

# Zjawiska falowe w ośrodkach dwufazowych

*Tadeusz Bohdal*  
*Politechnika Koszalińska*

*Recenzent: Krystian Wilk*  
*Politechnika Śląska*

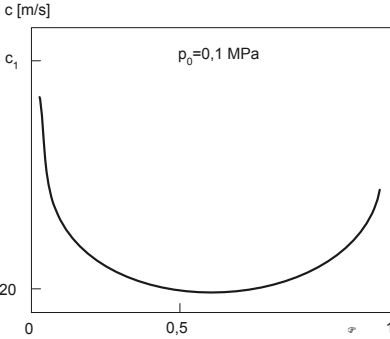
## 1. Wstęp

Prowadzone w ostatnich latach doświadczenia wykazują, że układy dwufazowe podlegają ruchowi falowemu. Dotyczy to w szczególności rozchodzenia się zaburzeń wywołanych w tych układach [9,11,16,17,18].

Układ dwufazowy ciecz - gaz, jedno- lub wieloskładnikowy jest zbiorem cząstek substancji o dwóch stanach skupienia, oddzielonych od siebie powierzchnią międzyfazową. Od wewnętrznej struktury układu zależy wzajemne oddziaływanie na siebie poszczególnych faz, jak również prędkość przemieszczania wywołanego zaburzenia zewnętrznego lub wewnętrznego. Widać to wyraźnie na przykładzie rozchodzenia się fali dźwiękowej w adiabatycznym układzie dwufazowym. Prędkość fali dźwiękowej zależy przede wszystkim od wielkości stopnia zapełnienia  $\Phi$  i ciśnienia mieszaniny dwufazowej. (rys. 1, 2).

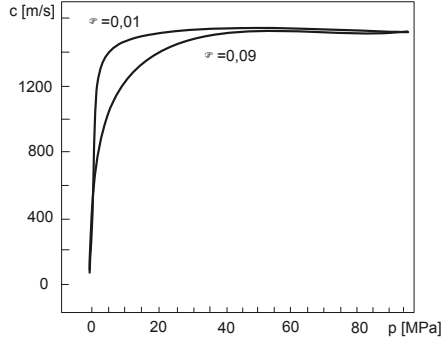
Z wykresów przedstawionych na rysunkach 1 i 2 wynika, że wzrost ciśnienia powoduje wzrost prędkości dźwięku w mieszaninie dwufazowej. Występuje to jednak do określonej wielkości ciśnienia (zależnej od stopnia zapełnienia) a następnie przy odpowiednio wysokich ciśnieniach jest prawie stała i wynosi około 1300 m/s [17].

Propagacja fali zaburzeń w mieszaninie dwufazowej jednoskładnikowej o parametrach termicznych z linii nasycenia, powoduje periodyczną zmianę lokalnych wartości ciśnienia. Wywołuje to ciągły proces przemian fazowych. Na granicy faz następuje lokalnie proces kondensacji przy wzroście ciśnienia zaś przy obniżeniu ciśnienia - proces parowania. Ulegają zmianie lokalne wartości parametrów układu dwufazowego: ciśnienie nasycenia  $p_s$ , temperatura nasycenia  $T_s$ , gęstość  $\rho$ , stopień suchości  $x$ , stopień zapełnienia  $\Phi$  itp. Zjawiska te wywołują „efekt tłumienia” związany z dyssypacją energii oraz ze zmianą prędkości rozchodzenia się zaburzeń [17].



**Rys. 1.** Zależność prędkości dźwięku  $c$  od wartości średniego stopnia zapełnienia  $\Phi$  w mieszaninie dwufazowej [17]

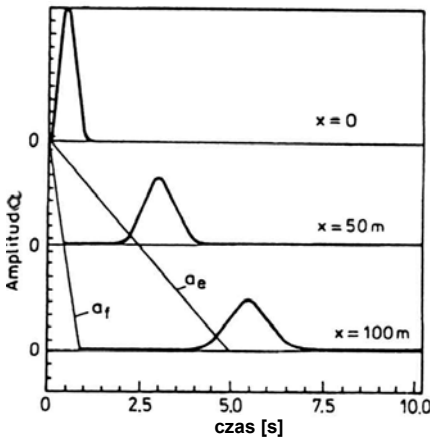
**Fig. 1.** Dependence of the sound velocity  $c$  on the mean void fraction in the two phase mixture



**Rys. 2.** Zależność prędkości dźwięku  $c$  od amplitudy ciśnienia przy stałych poziomach stopnia zapełnienia  $\Phi$  [17]

**Fig. 2.** Dependence of the sound velocity  $c$  on the pressure amplitude for constant values of the void fraction  $\Phi$

Na rys. 3 przedstawiono przykładowo ewolucję sinusoidalnego sygnału w układzie dwufazowym nierównowagowym [5].



**Rys. 3.** Ewolucja sinusoidalnego sygnału w układzie dwufazowym nierównowagowym

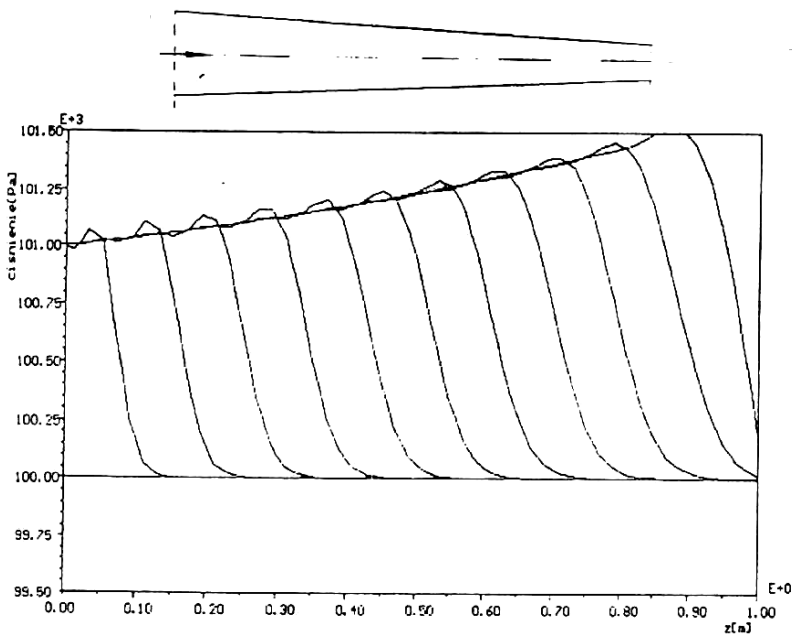
**Fig. 3.** Evolution of the sinusoidal signal in the non-equilibrium two-phase system

Przepływ dwufazowy posiada również dyspersyjne własności falowe, które objawiają się tym, że prędkość rozchodzenia się małych zaburzeń zależy od ich częstotliwości [4]. Eksperymentalne badania przeprowadzone dla prze-

plywów dwufazowych jednoskładnikowych i dwuskładnikowych wykazały, że możliwe są przepływy dwufazowe podkrytyczne w dyszach de Laval'a (przy stosunku ciśnienia: na wlocie do dyszy i ciśnienia stacjonarnego do wartości około 0,2 i niżej).

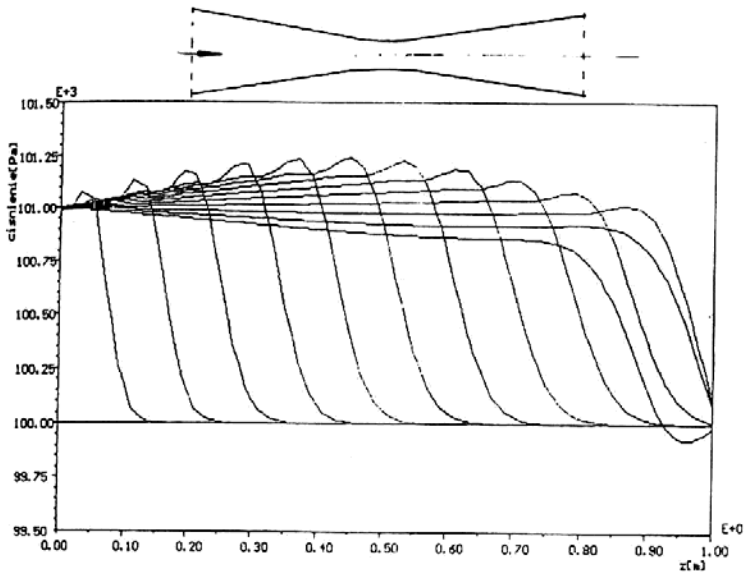
Istnieją potwierdzone obserwacje, że niektórym przepływowi dwufazowym towarzyszą fale uderzeniowe. Opis tych zjawisk potwierdzony wynikami badań i obliczeń numerycznych podają w swojej pracy *Bilicki i Kardaś* [4,5]. Na rysunkach 4 i 5 podano przebiegi i ewolucję fali zagęszczonej w przepływie dwufazowym w wybranych elementach hydraulicznych.

Autor przeprowadził cykl badań teoretycznych i eksperymentalnych [14] udowadniając, że zjawiska falowe w układzie dwufazowym o strukturze pęcherzykowej występują także dla nowych proekologicznych czynników chłodniczych. Podając opis jakościowy i ilościowy tych zjawisk wypełniono w istotny sposób dotychczasową lukę w stanie wiedzy o tych zjawiskach.



**Rys. 4.** Ewolucja fali zagęszczonej w kanale zbieżnym w przepływie dwufazowym para wodna – woda; stopień wypełnienia  $\Phi = 0,05$  [5]

**Fig. 4.** Evolution of the wave in a convergent channel in the two-phase flow water vapour-water, void fraction  $\Phi = 0.05$  [5]



Rys. 5. Ewolucja fali zagęszczonej w dyszy de Laval'a w przepływie dwufazowym para wodna - woda; stopień zapelnienia  $\Phi = 0,05$  [5]

Fig. 5. Evolution of the wave in the de Laval nozzle in the two-phase flow water vapour-water, void fraction  $\Phi = 0.05$  [5]

## 2. Zjawiska rozwoju i zaniku wrzenia pęcherzykowego

Procesy rozpoczęcia wrzenia związane są z uzyskaniem odpowiednio dużego przegrzania cieczy. Rozwojowi wrzenia towarzyszą często niestabilności w mikropostaci histerezy zarodków pary, jak również mogą one dotyczyć całego zjawiska w skali makroskopowej (zerowy kryzys wrzenia). *Mitrovič* i *Fausser* wykazali [16], że rozwój wrzenia w przegrzanej cieczy ma charakter falowy. Wskazuje na to również dokładna analiza prac *Z. Bilickiego* [2,3] i *T. Bohdala* [11,12,14].

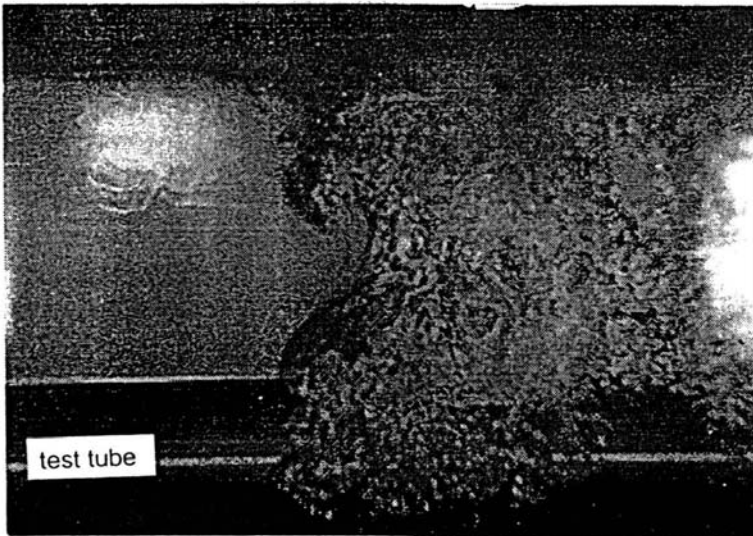
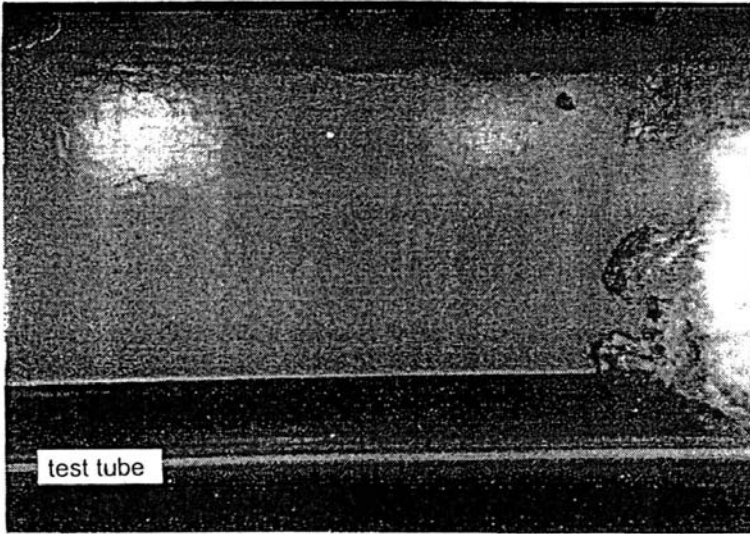
Obserwacje i szczegółowe badania dowodzą, że przy umiarkowanych przegrzaniach cieczy, ma miejsce formowanie się pęcherzyków pary zwykle na powierzchniach, które są w bezpośrednim kontakcie z cieczą. Z chwilą rozpoczęcia generacji pęcherzyków pary w pewnym miejscu na powierzchni jest ona kontynuowana wzdłuż całej powierzchni tworząc tak zwany „wrzący front”, którego prędkość rozchodzenia się zależy od stopnia przegrzania cieczy. Zjawisko to związane jest ze zmianą mechanizmu wymiany ciepła. Następuje przejście od sposobu wymiany ciepła w warunkach konwekcji wymuszonej do wrzenia pęcherzykowego z generacją pęcherzyków pary. Przy wyższych przegrza-

niach cieczy konwekcja zostaje zastąpiona wrzeniem błonowym. Propagacja prędkości wrzącego frontu i kinetyka zmiany fazy następują w warunkach metastabilnych i heterogenicznych.

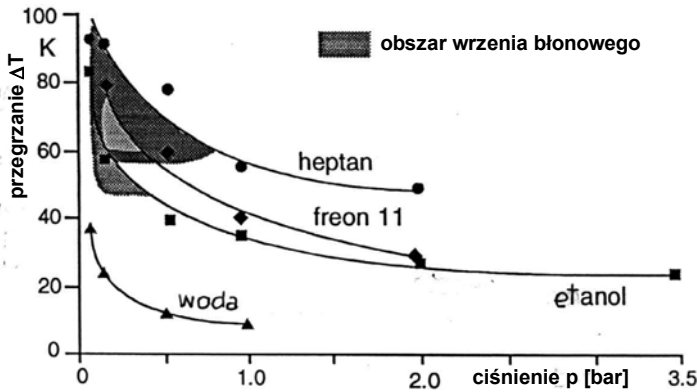
Autorzy pracy [16] prowadzili badania rozwoju wrzenia w objętości na powierzchni poziomej rurki miedzianej o średnicy zewnętrznej 18 mm i grubości 2,5 mm. Rurka ta była umieszczona w zbiorniku i zalana cieczą. Eksperymenty prowadzono w warunkach izobarycznych. Odcinek pomiarowy rury był podgrzewany podczas każdej serii pomiarowej a otaczające warstwy płynu stały się przegrzane. Po osiągnięciu określonej wielkości przegrzania cieczy, zachodziła na jednym końcu rury inicjacja procesu wrzenia. Prowadziło to do tworzenia się dwufazowego frontu wrzenia, który propagował się wzdłuż rury (rys. 6). Prędkość propagacji została określona na podstawie obrazów rejestrowanych za pomocą kamery video. Temperatura podgrzewanej powierzchni była określana za pomocą czujników termoelektrycznych wtopionych w ściankę rury pomiarowej. Były one umieszczone w odległości 0,4 mm od powierzchni zewnętrznej. Otrzymane wyniki wykorzystano do obliczeń strumienia ciepła w rejonie wrzącego frontu.

Na rysunku 7 pokazano wartości najwyższych osiągniętych przegrzań cieczy. Z uzyskanych wyników wynika, że przegrzanie cieczy zmniejsza się ze wzrostem ciśnienia. Autorzy [16] twierdzą, iż ciecze o niepolarnych molekułach: heptan, R11 mogą być przegrzane aż do 100 K, szczególnie w przypadkach niskich ciśnień. Przegrzanie cieczy potrzebne dla uzyskania przejścia do zakresu wrzenia błonowego zależy od ciśnienia. Przy ciśnieniu powyżej 1 bar jest zwykle obserwowane przejście do wrzenia pęcherzykowego. Podczas przejścia z konwekcji swobodnej płynu do wrzenia pęcherzykowego formuje się dwufazowy front, którego prędkość przenoszenia zwiększa się wraz ze wzrostem przegrzania i ciśnienia.

Typowe wartości prędkości frontu wrzenia mieszczą się zwykle w zakresie poniżej 0,4 m/s (jak pokazano na rys. 8). Ciecze o niższym cieple parowania (jak freon 11) wykazują w porównaniu z etanolem niższe prędkości frontu przy porównywalnych wielkościach przegrzania cieczy. Przejście do wrzenia błonowego prowadzi do tego, że prędkość frontu jest o jeden rząd większa, niż obserwowane prędkości podczas przejścia do wrzenia pęcherzykowego (prędkość frontu dla heptanu dochodzi do 14 m/s). Zauważyć można, że prędkość frontu wrzenia nie zależy od ciśnienia. Podobne rezultaty otrzymano dla wrzenia etanolu. Należy wyjaśnić, że na rys. 8 pokazano wielkości charakterystyczne dla jednej wartości ciśnienia. Obserwowane prędkości są nieco mniejsze, niż dla heptanu.

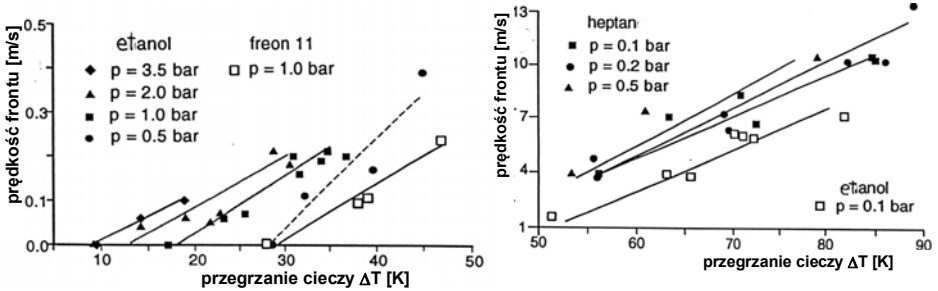


**Rys. 6.** Propagacja frontu wrzenia wzdłuż poziomej ogrzewanej rury [16]  
**Fig. 6.** Boiling front propagation along the heated horizontal channel [16]



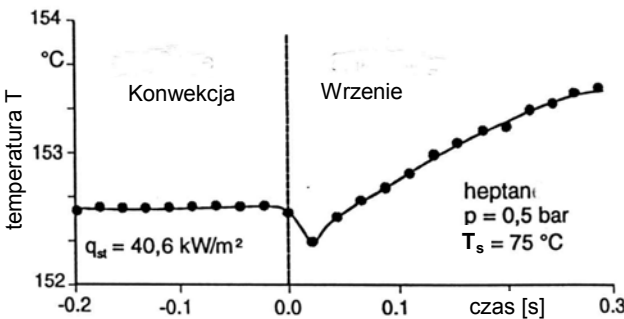
Rys. 7. Zależność uzyskiwanych wartości maksymalnego przeprzania cieczy od wartości ciśnienia [16]

Fig. 7. Dependence of the obtained values of the maximum liquid front propagation versus the liquid superheat [16]



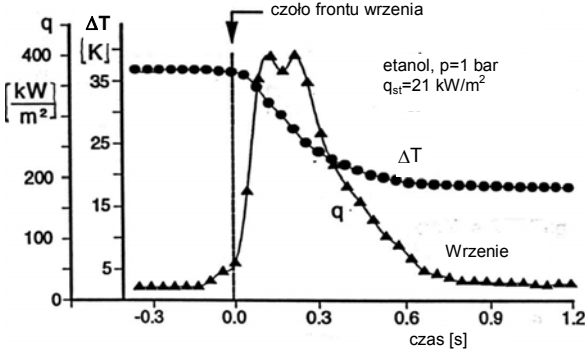
Rys. 8. Prędkość rozprzestrzeniania się frontu wrzenia w funkcji przeprzania cieczy [16]

Fig. 8. Velocity of the boiling front propagation versus the liquid superheat [16]



Rys. 9. Zmiany temperatury ścianki podczas przejścia frontu wrzenia [16]

Fig. 9. Change of wall temperature during the boiling front propagation



**Rys. 10.** Rozkład temperatur i gęstości strumienia ciepła w obszarze rozwoju wrzenia [16]

**Fig. 10.** Disribution of temperature and the heat flux density in the zone of the development of boiling [16]

Na rysunku 9 pokazano charakterystyczną zmianę temperatury ścianki uzyskaną podczas wejścia w zakres wrzenia błonowego. Ustalony dla heptanu strumień ciepła o wartości  $40 \text{ kW/m}^2$  przy ciśnieniu  $0,5 \text{ bar}$  prowadzi do przegrzania cieczy o  $77,5 \text{ K}$ . Przyjęto, że dla czasu  $t = 0$  film pęcherzyków pary osiągał pozycję termopary zanurzonej w ściance rurki. Zużyta energia na odparowanie pochodziła częściowo z przegrzanej cieczy i z ogrzewanej rurki doświadczalnej powodując obniżenie temperatury rurki o około  $0,3 \text{ K}$ . Film pęcherzyków działa jak termiczny izolator a temperatura ścianki rośnie po przejściu frontu wrzenia. Strumień ciepła był określony z uproszczonego równania energii a biorąc pod uwagę wielkość temperatury mierzonej na ściance zmieniał się gwałtownie podczas przejścia w zakres wrzenia pęcherzykowego. Jak należało się spodziewać, wielkość strumienia ciepła początkowo wzrastała osiągając wartość, która była wielokrotnie wyższa niż w stanie ustalonym. Przy ustalonej gęstości strumienia ciepła na ścianie  $q=21 \text{ W/m}^2$  otrzymano dla etanolu maksymalną lokalną wartość strumienia ciepła rzędu  $400 \text{ kW/m}^2$  (rys. 10). Maksymalna wartość gęstości strumienia ciepła odpowiada położeniu czoła przesuwającego się frontu wrzenia. Po przejściu frontu wrzenia wartość strumienia ciepła zmniejszała się uzyskując ponownie wartość ustaloną.

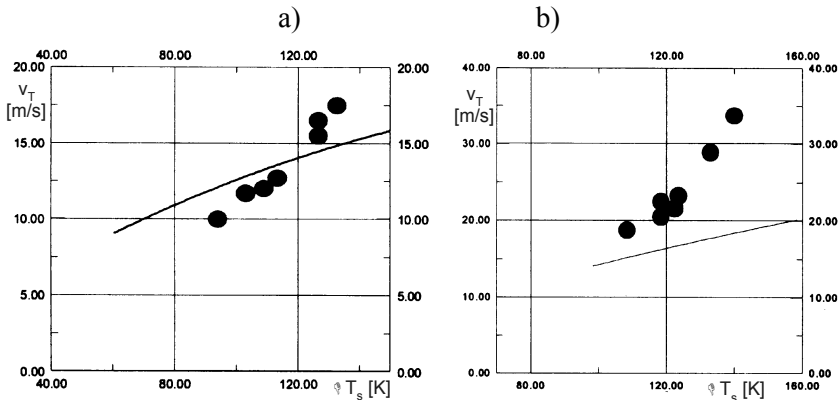
W pracy [18] przedstawiono model obliczeniowy pozwalający obliczać prędkość frontu wrzenia  $v_T$  powstającego na ogrzewanej powierzchni w warunkach odpowiadających wrzeniu w objętości. Na podstawie analizy badań eksperymentalnych autor proponuje następującą zależność do określania prędkości frontu wrzenia  $v_T$ :

$$v_T = 0,44 \cdot \frac{(\Delta T_s)^7}{r^2 \cdot (\rho'')^2} \cdot \left[ \frac{(\lambda')^2 \cdot (c_p')^4 \cdot (\rho')^4 \cdot \beta \cdot g}{\nu'} \right]^{\frac{1}{3}}, \quad (1)$$



gdzie:

$\Delta T_s$  oznacza przegrzanie cieczy w momencie rozpoczęcia tworzenia się frontu wrzenia. Założono, że prędkość frontu wrzenia na ogrzewanej powierzchni zależy od lokalnego przegrzania cieczy  $\Delta T_s$  i właściwości termofizycznych substancji w stanie nasycenia. Na rys. 11 przedstawiono porównanie wyników obliczeń według proponowanej korelacji (1) z wynikami badań eksperymentalnych autora pracy [18].



**Rys. 11.** Zależność prędkości przemieszczania się frontu wrzenia  $v_T$  od wartości przegrzania cieczy  $\Delta T_s$  w chwili rozpoczęcia procesu wrzenia. Porównanie wyników obliczeń według korelacji (1) z wynikami badań eksperymentalnych [18]: a) wrzenie etanolu,  $p_s = 6,9$  kPa; b) wrzenie acetonu,  $p_s = 27,6$  kPa

**Fig. 11.** Dependence of the velocity of the boiling front propagation  $v_T$  on the value of the liquid superheat  $T_s$  at the moment of the beginning of boiling. Comparison of computational results obtained from correlation (1) with the experimental data [18]: a) boiling of ethanol  $p_s = 6.9$  kPa; b) boiling of acetone,  $p_s = 27.6$  kPa

Różnice w uzyskanych wartościach prędkości  $v_T$  (obliczonych i eksperymentalnych) autor [18] tłumaczy zaburzeniami występującymi w obszarze równowagi metastabilnej układu, które zmieniają prędkość frontu wrzenia w zależności od aktualnych warunków. Wobec powyższego autor proponuje stosowanie skorygowanej prędkości frontu wrzenia  $v_T^*$  według zależności:

$$v_T^* = v_T \cdot (0,17 \cdot q^* + 0,36), \quad (2)$$

gdzie:

- $v_T^*$  – skorygowana prędkość frontu wrzenia,
- $q^*$  – bezwymiarowa gęstość strumienia ciepła związanego z występowaniem niestabilności Landau’a podczas rozpoczęcia procesu wrzenia;

$$q^* = \frac{q}{q_L}, \quad (3)$$

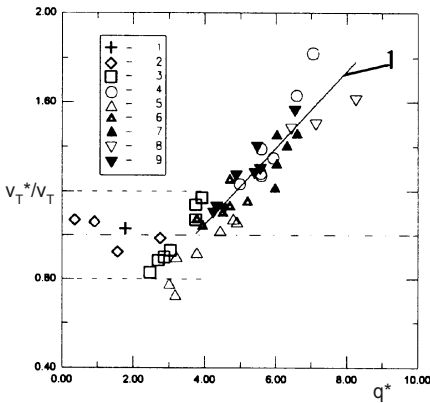
$q$  – gęstość strumienia ciepła wymienianego na drodze konwekcji

$$q = 0,14 \cdot (\lambda' \cdot \rho')^{\frac{2}{3}} \cdot \left( \frac{c_p' \cdot \beta \cdot g}{\mu'} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \Delta T^{\frac{4}{3}}, \quad (4)$$

$q_L$  – gęstość strumienia ciepła wymienianego wskutek zaburzeń hydrodynamicznych związanych z przejściem frontu wrzenia

$$q_L = \sqrt{2} \cdot r \cdot \left( \frac{\sigma \cdot g}{\rho' - \rho''} \right)^{\frac{1}{4}} \cdot \left( \frac{\rho'}{\rho''} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (5)$$

Właściwości materiałowe czynnika występujące we wzorach (4) i (5) należy przyjmować dla warunków przed przejściem frontu wrzenia. Na rys. 12 przedstawiono skorygowaną prędkość frontu wrzenia  $v_T^*$  względem wielkości  $v_T$  obliczonej ze wzoru (1) w zależności od wielkości  $q^*$ .



**Rys. 12.** Porównanie obliczeń według korelacji (2) z wynikami badań eksperymentalnych [16]: 1÷2-nitrogen, 3-etanol ( $p=6,9$  kPa), 4-aceton ( $p=27,6$  kPa), 5÷8-benzen ( $\Delta T_s=105K, 120K, 155K$ ), 9-benzen ( $p=9,8$  kPa), 1-linia- wyniki obliczeń według korelacji (2)

**Fig. 12.** Comparison of computational results obtained from correlation (2) with the experimental data [16]: 1÷2-nitrogen, 3-ethanol, 4-acetone, 5÷8-benzene, 9-benzene, line 1 – results obtained from correlation (2)

Należy zauważyć, że przeprowadzone eksperymenty wykonano przy stosunkowo niskich ciśnieniach bezwzględnych uzyskując wysokie przegrzania cieczy (do 155 kelwinów). Odpowiadała mu prędkość frontu wrzenia  $v_T$  do 35 m/s. Autorzy prac eksperymentalnych [16,18] zgodnie potwierdzają, że przy wyższych ciśnieniach bezwzględnych nie uzyskuje się tak dużych prędkości  $v_T$ , gdyż w praktyce nie udaje się w warunkach quasistatycznych przegrzać ciecz o

wiele dziesiątków kelwinów, ponieważ proces wrzenia rozpoczyna się samoczynnie przy znacznie niższych przegrzaniach  $\Delta T_s$ .

Powstawanie niestabilności związanych z tworzeniem fazy parowej można wyjaśnić w sposób jakościowy [15] wykorzystując równanie termiczne stanu gazu rzeczywistego *van der Waalsa* w postaci:

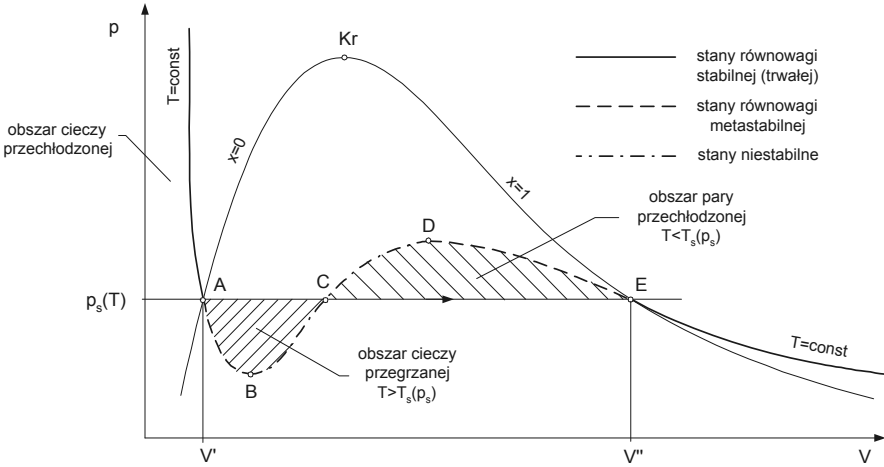
$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right) \cdot (v - b) = RT, \quad (6)$$

które po przekształceniach doprowadza się do zapisu

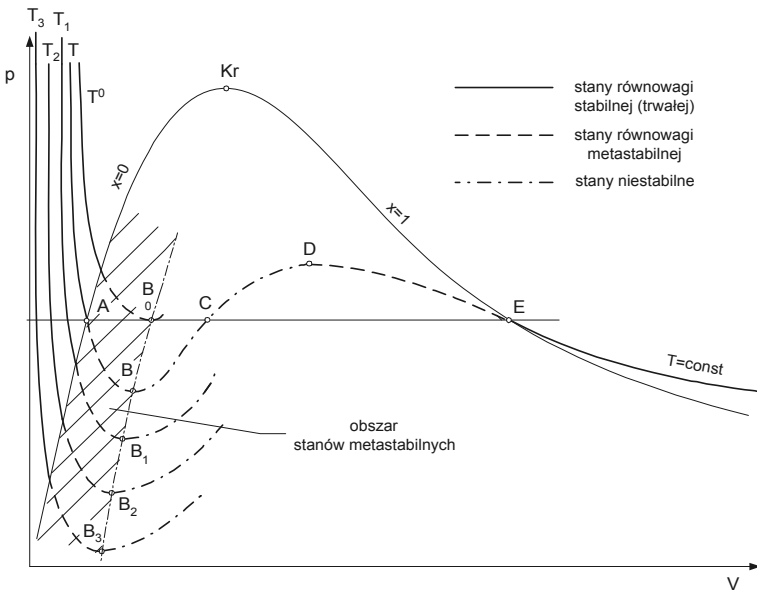
$$p \cdot v^3 - (pb + RT) \cdot v^2 + a \cdot v - ab = 0. \quad (7)$$

W układzie współrzędnych  $p$ - $v$  jest to równanie paraboli trzeciego stopnia dla określonej temperatury  $T$  a zatem jest to równanie izotermi. Na rysunku 13 pokazano w układzie współrzędnych  $p$ - $v$  przebieg izotermi  $T=const$  wykazującą w obszarze pary nasyconej mokrej dwa ekstrema.

Izoterma  $T=const$  z rysunku 13 odpowiada ciąglemu przejściu czynnika od stanu cieczy do stanu gazowego. Należy jednak oddzielnie rozpatrywać poszczególne odcinki tej izotermi. Stany cieczy leżące na lewo od linii granicznej  $x=0$  oznaczają obszar cieczy przechłodzoną w równowadze stabilnej. Na odcinku  $A$ - $B$  leżą stany cieczy przegrzanej, to znaczy takiej której temperatura jest wyższa od temperatury nasycenia  $T_s$  przy danym ciśnieniu  $p_s$ . Są to jednak stany równowagi metastabilnej, bowiem przy zakłóceniu dostatecznie dużym impulsem zewnętrznym następuje "przeskok" do stanu stabilnego na odcinku izotermi  $AE$ , połączone z gwałtownym odparowaniem cieczy przegrzanej. Podobnie jest z odcinkiem izotermi  $DE$  na której leżą stany metastabilne pary przechłodzonej możliwe do osiągnięcia przy ostrożnym i powolnym przechłodzeniu pary poniżej temperatury nasycenia  $T_s$ . Odcinek izotermi  $BD$  opisuje stany niestabilne, które praktycznie nie mogą być zrealizowane. Oznaczałyby to realizację takiej przemiany, podczas której przy wzroście ciśnienia występowałby wzrost objętości właściwej czynnika przy niezmienniej temperaturze  $T=const$ . Nie obserwuje się takich zjawisk w przyrodzie. Na podstawie interpretacji przebiegu izotermi *van der Waalsa* w układzie współrzędnych  $p$ - $v$  (rys. 14) oznaczono występowanie stanów równowagi stabilnej, metastabilnej i stanów niestabilnych czynnika.



**Rys. 13.** Interpretacja izoterm *van der Waals* w układzie współrzędnych  $p$ - $v$   
**Fig. 13.** Interpretation of the *van der Waals*' isotherm in the form  $p=f(v)$



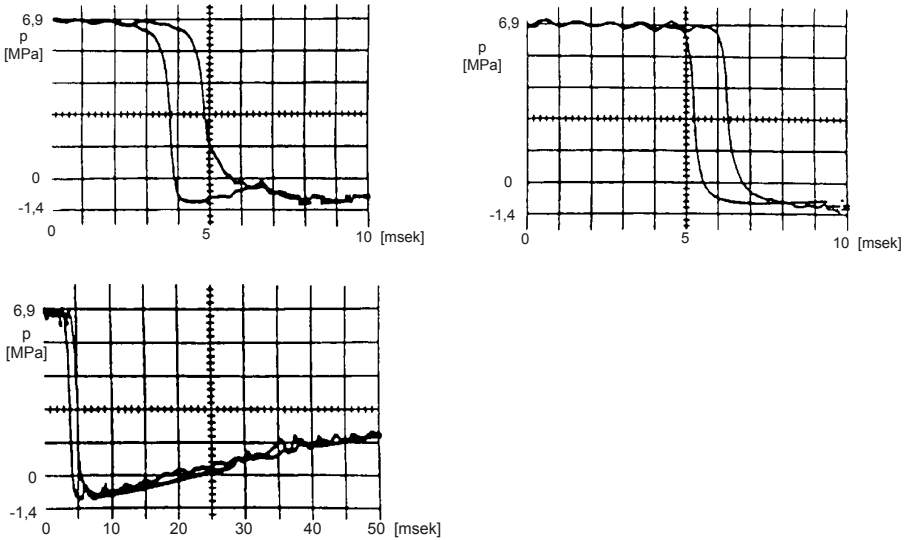
**Rys. 14.** Obszary stanów niestabilnych czynnika w układzie współrzędnych  $p$ - $v$   
**Fig. 14.** Zones of unstable states of the medium in the form  $p=f(v)$

Na rysunku 14 pokazano przebieg izoterm *van der Waalsa* z zaznaczeniem charakterystycznych obszarów niestabilności. Łącząc ekstrema izoterm (punkty  $B^o$ , B,  $B_1, B_2, B_3$ ) otrzymuje się linię odgraniczającą stany metastabilne od niestabilnych w procesie wrzenia czynnika. Znajomość przebiegu tej granicy ma istotne znaczenie w przewidywaniu zachowania się układu. Jeżeli proces jest prowadzony przy stałym ciśnieniu  $p=const$ , wówczas pod warunkiem dużych oddziaływań zewnętrznych można na przykład przegrzać czystą wodę od stanu A do  $B^o$  (przy ciśnieniu atmosferycznym) nawet o 50K ( $T^o-T=50K$ ). Według [15] badania doświadczalne dla wody czystej przeprowadzone przez Briggisa pozwoliły na osiąganie stanów metastabilnych z tak zwanymi *ciągnięciami*. Pod tym pojęciem należy rozumieć możliwość osiągania ciśnienia cieczy o wartościach ujemnych (dla wody nawet do około -27,4 MPa). Wskazują na to również badania przeprowadzone przez Borkara et al. [6] i Bartaka [1] dla przepływów w kanałach przy gwałtownym spadku ciśnienia (tzw. *flashing flow*).

Rys. 15. przedstawia wyniki badań dla przepływu wody o parametrach początkowych: temperatura 21°C, ciśnienie 6,85 MPa [6], gdy spadek ciśnienia nastąpił z intensywnością  $\Delta p = 8,6$  MPa/s. W badanych przypadkach występowało chwilowe lokalne ujemne ciśnienie wody w kanale rzędu 1 MPa (ujemne naprężenie), aby po krótkim czasie (rzędu kilkudziesięciu milisekund) powrócić do wartości dodatniej. Ciecz w wyniku „skokowego” spadku ciśnienia została „wprowadzona” w obszar nierównowagowy. Potrzebny był czas relaksacji, aby układ mógł powrócić do stanu równowagi trwałej. Zjawisko posiada własności falowe. Zarejestrowane zmiany ciśnienia w kanale wykazują, że następuje przebieg fali zmiany ciśnienia (spadku a następnie wzrostu) w kanale.

Przy wprowadzeniu cieczy w obszar równowagi niestabilnej (na prawo od lewej linii granicznej  $x=0$  na wykresie  $l_{gp}-h$ ) następuje rozwój procesu wrzenia związany z osiągnięciem stanu równowagi trwałej. Analiza prac Borkara et al. [6] i Bartaka [1] wskazuje, że oprócz fali temperaturowej frontu wrzenia jaka występuje podczas wrzenia w objętości [16] może wystąpić fala ciśnieniowa inicjująca proces wrzenia.

Istotnym i ważnym problemem jest proces związany ze zjawiskiem zaniku wrzenia pęcherzykowego w kanale. Jak wykazują badania autora [14] występują również w tym przypadku zjawiska falowe. Proces zaniku wrzenia rozpoczyna się w miejscu o najmniejszym przegrzaniu cieczy (na początku kanału) i postępuje w kierunku zgodnym z kierunkiem przepływu. Proces przebiega z prędkościami znacznie mniejszymi niż podczas rozwoju wrzenia w analogicznych warunkach. Obserwuje się również wpływ zerowego kryzysu na opóźnienie termiczne zaniku względem rozwoju wrzenia.



**Rys. 15.** Spadek ciśnienia w kanale dla wody o temperaturze początkowej 21°C [6]  
**Fig. 15.** Pressure drop in the channel for water of initial temperature 21°C [6]

Należy podkreślić, że liczba opublikowanych prac dotyczących zaniku wrzenia pęcherzykowego w przepływie w kanałach jest znikomo mała. Z tego względu problem ten objęto badaniami eksperymentalnymi autora.

Uznając, że istniejące próby opisu zjawisk rozwoju i zaniku wrzenia pęcherzykowego w przepływie nie są zadowalające autor uznał za stosowne uzupełnienie i rozwinięcie stanu wiedzy w tym zakresie.

### 3. Badania eksperymentalne własne

Celem badań eksperymentalnych było potwierdzenie falowego charakteru rozwoju wrzenia pęcherzykowego jak również określenie prędkości przemieszczania się frontu wrzenia w kanale.

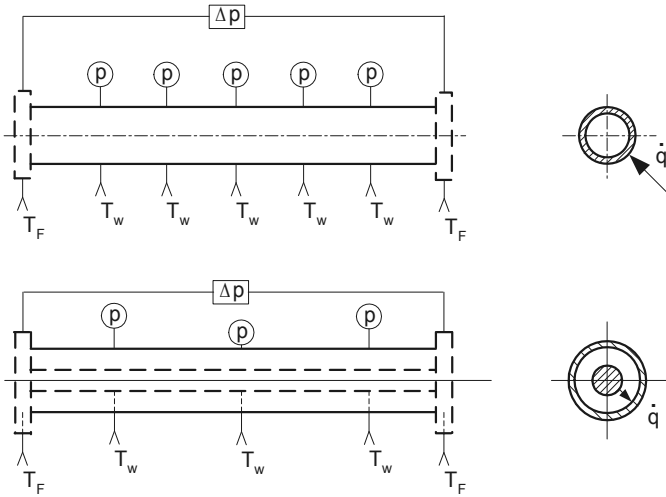
Badania eksperymentalne zrealizowano na stanowisku laboratoryjnym do badania wrzenia czynników chłodniczych, którego szczegółowy opis podano w pracach [7,8].

Stanowisko pomiarowe składało się z następujących zasadniczych elementów:

1. układu badawczego, zawierającego odcinki pomiarowe wraz z oprzyrządowaniem,
2. układu zasilania instalacji czynnikiem chłodniczym,
3. aparatury kontrolno-pomiarowej, współpracującej z komputerowym systemem rejestracji i przetwarzania danych.

Układ badawczy stanowiły dwa odcinki pomiarowe, to znaczy poziomy i pionowy z oprzyrządowaniem. Budowa odcinków pomiarowych zależała od przyjętego wariantu badań. W wersji podstawowej odcinki pomiarowe wykonano w postaci poziomego i pionowego kanału prostego o przekroju kołowym i średnicy wewnętrznej 13 mm (grubość ścianki rurki miedzianej wynosiła 1,5 mm) i długości 0,66 m każdy. Na długości każdego z odcinków pomiarowych zamontowano w ściankach rury w pięciu przekrojach czujniki termoelektryczne miedz- konstantan o średnicy termoelektrod 0,3 mm i długości 2 m. Spoiny termopar zamontowano w odległości 0,5 mm od wewnętrznej powierzchni rury. W każdym przekroju znajdowały się cztery czujniki termoelektryczne na obwodzie rury usytuowane co  $90^\circ$ . Ponadto na długości kanału pomiarowego zamontowano, w równych odstępach, pięć czujników piezoelektrycznych do pomiaru zmian ciśnienia statycznego w warunkach badań dynamicznych. Kanał pomiarowy ogrzewano elektrycznie w przedziale  $q = 0 \div 30 \text{ kW/m}^2$ . Dodatkowymi elementami układu badawczego były kanały prostoosiove: poziomy i pionowy o przekroju pierścieniowym. Zastosowano te same wymiary kanałów: długość 0,66 m i średnice 8,6/20 mm, natomiast szerokość szczeliny przekroju pierścieniowego wynosiła 5,7 mm. W wariacie badań uzupełniających ogrzewano elektrycznie rdzeń kanału pierścieniowego. W celu rejestracji wizualnych zjawisk zachodzących podczas wrzenia w przepływie wykorzystano w budowie kanałów rurkę szklaną. Przyjęta konstrukcja kanału pomiarowego umożliwiała obserwację i rejestrację rozwoju wrzenia na ogrzewanej powierzchni. Rejestrację prowadzono za pomocą kamery video i aparatu fotograficznego. Na rys 16 przedstawiono schematy ideowe konstrukcji odcinków pomiarowych.

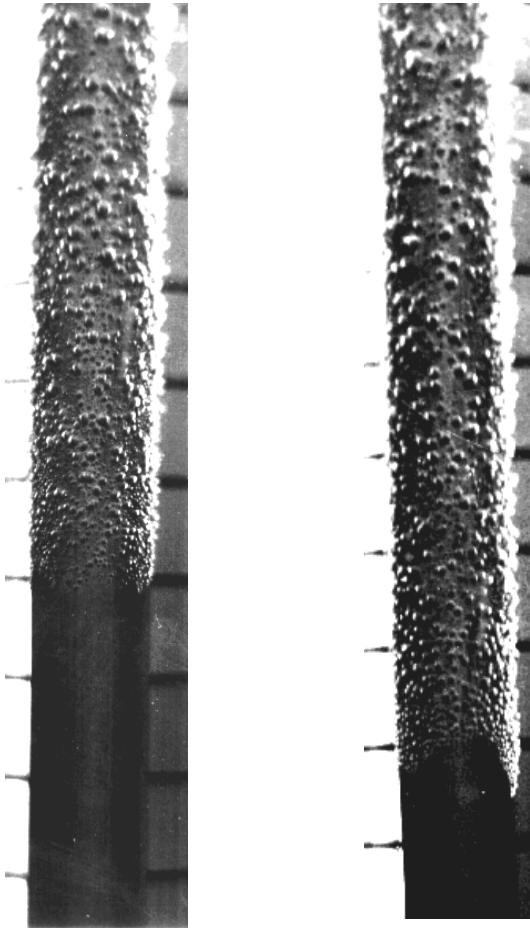
Zadaniem układu zasilania było doprowadzenie do układu badawczego czynnika chłodniczego w postaci cieczy niedogrzejanej do temperatury nasycenia, cieczy o temperaturze nasycenia lub w postaci mieszaniny dwufazowej. Pozwoliło to na przeprowadzenie badań w obszarze przechłodzonego i rozwiniętego wrzenia pęcherzykowego. Podczas badań eksperymentalnych utrzymywano na stałym poziomie parametry termiczne i przepływowe czynnika chłodniczego na dopływie do odcinka pomiarowego. Badania eksperymentalne przeprowadzono z użyciem komputerowego systemu zapisu parametrów termicznych i przepływowych badanego układu. Badania wykonano dla proekologicznego czynnika R123.



**Rys. 16.** Schematy ideowe ogrzewanych odcinków pomiarowych  
**Fig. 16.** A schematic of the test sections

Pomiary prowadzono przy ustalonych w czasie parametrach stanu początkowego układu. Parametry termiczne i przepływowe dobierano tak, aby w kanale przepływała ciecz niedogrzana do temperatury nasycenia (o kilka kelwinów) dla wstępnie zadanej gęstości strumienia ciepła na ogrzewanej ścianie. W takim przypadku wymiana ciepła w kanale odbywała się w układzie jednofazowym w warunkach konwekcji wymuszonej. Następnie skokowo zwiększano gęstość strumienia ciepła na ogrzewanej ścianie. Termometry termoelektryczne rejestrowały wzrost temperatury ogrzewanej ścianki. Po uzyskaniu dostatecznego przegrzania cieczy rozpoczynał się proces wrzenia na ogrzewanej ścianie na wypływie czynnika z kanału (panowała tam najwyższa temperatura) i przemieszczał w kierunku przeciwnym do przepływu czynnika. Wraz z przejściem frontu wrzenia rejestrowano chwilowy spadek temperatury ścianki kanału. Na rys. 17 przedstawiono wynik obserwacji przejścia frontu wzdłuż ogrzewanej powierzchni rury pionowej; przepływ czynnika odbywał się pionowo do góry a przejście frontu wrzenia w kierunku przeciwnym. Można tutaj zauważyć nie tylko przemieszczanie się frontu wrzenia wzdłuż ogrzewanej powierzchni, ale również rozwój wrzenia na długości kanału. Wraz ze wzrostem temperatury czynnika na długości kanału powstające pęcherzyki zwiększają swoją średnicę i coraz bardziej oddalają się od ogrzewanej powierzchni.

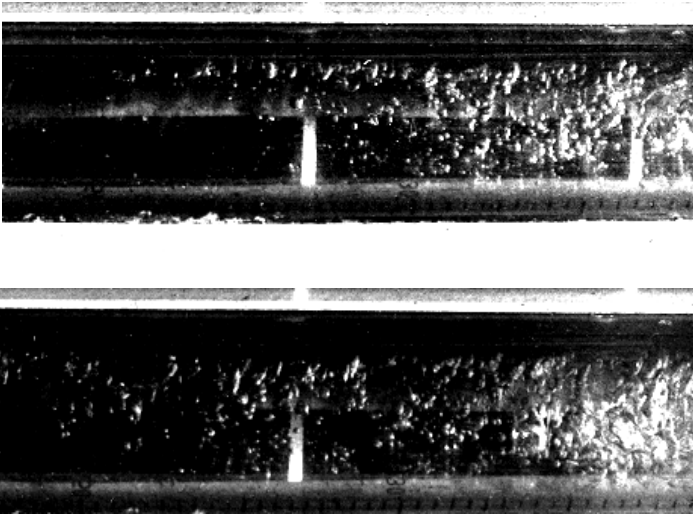




**Rys. 17.** Wynik obserwacji przejścia frontu wrzenia wzdłuż pionowej rury; czynnik R123,  $(w\rho) = 378 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $p = 0,1598 \text{ MPa}$ ,  $T_{FI} = 35,38^\circ\text{C}$ ,  $q = 8312 \text{ W/m}^2$ ,  $\Delta q = 4759 \text{ W/m}^2$

**Fig. 17.** Result of observation of passage of the boiling front along the vertical pipe for R123:  $(w\rho) = 378 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $p = 0.1598 \text{ MPa}$ ,  $T_{FI} = 35.38^\circ\text{C}$ ,  $q = 8312 \text{ W/m}^2$ ,  $\Delta q = 4759 \text{ W/m}^2$

Na rys. 18 zamieszczono wynik obserwacji rozwoju wrzenia pęcherzykowego w poziomym kanale.

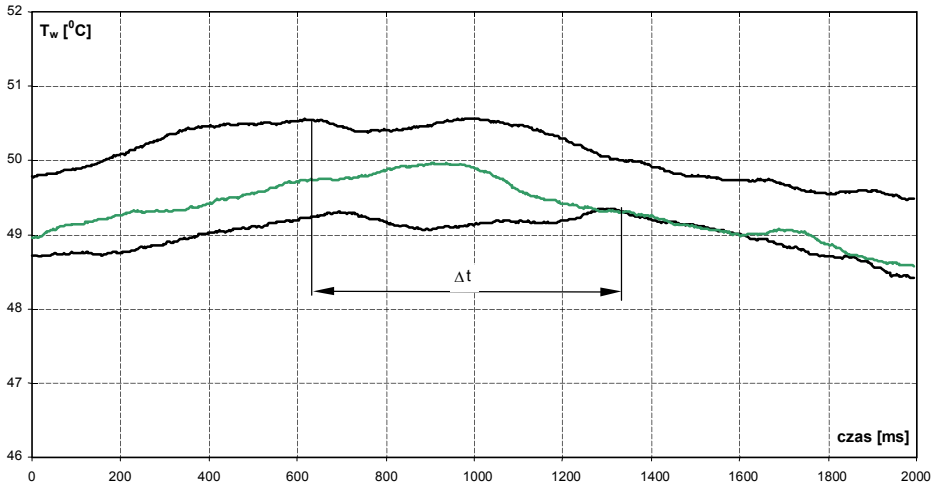
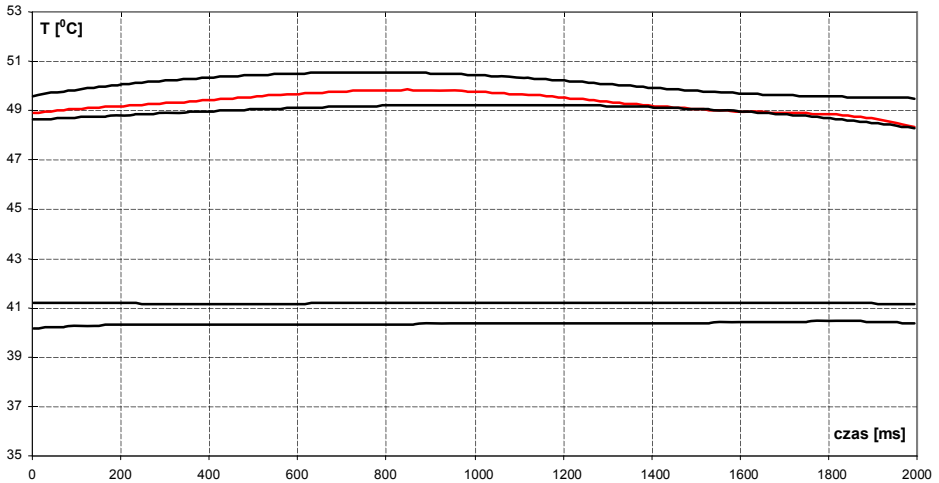


**Rys. 18.** Przykład obserwacji rozwoju wrzenia pęcherzykowego w kanale;  
 $(w_p) = 615 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $q = 15,1 \text{ W/m}^2$ ,  $p_1 = 0,51 \text{ MPa}$ ,  $\Delta p = 0,13 \text{ MPa}$

**Fig. 18.** Visualisation of development of bubbly boiling in channel flow;  
 refrigerant R134a;  $(w_p) = 615 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $q = 15,1 \text{ W/m}^2$ ,  $p_1 = 0,51 \text{ MPa}$ ,  
 $\Delta p = 0,13 \text{ MPa}$

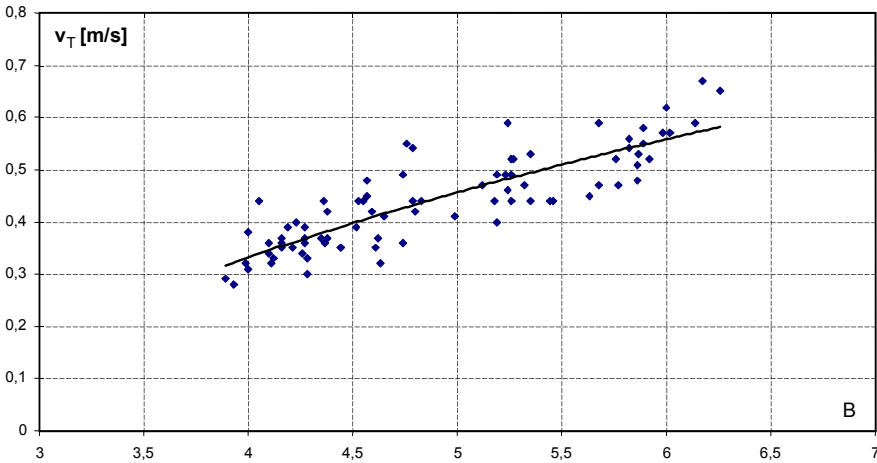
Na rys. 19 przykładowo przedstawiono zmiany temperatur ścianki i płynu w zależności od czasu podczas rozwoju wrzenia wywołanego drogą wzrostu strumienia ciepła na ogrzewanej powierzchni. Występuje wyraźny wzrost temperatury ścianki do momentu uzyskania dostatecznego przegrzania a następnie spadek po rozpoczęciu procesu wrzenia. Spadek temperatury rozpoczyna się najwcześniej przy końcu odcinka badawczego (miejsce uzyskania największego przegrzania) a następnie przemieszcza się w kierunku przeciwnym do przepływu czynnika chłodniczego. W prezentowanym przypadku prędkość przemieszczania się frontu wrzenia wynosiła  $v_T = 0,47 \text{ m/s}$ .

Badania wykazały, że prędkość przemieszczania frontu wrzenia  $v_T$  zależy od lokalnego przegrzania cieczy na ogrzewanej ściance, które ujmuje bezwymiarowy współczynnik  $B$  [10]



**Rys. 19.** Przebieg zmian temperatury ścianki i czynnika podczas rozwoju wrzenia pęcherzykowego; czynnik R123,  $(w\rho) = 1204 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $p = 1,8 \text{ MPa}$ ,  $q_1 = 14,3 \text{ kW/m}^2$ ,  $\Delta q = 8,4 \text{ W/m}^2$ ,  $v_T = 0,47 \text{ m/s}$ ,  $\Delta t$ - czas przejścia frontu wrzenia

**Fig. 19.** Wall and fluid temperature transients during the development of bubble boiling due to the increase of the heat flux density at the channel wall; medium - R123,  $(w\rho) = 1204 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $p = 1.8 \text{ MPa}$ ,  $q_1 = 14.3 \text{ kW/m}^2$ ,  $\Delta q = 8.4 \text{ W/m}^2$ ,  $v_T = 0.47 \text{ m/s}$ ,  $\Delta t$  – boiling front propagation time



**Rys. 20.** Zależność prędkości przemieszczania się frontu wrzenia  $v_T$  od bezwymiarowego współczynnika  $B$ ; czynnik R123

**Fig. 20.** Dependence of the boiling front propagation velocity  $v_T$  on the dimensionless coefficient  $B$  for R123

$$B = \frac{\Delta T_w}{\Delta T_n}, \quad (8)$$

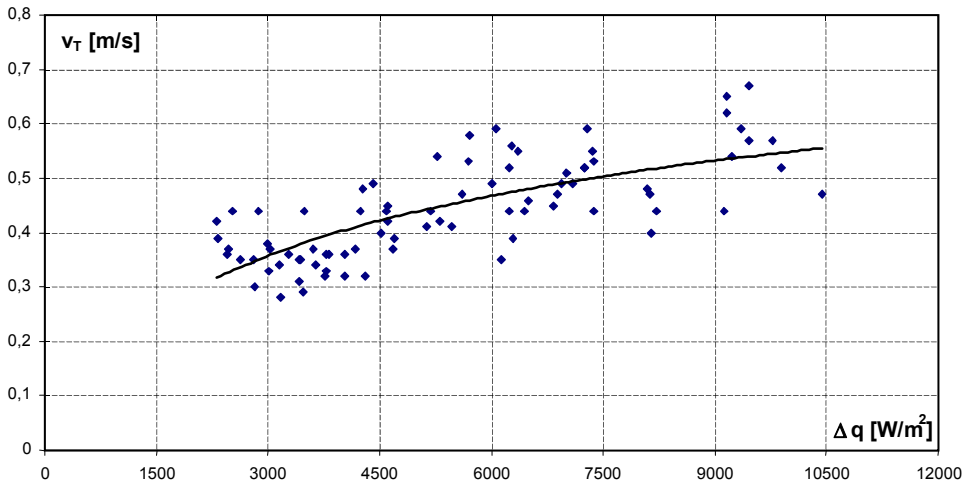
gdzie:

$$\Delta T_w = T_w - T_F;$$

$$\Delta T_n = T_s - T_F.$$

Na rys. 20 przedstawiono zależność prędkości  $v_T$  od współczynnika  $B$ . Aby zainicjować proces wrzenia pęcherzykowego należy przekroczyć górną krytyczną wartość współczynnika  $B$  ( $B \approx 4$ ). Dla tych przypadków prędkość frontu wrzenia wynosi około  $v_T = 0,3$  m/s. W przypadku uzyskania większej wartości współczynnika  $B$  (co odpowiada uzyskaniu większego lokalnego przegrzania cieczy) prędkość  $v_T$  wzrasta do wartości około 0,7 m/s przy  $B \approx 6,5$ . Wartości współczynnika  $B > 6,5$  nie udało się uzyskać w przypadku inicjacji procesu wrzenia metodą skokowego zwiększania gęstości strumienia ciepła na ogrzewanej ścianie.

Wartość uzyskiwanego przegrzania cieczy na ścianie zależy również od wzrostu wartości gęstości strumienia ciepła. To z kolei powoduje wzrost prędkości przemieszczania się frontu wrzenia na ogrzewanej powierzchni co przedstawiono na rys. 21.



**Rys. 21.** Zależność prędkości przemieszczania się frontu wrzenia  $v_T$  od wartości wzrostu gęstości strumienia ciepła na ogrzewanej ścianie, czynnik R123

**Fig. 21.** Dependence of the boiling front propagation velocity  $v_T$  on the increase of the heat flux density at the heated channel wall, medium R123

Uzyskane wyniki badań pozwoliły na opracowanie korelacji eksperymentalnej opisującej rozwój wrzenia pęcherzykowego w kanale rurowym. Przyjęto, że prędkość przemieszczania się frontu wrzenia  $v_T$  związana jest z lokalnym chwilowym przegrzaniem cieczy  $\Delta T_s$  (co ujemuje współczynnik  $B$  – wzór 8). Mając powyższe na uwadze wyznaczono korelację pozwalającą określać prędkość przemieszczania się frontu wrzenia  $v_T$ , której wielkość ujemuje zmodyfikowana liczba Pecleta  $Pe$ :

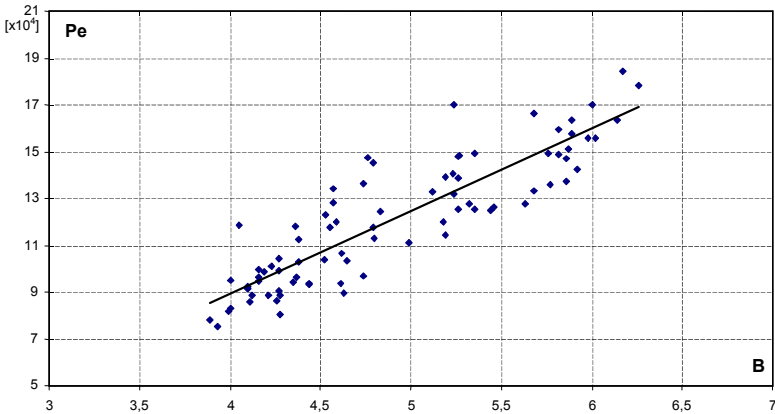
$$Pe = 1,1 \cdot 10^4 \cdot B^{1,5}, \quad (9)$$

gdzie:

$$Pe = \frac{v_T \cdot d \cdot (1 - y)}{a \cdot (1 - \Phi)} \quad - \text{liczba Pecleta} \quad (10)$$

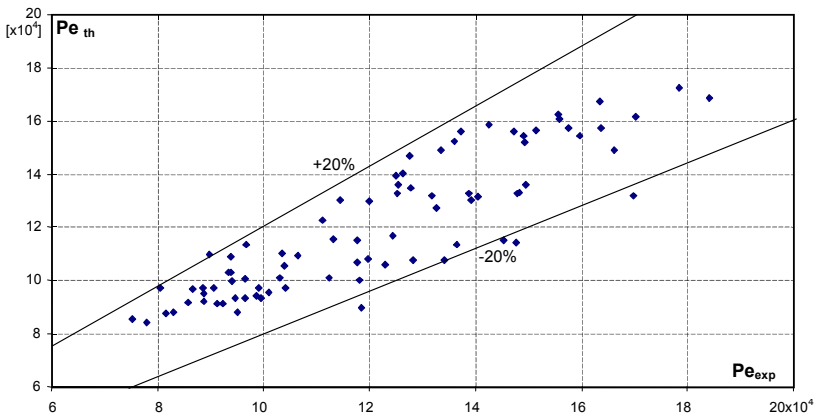
Przedstawia ona zależność zmodyfikowanej liczby Pecleta  $Pe$  od bezwymiarowego współczynnika  $B$ . Na rys. 22 przedstawiono powyższą zależność uzyskaną na podstawie wyników pomiarów rozwoju wrzenia pęcherzykowego w kanale pionowym gdy proces wrzenia wywołano drogą wzrostu gęstości strumienia ciepła. Następnie obliczono z równania (9) wartość liczby Pecleta  $Pe_{th}$  dla badanych przypadków. Porównanie wartości liczby Pecleta  $Pe_{exp}$  okre-

ślonej na podstawie wyników badań eksperymentalnych z wartością  $Pe_{th}$  podano na rys.23. Uzyskano dobrą zgodność praktycznie w zakresie  $\pm 20\%$ .



**Rys. 22.** Zależność zmodyfikowanej liczby Pecleta  $Pe_{exp}$  od wartości bezwymiarowego współczynnika  $B$ ; rozwój wrzenia wywołano drogą wzrostu gęstości strumienia ciepła, czynnik R123

**Fig. 22.** Dependence of the modified Pecllet number  $Pe_{exp}$  on the dimensionless coefficient  $B$  for the development of bubbly boiling due to the increasing heat flux density at the wall - medium R123



**Rys. 23.** Zależność liczby Pecleta  $Pe_{th}$  (według korelacji 9) od liczby Pecleta  $Pe_{exp}$  dla rozwoju wrzenia wywołanego wzrostem gęstości strumienia ciepła; czynnik R123

**Fig. 23.** Relationship between the Pecllet number  $Pe_{th}$  calculated from the correlation (9) and the experimental Pecllet number  $Pe_{exp}$  for the development of bubbly boiling due to the increasing heat flux density at the wall - medium R123

#### 4. Wnioski

1. Analiza źródeł literaturowych i badania eksperymentalne własne dowodzą, że ośrodki dwufazowe wykazują własności falowe. Dotyczy to również rozwoju wrzenia pęcherzykowego czynników chłodniczych w kanałach rurowych.
2. Przeprowadzone przez autora badania eksperymentalne wykazały, że inicjacja procesu wrzenia następuje na końcu ogrzewanego kanału (w miejscu największego przegrzania) i w postaci frontu wrzenia przemieszcza się w kierunku przeciwnym do przepływu czynnika. Przejściu frontu wrzenia towarzyszy wzrost intensywności wymiany ciepła czego wynikiem jest obniżenie temperatury ścianki ogrzewanego kanału.
3. Prędkości frontu wrzenia zależy od wielkości lokalnego przegrzania cieczy na ściance ogrzewanego kanału co ujmuje zależność (9) wyznaczona przez autora.
4. Oprócz walorów poznawczych prezentowanego zjawiska rozwoju wrzenia pęcherzykowego w przepływie należy podkreślić aspekty eksploatacyjne. Zjawisko takie może zachodzić nie tylko w parownikach urządzeń chłodniczych (zwłaszcza zasilanych pompowo), ale także w innych układach energetycznych. W warunkach dynamicznych zmian parametrów układu mogą się pojawić niekorzystne właściwości eksploatacyjne objawiające się niestabilnościami w pracy tych urządzeń [13].

#### Literatura

1. **Bartak J.:** *A study of the rapid depressurisation of hot-water and the dynamics of vapour bubble generation in superheat liquid.* Int. J. Multiphase Flow, No 16, pp. 789÷798, 1990
2. **Bilicki Z.:** *The relation between the experiment and theory for nucleate forced boiling.* Proceedings of the 4<sup>th</sup> World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics. Brussels, June 2÷6, Volume 2, pp.571÷578, Edizioni ETS Pisa, Italy, 1997
3. **Bilicki Z.:** *Zjawiska fazowe w przepływach dwufazowych.* Materiały XIII Krajowej Konferencji Mechaniki Płynów, Częstochowa 21÷26.09.1998, tom 3, s.41÷60, 1998
4. **Bilicki Z., Kardaś D.:** *Rozwiązania numeryczne niestacjonarnych i nierównowagowych przepływów dwufazowych pary i wody.* Prace Instytutu Maszyn Przepływowych PAN, Gdańsk Zeszyt 95, 1993
5. **Bilicki Z., Kardaś.:** *Numeryczne modelowanie fal zagęszczeniowych w przepływach dwufazowych.* Prace Instytutu Maszyn Przepływowych PAN, Gdańsk 386/1326/93, 1993
6. **Borkar G.S., Lienhard J.H., Trela M.:** *A rapid hot-water depressurisation experiment.* Report EPRI Np-527 Project RP687-1
7. **Bohdal T., Rasmus A.:** *Badanie wrzenia w przepływie proekologicznych czynników chłodniczych.* Wydawnictwo: Środkowo-Pomorskiego Towarzystwa Naukowego Ochrony Środowiska: Rocznik Ochrona Środowiska. Tom 1, s. 123÷136, 1999

8. **Bohdal T.:** *Bubble boiling of environment-friendly refrigeration media.* International Journal of Heat and Fluid Flow. No 4, Volume 21, pp. 449÷455, 2000
9. **Bohdal T., Bilicki Z.:** *On the wave character of development of bubble boiling in channel flow.* MFTP-2000 International Symposium on Multiphase flow and Transport Phenomena, Antalya, Turkey, November, Editor David Moalem Maron, Begell House, inc., New York, Wallingford (UK), pp. 520÷527, 2000
10. **Bohdal T.:** *Początek wrzenia w przepływie proekologicznych czynników chłodniczych.* Wydawnictwo: Środkowo-Pomorskiego Towarzystwa Naukowego Ochrony Środowiska: Rocznik Ochrona Środowiska. Tom 11, s. 263÷279, 2000
11. **Bohdal T.:** *Development of bubbly boiling in channel flow.* International Journal of Experimental Heat Transfer, vol. 14, pp.199÷215, 2001
12. **Bohdal T.:** *Investigation of instability during bubbly boiling in channel flow.* Fourth International Conference on Multiphase Flow, New Orleans, 27.05÷1.06.2001
13. **Bohdal T., Charun H., Czapp M.:** *Niestabilności pracy urządzeń chłodniczych.* Materiały Konferencji Naukowo - Technicznej: XXXII Poznańskie Dni Chłodnictwa, s. 23÷34, Poznań, 2000
14. **Bohdal T.:** *Zjawiska wrzenia pęcherzykowego czynników chłodniczych.* Monografia, Wyd. Politechniki Koszalińskiej, stron 262, Koszalin 2001
15. **Madejski J.:** *Wymiana ciepła przy wrzeniu i przepływy dwufazowe.* Cz.II, Ośrodek Informacji o Energii Jądrowej, Warszawa, 1973
16. **Mitrovic J., Fauser J.:** *Propagation of two-phase fronts during boiling of superheat liquids,* Proc. 2<sup>nd</sup> European Symp. „Fluids in Space”, Naples, Italy, 1996
17. **Nakoryyakov V.E., Pokusaev B.G., Shreiber I.R.:** *Wave propagation in gas-liquid media,* Bergles A.E. (Editor) by CRC Press Inc., Boca Raton, Florida, 1993
18. **Pavlenko A.N. Lel' V.V.:** *Model of self-maintaing evaporation front for superheat liquids.* Proceedings of the Third International Conference on Multiphase Flow, ICMF'98, Lyon, France, June 8÷12, pp. 4.3-5, 1998

## Oznaczenia

- $a$  – współczynnik wyrównywania temperatury, współczynnik
- $b$  – współczynnik
- $B$  – bezwymiarowy współczynnik (wzór 8)
- $c$  – ciepło właściwe, prędkość dźwięku
- $d, D$  – średnica
- $g$  – przyspieszenie ziemskie
- $p$  – ciśnienie
- $\Delta p$  – spadek ciśnienia
- $Pe$  – liczba Pecleta
- $q$  – gęstość strumienia ciepła
- $\Delta q$  – wzrost gęstości strumienia ciepła
- $r$  – ciepło parowania
- $R$  – stała gazowa



$T$	– temperatura
$\Delta T$	– różnica temperatur
$t$	– czas
$v$	– objętość właściwa, prędkość fali
$w$	– prędkość
$(w\rho)$	– gęstość strumienia masy
$x$	– stopień suchości
$y$	– dynamiczny stopień suchości

### Litery greckie

$\beta$	– współczynnik rozszerzalności objętościowej
$\Phi$	– stopień zapelnienia
$\mu$	– współczynnik lepkości dynamicznej
$\lambda$	– współczynnik przewodzenia ciepła
$\nu$	– współczynnik lepkości kinematycznej
$\rho$	– gęstość
$\sigma$	– napięcie powierzchniowe

### Indeksy górne

‘	– ciecz nasycona ( $x = 0$ )
”	– para nasycona sucha ( $x = 1$ )

### Indeksy dolne dotyczą

$exp$	– eksperymentu
$F$	– płynu
$kr$	– warunków krytycznych
$K$	– konwekcji wymuszonej, konwekcji
$L$	– wielkościskorygowanej
$n$	– niedogrzanania
$p$	– stałego ciśnienia
$s$	– nasycenia
$T$	– temperatury
$th$	– wartości teoretycznej
$w$	– ścianki, wielkości wewnętrznej
$1,2$	– parametry na dopływie oraz wypływie z kanału

## Wave Phenomena in Two-phase Media

### Abstract

Experimental investigations carried out in recent years indicate that two-phase systems possess interesting wave properties. This refers in particular to propagation of disturbances in these systems [9,11,16,17,18].

The two-phase liquid-gas system, single-component or multi-component, is a collection of particles of two states of aggregation divided by an interface. The mutual interaction of the two phases depends on the internal structure of the system. So does the velocity of propagation of external or internal disturbances. This is clearly seen, for example, during the propagation of an acoustic wave in the adiabatic two-phase system. The velocity of the acoustic wave depends, first of all, on the void fraction  $\Phi$  and pressure of the two-phase mixture.

The inception of boiling is connected with reaching a certain level of liquid superheat. The development of boiling is often accompanied by instabilities in the microscale in the form of vapour nuclei hysteresis, as well as in the macroscale in the form of the zero boiling crisis. *Mitrovič* and *Fausser*[8] proved that the development of boiling in the superheated liquid has a wave character. This fact is also confirmed by a detailed analysis of works of *Z. Bilicki* [2,3] and *T. Bohdal* [11,12,14].

Experimental observations indicate that for moderate liquid superheats, the formation of vapour bubbles takes place usually on surfaces being in direct contact with the liquid. With the beginning of generation of vapour bubbles in some place of the surface, the process of generation propagates on the surface to form the so-called boiling front whose propagation velocity depends on the liquid superheat. The phenomenon is accompanied by a change in the mechanism of heat transfer from forced convection to boiling with generation of vapour bubbles. For higher liquid superheats, the process of convection is replaced by film boiling. The propagation of the boiling front and kinetics of the phase change take place in metastable conditions in the heterogeneous medium.

Experimentation on the development of bubbly boiling in the heated channel is not very impressive in quantity, and further research works of cognitive and applicative character are highly required. The knowledge of dynamics of boiling is essential because it may affect the operational stability of the machinery. It also allows the prediction of failures in channels with two-phase flows.

Bearing in mind the above the authors undertake experimental investigations of the development of bubbly boiling in a heated vertical channel of an annular cross-section. A specially designed test section facilitates not only computerised recording of thermodynamic parameters that describe the two-phase

flow, but also enables the observation and recording of the pictures of propagation of the boiling front along the heated surface.

The conducted experimental investigations prove that the boiling front propagation velocity  $v_T$  depends on the local liquid superheat at the heated wall, which can be expressed in terms of a dimensionless coefficient  $B$  [10]

$$B = \frac{\Delta T_w}{\Delta T_n} \quad (1)$$

where:

$$\Delta T_w = T_w - T_s,$$

$$\Delta T_n = T_s - T_F.$$

The dependence of the velocity  $v_T$  on the coefficient  $B$  is presented in Fig. 20. In order to initiate the process of bubbly boiling, a certain critical value of the coefficient  $B$  should be exceeded ( $B \approx 4$ ). For  $B=4$  the boiling front propagation velocity is equal to  $v_T = 0.3$  m/s. For higher values of  $B$  which correspond to higher local liquid superheats, the boiling front propagation velocity increases reaching  $v_T = 0.6$  m/s for  $B \approx 6$ . Higher values of the coefficient  $B > 6$  were not achieved for the case of initiation of the boiling process by means of increasing impulsively the heat flux density at the heated wall.

The obtained results of investigations enable the elaboration of experiment-based correlation describing the boiling front propagation velocity during the development of bubbly boiling in channel flow. The correlation is here presented in terms of the modified Peclet number  $Pe$

$$Pe = 1,1 \cdot 10^4 \cdot B^{1,5}, \quad (2)$$

where:

$$Pe = \frac{v_T \cdot d_e \cdot (1 - y)}{a' \cdot (1 - \Phi)}.$$

The relationship between the modified Peclet number  $Pe_{exp}$  and dimensionless coefficient  $B$  obtained from the experimental results of development of bubbly boiling in a vertical and horizontal channel achieved by means of increasing the heat flux density is plotted in Fig. 21. The comparison of experimental values of the Peclet number  $Pe_{exp}$  with the theoretical Peclet number  $Pe_{th}$  evaluated for the investigated cases from the correlation (2) is shown in Fig. 23. A decent accuracy to  $\pm 20\%$  is achieved.