\frac{p_{crit}}{p} \right)^{0.17} \cdot 4 \left(\frac{p_{crit}}{p} \right)^{1.2} + 10 \left(\frac{p_{crit}}{p} \right)^{10}$$

Labuntsov [16]

$$\alpha = 0.075 \left[1 + 10 \left(\frac{\rho_g}{\rho_l - \rho_g} \right)^{0.67} \right] \left[\frac{\lambda^2}{v \cdot \sigma \cdot T_{sat}} \right]^{0.33} \cdot q^{0.67} \quad (1.17)$$

Stephan-Abdelsalam [16] Wzór (1.18) bierze pod uwagę średnicę oderwania pęcherza d_b . Stephan-Abdelsalam [16] postanowili użyć do tego korelację:

$$d_b = 0.0146 \cdot 35^\circ \cdot \left(\frac{2\sigma}{g \cdot (\rho_l - \rho_g)} \right)^{0.5}$$

$$\alpha = 0.23 \cdot \frac{\lambda_l}{d_b} \cdot \left(\frac{q \cdot d_b}{k_l \cdot T_{sat}} \right)^{0.674} \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.297} \cdot \left(\frac{h_{fg} \cdot d_b^2}{\left(\frac{k_l}{\rho_l \cdot c_{p,l}} \right)^2} \right)^{0.371} \cdot \left(\frac{\left(\frac{\lambda_l}{\rho_l \cdot c_{p,l}} \right)^2 \cdot \rho_l}{\sigma \cdot d_b} \right)^{0.35} \cdot \left(\frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_l} \right)^{-1.73} \quad (1.18)$$

Metoda z wyznacznikiem ciśnień [31] Zakwalifikowano ją do metody ze znanym strumieniem ciepła oraz ze znanym przegrzaniem. Metoda polega na obliczeniu współczynnika wnikania ciepła przy ciśnieniu atmosferycznym α' i przemnożeniu go przez stosunek ciśnienia do ciśnienia atmosferycznego.

$$\alpha = \alpha' \left(\frac{p}{p_a} \right)^{0.4} \quad (1.19)$$

Kruzylin 2 [79]

$$\alpha = 0.0777 \cdot \left(\frac{\rho_g \cdot h_{fg}}{\rho_l - \rho_g} \right)^{0.33} \cdot \left(\frac{\rho_l}{\sigma} \right)^{0.33} \cdot \left(\frac{\lambda^{0.75} \cdot q^{0.7}}{\mu^{0.45} \cdot c_{p,l}^{0.12} \cdot T_{sat}^{0.37}} \right) \quad (1.20)$$

Pioro [13] W korelacji (1.21) użyto stałą empiryczną zależną od cieczy i materiału powierzchni. Jest ona taka sama jak we wzorze Rohsenowa (1.9). Dla wody i miedzi c_{sf} przyjęto jako 0.016, a $m = 1$ (dla wody). Średnica oderwania pęcherza d_b została wyznaczona ze wzoru:

$$d_b = \sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot \rho_l}}$$

$$\alpha = \frac{\lambda_l}{d_b} \cdot c_{sf} \cdot \left(\frac{q}{\rho_g^{0.5} \cdot h_{fg} \cdot (\sigma \cdot g \cdot (\rho_l - \rho_g))^{0.25}} \right)^{\frac{2}{3}} \cdot Pr^m \quad (1.21)$$

Kutateladze [13] We wzorze (1.22) średnica oderwania pęcherza d_b została obliczona w takim sam sposób jak we wzorze (1.21).

$$\alpha = \left[3.37 \times 10^{-9} \cdot \frac{\lambda_l}{d_b} \cdot \left(\frac{h_{fg}}{c_{p,l} \cdot q} \right)^{-2} \cdot \frac{\left(\frac{p}{\rho_g} \right)^2}{(\sigma \cdot g)/(\rho_l - \rho_g)} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (1.22)$$

Michiejew [79] We wzorze (1.23) średnica oderwania pęcherza d_b została obliczona w takim sam sposób jak we wzorze (1.21).

$$\alpha = \frac{Nu \cdot \lambda_l}{\sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot (\rho_l - \rho_g)}}} \quad (1.23)$$

$$Nu = 0.075 \cdot K_q^{0.7} \cdot K_u^{1/3} \cdot Pr^{-1/2}$$

$$K_q = 995 \cdot Pr^{0.5} \cdot K_u^{-0.66} \cdot \left(\frac{g \cdot d_b^3 \cdot p^2}{\mu^2} \cdot \frac{\rho_l}{\rho_l - \rho_g} \right)^{1/4}$$

$$K_u = \frac{\rho_l}{\rho_g} \cdot \frac{c_{p,l} \cdot \sigma}{q \cdot \delta \cdot \rho_l} \cdot \frac{\rho_l}{\rho_l - \rho_g}$$

$$p' = \frac{q \cdot g \cdot \rho_l \cdot \rho_g}{T_{sat} \cdot (\rho_l - \rho_g)}$$

Zmodyfikowana korelacja Rohsenow'a [8] W korelacji (1.21) użyto stałą empiryczną zależną od cieczy i materiału powierzchni. Jest ona taka sama jak we wzorze Rohsenowa (1.9). Dla wody i miedzi c_{sf} przyjęto jako 0.016, a $m = 1$ (dla wody).

$$\Delta T = \frac{c_{sf} \cdot h_{fg} \cdot Pr}{c_p} \cdot \left(\frac{q}{\mu_l \cdot h_{fg} \sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot (\rho_l - \rho_g)}}} \right)^n \cdot \left(\frac{p}{p_a} \right)^m \cdot \left(\frac{A_{zwilone}}{A} \right)^\alpha \quad (1.24)$$

$$\alpha = \frac{q}{\Delta T}$$

Korelacje dla współczynnika wnikania ciepła przy wrzeniu metanolu

Z analizy wymiarowej [55] Korelacja (1.25) pochodzi z analizy wymiarowej. Stałe dla ciśnień p od 27,95 kPa do 97,23 kPa wyznaczył Prasad i inni: $C = 0.4963$, $m = 0.7$, $n = 0.32$. Ciśnienie należy podać w kPa. Nie są one przystosowane do ciśnień rzędu 1 kPa. Dlatego autor w dalszych rozdziałach przedstawił własną propozycję stałych empirycznych: $C = 9.12$, $m = 0.373$, $n = 0.065$.

$$\alpha = C \cdot q^m \cdot p^n \quad (1.25)$$

McNelly [16]

$$\alpha = 0.225 \cdot \left(\frac{q \cdot c_p}{h_{fg}} \right)^{0.69} \left(\frac{p \cdot \lambda_l}{\sigma} \right)^{0.31} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right)^{0.33} \quad (1.26)$$

Mostinsky [16] We wzorze (1.27) założono, że współczynnik wnikania ciepła zależy od ciśnienia krytycznego p_{crit} i ciśnienia zredukowanego $p_r = p/p_{crit}$. Ciśnienie musi zostać podane w barach.

$$\alpha = 0.1276 \cdot p_{crit}^{0.69} \cdot q^{0.7} \cdot F_p \quad (1.27)$$

$$F_p = 1.8 \cdot p_r^{0.17} + 4 \cdot p_r^{1.2} + 10 \cdot p_r^{10}$$

Stephan-Abdelsalam [68] We wzorze (1.28) użyto średnicy oderwania pęcherza takiej samej jak we wzorze (1.18). Przyjęto, że kąt zwilżania $\beta = 45^\circ$ dla wody oraz $\beta = 35^\circ$ dla metanolu.

$$\alpha = 0.0546 \cdot \left(\frac{\lambda_l}{d_p} \right) \left[\left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.5} \left(\frac{q \cdot d_p}{\lambda_l \cdot T_{sat}} \right) \right]^{0.67} \left(\frac{h_{fg} \cdot d_p^2}{a_l^2} \right)^{0.248} \left(\frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_l} \right)^{4.33} \quad (1.28)$$

Kutateladze [16] We wzorze (1.29) użyto stałej empirycznej zależnej od użytej cieczy. W przypadku metanolu $\phi = 0.36$. Ciśnienie należy podać w barach.

$$\alpha = 2.742 \cdot \phi \cdot p^{0.4} \cdot q^{0.7} \quad (1.29)$$

Kruzylin [16] We wzorze (1.30) częstotliwość odrywania pęcherzy opisano korelacją:

$$f = \frac{\rho_l \cdot c_p \cdot \sigma \cdot T_{sat}}{h_{fg}^2 \cdot \rho_g^2 \cdot l}$$

Liczbę zarodków nukleacji:

$$K_q = \frac{q \cdot h_{fg} \cdot \rho_g}{g \cdot (\rho_l - \rho_g) \cdot \lambda \cdot T_{sat}}$$

$$\alpha = 0.082 \cdot \frac{\lambda_l}{l} Pr^{-0.5} \cdot K_q^{0.7} \cdot f^{1/3} \quad (1.30)$$

Kiczgin i Tobielewicz [33] We wzorze (1.31) autorzy wykorzystali bezwymiarową liczbę zaproponowaną przez Kutateladzego:

$$K_p = \frac{p_{sat} \cdot l}{\sigma}$$

Użyto bezwymiarową liczbę Galileusza:

$$Ga = \frac{g \cdot \rho_l^2 \cdot l^3}{\mu^2}$$

$$\alpha = 3.25 \times 10^{-4} \frac{\lambda_l}{l} Re^{0.6} Pr^{0.6} Ga^{0.125} \cdot K_p^{0.7} \quad (1.31)$$

Labuncov [16] We wzorze (1.32) częstotliwość oderwania pęcherzy f obliczono tak samo jak we wzorze (1.30).

$$\alpha = 0.125 \cdot \frac{\lambda_l}{l} (Re \cdot f)^{0.65} \cdot Pr^{1/3} \quad (1.32)$$

1.2 Wpływ niskiego ciśnienia

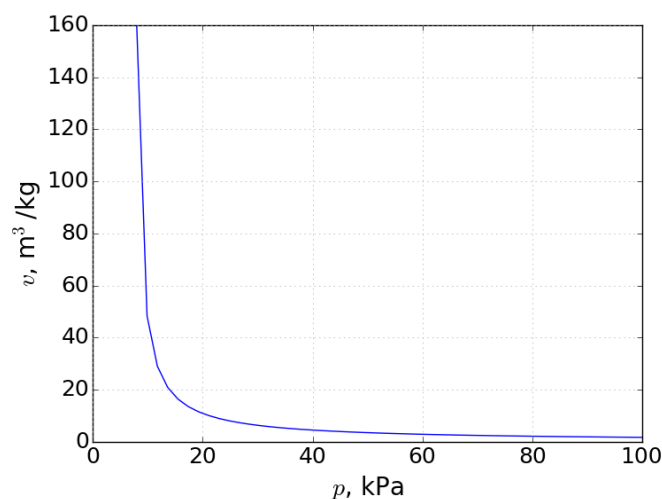
Większość badań nad wrzeniem w dużej objętości przeprowadzone zostało dla ciśnień atmosferycznych lub ciśnień zredukowanych (stosunek ciśnienia do ciśnienia krytycznego, p_e/p_{kr}) nie niższych niż 0,001 (podczas gdy dla wody przy ciśnieniu 1 kPa, ciśnienie zredukowane wynosi $4,5e-5$) [24, 25, 27, 86, 63, 19].

Pierwsze badania wrzenia przy tak obniżonych ciśnieniach przeprowadzili Raben i inni [37], Mitrovic [63] oraz McGillis i inni [37]. Późniejsze badania przeprowadzili Pioro i inni [53], Bhaumik i inni [5], Bailey i inni [3], Choon i inni [8] oraz Michaie i inni [39]. Badania pod kątem wrzenia w adsorpcyjnych urządzeniach chłodniczych wykonali Schnabel i inni [63, 64] oraz Giraud i inni [19, 20]. Badania metanolu przy obniżonym ciśnieniu przeprowadził Prasad i inni [55] oraz Alam i Agarwal [1].

1.2.1 Wpływ na mechanizm wrzenia

Raben i inni [37] przeprowadzili badania nad wrzeniem wody w cylindrycznym naczyniu o średnicy 3,81 cm przy ciśnieniu od 1,3 do 101 kPa. Stwierdzili oni, że najważniejszymi mechanizmami przenoszenia energii w trakcie wrzenia w dużej objętości jest konwekcja naturalna, ciepło parowania oraz lokalnie wymuszona konwekcja związana z ruchem pęcherzy gazowych. Przy niskich ciśnieniach wpływ ciepła parowania zmniejsza się na rzecz konwekcji wymuszonej.

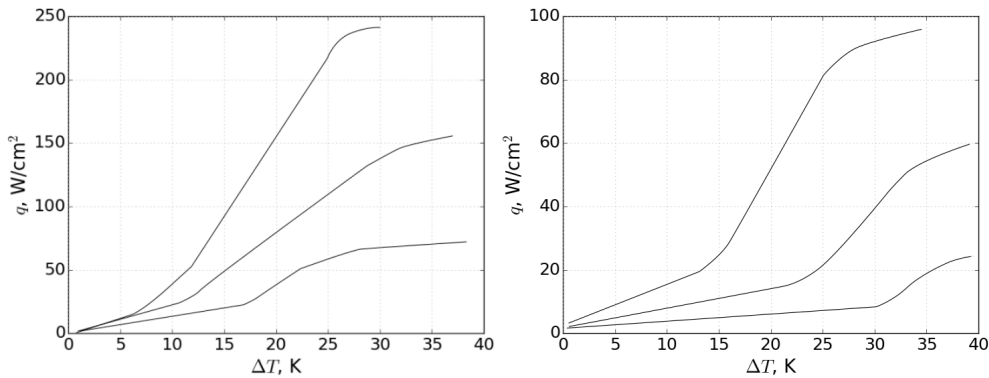
McGillis i inni [37] zauważyli znaczne przesunięcie krzywej wrzenia w kierunku wyższych temperatur przegrzania oraz obniżenie się krytycznego punktu wrzenia. Zaobserwowali, że spośród właściwości fizykochemicznych cieczy, największy wpływ na przenoszenie ciepła ma napięcie powierzchniowe, wyższe w tych warunkach o 20% niż przy ciśnieniu atmosferycznym oraz, jak przedstawiono na Rys. 1.5, stu-krotnie większa objętość właściwa pary.



Rysunek 1.5: Wpływ ciśnienia na objętość właściwą pary, na podstawie [4].

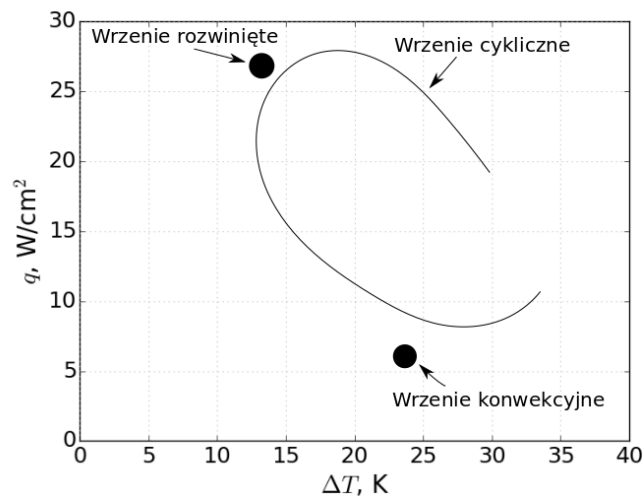
Bailey i inni [3] zauważyli zmianę charakteru krzywej wrzenia w obniżonym ciśnieniu. Badali oni wartości krytycznego strumienia ciepła (rozpoczęcie wrzenia błonowego) w zależności od ciśnienia, dla wody (20 do 300 kPa), metanolu (20 do 500 kPa) i pentanu (75 do 600 kPa). Badania zostały przeprowadzone na płaskiej, miedzianej płycie. Przedstawione na Rys. 1.6 krzywe pokazują „spłaszczenie” charakterystyki wrzenia przy ciśnieniach sub-atmosferycznych powodujące zmniejszenie strumienia przekazywanego ciepła przy takim samym przegrzaniu ścianki.

Giraud i inni [19] wyodrębnili przy niskim ciśnieniu oraz wysokim napełnieniu (powyżej 50 mm) nowy rodzaj wrzenia. Nazwali go wrzeniem cyklicznym (cyclic boiling). Charakteryzuje się on zmiennym w czasie przekazywanym strumieniem ciepła oraz przegrzaniem ścianki, co pokazano na rysunku 1.7. Na podanym wykresie wrzenie konwekcyjne charakteryzuje się większą wartością przegrzania od wrzenia rozwiniętego z powodu zastosowanej metody pomiarowej.



Rysunek 1.6: Wpływ obniżonego ciśnienia na krzywe wrzenia [3].

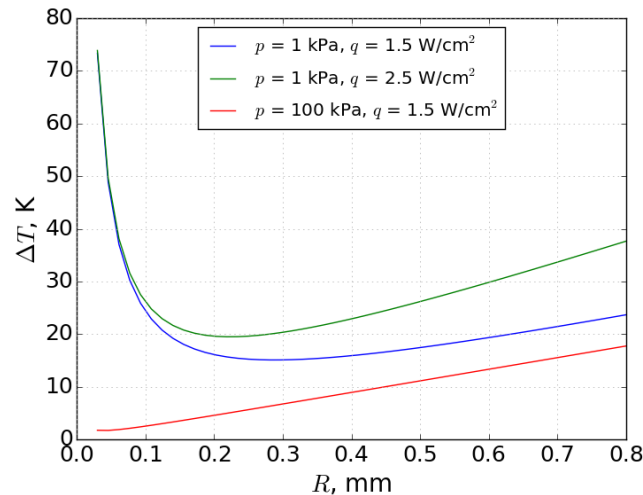
Autorzy używali grzałki elektrycznej, stopniowo zwiększając gęstość strumienia ciepła. Obniżenie poziomu cieczy poniżej 20 mm powoduje zanik tego rodzaju wrzenia. Autorzy wyjaśnili to gradientem temperatury cieczy, opisanym we wcześniejszym akapicie. Duże pęcherze parowe odrywające się z małą częstotliwością powodują mieszanie się cieczy o różnej temperaturze, powodując obniżenie się temperatury grzałki.



Rysunek 1.7: Zmiana gęstości strumienia ciepła w czasie, dla stałego zadanego strumienia ciepła grzałki [19].

Wyniki obliczeń równania 1.2 dla ciśnienia atmosferycznego oraz 1 kPa w funkcji średnicy szczelin przedstawiono na wykresie na Rys. 1.8. W zależności od panującego ciśnienia oraz strumienia ciepła inne wielkości szczelin na powierzchni prowadzą do różnych przegrzań. Konieczność przegrzania warstwy cieczy o grubości równej promieniowi szczeliny (Rys. 1.4)

proceedzi do istnienia takiej średnicy, dla której przegrzanie ścianki będzie najniższe (wzrost strumienia ciepła wymaganego do podgrzania tej warstwy cieczy będzie większy niż spadek strumienia ciepła spowodowany zwiększeniem średnicy) [24].



Rysunek 1.8: Przegrzanie ścianki w zależności od średnicy porów i ciśnienia.

Wraz ze zwiększeniem gęstości strumienia ciepła wzrasta przegrzanie ścianki oraz maleją minimalne średnice. Najniższe możliwe przegrzanie ścianki jest większe dla obniżonych ciśnień.

Wielkość minimalnych szczelin możliwych do aktywacji przy ciśnieniu 1 kPa jest większa (ok. 0,02 mm dla 1 kPa, oraz ok. 0,0001 mm przy ciśnieniu atmosferycznym), oznacza to, że ilość dostępnych zarodków jest mniejsza, co prowadzi do nierównomiernego rozkładu temperatury ścianki, oraz obniżenia gęstości strumienia ciepła poprzez zmniejszenie znaczenia utajonego ciepła parowania i zmniejszenie mieszania cieczy dzięki odrywającym się pęcherzom gazowym. Zbyt mała liczba miejsc powstawania pęcherzy gazowych prowadzi do powstawania obszarów, przy których znajduje się ciecz przegrzana, ale niezmienną fazę [24] - ciepło transportowane jest tylko przez konwekcję naturalną i przewodzenie.

1.2.2 Dynamika nukleacji

Pioro i inni [53] zauważyli, że częstotliwość odrywania się pęcherzy wody rośnie wraz ze spadkiem ciśnienia do ok. 70 pęcherzy na sekundę przy 220 kPa, a następnie spada wraz z ciśnieniem. Przy ciśnieniu atmosferycznym wynosi ok. 60 pęcherzy na sekundę, natomiast przy najniższym sprawdzonym przez niego ciśnieniu, 22 kPa, częstotliwość wynosiła 20 pęcherzy na sekundę. Natomiast średnia prędkość wzrostu pęcherza oraz średnica oderwania pęcherza rośnie zawsze wraz ze spadkiem ciśnienia i przy najniższym ciśnieniu wynosi odpowiednio 500 mm/s i 100 mm. Przy ciśnieniu atmosferycznym wielkości te, to odpowiednio 10 mm/s oraz 1 mm.

Wzrost średnicy pęcherzy i zmniejszenie częstotliwości zaobserwowali również Giraud i inni [19, 20].

1.2.3 Współczynnik wnikania ciepła

W roku 1984, Mitrovic [63] przebadał wrzenie wody w ciśnieniu 3–101 kPa. Eksperyment przeprowadził na miedzianych rurkach zanurzonych w wodzie oraz na miedzianej płaskiej powierzchni posiadającej kanały.

Bhaumik i inni [5] przebadali wrzenie wody, benzenu i toluenu na płaskiej rurce ze stali nierdzewnej w ciśnieniach od 20 do 97 kPa. Zauważyli, że współczynnik wnikania ciepła dla wrzenia zależy od kąta na rurce. Na samej górze rurki, jest on największy, natomiast na samym dole – najmniejszy. Wyznaczyli zależność współczynnika wnikania ciepła od gęstości strumienia ciepła na $\alpha \propto q^{0,7}$.

Schnabel i inni [63] badali rodzaje wymiany ciepła w parowaczach systemów adsorpcyjnych. Zauważyli, że obróbka powierzchni grzejnej ma istotne znaczenie na zmianę rodzaju wrzenia. Zwiększenie chropowatości powierzchni poprzez piaskowanie powoduje obniżenie przegrzania wymaganego do rozpoczęcia wrzenia rozwiniętego o 5 K.

Prasad i inni [55] wyznaczyli współczynnik wnikania ciepła dla metanolu wrzącego na podgrzewanych stalowych rurkach, niektóre z nich były pokryte warstwami miedzi. Zakres ciśnień to 27,95 do 97,23 kPa, a gęstości strumienia ciepła 15,670 do 43,151 kW/m². Autorzy zaproponowali równanie oparte na ich wynikach eksperymentalnych. Zauważyli również, że zwiększenie grubości pokrycia warstwą miedzi zwiększa współczynnik wnikania ciepła tylko do grubości 26 μm .

Alam i Agarwal [1] wyznaczyli współczynnik wnikania ciepła dla różnych cieczy i ich mieszanin, między innymi dla metanolu pod ciśnieniem 44 do 97 kPa. Badanymi powierzchniami były stalowe rurki bez pokrycia oraz z pokryciem miedzią o różnej grubości (maksymalna grubość pokrycia wynosiła 67 μm). Obliczyli własne współczynniki do równania powstałego z analizy wymiarowej, typu $\alpha = C \cdot \dot{q}^n \cdot p^m$, w zależności od cieczy i grubości pokrycia rurki miedzią. Wartości współczynników to $n = 0,7$, $m = 0,32$, a C powinno być zależne od rodzaju cieczy i dla wody wynosi 0,5317. Dla wody przy ciśnieniu 2 kPa Schnabel [63] wyznaczyła współczynnik $C = 3$, $m = 0,15$, natomiast n pozostał taki sam.

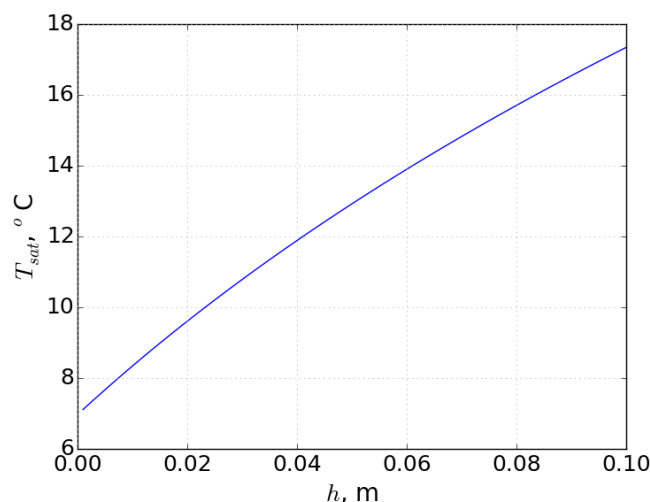
Choon i inni [8] zaproponował modyfikację wzoru Rohsenowa (1.9) dla obniżonych ciśnień, w postaci wzoru (1.24). Modyfikację sprawdził dla ciśnienia 1,8 kPa i gęstości strumienia ciepła od 1 do 5 W/cm². Ponadto zauważył, że niemodyfikowane równanie Rohsenowa i równanie Gorenflo nie mają zastosowania dla ciśnień niższych niż 10 kPa.

1.2.4 Wpływ wysokości cieczy

Niskie ciśnienia charakteryzują się zwiększeniem wpływu napełnienia zbiornika na wymianę ciepła (większa zmiana temperatury nasycenia spowodowana ciśnieniem hydrostatycznym).

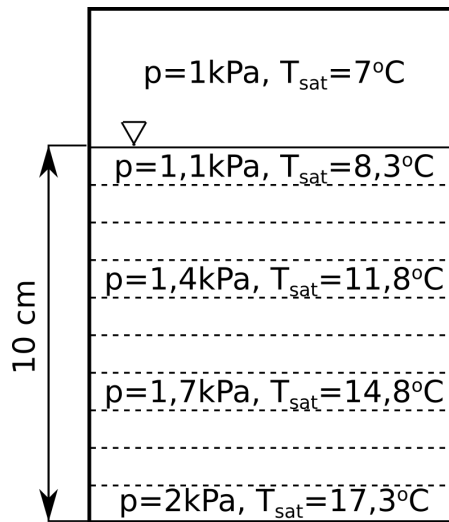
Wpływ ten jest pomijany przy ciśnieniu atmosferycznym [53]. Schnabel i inni zauważyli, że w rejonie wrzenia pęcherzowego, gęstość strumienia ciepła przekazanego przez przegrodę zwiększa się dwukrotnie przy zmianie napełnienia z 10 do 20 mm. Według autorów, spowodowane było to konstrukcją stanowiska. Pomiedzy badaną powierzchnią, a ścianką zbiornika znajdowała się przestrzeń wypełniona przechłodzoną cieczą czynnika, która przy oderwaniu pęcherzy napływała na ściankę.

Giraud i inni [19] zwrócili uwagę na to, że w niskim ciśnieniu ważną rolę odgrywa niehomogeniczne przechłodzenie czynnika. Oznacza to, że w zależności od odległości od wolnej powierzchni (granica fazowa ciecz-para), temperatura nasycenia ma inną wartość spowodowaną zmianą ciśnienia poprzez ciśnienie hydrostatyczne. Zmianę temperatury nasycenia na różnych głębokościach prezentuje wykres z rysunku 1.9 - założono tam, że ciśnienie pary na powierzchni cieczy wynosi 1 kPa. Pęcherz gazowy powstający na ściance będącej 10 cm pod powierzchnią czynnika ma temperaturę nasycenia wyższą o ok. 10 K. Przedstawiono to na rys 1.10. Biorąc pod uwagę zwiększoną średnicę pęcherzy, która może mieć wielkość kilku centymetrów [53, 19, 20, 39] można zauważyć, że pęcherz o zadanej temperaturze i ciśnieniu otoczony jest przez ciecz, posiadającą niższą od niego temperaturę i ciśnienie. Zmienia to równowagę sił działających na pęcherz oraz powoduje częściową kondensację pary lub wolniejszy wzrost pęcherza w jego górnej części. Różnice temperatury na około pęcherza dodatkowo wprowadzają gradację napięcia powierzchniowego na jego powierzchni.



Rysunek 1.9: Wpływ wysokości słupa cieczy na temperaturę nasycenia, przy ciśnieniu 1 kPa.

W innej pracy, Giraud i inni [20] zbadali powstawanie pęcherzy przy wysokości słupa cieczy mniejszej niż ich średnica. Zaobserwowali oni że pęcherz rośnie powyżej poziomu cieczy i czasem pęka, a czasem zapada się pod własnym ciężarem. Autorzy nie zaobserwowali przy tym żadnej zależności na to kiedy pęcherz pęka, a kiedy może rosnąć tak długo aż się zapadnie. Zaobserwowali jednak, że jeśli pęcherz będzie rosnąć, ciecz napływająca na jego wierzchołek dzięki siłom



Rysunek 1.10: Przechłodzenie panujące w zbiorniku przy niskim ciśnieniu pary (1 kPa).

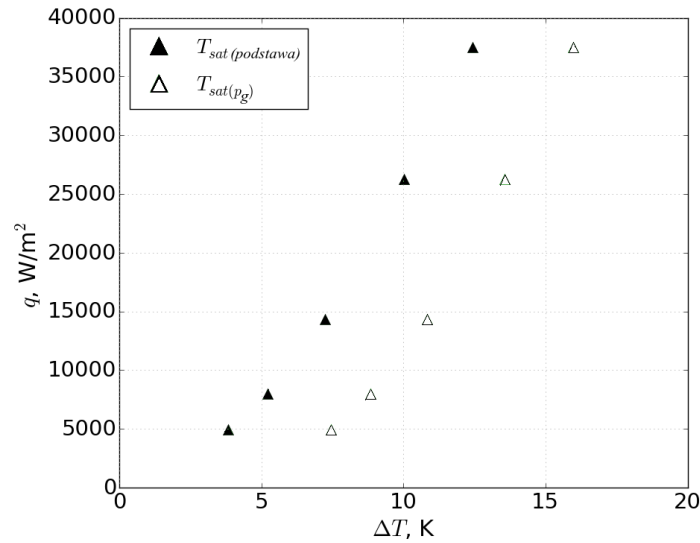
kapilarnym, będzie mieć prędkość wystarczającą do wytworzenia wiru na jego szczycie. Samo powstawanie takich pęcherzy nie wpływa na współczynnik wnikania ciepła, ponieważ zachodzi ono z małą częstotliwością, aby odparowanie mogło istotnie wpłynąć na współczynnik wnikania ciepła, a przy tak małych wysokościach ciecży oderwanie pęcherza nie powoduje intensywnego mieszania ciecży. Temperatura ścianki przy niższych napełnieniach jest bardziej stabilna.

Obserwacje te prowadzą do pytania w jaki sposób przedstawić przegrzanie ścianki dla wrzenia przy ciśnieniu sub-atmosferycznym. Czy należy przedstawić je jako różnicę między temperaturą ścianki T , a temperaturą nasycenia dla ciśnienia przy podstawie $T_{\text{sat}(\text{podstawy})}$, czy temperaturą nasycenia dla ciśnienia pary $T_{\text{sat}(p_g)}$.

Przedstawienie przegrzania względem ciśnienia przy podstawie jest podejściem bardziej podstawowym i oddającym lepiej mechanizm wrzenia. Ciśnienie wewnątrz pęcherza jest bezpośrednią przyczyną wymaganego przegrzania, jak opisano to za pomocą równań (1.1) i (1.2). Natomiast ciśnienie w pęcherzu jest zależne od ciśnienia otaczającej go ciecży.

Istnieje również aspekt „reklamowy” takiego przedstawienia przegrzania ścianki ΔT_{sat} . Po pobieżnym przeglądzie krzywych wrzenia, powierzchnie lub wymienniki wydają się lepiej przenosić ciepło w zadanych warunkach. Powodem tego jest mniejsze przegrzanie dla tej samej gęstości strumienia ciepła. Przedstawiono to na Rys. 1.11, który został stworzony na podstawie wyników opisanych w rozdziale 3. Pełne znaczniki oznaczają przegrzanie względem temperatury nasycenia przy podstawie $T_{\text{sat}(\text{podstawy})}$. Puste to przegrzanie względem temperatury nasycenia dla ciśnienia pary $T_{\text{sat}(p_g)}$. Wysokość słupa ciecży, to 2,87 cm. Pomimo, że na wykresie umieszczono te same wyniki, sposób ich przedstawienia może być mylący dla osoby niewgłębiającej się w temat wrzenia przy niskim ciśnieniu. Przedstawienie wyników względem ciśnienia przy podstawie może sugerować, że w realnym urządzeniu przegrzanie również będzie niższe.

Badania przeprowadzone w niskim ciśnieniu wskazują na przesunięcie zarodkowania w kie-



Rysunek 1.11: Różnica w przedstawianiu przegrzania ścianki.

runku przegrzań większych niż 10 K [86, 63, 19, 37]. Sugeruje to, że w parowaczach adsorpcyjnych urządzeń chłodniczych, gdzie przegrzania powinny być mniejsze niż 6 K, dominującym mechanizmem przenoszenia ciepła jest konwekcja naturalna. Większość istniejących korelacji i modeli dla konwekcji naturalnej wykorzystuje różnicę temperatur między temperaturą powierzchni T , a temperaturą płynu nieskończenie odległego T_∞ . W tym wypadku temperaturą taką jest temperatura nasycenia dla ciśnienia pary $T_{sat}(p_g)$.

Rzeczywista temperatura cieczy przy ściance, oraz w jej objętości nie jest znana. Z powodu wskazanej wcześniej niehomogeniczności temperatury nasycenia, wrzenie może być uznane jako wrzenie w warunkach cieczy przechłodzonej. Pomimo, że ciecz przy granicy fazowej z parą (na górze) znajduje się w warunkach nasycenia.

Ciśnienie pary jest łatwiejsze do zmierzenia. Nie ma potrzeby na przeliczanie wyników pomiaru z przetworników ciśnienia. W niektórych sytuacjach może być to niemożliwe, ze względu na brak pomiaru wysokości słupa cieczy. Ponadto w adsorpcyjnych urządzeniach chłodniczych, ciśnienie pary podczas wrzenia jest istotnym parametrem. Wprowadzanie kolejnej wielkości ciśnienia w jednym elemencie urządzenia może być utrudnieniem dla osób go obsługujących.

W poniższej pracy zdecydowano się przedstawiać przegrzanie ścianki względem temperatury nasycenia dla ciśnienia przy ściance $T_{sat}(podstawa)$. Spowodowane jest to naciskiem pracy na aspekt badań podstawowych.

Rozdział 2

Chłodnicze systemy adsorpcyjne w trigeneracji

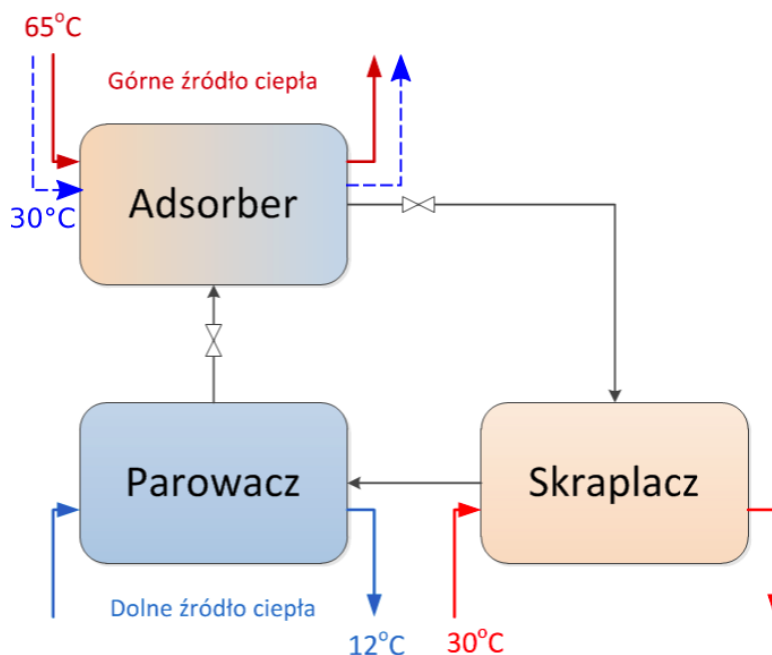
Opisany proces wrzenia przy niskim ciśnieniu znajduje zastosowanie w niskociśnieniowych parowaczach. Używane mogą być one w adsorpcyjnych urządzeniach chłodniczych będących częścią systemów trigeneracji.

2.1 Adsorpcyjne urządzenia chłodnicze

Adsorpcyjne urządzenia chłodnicze działają na zasadzie podobnej do sprężarkowych urządzeń chłodniczych. Ideowy schemat przedstawiono na Rys. 2.1. Składają się one z: parowacza (gdzie odbierane jest ciepło z medium chłodzonego i otrzymywany jest efekt chłodniczy), skraplacza (gdzie ciepło dostarczone do układu chłodniczego jest wydalone poza układ), elementu obniżającego ciśnienie oraz elementu zwiększającego ciśnienie. W sprężarkowych układach chłodniczych ten ostatni element to sprężarka, natomiast w adsorpcyjnych urządzeniach jest to jeden lub kilka adsorberów.

Pojedynczy adsorber działa cyklicznie, na zasadzie naprzemiennych procesów adsorpcji (wiązaną się cząsteczek na powierzchni lub granicy faz) i desorpcji (uwalnianie cząsteczek). Wypełniony jest on substancją zwaną adsorbentem, która charakteryzuje się dużą powierzchnią zewnętrzną. Jeden gram adsorbentu zazwyczaj posiada powierzchnię około 300-800 m² [57]. W technice chłodniczej najczęściej stosuje się adsorpcję fizyczną, wykorzystującą siły van der Waals'a do wiązania cząsteczek. Są to najslabsze oddziaływania międzycząsteczkowe, mogące rozerwać się dzięki stosunkowo małym drganiom termicznym, występującym przy temperaturach 55°C [57].

Przyjmując za początek cyklu punkt "A" na Rys. 2.2 można przyjąć że, zbiornik znajdujący się w adsorberze posiada ciśnienie oraz temperaturę panującą w parowaczu. Zawory adsorbera są zamknięte i do złoża doprowadzone zostaje ciepło z górnego źródła ciepła. Rozpoczyna się izosteryczne (o stałym nasyceniu w) ogrzewanie złoża. Rośnie temperatura oraz ciśnienie.

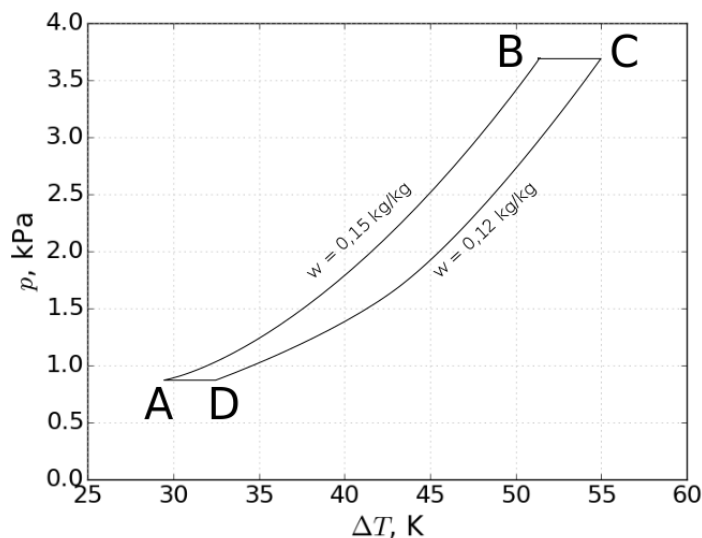


Rysunek 2.1: Schemat podstawowego adsorpcyjnego układu chłodniczego z jednym adsorberem.

Gdy złoże oraz para czynnika osiągnie temperaturę punktu "B" czynnik zacznie desorbować z adsorbentu, zmniejszając nasycenie na adsorbencie. Temperatura złoże rośnie, natomiast ciśnienie jest stałe, ponieważ w tym czasie otwiera się zawór między adsorberem a skraplaczem i zdesorbowany czynnik dyfunduje do skraplacza. Skroplony związek następnie przepływa do parowacza poprzez połączenie obniżające jego ciśnienie. Tam odparowując odbiera ciepło z medium chłodzonego i w postaci pary kieruje się do adsorbera. W tym czasie, gdy adsorber osiągnie temperaturę zbliżoną do temperatury górnego źródła, w punkcie "C" (różnica temperatur jest ustalana przez projektanta, ale zwykle jest nie mniejsza niż 5 K), zamykają się wszystkie jego zawory i zamiast górnego źródła ciepła dostarczane jest do niego medium chłodzące (zazwyczaj to samo które chłodzi skraplacz). Temperatura oraz ciśnienie urządzenia zaczyna spadać, aż osiągnie punkt oznaczony jako "D". Wtedy zawór między adsorberem a parowaczem otwiera się i para czynnika zostaje zaadsorbowana przez złoże [70].

Z powodu cykliczności pracy jednego adsorbera stosuje się w praktyce układy dwu- lub trzy-adsorberowe. Zasada ich działania jest taka sama jak urządzenia z jednym adsorberem. Różnica polega tylko na odpowiednim przełączaniu adsorberów między wymiennikami ciepła.

Maksymalna osiągalna wydajność chłodnicza obiegu adsorpcyjnego zależy od różnicy zdolności adsorpcyjnej adsorbentu odpowiednio po zakończeniu procesu adsorpcji w_{max} (adsorbent nasycony dla T_{ads}) oraz procesu regeneracji złoże w_{min} (adsorbent nasycony dla T_{des}). Różnica tych dwóch wartości jest to zdolność adsorpcyjna złoże w danym zakresie temperatur pracy Δw , wyrażona w kilogramach czynnika roboczego na kilogram adsorbentu. Oznacza ona fak-



Rysunek 2.2: Zależność ciśnienia od temperatury dla cyklu zachodzącego w adsorberze.

tyczną ilość czynnika chłodniczego dostępnego w danym cyklu z jednego adsorbera. Jest zależna od ciśnienia panującego w adsorberze, a więc i w parowaczu.

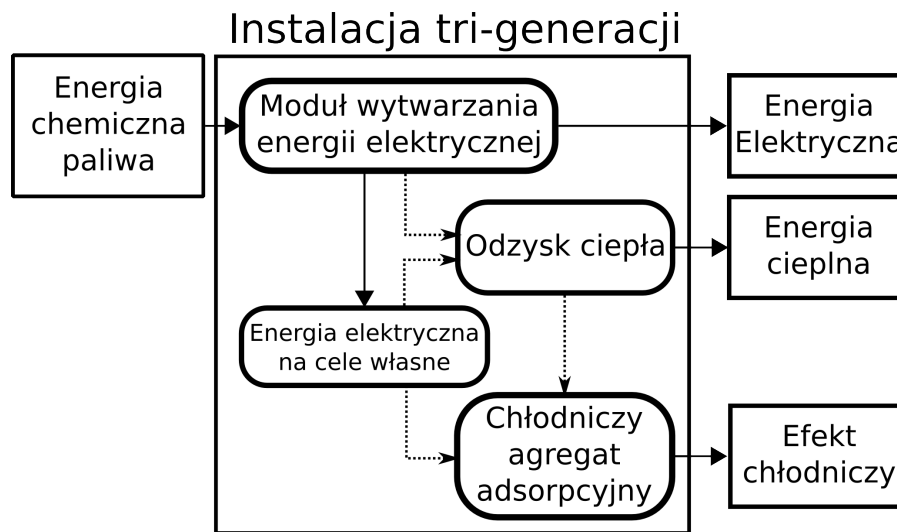
2.2 Przykłady instalacji trigeneracyjnych

Schemat blokowy instalacji trigeneracyjnej z podsystemem adsorpcyjnym przedstawiono na Rys. 2.3. Energia chemiczna paliwa jest przekształcana w energię cieplną nośnika, a następnie zużytkowana do produkcji energii elektrycznej. Ciepło par opuszczających turbinę może zostać skierowane do miejskiej instalacji ciepłowniczej, zakładowej instalacji ciepłowniczej, do procesu produkcyjnego i/lub do zasilania skojarzonego systemu adsorpcyjnego. Efekt chłodniczy wygenerowany w tym ostatnim może zostać wykorzystany bezpośrednio do chłodzenia lub być skierowany do zbiorników akumulacyjnych.

Sprawność systemu trigeneracyjnego η_{tri} oblicza się jako sumę produktów do nakładu paliwa. Zmniejszenie strat i jednocześnie wzrost efektywności (mocy) obiegu chłodniczego Q_0 prowadzi do istotnej poprawy tego wskaźnika. Wzór ogólny ma postać równania (2.1).

$$\eta_{tri} = \frac{\dot{W}_e + Q_0 + Q_g}{\dot{Q}_l} \quad (2.1)$$

Zaletami instalacji adsorpcyjnych są wskaźniki ekologiczne oraz brak elementów ruchomych. Obiegi adsorpcyjne bazują na naturalnych czynnikach chłodniczych, takich jak woda lub metanol. Zastosowanie tych instalacji w układach trigeneracji prowadzi do zmniejszenia emisji gazów cieplarnianych w postaci syntetycznych czynników chłodniczych. Ponadto, obniża wskaźniki



Rysunek 2.3: Schemat blokowy układu trigeneracyjnego z podsystemem adsorpcyjnym.

emisji CO₂ przez ograniczenie zużycia energii elektrycznej na potrzeby systemów klimatyzacyjnych.

Wydajność ziębnicza takiego systemu zależy od własności fizyko-chemicznych zastosowanej pary roboczej (zdolności adsorpcyjnej w zakresie temperatur pracy) oraz ciepła przemiany fazowej adsorbtywu (czynnika chłodniczego) [34]. W zależności od pożądanej wydajności instalacji, może to oznaczać konieczność stosowania nawet setek kilogramów czynnika adsorbującego. Zwiększona ilość adsorbentu przekłada się na większy rozmiar zbiorników, a więc większą pojemność cieplną instalacji i dłuższą dyfuzję czynnika w złożu, co nie pozostaje bez wpływu na efektywność. Podobna zależność dotyczy pozostałych wymienników ciepła: skraplacza i parowacza.

Istnieje niewiele działających adsorpcyjnych systemów trigeneracyjnych, a większość z nich stanowią instalacje eksperymentalne lub stosunkowo nowe i małe obiekty. Z tego względu nie istnieje jeszcze duża baza długoterminowych danych przedstawiających działanie takich systemów [70, 80].

Pierwszymi urządzeniami trigeneracyjnymi produkowanymi seryjnie były urządzenia pracujące na silikażelu i wodzie, produkowane przez firmę Nishiyodo Kuchouki [80]. Zalecana temperatura regeneracji T_{des} wynosi w nich 90°C, a temperatura odparowania T_0 3°C. Rezultaty uzyskiwane przez Wanga, cytowanego w [80] to: $T_0 = 6-15^\circ\text{C}$, $T_{des} = 80^\circ\text{C}$ i 2,5 kW mocy ziębniczej Q_0 , przy sprawności $COP = 0,7$; zaowocowały budową coraz większych obiektów. Jedna z największych instalacji trigeneracyjnych stosujących adsorpcyjne urządzenia chłodnicze uzyskuje ponad 100 kW mocy chłodniczej [70].

Kong i inni, na uniwersytecie Jiao Tong w Szanghaju, [80, 71] zbudowali system z 10 kW chłodziarką adsorpcyjną (para robocza silikażel – woda) napędzaną przez silnik gazowy o mocy 12 kW_e i 28 kW_t. Ciepło na potrzeby ogrzewania skierowano do podłogowego układu grzew-

czego. Ponadto w systemie znajduje się układ odzysku ciepła, zbiornik ciepłej wody oraz wieża chłodnicza. Jest to jeden z najmniejszych systemów trigeneracyjnych aktualnie użytkowanych [80]. Przy temperaturach regeneracji T_{des} dochodzących do 95°C chiller osiąga COP równe $0,3\text{--}0,4$, co przekłada się na sprawność całego systemu trigeneracyjnego powyżej 70% . Ten sam system został zbadany przez Li oraz Wu [71], ich badania wykazały dużą zależność wydajności chłodziarki od zmian obciążenia elektrycznego systemu. Okres zwrotu inwestycji oszacowano na niewiele ponad 3 lata [80].

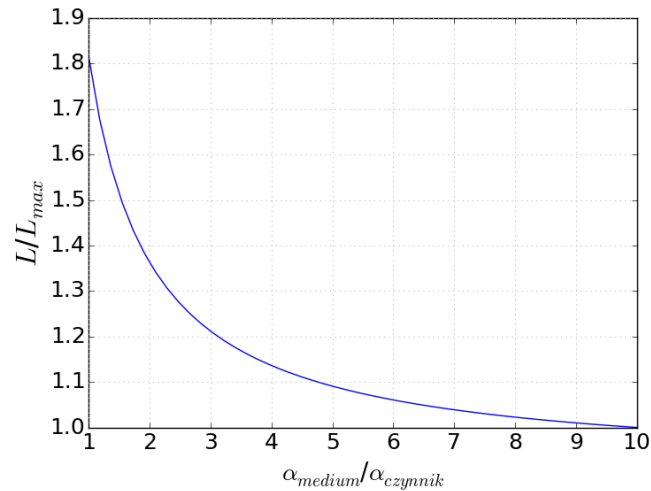
Zhai i inni [71] zaproponowali system trigeneracyjny ze skupiającymi kolektorami słonecznymi zapewniającymi ciepło do produkcji energii elektrycznej oraz do regeneracji złoża silikażelu. Jednak przeprowadzona przez nich analiza ekonomiczna wykazała okres zwrotu równy 18 lat.

Dużym zainteresowaniem cieszą się małe, mobilne systemy trigeneracyjne [83, 75, 82, 62]. Prace badawcze prowadzone były nad zastosowaniem adsorpcyjnych systemów trigeneracji w branży samochodowej [83, 82, 62], jednak z powodu dużych gabarytów oraz masy prace zostały zaniechane. Instalacje takie znalazły natomiast potencjalne zastosowanie w sektorze statków i kutrów rybackich. Yong oraz Wang [83, 75] wskazują prototypową instalację do produkcji lodu. W tym zastosowaniu ciepło spalin z silnika Diesel'a wykorzystane jest do napędu wytwornicy lodu stosującej parę roboczą węgla aktywnego z metanolem. W tym zastosowaniu uzyskana moc to $17,8\text{ kW}$, temperatura desorpcji wynosi 130°C , a temperatura odparowania -15°C .

2.3 Konstrukcje parowaczy stosowane w systemach adsorpcyjnych

Parowacze stosowane w adsorpcyjnych systemach chłodniczych działają albo na podstawie wrzenia w objętości albo odparowania z cienkiej warstwy cieczy (parowacze ociekowe oraz parowacze wykorzystujące siły kapilarne) [63, 65, 67]. W literaturze więcej prac poświęconych jest zjawisku parowania z cienkiej warstwy, niż wrzeniu w objętości [69, 56].

Wymiana ciepła w wymienniku ciepła ograniczana jest przez stronę o największych oporach cieplnych. W parowaczach systemów sprężarkowych zwykle jest to strona medium chłodzonego. Z tego powodu, po jego stronie stosuje się elementy dodatkowo zwiększające konwekcję, jak żebra czy turbulatory. Z obliczeń wynika, że zwiększanie współczynnika wnikania ciepła α po jednej ze stron jest zasadne dopóki nie jest on ponad dwukrotnie większy [85]. W przeciwnym wypadku dalszy wzrost współczynnika wnikania ciepła α po stronie dominującej nie powoduje znacznego wzrostu całkowitego współczynnika wymiany ciepła k , a więc spadku wymaganej długości wymiennika, co przedstawiono na Rys. 2.4. W parowaczach systemów adsorpcyjnych współczynnik wnikania ciepła po stronie medium i czynnika jest podobny. Najczęstszy współczynnik wnikania ciepła po stronie medium, to około $3\text{--}4\text{ kW/m}^2\text{K}$, więc intensyfikacja wrzenia najbardziej opłacalna jest do wartości współczynnika wnikania ciepła $6\text{--}8\text{ kW/m}^2\text{K}$.



Rysunek 2.4: Stosunek wymaganej długości wymiennika do długości gdy współczynniki wnika-
nia ciepła po obu stronach są sobie równe.

2.3.1 Parowacze objętościowe

Wrzenie w objętości jest to proces przemiany fazowej cieczy w parę zachodzący w nieru-
chomej objętości. Jedynym ruchem jest tu mieszanie się cieczy, które zachodzi tylko poprzez
konwekcję oraz ruch pęcherzy gazowych, nie jest zaś indukowany przez elementy zewnętrzne,
takie jak pompa. Najczęstszym rodzajem wymiennika ciepła przy wrzeniu w objętości jest wy-
miennik płaszczowo-rurowy przedstawiony na Rys. 2.5a [63, 64, 38]. Zbudowany jest on z płasz-
cza, w którym znajduje się wrzący czynnik chłodniczy oraz poziomych rzędów rur, w których
przepływa medium grzewcze (ochładzane). Rury mogą być dodatkowo żebrowane, zaś w ich
wnętrzu mogą znajdować się turbulatory zwiększające współczynnik wnika-
nia ciepła [26].

Największą zaletą tej konstrukcji jest brak elementów ruchomych po stronie czynnika chłod-
niczego, co w przypadku systemów adsorpcyjnych jest dodatkowym atutem. Wadą tych wy-
mienników jest mały współczynnik wnika-
nia ciepła α po stronie wrzącej, nie większy niż $1.5 \text{ kW/m}^2\text{K}$, dla przegrzań większych niż 10 K . Przegrzania mniejsze, do ok. 5 K charaktery-
zują się współczynnikiem wnika-
nia ciepła rzędu $0,5\text{-}0,9 \text{ kW/m}^2\text{K}$ [37, 86, 27, 63]. Dodatkowym
utrudnieniem jest duży wpływ ciśnienia hydrostatycznego na proces wrzenia oraz na tempera-
turę nasycenia [63, 19]. Dla poziomu cieczy równego 10 cm różnica ciśnień p dla wody wynosi
 1 kPa , co przekłada się w warunkach sub-atmosferycznych na różnicę $10,5 \text{ K}$ w temperaturze
nasycenia T_{sat} , podczas gdy dla ciśnienia atmosferycznego różnica ta była by pomijalnie mała
(ok. $0,3 \text{ K}$). Z tego powodu wymienniki bazujące na wrzeniu w objętości stosowane są w ma-
łych jednostkach oraz stosowane były w pierwszych adsorpcyjnych urządzeniach chłodniczych
[62, 71].

2.3.2 Parowacze ociekowe

W parowaczach ociekowych nie dochodzi do wrzenia rozwiniętego - efekt chłodniczy uzyskiwany jest poprzez odparowanie czynnika z granicy fazowej między cieczą, a gazem [17, 61, 23]. Grubość warstwy czynnika jest mniejsza niż 1 mm, dlatego można przyjąć, że ciepło przenieszone jest głównie poprzez przewodzenie w warstwie przyściennej [2]. Współczynnik wnikania ciepła dla kondukcji zależy od grubości filmu, jednak przy podciśnieniach opór cieplny objętości wrzącego czynnika jest większy niż dla parującego filmu [17, 26].

Budowa ociekowego wymiennika ciepła w wersji horyzontalnej przedstawiona jest na Rys. 2.5. Jest to również konstrukcja płaszczowo-rurowa. Czynniki spływa na pęk rur złożony z rzędów oraz kolumn. Dostarczany jest on poprzez system rozprowadzania znajdujący się powyżej pęczka rur. Następnie opływając rurę tworzy na jej powierzchni warstwę cieczy Rys. 2.5. Ciepło przekazane od medium chłodzonego do czynnika powoduje odparowanie jednostkowej części masy. Reszta nieodparowanego ziębnika spływa na rury poniżej, gdzie kontynuowany jest proces odparowania. Ziębnik nieodparowany na ostatnim rzędzie rur jest zawracany do systemu rozprowadzania poprzez pompę.



Rysunek 2.5: Schemat ideowy: a) parowacza ociekowego, b) opływu rurki.

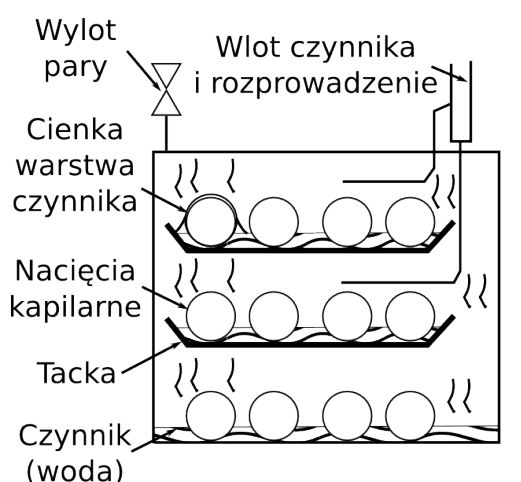
Dla przegrzania ścianki równego 5 K możliwe jest uzyskanie współczynnika wnikania ciepła około $4 \text{ kW/m}^2\text{K}$ [64]. Sposób rozprowadzania ziębnika wpływa na jednorodność filmu opływającego rurę. Najczęściej stosowane systemy to usytuowane bezpośrednio nad rurami z chłodzonym medium: rury perforowane, spiekane porowate rury, płyta perforowana, płyta z dyszami lub rura z dyszami [23]. Według Habert'a [23] dzięki zastosowaniu płyty perforowanej lub spiekanej porowatej rury można uzyskać 20% większy współczynnik wnikania ciepła niż przy innych rodzajach rozprowadzenia ziębnika. Jego badania przeprowadzone zostały dla jednego rzędu rur. Ribatski i inni [61] uważają, że wpływ rodzaju rozprowadzenia czynnika po rurach jest pomijalny dla wszystkich rzędów rur, oprócz rzędu pierwszego.

Największą wadą parowaczy ociekowych jest konieczność zastosowania pompy do recyrkulacji czynnika, który nie odparuje na ostatnich rzędach rur. Pompy pracujące na podciśnieniu stosowanym w chłodnictwie adsorpcyjnym są drogie i zdarza się iż są poddane kawitacji (obser-

wacja autora). Ponadto pompa jest elementem podatnym na zepsucie i pobierającym dodatkową energię elektryczną, co według niektórych autorów przeczy sensowności stosowania chłodziarek adsorpcyjnych [86, 63, 64, 75]. Zbyt duża lub zbyt mała prędkość spływu cieczy po rurkach może prowadzić odpowiednio do zalewania ostatnich rzędów rur lub do wysychania części rur, prowadząc do zmniejszenia współczynnika wnikania ciepła α [17]. Ponadto wymienniki te nie nadają się do zastosowań mobilnych.

2.3.3 Parowacze kapilarne

Innym rodzajem parowaczy wykorzystujących odparowanie czynnika z cienkiej warstwy cieczy są parowacze kapilarne (ang.: capillary assisted evaporation, rising film evaporation). Ich budowa również opiera się na wymienniku płaszczowo-rurowym, schemat przedstawiono na Rys. 2.6. W tego typu parowaczach rury z chłodzonym medium mają na powierzchni nacięcia rzędu dziesiętej milimetra, nawalcowane druty lub nałożoną warstwę materiału porowatego. Zanurzone są one częściowo w czynniku chłodniczym. Dzięki efektowi kapilarnemu czynnik zostaje wciągnięty na powierzchnię rury tworząc warstwę cieczy o mniejszej grubości niż w parowaczu ociekowym. Jako że prędkość przepływu w tym przypadku jest pomijalnie mała, przyjmuje się że jedyną istotną formą przenoszenia ciepła jest tu kondukcja [74].



Rysunek 2.6: Schemat ideowy parowacza wykorzystującego siły kapilarne.

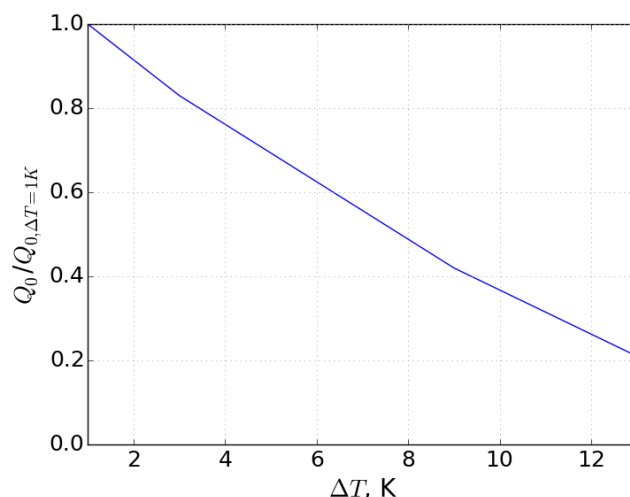
Według niektórych badaczy, możliwe jest osiągnięcie wyższych współczynników wnikania ciepła, rzędu 5–13 kW/m²K [76, 35, 67]. Inne badania pokazują natomiast, że współczynnik α jest mniejszy o 10% dla dwóch takich samych rurek przy jednakowym przegrzaniu ścianki równym 5 K [64]. Według Thimmaiah i innych wymienniki tego typu najlepiej sprawują się w małych (do 2 kW mocy chłodniczej) urządzeniach chłodniczych [67].

Wadą takiej konstrukcji jest ograniczona wysokość podnoszenia cieczy przez kanaliki na rurach, przez co rury muszą mieć odpowiednią średnicę. Produkcja takich wymienników jest

stosunkowo droga z powodu wymaganej dużej dokładności wykonania kanalików oraz odpowiedniego rozprowadzenia czynnika po rurach. Wymienniki te również nie nadają się do aplikacji mobilnych.

2.4 Wpływ temperatury parowania na system adsorpcyjny

Wpływ ciśnienia par w parowaczu na pracę adsorbera zwiększa wpływ różnicy temperatur między czynnikiem chłodniczym, a medium chłodzonym. Obniżając tę różnicę można osiągnąć większe moce całego urządzenia z powodu większej zdolności adsorpcyjnej adsorbentu. Obniżenie różnicy temperatur w wymienniku zwiększa też jego sprawność, co jest powszechnie znanym zjawiskiem w termodynamice. W tradycyjnych urządzeniach sprężarkowych, różnica ta wynosi 5–8 K i nie wpływa tak mocno na pracę systemu, jak w urządzeniach adsorpcyjnych, co przedstawiono na Rys. 2.7. Oznacza to, że optymalizacja parowaczy adsorpcyjnych urządzeń chłodniczych musi brać pod uwagę również wartość tej zmiennej.



Rysunek 2.7: Stosunek mocy chłodniczej przy zadanej różnicy temperatur między czynnikiem a medium do mocy chłodniczej (obliczenia własne).

Ciśnienie w adsorberze p_{ads} jest takie samo jak w parowaczu p_0 . Zdolność sorpcyjna (nasylenie) w , czyli ilość czynnika jaka może zostać zaadsorbowana przez adsorbent, jest zależna od ciśnienia. Maksymalna ilość czynnika chłodniczego dostępnego w urządzeniu adsorpcyjnym jest to różnica między zdolnością adsorpcyjną pod koniec procesu adsorpcji w_{max} , a zdolnością pod koniec procesu desorpcji w_{min} . Oznacza to, że temperatura wrzenia czynnika T_{sat} , poprzez określenie ciśnienia, ustala maksymalną ilość czynnika chłodniczego krążącego w instalacji, a więc

i maksymalną wydajność (moc) chłodniczą Q_0 . Im wyższa temperatura wrzenia, tym wyższa zdolność sorpcyjna [35].

Temperatura nasycenia T_{sat} w parowaczu określa również maksymalną możliwą temperaturę skraplania T_s ponieważ ciśnienie w trakcie desorpcji p_{des} jest takie samo jak w skraplaczu. Aby w adsorpcyjnym urządzeniu chłodniczym istniała różnica zdolności adsorpcyjnej między adsorpcją, a desorpcją różnica ciśnień między tymi procesami nie może być za duża. Żeby przy temperaturze złoża T_{des} równej 60°C doszło do desorpcji, ciśnienie panujące w zbiorniku nie może być większe niż to odpowiadające temperaturze skraplania T_s $35,5^\circ\text{C}$ [25].

Rozdział 3

Metody intensyfikacji procesu wrzenia

Rodzaje intensyfikacji wrzenia można podzielić na aktywne, pasywne i mieszane.

Metody aktywne polegają na dostarczeniu dodatkowej energii do systemu. Najczęstszym przypadkiem aktywnej intensyfikacji wrzenia jest wprowadzenie cieczy w ruch (mieszanie lub przepływ) powodujące zwiększenie konwekcji oraz wprowadzające dodatkową siłę odrywającą pęcherze gazowe [68]. Innymi metodami aktywnej intensyfikacji wrzenia są metody polegające na zwiększeniu częstotliwości oderwania pęcherzy, poprzez doprowadzenie do cieczy pola elektromagnetycznego [36] lub poprzez doprowadzenie fali dźwiękowej [14].

Metody pasywne polegają na zwiększeniu powierzchni wymiany ciepła lub na wprowadzeniu powierzchni promujących powstawanie pęcherzy gazowych. W pierwszym przypadku są to powierzchnie rozwinięte, tzw. żebra, w drugim mogą być dodane surfaktanty, może być to zmiana chropowatości lub stworzenie sztucznych miejsc nukleacji [54]. Metody te nie powodują dostarczenia lub wykorzystania dodatkowej energii.

Metody mieszane, to takie łączące oba wyżej wymienione rodzaje intensyfikacji.

W adsorpcyjnych urządzeniach chłodniczych najlepszą metodą intensyfikacji wymiany ciepła powinna być metoda pasywna, ponieważ nie wymaga ona doprowadzenia dodatkowej energii ani elementów ruchomych. W niniejszej pracy postanowiono wykorzystać powierzchnie łączące oba rodzaje pasywnej intensyfikacji wrzenia: tunele podpowierzchniowe, składające się z powierzchni ożebrowanej oraz sieci tuneli promujących powstawanie pęcherzy gazowych.

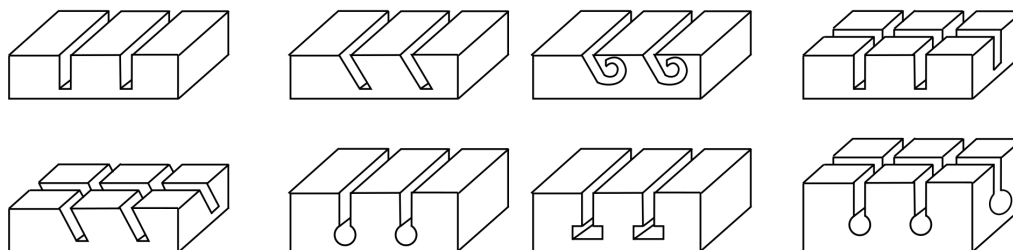
Wybrane struktury posiadają 3 główne żebra o wysokości 5 mm. W przypadku struktur typu NTS (Narrow Tunnel Structure - Struktury wąskotunelowe) żebra główne zostały sfrezowane na wskroś, co utworzyło mini-żebra. Dwie z badanych NTS'ów posiadały pokrycie z folii miedzianej o grubości 0,1 mm z perforacjami wykonanymi metodą trawienia chemicznego. Drugim rodzajem powierzchni wykorzystanych w pracy były struktury typu TS (Tunnel structure - struktura tunelowa). W tym typie wycięto mikrorowki na bocznych powierzchniach żeber głównych i w poziomych przestrzeniach międzyżebrowych. Następnie dzięki spiekaniu dwie z nich zostały pokryte miedzianą folią perforowaną.

3.1 Struktury tunelowe

Nakayama i inni [42] przeprowadzili wizualizację wrzenia oraz obliczenia dla poziomych powierzchni strukturalnych. Badana struktura zbudowana była z tuneli podpowierzchniowych przykrytych miedzianą folią o trójkątnych porach. Testy przeprowadzili dla wody, R-11 oraz azotu. Na podstawie wizualizacji przeprowadzonej wewnątrz tuneli wywnioskowali oni, że w tego rodzaju strukturach najważniejszym mechanizmem przenoszenia ciepła jest odparowanie cieczy wewnątrz tunelu.

Chien i Webb [7] studiowali wrzenie z rurek pokrytych tunelami podpowierzchniowymi. Zauważyli że tunele były niemal całkowicie wypełnione parą, z wyjątkiem rogów, które były wypełnione meniskami cieczy. Parowanie, a więc intensywny odbiór ciepła, zachodzi właśnie z tych menisków.

Das i inni [10] przeprowadzili badania wrzenia z różnych rodzajów tuneli podpowierzchniowych schematycznie przedstawionych na Rys. 3.1. Zauważyli wzrost współczynnika wnikania ciepła dla każdego badanego rodzaju tunelu. Największa poprawa została zaobserwowana dla tuneli nachylonych pod kątem 60° oraz dla tuneli zakończonych przekrojem kołowym. Autorzy wnioskują, że tunele nachylone i zakończone przekrojem kołowym mogą dawać największy wzrost przenikania ciepła. Nie zostało to jednak sprawdzone. Ponadto możliwy jest dodatkowy wzrost współczynnika wnikania ciepła poprzez zmianę kąta nachylenia. Autorzy zauważyli, że większy współczynnik wnikania ciepła uzyskiwany jest dla struktur o kanałach przecinających się, co spowodowane jest wzrostem powierzchni wymiany ciepła. W późniejszym artykule [11] zauważyli, że największe polepszenie wymiany ciepła zaszło w kanałach pochyłonych o 45° .



Rysunek 3.1: Typy tuneli podpowierzchniowych zbadanych przez [10].

Pastuszko [45, 51, 47, 52] badał wrzenie wody, etanolu i R-123 z takich samych powierzchni rozwiniętych jak te, badane w niniejszej pracy. Jego struktury posiadały żebra o wysokości 5 i 10 mm, a pory w folii miedzianej średnicę 0,3, 0,4 i 0,5 mm. Z badań autora wynika, że struktury te mają podobne współczynniki wnikania ciepła jak komercyjne powierzchnie (Wieland, Hitachi i Wolverine), ale są prostsze do wytworzenia.

Największy wzrost współczynnika wnikania ciepła, w stosunku do powierzchni płaskiej, zaobserwował przy wrzeniu ze struktury NTS o największych tunelach (0,6 mm) oraz najmniejszych porach (0,3 mm). Dla wody wrzącej przy ciśnieniu atmosferycznym najlepsza podziałka

to 2 mm. Pastuszko zauważył, że przy niskich i średnich gęstościach strumienia ciepła pęcherze gazowe powstają głównie u wylotu tunelu pionowego, a zasilane są cieczą wpływającą do tunelu poprzez pory. Zastosowanie takich struktur pozwala na oddzielenie miejsc zasysania, od samych pęcherzy.

Pastuszko zaproponował model matematyczny dla wrzenia ze struktur TS i NTS oraz uproszczony model wrzenia ze struktur NTS [47, 51]. Model dla obu powierzchni może zawyżać wyniki nawet trzykrotnie dla powierzchni NTS i gęstości strumienia ciepła poniżej 7 W/cm^2 . Natomiast model uproszczony zawyża wyniki o 20% dla niskich gęstości strumienia ciepła. Najdokładniejszy jest dla żeber o wysokości 5 mm. Model wymaga zastosowania jednej stałej eksperymentalnej (czas powstawania pęcherza w tunelu). Dla powierzchni NTS i ciśnienia atmosferycznego przegrzanie ścianki w przypadku wody wynosi od 2 do 30 K dla gęstości strumienia ciepła rzędu $0,6 - 60 \text{ W/cm}^2\text{K}$. Dla powierzchni TS przegrzania mieszczą się w przedziale $3 - 19 \text{ K}$ dla gęstości strumienia ciepła $10 - 100 \text{ W/cm}^2\text{K}$.

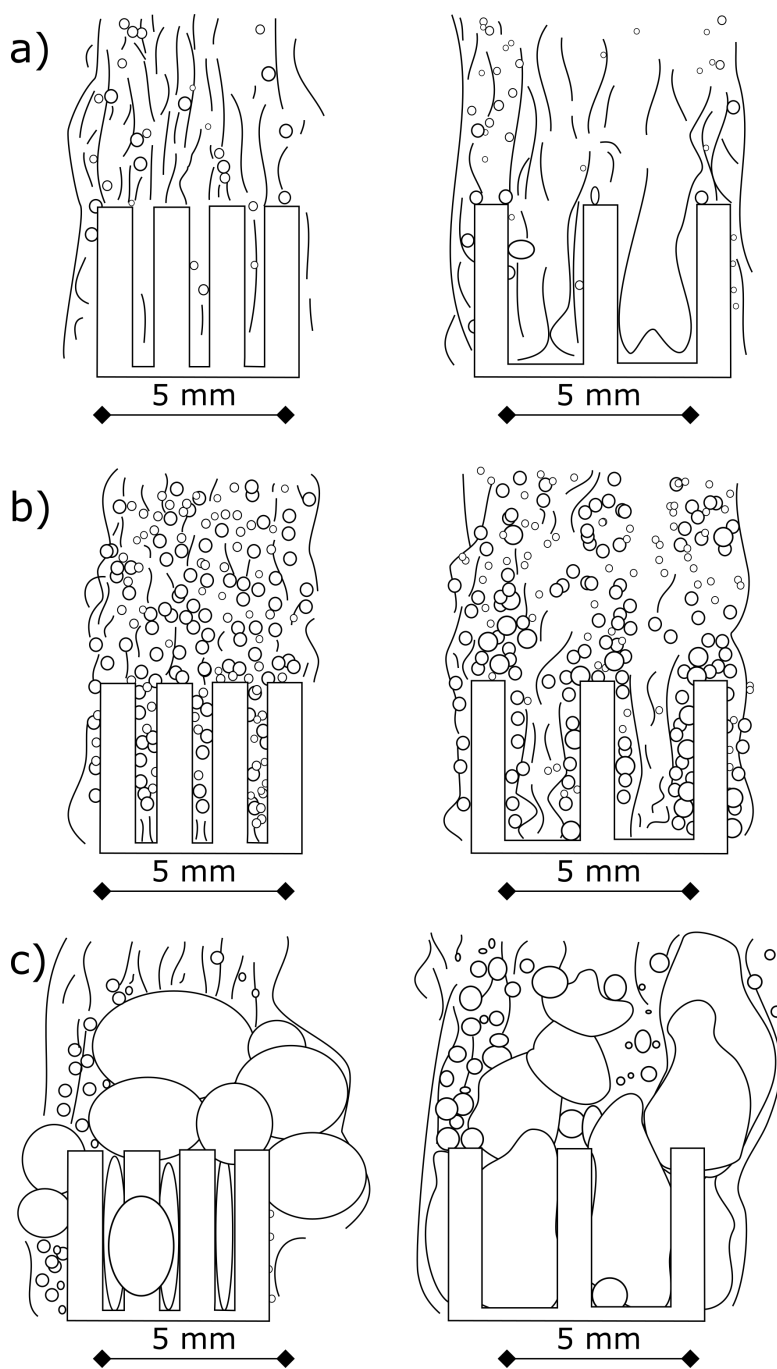
3.1.1 Mechanizm przenoszenia ciepła

Shojaeian i Koşar [66] wykonali przegląd literatury na temat wrzenia z powierzchni rozwiniętych: tunele podpowierzchniowe, powierzchnie o mikro i nano-żebrach oraz powierzchnie pokryte strukturami porowatymi. Przedstawili oni różne mechanizmy wrzenia zachodzące na powierzchniach strukturalnych. Dla powierzchni z mini-żebrami bez kanałów podpowierzchniowych, w zależności od gęstości strumienia, ciepła można zaobserwować 3 różne sposoby powstawania pęcherzy i wymiany ciepła przedstawione na Rys. 3.2 [66, 84].

Na Rys. 3.2a przedstawiono najmniejszą gęstość strumienia ciepła, stanowiącą około 24% krytycznego strumienia ciepła. Konwekcyjny ruch cieczy jest dominujący. Przy przegrzaniu sięgającym od 3 do 5 K u podstawy powierzchni, pęcherze powstają na górze żeber, gdzie przegrzanie jest najmniejsze. Dla wrzącego przy ciśnieniu atmosferycznym czynnika FC-72 średnica odrywających się pęcherzy wynosiła $0,2-0,3 \text{ mm}$. Według autorów [84], przy badanych przez nich warunkach, korzystniejsze są mniejsze odległości między żebrami, ponieważ pęcherze odrywające się od żeber aktywują zarodki nukleacji na żebrach sąsiednich.

Przy wyższym strumieniu ciepła (54% krytycznego strumienia ciepła) przedstawionym na rys 3.2b średnica odrywających się pęcherzy wynosi $0,3-0,5 \text{ mm}$. Wzrasta ich częstotliwość odrywania się oraz ilość zarodków nukleacji. Pęcherze powstają z całej długości żeber, pokrywając całą ich powierzchnię. Z bocznych krawędzi żeber zauważono pęcherze odrywające się oraz ślizgające się po powierzchni. Przy mniejszych odległościach między żebrami dochodzi do łączenia się pęcherzy między sobą w objętości międzyżebrowej. Według autorów wprowadza to opór przepływu pęcherzy między żebrami. Zwiększa to czas potrzebny do oderwania się pęcherzy bliżej podstawy struktury. Przy większych odległościach międzyżebrowych nie dochodzi do takiej sytuacji, co przy średnich gęstościach strumienia ciepła jest korzystniejsze. Konwekcja w obu przypadkach jest wymuszona przez ruch odrywających się pęcherzy.

Przy największych strumieniach ciepła zbadanych przez Yu i Lu [84] (84% krytycznego strumienia ciepła) zaobserwowano krótki, periodyczny proces odrywania się struktur gazowych. Na

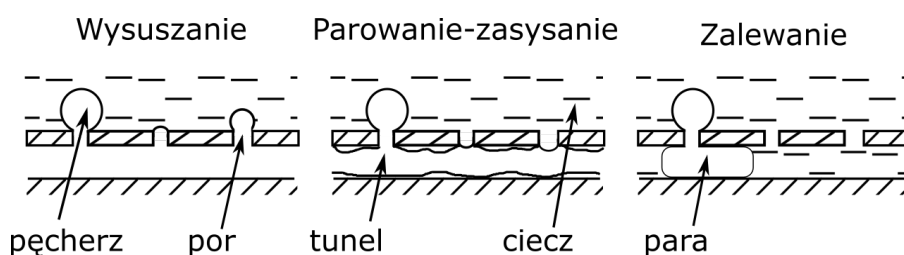


Rysunek 3.2: Mechanizmy wrzenia zachodzące na powierzchniach mini-ożebrowanych, na podstawie zdjęć z [66].

3.2c przedstawiono powstawanie dużych struktur gazowych w kształcie grzybów między zebra-

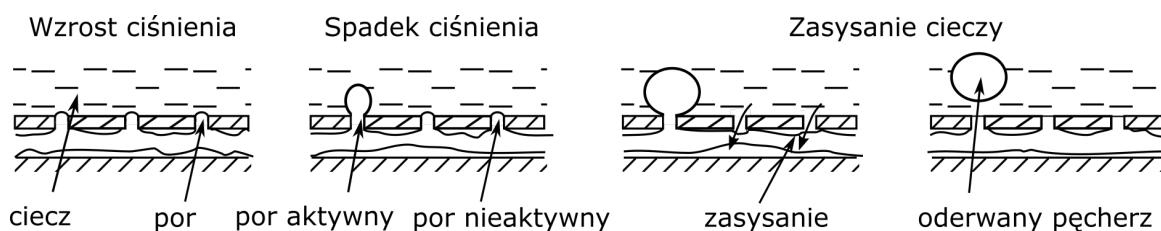
mi. Periodyczne odrywanie się pęcherzy powoduje zwiększenie czasu potrzebnego na kolejne zwilżenie powierzchni, co prowadzi do wzrostu temperatury na bokach żeber. Struktury grzybowe, tuż przed oderwaniem od żeber rozbijają się na duże chmury gazowe. Między żebrami dochodzi do wzrostu oporów przepływu, co w przypadku mniejszych odległości prowadzi do wyprowadzenia struktur gazowych przez „zewnątrzną” część badanej powierzchni.

Nakayama i inni [42] wyróżnili trzy rodzaje wrzenia w kanałach podpowierzchniowych, przedstawione na rysunku 3.3. Zalewanie polega na wypełnieniu tuneli cieczą. Niektóre z porów działają jako pojedyncze zarodki nukleacji. Przy parowaniu-zasysaniu ciecz jest zasysana przez nieaktywne pory, natomiast para jest wyprowadzana przez pory aktywne. Tunele są w większości wypełnione parą, a odparowanie zachodzi z menisków cieczy znajdujących się w rogach tuneli. Przy dużych strumieniach cieczy dochodzi do wypełnienia tuneli tylko parą, zachodzi wtedy wysuszenie tuneli.



Rysunek 3.3: Rodzaje wrzenia w tunelach podpowierzchniowych.

Wrzenie przy rodzaju pracy kanału „parowanie-zasysanie” podzielone zostało przez Nakayamę i innych [42] na trzy fazy, schematycznie przedstawione na Rys. 3.4: wzrostu ciśnienia, spadku ciśnienia i zasysania cieczy. W pierwszej fazie ciecz odparowuje w narożnikach, co powoduje wzrost ciśnienia wewnątrz tunelu. Faza ta trwa aż zarodki pęcherzy utworzonych na porach osiągną kształt półkolisty. W następnej fazie część porów zostaje aktywowana, przez co niektóre zarodki pęcherzy rozrastają się. Powoduje to spadek ciśnienia w tunelu. W ostatniej fazie ciśnienie w tunelu spada i ciecz otaczająca go zostaje zassana przez nieaktywne pory. Pęcherze odrywają się od porów, a ciecz płynie wzdłuż tuneli dzięki siłom kapilarnym. Następnie cykl powtarza się.

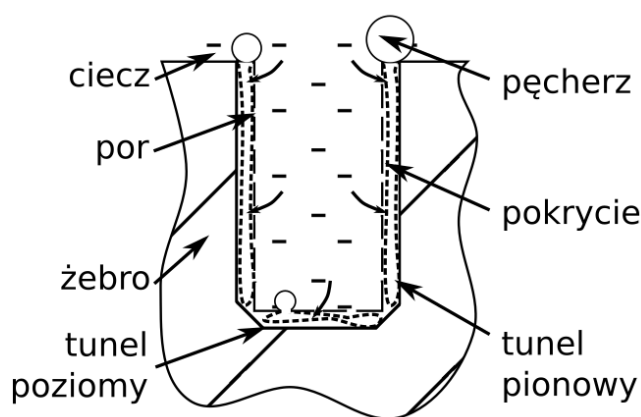


Rysunek 3.4: Rodzaje wrzenia w tunelach podpowierzchniowych wg [42].

Pastuszko [46] połączył struktury ożebrowane z tunelami podpowierzchniowymi. Dla powierzchni typu TS zaobserwował odrywanie się dużych pęcherzy z wylotów tuneli pionowych

oraz powstawanie małych pęcherzy przy niektórych aktywnych porach kanałów poziomych, jak na Rys. 3.5. Pory tuneli pionowych są nieaktywne dla każdego zbadanego strumienia ciepła.

Dla małych gęstości strumienia ciepła ($2,5 \text{ W/cm}^2$ oraz w przypadku wizualizacji wewnątrz-tunelowej 13 W/cm^2) tylko niektóre wyloty tuneli pionowych były aktywne. Na podstawie wizualizacji wrzenia wewnątrz kanałów autor zaobserwował powstawanie pęcherzy parowych w tunelach poziomych oraz w dolnych partiach tuneli pionowych. Zaobserwowany typ wrzenia odpowiada opisanemu przez Nakayamę typowi „zalewanie”. Autor zaobserwował zmienną aktywność porów tuneli poziomych: niektóre aktywne pory po wytworzeniu kilku pęcherzy przestawały być aktywne. W tunelach pionowych para powstawała w dolnych partiach tuneli. Poprzez połączenie tuneli poziomych z pionowymi można przypuszczać, że aktywne tunele poziome zasilają aktywne tunele pionowe w parę, natomiast nieaktywne tunele pionowe zasilają tunele poziome w ciecz. W tunelach obserwowano tylko pojedyncze pęcherze gazowe cyklicznie zmieniające swoją objętość.



Rysunek 3.5: Wrzenie z powierzchni TS.

Przy gęstości strumienia ciepła między $3\text{--}4 \text{ W/cm}^2$ dochodzi do aktywacji większości wylotów tuneli pionowych, wciąż niewielka ilość porów tuneli poziomych jest aktywna. W średnim zakresie strumieni ciepła dla wewnątrz-tunelowej wizualizacji etanolu, wzrasta częstotliwość odrywania pęcherzy, lecz ilość ośrodków nukleacji pozostaje taka sama. Pęcherze łączą się ze sobą w tunelu pionowym zajmując prawie całą objętość tuneli.

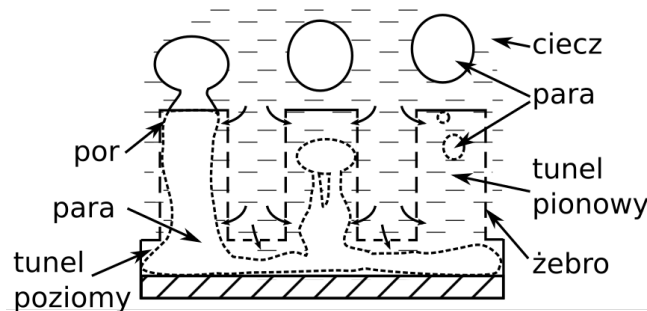
Dla strumieni ciepła powyżej 6 W/cm^2 prawie wszystkie wyloty tuneli pionowych są aktywne, między żebrami dochodzi do łączenia się pęcherzy i wypełnienia niemal całej przestrzeni przez parę. Intensywnie odrywające się pęcherze łączą się w chmurę gazową $10\text{--}20 \text{ mm}$ nad żebrami. W najwyższym zakresie strumieni ciepła dla wewnątrz-tunelowej wizualizacji wody (23 W/cm^2), zwiększa się częstotliwość odrywania pęcherzy oraz ośrodków nukleacji. Obserwowane jest łączenie się pęcherzy oraz zaleganie struktur gazowych w przestrzeniach między-żebrowych. Powoduje to zmniejszenie napływu cieczy do tuneli. Prawie całą objętość tuneli wypełniona jest parą.

W najwyższym zakresie strumieni ciepła dla wewnątrz-tunelowej wizualizacji etanolu zwiększa się ilość aktywnych porów tunelu poziomego (dla pionowego wszystkie nadal są nieaktywne). Jednak ich średnice są mniejsze niż dla wody, przez co dopływ cieczy do tuneli nie jest utrudniony. Większość objętości tuneli wypełniona jest parą. Zwiększa się również częstotliwość oderwania pęcherzy.

Na podstawie modelu [50] Pastuszko zauważył, że w przypadku powierzchni TS, głównym mechanizmem przenoszenia ciepła jest odparowanie wewnątrz tunelu przy małych przegrzaniach. Wraz ze wzrostem przegrzania, udział odparowania maleje na rzecz konwekcyjnego przenoszenia ciepła na zewnątrz tunelu.

Wizualizację wrzenia z powierzchni typu NTS Pastuszko przedstawił w innym artykule [48]. Przy małej gęstości strumienia ciepła, pojedyncze pęcherze odrywają się od wylotów tuneli pionowych. Wraz ze wzrostem strumienia ciepła i przegrzania do 10 K dochodzi do łączenia się pęcherzy i powstawania grzybów parowych. Obniża to współczynnik wnikania ciepła.

Na Rys. 3.6 przedstawiono wewnętrzną pracę powierzchni NTS. Przegrzanie ścian w tunelu pionowym jest mniejsze niż w tunelu poziomym, ponadto powierzchnia tunelu jest nieizotermiczna, a sam tunel posiada o rząd wielkości większą objętość. Prowadzi to do cyklicznego zalewania tuneli pionowych cieczą nasyconą [48].



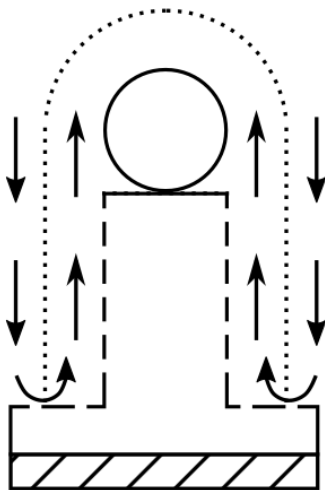
Rysunek 3.6: Wrzenie z powierzchni NTS.

Przy małych przegrzaniach (około 1,8 K), zaobserwowano różnicę w aktywności tuneli. Z niektórych tuneli powstawały pojedyncze pęcherze, podczas gdy z tuneli obok powstawało do 30 pęcherzy w tym samym czasie, równym 0,2 s. Dla małych przegrzań pęcherze mają kształt sferyczny [48].

Zwiększenie przegrzania do 2,1 K prowadzi do aktywacji większej ilości tuneli pionowych oraz zmianę kształtu pęcherzy. Niektóre pęcherze stają się nieregularne oraz posiadają różne średnice. Przy przegrzaniu równym 2,9 K zwiększa się częstotliwość powstawania pęcherzy oraz aktywują się prawie wszystkie tunele pionowe. Dochodzi również do aktywacji pojedynczych porów w niektórych tunelach poziomych [48].

Konwekcja wokół żeber wymuszana jest przez powstawanie i odrywanie się pęcherzy. Każdy powstający pęcherz posiada strefę wpływu równą dwu-krotności swojej średnicy. Odrywający pęcherz generuje w swojej strefie wpływu podciśnienie, zwiększające napływ cieczy do prze-

strzeni międzyżebrowej. Może się zdarzyć, że oderwany pęcherz zostanie zassany do przestrzeni między-żebrowej. Strefę wpływu pęcherza przedstawiono na Rys. 3.7 [48].



Rysunek 3.7: Wrzenie z powierzchni NTS - obszar wpływu pęcherza.

Pastuszko na podstawie modelu [48] zauważył, że przy mniejszych przegrzaniach przenoszenie ciepła zachodzi głównie poprzez odparowanie w tunelu i wraz ze zwiększeniem przegrzania spada znaczenie tego rodzaju przekazywania ciepła. Zaobserwował też, że zwiększenie wysokości żeber oraz zwiększenie szerokości tunelu skutkuje wzrostem udziału odparowania w tunelu w całkowitym przekazywaniu ciepła przez strukturę. Wpływ średnicy porów został uznany za pomijalny z powodu niepowstawania z nich żadnych pęcherzy.

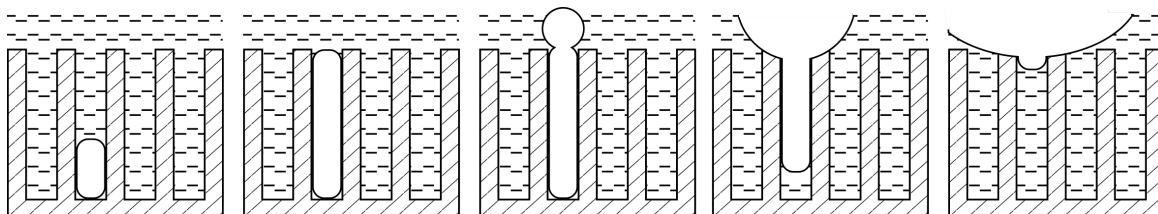
3.1.2 Struktury tunelowe w niskim ciśnieniu

Struktury ożebrowane dla wody wrzącej przy ciśnieniu absolutnym 4–9 kPa zostały przebadane przez McGillisa i innych [37]. Używali oni kwadratowych struktur o boku 12,7 mm znajdujących się w szklanej rurce o średnicy 2,5 cm. Podziałka żeber wynosiła od 0,3 mm do 3,58 mm, wysokość od 0 do 10,2 mm i szerokość 1,8 oraz 3,6 mm. Ponadto badali wrzenie z powierzchni pokrytych sieczką z miedzi oraz Tetrafluoroetenu i wrzenie z powierzchni o różnej chropowatości. Gęstość strumienia ciepła zmieniała się od 0 do 100 W/cm². Zauważyli, że powierzchnie rozwinięte zmniejszają przegrzanie ścianki, ale nadal obserwowali tylko pojedyncze, duże (średnica rzędu kilku centymetrów) pęcherze gazowe. Częstotliwość odrywania pęcherzy jest mniejsza niż przy ciśnieniu atmosferycznym. Przy gęstościach strumienia ciepła mniejszych niż 60 W/cm² zaobserwowali fluktuacje temperatury ścianki. Większa intensyfikacja wrzenia została zaobserwowana dla mniejszej podziałki żeber. Szerokość żebra nie miała wpływu na współczynnik wnikania ciepła. Sieczka miedziana nie polepszyła przenikania ciepła, ale sieczka z Tetrafluoroetenu zmniejszyła przegrzanie. Zauważyli również, że powierzchnie bardziej chro-

powate zwiększały ilość zarodków nukleacji, ponieważ zapewniały większe szczeliny, potrzebne przy niskich ciśnieniach.

Pal i Joshi [44] badali wrzenie wody z ułożonych na siebie struktur rozwiniętych przy ciśnieniu 3,7, 15 oraz 21 kPa. Podstawowy element struktury zrobiony jest z miedzianej płytki grubości 0,9 mm posiadającej szereg żłobień o przekroju kwadratowym. Z drugiej strony płytki znajdują się takie same żłobienia położone prostopadle do tych z pierwszej strony. Wysokość żłobień jest większa niż połowa grubości płytki, przez co ich przecięcia tworzą kwadratowe pory. Autorzy badali wrzenie z 1, 2, 4 i 6 warstw płytek ułożonych jedna na drugą. Zauważyli, że powstawanie pęcherzy gazowych ma duże znaczenie przy przenoszeniu ciepła oraz że struktura z każdą ilością warstw zwiększa gęstość przenoszonych ciepła. Intensyfikacja ciepła zmniejsza się wraz ze wzrostem ciśnienia.

Chan i inni [6] badali wrzenie wody przy ciśnieniu 2–9 kPa, ze struktury posiadającej zębra o grubości 0,5–1 mm. Podziałka zębów wynosiła 0,5–2 mm, a wysokość 0,75 i 15 mm. Badali również wpływ kształtu zębów, do czego użyli zębów o przekroju kwadratowym oraz kołowym. Zaobserwowali, że pomiędzy zębami powstają błony gazowe. Przy niskiej gęstości strumienia ciepła (5 W/cm^2) wielkość błon na przemian zwiększa się i zmniejsza przed oderwaniem od struktury w postaci sferycznego pęcherza, jak na Rys. 3.8. Takie formy gazowe obserwowane są tylko w pojedynczych przestrzeniach między-żebrowych. Przy większych gęstościach strumienia ciepła (20 W/cm^2), formy gazowe powstają ze wszystkich przestrzeni między-żebrowych. Współczynnik wnikania ciepła h zmieniał się w zależności od ciśnienia od $2,88 \text{ W/cm}^2\text{K}$ dla ciśnienia 2 kPa do $5,88 \text{ W/cm}^2\text{K}$ dla 9 kPa dla zębów o przekroju kwadratowym. Dla zębów o przekroju kołowym, współczynnik wnikania ciepła miał wartość 3,2 oraz około $6 \text{ W/cm}^2\text{K}$ odpowiednio dla 2 i 9 kPa. Dla największych gęstości strumienia ciepła autorzy zaobserwowali opóźnione powstawanie pęcherzy, spowodowane zwiększoną konwekcją naturalną. W ich badaniach, wysokie zębra o przekroju kwadratowym uniemożliwiały łączenie się pęcherzy.



Rysunek 3.8: Powstawanie pęcherza na strukturze wąsko-ozębrowanej przy ciśnieniu 2 kPa.

3.2 Modele matematyczne wrzenia z powierzchni tunelowych

Pastuszko [49] zaproponował podział modeli wrzenia w strukturach tunelowych na trzy grupy: zakładające odparowanie z menisków tuneli i wrzenia typu „parowanie-zasysanie”, parowania

wewnątrz tuneli i wrzenia typu „zalewanie” oraz statycznych metod opisujących ciągły napływ i odparowanie cieczy. Typ wrzenia „wysuszenie” nie został wzięty pod uwagę w żadnym modelu, ponieważ jest to typ wrzenia odpowiadający wrzeniu błonowemu, nieprzydatnemu w technice chłodniczej.

3.2.1 Modele matematyczne wrzenia typu zalewanie

Webb i Haider [77] przeprowadzili badania dla wrzenia w tunelu o przekroju kołowym. Wyprowadzili całkowicie analityczny model, bez stałych empirycznych. Całkowite ciepło przekazane przez strukturę to suma ciepła parowania w tunelu oraz konwekcji i kondukcji na zewnętrznej stronie struktury.

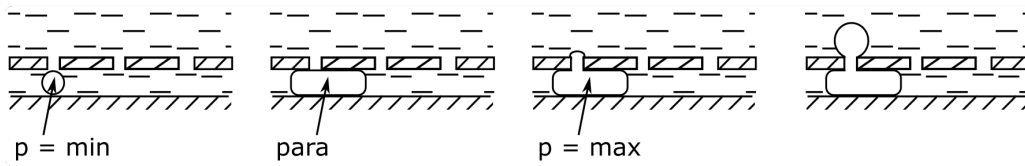
Wewnątrz tunelu znajduje się korek parowy o początkowej długości. Wraz z odparowaniem cieczy jego długość zwiększa się. Parowanie zwiększa również ciśnienie w tunelu, aż do osiągnięcia ciśnienia „krytycznego”, gdy dochodzi do wyrzucenia pęcherza parowego przez por poza strukturę. Korek parowy powraca do swojej minimalnej długości. Wnętrze tunelu jest więc naprzemiennie wypełnione cieczą lub korkiem parowym. Gęstość ośrodków nukleacji została wyznaczona na podstawie równania ruchu korka parowego okresowo oscylującego w tunelu.

Strumień ciepła przekazany na zewnątrz tunelu zostały użyte dwie metody: Nakayamy [42] oraz Mikica i Rohsenowa. W przypadku zastosowania metody Nakayamy, model staje się pół-analityczny i daje dobrą zbieżność z danymi eksperymentalnymi dla R-11 przy małych i średnich gęstościach strumienia ciepła. Użycie metody Mikica i Rohsenowa (metody analitycznej) pozwala na osiągnięcie dobrych zbieżności tylko dla gęstości strumienia ciepła 1,5-4 W/cm². Przy większych strumieniach ciepła rozpoczyna się wrzenie typu parowanie-zasysanie.

Murthy i inni [40] wyprowadzili model dla tunelu o przekroju kołowym. Według autorów, model może być użyty także dla struktur o innej geometrii, jeśli zostanie ona przybliżona do kołowej. Całkowite ciepło oddane przez strukturę składa się z ciepła odparowania wewnątrz tunelu oraz z ciepła przekazanego na zewnątrz tunelu przez kondukcję i konwekcję. Konwekcja jest intensyfikowana przez ruch cieczy spowodowany odrywaniem się pęcherzy.

Założenia modelu są podobne do założeń modelu Webba i Haidera [77]. Cykl powstawania pęcherza pokazano na Rys. 3.9. Wewnątrz tunelu znajduje się pęcherz parowy zamieniający się w korek poprzez odparowanie z mikrowarstwy cieczy znajdującej się między parą, a ścianką oraz z menisków po obu stronach przekroju. Wraz z odparowaniem cieczy korek zwiększa swoją długość oraz ciśnienie. Gdy ciśnienie w korku parowym będzie maksymalne, czyli większe niż ciśnienie potrzebne do pokonania oporów pora, dochodzi do wzrostu pęcherza parowego ponad strukturę. W momencie oderwania się pęcherza ciśnienie w tunelu jest minimalne.

Gęstość ośrodków nukleacji została wyznaczona empirycznie na podstawie danych dostępnych w literaturze. Zauważono, że zależy ona od przegrzania ścianki oraz od geometrii. Średnica oderwania pęcherza została obliczona na podstawie dynamicznych sił oddziałujących na pęcherz. Pominięto tu zmianę napięcia powierzchniowego ze zmianą temperatury, przez co model daje prawidłowe wyniki dla przegrzań większych niż 3 K.



Rysunek 3.9: Wrzenie typu zalewanie: powstawanie pęcherza.

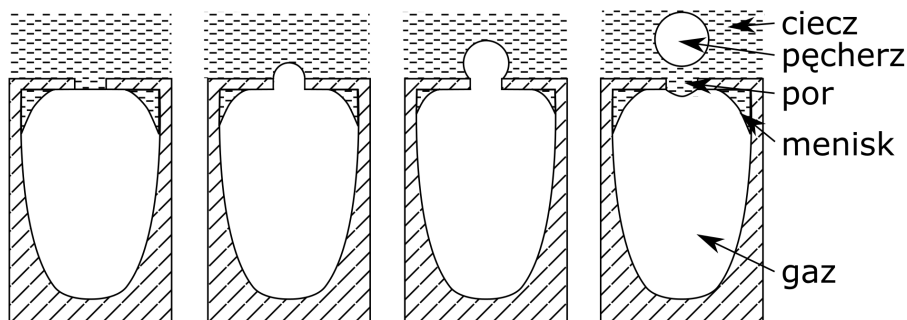
Model przewiduje średnicę oderwania pęcherza z dokładnością $\pm 20\%$, częstotliwość odrywania pęcherzy z dokładnością $\pm 35\%$ oraz gęstość strumienia ciepła z dokładnością $\pm 30\%$. Model może być stosowany dla przegrzań mniejszych niż 12 K, ponieważ powyżej tej wartości wrzenie w tunelu zaczyna przechodzić w typ zasysanie-parowanie.

Autorzy zauważyli, że rzeczywista wartość stałej Hamaker'a jest 6–8 razy większa od tej użytej w modelach Nakayamy [42] oraz Chiena i Webba [7] (dla wrzenia typu parowanie-zasysanie). Jeśli we wspomnianych modelach użyje się właściwą wartość, nie opiszą one prawidłowo dynamiki powstawania pęcherzy.

3.2.2 Modele matematyczne wrzenia typu parowanie-zasysanie

Jednym z podstawowych modeli zakładających typ wrzenia parowanie-zasysanie jest model Nakayamy i innych [42]. Większość późniejszych modeli wywodzi się od niego. Struktura, dla której wyprowadzono model, złożona jest z układu tuneli położonych równolegle i przykrytych pokryciem porowatym. Jej komercyjna nazwa to *Thermoexcel*.

Według tego modelu typem zachodzącego wrzenia jest „Parowanie-zasysanie”, co oznacza, że w tunelu panuje niższe ciśnienie względem cieczy. Spowodowane jest to usuwaniem pary z wnętrza tunelu w postaci pęcherzy z aktywnych porów. Ciecz wpływa do tuneli przez nieaktywne pory, następnie płynie wzdłuż tuneli i odparowuje z menisków w rogach tuneli. Odparowanie z menisków przedstawiono na Rys. 3.10.



Rysunek 3.10: Odparowanie z menisków wewnątrz tunelu.

Całkowita gęstość strumienia ciepła przekazywana przez strukturę, to suma gęstości strumienia ciepła odparowanego wewnątrz tuneli oraz gęstości strumienia ciepła konwekcji z zewnątrz-

nej powierzchni. Do wyznaczenia gęstości strumienia ciepła wewnątrz tunelu potrzeba 6 stałych empirycznych. Dla strony konwekcyjnej użyto zmodyfikowanej zależności Zuber'a. Według Zuber'a, w trakcie wrzenia na gładkiej powierzchni, gęstość strumienia ciepła jest proporcjonalna do $\Delta T^{5/3} n_s^{1/3}$. Nakayama i inni podzielili tę zależność przez własną stałą empiryczną, zależną od rodzaju cieczy i ciśnienia [42]. Cały model wymaga zastosowania 7 stałych empirycznych. Dla niektórych danych doświadczalnych dla wody, R-11 i azotu rozbieżność między wynikami teoretycznymi dochodziła do 300% [49]

Na podstawie badań wizualizacyjnych Chien i Webb [7] rozwinęli model Nakayamy o zmienną w czasie intensywność parowania, co doprowadziło do zmniejszenia ilości stałych empirycznych do 2. Głównymi założeniami ich modelu było to, że gęstość strumienia ciepła wewnątrz tunelu zależy od parowania cieczy w meniskach znajdujących się rogach tuneli oraz, że gęstość strumienia ciepła na zewnątrz struktury zależy od nieustalonego przewodzenia i konwekcji spowodowanych odrywaniem się i ruchem pęcherzy.

Całkowite ciepło przekazane przez parowanie wewnątrz tunelu zależy w ich modelu od częstotliwości odrywania pęcherzy, lokalnej grubości menisku w czasie oraz jego powierzchni. Autorzy przeprowadzili całkowanie przy zmiennym w czasie promieniu i grubości menisku. Do wyznaczenia częstotliwości odrywania pęcherzy użyli zależności Nakayamy na czas oczekiwania do wzrostu pęcherza oraz zależności Mikica i Rohsenowa do obliczenia czasu wzrostu pęcherza. Zależność Nakayamy uzupełnili o równanie stanu oraz równanie Clausiusa-Clepeyrona. Równanie Mikica i Rohsenowa zostało uzupełnione o własne dane eksperymentalne oraz równanie Clausiusa-Clepeyrona.

Ciepło przekazane przez zewnętrzną część powierzchni zależne było, tak samo jak u Nakayamy, od ruchu wzrastających i odrywających się pęcherzy. Średnica oderwania pęcherza została wyznaczona na podstawie bilansu sił wyporu i napięcia powierzchniowego. Dodatkowo zależność została uzupełniona o dane eksperymentalne pochodzące z badań wizualizacyjnych. Gęstość ośrodków nukleacji została obliczona z bilansu energii i masy odrywających się pęcherzy. Model Chiena i Webba stosowany może być dla R-11, R-123, R-134a oraz R-22. Jego niepewność wynosi 33%.

Ramaswamy i inni [58] przedstawili pół-analityczny model wrzenia ze struktur badanych przez Pal i Joshi [44]. Model opiera się na modelach Nakayamy oraz Chiena i Webba. Średnica odrywających pęcherzy została obliczona na podstawie bilansu sił: od wzrostu, wyporu, napięcia powierzchniowego, nośnej i bezwładności. Gęstość pary zmienia się liniowo. Użyto stałej Hamakera, jednak jej wartość została przyjęta dla innej cieczy niż badana w eksperymencie (lecz posiadającą podobne napięcie powierzchniowe). Model sprawdzono dla czynnika FC-72, przy przegrzaniach ścianki 0–20 K: gęstość strumienia ciepła została obliczona z dokładnością $\pm 50\%$.

Das i inni [12] uzupełnili model Nakayamy oraz Chiena i Webba o obliczenie czasu okresu zasilania tunelu w ciecz. Zaproponowali oni dwa różne wzory na obliczenie czasu tego okresu: pierwszy zakładający dopływ przez aktywne pory oraz drugi, biorący pod uwagę dopływ przez pory nieaktywne. Model ten wymaga użycia 7 stałych eksperymentalnych, z czego 4 pochodzą

z literatury.

Pastuszko [45, 49] opracował model dla powierzchni typu TS. Opis wrzenia wewnątrz tuneli oparł na modelu Chiena i Webba. Model wyjściowy został uproszczony poprzez wprowadzenie własnej liczby podobieństwa opisującej strukturę porowatą oraz właściwości płynu. Meniski w rogach tunelu zostały przybliżone do trójkątów. Ilość aktywnych porów na tunelach pionowych została założona. Całkowity strumień ciepła z tuneli poziomych został oparty o stosunek porów aktywnych do nieaktywnych. Wprowadzono zależność na przewodzenie ciepła w żebrze. Przenoszenie ciepła przez zewnętrzną część struktury zostało uproszczone do formy wykorzystującej tylko jedną stałą empiryczną. Autorzy wprowadzili własną zależność na ilość odparowanej cieczy w trakcie poszczególnych faz rozwoju pęcherza. Dodatkowo zauważyli, że pory na tunelach pionowych są nieaktywne.

Model może być stosowany dla wody, etanolu i R-123 przy ciśnieniach atmosferycznych. Dla wody i etanolu wyniki z tolerancją $\pm 40\%$ uzyskiwane są dla małych i średnich gęstości strumienia ciepła ($>30 \text{ W/cm}^2$). Ograniczenie w stosowanej gęstości strumienia ciepła spowodowane jest łączeniem się pęcherzy gazowych nad strukturą przy większych mocach grzałki. Obliczenia dla R-123 mogą być wykonywane dla większych gęstości strumienia ciepła.

Powyższy model, po zmianie parametrów geometrycznych powierzchni, może być również stosowany dla powierzchni NTS. Jednak dla etanolu poniżej 7 W/cm^2 model zawyża wyniki obliczeń trzykrotnie. Pastuszko [49, 48] zaproponował model uproszczony dla tego typu powierzchni. W nowym opisie tunel pionowy i poziomy traktowane są jako jeden obszar. Wszystkie pory służą do zasilania wnętrza struktury w ciecz. W modelu pominięto przewodzenie ciepła przez żebro. Autor zmienił również sposób obliczania czasów wzrostu pęcherza i oczekiwania do wzrostu pęcherza, a także uwzględnił obliczenie czasu zasilania wnętrza struktury w ciecz.

Uproszczony model pozwolił na obliczenie gęstości strumienia ciepła dla wody w średnim oraz wysokim zakresie strumieni ciepła z dokładnością $\pm 35\%$. Poniżej 7 W/cm^2 nadal wyniki są zawyżone, co według autora świadczy o nieaktywowaniu wszystkich wylotów tuneli oraz o panującym w tych warunkach wrzeniu typu zalewanie.

Oba modele posiadają szereg uproszczeń wpływających na ich dokładność. Przy wyższych żebrach i dużych gęstościach strumienia ciepła, możliwe jest zaistnienie wszystkich rodzajów wrzenia (konwekcyjnego, pęcherzykowego i błonowego) na różnych długościach tunelu pionowego. Przy niskich gęstościach strumienia ciepła może zaistnieć tylko wrzenie konwekcyjne. W modelu przyjęto zawsze wrzenie pęcherzykowe w całym przekroju struktury. Założono, że temperatura podstawy struktury oraz temperatura w tunelu poziomym jest taka sama. Model uproszczony zakłada izotermiczność żebra. Oba modele zakładają wrzenie typu zasysanie-parowanie, co przy niskich gęstościach strumienia ciepła może być błędne. Ciecz może dopływać do tuneli również przez górne zakończenia tuneli pionowych zakłócając odprowadzanie pary z wnętrza struktury. Ponadto, przy niskich strumieniach ciepła, nie wszystkie zakończenia tuneli są aktywne. Autorzy zaobserwowali, że czasami przez pory w tunelu poziomym również powstają pęcherze.

3.2.3 Modele matematyczne wrzenia typu statycznego

Modele wrzenia typu statycznego, inaczej określane są jako modele ciągłego napływu cieczy i odprowadzania pary. Nie są one aktualnie rozwijane: ostatni model powstał w 1991 roku [72]. Najpopularniejsze to model Ayuba i Berglesa, Xin i Chao, czy Zhanga i Donga [49].

Modele w większości zakładają ciągle powstawanie pęcherzy, zachodzące tylko w jednej fazie. Pęcherze powstają wewnątrz tuneli poprzez odparowanie cieczy z cienkiej warstwy znajdującej się na ściankach. Następnie pęcherze opuszczają tunel przez środek porów. Ciecz doprowadzana jest przy krawędziach tych samych porów. Wymiana ciepła jest dodatkowo wspomagana przez ruch odrywających się pęcherzy. Wszystkie modele typu statycznego wymagają zastosowania co najmniej kilku stałych empirycznych, natomiast ich dokładność waha się w okolicach 30%.

Rozdział 4

Wrzenie z powierzchni płaskiej w pod-ciśnieniu

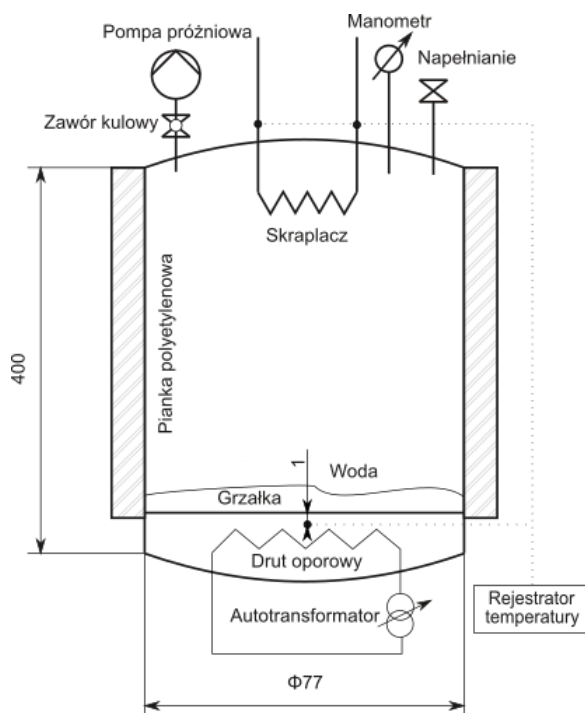
4.1 Stanowisko badawcze

Badania przeprowadzono w Laboratorium Chłodnictwa i Kriogeniki, wydziału Mechaniczno-Energetycznego Politechniki Wrocławskiej na stanowisku należącym do Zakładu Podstaw Konstrukcji i Maszyn Przepływowych. Schemat stanowiska badawczego przedstawiono na rysunku 4.1. Zbudowane jest ono z cylindra ze stali nierdzewnej o średnicy wewnętrznej 77 mm, grubości ściany 3 mm i wysokości 350 mm, z pokrywy górnej oraz podstawy. W pierwszych eksperymentach cylinder zrobiony był ze szkła boro-krzemowego o takiej samej średnicy wewnętrznej, grubości ściany 5 mm i wysokości 255 mm. Powierzchnia cylindra zaizolowana jest 2 cm matą piankową polietylenową. Zdjęcie całego urządzenia przedstawia Rys. 4.2a.

W pokrywie znajdują się: port do napełniania zbiornika czynnikiem, zakręcany nakrętką; port z zaworem kulowym do podłączenia pompy próżniowej oraz port dla przetwornika ciśnienia. Użyty przetwornik ciśnienia to Keller PEE-33x o dokładności 0,1% zakresu (-1–0 bar) z podłączonym wskaźnikiem elektronicznym Keller EV-120.

Do pokrywy przylutowany jest wlot i wylot skraplacza, który poprzez ustalenie temperatury oraz skroplenie pary badanego czynnika, utrzymuje stałe ciśnienie wewnątrz zbiornika. Zrobiony jest on z miedzianej węzownicy. Na rurze wlotowej i wylotowej znajduje się po jednej termoparze typu K. Podczas badań wody, skraplacz chłodzony był wodą lodową z termostatu cyrkulacyjnego, natomiast podczas badań metanolu ciekłym azotem. Pokrywa jest izolowana od góry 3 cm warstwą wełny mineralnej. Jej zdjęcie widoczne jest na rys. 4.2b.

Podstawa składa się z powierzchni grzejnej, stojaka i obudowy. Obudowa i powierzchnia grzejna zbudowane są z jednego kawałka mosiądzu (Mo58). Chropowatość powierzchni grzejnej Ra podczas badań współczynnika wnikania ciepła dla wody i metanolu została przyjęta jako wartość charakterystyczna dla obróbki jaką przeszła (szlifowanie papierem ściernym o gradacji 180) i wynosiła 0,05 mm. Dla pomiarów wpływu wysokości słupa cieczy na wrzenie w podci-



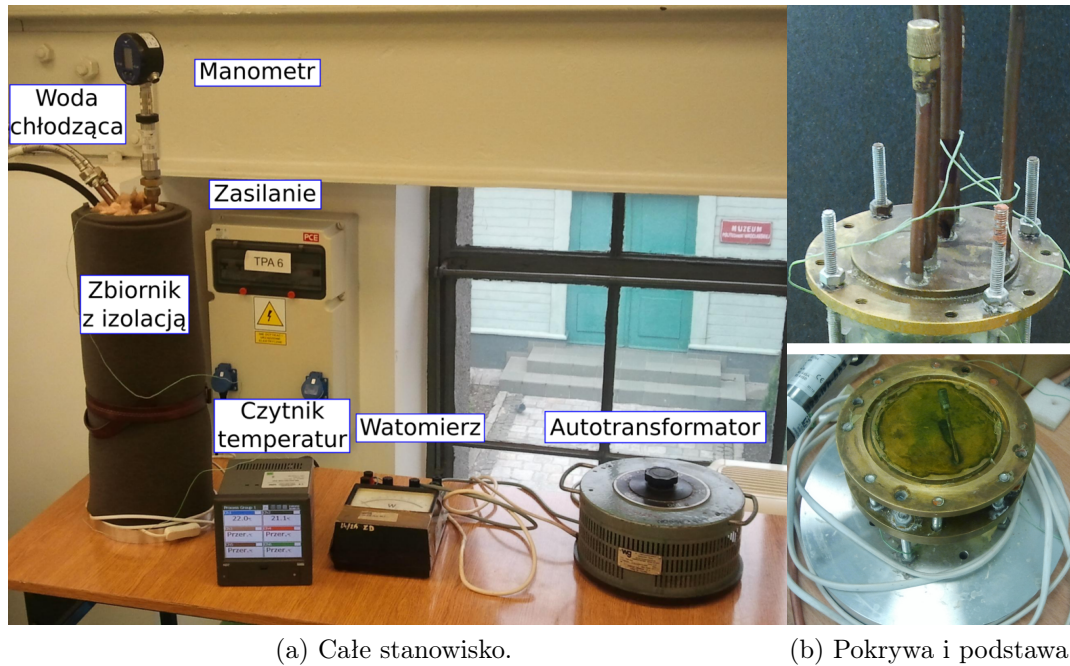
Rysunek 4.1: Schemat stanowiska badawczego do pomiaru wrzenia z powierzchni płaskiej.

śnieniu powierzchnia została poddana szlifowaniu innym papierem i jej chropowatość została zmierzona w Pracowni Metrologii i Badań Jakości wydziału Mechanicznego Politechniki Wrocławskiej profilometrem o długości przesuwu (LT) 1,75 mm i długości odcinka elementarnego (LC) 0,25 mm. Średnia chropowatość powierzchni R_a w drugim przypadku wynosi 0,659 mm, R_z wynosi 4,675, a R_{max} 8,36.

Temperatura przegrody mierzona jest przez termoparę typu K znajdującą się 1 mm pod powierzchnią. Termopara podłączona jest do rejestratora KD7 firmy Lumel. Elementem grzejącym jest drut oporowy w ceramicznych koralikach, zalany masą bitumiczną. Strumień ciepła nastawiany jest poprzez autotransformator, a mierzony za pomocą analogowego watomierza klasy 1. Spód podstawy izolowany jest poprzez 3 cm wełny mineralnej. Zdjęcie pokazano na rys. 4.2b. Widoczne na powierzchni zabrudzenie zostało usunięte przed rozpoczęciem badań.

4.1.1 Procedura badawcza

Badanymi substancjami jest woda destylowana oraz metanol 99,8%. Przed rozpoczęciem eksperymentów, powierzchnia jest czyszczona etanolem. Następnie do zbiornika nalana zostaje ustalona objętość badanej substancji. W przypadku metanolu jest to 30 ml, w przypadku wody: przy pomiarze współczynnika wnikania ciepła z powierzchni o $R_a = 0,05$ mm jest to 150 ml, natomiast przy badaniach z powierzchni o $R_a = 0,659$ mm napełnienie wynosi 30 i 100 ml.



Rysunek 4.2: Stanowisko badawcze do pomiaru współczynnika wnikania ciepła w ciśnieniu sub-atmosferycznym.

Wysokość słupa cieczy jest wyliczana na podstawie równania (4.1) i wynosi 5,7 mm, 18,9 mm oraz 32,3 mm odpowiednio dla objętości 30, 100 i 150 ml. Ciśnienie hydrostatyczne wynikające z wysokości słupa cieczy zostało dodane do wartości odczytanej z przetwornika ciśnienia, więc ciśnienie podawane w pracy zawsze odnosi się do ciśnienia przy ścianie.

$$V = \frac{\pi d^2}{4} H \quad (4.1)$$

$$H = \frac{4V}{\pi d^2}$$

Po napełnieniu czynnikiem, zbiornik zostaje podłączony do pompy próżniowej. Ciśnienie zostaje obniżone do około 2 kPa. Po odgazowaniu podłączona zostaje znowu pompa próżniowa oraz włączony zostaje skraplacz. Ciśnienie pożądane w danym eksperymencie zostaje ustalone. Badanym zakresem ciśnień dla metanolu jest 0,3–18 kPa, dla wody z powierzchni o $Ra = 0,05$ mm zakres to 1,5–10 kPa, a dla wody z powierzchni o $Ra = 0,659$ mm ciśnienia to 0,9–4 kPa.

Po ustabilizowaniu się ciśnienia, nastawiony zostaje badany strumień ciepła za pomocą autotransformatora. Od strumienia ciepła odczytanego na watomierzu $\dot{Q}_{grzałka}$ zostaje odjęta wartość strat ciepła \dot{Q}_{strat} . Następnie zostaje to przeliczone na gęstość strumienia ciepła \dot{q}_p

dochodzącą do powierzchni. W celu wyznaczenia strat ciepła wykonany został bilans cieplny podstawy stanowiska. Procedura ta opisana jest wzorem (4.2). W przypadku metanolu badane gęstości strumienia ciepła to 2,1 oraz 4,3 W/cm², w przypadku wody z powierzchni o $Ra = 0,05$ mm, strumienie to 1,1, 2,1 oraz 4,3 W/cm², natomiast dla wody z powierzchni o $Ra = 0,659$ mm mierzone gęstości strumienia ciepła to 0,43, 0,64, 1,07, 1,5, 2,1, 2,58, 3,44, 4,3 i 5,93 W/cm².

$$\begin{aligned}\dot{q}_p &= \frac{\dot{Q}}{A} \\ \dot{Q} &= \dot{Q}_{grzałka} - \dot{Q}_{strat}\end{aligned}\quad (4.2)$$

Termopara typu K znajduje się na głębokości δ 1 mm pod przegrodą grzejną. W celu wyznaczenia temperatury powierzchni $T_{scianki}$ użyte zostało prawo przewodzenia ciepła, w postaci równania (4.3). Temperatury medium chłodzącego skraplacz notowane były bez poprawek, ponieważ służyły one tylko celom poglądowym w trakcie wykonywania eksperymentu i nie zostały użyte do żadnych obliczeń.

$$T_{scianki} = T_{odczytane} - \frac{\dot{q}\delta}{\lambda}\quad (4.3)$$

Współczynnik wnikania ciepła α przy wrzeniu obliczony został na podstawie prawa stygnięcia Newtona opisanego równaniem (4.4). Dla całego zbiornika obliczono gęstość strat ciepła \dot{Q}_{strat} przez powierzchnię boczną oraz pokrywę. Straty te odjęto od gęstości strumienia ciepła dostarczanego przez powierzchnię \dot{q}_p z równania (4.2) i na tej podstawie wyliczono strumień ciepła dostarczany badanej substancji \dot{q} .

$$\begin{aligned}\dot{q} &= \alpha(T_{scianki} - T_{sat}) \\ \alpha &= \frac{\dot{q}}{T_{scianki} - T_{sat}}\end{aligned}\quad (4.4)$$

Temperatura nasycenia T_{sat} oraz inne właściwości cieplne badanych substancji wyznaczone zostały dzięki bibliotece właściwości termodynamicznych, na licencji open source, CoolProp [4].

4.1.2 Analiza niepewności pomiarowych

Termopary zostały sprawdzone poprzez zanurzenie ich w medium o znanej temperaturze: woda z lodem oraz woda wrząca przy ciśnieniu atmosferycznym.

Niepewność pomiaru ciśnienia wynosi 0,1% zakresu, co przy badanym zakresie 0–1 bar_{abs} wynosi ± 100 Pa. Niepewność pomiaru temperatury za pomocą termopary typku K wynosi $\pm 1,1^\circ\text{C}$, natomiast mocy na watomierzu ± 1 W.

Niepewność pomiaru współczynnika wnikania ciepła α została wyznaczona metodą różniczki zupełnej. Różniczka zupełna funkcji (4.4) na współczynnik wnikania ciepła od temperatury i gęstości strumienia ciepła, po zastąpieniu różniczek przyrostami skończonymi Δx , przyjmuje postać równania (4.5). Gęstość strumienia ciepła została rozbita na strumień ciepła oraz

powierzchnię ($\dot{q} = \dot{Q}/A$). Niepewność pomiaru pola powierzchni została pominięta, tak jak w analizie przeprowadzonej przez Onana i innych [43].

$$\Delta\alpha = \pm \sqrt{\left(\frac{1}{A(T_s - T_{sat})} \Delta\dot{Q}\right)^2 + \left(\frac{-\dot{Q}}{A(T_s - T_{sat})^2} \Delta T_s\right)^2 + \left(\frac{-\dot{Q}}{A(T_s - T_{sat})^2} \Delta T_{sat}\right)^2} \quad (4.5)$$

4.2 Wpływ niskiego ciśnienia na współczynnik wnikania ciepła

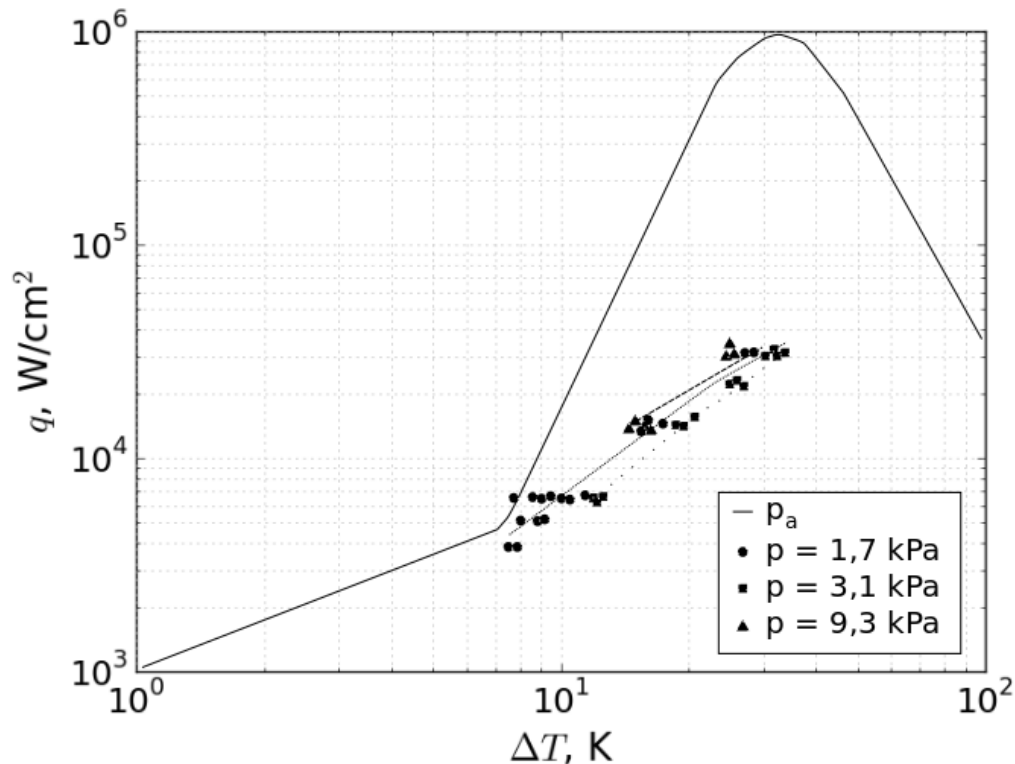
Dostępne w literaturze korelacje na współczynnik wnikania ciepła są korelacjami empirycznymi. Zostały wyprowadzone i sprawdzone dla ciśnień wyższych od tych używanych w parowaczach systemów adsorpcyjnych. Wzory (1.8)–(1.24) został przeliczone dla wody pod ciśnieniem 1–10 kPa, natomiast wzory (1.25)–(1.32) dla metanolu przy ciśnieniach 0,3–20 kPa. Wyniki wszystkich wzorów różniły się od siebie oraz, w większości, były inne od wartości eksperymentalnych (jedynie dla wody przy najmniejszym strumieniu ciepła wyniki mieszczą się dla większości korelacji w granicach błędu pomiarowego).

4.2.1 Korelacje dla wody

Wartości przegrzania ścianki w zależności od nastawionej gęstości strumienia ciepła przedstawiono na Rys. 4.3. Krzywe wrzenia przy ciśnieniach sub-atmosferycznych są "spłaszczone" - następuje mały przyrost przekazywanego ciepła przy wzroście temperatury ścianki. Ponadto, przy takim samym przegrzaniu ścianki, przekazywane jest mniej ciepła, niż przy ciśnieniach atmosferycznych. Nachylenie krzywej jest takie samo jak w przypadku wrzenia konwekcyjnego, co sugeruje brak nukleacji (powstających pęcherzy), jednak w trakcie eksperymentu obserwowano pojedyncze, duże pęcherze powstające na powierzchni. Oznacza to, że powstawanie pęcherzy w niskim ciśnieniu ma pomijalny wpływ na przenoszenie ciepła w takich warunkach.

Przykładowe porównanie teoretycznych wartości współczynnika wnikania ciepła z eksperymentalnymi przedstawiono na Rys. 4.4 oraz Rys. 4.5, odpowiednio dla ustalonej gęstości strumienia ciepła i stałego przegrzania. Wykresy przedstawiające porównania dla wszystkich przebadanych warunków przedstawiono w Dodatku A. Stworzone zostały one na podstawie wyników eksperymentalnych oraz wzorów (1.8)–(1.24). Wyniki obliczeń niektórych korelacji nie zostały przedstawione na rysunkach, ponieważ były zbyt duże i powodowałyby nieczytelność wykresów.

Większość wyników obliczeń znacznie odbiega od wartości wyznaczonych eksperymentalnie oraz od siebie nawzajem. Różnice zwiększają się wraz ze wzrostem ciśnienia, co jest zastanawiające, ponieważ wzory te wyznaczone zostały dla ciśnień atmosferycznych, więc wraz ze zbliżaniem się do tej wartości, powinny się zbiegać. Należałoby przeprowadzić tu dodatkowe badania w szerszym przedziale ciśnień, nie jest to jednak przedmiotem tej pracy. Ponadto, wraz

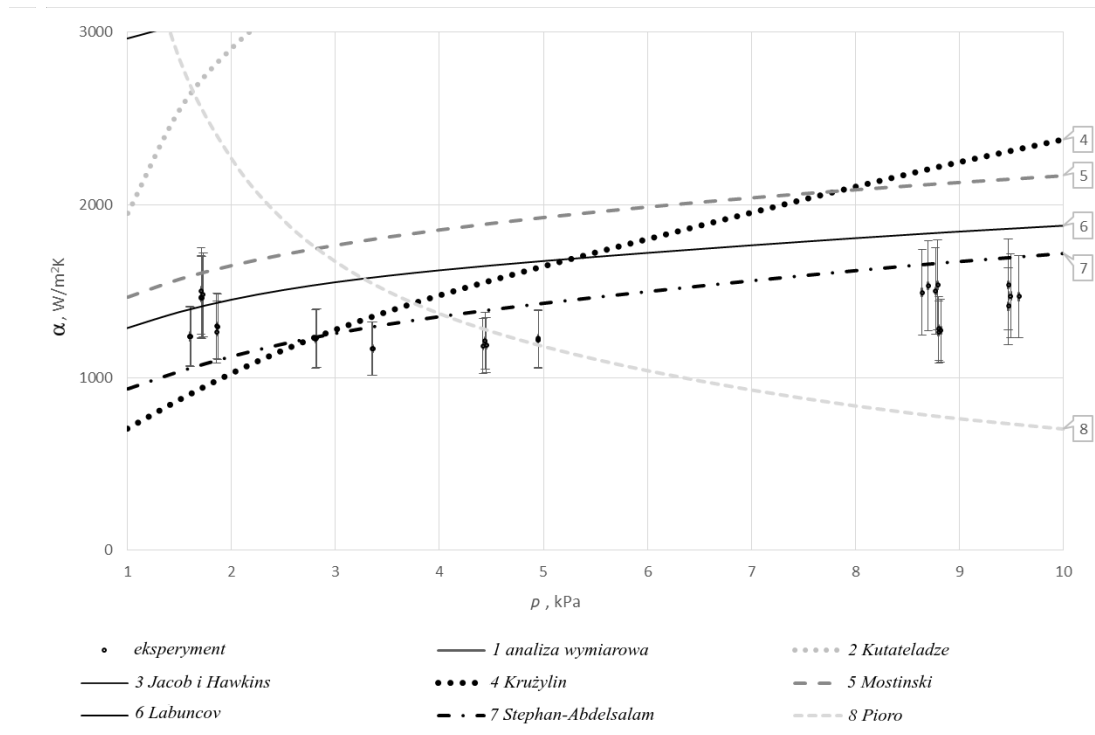


Rysunek 4.3: Porównanie wyników eksperymentalnych z krzywą wrzenia przy ciśnieniu atmosferycznym.

ze wzrostem strumienia ciepła lub przegrzania ścianki również dochodzi do wzrostu różnicy między eksperymentem, a wartościami obliczeniowymi.

Wartości współczynnika wnikania ciepła wynikające z eksperymentów mają płaską charakterystykę zależności od ciśnienia. Przy tak niskim ciśnieniu, bardzo blisko punktu potrójnego (611 Pa, 0,1°C), α słabo zależy od ciśnienia - współczynnik wnikania ciepła rośnie maksymalnie o 20% od najniższego, do najwyższego zbadanego ciśnienia. Według Mostńskiego [29] wrzenie przy ciśnieniu atmosferycznym i wyższym zależne jest od ciśnienia krytycznego p_{crit} . Przedstawia to zależność ciśnienia do ciśnienia krytycznego (ciśnienie zredukowane). Potwierdza to „płaski” charakter zależności współczynnika wnikania ciepła od ciśnienia, widoczny na Rys. ?? i Rys. 4.5. Wartość ciśnienia zredukowanego dla przedstawionych ciśnień wynosi 4,5e-5 do 4,5e-4.

Przy prawie najmniejszych zmierzonych ciśnieniach (1,7 kPa) zaobserwowano skok wartości współczynnika wnikania ciepła α w stosunku do ciśnień mniejszych oraz większych. Występowanie tego skoku przy każdej serii pomiarowej sugeruje, że nie jest to błąd pomiaru. Zdaniem autora, widoczna jest tu zmiana kształtu i wielkości pęcherzy w ciśnieniach zbliżonych do 1 kPa. Giraud i inni [19] zaobserwowali zmianę w formowanych pęcherzach dla ciśnień zbliżonych do



Rysunek 4.4: Porównanie współczynników wnikania ciepła teoretycznych z eksperymentalnymi dla $q = 2,1 \text{ W/cm}^2$.

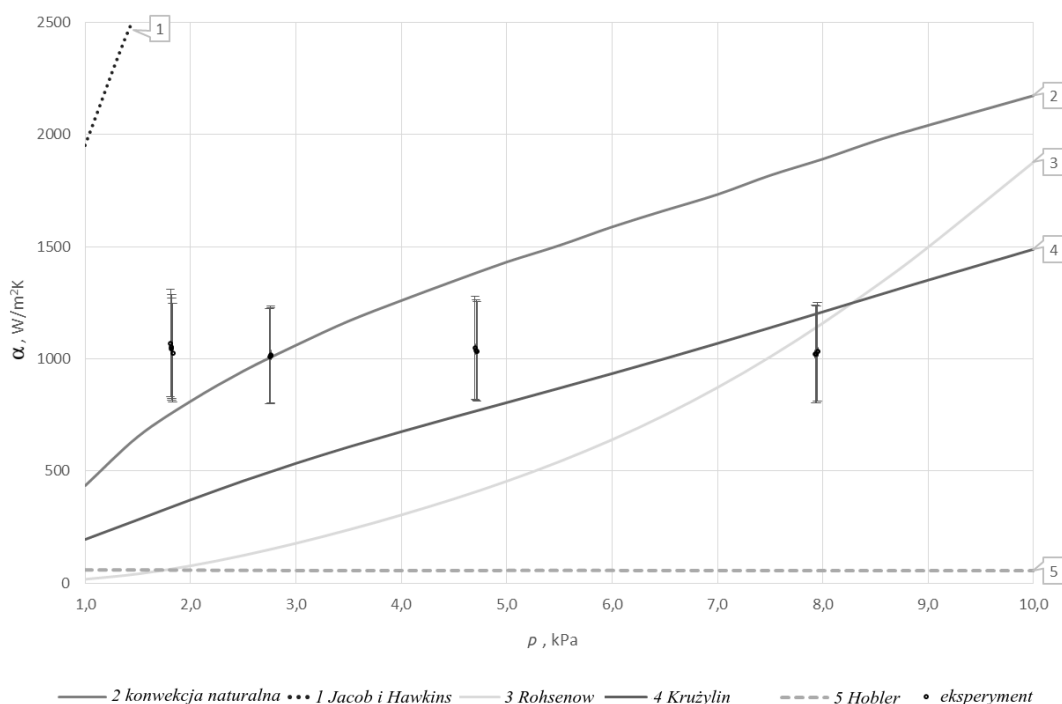
1 kPa. Zauważyli oni, że do 1–2 kPa średnica oderwania pęcherza rośnie, natomiast poniżej zaczyna maleć. Widoczny „skok”, wartości współczynnika α może być tym spowodowany.

Dla wszystkich zmierzonych ciśnień p_0 oraz gęstości strumienia ciepła q , wartość współczynnika wnikania ciepła α jest mniejsza niż $2 \text{ kW/m}^2\text{K}$ oraz większa niż $0,9 \text{ kW/m}^2\text{K}$. Dokładniej $952\text{--}1348 \text{ W/m}^2\text{K}$ przy 1 W/cm^2 , $1190\text{--}1570 \text{ W/m}^2\text{K}$ przy $2,1 \text{ W/cm}^2$ oraz $1336\text{--}1878 \text{ W/m}^2\text{K}$ przy $4,3 \text{ W/cm}^2$. Przedstawiono to na Rys. 4.4.

W zależności od gęstości strumienia ciepła lub przegrzania oraz od ciśnienia, inne korelacje najlepiej odwzorowują wrzenie. Przedstawiono to w tabeli 4.1. SOW jest to średnie odchylenie względne, natomiast SOB to średnie odchylenie bezwzględne, opisane odpowiednio wzorami (4.6) i (4.7). Spośród korelacji biorących pod uwagę przegrzanie, najdokładniejsze okazały się wzory Mostińskiego (1.15) oraz Jacoba i Hawkinsa (1.12) mające odpowiednio $SOB = 0,13 - 0,35$ oraz $SOB = 0,16 - 0,27$. Oba zawyżają współczynnik wnikania ciepła (SOW powyżej 0).

$$SOB = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left| \frac{\alpha(i)_{obliczona} - \alpha(i)_{zmierzona}}{\alpha(i)_{zmierzona}} \right| \quad (4.6)$$

$$SOW = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{\alpha(i)_{obliczona} - \alpha(i)_{zmierzona}}{\alpha(i)_{zmierzona}} \quad (4.7)$$



Rysunek 4.5: Porównanie współczynników wnikania ciepła teoretycznych z eksperymentalnymi dla $\Delta T = 10,2$ K.

Spośród korelacji biorących pod uwagę gęstość strumienia ciepła najlepsze okazały się korelacje Stephana-Abdelsalama z $SOB = 0,16$ i Łabuńcowa w najmniejszym i największym zakresie przebadanych strumieni ciepła. Odpowiednio $SOB = 0,12$ i $SOB = 0,1$. Dla średniego strumienia ciepła rozbieżność nadal jest akceptowalna, jednak znacznie wyższa: $0,89$. Korelacje Hoblera, Michiejewa, Coopera, Gorenflo, Choona i Kutateladzego nie powinny być stosowane w podanym zakresie ciśnień z powodu dużej wartości średniego odchylenia bezwzględnego. Model Króżylina może zostać użyty w przypadku znajomości gęstości strumienia ciepła ($SOB = 0,25 - 0,35$), jednak gdy znane jest przegrzanie model ten nie nadaje się do wykorzystania w danych warunkach ($SOB = 0,56 - 4,76$). Dobłą dokładnością wykazała się korelacja dla konwekcji naturalnej ($SOB = 0,23 - 0,35$), co oznacza, że głównym mechanizmem przenoszenia ciepła w badanych warunkach jest konwekcja naturalna.

Korelacja pochodząca z analizy wymiarowej ma największą rozbieżność z danymi eksperymentalnymi (SOB do 129), ponieważ użyte w nim współczynniki zostały wyznaczone dla innego ciśnienia. Możliwe jest otrzymanie lepszej zbieżności poprzez dobór odpowiednich współczynników. Za pomocą metody najmniejszych kwadratów uzyskano optymalne współczynniki ($SOB = 0,39$ dla całego zakresu przebadanych strumieni ciepła): $C = 2,39 \cdot 10^{-4}$, $m = -0,00549$ oraz $n = 2,55$.

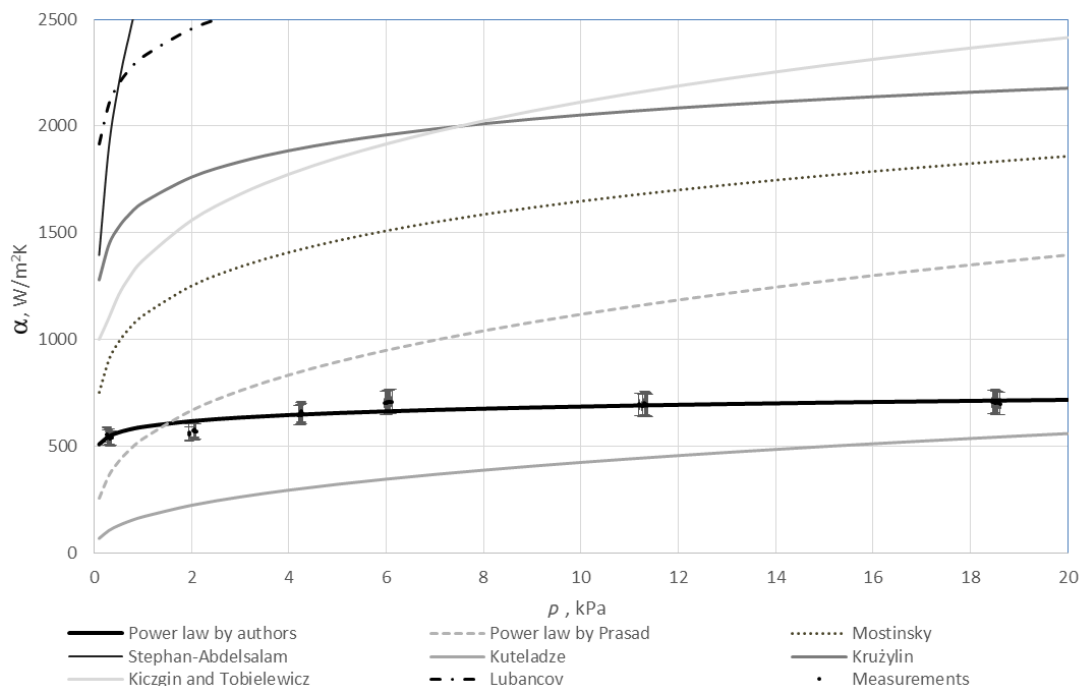
Tabela 4.1: Średnie odchylenia względne (SOW) i bezwzględne (SOB) dla wybranych korelacji. Woda.

Korelacja	1 W/cm ²		2,1 W/cm ²		4,3 W/cm ²	
	SOB	SOW	SOB	SOW	SOB	SOW
Krużylin ΔT	0,80	-0,79	0,53	0,56	4,39	4,76
Krużylin q	0,25	-0,22	0,35	0,12	0,26	0,001
Mostinski	0,13	0,01	0,35	0,36	0,20	0,001
Cooper	0,97	-1,00	0,97	-1,00	0,97	-1,00
Gorenflo	0,96	-0,99	0,96	-0,96	0,96	-0,99
Jacob i Hawkins	0,16	0,07	0,22	0,23	0,27	0,30
Rohsenow	0,80	-0,83	0,58	-0,63	2,46	2,19
Hobler	0,97	-0,97	0,87	-0,94	0,75	-0,81
Łabuńcow	0,12	-0,09	0,89	0,20	0,10	0,05
Michiejew	15,02	15,48	17,00	17,00	15,25	15,75
Stephan-Abdelsalam	0,24	-0,26	0,16	-0,01	0,14	-0,11
Kutateladze	0,76	0,78	1,25	1,29	1,00	1,00
Analiza wymiarowa q	0,14	0,17	1,84	1,90	1,52	1,57
Analiza wymiarowa q własne współczynniki	0,39	0,2	0,39	0,20	0,39	0,2
Analiza wymiarowa ΔT	4,63	4,62	14,20	15,20	129,00	143,00
Konwekcja naturalna	0,23	-0,01	0,33	0,12	0,35	0,13
Pioro	0,29	-0,002	0,54	0,18	0,45	0,02
Rohsenow, zmodyfikowany	1,80	1,80	1,71	1,71	0,93	0,92

4.2.2 Korelacje dla metanolu

Wartości współczynnika wnikania ciepła α ma płaską charakterystykę zależności od ciśnienia w zbadanym przedziale ciśnień p_0 0,3–20 kPa. Wartość współczynnika wnikania ciepła α w przebadanym zakresie gęstości strumienia ciepła q (2,1–4,3 W/cm²) i ciśnienie jest mniejsza od 1 kW/m². Zmienia się o 30% od najmniejszego zbadanego ciśnienia do największego i przyjmuje wartości między 686, a 973 W/m²K oraz 543–704 W/m²K odpowiednio dla gęstości strumienia ciepła q 2,1 i 4,3 W/cm². Przykładowe porównanie wartości zmierzonych oraz obliczonych ze wzorów (1.25)–(1.32) dla gęstości strumienia ciepła q 2,1 W/cm² przedstawiono na Rys. 4.6. Rysunki porównawcze dla wszystkich zmierzonych gęstości strumienia ciepła przedstawiono w dodatku A. Większość korelacji zawyża współczynnik wnikania ciepła α .

W tabeli 4.2 zestawiono wartości współczynników SOW oraz SOB dla wszystkich korelacji przedstawionych w rozdziale 1, tj. dla równań (1.25)–(1.32). Najdokładniejszą korelacją jest ta przedstawiona przez Kutateladze (1.29) o 0,42 SOB oraz korelacja na podstawie analizy wymiarowej wykorzystująca współczynniki wyznaczone dla ciśnienia atmosferycznego (1.25), o 0,64 SOB. Żadna inna przedstawiona korelacja dla wrzenia nie posiada SOB mniejszego niż 1.



Rysunek 4.6: Porównanie współczynników wnikania ciepła teoretycznych z eksperymentalnymi dla metanolu, $q = 2,1$ W/cm².

W zbadanych warunkach, współczynnik wnikania ciepła α okazał się zależny głównie od gęstości strumienia ciepła q . Za pomocą metody najmniejszych kwadratów uzyskano empiryczne współczynniki do równania pochodzącego z analizy wymiarowej (1.25). Uzyskano dzięki temu SOB równe 0,06 oraz SOW równe +0,02. Wyznaczone współczynniki to: $C = 9.11$, $m = 0.373$, $n = 0.065$.

4.3 Wpływ wysokości słupa cieczy na proces wrzenia

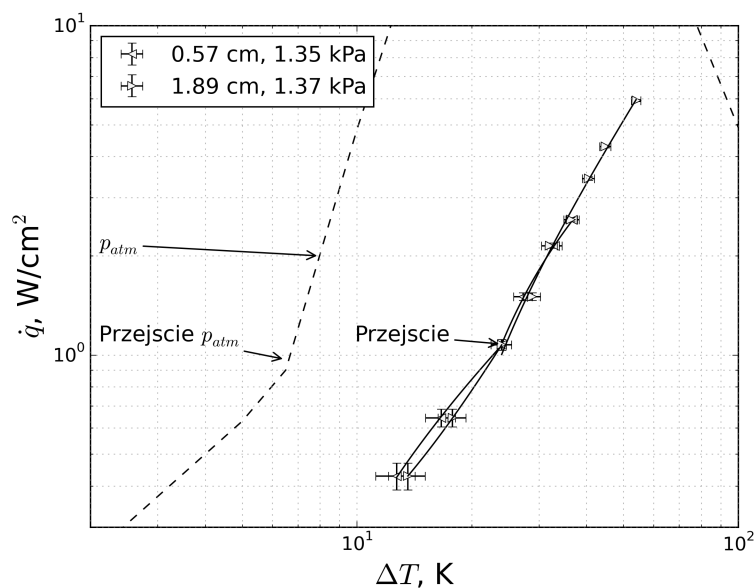
Badania wpływu wysokości słupa cieczy na proces wrzenia przeprowadzono na powierzchni o chropowatości $Ra = 0,659$ mm, przy 9 różnych gęstościach strumienia ciepła q : 0,43; 0,64; 1,07; 1,5; 2,14; 2,58; 3,44; 4,3 i 5,93 W/cm². Ciśnienie panujące w zbiorniku p_e posiadało wartość między 0,9–4 kPa, co odpowiada temperaturom używanym w adsorpcyjnych urządzeniach chłodniczych: 5,5 oraz 29°C. Zmierzono dwa poziomy czynnika H : 5,7 i 18,9 mm. Wszystkie obliczenia wykonano dla ciśnienia przy grzałce p_0 , oznacza to, że do ciśnienia pary zmierzonego przez manometr dodano 56 oraz 185 Pa odpowiednio dla wysokości H 5,7 i 18,9 mm.

W celu poznania wpływu wysokości słupa cieczy H na wrzenie wyznaczono krzywe wrzenia dla dwóch wybranych ciśnień p_0 : 1,3 i 2,55 kPa oraz porównano je z przykładową krzywą wrzenia dla ciśnienia atmosferycznego. Przedstawiono to na rysunkach 4.7 oraz 4.8. Punkty przedsta-

Tabela 4.2: Średnie odchylenia względne (SOW) i bezwzględne (SOB) dla wybranych korelacji. Metanol.

Korelacje	SOB	SOW
Analiza wymiarowa (własne współczynniki)	0,06	0,02
Analiza wymiarowa (współczynniki [55])	0,64	-0,64
McNelly	3,4	3,4
Mostinsky	1,54	1,54
Stephan-Abdelsalam	6,1	6,1
Kutateladze	0,42	-0,42
Krużylin	1,62	1,62
Kiczgin i Tobielewicz	1,78	1,78
Łabuńcow	2,82	2,82

wione na wykresie są uśrednionymi wartościami pomiarów. Przy ciśnieniu p_0 1,3 kPa wpływ wysokości słupa cieczy H jest pomijalny: największa różnica między zbadanymi przegrzaniem ΔT wynosi 7%.



Rysunek 4.7: Porównanie krzywych wrzenia dla różnych wysokości cieczy, 1,3 kPa.

Wyniki przedstawione na rysunkach 4.7 oraz 4.8 świadczą o tym, że tak jak w przypadku badań przedstawionych we wcześniejszym podrozdziale, zmienia się charakter wrzenia. Im niższe

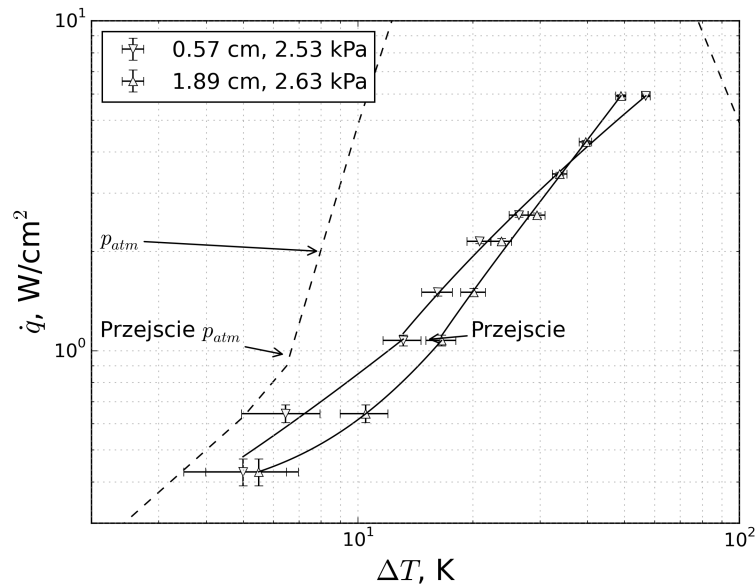
ciśnienie p_0 , tym charakterystyka wrzenia przesunięta jest w kierunku większego przegrzania ΔT . Oznacza to, że większe przegrzanie ΔT jest potrzebne do zainicjowania wrzenia pęcherzowego. Przy ciśnieniu p_0 1,3 kPa pierwsze pęcherze pojawiają się przy przegrzaniu ΔT równym 20 K, natomiast przy ciśnieniu p_0 wymagane przegrzanie ΔT to 10,5 K. W obu przypadkach przejście zaszło przy gęstości strumienia ciepła około 1 W/cm².

Zwiększenie ciśnienia p_0 zwiększyło różnicę między wrzeniem dla dwóch różnych wysokości. Jest to głównie widoczne w rejonie wrzenia konwekcyjnego, gdzie nie zachodzi mieszanie cieczy poprzez ruch pęcherzy. Świadczy to o wzroście znaczenia przewodzenia ciepła w tym rejonie, ponieważ wysokość płynu nie ma wpływu na konwekcję, natomiast w przypadku przewodzenia mniejsza wysokość słupa cieczy oznacza mniejsze opory cieplne. Jest to zachowanie inne niż to przedstawione przez Schnabel i innych [63], którzy zaobserwowali większą różnicę w rejonie wrzenia pęcherzowego, natomiast pomijalną w rejonie konwekcyjnym. Ponadto, w ich badaniach więcej ciepła zostało przekazane przy większym poziomie cieczy. Autorzy cytowanej pracy sugerują, że spowodowane jest to konstrukcją ich stanowiska badawczego. Umożliwiło ono cyrkulację cieczy w przestrzeni między grzaną próbką, a ścianą zbiornika. W stanowisku użytym w tej pracy cyrkulacja taka jest niemożliwa. Oznacza to, że dodatkowa przestrzeń pozwalająca na cyrkulację czynnika może posłużyć do zwiększenia współczynnika wnikania ciepła α .

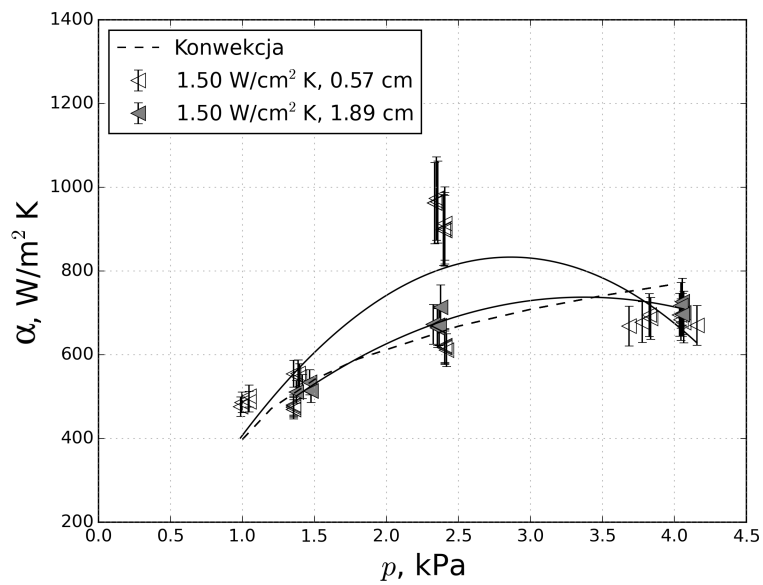
Przy najwyższych zbadanych gęstościach strumienia ciepła q , przegrzanie ΔT jest takie samo dla ciśnień 1,3 i 2,55 kPa oraz obu wysokości słupa cieczy H . Giraud i inni [19] zauważyli, że do ciśnienia 1,8 kPa wielkość pęcherzy gazowych zwiększa się wraz ze spadkiem ciśnienia. Poniżej 1,8 kPa pęcherze zaczynają maleć. Możliwe, że średnica odrywanych pęcherzy była podobna w przypadku tych dwóch ciśnień.

Na Rys. 4.9 przedstawiono zależność współczynnika wnikania ciepła α od ciśnienia p_0 oraz wysokości słupa cieczy H . Dla zachowania czytelności w rozdziale przedstawiono tylko wartość dla wybranego strumienia ciepła. Wykresy dla wszystkich przebadanych warunków zaprezentowano w dodatku B. Różnica w wartości między poziomami współczynnika wnikania ciepła α jest zazwyczaj mniejsza niż 100 W/m²K, co oznacza wzrost maksymalnie o 10% na korzyść mniejszej wysokości H . Błąd pomiaru został oszacowany w tych badaniach na 12–20%. Współczynnik rośnie liniowo wraz ze wzrostem ciśnienia, o nie więcej niż 100 W/m²K na każdy 1 kPa.

Zwiększenie gęstości strumienia ciepła q z 0.43 W/cm² do 5.93 W/cm² przy ciśnieniu p_0 około 1 kPa powoduje wzrost współczynnika wnikania ciepła α od 250 do 1150 W/m²K. Przy ciśnieniu 4 kPa zmiana ta zachodzi między 350, a 1400 W/m²K. Różnice w wartościach współczynnika wnikania ciepła H między badaniami przedstawionymi w tym podrozdziale, a 2.2.1 są spowodowane zastosowaniem innej powierzchni. Wielkość szczelin spowodowanych chropowatością zmniejszyła ilość pęcherzy lub nawet nie pozwoliła na ich powstanie. Dlatego dla większości strumieni ciepła najdokładniejsza korelacja na współczynnik wnikania ciepła to korelacja dla konwekcji naturalnej. Inne korelacje przewidywały współczynnik α z różnicą większą niż 100% przez co nie zostały przedstawione na wykresach.



Rysunek 4.8: Porównanie krzywych wrzenia dla różnych wysokości cieczy, 2,55 kPa.

Rysunek 4.9: Porównanie wartości współczynnika wnikania ciepła α od ciśnienia. Gęstość strumienia ciepła q $1,5 \text{ W/cm}^2$.

4.4 Wnioski dotyczące wrzenia z powierzchni płaskiej przy obniżonym ciśnieniu

W badanym zakresie ciśnień p_0 zarówno woda, jak i metanol, mają płaską zależność współczynnika wnikania ciepła α od ciśnienia p_0 . Jeśli porównać "bliskość" ciśnienia w zbiorniku p_0 do ciśnienia punktu potrójnego p_3 , to dla wody przy 1 kPa stosunek tych ciśnień wyniesie $p_3/p_0 = 0,6$, a dla metanolu przy 0,3 kPa stosunek ten równy jest $p_3/p_0 = 0,0006$. Jest to ważne, ponieważ woda w tych warunkach znajduje się „blisko” punktu potrójnego, a metanol nie. Oznacza to, że stosowanie współczynnika zwanego ciśnieniem zredukowanym, będącego ilorazem ciśnienia p_0 do ciśnienia krytycznego p_{kr} jest właściwe również przy małych wartościach tego współczynnika. Wcześniej sprawdzono to tylko do wartości 0,0001 [53], podczas gdy dla wody przy ciśnieniu 1 kPa, ciśnienie zredukowane wynosi $4,5e-5$, a dla metanolu $3,7e-5$ przy ciśnieniu 0,3 kPa.

Istnieją powierzchnie posiadające średnią wielkość szczelin zbyt dużą, lub zbyt małą aby promować wrzenie pęcherzowe, jak przedstawiono na Rys. 1.8 oraz co można wyliczyć na podstawie równania (1.2). Dla nich, przy przegrzaniach interesujących z punktu widzenia parowaczy systemów chłodniczych, czyli poniżej 10 K, wymiana ciepła charakteryzuje się współczynnikami wnikania ciepła mniejszymi niż $500 \text{ W/m}^2\text{K}$ i może być opisana równaniem na konwekcję naturalną. W tym wypadku obserwuje się niewielki wpływ wysokości słupa cieczy, jest on jednak mniejszy niż średni błąd pomiaru. Z tego powodu jest on pomijalny. Dla powierzchni o odpowiedniej chropowatości, współczynniki wnikania ciepła są mniejsze niż $1000 \text{ W/m}^2\text{K}$. Opisać je można korelacjami Stephana-Abdelsalama i Łabuńcowa w przypadku wody. Ponadto zarówno dla wody jak i metanolu, można zastosować korelację pochodzącą z analizy wymiarowej. Należy zastosować współczynniki wyznaczone przez autora. Są to $C = 2,39 \cdot 10^{-4}$, $m = -0,00549$, $n = 2,55$ oraz $C = 9.11$, $m = 0.373$, $n = 0.065$ odpowiednio dla wody i metanolu.

Należy pamiętać o znacznym wpływie wysokości słupa cieczy na temperaturę nasycenia i powstałą przez to stratyfikację przechłodzenia cieczy, co zaprezentowano na Rys. 1.10. Wiedząc, że wysokość słupa cieczy ma pomijalny wpływ na wymianę ciepła, powinno się wybierać jak najmniejszą wysokość słupa cieczy, aby jak najmniej podwyższyć temperaturę nasycenia panującą w zbiorniku.

Rozdział 5

Wrzenie na powierzchni rozwiniętej przy obniżonym ciśnieniu

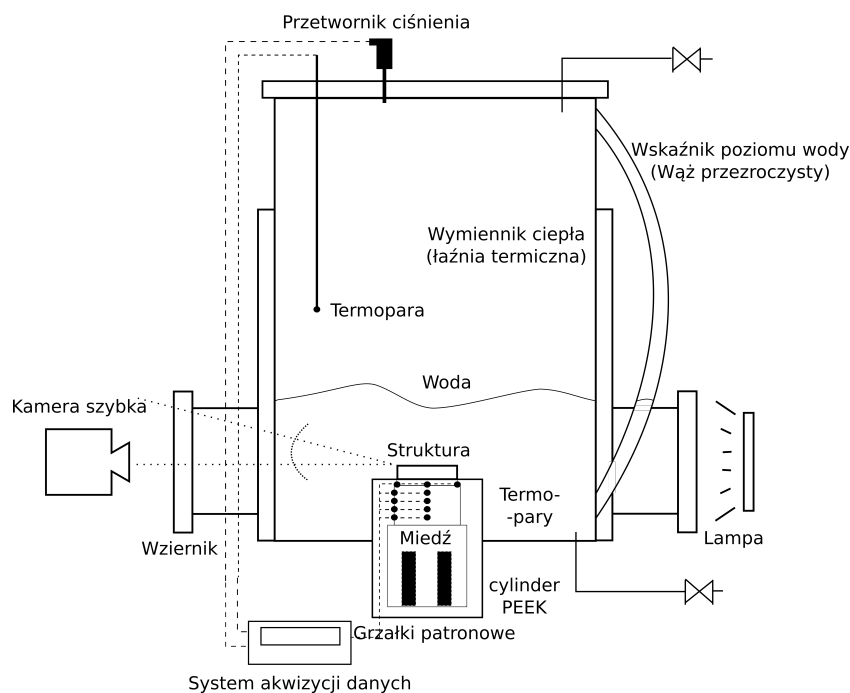
5.1 Stanowisko badawcze

Badania przeprowadzono w laboratorium Centrum Energetycznego i Termicznego Lyonu (CETHIL - Centre d'Energétique et de Thermique de Lyon) będącego częścią Narodowego Instytutu Badań Stosowanych (INSA - Institut National des Sciences Appliquées) w Lyonie, we Francji.

Schemat stanowiska przedstawiono na rys. 5.1, natomiast zdjęcie na rys 5.2. Jego główną częścią jest zbiornik ze stali nierdzewnej. Średnica wewnętrzna zbiornika to 200 mm, natomiast wysokość to 420 mm. Zbiornik posiada cztery, równo od siebie oddalone wzierniki o średnicy 100 mm, umożliwiające obserwację próbek. Napełnianie oraz opróżnianie czynnikiem odbywa się poprzez zawór kulowy u dołu zbiornika. Na górze znajduje się drugi zawór umożliwiający podłączenie pompy próżniowej. Aby ustalić ciśnienie w środku, zbiornik posiada płaszcz wodny wbudowany w ścianę boczną. Podłączony jest on do termostatu cyrkulacyjnego. Z powodu charakteru pracy termostatu, ciśnienie w zbiorniku zmienia się w sposób sinusoidalny, z odstępem mniejszym niż ± 60 Pa od ciśnienia średniego (nastawionego).

Wewnątrz zbiornika, powyżej poziomu czynnika, znajduje się termopara typu K mierząca temperaturę pary. Jest ona potrzebna aby sprawdzić, czy czynnik w zbiorniku znajduje się w warunkach nasycenia. Ciśnienie mierzone jest za pomocą przetwornika ciśnienia Kobold SEN o przedziale 0–0,16 bar (ciśnienia absolutnego) i dokładności $\pm 0.5\%$.

Rysunek grzałki oraz mocowania próbki przedstawiono na rys. 5.3. Dwie grzałki patronowe znajdują się w miedzianym cylindrze o średnicy 49 mm. Napięcie i natężenie prądu kontrolowane są poprzez potencjometry zasilacza. Najwyższa część cylindra została przycięta do kształtu prostokąta aby w łatwy sposób można było zamocować na nim próbkę o kwadratowej podstawie. W tej części znajdują się również dwa rzędy po cztery termopary typu K (8 termopar). Każdy rząd termopar znajduje się na innej ścianie. Pierwsza termopara z każdego rzędu



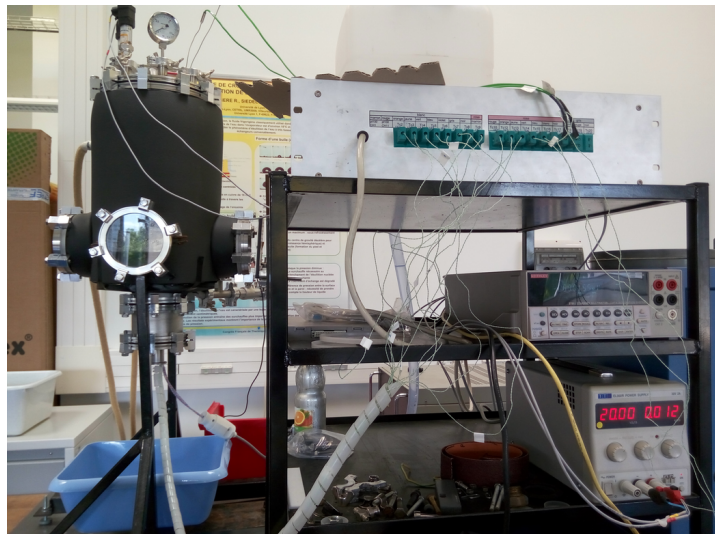
Rysunek 5.1: Schemat stanowiska badawczego do pomiaru oraz przeprowadzenia wizualizacji wrzenia z powierzchni rozwiniętych.

znajduje się ok 4 mm od górnej powierzchni cylindra, każda następna 4 mm od poprzedniej. Odległości zostały zmierzone mikroskopem konfokalnym. Termopary te są użyte do wyznaczenia chwilowej gęstości strumienia ciepła, będącej miarą prawdziwej gęstości strumienia ciepła dochodzącej do próbki, a więc niepotrzebującej obliczenia dodatkowo strat ciepła z grzałek: metodę tę zastosowano m.in. w [20, 39].

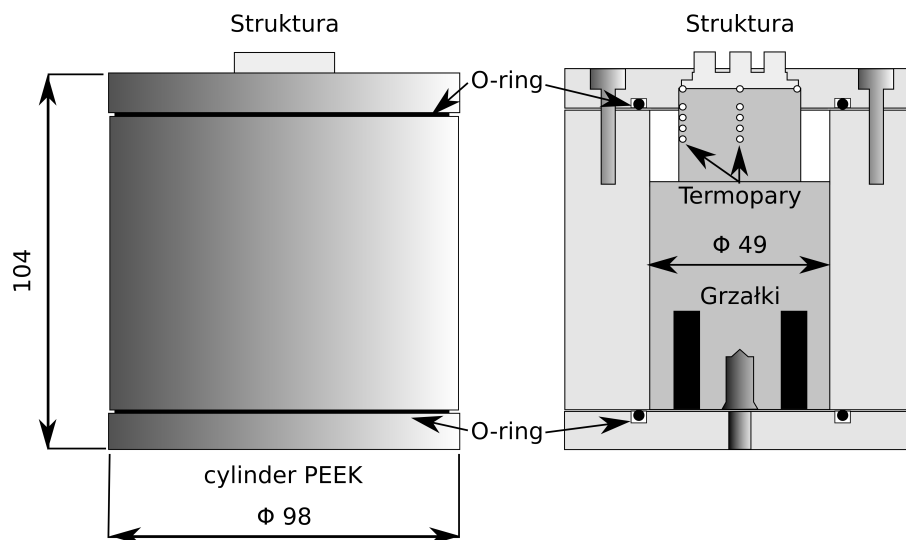
Miedziany cylinder znajduje się w cylindrze z polimeru termoplastycznego PEEK (Poli-etero etero keton) przykrytego pokrywą. Całość umieszczona jest w zbiorniku przez piąty wziernik znajdujący się z dołu zbiornika. Każda z testowanych próbek posiada żłobienia na spodzie. Próbką położona jest na górę miedzianego cylindra, między nimi znajduje się pasta termoprzewodząca. W żłobieniach, 2 mm pod powierzchnią próbki, umiejscowione są 3 termopary typu K. Jedna w centrum i dwie na brzegach. Temperatura na powierzchni próbki obliczona jest ze wzoru 4.3.

Podczas każdego pomiaru proces wrzenia jest nagrywany szybką kamerą (Photron Fastcam 1024 PCI) o prędkości zapisu do 5000 klatek na sekundę. Nagrywana objętość cieczy oświetlona jest przez ustawione naprzeciwko białe światło LED (Phlox SLLUB white led Backlight 100 x 100).

Próbka widoczna na wszystkich zdjęciach z wizualizacji służy za punkt odniesienia do pomiarów wielkości pęcherzy. Na zdjęciach widać tylko żebra główne między którymi odległość wynosi 27 mm.



Rysunek 5.2: Zdjęcie stanowiska badawczego.

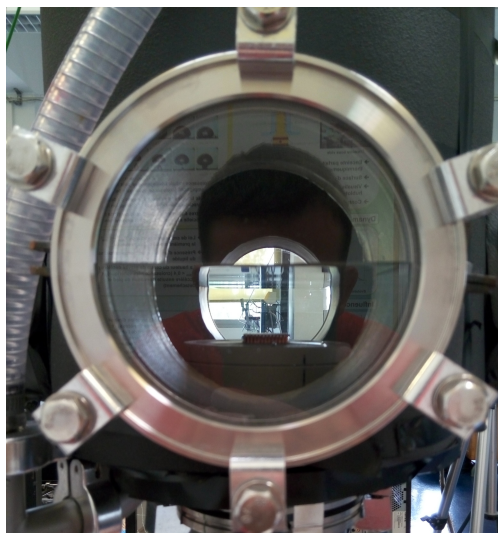


Rysunek 5.3: Schematyczne przedstawienie grzałki i mocowania próbki.

5.1.1 Procedura badawcza

Pomiary przeprowadzono przy dwóch wysokościach słupa cieczy (wody) H : 5 oraz 28,7 mm, które odpowiadają wysokości struktury oraz połowie wysokości wziernika (próbka znajduje się około 21,3 mm powyżej wziernika, co przedstawiono na zdjęciu 5.4). Poziom cieczy zmierzony jest dzięki przezroczystemu węzowi. We wszystkich analizach ciśnienie odpowiada ciśnieniu przy podstawie próbki, czyli jest sumą ciśnienia pary oraz ciśnienia hydrostatycznego.

Do zbiornika nalana jest woda destylowana. Następnie powietrze jest odprowadzane ze zbior-



Rysunek 5.4: Zdjęcie umiejscowienia próbki.

nika dzięki pompie próżniowej. Zbiornik zostawiony jest na jeden dzień, po którym dochodzi do kolejnego odprowadzenia gazu ze zbiornika i pozostawieniu go na następny dzień. Jest to procedura odgazowania. Po kolejnym dniu dochodzi do jeszcze jednego odprowadzenia gazu poprzez pompę próżniową i rozpoczęcia badań.

Ciśnienie w zbiorniku utrzymywane jest na stałym poziomie poprzez regulację temperatury pary. Termostat cyrkulacyjny doprowadza do wymiennika ciepła znajdującego się w obudowie zbiornika wodę o temperaturze nasycenia dla wybranego ciśnienia. Do grzałek patronowych zostaje dostarczona energia elektryczna. Całość zostaje odstawiona do momentu ustalenia się temperatur oraz ciśnienia. Po każdej zmianie parametrów stanowisko również jest zostawione do momentu ustabilizowania.

Testy przeprowadzono dla 3 powierzchni typu NTS (Narrow Tunnel Structure) oraz 3 typu TS (Tunnel Structure). Mierzone ciśnienia pary, to 0,75, 1, 2, oraz 4 kPa, natomiast nastawione gęstości strumienia ciepła to 0,25, 0,5, 1, 2, oraz 3 W/cm². Gęstość strumienia ciepła obliczona jest względem powierzchni podstawy, tak jak w [47]. Każda seria pomiarów rozpoczyna się od największej gęstości strumienia ciepła, tak aby zainicjować wrzenie pęcherzykowe. Pomiar dla każdej gęstości strumienia ciepła, dla każdego ciśnienia, wysokości słupa cieczy, oraz próbki trwają 1000 sekund. W tym czasie mierzone jest ciśnienie pary, temperatura pary, temperatury bezpośrednio pod próbką oraz temperatury w miedzianym cylindrze. Ponadto fotografowany jest proces powstawania pęcherza kamerą o dwóch nastawionych prędkościach zapisu: 1000 klatek na sekundę oraz 125 klatek na sekundę. Próbka jest oświetlona od tyłu białym światłem LED o luminescencji 53000 cd/m² oraz jednorodności 98.77%. Nagrywanie zawsze odbywa się z tą samą, maksymalną, rozdzielczością 1024 x 1024 pikseli.

Współczynnik wnikania ciepła jest obliczony na podstawie prawa stygnięcia Newtona, z równania (4.4), gdzie T jest temperaturą podstawy żeber danej struktury, a \dot{q} to chwilowa gęstość

ciepła wyliczona na podstawie temperatur w miedzianym cylindrze i równania (5.1). Gęstość strumienia ciepła \dot{q} została wyznaczona ze wzoru (5.1), gdzie ΔZ to odległość między kolejnymi termoparami.

$$\dot{q} = \frac{\Delta T}{\Delta Z} \lambda \quad (5.1)$$

Temperatura nasycenia T_{sat} oraz inne właściwości cieplne badanych substancji wyznaczone zostały na podstawie biblioteki właściwości termodynamicznych, na licencji open source, CoolProp [4].

5.1.2 Analiza niepewności pomiarowych

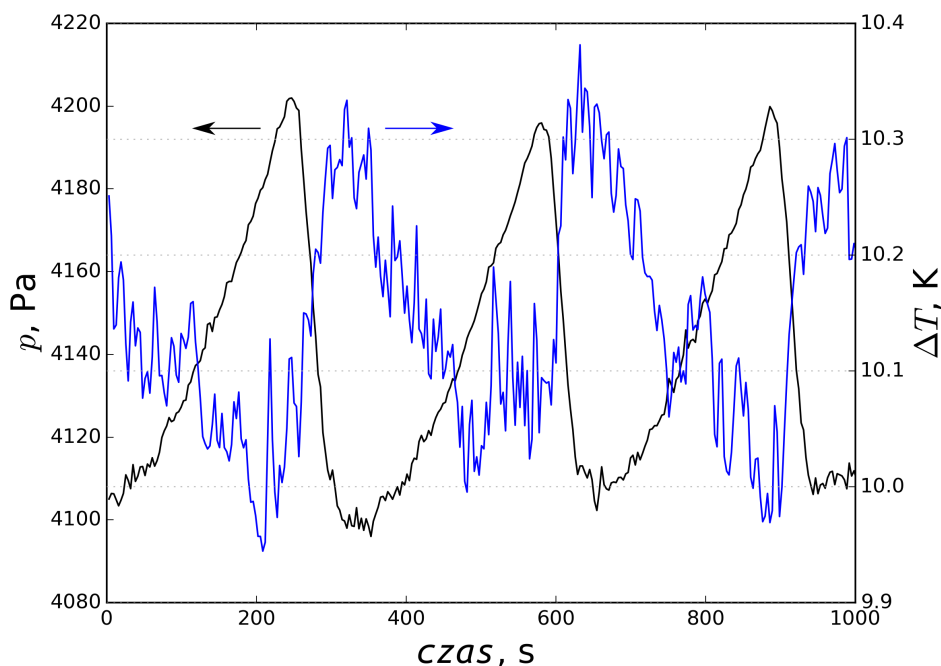
Termopary zostały zweryfikowane i skalibrowane poprzez włożenie ich na 24 godziny do termostatu cyrkulacyjnego zmieniającego temperaturę o 10 K co 3 godziny. Zakres sprawdzonych temperatur to 0–70°C. Odczyt termopar był porównany z odczytem referencyjnego czujnika PT-100.

Błąd pomiaru współczynnika wnikania ciepła obliczono za pomocą metody różniczki zupełnej, jak w równaniu (4.5). Błąd pomiaru gęstości strumienia ciepła za pomocą metody logarytmicznej, jak w równaniu (5.2). Dla małych gęstości strumienia ciepła wynosi on 180%, natomiast dla dużych 50%. Niepewność pomiaru temperatury została oszacowana przy kalibracji na $\pm 0,1$ K, a niepewność pomiaru odległości między termoparami w miedzianym cylindrze na $\pm 0,4$ mm. Niepewność pomiaru ciśnienia to $\pm 0,5\%$, a napięcia i natężenia prądu zasilającego grzałkę odpowiednio $\pm 0,05$ V i $\pm 0,005$ A.

$$\Delta \dot{q} = \dot{q} \left(\frac{\Delta(dT)}{dT} + \frac{\Delta dZ}{dZ} \right) \quad (5.2)$$

5.1.3 Wpływ pracy stanowiska pomiarowego na wyniki

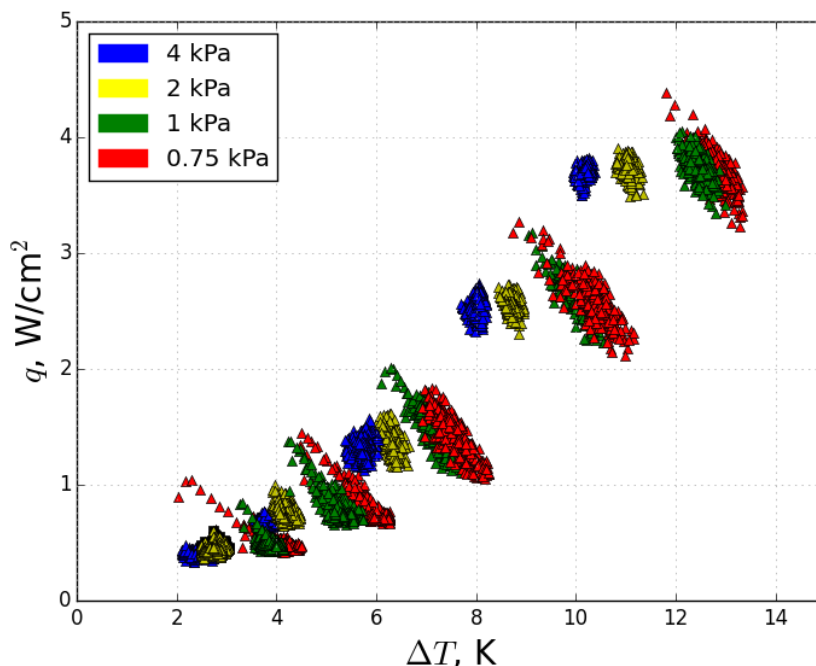
Przegrzanie ścianki ΔT jest zależne od zmian ciśnienia wewnątrz zbiornika. Ciśnienie zmienia się w sposób sinusoidalny do ± 60 Pa w zależności od nastawionego strumienia ciepła. Spowodowane jest to pracą termostatu cyrkulacyjnego, który poprzez ustawienie temperatury pary, ustala również ciśnienie. Termostat włącza lub wyłącza chłodzenie medium chłodzącego z ustaloną amplitudą temperatury, co prowadzi do zmian temperatury pary w czasie $p_g(\tau)$, a więc i ciśnienia w zbiorniku. Przy ciśnieniu absolutnym p rzędu kilku kPa mała zmiana ciśnienia p prowadzi do dużej zmiany temperatury nasycenia T_{sat} , o czym napisano w rozdziale 1. Z tego powodu istnieje odwrotna proporcjonalność wartości przegrzania od czasu $\Delta T(\tau)$ do wartości ciśnienia od czasu $p(\tau)$. Na Rys. 5.5 przedstawiono tę zależność dla pomiaru powierzchni NTS-3 (opis próbek znajduje się dalej w tym rozdziale) przy ciśnieniu 4 kPa oraz dla największego nastawionego strumienia ciepła 3 W/cm². Zmiana ciśnienia powoduje zmianę przegrzania, jednak temperatura powierzchni jest stała. Z tego powodu zdecydowano się przedstawić wszystkie wyniki w postaci uśrednionej.



Rysunek 5.5: Ciśnienie pary p_g oraz przegrzanie ścianki ΔT od czasu, dla nastawionego ciśnienia 4 kPa, nastawionej gęstości strumienia ciepła 3 W/cm^2 i powierzchni NTS-3.

Ciecz w swojej objętości może być uznana za przechłodzoną. Na powierzchni znajduje się ona w warunkach nasycenia dla ciśnienia pary. Temperatura w zbiorniku sterowana jest poprzez wymiennik ciepła znajdujący się w ścianie zbiornika. Oznacza to, że wymiennik ma kontakt zarówno z parą czynnika, jak i jego cieczą. Z tego powodu temperatura na powierzchni cieczy oraz przy ścianie zbiornika jest równa temperaturze nasycenia dla ciśnienia pary. Natomiast temperatura nasycenia dla ciśnienia w cieczy poniżej jej powierzchni jest większa. Średnica zbiornika oraz pole powierzchni wymiennika stykającego się z cieczą jest o rząd wielkości większa od boku powierzchni grzejnej oraz jej pola powierzchni. Przyjęto więc, że temperatura cieczy w jej objętości równa jest temperaturze nasycenia.

Z powodu pojemności cieplnej próbki oraz jej mocowania, a także z powodu cyklicznego charakteru wrzenia w niskim ciśnieniu (duże pęcherze odrywające się z małą częstotliwością) dochodziło do wahań strumienia ciepła przekazywanego przez próbkę. Strumień ciepła dostarczany przez grzałkę jest stały, jednak strumień ciepła przekazany przez powierzchnię do cieczy zmienia się o $\pm 1 \text{ W/cm}^2$, tak jak przedstawiono to na Rys. 5.6. Z tego powodu zdecydowano się pokazywać w pracy tylko wartości uśrednionej chwilowej gęstości strumienia ciepła. Chwilowa gęstość strumienia ciepła podlega rozkładowi normalnemu (Rys. 5.7).



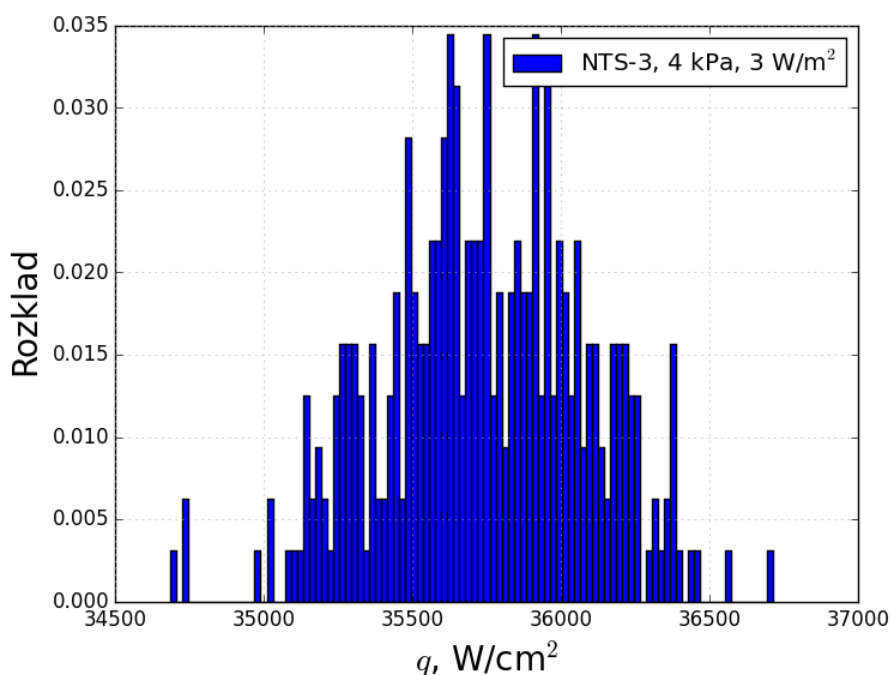
Rysunek 5.6: Krzywa wrzenia dla przykładowej powierzchni (NTS-3). Na wykresie przedstawiono wartości wszystkich pomiarów chwilowej gęstości strumienia ciepła.

5.2 Proces wrzenia z powierzchni rozwiniętych typu NTS

Badane miedziane powierzchnie zaprojektowane zostały przez dr hab. inż. R. Pastuszkę. Zdjęcia oraz szkice próbek przedstawiono na rys. 5.8, natomiast najważniejsze parametry geometryczne w tabeli 5.1. Próbkę zrobione są z połączonych, wąskich, poziomych i pionowych tuneli, umieszczonych pomiędzy żebrami o wysokości 5 mm. Każda próbka ma podstawę kwadratu o boku długości 27 mm. Na podstawie znajdują się 3 główne żebra, w których wycięto kanały. Na dwie próbki, dzięki spiekaniu, nałożona została miedziana folia perforowana o grubości 0,1 mm. Znajduje się ona na powierzchniach bocznych głównych żeber, oraz na powierzchniach górnych kanałów między nimi. Folia położona na kanały tworzy tunele.

Tabela 5.1: Specyfikacja próbek NTS. Wszystkie wielkości podane w mm.

próbka	d_p	p_p	h_f	h_{tunH}	w_{tun}	p_{tun}	δ_f	s	folia perf.
NTS-1	-	0,2	5	1	0,6	2	5	5	nie
NTS-2	0,1	0,2	5	1	1	2	5	5	tak
NTS-3	0,1	0,2	5	1	1,5	2	5	5	tak



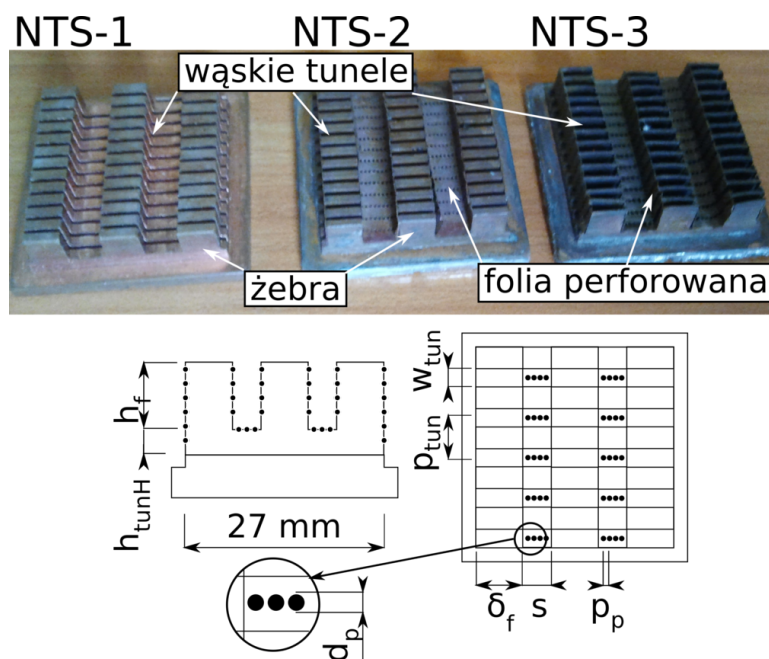
Rysunek 5.7: Rozkład zmierzonych chwilowych gęstości strumienia ciepła dla przykładowej powierzchni (NTS-3), ciśnienia 4 kPa i nastawionej gęstości strumienia ciepła 3 W/cm².

5.2.1 Analiza procesu wrzenia

W trakcie eksperymentów zaobserwowano dwa rodzaje pęcherzy. Jednym rodzajem były pęcherze odrywające się bezpośrednio ze struktury, z ujść tuneli u wierzchołków żeber. Drugim rodzajem były pęcherze powstające z łączenia między strukturą, a mocowaniem powierzchni.

Pęcherze nie mają dostatecznie dużo miejsca do rozwoju przy najmniejszej wysokości słupa cieczy (5 mm). Z tego powodu w trakcie eksperymentu rosły powyżej powierzchni wody tworząc podwójną granicę międzyfazową gaz-ciecz-gaz, po czym pękały, tak samo jak w artykule Giraud i in. [20]. Przedstawiono to na Rys. 5.9. Pęcherz powyżej poziomu cieczy (otoczony przez parę) rósł szybciej niż pęcherz poniżej poziomu cieczy. Dla powierzchni NTS-2 i NTS-3 (posiadających folię perforowaną) pęcherz peryferyjny czasami aktywował powstawanie pęcherzy w tunelach. Zachodziło to przy największych gęstościach strumienia ciepła. Zachodziło wtedy do powstawania pęcherzy w tunelach i natychmiastowego rozerwania ich przy powierzchni, jak przedstawiono na Rys. 5.10 (w 60–178 ms). Para opuszczała tunele poprzez wyloty na wierzchołkach żeber z częstotliwością około 60 Hz przez 400 ms. Następnie przez kilka sekund trwał okres w którym nie zachodziło wrzenie.

Dla pośredniej wysokości słupa cieczy (2,87 cm) zaobserwowano dobrze rozwiniętą konwekcję naturalną w czasie pomiędzy oderwaniem poprzedniego pęcherza, a powstaniem kolejnego. Widoczne jest to po lewej na Rys. 5.11. Powstałe pęcherze intensyfikują konwekcyjną wymianę



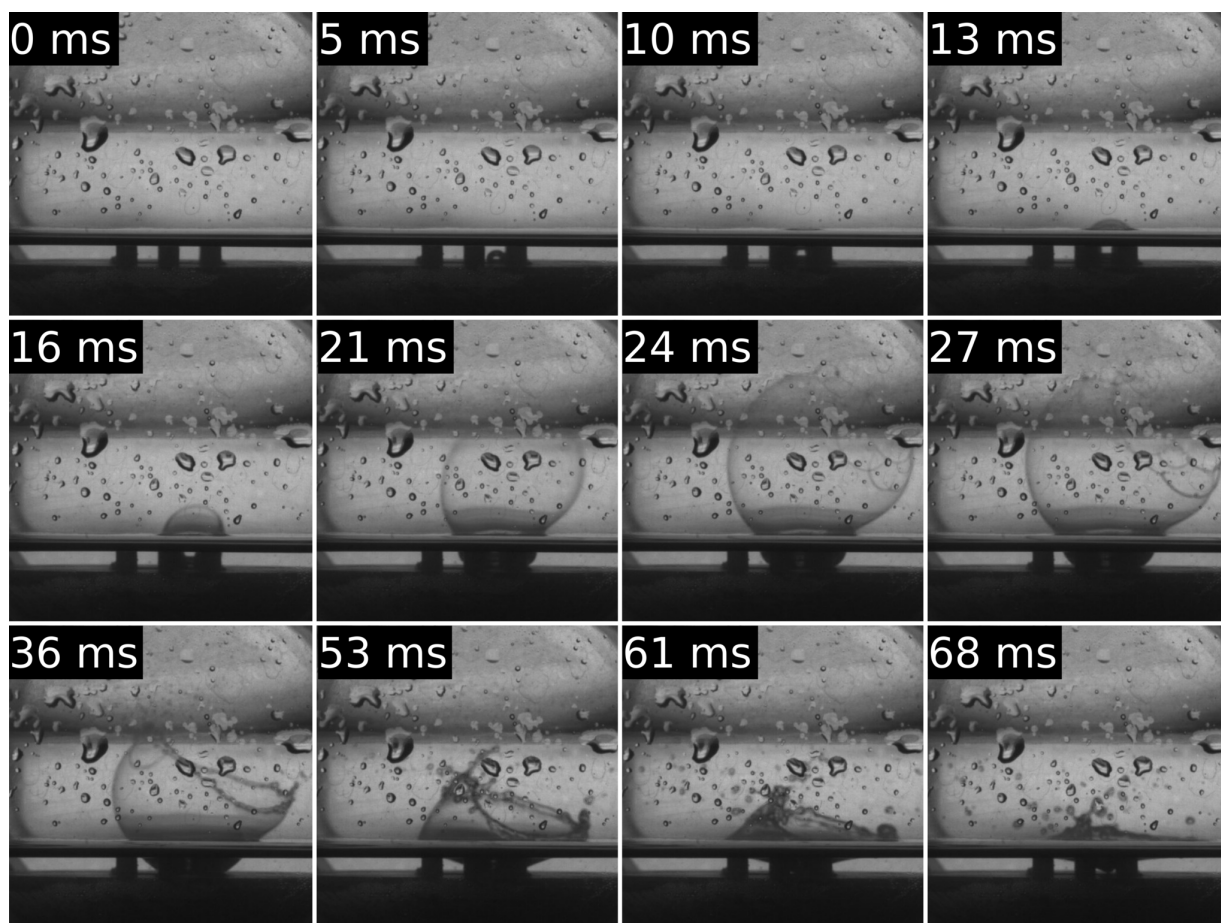
Rysunek 5.8: Zdjęcie oraz rysunki powierzchni NTS.

ciepła poprzez wprowadzenie cieczy w ruch. Na Rys. 5.11 po prawej widać mieszanie cieczy spowodowane ruchem oderwanego pęcherza. Z jednej strony intensyfikuje to wymianę ciepła poprzez konwekcję, jednak z drugiej powoduje napływ cieczy przechłodzonej względem ciśnienia przy powierzchni. Zmniejsza to częstotliwość oderwania pęcherzy, ponieważ przechłodzona ciecz musi zostać przegrzana do temperatury nasycenia odpowiedniej dla ciśnienia cieczy.

W przypadku NTS-1 zaobserwowano jedynie pęcherze peryferyjne, które były zasilane parą z różnych tuneli. Średnica oderwania pęcherzy była rzędu centymetra, a kształt podobny do kształtu zaobserwowanego w literaturze [19] (Rys 5.12). Czas powstawania pęcherzy był większy niż przy ciśnieniu atmosferycznym, a częstotliwość odrywania mniejsza (średnio 0.0083 Hz przy gęstości strumienia ciepła 0.25 W/cm^2 , do 4 Hz przy 3 W/cm^2).

Dla wrzenia z powierzchni NTS-2 i NTS-3 (powierzchni z folią perforowaną) i gęstości strumienia ciepła $\geq 1 \text{ W/cm}^2$ dochodziło do wrzenia cyklicznego. Składało się ono z 2 cykli. Pierwszym cyklem było sporadyczne odrywanie się pęcherzy peryferyjnych. Przy ciśnieniu 1 kPa i gęstości strumienia ciepła 1 W/cm^2 pęcherze peryferyjne odrywały się z częstotliwością 0,45 Hz przez 11 s. Przy 3 W/cm^2 częstotliwość wynosiła 1 Hz przez 2 s. Często oderwanie pęcherza peryferyjnego powodowało drugi cykl: intensywne wrzenie z wierzchołków tuneli (Rys. 5.13). Częstotliwość odrywania tych pęcherzy była rzędu 60 Hz. Obserwowano wtedy łączenie się pęcherzy gazowych nad strukturą (widoczne przy około 90 ms na Rys. 5.13). Wraz ze wzrostem pęcherza rosła wartość wyporności, co powodowało kształt grzybowy. Łączenie pęcherzy zachodziło około 10 mm nad strukturą.

Przy poziomie cieczy 86,2 cm pęcherze powstające z każdej struktury miały mniejszą średni-

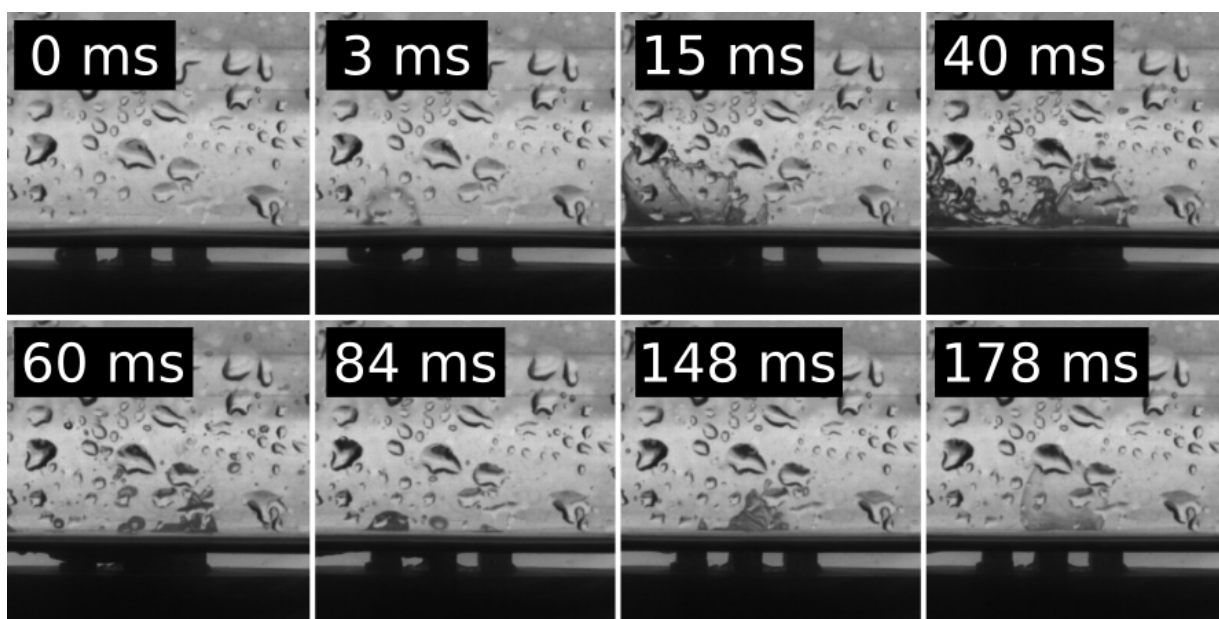


Rysunek 5.9: Powstawanie pęcherza peryferycznego przy najmniejszym napełnieniu (0,5 cm).

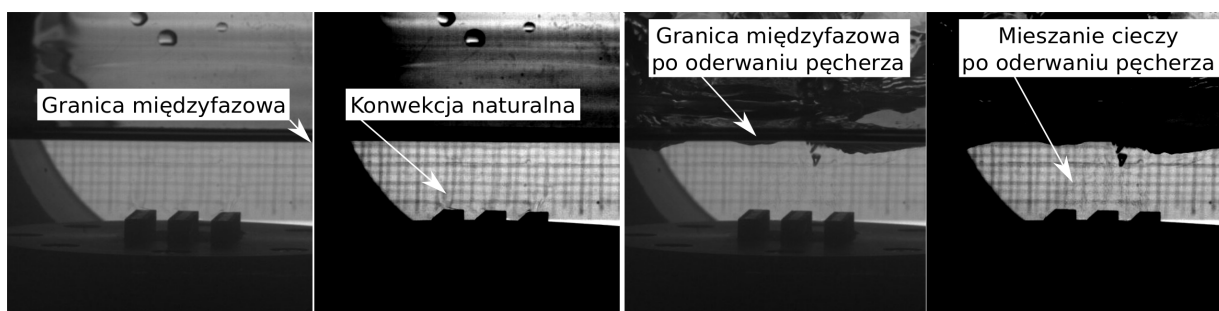
cę, niż dla takich samych warunków, ale mniejszego napełnienia. Pęcherze rzadko się odrywały, zamiast tego skraplały się i zanikały. Proces przedstawiono na Rys. 5.14, gdzie przykładowy pęcherz rozpoczął rosnąć w czasie równym 0 ms, uformował kształt grzybowy po 17 ms, a zapadł się po 43 ms. To zachowanie może zostać wytłumaczone gradientem temperatury w cieczy. Ciecz przy powierzchni NTS jest przegrzana, jednak dalej od niej jest przechłodzona. Ponieważ rosnący pęcherz jest duży (ponad 10 mm), w pewnym momencie ciecz otaczająca go przestaje odparowywać do jego wnętrza, a zaczyna odbierać z niego ciepło i go skraplać. Dochodzi wtedy do zapadnięcia pęcherza.

Średnica oderwania pęcherza

Średnica oderwania pęcherza zależy od ciśnienia. Nie zależy od gęstości strumienia ciepła oraz rodzaju próbki. Ilość aktywnych centr nukleacji oraz częstotliwość odrywania pęcherzy jest mniejsza, natomiast średnica oderwania pęcherza jest większa niż pod ciśnieniem atmos-



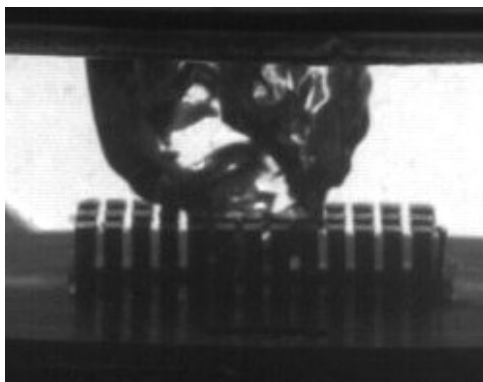
Rysunek 5.10: Powstawanie pęcherza przy najmniejszym napełnieniu (0,5 cm).



Rysunek 5.11: Konwekcja naturalna oraz mieszanie cieczy wymuszone oderwaniem pęcherza. Poziom cieczy równy 2,87 cm. Kontrast został zmieniony w celu ułatwienia obserwacji zmian gęstości cieczy.

ferycznym. To samo zaobserwowano w literaturze [20, 21, 19, 39, 63]. Pod ciśnieniem 1 kPa, średnica oderwania pęcherzy znajduje się w przedziale 2–4 cm. Tak jak przedstawiono to na Rys. 5.15(a) i Rys. 5.15(b). W przypadku pęcherzy peryferyjnych najczęściej obserwowane są pęcherze o średnicy 3 cm. Pod ciśnieniem 4 kPa jedynie największe pęcherze mają średnicę oderwania równą 3 cm. Przy takim ciśnieniu najczęściej średnica oderwania wynosi 1,2 cm. Pęcherze zaprezentowano na Rys. 5.15c i Rys. 5.15d.

Często obserwowane jest łączenie się pęcherzy. Gdy do tego dojdzie, średnica połączonego dużego pęcherza jest większa od średnicy pojedynczych pęcherzy oraz posiada nieregularny kształt, jak na Rys. 5.16. Struktura NTS-1 (bez folii) powoduje powstawanie 1,5 razy większych



Rysunek 5.12: Pęcherz gazowy zasilany parą z tuneli. Widok pod kątem w celu uchwycenia dalszych kanałów.

połączonych pęcherzy niż struktury z folią.

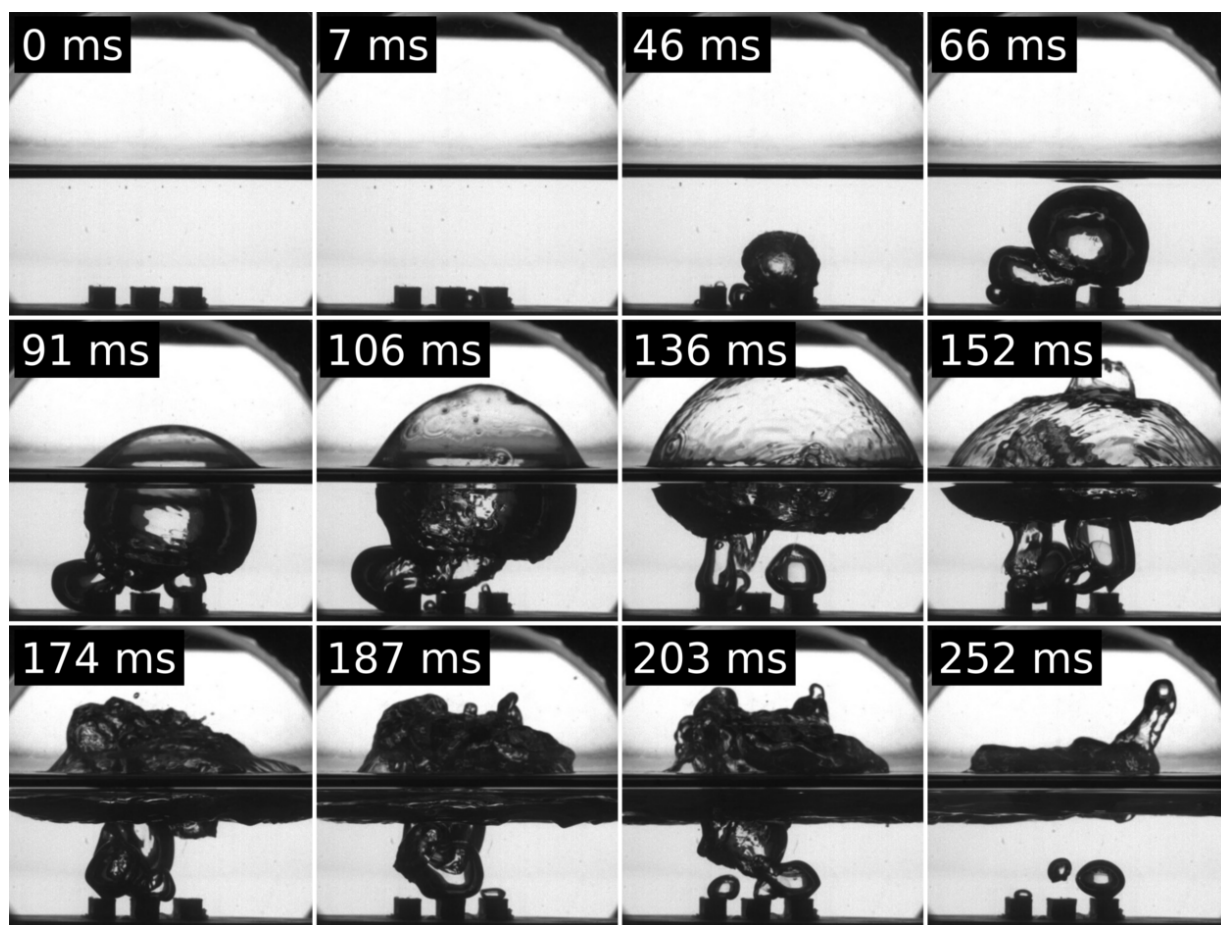
Średnica pęcherza dla najmniejszego napełnienia (5 mm) jest niemożliwa do oszacowania, ponieważ granica fazowa kończy się na wysokości zeber. Pęcherze są otoczone przez ciecz, przez co nie mogą się oderwać i pękać. Dla najwyższego poziomu (86,2 mm) średnica oderwania się pęcherza jest mniejsza niż dla poziomu pośredniego. Spowodowane jest to innym ciśnieniem panującym przy pęcherzu. Przy każdej wysokości cieczy, ciśnienie pary nad jej poziomem jest takie samo, ale ciśnienie całkowite różni się z powodu innego ciśnienia hydrostatycznego. Im mniejsze napełnienie, tym mniejsze ciśnienie całkowite przy strukturze i tym mniejsza gęstość pary.

Częstotliwość oderwania pęcherzy

Częstotliwość oderwania pęcherzy jest kontrolowana przez ciśnienie (Rys. 5.17) i przez gęstość strumienia ciepła (Rys. 5.18). Im większe ciśnienie lub strumień ciepła, tym większa częstotliwość. Na wartość częstotliwości oderwania pęcherzy wpływa ponadto rodzaj struktury wąsko kanałowej. Z powodu łączenia się pęcherzy, niepewność pomiaru częstotliwości oderwania się jest nieznaną. Jednak charakter krzywej oraz rząd wielkości są wiarygodną informacją.

Przy ustalonej gęstości strumienia ciepła (Rys. 5.17), powierzchnia NTS-1 (bez folii) wytwarza pęcherze z częstotliwością większą niż powierzchnia NTS-3, jednak mniejszą niż NTS-2. Oznacza to, że szerokość tunelu wpływa na częstotliwość oderwania się pęcherzy: im szerszy tunel, tym mniejsza częstotliwość.

Szerokość kanału w NTS-1 jest o 0,4 mm mniejsza niż w NTS-2 oraz NTS-1 nie posiada folii perforowanej. Poza tym próbki są do siebie zbliżone. Mimo to, NTS-2 jest scharakteryzowana przez większą częstotliwość oderwania. Różnica ta musi być przynajmniej w części spowodowana istnieniem kanału stworzonego przez folię perforowaną. Istnienie folii zwiększa częstotliwość oderwania się pęcherzy dla najwęższych kanałów (NTS-2). Jednak dla kanałów szerszych (NTS-3) powoduje spadek częstotliwości oderwania, nawet w porównaniu do powierzchni bez folii.

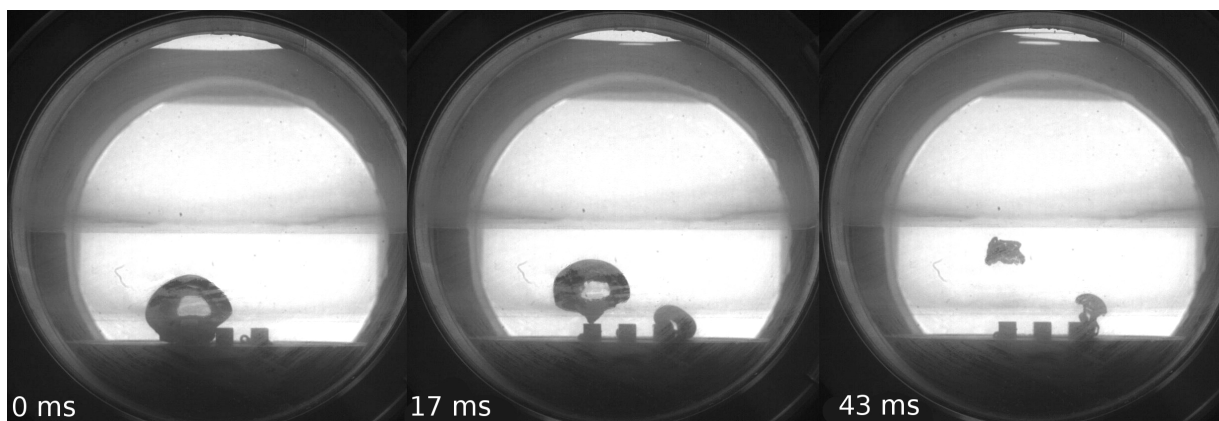


Rysunek 5.13: Wrzenie cykliczne rozpoczęte przez pęcherz peryferyczny widoczny w czasie $\tau = 7$ ms.

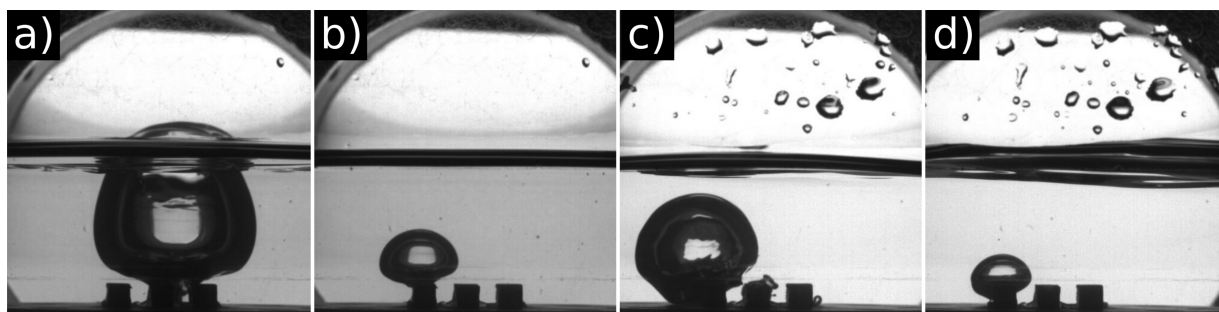
Przy danym ciśnieniu (Rys. 5.18) wzrost częstotliwości oderwania się pęcherzy zachodzi liniowo z gęstością strumienia ciepła. Przy najmniejszych gęstościach strumienia ciepła częstotliwość oderwania jest minimalna lub nawet oderwanie nie zachodzi. Przy największej zadanej gęstości strumienia ciepła (3 W/cm^2) częstotliwość wynosi około 4 Hz dla powierzchni NTS-1 i NTS-2, a dla NTS-3 1,5 Hz. Wskazuje to na to, że szerokość tunelu jest głównym czynnikiem wpływającym na wartość częstotliwości oderwania pęcherzy.

Przy gęstości strumienia ciepła większej lub równej 1 zaobserwowano wrzenie cykliczne. W trakcie pierwszego okresu wrzenia (2-11 s) pęcherze peryferyjne odrywały się z częstotliwością 0,45–1 Hz. Następnie, w drugim okresie wrzenia trwającym 0,3–2 s, dochodziło do intensywnego powstawania pęcherzy z góry tuneli. Częstotliwość oderwania w tym okresie równa była ok. 60 Hz.

Częstotliwości przedstawione na wykresach Rys. 5.17 i Rys. 5.18 zostały uśrednione dla obu okresów wrzenia. W przypadku NTS-3 pierwszy okres był dłuższy niż dla NTS-2 (3–20 s),



Rysunek 5.14: Wysokość słupa cieczy równa 8,62 cm. Oderwanie i skroplenie się pęcherza.



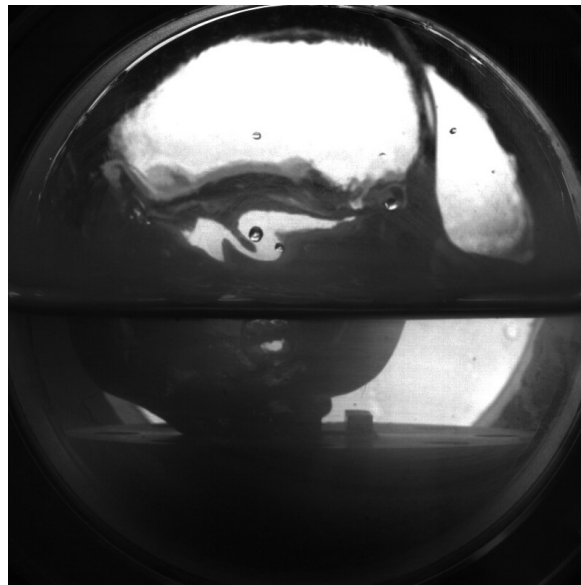
Rysunek 5.15: Pęcherze obserwowane podczas wrzenia z NTS-3. Wysokość cieczy 28,7 mm. a) 1 kPa, duży pęcherz o średnicy ok. 4 cm. b) 1 kPa, zwyczajny pęcherz o średnicy 2 cm. c) 4 kPa, duży pęcherz o średnicy ok. 3 cm. d) 4 kPa, zwyczajny pęcherz o średnicy 1.2 cm.

natomiast drugi był krótszy (0,1–0,3 s).

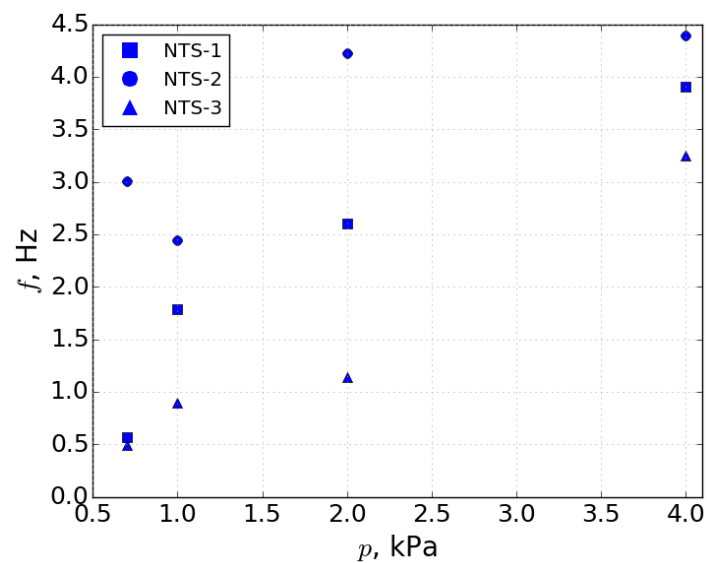
5.2.2 Wyniki pomiarów

Zaobserwowano duży wpływ powierzchni na intensywność przenoszenia ciepła. Każda ze zbadanych struktur spowodowała polepszenie wymiany ciepła w niskim ciśnieniu. Największą intensyfikację zaobserwowano dla powierzchni z folią perforowaną (NTS-2 i NTS-3).

Na Rys. 5.19 przedstawiono porównanie krzywych wrzenia dla przebadanych powierzchni NTS pod ciśnieniem 1 kPa i przy poziomie cieczy 28,7 mm. Krzywe dla NTS-2 i NTS-3 są podobne do siebie i charakteryzują się przegrzaniem mniejszym niż dla powierzchni NTS-1. Różnica ta jest bardziej widoczna przy większych gęstościach strumienia ciepła. Dla chwilowej gęstości strumienia ciepła równej $3,7 \text{ W/cm}^2$ przegrzanie ścianki jest około 2,5 razy większe niż dla NTS-2/NTS-3. Ta różnica w intensywności przenoszenia ciepła jest spowodowana obecnością folii perforowanej. Nacięcia (kanały) na powierzchni struktury, po nałożeniu folii perforowa-

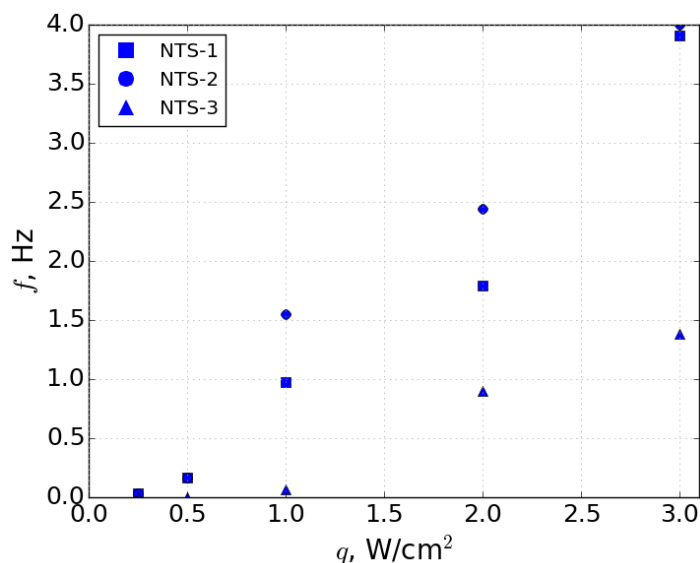


Rysunek 5.16: Pęcherz utworzony poprzez łączenie się mniejszych pęcherzy. NTS-1, 1 kPa, 3 W/cm^2 , wysokość słupa cieczy: 28,7 mm.

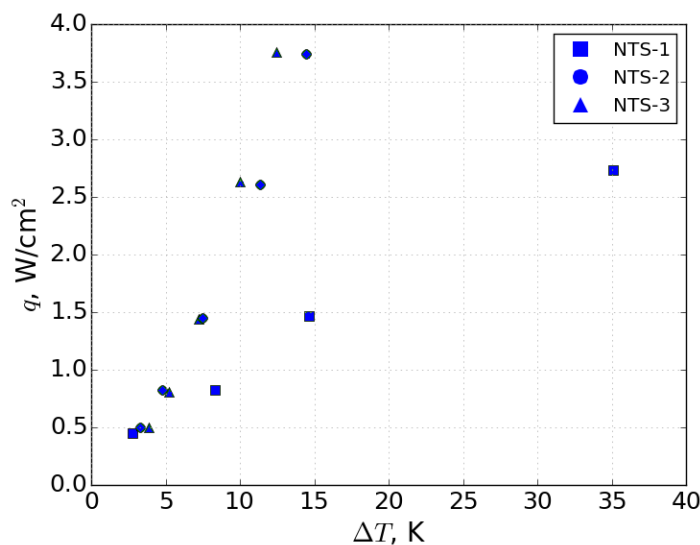


Rysunek 5.17: Częstotliwość odrywania się pęcherzy dla różnych powierzchni NTS przy danej gęstości strumienia ciepła (2 W/cm^2). Napełnienie: 28,7 mm

nej, tworzą tunele podpowierzchniowe. Perforacje zapewniają dopływ cieczy do wnętrza tuneli, gdzie zachodzi jej odparowanie. Mechanizm jest taki sam jak opisany przez Pastuszkę [47], z tą różnicą, że pęcherze wylatują tylko przez wyloty tuneli na wierzchołkach żeber.



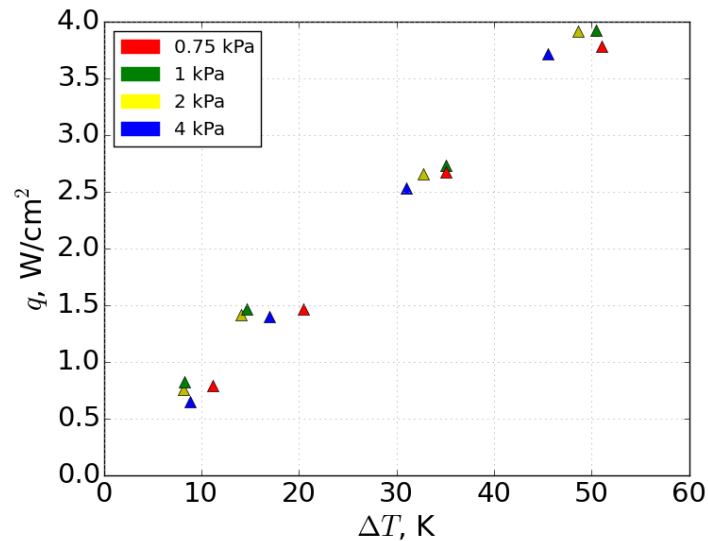
Rysunek 5.18: Częstotliwość odrywania się pęcherzy dla różnych powierzchni NTS przy danym ciśnieniu (1 kPa). Napętnienie: 28,7 mm



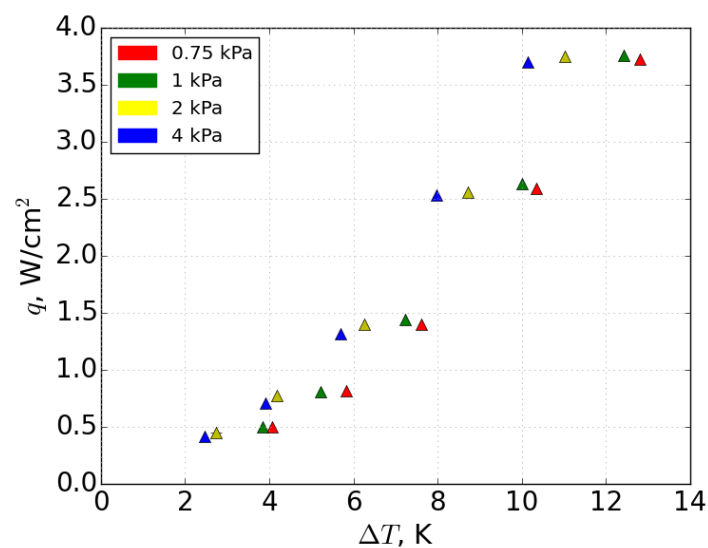
Rysunek 5.19: Chwilowa gęstość strumienia ciepła w funkcji przegrzania ścianki, dla różnych powierzchni NTS. Poziom cieczy: 28,7 mm, ciśnienie pary: 1 kPa.

Przykładowa analiza krzywej wrzenia dla wrzenia z powierzchni NTS-1 została przedstawiona na Rys. 5.20. Różnica w przegrzaniu przy ciśnieniu 0,75 kPa, a 4 kPa zwiększa się z 3 K do 5,5 K wraz ze wzrostem gęstości strumienia ciepła. Podobnie, dla NTS-3 różnica zmienia się z 1,5 K do 3 K wraz ze wzrostem gęstości strumienia ciepła (Rys. 5.21). Oznacza to, że istnienie

folii perforowanej nie tylko zmniejsza przegrzanie, ale również stabilizuje proces wrzenia oraz zmniejsza wpływ ciśnienia.



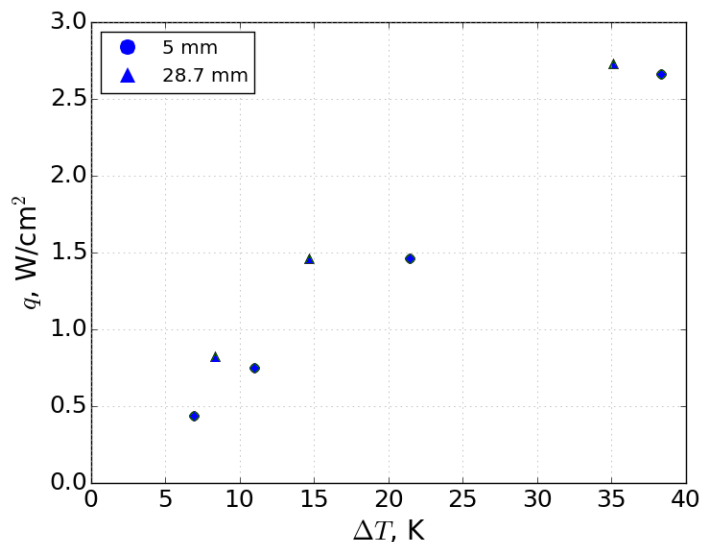
Rysunek 5.20: Chwilowa gęstość strumienia ciepła w funkcji przegrzania ścianki przy różnych ciśnieniach. Wrzenie z powierzchni NTS-1, poziom cieczy 28,7 mm.



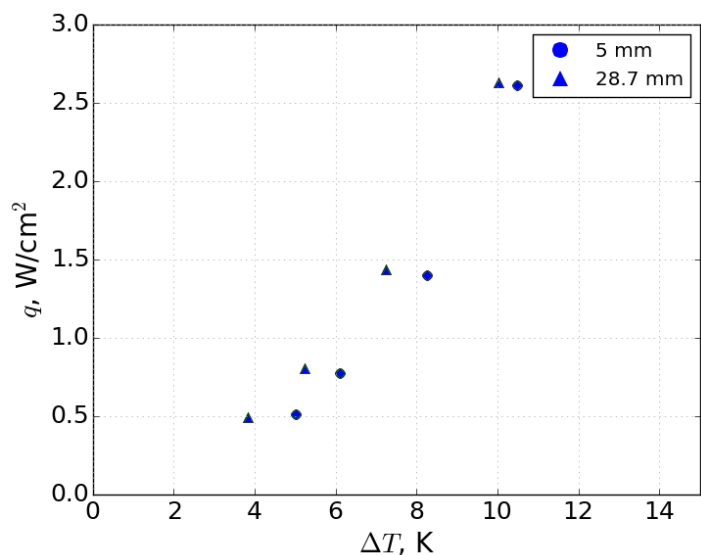
Rysunek 5.21: Chwilowa gęstość strumienia ciepła w funkcji przegrzania ścianki przy różnych ciśnieniach. Wrzenie z powierzchni NTS-3, poziom cieczy 28,7 mm.

Wpływ wysokości słupa cieczy na krzywą wrzenia z powierzchni NTS-1 przedstawiono na Rys. 5.22, a z powierzchni NTS-3 na Rys. 5.23. Im większy poziom cieczy, tym większe prze-

grzanie. Jest to zgodne z obserwacjami dostępnymi w literaturze [63]. Dla NTS-1 różnica w przegrzaniu dla różnych poziomów napełnienia wynosi 3 K, natomiast dla NTS-2/NTS-3 różnica ta wynosi 1,5 K.



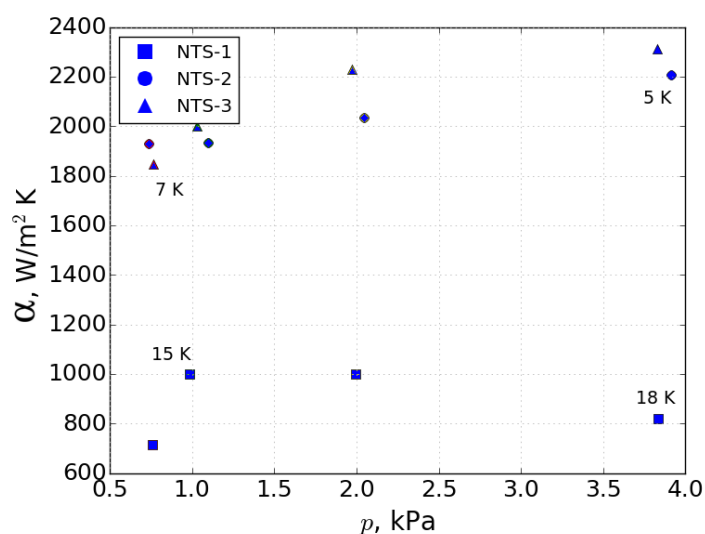
Rysunek 5.22: Chwilowa gęstość strumienia ciepła w funkcji przegrzania ścianki, dla różnych wysokości cieczy. Wrzenie z powierzchni NTS-1 pod ciśnieniem 1 kPa



Rysunek 5.23: Chwilowa gęstość strumienia ciepła w funkcji przegrzania ścianki, dla różnych wysokości cieczy. Wrzenie z powierzchni NTS-3 pod ciśnieniem 1 kPa

5.2.3 Współczynnik wnikania ciepła

Na Rys. 5.24 przedstawiono współczynnika wnikania ciepła α wyznaczonego pod ciśnieniami sub-atmosferycznymi, dla zbadanych powierzchni NTS (gęstość strumienia ciepła 1 W/cm^2 , poziom cieczy: $28,7 \text{ mm}$). Współczynnik wnikania ciepła dla powierzchni NTS-2 i NTS-3 jest około dwukrotnie większy niż dla powierzchni NTS-1. Dla obu powierzchni z folią perforowaną α znajduje się w przedziale $2000\text{--}2200 \text{ W/m}^2\text{K}$ przy przegrzaniu 7 K . Dla takich samych warunków, α powierzchni bez folii (NTS-1) to około $1000 \text{ W/m}^2\text{K}$ przy 15 K . Istnienie tuneli podpowierzchniowych wyraźnie zwiększa współczynnik wnikania ciepła α .



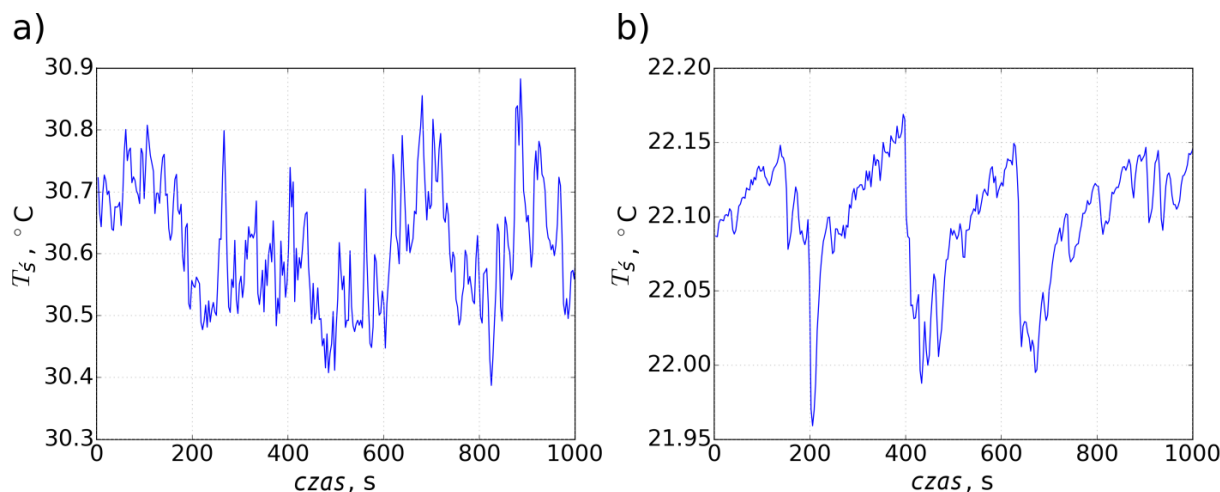
Rysunek 5.24: Współczynnik wnikania ciepła α wyznaczonego pod ciśnieniami sub-atmosferycznymi, dla zbadanych powierzchni NTS. Gęstość strumienia ciepła 1 W/cm^2 , poziom cieczy: $28,7 \text{ mm}$. Liczby na wykresie oznaczają przegrzanie, dla którego uzyskano wartości α .

Współczynnik wnikania ciepła α dla powierzchni NTS jest większy niż dla powierzchni płaskiej. Dla powierzchni NTS-1 α jest dwukrotnie większa w porównaniu do badań dla podobnej wysokości słupa cieczy (wyniki z rozdziału 4). Dla większego napełnienia współczynnik α jest podobny dla powierzchni NTS-1 i płaskiej. Dla powierzchni NTS-2 i NTS-3 współczynnik wnikania ciepła jest około czterokrotnie większy niż dla powierzchni płaskiej (przedstawionej w rozdziale 4).

5.2.4 Podsumowanie analizy wrzenia na powierzchniach NTS

Temperatura ścianki dla wszystkich pomiarów zmienia się maksymalnie o $\pm 0,3 \text{ K}$ do $\pm 0,5 \text{ K}$, co przedstawiono na Rys. 5.25. Przyjęto, że jest stała w czasie. W połączeniu z małą częstotliwością oderwania pęcherzy oznacza to, że ciepło uwolnione wraz z odparowaniem cieczy do

pęcherza jest pomijalne. Sugeruje to, że głównym mechanizmem przenoszenia ciepła jest konwekcja naturalna. Jednak badania zostały przeprowadzone ze zbyt dużą bezwładnością czasową pomiaru (ok 1,5 s) aby móc potwierdzić tę tezę. Ponadto, nieznana jest bezwładność cieplna samej struktury.



Rysunek 5.25: Temperatura powierzchni. a) $p = 2\text{kPa}$ i nastawiona gęstość strumienia ciepła 3 W/cm^2 . b) $p = 2\text{kPa}$ i nastawiona gęstość strumienia ciepła 0.25 W/cm^2 , NTS-3.

- Badania eksperymentalne dowodzą, że powierzchnie NTS intensyfikują wymianę ciepła przy wrzeniu wody pod ciśnieniem 0,7–4 kPa.
- Folia perforowana zamocowana ponad kanałami stworzyła tunele, które promują powstawanie pęcherzy. Zwiększa to ilość aktywnych stref nukleacji. Powierzchnie NTS-2 i NTS-3 intensyfikują współczynnik wnikania ciepła około dwukrotnie w porównaniu do powierzchni NTS-1.
- Krzywe wrzenia dla wody pod ciśnieniem sub-atmosferycznym są przesunięte w stronę większych przegrzań, niż przy ciśnieniu atmosferycznym. W konsekwencji, obniżony jest współczynnik wnikania ciepła. Powierzchnie NTS redukują ten efekt.
- Współczynnik wnikania ciepła dla powierzchni NTS-1 jest podobny do współczynnika dla powierzchni płaskiej. Ani zwiększona powierzchnia wymiany ciepła, ani kanały niepokryte folią, nie wpływają znacznie na wymianę ciepła.
- Przy wrzeniu z powierzchni NTS-2/NTS-3, pęcherze odrywają się w sposób cykliczny. W zależności od gęstości strumienia ciepła i ciśnienia, pęcherze odrywają się od końcówek żeber przez 0,3–2 sekundy z częstotliwością do 60 Hz. Następnie przez 2–11 sekund nie powstaje żaden pęcherz. Całkowita częstotliwość odrywania się pęcherzy (wliczając okresy wrzenia i oczekiwania) wynosi 4 Hz.

Tabela 5.2: Specyfikacja próbek TS. Wszystkie wielkości podane w mm.

próbka	d_p	p_p	h_f	h_{tunH}	w_{tun}	p_{tun}	δ_f	s	folia perf.
TS-1	-	0,2	5	1	1,3	2,25	5	5	nie
TS-2	0,1	0,2	5	1	1,3	2,25	5	5	tak
TS-3	0,1	0,2	5	1	1,3	2	5	5	tak

- W niskim ciśnieniu zwiększa się średnica pęcherzy w porównaniu do ciśnienia atmosferycznego. Struktura nie wpływa na zmianę średnicy.
- Mniejsze tunele (kanały pod folią perforowaną) charakteryzują się większą częstotliwością oderwania pęcherzy. Im szerszy tunel, a więc im większa objętość cieczy w nim, tym mniejsza częstotliwość powstawania i odrywania się pęcherzy.

5.3 Proces wrzenia z powierzchni rozwiniętych typu TS

Badane miedziane powierzchnie stworzone są poprzez wycięcie rowków w żebrach o wysokości 5 mm oraz w poziomych przestrzeniach między żebrami. Każda próbka ma podstawę kwadratu o boku długości 27 mm. Na podstawie znajdują się 3 główne żebra. Na dwie próbki, przez spiekanie, nałożona została miedziana folia perforowana o grubości 0,1 mm. Znajduje się ona na powierzchniach bocznych głównych żeber, oraz na powierzchniach górnych kanałów między nimi. Powierzchnie te zostały opatentowane przez dr hab. inż. R. Pastuszko. Zdjęcia oraz szkice próbek przedstawiono na rys. 5.26, natomiast najważniejsze parametry geometryczne w tabeli 5.2.

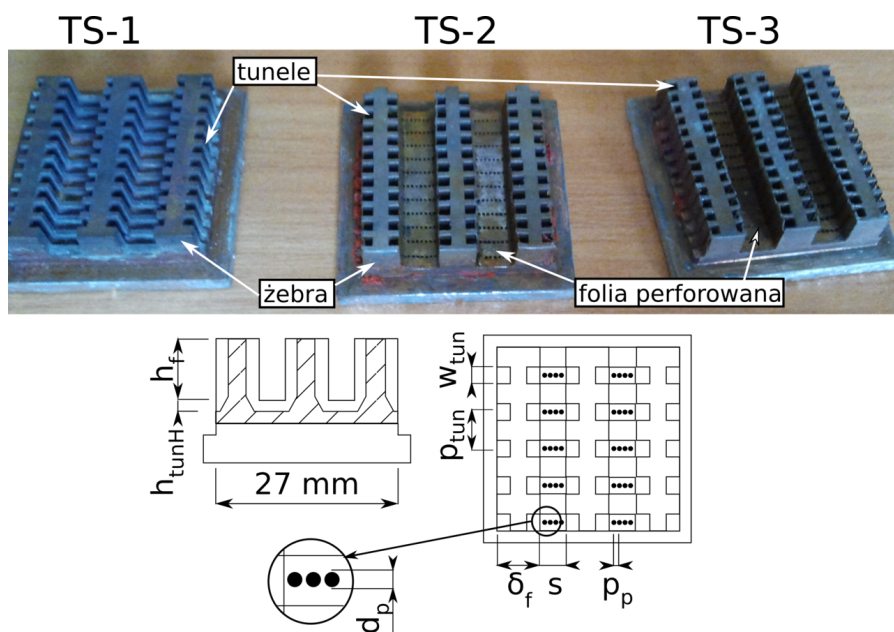
5.3.1 Analiza procesu wrzenia

Podobnie jak dla powierzchni NTS, dla TS zaobserwowano dwa rodzaje pęcherzy. Pęcherze peryferyjne (głównie dla TS-1), oraz pęcherze pochodzące z tuneli. Pęcherze z tuneli opuszczały je poprzez wyloty na wierzchołkach żeber.

Przy napełnieniu 5 mm pęcherze nie miały miejsca aby swobodnie urosnąć. Podobnie jak w przypadku powierzchni NTS, wyrastały powyżej poziomu wody tworząc podwójną granicę międzyfazową gaz-ciecz-gaz. Powyżej poziomu cieczy, pęcherz rósł szybciej niż poniżej i zazwyczaj pękał mając średnicę około 10–20 mm.

Wrzenie z powierzchni TS-1 przy napełnieniu 5 mm było podobne do wrzenia z powierzchni NTS-1: powstawały jedynie pęcherze peryferyjne. Jediną różnicą było to, że do powstawania pęcherzy dochodziło jedynie dla największych nastawionych gęstości strumienia ciepła (2–3 W/cm²).

Wrzenie z powierzchni TS-2 zachodziło z końcówek tuneli. Pęcherze zachowywały się tak jak pęcherze peryferyjne, jednak wydostawały się z końcówek tuneli przy wierzchołkach żeber, tak



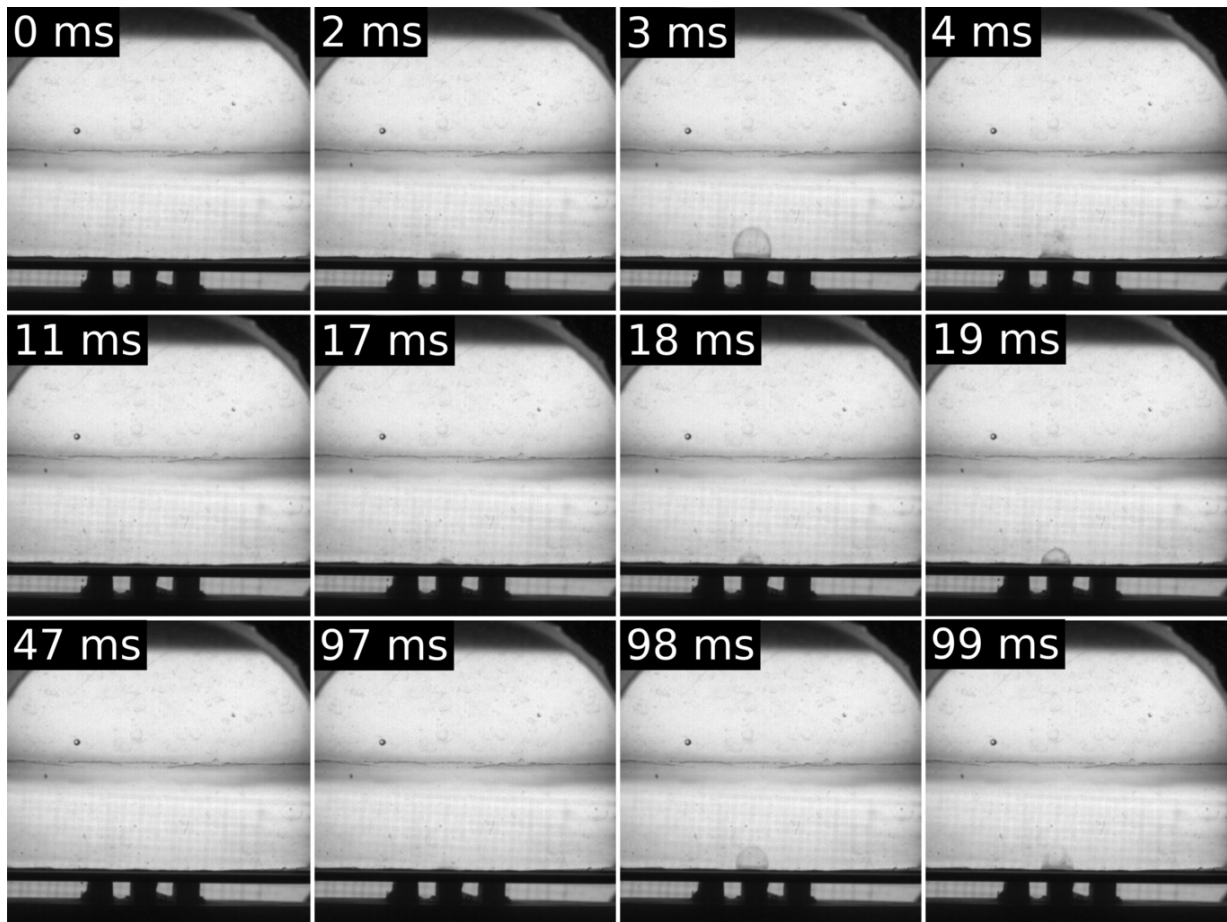
Rysunek 5.26: Zdjęcie oraz rysunki powierzchni TS.

jak przedstawiono na Rys. 5.27. Cykl powstawania pęcherza trwał do 4 ms. Tylko pojedyncze tunele były aktywne. W odróżnieniu od powierzchni NTS z folią perforowaną, dla TS z folią nie zaobserwowano wrzenia cyklicznego przy napełnieniu 5 mm. Tak jak dla TS-1 do powstawania pęcherzy dochodziło jedynie przy największych nastawionych gęstościach strumienia ciepła (2–3 W/cm²). Im mniejsza gęstość strumienia ciepła, tym mniej aktywnych porów oraz mniejsza częstotliwość powstawania pęcherzy.

Przy napełnieniu 28,7 mm zaobserwowano konwekcyjny ruch cieczy w czasie pomiędzy oderwaniem pęcherzy. Wzrost pęcherza powoduje wypchanie cieczy otaczającej strukturę. Oderwanie pęcherza oraz jego ruch powoduje mieszanie się cieczy. Mechanizm intensyfikacji konwekcyjnego strumienia ciepła przez ruch pęcherzy jest więc podobny do mechanizmu w ciśnieniu atmosferycznym. Różnicą jest jedynie wielkość pęcherzy i częstotliwość ich powstawania. Na Rys. 5.28 przedstawiono kolejno konwekcję naturalną, konwekcję wymuszoną wzrostem pęcherza oraz konwekcję spowodowaną jego oderwaniem się.

Pęcherze powstające z powierzchni TS-1 przy napełnieniu 28,7 mm, tak samo jak przy napełnieniu 5 mm, były pęcherzami peryferyjnymi. Nukleacja zachodziła tylko dla największej nastawionej gęstości strumienia ciepła (3 W/cm²). Średnica oderwania pęcherzy była większa niż dla struktury NTS-1: 20–60 mm.

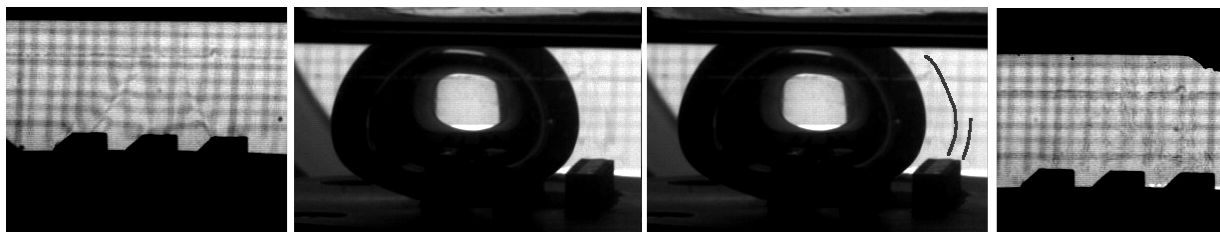
Dla powierzchni dokładnie takiej samej jak TS-1, ale z nałożoną folią perforowaną (TS-2) zaobserwowano intensywne wrzenie z dużej ilości tuneli. Pęcherze te były 2–3 razy mniejsze od pęcherzy zaobserwowanych dla powierzchni płaskiej przy tym samym ciśnieniu. Były też 2 razy mniejsze od pęcherzy obserwowanych dla struktur NTS-2 i NTS-3. Średnica oderwania wahała



Rysunek 5.27: Wrzenie z powierzchni TS-2 pod ciśnieniem $p = 2$ kPa, $q = 3$ W/cm², poziom ciecży 5 mm.

się między 7, a 12 mm w zależności od ciśnienia. Wrzenie zachodzące z tej struktury było podobne do wrzenia przy ciśnieniu atmosferycznym obserwowanym przez dr hab. Pastuszkę [46]. Przedstawiono to na Rys. 5.29. Pęcherze opuszczały tunele tylko przez ich zakończenia na wierzchołkach żeber. Średnica opuszczających pęcherzy była ok. 2 razy większa niż przy ciśnieniu atmosferycznym.

Liczba aktywnych tuneli oraz częstotliwość oderwania pęcherza była odwrotnie proporcjonalna do ciśnienia. Wizualizacja dla takich samych warunków jakie przedstawiono na Rys. 5.29, ale przy ciśnieniu 1 kPa, przedstawiono na Rys. 5.30. Pod ciśnieniem 4 kPa wszystkie tunele były aktywne. Średnica oderwania pęcherza oscylowała w granicach 7–10 mm. Odrywanie pęcherzy było niemal ciągłe, częstotliwość oderwania pęcherzy wynosiła około 25 Hz z jednego tunelu. Obserwowano łączenie się pęcherzy w kolumny. Natomiast pod ciśnieniem 1 kPa, pęcherze były większe (średnica oderwania 8–12 mm) i mniej tuneli było aktywnych. Nie zaobserwowano łączenia się pęcherzy.



Rysunek 5.28: Konwekcja ze struktury. Zmieniony kontrast. Klatka z pęcherzem powtórzona z zaznaczonym ruchem konwekcyjnym.

Powierzchnia TS-3 (o mniejszej podziałce między tunelami niż TS-1 i TS-2) charakteryzowała się dwoma rodzajami wrzenia. Przy ciśnieniu 4 kPa zaobserwowano wrzenie cykliczne, takie jak w przypadku powierzchni NTS-2 i NTS-3. Wrzenie cykliczne przedstawiono na Rys. 5.31. Z wylotu tunelu przy wierzchołku żebra powstał duży pęcherz o średnicy 30 mm. Po jego oderwaniu, ruch cieczy indukował gwałtowne powstawanie i odrywanie pęcherzy z tuneli. Pęcherze opuszczały tunele przez ujścia u wierzchołków żeber, a następnie łączyły się ponad strukturą, blisko powierzchni cieczy. Cykl trwał około 300 ms. Po nim przez 1–3 s nie obserwowano żadnych pęcherzy.

Przy ciśnieniach mniejszych niż 4 kPa wrzenie z powierzchni TS-3 było podobne do wrzenia z powierzchni TS-2. Mniej tuneli było aktywnych, pęcherze były bardziej wydłużone, a średnica oderwania większa (10–15 mm).

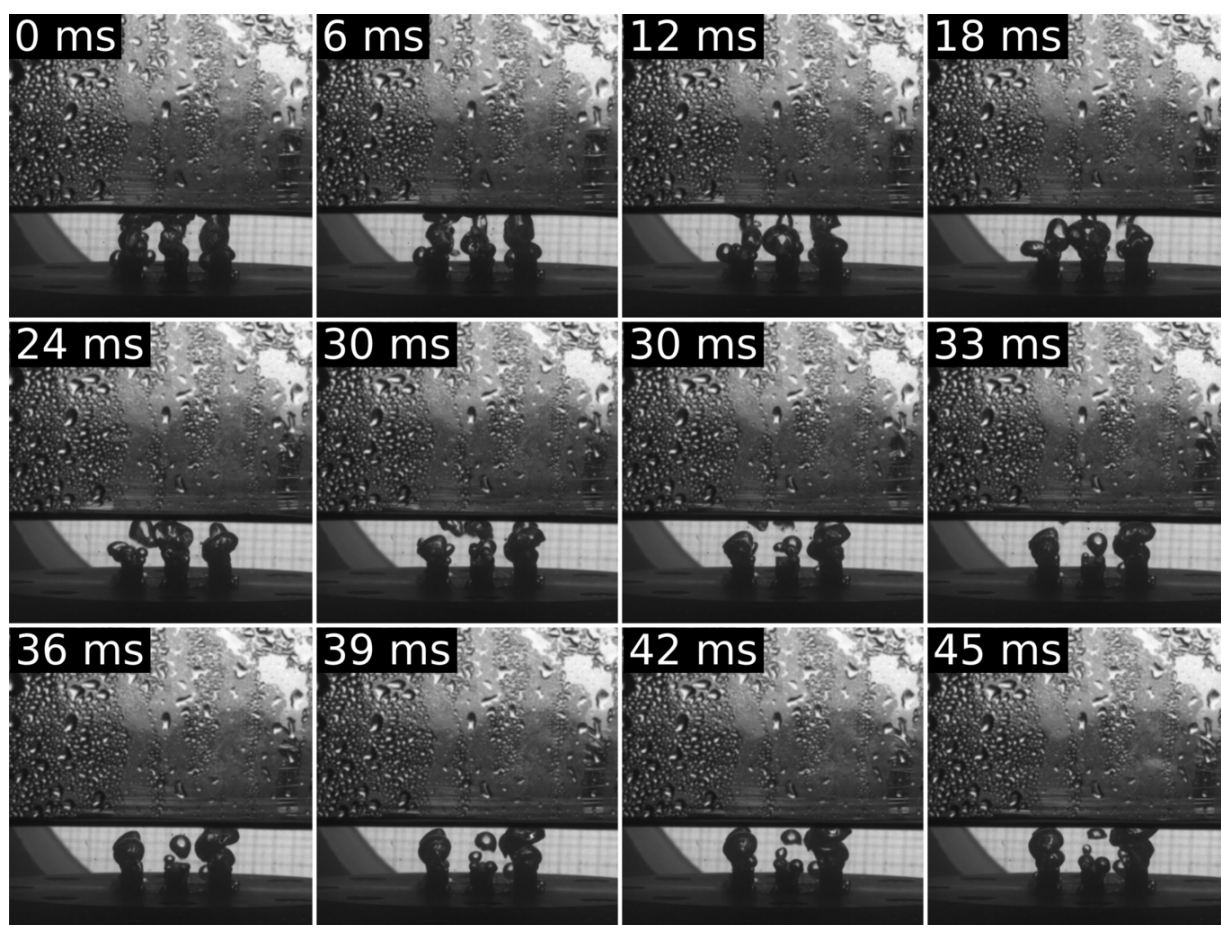
Częstotliwość oderwania pęcherza

W przypadku TS, nie liczone częstotliwości odrywania się pęcherzy z całej struktury, a tylko z wybranego tunelu. Do pomiaru częstotliwości odrywania się pęcherzy z powierzchni TS wykorzystano zawsze ten sam tunel. Z tego powodu obserwacje mają charakter raczej jakościowy, niż ilościowy.

Częstotliwość odrywania pęcherzy jest kontrolowana przez ciśnienie (Rys. 5.32) i przez gęstość strumienia ciepła (Rys. 5.33). Im większe ciśnienie lub strumień ciepła, tym większa częstotliwość. Na wartość częstotliwości odrywania pęcherzy wpływa ponadto rodzaj struktury. Z powodu łączenia się pęcherzy, niepewność pomiaru częstotliwości odrywania się jest nieznana. Jednak charakter krzywej oraz rząd wielkości są wiarygodną informacją.

Największą częstotliwość z jednego kanału zaobserwowano dla próbki TS-3, następnie dla TS-2 i najmniejszą dla TS-1. W odróżnieniu od powierzchni NTS, w przypadku TS, powierzchnia bez folii perforowanej miała najmniejszą częstotliwość odrywania się. Spowodowane jest to tym, że wszystkie zbadane próbki TS miały taką samą średnicę hydrauliczną (takie same kanały).

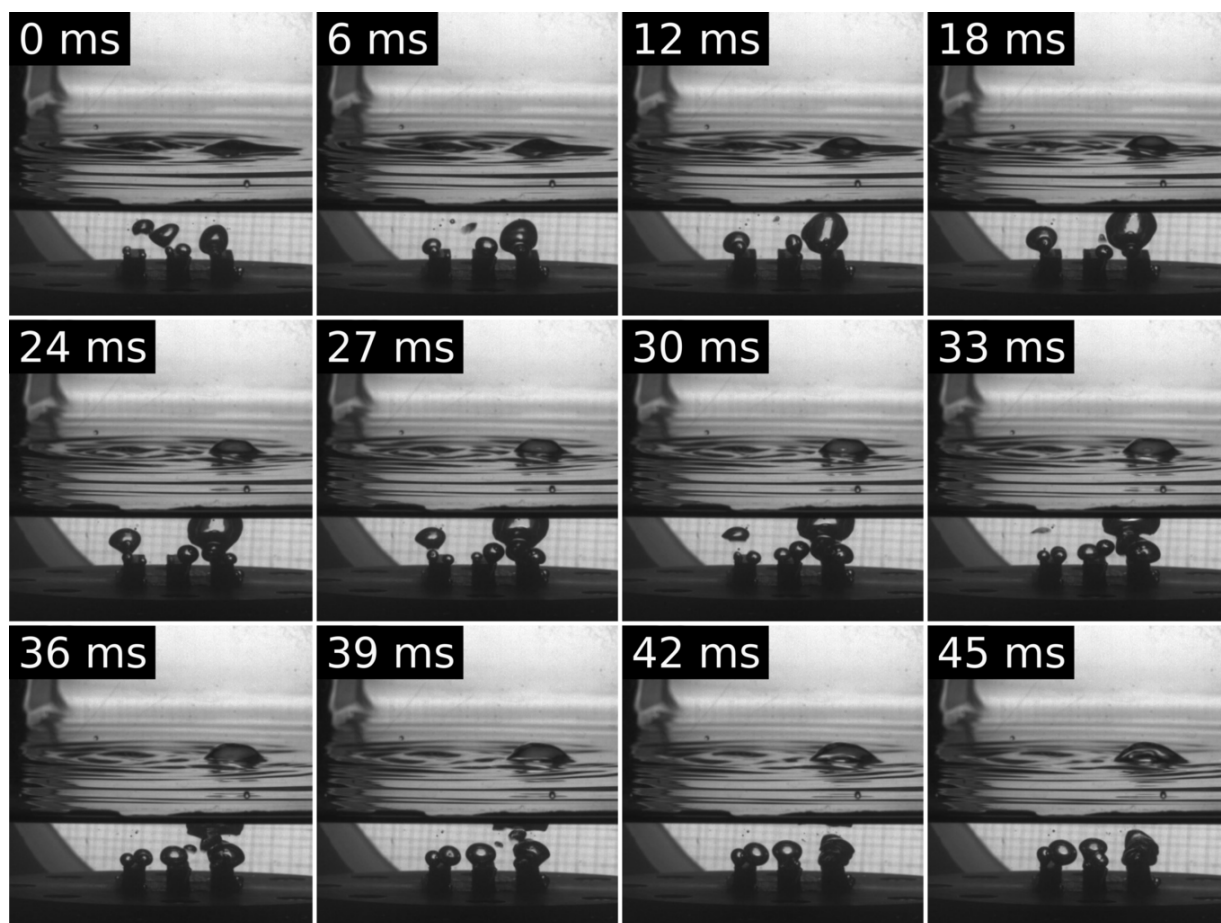
Największa częstotliwość odrywania się pęcherzy została zaobserwowana dla powierzchni TS-3, jednak powierzchnia ta miała ok 3–4-krotnie mniej aktywnych tuneli niż TS-2. Całkowita częstotliwość odrywania się pęcherzy jest więc większa dla powierzchni TS-2.



Rysunek 5.29: Wrzenie z powierzchni TS-2. $p = 4$ kPa, $q = 3$ W/cm², poziom cieczy; 28,7 mm.

Przy danym ciśnieniu (Rys. 5.33) wzrost częstotliwości oderwania się pęcherzy zachodzi liniowo z gęstością strumienia ciepła. Przy najmniejszych gęstościach strumienia ciepła częstotliwość oderwania jest minimalna lub nawet oderwanie nie zachodzi. Przy największej zadanej gęstości strumienia ciepła (3 W/cm²) częstotliwość wynosi około 12 Hz dla powierzchni TS-2, 24 Hz dla TS-3, a dla TS-1 0,5 Hz. Wszystkie tunele miały taką samą szerokość oraz głębokość tunelu, oznacza to, że podziałka tuneli wpływa na częstotliwość oderwania się pęcherzy. Przy czym należy pamiętać, że są to wartości odrywania z pojedynczych tuneli. Przy TS-2 było więcej aktywnych tuneli, co oznacza większą sumaryczną częstotliwość oderwania dla całej struktury. Im większa podziałka tunelu, tym większa całkowita częstotliwość odrywania się pęcherzy.

Tylko dla powierzchni TS-3, przy ciśnieniu 2–4 kPa oraz gęstości strumienia ciepła większej lub równej 2 zaobserwowano wrzenie cykliczne. Wrzenie to miało charakter taki sam jak wrzenie ze struktur NTS-2 i NTS-3. W trakcie gwałtownego wrzenia częstotliwość odrywania się pęcherzy dochodziła do 40 Hz z jednego tunelu. Okres ten trwał około 500 ms, następnie przez około 1–3 s nie odrywał się żaden pęcherz lub odrywały się pojedyncze pęcherze z innych



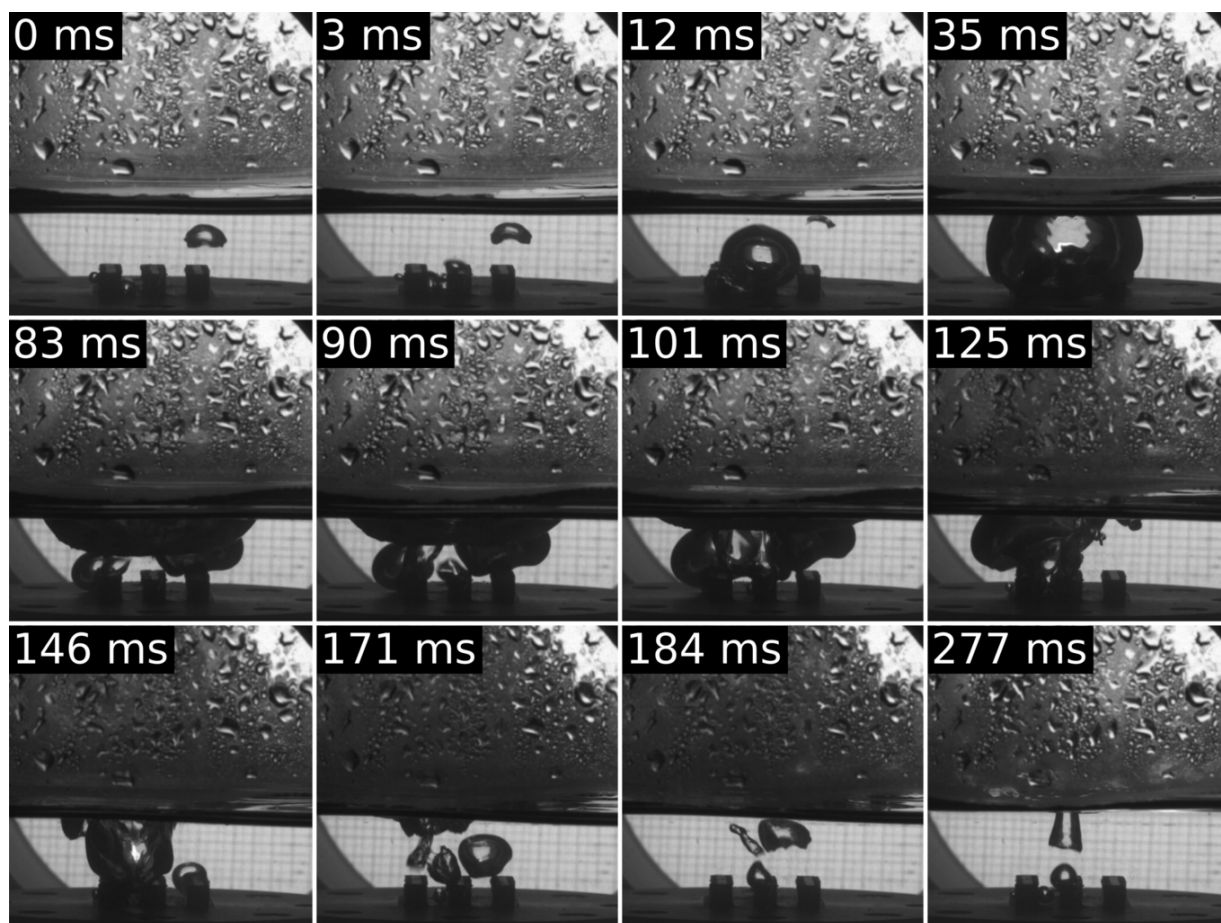
Rysunek 5.30: Wrzenie z powierzchni TS-2. $p = 1 \text{ kPa}$, $q = 3 \text{ W/cm}^2$, poziom cieczy; 28,7 mm.

tuneli (częstotliwość do 5 Hz).

5.3.2 Wyniki pomiarów

Ciśnienie wpływa na charakter krzywej wrzenia oraz na przegrzanie ścianki (zwłaszcza dla największych zmierzonych gęstości strumienia ciepła). Krzywą wrzenia dla powierzchni TS-2 przy napełnieniu 28,7 mm przedstawiono na Rys. 5.34. Dla największej nastawionej gęstości strumienia ciepła, różnica między przegrzaniem ścianki dla skrajnych zmierzonych ciśnień wynosi 1 K. Dla najmniejszej nastawionej gęstości strumienia ciepła różnica ta wynosi 0,5 K.

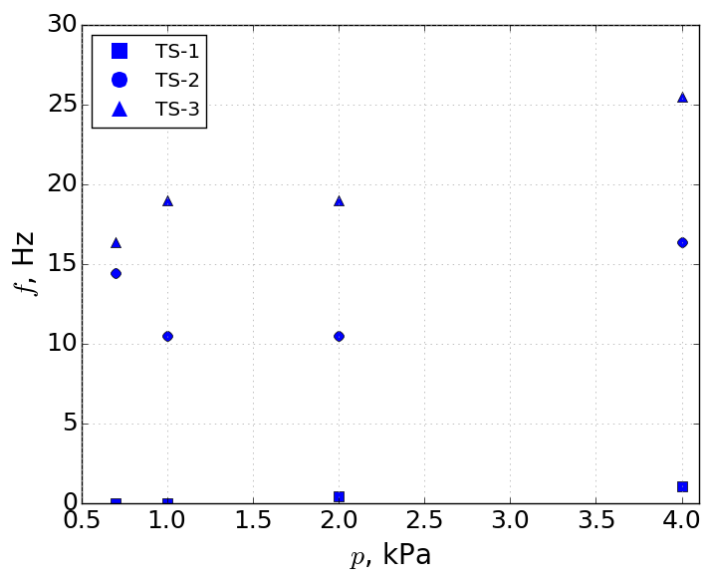
Dla powierzchni TS-1 (bez folii) wpływ ciśnienia jest jeszcze bardziej widoczny, jak pokazano na Rys. 5.35. Dla największej nastawionej gęstości strumienia ciepła, różnica między przegrzaniem ścianki dla skrajnych zmierzonych ciśnień wynosi 5 K. Dla najmniejszej nastawionej gęstości strumienia ciepła różnica ta wynosi 1 K.



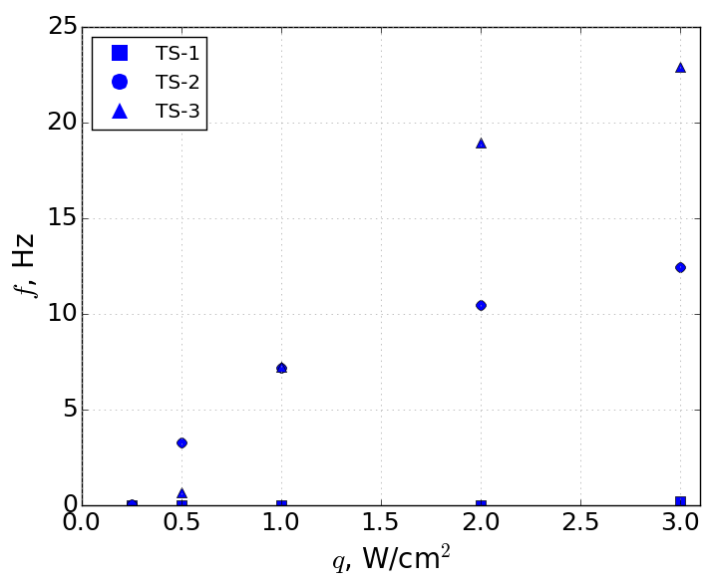
Rysunek 5.31: Wrzenie cykliczne zachodzące na powierzchni TS-3. $p = 4 \text{ kPa}$, $q = 3 \text{ W/cm}^2$, poziom: 28,7 mm.

Mniejszy wpływ ciśnienia na wrzenie spowodowany jest istnieniem tuneli podpowierzchniowych pod folią perforowaną. Obie powierzchnie posiadały takie same kanały i żebra, jednak z powierzchni TS-2 odrywały się mniejsze pęcherze z większą częstotliwością.

Na Rys. 5.36 przedstawiono wpływ poziomu cieczy na krzywą wrzenia. Tak samo jak w przypadku powierzchni NTS, im większy poziom cieczy, tym mniejsze przegrzanie dla takiej samej gęstości strumienia ciepła. Dla powierzchni bez folii perforowanej różnica w przegrzaniu dla takiej samej gęstości strumienia ciepła wynosi 1–3 K między poziomami. Dla obu powierzchni z folią, różnica między poziomami wynosiła maksymalnie 1 K. Im większe ciśnienie, tym mniejsza różnica w krzywych wrzenia dla różnych poziomów napełnienia. Wpływ napełnienia jest taki sam, jak ten opisany przez Schnabel i innych [63]. Wpływ napełnienia spowodowany jest konstrukcją stanowiska. Przez to, że badana powierzchnia znajduje się na grzałce pośrodku zbiornika, możliwa jest wtórna konwekcja między ścianą zbiornika (chłodzoną przez wymiennik ciepła), a cieczą.

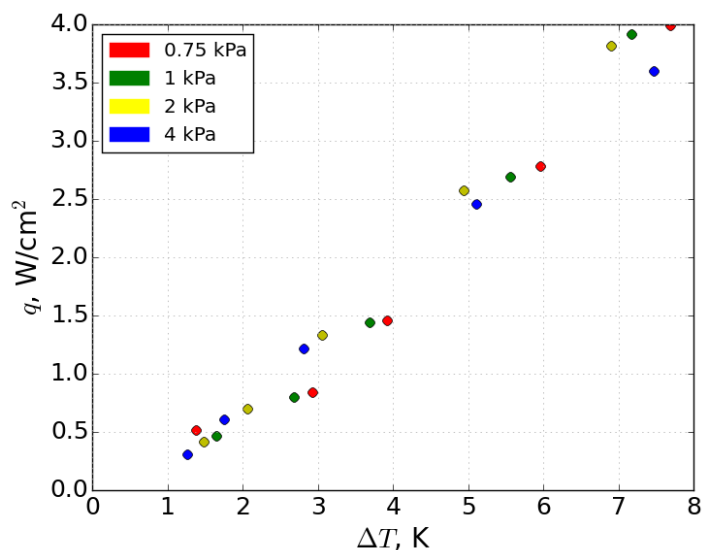


Rysunek 5.32: Częstotliwość odrywania się pęcherzy dla różnych powierzchni TS przy danej gęstości strumienia ciepła (2 W/cm^2). Napełnienie: $28,7 \text{ mm}$

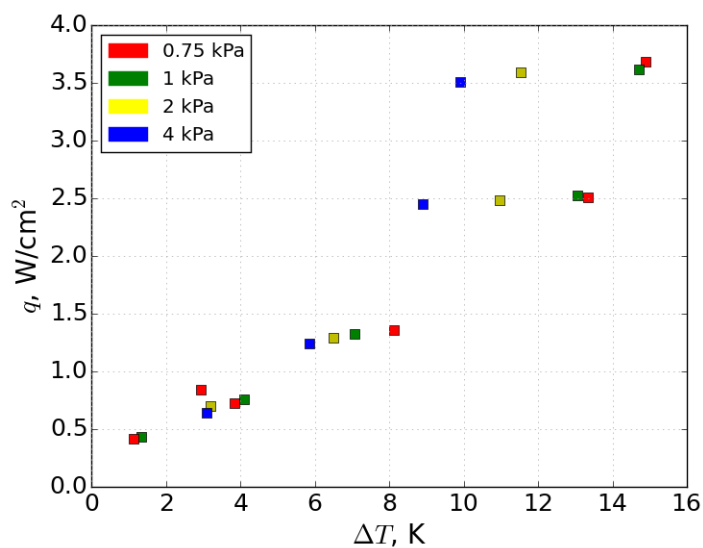


Rysunek 5.33: Częstotliwość odrywania się pęcherzy dla różnych powierzchni TS przy danym ciśnieniu (1 kPa). Napełnienie: $28,7 \text{ mm}$

Krzywa wrzenia dla różnych powierzchni TS pod ciśnieniem 1 kPa przedstawiona jest na Rys. 5.37. Przy najmniejszych gęstościach strumienia ciepła różnica między powierzchniami była pomijalna. W tym zakresie gęstości strumieni ciepła nie dochodziło do wrzenia pęcherzowego.

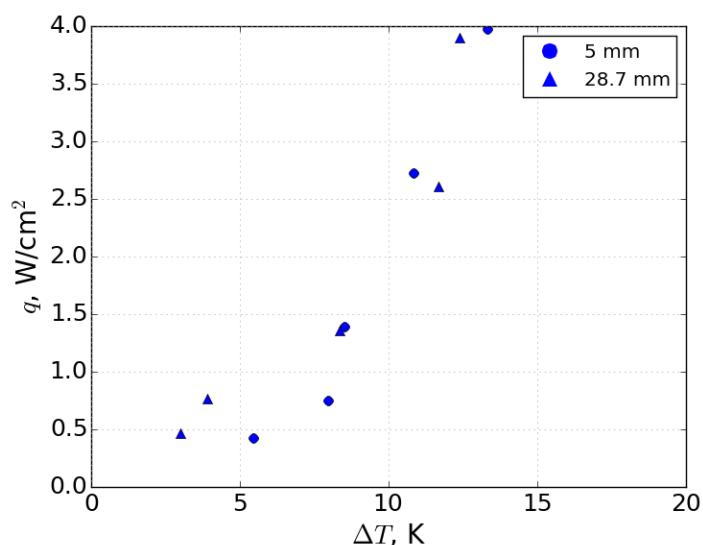


Rysunek 5.34: Chwilowa gęstość strumienia ciepła w funkcji przegrzania ścianki, dla różnych ciśnień. Powierzchnia TS-2, poziom cieczy: 28,7 mm



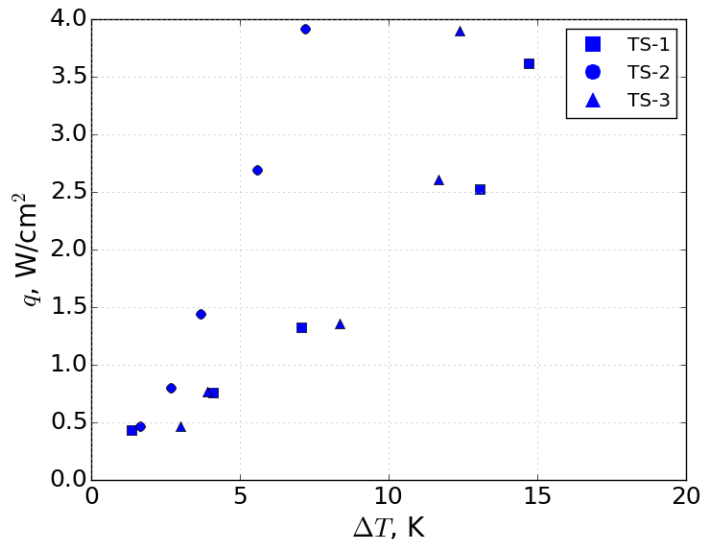
Rysunek 5.35: Chwilowa gęstość strumienia ciepła w funkcji przegrzania ścianki, dla różnych ciśnień. Powierzchnia TS-1, poziom cieczy: 28,7 mm.

Wszystkie powierzchnie TS miały podobną powierzchnię wymiany ciepła, więc strumień ciepła konwekcyjnego również był podobny. Przy gęstości strumienia ciepła większej niż 1 W/cm² obserwowano powstawanie pęcherzy dla każdej z powierzchni. Zaobserwowano też różnicę w wartościach przegrzania ścianki względem gęstości strumienia ciepła. Spośród powierzchni TS,



Rysunek 5.36: Chwilowa gęstość strumienia ciepła w funkcji przegrzania ścianki, dla różnych poziomów cieczy. Powierzchnia TS-1, ciśnienie 1 kPa.

najbardziej intensyfikującą wymianę ciepła okazała się powierzchnia TS-2. Dla największej chwilowej gęstości strumienia ciepła, TS-2 posiadała o 5 K mniejsze przegrzanie od powierzchni TS-3 oraz o 7 K mniejsze przegrzanie niż TS-1.



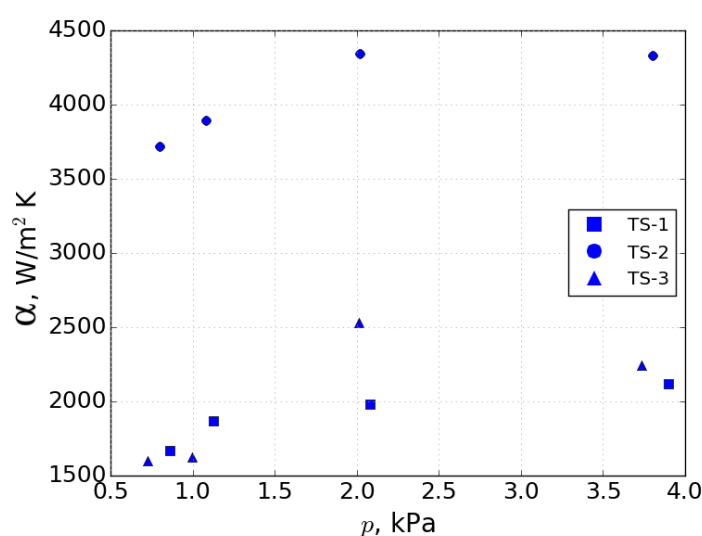
Rysunek 5.37: Chwilowa gęstość strumienia ciepła w funkcji przegrzania ścianki, dla różnych powierzchni TS. Poziom cieczy 28,7 mm, ciśnienie 1 kPa.

Wszystkie zbadane powierzchnie TS mają takie same kanały (nacięcia). Powierzchnią naj-

bardziej intensyfikującą wymianę ciepła okazała się powierzchnia TS-2, posiadająca folię perforowaną oraz większą podziałkę. Sugeruje to, że na wymianę ciepła i powstawanie pęcherzy wpływa i folia perforowana i odległość między tunelami.

5.3.3 Współczynnik wnikania ciepła

Wartości współczynnika wnikania ciepła α od ciśnienia dla różnych powierzchni TS przedstawiono na Rys. 5.38. Wybrana gęstość strumienia ciepła to 1 W/cm^2 , a poziom cieczy to $28,7 \text{ mm}$. Dla takich warunków przegrzanie ścianki było mniejsze niż 10 K dla każdej próbki. Największą wartość współczynnika α uzyskano dla powierzchni TS-2 ($3600\text{--}4400 \text{ W/m}^2\text{K}$). Powierzchnia ta charakteryzowała się też najmniejszym przegrzaniem ($4\text{--}6 \text{ K}$).



Rysunek 5.38: Współczynnik wnikania ciepła w funkcji ciśnienia dla różnych powierzchni TS. Gęstość strumienia ciepła: 1 W/cm^2 , poziom cieczy: $28,7 \text{ mm}$

Współczynnik wnikania ciepła α dla powierzchni TS jest większy niż dla powierzchni płaskiej. Zastosowanie powierzchni TS-2 pozwala na uzyskanie dwukrotnie większych współczynników wnikania ciepła niż dla powierzchni NTS-2.

5.3.4 Podsumowanie analizy wrzenia na powierzchniach TS

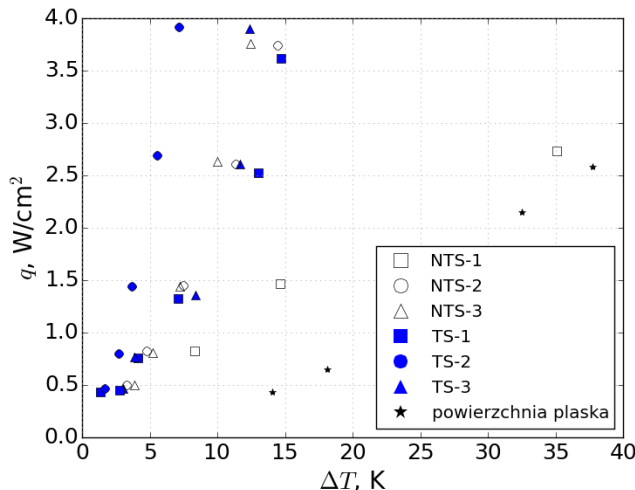
- Badania eksperymentalne dowodzą, że powierzchnie TS intensyfikują wymianę ciepła przy wrzeniu wody pod ciśnieniem $0,7\text{--}4 \text{ kPa}$.
- Krzywe wrzenia dla wody pod ciśnieniem sub-atmosferycznym są przesunięte w stronę większych przegrzań, niż przy ciśnieniu atmosferycznym. W konsekwencji, obniżony jest współczynnik wnikania ciepła. Powierzchnie TS redukują ten efekt.

- Przy wrzeniu z powierzchni TS-3, pęcherze odrywają się w sposób cykliczny.
- Wrzenie z powierzchni TS-2 przy obniżonym ciśnieniu ma podobny charakter do wrzenia z tej powierzchni przy ciśnieniu atmosferycznym. Pęcherze są dwukrotnie większe.
- W niskim ciśnieniu zwiększa się średnica pęcherzy w porównaniu do ciśnienia atmosferycznego. Rodzaj struktury TS wpływa na zmianę średnicy.

5.4 Porównanie własności powierzchni płaskiej z TS i NTS oraz wnioski

Oba rodzaje powierzchni rozwiniętych przebadanych w niniejszej pracy okazały się intensyfikować współczynnik wnikania ciepła przy wrzeniu. W przypadku wrzenia z powierzchni rozwiniętych duży wpływ miała również wysokość słupa cieczy, podczas gdy dla powierzchni płaskiej wpływ ten był pomijalny.

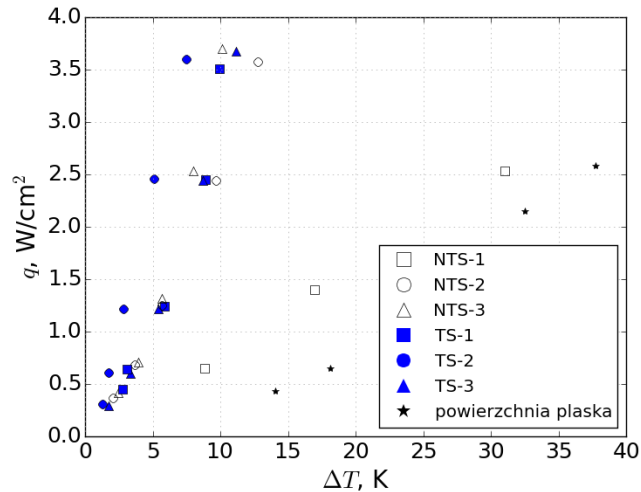
Krzywe wrzenia dla wszystkich powierzchni TS, NTS oraz powierzchni płaskiej przedstawiono na Rys. 5.39. Najgorsze współczynniki wnikania ciepła uzyskano dla obu powierzchni bez folii (NTS-1 i TS-1). Dla tych powierzchni uzyskano również największe przegrzania ścianki przy danej gęstości strumienia ciepła. TS-2 okazała się najlepiej intensyfikować wymianę ciepła. Powierzchnie TS-3, NTS-3 i NTS-2 charakteryzują się podobnymi przegrzaniem ścianki.



Rysunek 5.39: Porównanie krzywych wrzenia dla powierzchni płaskiej oraz powierzchni TS i NTS. Ciśnienie 1 kPa, napełnienie 28,7 mm.

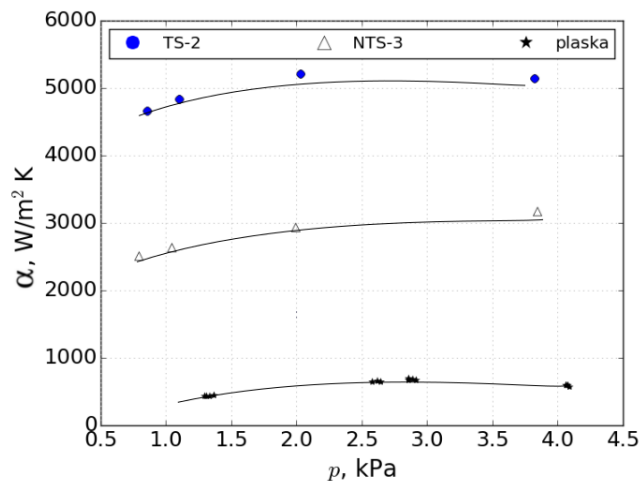
Wyższe ciśnienie zmniejsza różnice między krzywymi wrzenia dla zbadanych powierzchni (Rys. 5.40). Przy ciśnieniu 4 kPa krzywa wrzenia dla powierzchni TS-2 jest podobna do krzywej

wrzenia przy ciśnieniu 1 kPa. Inne powierzchnie mają krzywą wrzenia przesuniętą w kierunku mniejszych przegrzań niż przy ciśnieniu 1 kPa.



Rysunek 5.40: Porównanie krzywych wrzenia dla powierzchni płaskiej oraz powierzchni TS i NTS. Ciśnienie 4 kPa, napęnienie 28,7 mm.

Wszystkie zbadane powierzchnie rozwinięte zwiększyły współczynnik wnikania ciepła w porównaniu do powierzchni płaskiej (Rys. 5.41). W przypadku powierzchni TS-2 współczynnik wnikania ciepła zwiększono około dziesięciokrotnie. W przypadku powierzchni NTS-3/NTS-2/TS-3 wzrost współczynnika wnikania ciepła jest około pięciokrotny.



Rysunek 5.41: Porównanie współczynników wnikania ciepła dla najlepszych powierzchni TS, NTS i powierzchni płaskiej. Poziom cieczy: 28,7 mm, gęstość strumienia ciepła: 2 W/cm².

Wrzenie ze wszystkich powierzchni posiadających folię perforowaną, z wyjątkiem TS-2, ma charakter cykliczny. Rozróżnić można okresy intensywnego wrzenia z tuneli oraz okres w czasie których nie dochodzi do powstawania pęcherzy. Wrzenie z powierzchni bez folii perforowanej jest podobne do wrzenia z powierzchni płaskiej przy obniżonym ciśnieniu. Wrzenie dla powierzchni najbardziej intensyfikującej wymianę ciepła (TS-2) jest podobne do wrzenia zachodzącego z tej powierzchni przy ciśnieniu atmosferycznym. Różnicą jest tylko dwukrotnie większa średnica pęcherzy oraz mniejsza częstotliwość odrywania pęcherzy. Pęcherze opuszczają tunele przez wyloty tuneli przy wierzchołkach żeber.

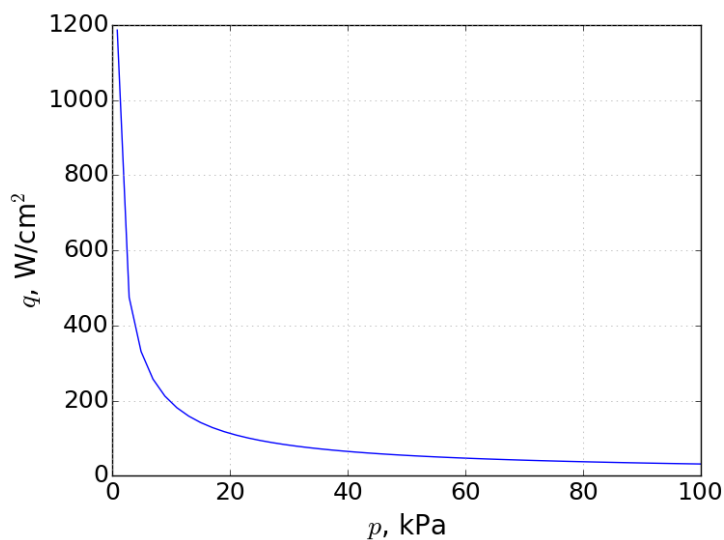
Powierzchnia TS-2 okazała się powierzchnią która najbardziej intensyfikuje wymianę ciepła przy wrzeniu pod niskim ciśnieniem. Posiada ona folię perforowaną oraz najmniejszą średnicę hydrauliczną ze wszystkich zbadanych próbek. Powierzchnia ta ma także największą podziałkę między tunelami. Nie znany jest dokładny wpływ średnicy hydraulicznej tuneli oraz ich podziałki na wymianę ciepła. Wskazuje to kierunek możliwych dalszych badań nad niskociśnieniowym wrzeniem z powierzchni rozwiniętych.

Rozdział 6

Symulacje dla powierzchni TS i NTS

Pastuszko i inni wykazali [49], że dla struktur typ TS i NTs przy ciśnieniu atmosferycznym przegrzanie ścianki ΔT może być niższe niż 4 K. W wybranych przypadkach, struktury te charakteryzują się podobną krzywą wrzenia do rozwiązań komercyjnych stosowanych przez firmy (np. Wieland, Wolverine) [45].

Model przedstawiony i zweryfikowany przez Pastuszkę i in. [51, 47, 52] przy ciśnieniu atmosferycznym dla wody, etanolu i R123 nie został przygotowany z myślą o obliczeniach przy ciśnieniu około 1 kPa. Przedstawiono to na Rys. 6.1. Z badań eksperymentalnych opisanych w rozdziale 5 wynika, że przy zadanym przegrzaniu ścianki, gęstość przekazywanego strumienia ciepła jest proporcjonalna do ciśnienia. Wyniki obliczeń wykazują odwrotny trend.



Rysunek 6.1: Wyniki prac modelowych. Gęstość strumienia ciepła w zależności od ciśnienia przy stałym przegrzaniu ścianki $\Delta T = 10$ K.

6.1 Model

W niniejszej pracy przedstawiono wyniki symulacji modelu zaproponowanego przez Pastuszkę i in. [52] przemnożonego przez wyznacznik ciśnienia. Wyznacznik ciśnienia posiada jedną stałą empiryczną.

Wyznacznik ciśnień był użyty między innymi przez Jacoba i Hawkinsa [31], Mostńskiego [68] oraz Cornwell'a i Houstona [41]. Jacob i Hawkins, w obliczeniach współczynnika wnikania ciepła z powierzchni płaskiej wykonywali obliczenia współczynnika α i przemnażali go przez stosunek ciśnienia do ciśnienia atmosferycznego p/p_a . Ten iloczyn podnieśli do potęgi n będącej stałą empiryczną równą 0,4.

W przypadku wrzenia przy niskim ciśnieniu z powierzchni TS i NTS całkowite ciepło przekazane przez strukturę opisano wzorem (6.1). Gdzie q_a jest ciepłem obliczonym z modelu dla ciśnienia atmosferycznego (6.2). Po podstawieniu pod stałą n wartości wyznaczonej przez Jacoba i Hawkinsa (0,4) uzyskano wyniki zgodne z wynikami eksperymentu dla powierzchni TS-2 przy w przedziale ciśnień 1–2 kPa. Dla ciśnień 3–4 kPa stała n równa jest 0,5. Metoda ta nie znajduje zastosowania przy obliczeniach pozostałych powierzchni. Spowodowane jest to cyklicznym charakterem wrzenia z powierzchni NTS-2, NTS-3 oraz TS-3. Model zakłada stałe odparowanie cieczy, takie jakie miało miejsce jedynie z powierzchni TS-2. W celu przystosowania modelu do wrzenia cyklicznego, wprowadzono stałą empiryczną C . Stała C jest równa 1 w przypadku powierzchni charakteryzowanych wrzeniem rozwiniętym (ciągłym). Dla powierzchni charakteryzujących się wrzeniem cyklicznym, stała C przyjmuje wartość 0,5.

$$\dot{q}_c = C \dot{q}_a \left(\frac{p}{p_a} \right)^n \quad (6.1)$$

6.1.1 Założenia, uproszczenia i ich znaczenie w niskim ciśnieniu

- Ciecz dostaje się do tuneli poprzez nieaktywne perforacje.
- Ciecz odparowuje wewnątrz tunelu z menisków w narożach tunelów.
- W tunelach znajduje się głównie para. Ciecz obecna jest tylko w cienkiej warstwie przy ścianach oraz w meniskach.
- Miejscami opuszczenia tunelu przez parę są wyloty tuneli przy wierzchołkach żeber oraz niektóre pory. Przy niskich ciśnieniach wszystkie pory powinny być nieaktywne.
- Na zewnątrz tuneli zachodzi wymiana ciepła przez konwekcję. Intensyfikowana jest ona powstawaniem i odrywaniem pęcherzy.
- Całkowity strumień ciepła przekazany przez strukturę składa się ze strumienia ciepła odparowania warstwy cieczy w tunelu oraz z zewnętrznego strumienia ciepła. W warunkach

niskiego ciśnienia strumień ciepła związany z odparowaniem ma mniejszy udział w wymianie ciepła, niż przy ciśnieniu atmosferycznym [37].

- Powstawanie pęcherzy w tunelach składa się z trzech okresów: oczekiwania, wzrostu i napełniania cieczą. Okres napełniania cieczą został pominięty w obliczeniach dla ciśnienia atmosferycznego ponieważ czas jego trwania jest krótki w porównaniu do czasu pozostałych dwóch okresów. Przy niskich ciśnieniach wyraźnie wzrasta czas powstawania pęcherza oraz czas pomiędzy oderwaniem się pęcherza, a pojawieniem się następnego pęcherza. Oznacza to że albo czas oczekiwania, albo czas napełnienia cieczą wzrósł.
- Na ściankach tunelu (wzdłuż żebra) panuje taka sama temperatura jak przy podstawie żebra. W niskich ciśnieniach wymagane są większe przegrzania. Ciecz otaczająca żebro jest przechłodzona. Może to powodować zmianę temperatury wzdłuż żebra.

6.1.2 Główne równania

W tym podrozdziale opisano model matematyczny przedstawiony przez Pastuszkę i in [49, 52]. Opisano tu najważniejsze wzory oraz krytyczne równania mogące wpłynąć na wymianę ciepła w niskim ciśnieniu.

Całkowita gęstość strumienia ciepła przekazana przez strukturę przy ciśnieniu atmosferycznym q_a składa się z gęstości strumienia ciepła przekazanej przez: tunel poziomy q_h oraz tunel pionowy q_v . Opisuje to wzór (6.2).

$$q_a = \frac{q_h + q_v}{2} \quad (6.2)$$

Całkowita gęstość strumienia ciepła przekazana przez tunel pionowy q_v opisana jest wzorem (6.3). Składa się ona z gęstości strumienia ciepła przekazanej przez konwekcję na zewnątrz tunelu $\dot{q}_{zew,v}$ oraz gęstości strumienia ciepła od odparowania cieczy wewnątrz tunelu $\dot{q}_{tun,v}$. Odparowanie cieczy wewnątrz tunelu zależy od stosunku szerokości tunelu w_{tun} do podziałki tuneli p_{tun} .

$$\dot{q}_v = \dot{q}_{tun,v} \frac{w_{tun}}{p_{tun}} + \dot{q}_{zew,v} \quad (6.3)$$

Gęstość strumienia ciepła na zewnątrz tunelu $\dot{q}_{zew,v}$ pochodzi od konwekcji intensyfikowanej mieszaniem cieczy. Opisano to wzorem (6.4). W celu uwzględnienia przegrzania na wierzchołku żebra Θ zastosowano tu jedną stałą empiryczną w postaci potęgi liczby Prandtla Pr^k . Stała empiryczna k w przypadku wody wynosi 4,9. Parametrami krytycznymi w niskim ciśnieniu jest tu częstotliwość odrywania pęcherzy f , średnica oderwania pęcherzy $d_{b,v}$ oraz gęstość aktywnych tuneli $n_{s,v}$. W czasie pisania niniejszej pracy nie ma dostępnych w literaturze korelacji dla tych wielkości.

$$\dot{q}_{zew,v} = 2\sqrt{\pi\lambda_l\rho_l c_{p,l} f_v d_{b,v}^2} n_{s,v} \Theta Pr^k \quad (6.4)$$

Gęstość strumienia ciepła przekazana przez odparowanie cieczy w tunelu $\dot{q}_{tun,v}$ opisana jest wzorem (6.5). Jest to ciepło parowania z czterech menisków wewnątrz tuneli podzielona przez parametry żebra i tuneli (wysokość żebra h_f , wysokość tunelu h_{tun} i szerokość tunelu w_{tun}).

$$\dot{q}_{tun,v} = \frac{\dot{Q}_v}{2h_f(w_{tun} + h_{tun})} \quad (6.5)$$

Ciepło parowania czterech menisków cieczy wewnątrz tuneli pionowych opisuje wzór (6.6). Zależy ono od grubości warstwy nieodparowującej cieczy δ_{ne} , średnicy menisków δ_t oraz od wysokości i parametru żebra (odpowiednio h_f i m_f).

$$\dot{Q}_v = 8\lambda_l \Delta T \ln \frac{\delta_t + \delta_{ne}\sqrt{2}}{\delta_{ne}\sqrt{2}} \int_0^{h_f + \delta_f/2} e^{-m_f(h_f + \delta_f/2 - y)} dy \quad (6.6)$$

Całkowita gęstość strumienia ciepła przekazana przez tunel poziomy \dot{q}_h opisana jest wzorem (6.7). Składa się ona z gęstości strumienia ciepła przekazanej przez konwekcję na zewnątrz tunelu $\dot{q}_{zew,h}$ oraz gęstości strumienia ciepła od odparowania cieczy wewnątrz tunelu $\dot{q}_{tun,h}$. Odparowanie cieczy wewnątrz tunelu zależy od ilości aktywnych perforacji (podziałka perforacji p_p i gęstość aktywnych porów n_s).

$$\dot{q}_h = \dot{q}_{tun,h} w_{tun} p_p n_s + \dot{q}_{zew,h} \quad (6.7)$$

Gęstość strumienia ciepła na zewnątrz tunelu $\dot{q}_{zew,h}$ pochodzi od konwekcji intensyfikowanej mieszaniem cieczy. Opisano to wzorem (6.8), który jest analogiczny do wzoru (6.4). Różnicą jest to, że w przypadku tunelu poziomego nie uwzględnia się zmiany przegrzania na wysokości ścianki (wysokość tunelu jest 5 razy mniejsza od wysokości żebra).

$$\dot{q}_{zew,h} = 2\sqrt{\pi\lambda_l\rho_l c_{p,l} f_h d_{b,h}^2 n_{s,h}} \quad (6.8)$$

Gęstość strumienia ciepła przekazana przez odparowanie cieczy w tunelu $\dot{q}_{tun,h}$ opisana jest wzorem (6.9). Jest to ciepło parowania z czterech menisków wewnątrz tuneli podzielona przez parametry tuneli i porów (wysokość tunelu h_{tun} , szerokość tunelu w_{tun} i podziałka porów p_p).

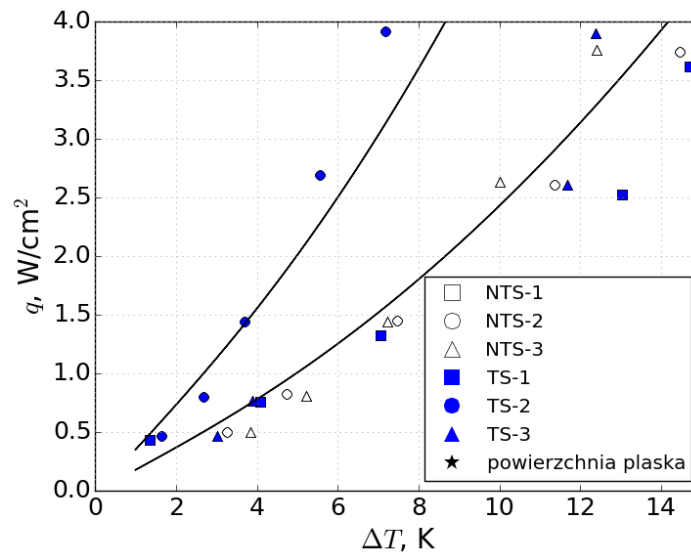
$$\dot{q}_{tun,h} = \frac{\dot{Q}_h}{2p_p(w_{tun} + h_{tun})} \quad (6.9)$$

Ciepło parowania z czterech menisków cieczy wewnątrz tuneli poziomych opisuje równanie (6.10). Zależy ono od grubości warstwy nieodparowującej cieczy δ_{ne} , średnicy menisków δ_t oraz podziałki perforacji p_p .

$$\dot{Q}_h = 8\lambda_l \Delta T p_p \ln \frac{\delta_t + \delta_{ne}\sqrt{2}}{\delta_{ne}\sqrt{2}} \quad (6.10)$$

6.2 Wyniki obliczeń

Wyniki symulacji dla ciśnienia 1 kPa przedstawiono na Rys. 6.2, a dla 4 kPa na Rys. 6.3. Zgodność wyników obliczeniowych z wynikami eksperymentalnymi mieści się w granicach $\pm 35\%$, co przedstawiono na Rys. 6.4. Każdy punkt na wykresach Rys. 6.2 oraz Rys. 6.3 przedstawia wartość średnią z około 300 pomiarów. Każdy punkt na wykresie Rys. 6.4 oznacza punkt pomiarowy.

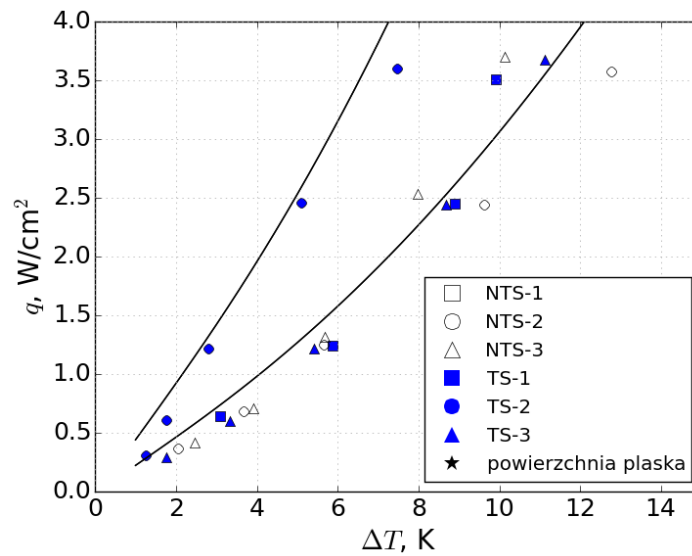


Rysunek 6.2: Porównanie krzywych wrzenia uzyskanych eksperymentalnie z obliczeniowymi. Ciśnienie 1 kPa, napełnienie 28,7 mm.

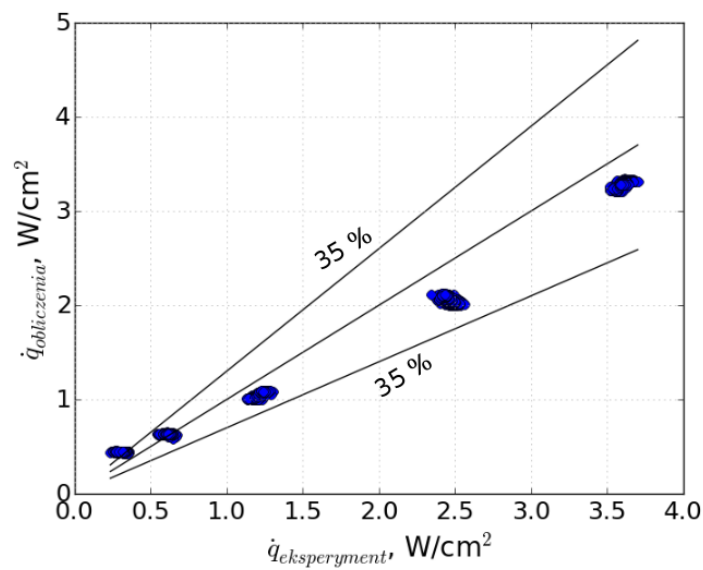
Przedstawiono model dostępny w literaturze [52], stosowany do opisu procesu wrzenia z powierzchni TS i NTS w ciśnieniu atmosferycznym. Po zastosowaniu empirycznych przeliczników ciśnienia oraz rodzaju wrzenia (rozwinęte, cykliczne) uzyskano dokładność wyników zbliżoną do dokładności wyników przy ciśnieniu atmosferycznym. Wartości stałych empirycznych przedstawiono zbiorczo w tabeli 6.1.

Tabela 6.1: Wartości stałych empirycznych.

Współczynnik	wartość	zakres
C	1	Wrzenie rozwinięte
C	0,5	Wrzenie cykliczne
n	0,4	1–2 kPa
n	0,5	3–4 kPa



Rysunek 6.3: Porównanie krzywych wrzenia uzyskanych eksperymentalnie z obliczeniowymi. Ciśnienie 1 kPa, napełnienie 28,7 mm.



Rysunek 6.4: Porównanie gęstości strumienia ciepła uzyskanych eksperymentalnie z obliczeniowymi. Ciśnienie 4 kPa, napełnienie 28,7 mm, powierzchnia: TS-2.

Rozdział 7

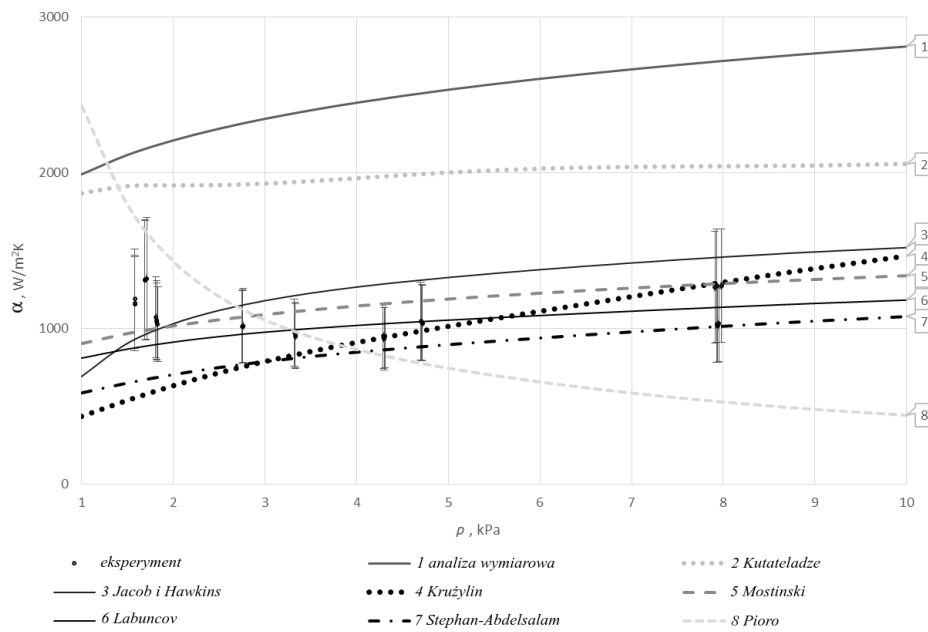
Wnioski

- Krzywe wrzenia dla wody i metanolu przy niskim ciśnieniu są przesunięte w stronę większych przegrzań. Wrzenie pęcherzowe z powierzchni płaskiej rozpoczyna się przy przegrzaniu większym niż 10 K. W konsekwencji obniżony jest współczynnik wnikania ciepła.
- Wysokość słupa cieczy można pominąć. W większości pomiarów różnica między współczynnikiem wnikania ciepła dla różnych wysokości słupa cieczy jest mniejsza niż błąd pomiaru.
- Pęcherze pary mają większą średnicę przy niskim ciśnieniu, niż przy ciśnieniu atmosferycznym. Dla takiej samej gęstości strumienia ciepła 3 W/cm^2 , średnica pęcherza dla 1 kPa wynosi 50 mm, kiedy przy ciśnieniu atmosferycznym 3–5 mm.
- Zastosowanie powierzchni zmodyfikowanych o tunelach odpowiedniej szerokości pozwala zmniejszyć średnicę pęcherzy do maksymalnie 1 cm. Ze zbadanych powierzchni, najmniejsze pęcherze zaobserwowano dla powierzchni o średnicy hydraulicznej równej 1,4 mm.
- Ożebrowane struktury tunelowe, modyfikujące powierzchnię wymiany ciepła, znacząco intensyfikują tę wymianę. Dla ciśnienia 1 kPa z wartości współczynnika wnikania ciepła dla powierzchni płaskiej $500 \text{ W/m}^2\text{K}$ do $5000 \text{ W/m}^2\text{K}$.
- Istnienie tuneli podpowierzchniowych zmienia sposób powstawania pęcherzy, częstotliwość ich odrywania oraz gęstość zarodków parowych. Częstotliwość odrywania pęcherzy oraz gęstość zarodków parowych rośnie w porównaniu do powierzchni płaskiej.
- Istnieje ścisła zależność pomiędzy wartością współczynnika wnikania ciepła, a średnicą hydrauliczną tuneli podpowierzchniowych. Dla najmniejszych średnic (1,4 mm) otrzymano największe wartości współczynnika ($5000 \text{ W/m}^2\text{K}$). Spowodowane jest to zmniejszeniem średnicy odrywania pęcherzy oraz zwiększeniem częstotliwości.
- Zastosowanie rozwiniętych struktur podpowierzchniowych może spowodować zmniejszenie powierzchni parowacza w porównaniu do powierzchni płaskiej.

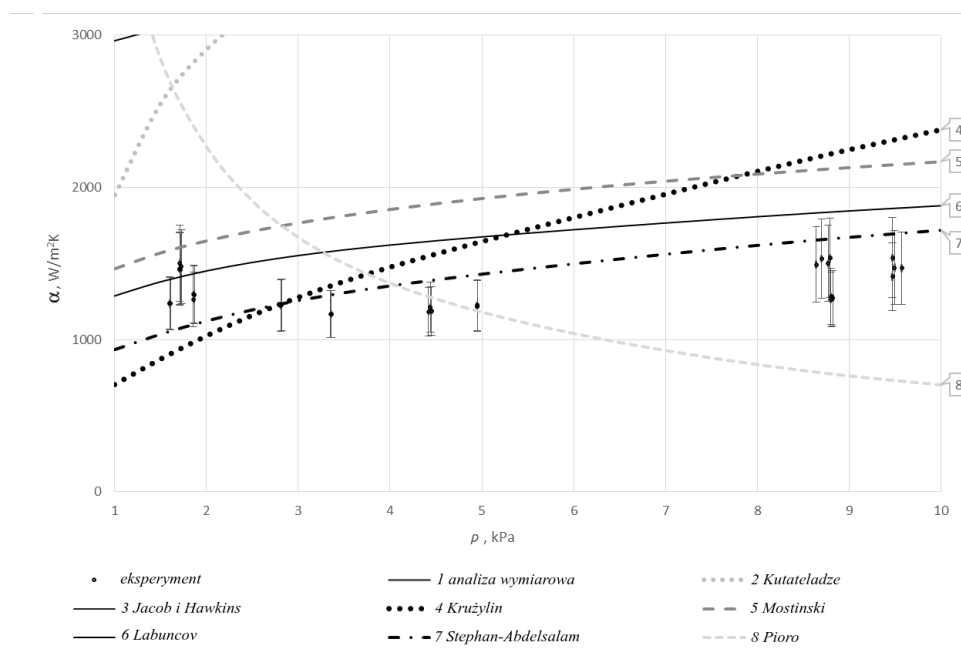
Dodatek A

Teoretyczne i eksperymentalne współczynniki wnikania ciepła

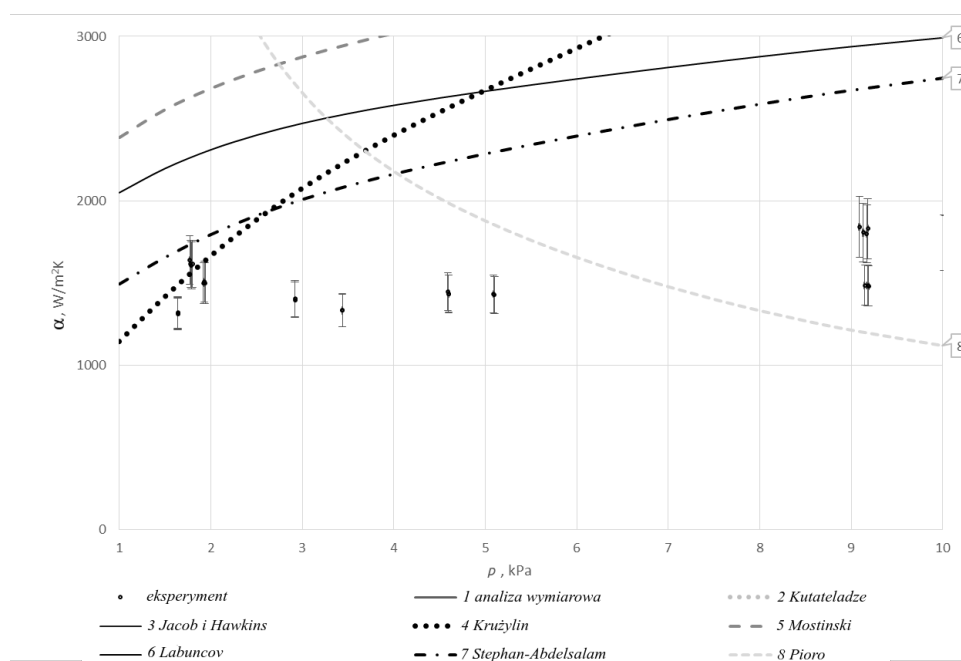
Poniżej przedstawiono wykresy dla wszystkich przebadanych gęstości strumienia ciepła oraz wartości przegrzania ścianki omówionych w rozdziale 2.2.



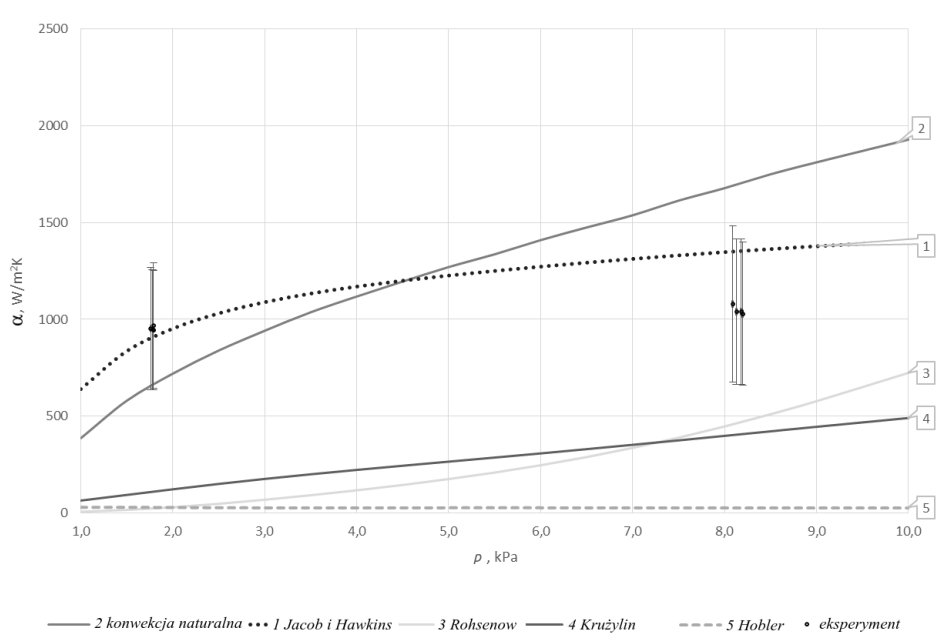
Rysunek A.1: Porównanie współczynników wnikania ciepła teoretycznych z eksperymentalnymi dla wody, $q = 1 \text{ W/cm}^2$.



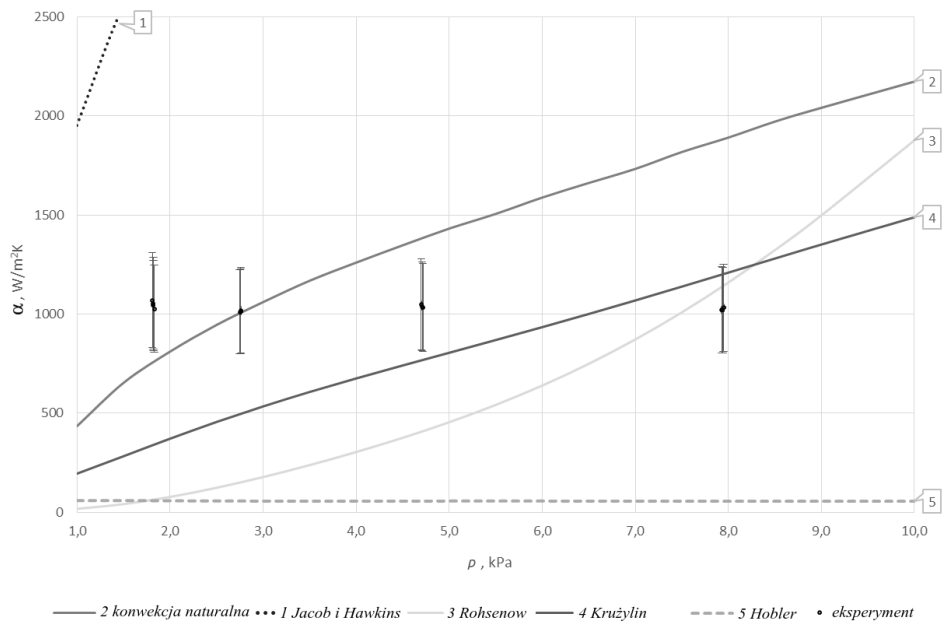
Rysunek A.2: Porównanie współczynników wnikania ciepła teoretycznych z eksperymentalnymi dla wody, $q = 2,1 \text{ W/cm}^2$.



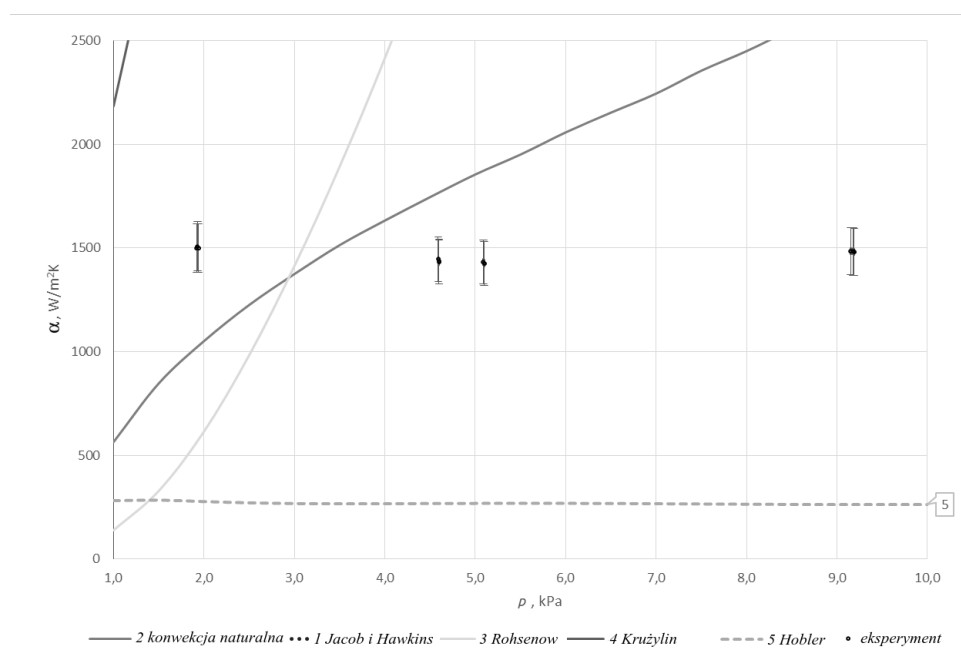
Rysunek A.3: Porównanie współczynników wnikania ciepła teoretycznych z eksperymentalnymi dla wody, $q = 4,3 \text{ W/cm}^2$.



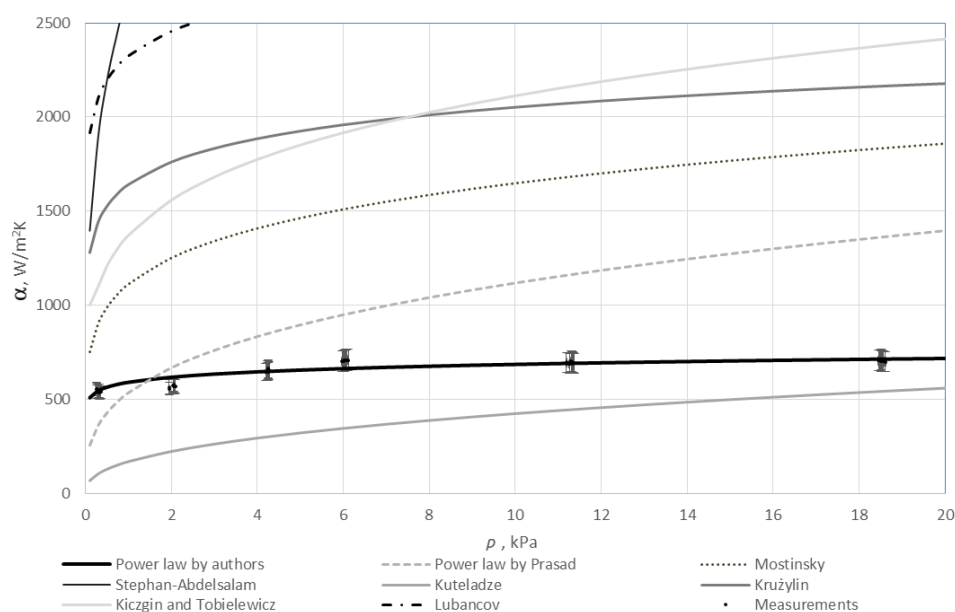
Rysunek A.4: Porównanie współczynników wnikania ciepła teoretycznych z eksperymentalnymi dla wody, $\Delta T = 6,3$ K.



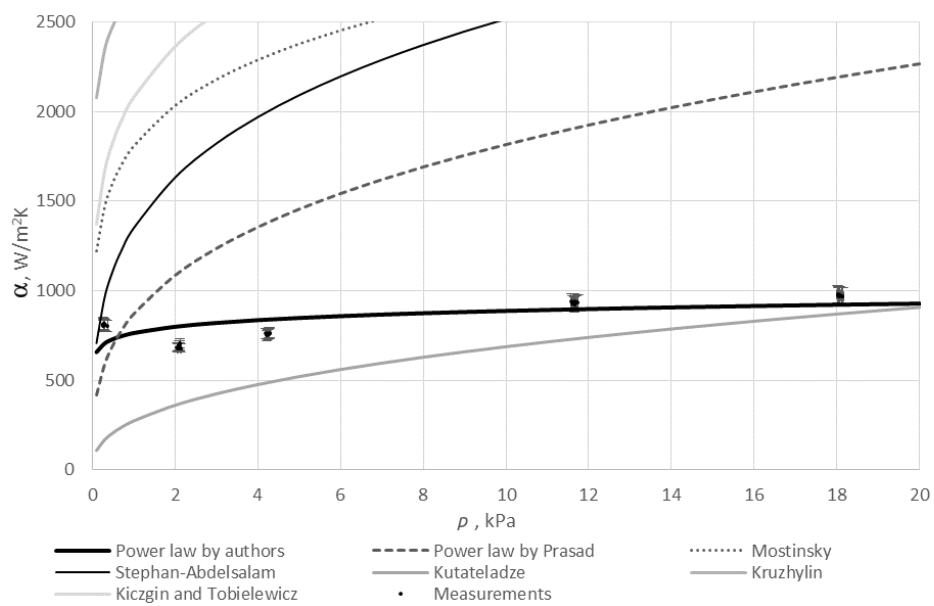
Rysunek A.5: Porównanie współczynników wnikania ciepła teoretycznych z eksperymentalnymi dla wody, $\Delta T = 10,2$ K.



Rysunek A.6: Porównanie współczynników wnikania ciepła teoretycznych z eksperymentalnymi dla wody, $\Delta T = 28,7$ K.



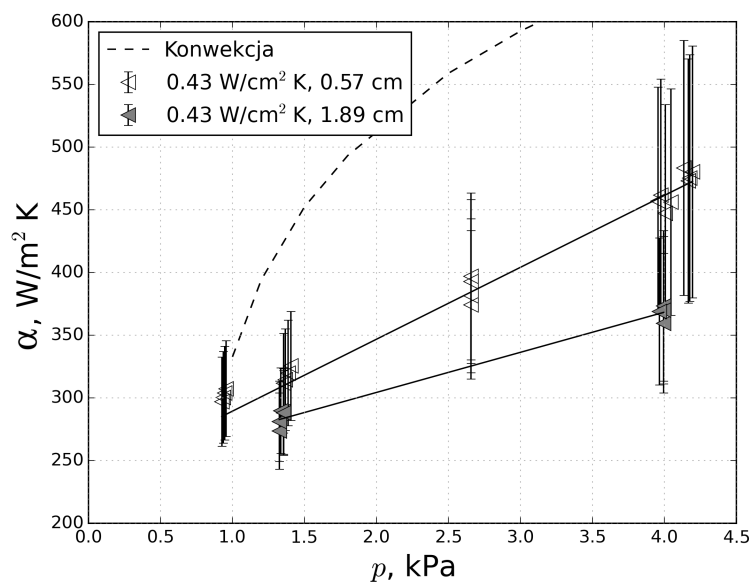
Rysunek A.7: Porównanie współczynników wnikania ciepła teoretycznych z eksperymentalnymi dla metanolu, $q = 2,1$ W/cm².



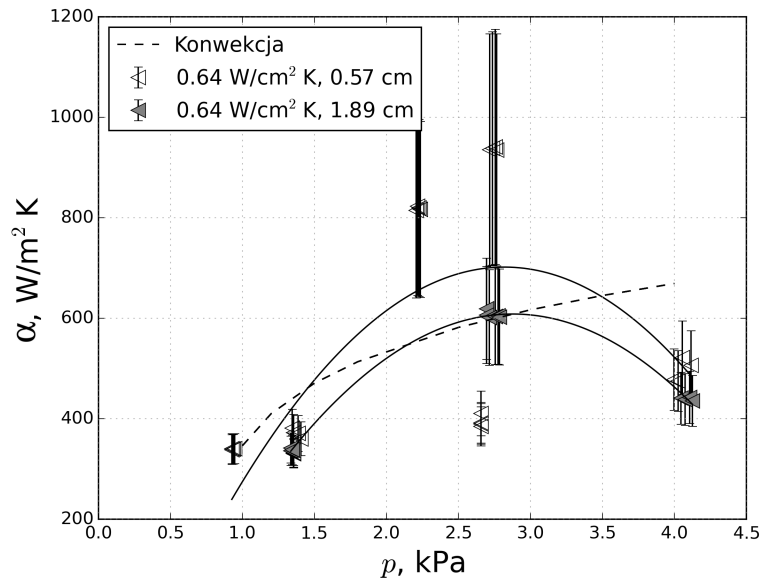
Rysunek A.8: Porównanie współczynników wnikania ciepła teoretycznych z eksperymentalnymi dla metanolu, $q = 4,3 \text{ W/cm}^2$.

Dodatek B

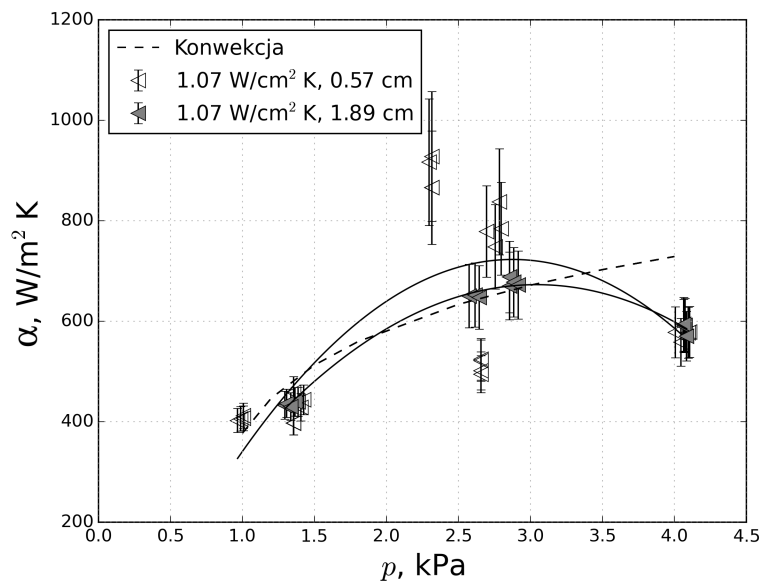
Wpływ wysokości słupa cieczy na współczynnik wnikania ciepła



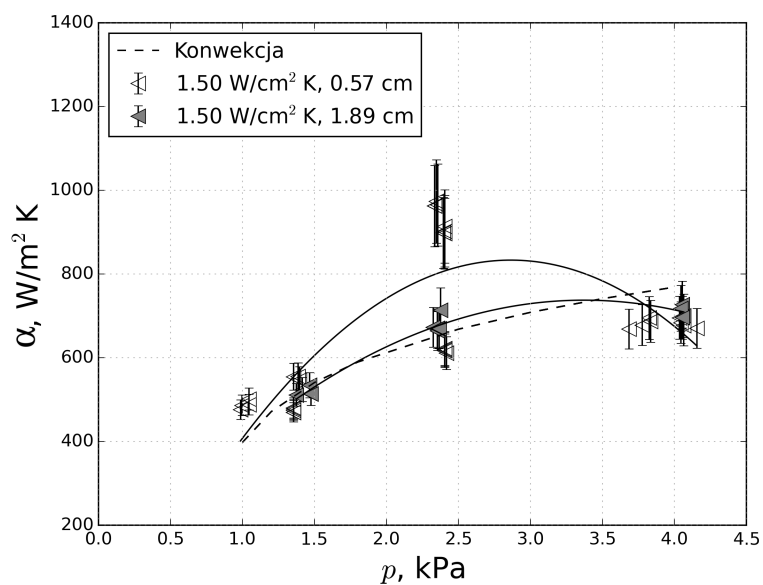
Rysunek B.1: Porównanie wartości współczynnika wnikania ciepła α od ciśnienia. Gęstość strumienia ciepła q 0,43 W/cm².



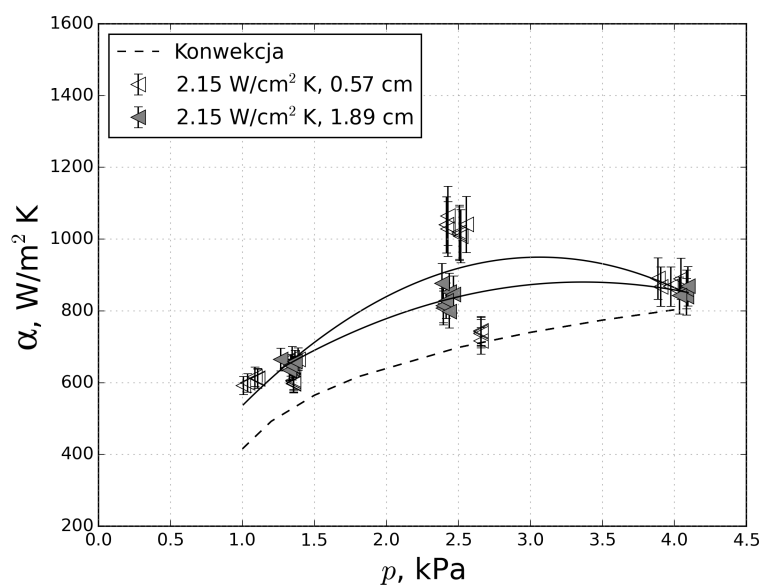
Rysunek B.2: Porównanie wartości współczynnika wnikania ciepła α od ciśnienia. Gęstość strumienia ciepła q $0,64 \text{ W/cm}^2$.



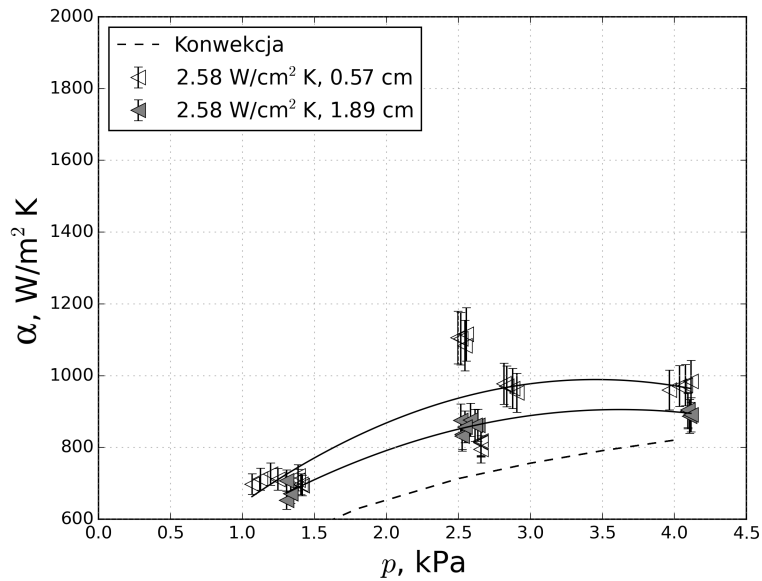
Rysunek B.3: Porównanie wartości współczynnika wnikania ciepła α od ciśnienia. Gęstość strumienia ciepła q $1,07 \text{ W/cm}^2$.



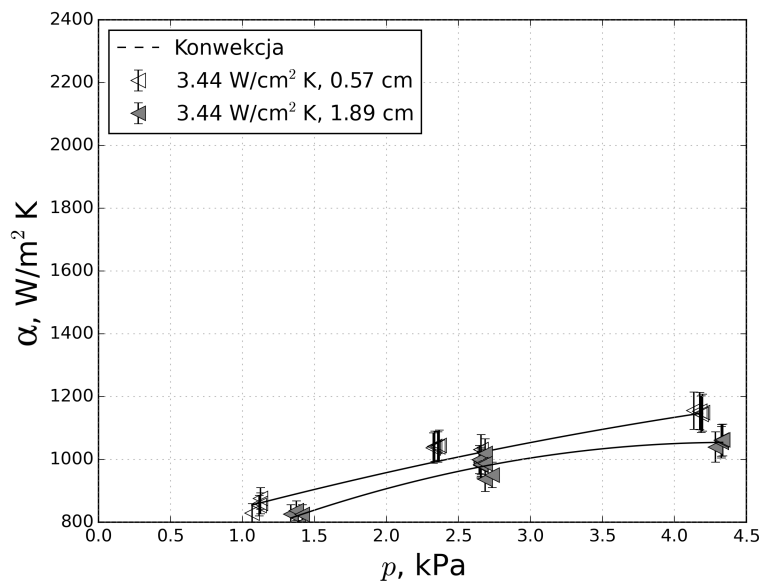
Rysunek B.4: Porównanie wartości współczynnika wnikania ciepła α od ciśnienia. Gęstość strumienia ciepła q 1,4 W/cm².



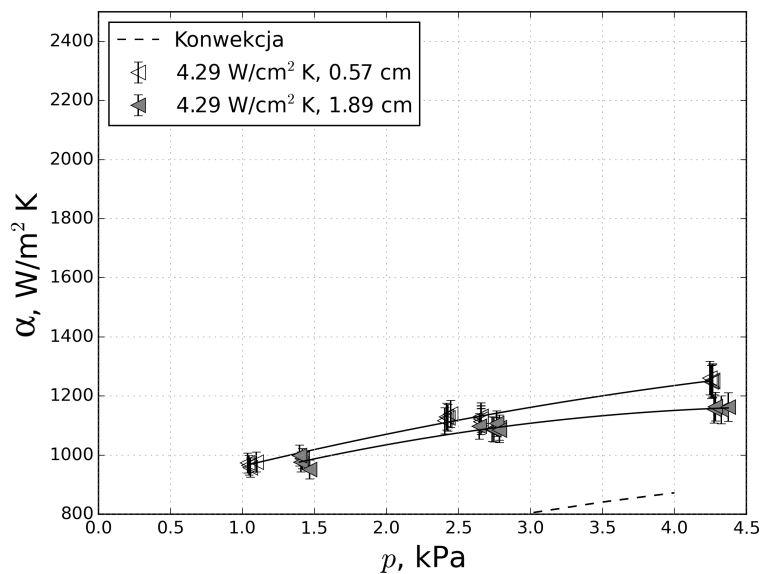
Rysunek B.5: Porównanie wartości współczynnika wnikania ciepła α od ciśnienia. Gęstość strumienia ciepła q 2,14 W/cm².



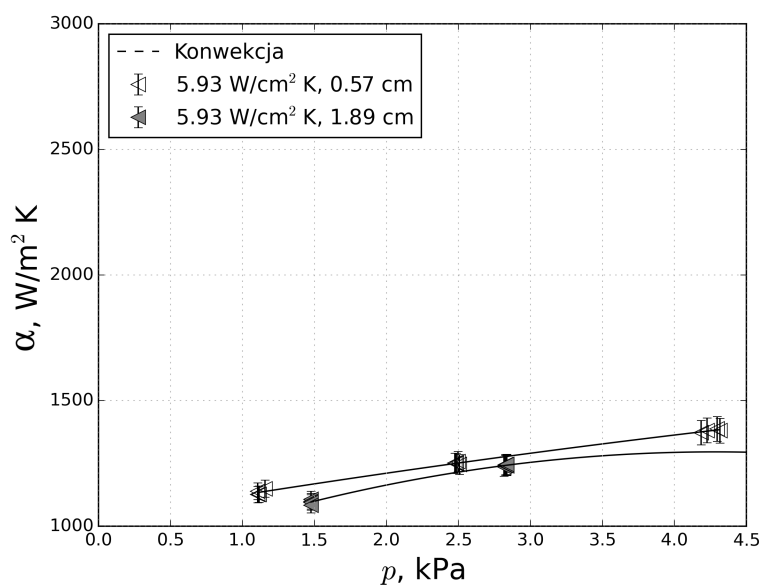
Rysunek B.6: Porównanie wartości współczynnika wnikania ciepła α od ciśnienia. Gęstość strumienia ciepła q 2,58 W/cm².



Rysunek B.7: Porównanie wartości współczynnika wnikania ciepła α od ciśnienia. Gęstość strumienia ciepła q 3,44 W/cm².



Rysunek B.8: Porównanie wartości współczynnika wnikania ciepła α od ciśnienia. Gęstość strumienia ciepła q 4,3 W/cm².



Rysunek B.9: Porównanie wartości współczynnika wnikania ciepła α od ciśnienia. Gęstość strumienia ciepła q 5,93 W/cm².

Bibliografia

- [1] M. Sirai Alam, V. K. Agarwal. Pool boiling of liquids & their mixtures on enhanced surfaces at sub-atmospheric pressures. *Chemical Engineering Transactions*, 17(2008):1503–1508, 2009.
- [2] Mostafa M Awad, Esr El-sayed R Negeed. Heat transfer enhancement of falling film evaporation on horizontal tube bundle. *Thirteenth International Water Technology Conference*, strony 1461–1478, Hurghada, Egypt, 2009.
- [3] W. Bailey, E. Young, C. Beduz, Y. Yang. Pool boiling study on candidature of pentane, methanol and water for near room temperature cooling. *Thermal and Thermomechanical Proceedings 10th Intersociety Conference on Phenomena in Electronics Systems, 2006. IThERM 2006.*, strony 599–603, San Diego, USA, 2006. IEEE.
- [4] Ian H Bell, Jorrit Wronski, Sylvain Quoilin, Vincent Lemort. Pure and Pseudo-pure Fluid Thermophysical Property Evaluation and the Open-Source Thermophysical Property Library CoolProp. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 53(6):2498—2508, 2014.
- [5] S. Bhaumik, V. K. Agarwal, S. C. Gupta. A generalized correlation of nucleate pool boiling of liquids. *Indian Journal of Chemical Technology*, 11(5):719–725, 2004.
- [6] Mark Aaron Chan, Christopher R Yap, Kim Choon Ng. Pool Boiling Heat Transfer of Water on Finned Surfaces at Near Vacuum Pressures. *J. Heat Transfer*, 132(3):1–6, 2010.
- [7] Liang-Han Chien, Ralph L. Webb. A Nucleate Boiling Model for Structured Enhanced Surfaces. *Journal of Heat and Mass Transfer*, 41(14):2183–2195, 1998.
- [8] Ng Kim Choon, Anutosh Chakraborty, Sai Maung Aye, Wang Xiaolin. New pool boiling data for water with copper-foam metal at sub-atmospheric pressures: Experiments and correlation. *Applied Thermal Engineering*, 26(11-12):1286–1290, aug 2006.
- [9] H.T. Chua, K.C. Ng, W. Wang, C. Yap, X.L. Wang. Transient modeling of a two-bed silica gel–water adsorption chiller. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47(4):659–669, feb 2004.

- [10] A. K. Das, P. K. Das, P. Saha. Performance of different structured surfaces in nucleate pool boiling. *Applied Thermal Engineering*, 29(17-18):3643–3653, 2009.
- [11] A. K. Das, P. K. Das, P. Saha. Some investigations on the enhancement of boiling heat transfer from planer surface embedded with continuous open tunnels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 34(8):1422–1431, 2010.
- [12] A.K. Das, P.K. Das, S. Bhattacharyya, P. Saha. Nucleate boiling heat transfer from a structured surface - Effect of liquid intake. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50(7-8):1577–1591, 2007.
- [13] A.K. Das, P.K. Das, P. Saha. Nucleate boiling of water from plain and structured surfaces. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 31(8):967–977, aug 2007.
- [14] Z W Douglas, M K Smith, A Glezer. Acoustically Enhanced Boiling Heat Transfer. *THERMINIC*, number September, strony 17–19. Budapeszt, Węgry, 2007.
- [15] Eurostat. Eurostat.
- [16] S A A Fazel, S Roumana. Pool boiling heat transfer to pure liquids. *WSEAS Conference*, wolumen 5, strony 211–216, Cambridge, UK, 2010.
- [17] José Fernández-Seara, Ángel Á Pardiñas. Refrigerant falling film evaporation review: Description, fluid dynamics and heat transfer. *Applied Thermal Engineering*, 64:155–171, 2014.
- [18] Craig Gerardi, Jacopo Buongiorno, Lin W. Hu, Thomas McKrell. Study of bubble growth in water pool boiling through synchronized, infrared thermometry and high-speed video. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53(19-20):4185–4192, 2010.
- [19] Florine Giraud, Romuald Rulliere, Cyril Toublanc, Marc Clausse, Jocelyn Bonjour. Experimental evidence of a new regime for boiling of water at subatmospheric pressure. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 60:45–53, 2015.
- [20] Florine Giraud, Cyril Toublanc, Marc Clausse, Jocelyn Bonjour, Romuald Rulliere, Cyril Toublanc, Marc Clausse, Jocelyn Bonjour. Preliminary experimental investigation on water boiling phenomena in a liquid layer at subatmospheric pressure. *24th International Congress of Refrigeration*, Yokohama, Japan, 2015.
- [21] Florine Giraud, Cyril Toublanc, Romuald Rulliere, Jocelyn Bonjour, Marc Clausse. Establishment of an experimental design in the context of water vaporization occuring on a plate cross section. *24th International Congress of Refrigeration*, Yokohama, Japan, 2015.
- [22] Monika Gwadera, Krzysztof Kupiec. Adsorption cooling as an effective method of waste heat utilization. *czasopismo techniczne PK*, 108(8):61–70, 2011.

- [23] Mathieu Habert. *Falling Film Evaporation on a Tube Bundle with Plain and Enhanced Tubes*. Ph.d. thesis, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2009.
- [24] Tomasz Halon. Proces wrzenia ziębnika w niskociśnieniowym adsorpcyjnym systemie tri-generacyjnym. Henryk Kudela, Krzysztof Czajka, Wojciech Moron, redaktorzy, *Zeszyty Energetyczne. T. 1, Problemy współczesnej energetyki*, wolumen 1, strony 193–200. Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław, wydanie 1, 2014.
- [25] Tomasz Halon, Bartosz Zajaczkowski, Zbigniew Królicki. Modelowanie współczynnika efektywności ziębniczej w adsorpcyjnym systemie trigeneracyjnym. *Chłodnictwo*, 48(11):12–17, 2013.
- [26] Tomasz Halon, Bartosz Zajaczkowski, Zbigniew Krolicki. Analiza metod intensyfikacji procesu parowania ziębnika ekologicznego w parowaczach podciśnieniowych systemów. *Aktualne zagadnienia energetyki T1*, strony 295–306. Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław, 2014.
- [27] Tomasz Halon, Bartosz Zajaczkowski, Zbigniew Krolicki, Karolina Wojtasik. Calculation and experimental verification of heat transfer coefficient for low pressure methanol evaporator. *24th International Congress of Refrigeration*, Yokohama, Japan, 2015.
- [28] S. Hamzekhani, M. Maniavi Falahieh, a. Akbari, M. Maniavi Falahieh, a. Akbari. Bubble departure diameter in nucleate pool boiling at saturation: Pure liquids and binary mixtures. *International Journal of Refrigeration*, 46(256):50–58, 2014.
- [29] Geoffrey F Hewitt. Handbook of heat transfer. W. Rohsenow, J. Hartnett, Y. Cho, redaktorzy, *Handbook of heat transfer*, rozdział 15. McGraw-Hill, 1998.
- [30] Tadeusz Hobler. *Ruch ciepła i wymienniki*. WNT, Warszawa, wydanie 4, 1971.
- [31] J. Holman. *Heat Transfer*. Mcgraw-Hill, wydanie 9, 2002.
- [32] Marek Jaślan. Rynek HVAC w Polsce szybko dojrzeje. *Inteligentny budynek*, 03, 2013.
- [33] M. A. Kichigin, N. Y. Tobilevich. Generalization of experimental data on heat transfer in boiling. *Hydrodynamics and heat transfer for boiling in high pressure boilers*, strony 175–185, Moscow, 1955. Izd Akad. Nauk SSSR.
- [34] D. S. Kim, C. A. Infante Ferreira. Solar refrigeration options - a state-of-the-art review. *International Journal of Refrigeration*, 31(1):3–15, 2008.
- [35] Franz Lanzerath, Jan Seiler, Meltem Erdogan, Heike Schreiber, Matthias Steinhilber, André Bardow. The impact of filling level resolved: Capillary-assisted evaporation of water for adsorption heat pumps. *Applied Thermal Engineering*, 2016.

- [36] Suriyan Laohalertdecha, Paisarn Naphon, Somchai Wongwises. A review of electrohydrodynamic enhancement of heat transfer. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 11(5):858–876, jun 2007.
- [37] Wade R McGillis, Van P Carey, John S Fitch, William R Hamburg, Van P Carey, John S Fitch, William R Hamburg, Van P Carey, John S Fitch, William R Hamburg. Pool boiling enhancement techniques for water at low pressure. *7th IEEE Semi therm symposium*, strony 64–72, Phoenix, USA, 1991. Western Research Laboratory.
- [38] D.a. A. McNeil, B.M. M. Burnside, D.I. I. Rylatt, E.a. A. Elsaye, S. Baker. Shell-side boiling of water at sub-atmospheric pressures. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 85:488–504, 2015.
- [39] Sandra Michaie, Romuald Rulliere, Jocelyn Bonjour. Experimental study of water pool boiling on a single nucleation site, from atmospheric pressure down to low pressure. *9th International Conference on Multiphase Flow*, Firenze, Italy, 2016.
- [40] S. Murthy, Y. Joshi, S. Gurrum, W. Nakayama. Enhanced boiling heat transfer simulation from structured surfaces: Semi-analytical model. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49(11-12):1885–1895, 2006.
- [41] R. Muruganantham, Vignesh G, Vignesh R., Madhan P., Kathiravan R. Pool Boiling characteristics of water over a horizontal stainless steel tube heater. *International Journal of Mechanical and Production Engineering*, 1(2):23–29, 2013.
- [42] W. Nakayama, T. Daikoku, H. Kuwahara, T. Nakajima. Dynamic Model of Enhanced Boiling Heat Transfer on Porous Surfaces—Part II: Analytical Modeling. *Journal of Heat Transfer*, 102:451–456, 1980.
- [43] Cenk Onan, Derya Burcu Ozkan, Serkan Erdem. CFD and Experimental Analysis of a Falling Film outside Smooth and Helically Grooved Tubes. *Advances in Mechanical Engineering*, 2014:1–13, 2014.
- [44] A. Pal, Y. Joshi. Boiling at sub-atmospheric conditions with enhanced structures. *Thermal and Thermomechanical Proceedings 10th Intersociety Conference on Phenomena in Electronics Systems, 2006. IThERM 2006.*, strony 620–629. Ieee, 2006.
- [45] Robert Pastuszko. Boiling heat transfer enhancement in subsurface horizontal and vertical tunnels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 32:1564–1577, 2008.
- [46] Robert Pastuszko. High speed boiling visualisation for fins with subsurface tunnels. *7th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*, Krakow, Poland, 2009.

- [47] Robert Pastuszko. Pool boiling for extended surfaces with narrow tunnels - Visualisation and a simplified model. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 38:149–164, 2012.
- [48] Robert Pastuszko. Pool boiling for extended surfaces with narrow tunnels - Visualization and a simplified model. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 38:149–164, 2012.
- [49] Robert Pastuszko. *Wymiana ciepła przy wrzeniu w tunelach podpowierzchniowych*. Wydawnictwo Politechniki Świętokrzyskiej, Kielce, wydanie 1, 2012.
- [50] Robert Pastuszko, Mieczysław E. Poniewski, Monika Koziol. Heat flux determination for nucleate boiling in subsurface tunnel structures. *Heat and Mass Transfer/Waerme- und Stoffuebertragung*, 48(8):1367–1374, 2012.
- [51] Robert Pastuszko, Mieczysław Edward Poniewski. Semi-analytical approach to boiling heat fluxes calculation in subsurface horizontal and vertical tunnels. *International Journal of Thermal Sciences*, 47:1169–1183, 2008.
- [52] Robert Pastuszko, Mieczysław Edward Poniewski, Monika Koziol. Heat flux determination for nucleate boiling in subsurface tunnel structures. *Heat and Mass Transfer*, 48:1367–1374, 2012.
- [53] I L Pioro, Warren M Rohsenow, S. S. Doerffer. Nucleate pool-boiling heat transfer . I : review of parametric effects of boiling surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47:5033–5044, 2004.
- [54] Mieczysław Edward Poniewski. *Wrzenie pecherzykowe na rozwiniętych mikropowierzchniach*. Wydawnictwo Politechniki Świętokrzyskiej, wydanie 1, 2001.
- [55] L. Prasad, M Siraj Alam, S C Gupta, V K Agarwal. Enhanced Boiling of Methanol on Copper Coated Surface. *Chemical Engineering {&} Technology*, 30(7):901–906, 2007.
- [56] J.S. S Prost, M.T. T González, M.J. J Urbicain. Determination and correlation of heat transfer coefficients in a falling film evaporator. *Journal of Food Engineering*, 73(4):320–326, apr 2006.
- [57] Piotr Pyrka. Modelowanie trójzłożowej chłodziarki adsorpcyjnej. *Zeszyty Energetyczne*, 1:209–220, 2014.
- [58] C. Ramaswamy, Y. Joshi, W. Nakayama, W. B. Johnson. Semi-analytical model for boiling from enhanced structures. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46(22):4257–4269, 2003.
- [59] Redakcja. Energy sector in poland. Raport instytutowy, Polska Agencja Informacji Zagranicznej, Polish Information And Foreign Investment Agency, Warszawa, 2013.

- [60] Redakcja. Klimatyzatory - rynek i perspektywy. *Rynek Instalacyjny*, 5:44, 2015.
- [61] Gherhardt Ribatski, Anthony M. Jacobi. Falling-film evaporation on horizontal tubes - A critical review. *International Journal of Refrigeration*, 28(5):635–653, 2005.
- [62] B.B. Saha, Anutosh Chakraborty, Shigeru Koyama, Yu I Aristov. A new generation cooling device employing CaCl₂-in-silica gel – water system. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52(1-2):516–524, 2009.
- [63] Lena Schnabel, Christopher Scherr, Christine Weber. Water as refrigerant – experimental evaluation of boiling characteristics at low temperatures and pressures. *VII Minsk International Seminar “Heat Pipes, Heat Pumps, Refrigerators, Power Sources”*, strony 322–330, 2008.
- [64] Lena Schnabel, Kai Thomas Witte, Jacek Kowol, Peter Schossig. Evaluation of different evaporator concepts for thermally driven sorption heat pumps and chillers. *ISHPC 2011 Proceedings*, strony 543–552, Padua, Italy, 2011.
- [65] K. Schultz. Configured Surface Tubes for Evaporation of Water. *International Sorption Heat Pump Conference*, Denver, USA, 2005.
- [66] Mostafa Shojaeian, Ali Koşar. Pool boiling and flow boiling on micro- and nanostructured surfaces. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 63:45–73, 2015.
- [67] Poovanna Cheppudira Thimmaiah, Amir Sharafian, Wendell Huttema, Claire Mccague, Majid Bahrami. Effects of capillary-assisted tubes with different fin geometries on the performance of a low-operating pressure evaporator for adsorption cooling system applications. *APPLIED ENERGY*, 171:256–265, 2016.
- [68] John R Thome. Boiling. A Bejan, A D Krauss, redaktorzy, *Heat Transfer Handbook*, rozdział 19, strony 635–717. Wiley, wydanie 1, 2003.
- [69] Muhammad Wakil, Aung Myat, Won Gee, Kim Choon, Muhammad Wakil Shahzad, Aung Myat, Won Gee Chun, Kim Choon Ng. Bubble-assisted film evaporation correlation for saline water at sub-atmospheric pressures in horizontal-tube evaporator. *Applied Thermal Engineering*, 50(1):670–676, 2013.
- [70] D C Wang, Y H Li, D Li, Y Z Xia, J P Zhang. A review on adsorption refrigeration technology and adsorption deterioration in physical adsorption systems. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 14(1):344–353, 2010.
- [71] Dechang Wang, Jipeng Zhang, Xiaoliang Tian, Dawei Liu, K Sumathy. Progress in silica gel – water adsorption refrigeration technology. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 30:85–104, 2014.

- [72] D.Y. Wang, J.G. Cheng, H.J. Zhang. Pool boiling heat transfer from T-finned tubes at atmospheric and super-atmospheric pressures. *Phase change heat transfer*, 159:143–147, 1991.
- [73] R Wang, R Oliveira. Adsorption refrigeration—An efficient way to make good use of waste heat and solar energy. *Progress in Energy and Combustion Science*, 32(4):424–458, 2006.
- [74] Ruzhu Wang, L.W. Wang, J.Y. Wu. Design and Performance of the Adsorption Refrigeration System. *Adsorption refrigeration technology - theory and application*, rozdział 8. Wiley, wydanie 1, 2014.
- [75] R.Z. Wang. Efficient adsorption refrigerators integrated with heat pipes. *Applied Thermal Engineering*, 28(4):317–326, mar 2008.
- [76] R.Z. Z. Wang, Z.Z. Z. Xia, L.W. W. Wang, Z.S. S. Lu, S.L. L. Li, T.X. X. Li, J.Y. Y. Wu, S. He. Heat transfer design in adsorption refrigeration systems for efficient use of low-grade thermal energy. *Energy*, 36(9):5425–5439, sep 2011.
- [77] R. L. Webb, I. Haider. An analytical model for nucleate boiling on enhanced surfaces. V.K. Dhir, A. E. Bergles, redaktorzy, *Pool and External Flow Boiling*, strony 345–360, Santa Barbara, California, USA, 1992. American Society of Mechanical Engineers.
- [78] James Welty, Charles E. Wicks, Robert E. Wilson, Gregory L. Rorrer. *Fundamentals of Momentum, Heat, and Mass Transfer*. Wiley, wydanie 5, 2007.
- [79] Stefan Wiśniewski, Tomasz Wiśniewski. *Wymiana ciepła*. WNT, Warszawa, 2000.
- [80] D.W. Wu, R.Z. Wang. Combined cooling, heating and power: A review. *Progress in Energy and Combustion Science*, 32(5-6):459–495, sep 2006.
- [81] H. Yanagi, T. Asano, K. Iwase, F. Komatsu, M.C. Paz, M. Conde, E. Suárez, M. Concheiro, Douglas Bressan Riffel, Francisco Antônio Belo, Antonio Pralon, Ferreira Leite. Development of adsorption refrigerator using a direct contact condensation and evaporation on sprayed water. *Experimental Thermal and Fluid Science*, wolumen 64, strony 114–124. Elsevier Inc., 2015.
- [82] Li Yong, K. Sumathy. Review of mathematical investigation on the closed adsorption heat pump and cooling systems. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 6(4):305–338, aug 2002.
- [83] Li Yong, Ruzhu Z. Wang. Adsorption Refrigeration: A Survey of Novel Technologies. *Recent Patents on Engineering*, 1(1):1–21, feb 2007.
- [84] Chih Kuang Yu, Ding Chong Lu. Pool boiling heat transfer on horizontal rectangular fin array in saturated FC-72. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50(17-18):3624–3637, 2007.

- [85] Bartosz Zajaczkowski, Boguslaw Bialko, Tomasz Halon, Zbigniew Krolicki. Modeling and design of multi-bed solid sorption refrigerator. Raport instytutowy, Politechnika Wroclawska, Wroclaw, 2014.
- [86] Bartosz Zajaczkowski, Tomasz Halon, Zbigniew Krolicki. Experimental verification of heat transfer coefficient for nucleate boiling at sub-atmospheric pressure and small heat fluxes. *Heat and Mass Transfer*, 52(2):205–215, 2016.