

P O L S K A A K A D E M I A N A U K
I N S T Y T U T M A S Z Y N P R Z E P Ł Y W O W Y C H

**PRACE
I N S T Y T U T U M A S Z Y N
P R Z E P Ł Y W O W Y C H**

**T R A N S A C T I O N S
O F T H E I N S T I T U T E O F F L U I D - F L O W M A C H I N E R Y**

66

W A R S Z A W A — P O Z N A Ń 1 9 7 5

P A Ń S T W O W E W Y D A W N I C T W O N A U K O W E

PRACE INSTYTUTU MASZYN PRZEPŁYWOWYCH

poświęcone są publikacjom naukowym z zakresu teorii i badań doświadczalnych w dziedzinie mechaniki i termodynamiki przepływów, ze szczególnym uwzględnieniem problematyki maszyn przepływowych

*

THE TRANSACTIONS OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW
MACHINERY

exist for the publication of theoretical and experimental investigations of all aspects of the mechanics and thermodynamics of fluid-flow with special reference to fluid-flow machinery

KOMITET REDAKCYJNY - EXECUTIVE EDITORS
KAZIMIERZ STELLER - REDAKTOR - EDITOR
JERZY KOŁODKO · JÓZEF ŚMIGIELSKI
ANDRZEJ ŻABICKI

REDAKCJA - EDITORIAL OFFICE
Instytut Maszyn Przepływowych PAN
ul. Gen. Józefa Fiszera 14, 80-952 Gdańsk, skr. pocztowa 621, tel. 41-12-71

Copyright
by Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Warszawa 1975

Printed in Poland

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE - ODDZIAŁ W POZNANIU

Nakład 370+90 egz.	Oddano do składania 7 VIII 1974 r.
Ark. wyd. 14,75. Ark. druk. 11,375+1 wkł.	Podpisano do druku 17 II 1975 r.
Papier druk. sat. kl. V, 70 g	Druk ukończono w lutym 1975 r.
Nr zam. 577/43 F-17/1183.	Cena zł 45,-

DRUKARNIA UNIwersytetu IM. A. MICKIEWICZA W POZNANIU

1. Wstęp

W literaturze przedmiotu spotyka się na ogół prace dotyczące kondensacji na powierzchniach regularnych geometrycznie, jak: rura i płyta. Kondensację pary przy laminarnym spływie kondensatu na rurze pionowej i poziomej, płycie pionowej i ukośnej rozwiązał Nusselt (cyt. za [1]). Rozszerzenie teorii Nusselta na kondensację w rurach pochylonych przeprowadzili Hassan i Jakob [2].

W wielu przypadkach praktycznych zachodzi jednak potrzeba określenia współczynników wymiany ciepła przy kondensacji na powierzchniach nieregularnych. Niniejsza praca stanowi próbę rozpatrzenia teoretycznego kondensacji pary przy laminarnym spływie kondensatu po dowolnej powierzchni cylindrycznej.

Porównanie teorii z eksperymentem przeprowadzono dla przypadku kondensacji pary wodnej na powierzchni cylindrycznej, której kształt odpowiadał typowej łopatkę turbinowej, uzyskując bardzo dobrą zgodność teorii z eksperymentem.

2. Kondensacja na powierzchni cylindrycznej przy laminarnym spływie kondensatu

Przystępując do analizy kondensacji na powierzchni cylindrycznej przyjęto, iż uproszczenia poczynione przez Nusselta dla płyty pionowej czy rury, ważne będą także dla przypadku kondensacji na innych powierzchniach. Przyjęto więc następujące założenia [1]:

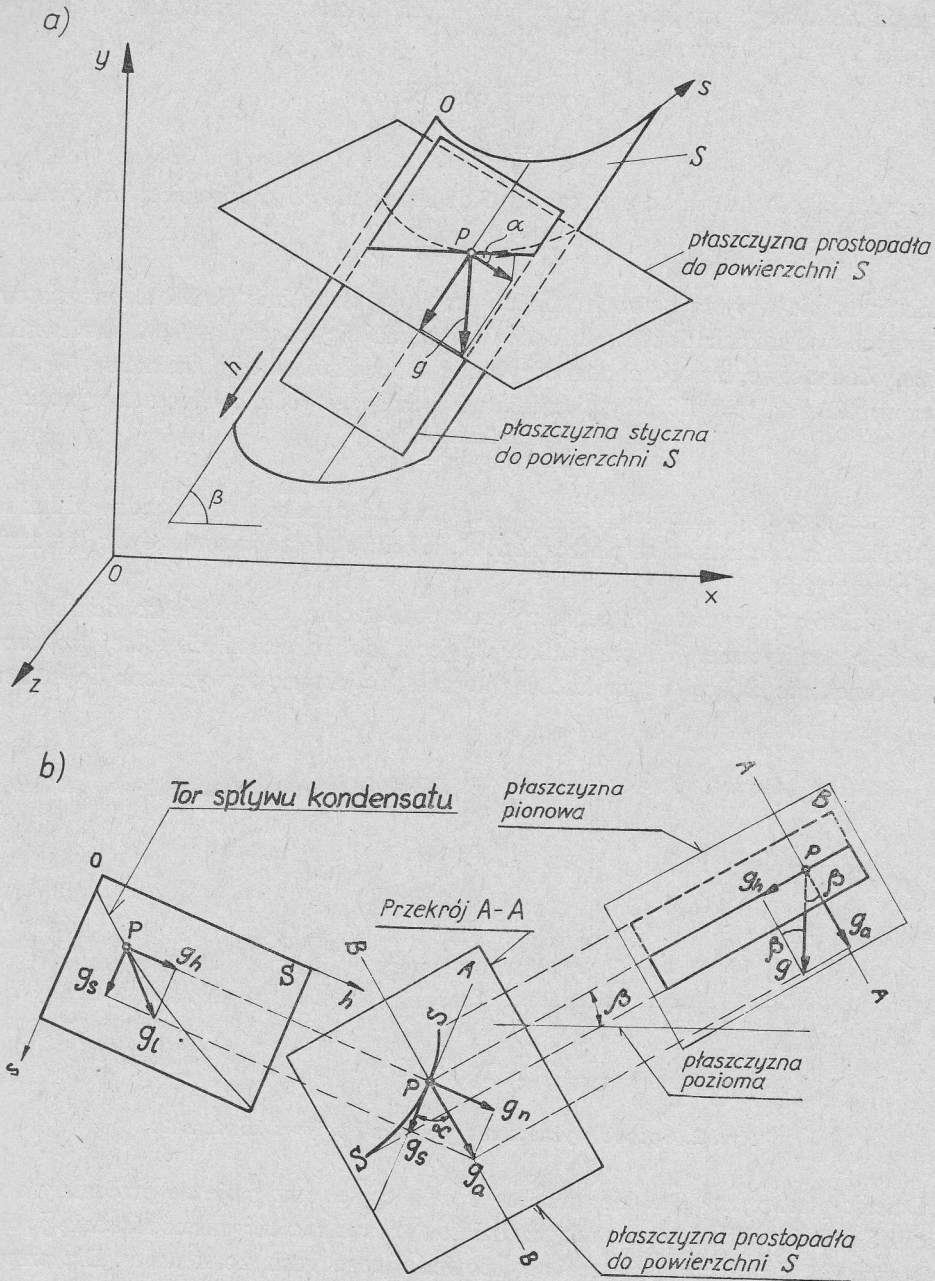
- spływ kondensatu jest laminarny,
- siły bezwładności są pomijalnie małe,
- gradient ciśnienia można zaniedbać,
- prędkości kondensatu przy ścianie są równe zero,
- profil temperatury w warstwie kondensatu jest liniowy,
- temperatura na powierzchni rozdziału faz jest równa temperaturze nasycenia,
- temperatura ścianki jest stała,
- pominąć można wpływ sił napięcia powierzchniowego,
- funkcje materiałowe kondensatu są stałe,
- tarcie na granicy para-ciecz można zaniedbać.

Z powyższych założeń wynika, że siła ciężkości działająca na element kondensatu, jest równoważona w każdym miejscu przez siły lepkości. Obliczenie natomiast współczynnika wymiany ciepła sprowadza się do obliczenia grubości kondensatu wzdłuż toru spływu, przy czym tor kondensatu jest z góry znany.

Jeżeli rozpatruje się kondensację na innych elementach geometrycznych, niż płyta czy rura pionowa, to tor spływu kondensatu jest wielkością niewiadomą. Wobec tego dla takich geometrii należy najpierw wyznaczyć tor spływu kondensatu, a następnie określić grubość kondensatu w każdym miejscu toru.

Wyznaczenie toru spływu kondensatu

Dla wyznaczenia toru spływu kondensatu rozpatrzmy powierzchnię cylindryczną S , która jest prostokreślna i rozwijalna (rys. 1a). Kąt nachylenia tworzących do płaszczyzny poziomej xoz wynosi β (rys. 1b), a kąt między płaszczyzną styczną do powierzchni S (w dowolnym punkcie P) a płaszczyzną pionową Oxy oznaczmy przez α .



Rys. 1. Rozkład składowych przyspieszenia ziemskiego na powierzchni S

Tor sływu kondensatu po takiej powierzchni będzie krzywą przestrzenną. Aby zagadnienie wyznaczania toru kondensatu po powierzchni uprościć, rozwińmy powierzchnię S na płaszczyźnie w układzie prostokątnym s, h (rys. 1b). Ruch kondensatu na płaszczyźnie S (otrzymanej z powierzchni S) odbywa się pod wpływem dwóch składowych g_s i g_h przy-

spieszenia ziemskiego przyjmując, iż wpływ innych efektów jest pomijalny. Składowe te, jak widać z rys. 1b, wynoszą:

$$g_s = g \cos \beta \cos \alpha, \quad (1)$$

$$g_h = g \sin \beta.$$

W kierunku prostopadłym do płaszczyzny S działa składowa g_n przyspieszenia ziemskiego

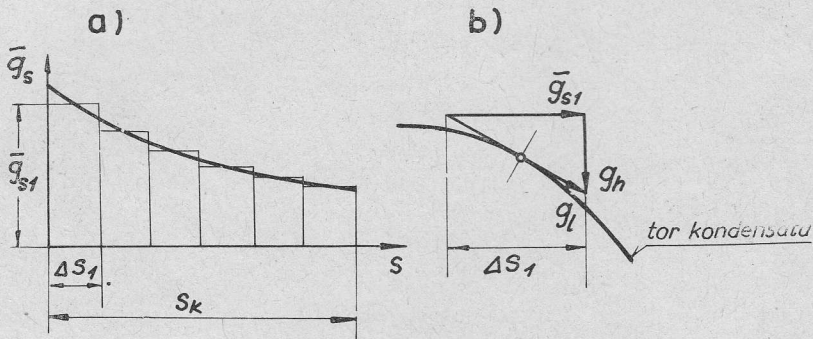
$$g_n = g \cos \beta \sin \alpha. \quad (2)$$

Składowa ta nie wpływa na ruch kondensatu po płaszczyźnie S . Może ona natomiast w pewnych warunkach doprowadzić do odrywania się kondensatu od powierzchni S . Załóżmy dodatkowo, iż nie zachodzi odrywanie kondensatu od tej powierzchni. W związku z tym wypadkowa wartość przyspieszenia powodującego ruch kondensatu wynosi:

$$g_i = \sqrt{g_s^2 + g_h^2} = g(s). \quad (3)$$

Przyspieszenie g_i na podstawie (1) jest dla danego kąta β funkcją współrzędnej s . Jak widać z (3) trajektoria kondensatu na płaszczyźnie S nie będzie prostoliniowa, gdyż g_i jest zmienne na tej płaszczyźnie.

Dla niektórych regularnych geometrycznie powierzchni, trajektorię kondensatu można wyznaczyć analitycznie. W przypadku przyjęcia do rozważań dowolnej powierzchni cylindrycznej, nie dającej się zapisać analitycznie, trajektorię tę wyznacza się numerycznie.



Rys. 2. Sposób wyznaczania trajektorii spływu kondensatu

Dzieląc płaszczyznę S w kierunku osi s na n części otrzymuje się przedziały o szerokości ΔS (rys. 2). W każdym z tych przedziałów można znaleźć wartość średnią \bar{g}_s oraz na podstawie (3) wartość przyspieszenia g_i , powodującego ruch kondensatu. Dla przedziału i -tego jest zatem:

$$g_{ii} = \sqrt{\bar{g}_{si}^2 + g_h^2}. \quad (4)$$

Przyspieszenie to jest styczne do trajektorii kondensatu. Dla małych wartości ΔS można napisać, iż długość trajektorii w przedziale i -tym wynosi (rys. 2):

$$\Delta L_i = \sqrt{\Delta s_i^2 + \Delta h_i^2}, \quad (5)$$

gdzie Δh_i jest przemieszczeniem kondensatu w kierunku h :

$$\Delta h_i = \Delta s_i \frac{g_h}{g_{si}}. \quad (6)$$

Całkowita długość trajektorii w płaszczyźnie S będzie więc równa:

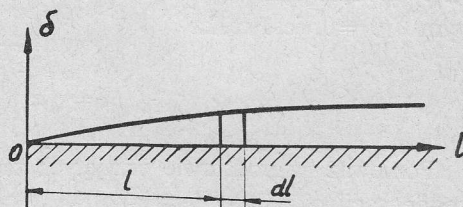
$$L = \sum_1^n \Delta L_i, \quad (7)$$

całkowite zaś przemieszczenie w kierunku h będzie wynosiło:

$$h = \sum_1^n \Delta s_i \frac{g_h}{g_{si}}. \quad (8)$$

Obliczenie grubości kondensatu wzdłuż trajektorii

Rozpatrzmy przepływ kondensatu wzdłuż trajektorii (rys. 3). Szerokość powierzchni, po której sływa kondensat niech będzie jednostkowa. Dla uproszczenia pominiemy w dalszej analizie indeks l przy g_l .



Rys. 3. Spływ kondensatu wzdłuż trajektorii

Wydatek kondensatu w miejscu l wynosi:

$$\dot{G}_K = \rho_c \bar{w} \delta \cdot 1 = \frac{\rho_c^2 g \delta^3}{3\mu_c}, \quad (9)$$

gdzie średnią prędkość \bar{w} określa znana zależność

$$\bar{w} = \frac{\rho_c g \delta^2}{3\mu_c}. \quad (10)$$

Na odcinku dl wydatek \dot{G} wzrasta o

$$d\dot{G}_K = d(\rho_c \bar{w} \delta). \quad (11)$$

Przyrost ten wynika z kondensacji, można go więc zapisać jako

$$d\dot{G}_K = \frac{g}{r} dl \cdot 1 = \frac{\lambda_c \Delta t}{\delta r} dl. \quad (12)$$

Porównując (11) z (12) otrzymuje się

$$d\dot{G}_K = d(\rho_c \bar{w} \delta) = \frac{\lambda_c \Delta t}{\delta r} dl. \quad (13)$$

Wydatek kondensatu jest tutaj funkcją dwóch zmiennych: przyspieszenia g oraz grubości kondensatu δ .

Wobec tego

$$d\dot{G}_K = d(\rho_c \bar{w}\delta) = \frac{\rho_c^2}{3\mu_c} \delta^3 dg + \frac{\rho_c^2}{\mu_c} g \delta^2 d\delta. \quad (14)$$

Podstawiając (14) do (13) zachodzi

$$g\delta^3 \frac{d\delta}{dl} + \frac{1}{3} \delta^4 \frac{dg}{dl} = \frac{\lambda_c \mu_c \Delta t}{r\rho_c^2}. \quad (15)$$

Dzieląc (15) przez g i stosując podstawienie:

$$\frac{1}{3} \frac{dg}{dlg} = A(l), \quad \frac{\lambda_c \mu_c \Delta t}{r\rho_c^2 g} = B(l), \quad (16)$$

otrzymuje się równanie różniczkowe

$$\delta^2 \delta' + A(l) \delta^4 = B(l). \quad (17)$$

Jest to równanie różniczkowe liniowe pierwszego rzędu, w którym wielkości $A(l)$ i $B(l)$ są funkcjami współrzędnej l . Rozwiązaniem tego równania, przy warunku początkowym $\delta(0)=0$, jest całka

$$\delta = \sqrt[4]{e^{-\int_0^L 4A dl} \int_0^L 4Be^{\int_0^L 4A dl} dl}. \quad (18)$$

Ponieważ na podstawie przyjętych założeń współczynnik przejmowania ciepła α przy kondensacji określony jest jako

$$\alpha = \frac{\lambda_c}{\delta}, \quad (19)$$

to zależność na współczynnik α , wzdłuż trajektorii, po odpowiednich podstawieniach ma postać

$$\alpha = \sqrt[4]{\frac{r\rho_c^2 \lambda_c^3 e^{\int_0^L 4A dl}}{4\mu_c \Delta t} \int_0^L \frac{1}{g} e^{\int_0^L 4A dl} dl}. \quad (20)$$

Wyrażenia występujące pod pierwiastkiem można znacznie uprościć, gdyż na podstawie (16)

$$e^{\int_0^L 4A dl} = \left(\frac{g_{l=L}}{g_{l=0}} \right)^{\frac{4}{3}}. \quad (21)$$

Podstawiając (21) do (20) i odpowiednio przekształcając otrzymuje się ostatecznie

$$\alpha = \sqrt[4]{\frac{r\rho_c^2 \lambda_c^3}{4\mu_c \Delta t} \frac{g^{\frac{4}{3}}}{\int_0^L g^{\frac{1}{3}} dl}}. \quad (22)$$

Jeżeli zastosuje się (22) do powierzchni cylindrycznej ustawionej pionowo ($\beta=90^\circ$), wówczas na podstawie (1) i (3) $g_l=g=\text{const}$, a postać (22) przechodzi w znaną zależność Nusselta

$$\alpha_N = \sqrt[4]{\frac{r\rho_c^2 \lambda_c^3 g}{4\mu_c \Delta t L}}. \quad (23)$$

Otrzymana zależność (22) określa lokalny współczynnik wymiany ciepła wzdłuż trajektorii w warunkach zmiennego przyspieszenia g_l powodującego ruch kondensatu. Średni współczynnik wymiany ciepła dla trajektorii określić można jako

$$\bar{\alpha}_L = \frac{1}{L} \int_0^L \alpha dl. \quad (24)$$

Różnice liczbowe między teorią Nusselta a eksperymentem, przy niewielkich prędkościach pary, wynikają głównie z nieuwzględnienia falowego ruchu kondensatu po powierzchni spływu oraz zmienności własności fizycznych kondensatu [3]. Wpływ tych wielkości uwzględnić można za pomocą współczynników ε_t i ε_v [3].

Współczynnik ε_t uwzględniający zmianę własności fizycznych kondensatu, można określić według Łabuncowa [4] z zależności:

$$\varepsilon_t = \left[\left(\frac{\lambda_w}{\lambda_s} \right)^3 \left(\frac{\mu_s}{\mu_w} \right) \right]^{\frac{1}{8}}. \quad (25)$$

Współczynnik ε_v , uwzględniający ruch falowy kondensatu przy kondensacji pary wodnej, określa zależność [5]:

$$\varepsilon_v = 0,95 Re^{0,04}, \quad (26)$$

w której liczbę Re wyznacza się w najniższym miejscu powierzchni, na której zachodzi kondensacja.

Na podstawie powyższego, średni współczynnik wymiany ciepła dla powierzchni pionowych można określić jako [3]

$$\bar{\alpha} = \varepsilon_t \varepsilon_v \frac{1}{L} \int_0^L \alpha_N dl = \varepsilon_t \varepsilon_v \frac{4}{3} \sqrt[4]{\frac{r\rho_c^2 \lambda_c^3 g}{4\mu_c \Delta t L}}. \quad (27)$$

Zależność (22) wyprowadzono w oparciu o nusseltowskie założenia; można w związku z tym przypuszczać, że obarczona ona będzie tymi samymi niedostatkami, a więc nieuwzględniony będzie wpływ zmienności własności fizycznych kondensatu oraz wpływ ruchu falowego kondensatu na współczynnik wymiany ciepła. W celu ujęcia tych dwóch głównych zjawisk przyjęto uwzględnić ε_t i ε_v w postaci przyjmowanej dla kondensacji na powierzchniach pionowych. Aby wyznaczyć z (26) współczynnik ε_v należy określić liczbę Re , która jest definiowana jako

$$Re = \frac{\bar{w} \bar{\delta} \rho_c}{\mu_c} = \frac{\bar{w} \rho_c \lambda_c}{\mu_c \alpha}. \quad (28)$$

Podstawiając (10) oraz (22) do (28), a następnie do (26), otrzymuje się po odpowiednich przekształceniach

$$\varepsilon_v = 0,95 \left[0,943 \sqrt[4]{\frac{\rho_c^2 \lambda_c^3 \Delta t^3}{\mu_c^5 r^3} \left(\int_0^L g^{\frac{1}{3}} dl \right)^3} \right]^{0,04}. \quad (29)$$

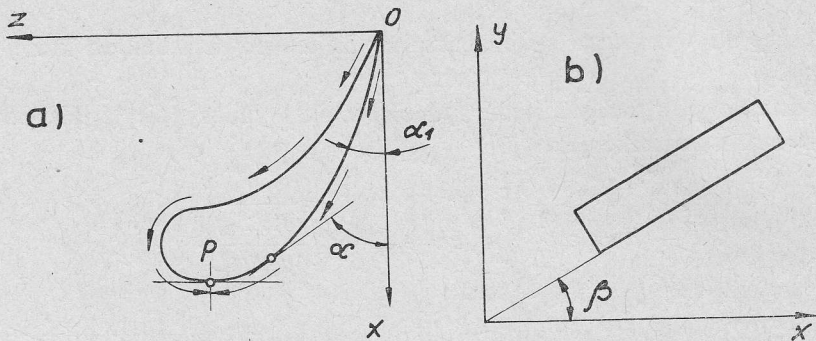
W oparciu o powyższe rozważania, średnia wartość współczynnika wymiany ciepła dla trajektorii obliczona według (22) i (24), z uwzględnieniem falowania kondensatu według (29), oraz zmienności własności fizycznych kondensatu według (25) wynosi:

$$\bar{\alpha}_{Ltv} = \varepsilon_t \varepsilon_v \bar{\alpha}_L = \frac{\varepsilon_t \varepsilon_v}{L} \int_0^L \sqrt[4]{\frac{r \rho_c^2 \lambda_c^3}{4 \mu_c \Delta t} \frac{g^{\frac{1}{3}}}{\int_0^L g^{\frac{1}{3}} dl}} dl. \quad (30)$$

Zależność (30) została wyprowadzona dla jednostkowej szerokości powierzchni splywu kondensatu. Sposób obliczania współczynnika wymiany ciepła w oparciu o (30) dla konkretnej powierzchni wymiany ciepła podany zostanie w następnym rozdziale.

3. Sposób obliczania wymiany ciepła przy kondensacji na powierzchniach o kształcie łopatki turbinowej

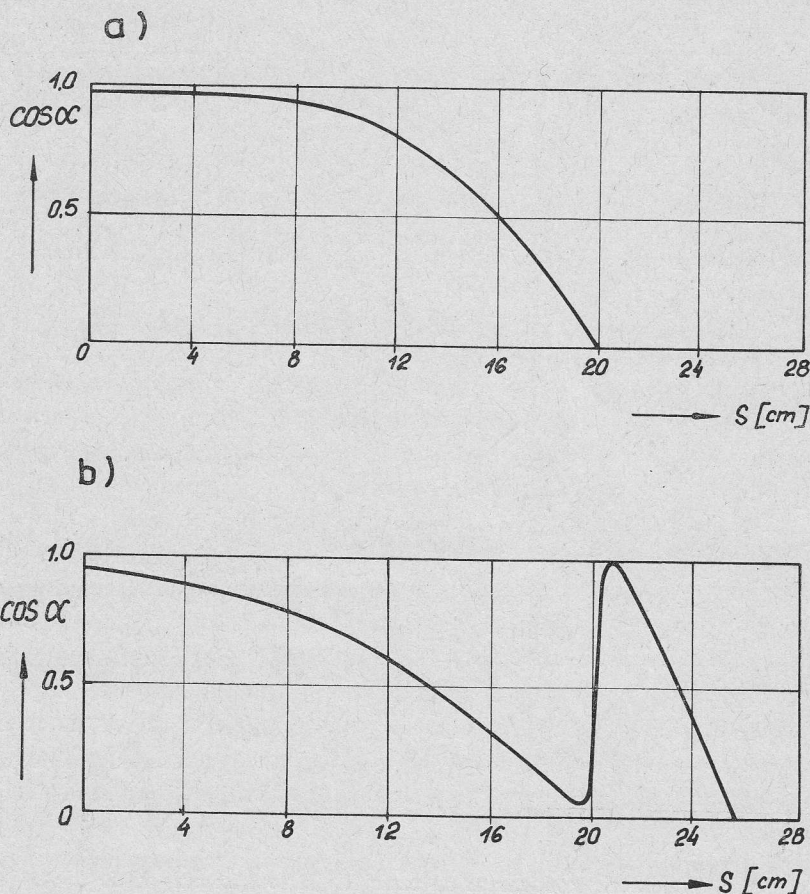
Do obliczeń szczegółowych wymiany ciepła przy kondensacji na powierzchniach cylindrycznych, w oparciu o zależność (30), przyjęto powierzchnię w kształcie typowej łopatki turbinowej. Wysokość łopatki wynosiła $H=0,76$ m, zaś kształt jej profilu przedstawiony jest na rys. 4 i 8. Jeżeli płaszczyzna wyznaczona przez układ współrzędnych x, z



Rys. 4. Kształt profilu łopatki

jest pozioma (rys. 4), to kąt α_1 między osią Ox i stroną wypukłą profilu przyjęto $\alpha_1 = 15^\circ$ (w okolicy punktu O profil jest prostopadłoliniowy). Na rys. 4a przedstawiono rzut łopatki na płaszczyznę poziomą. W nawiązaniu do rys. 1 kątem między styczną do profilu a płaszczyzną pionową jest tu kąt α .

Profil łopatki podany na rys. 4 można podzielić na dwie części z punktu widzenia kondensacji. Część I stanowi część profilu od punktu P po stronie wypukłej. Punkt P jest punktem



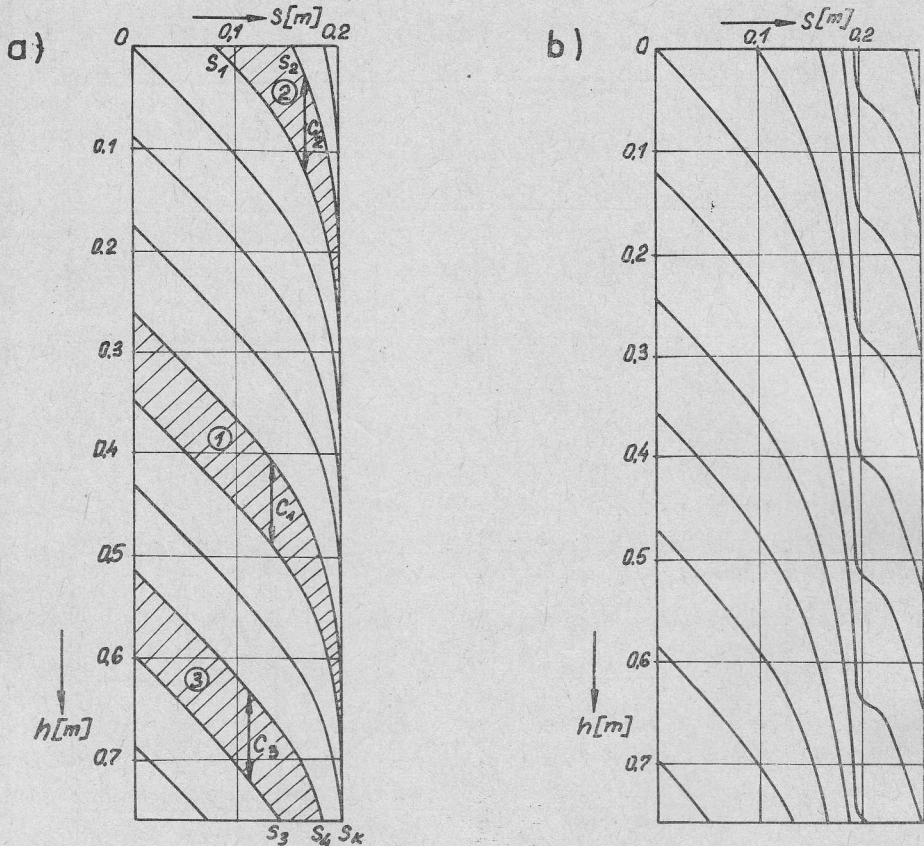
Rys. 5. Zależność $\cos \alpha$ w funkcji współrzędnej s dla: a) części I profilu, b) części II profilu

styczności między profilem a prostą prostopadłą do osi Ox . Część II profilu jest to część profilu od punktu P do punktu O po stronie wklęsłej. Punkt P jest tu punktem szczególnym. Dla kątów $\beta < 90^\circ$ (rys. 4b) kondensat będzie ściekał po profilu od punktu O do punktu P zgodnie ze strzałkami. Dla kątów $\beta > 90^\circ$ kierunek płynięcia kondensatu będzie odwrotny, tzn. od punktu P do punktu O po obu stronach profilu.

Profil użyty do rozważań można scharakteryzować przez współrzędną s określoną po łuku oraz kąt α w każdym miejscu na profilu (rys. 1). Na rys. 5a przedstawiono zależność $\cos \alpha = f(s)$ dla części I, a na rys. 5b $\cos \alpha = f(s)$ dla części II profilu łopatki.

Zgodnie z zasadą podaną w rozdziale 2, obie części łopatki można rozwinąć na płaszczyźnie uzyskując prostokąty o wymiarach 20×76 cm i $25,7 \times 76$ cm. Trajektorie spływu kondensatu na tak rozwiniętych powierzchniach można wyznaczyć z zależności (5) - (8), w oparciu o (1) i rys. 5. Przebieg wyznaczonych w ten sposób trajektorii dla części I i II łopatki, przy kącie pochylenia łopatki $\beta = 45^\circ$, przedstawiono na rys. 6.

Wzdłuż wyznaczonych w ten sposób trajektorii kondensatu można określić na podstawie (22) lokalny współczynnik wymiany ciepła, a na podstawie (24) i (30) średnią jego wartość



Rys. 6. Trajektorie kondensatu na części I i II łopatki przy kącie $\beta=45^\circ$

dla trajektorii. Ostatecznym celem jest jednak znalezienie średnich wartości współczynnika wymiany ciepła dla powierzchni. Współczynnik ten można określić jako

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{A} \int_0^A \bar{\alpha}_{Ltv} dA \approx \frac{1}{A} \sum_1^i \bar{\alpha}_{Ltv} \Delta A_i, \quad (31)$$

gdzie dA – pole elementarnej powierzchni określonej przez dwie sąsiednie trajektorie oraz boki prostokąta.

Przyjęcie do rozważań powierzchni cylindrycznej pozwala na obliczenie, w łatwy sposób, pola powierzchni między dwoma sąsiednimi trajektoriami, gdyż są one przesunięte między sobą o stałą wartość C w kierunku h .

Dla przykładu: Pole powierzchni I (rys. 6a) wynosi

$$A_1 = C_1 s_K, \quad (32)$$

pole powierzchni 2 (górny róg prostokąta), dla małych wartości $\Delta S = S_2 - S_1$,

$$A_2 \approx C_2 \left[(s_K - s_2) + \frac{s_2 - s_1}{2} \right], \quad (33)$$

zaś pole powierzchni 3 (dolny róg prostokąta)

$$A_3 \approx C_3 \left[s_1 + \frac{s_4 - s_3}{2} \right]. \quad (34)$$

Obliczone na podstawie zależności podanych w rozdziałach 2 i 3 teoretyczne wartości średniego współczynnika wymiany ciepła dla łopatki, przy ciśnieniu pary $p_s = 0,8$ bar (0,82 ata) oraz różnicy temperatur $\Delta t = 10^\circ\text{C}$, przedstawione zostały na rys. 9.

4. Stanowisko badawcze

Stanowisko doświadczalne do badania kondensacji pary wodnej na powierzchniach cylindrycznych zbudowane zostało w Zakładzie Termodynamiki i Wymiany Ciepła IMP PAN. Schemat tego stanowiska przedstawiony jest na rys. 7.

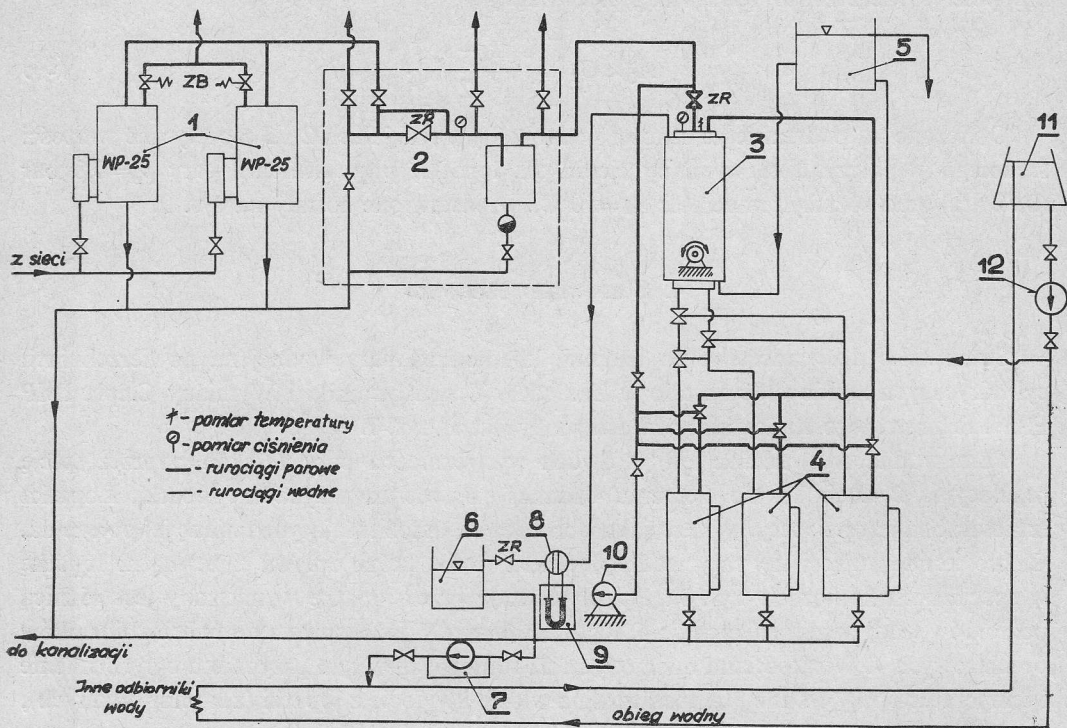
Para wodna wytwarzana jest w dwóch wytwornicach pary 1, skąd poprzez stację regulacyjną 2 dochodzi do elementu badanego 3, w tym przypadku łopatki. Łopatka umieszczona jest na specjalnym stojaku obrotowym, umożliwiającym zmianę jej położenia. Ciepło kondensującej się pary wodnej odbiera woda, która opływa z zewnątrz łopatkę w specjalnych komorach (rys. 8). Przepływ wody przez łopatkę wymuszony jest różnicą poziomów wody w zbiornikach 5 i 6. Kondensat pary wodnej sływa do trzech zbiorników pomiarowych 4. Wielkościami mierzonymi na stanowisku w tym przypadku były: ciśnienie i temperatura pary wodnej, temperatura na wlocie i wylocie z łopatki (z komór wodnych), natężenie przepływu wody w poszczególnych komorach, ilość kondensatu oraz temperatura w poszczególnych komorach, ilość kondensatu oraz temperatura wewnętrznej powierzchni łopatki.

Temperaturę wewnętrznej powierzchni łopatki mierzono za pomocą 21 termopar (miedź-konstantan) o grubości drutu 0,5 mm. Termopary rozmieszczone były na wewnętrznej powierzchni łopatki, po trzy termopary w pasie leżącym naprzeciwko poszczególnych komór wodnych. Średnią temperaturę wewnętrznej powierzchni łopatki, w obrębie poszczególnych pasów, określono jako średnią arytmetyczną z trzech pomierzonych temperatur. Dokładność pomiaru tych temperatur, przy kompensacyjnej metodzie pomiaru siły termoelektrycznej, określono na około $0,3^\circ\text{C}$. Ciśnienie pary wodnej mierzono manometrem tarczowym z dokładnością do 0,01 at. Temperatury wody na wlocie i wylocie z komór wodnych łopatki określano termometrami rtęciowymi z dokładnością do $0,1^\circ\text{C}$.

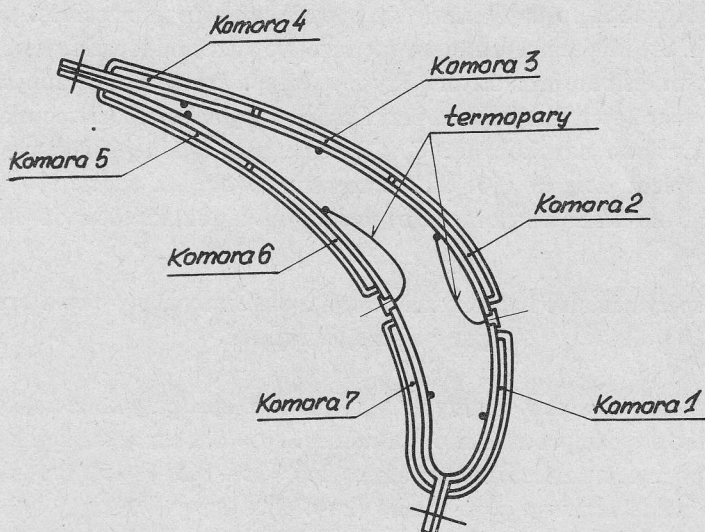
5. Wartości eksperymentalne i teoretyczne współczynnika wymiany ciepła przy kondensacji pary wodnej w łopatce

Badanie eksperymentalne współczynnika wymiany ciepła przy kondensacji pary wodnej w łopatce turbinowej przeprowadzono dla ciśnienia $p_s = 0,8$ bar w funkcji kąta pochylenia łopatki β . Kąt pochylenia zmieniano w granicach $\beta = 15 \div 165^\circ$ co 15° . Para wodna podczas badań była w stanie lekkiego przegrzania ($2 \div 4^\circ\text{C}$).

Badania przeprowadzono przy stałej temperaturze wody na wlocie do komór wodnych w łopatce oraz prawie jednakowych prędkościach wody w tych komorach. Temperatura



Rys. 7. Schemat ideowy stanowiska doświadczalnego do badania kondensacji pary wodnej
 1 - wytownice pary, 2 - stacja regulacyjna, 3 - element badany, 4 - zbiorniki pomiarowe, 5 - górny zbiornik wody, 6 - dolny zbiornik wody, 7 - pompa wodna, 8 - przepływomierz, 9 - manometry różnicowe, 10 - pompa próżniowa, 11 - chłodnica wody
 12 - pompa obiegowa, ZR - zawór regulacyjny, ZB - zawór bezpieczeństwa



Rys. 8. Przekrój przez łopatkę i komory wodne

Nr pom.	β	Komora 1				Komora 2				Komora 3				$\bar{\alpha}$ [$\frac{w}{m^2 \text{deg}}$]	$\bar{\Delta t}$ [°C]
		\bar{t}_w [°C]	Δt_w [°C]	\dot{G}_w [kg/h]	$\bar{\alpha}_1$ [$\frac{w}{m^2 \text{deg}}$]	\bar{t}_w [°C]	Δt_w [°C]	\dot{G}_w [kg/h]	$\bar{\alpha}_2$ [$\frac{w}{m^2 \text{deg}}$]	\bar{t}_w [°C]	Δt_w [°C]	\dot{G}_w [kg/h]	$\bar{\alpha}_3$ [$\frac{w}{m^2 \text{deg}}$]		
13	15°	75,4	27,7	151,8	5032	82,9	29,4	132,5	8005	83,8	27,1	150,4	10 034	9385	9,90
12	30°	78,3	27,7	150,5	5935	81,1	28,8	132,5	6711	84,4	26,3	148	10 209	9068	9,95
9	45°	77,6	26,7	156,2	5678	81,9	27,9	132,5	6965	83,2	25,4	151,6	8 900	8911	10,0
6	60°	79,9	28,7	133,5	6103	82,9	27,6	136,8	7758	83,0	28,4	120,7	7 817	8025	9,81
28	75°	82,1	27,8	134,0	7028	82,2	25,9	134,0	6687	83,5	29,2	104,0	7 256	7605	9,72
27	90°	83,5	29,1	136,0	8560	81,1	26,4	136,0	6780	83,9	28,3	104,0	7 321	7542	9,85
16	105°	83,7	31,3	136,2	9378	82,7	32,3	119,8	7805	83,2	26,2	148,1	8 779	7886	10,8
17	120°	82,7	32,2	136,1	8757	82,1	34	116,8	7591	83,0	26,4	144,5	8 684	7805	10,9
19	135°	81,7	30,8	159,4	8985	81,3	29,9	159,1	8503	83,5	28,3	141	8 532	8582	10,6
22	150°	80,8	29,6	162,7	8194	81,6	29,6	172,0	8382	84,4	27,1	134,3	9 547	8718	9,95
23	165°	80,4	30,2	164	8174	81,6	27,3	164,4	8222	85,2	28,8	131,8	10 903	8786	9,87
Nr pom.	β	Komora 4				Komora 5				Komora 6				$\bar{\alpha}$ [$\frac{w}{m^2 \text{deg}}$]	$\bar{\Delta t}$ [°C]
		\bar{t}_w [°C]	Δt_w [°C]	\dot{G}_w [kg/h]	$\bar{\alpha}_4$ [$\frac{w}{m^2 \text{deg}}$]	\bar{t}_w [°C]	Δt_w [°C]	\dot{G}_w [kg/h]	$\bar{\alpha}_5$ [$\frac{w}{m^2 \text{deg}}$]	\bar{t}_w [°C]	Δt_w [°C]	\dot{G}_w [kg/h]	$\bar{\alpha}_6$ [$\frac{w}{m^2 \text{deg}}$]		
13	15°	84,4	29,7	134,5	11 147	87,5	31,6	118,8	15 133	85,2	30,2	146,1	10 569	9385	9,90
12	30°	85,0	28,9	134,5	11 603	87,2	29,9	120,3	13 820	84,7	29,2	144,7	9 552	9068	9,95
9	45°	85,2	27,4	140,9	11 745	87,1	28,8	123,1	13 407	84,8	27,5	148,6	9 346	8911	10,0
6	60°	86,1	28,3	110,0	10 698	87,1	28,0	101,1	10 809	84,0	32,7	109,6	7 560	8025	9,81
28	75°	86,3	29,1	92,0	10 153	86,8	28,9	94,0	98 54	84,6	31,4	105,0	7 335	7605	9,72
27	90°	85,0	28,4	94,0	7 953	84,8	26,0	101,0	7 337	84,6	25,3	131,0	7 420	7542	9,85
16	105°	81,7	24,2	141,1	7 714	83,7	24,2	121,8	7 321	81,8	24,6	147,6	6 192	7886	10,8
17	120°	81,4	23,8	139,6	6 990	83,7	23,5	121,8	7 107	82,0	24,7	149,8	6 417	7805	10,9
19	135°	81,9	28,9	113	7 166	83,3	28,1	99,7	6 688	83,4	26,4	147,5	7 684	8582	10,6
22	150°	82,6	25,9	105,2	6 360	84,5	27,3	103,0	7 598	84,0	26,6	142,7	7 956	8718	9,95
23	165°	82,8	27,2	100,0	6 466	83,7	27,8	98,0	6 800	83,6	27,9	136,4	7 658	8786	9,87
Nr pom.	β	Komora 7				$\bar{\alpha}$ [$\frac{w}{m^2 \text{deg}}$]	$\bar{\Delta t}$ [°C]								
		\bar{t}_w [°C]	Δt_w [°C]	\dot{G}_w [kg/h]	$\bar{\alpha}_7$ [$\frac{w}{m^2 \text{deg}}$]										
13	15°	79,1	30,0	161,4	6801	9385	9,90								
12	30°	79,8	28,9	159,0	6 781	9068	9,95								
9	45°	80,9	28,7	159,0	7 335	8911	10,0								
6	60°	80,4	28,8	139,6	6 231	8025	9,81								
28	75°	79,6	27,2	143,0	5 674	7605	9,72								
27	90°	82,6	27,8	145,0	7 449	7542	9,85								
16	105°	82,4	30,5	150,8	8 363	7886	10,8								
17	120°	83,4	30,1	149,7	8 992	7805	10,9								
19	135°	84,8	30,4	157,4	11 074	8582	10,6								
22	150°	86,0	28,8	160,5	12 386	8718	9,95								
23	165°	86,4	29,9	150,8	12 756	8786	9,87								

Uwagi: \bar{t}_w jest średnią temperaturą wewnętrzną powierzchni łopatki dla poszczególnych pasów. Część wewnętrzna łopatki leżąca w obrębie poszczególnych komór wodnych nazywa się pasem. Powierzchnia poszczególnych pasów:

$$A_1 = 5,34 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$$

$$A_3 = 4,82 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2,$$

$$A_5 = 4,73 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2,$$

$$A_7 = 5,71 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$$

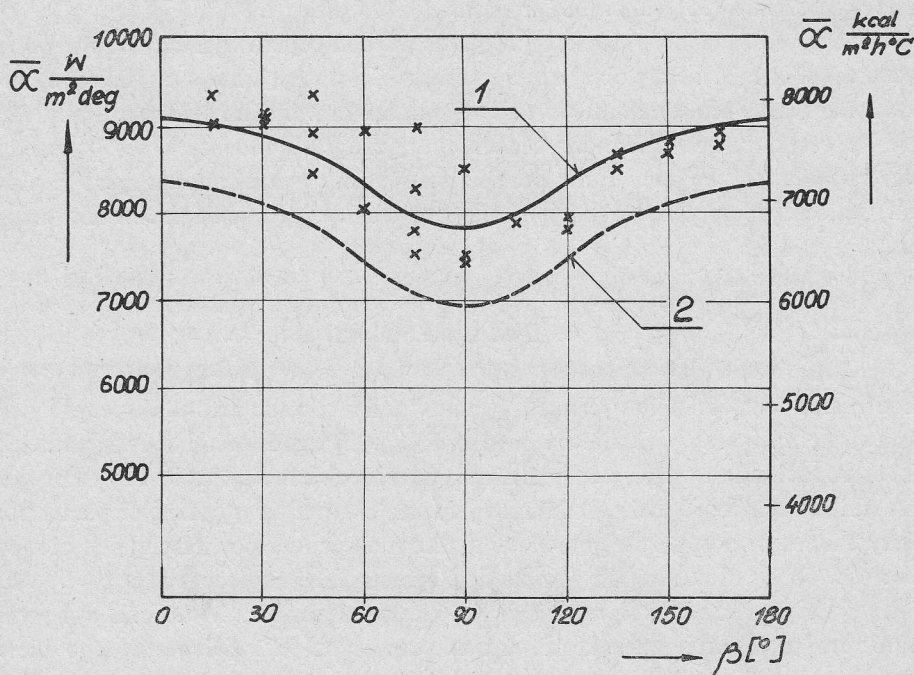
$$A_2 = 5,29 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2,$$

$$A_4 = 4,53 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2,$$

$$A_6 = 5,78 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2,$$

wlotowa wody, zależnie od dnia w którym przeprowadzano eksperymenty, zmieniała się w granicach $t_{wl} = 7 \div 11^\circ\text{C}$. Prędkość wody w komorach zmieniano w niewielkim zakresie $w = 0,2 \div 0,3$ m/s.

Przy takich warunkach prowadzenia badań średnia różnica temperatur między temperaturą nasycenia pary ($t_s = 93,6^\circ\text{C}$) a temperaturą ścianki była prawie stała i wynosiła 10°C .



Rys. 9. Teoretyczne i eksperymentalne wartości $\bar{\alpha}$ średniego współczynnika wymiany ciepła dla łopatki w funkcji kąta β
1 – wartości teoretyczne z uwzględnieniem falowania kondensatu, 2 – wartości teoretyczne bez uwzględnienia falowania, x – wartości eksperymentalne

Średni współczynnik wymiany ciepła przy kondensacji obliczano dla danego pasa łopatki jako

$$\bar{\alpha}_i = \frac{Q_i}{A_i \Delta t_i} \quad (35)$$

Ciepło Q_i , pobrane przez wodę w komorze i -tej, wyznaczono z bilansu

$$Q_i = \dot{G}_{wi} c_p (t_{wyl} - t_{wl}) \quad (36)$$

Średni współczynnik wymiany ciepła oraz różnicę temperatur dla łopatki określano jako

$$\bar{\alpha} = \frac{\bar{\alpha}_1 A_1 + \dots + \bar{\alpha}_7 A_7}{\sum_1^7 A_i} \quad (37)$$

$$\overline{\Delta t} = \frac{\sum_1^7 Q_i}{\sum_1^7 \bar{\alpha}_i A_i} \quad (38)$$

Niektóre wartości współczynników $\bar{\alpha}_i$, $\bar{\alpha}$ oraz różnicy temperatur $\overline{\Delta t}$ wyznaczone z pomiarów za pomocą zależności (35), (37) i (38) przedstawiono w tabeli 1.

Na rys. 9 przedstawiono wartości teoretyczne współczynnika wymiany ciepła obliczone na podstawie (30) i (31). Przy obliczaniu tych wartości uwzględniono poprawkę ε_v na ruch falowy kondensatu. Maksymalna wartość tej poprawki wynosiła 1,13 dla liczby $Re_{\max} = 76,5$. Poprawki ε_v na zmienność własności fizycznych kondensatu nie uwzględniono z uwagi na małą różnicę temperatur $\overline{\Delta t}$. Dla porównania wykreślono na rys. 9 (linia przerywana) wartości teoretyczne współczynników α , bez uwzględnienia ruchu falowego kondensatu.

6. Dyskusja i wnioski

Porównanie wartości teoretycznych współczynnika z wartościami eksperymentalnymi przedstawione na rys. 9 wskazuje na bardzo dobrą ich zgodność. Nieuwzględnienie poprawki ε_v na ruch falowy daje, jak można zauważyć, rozbieżności około 10%. Potwierdziła się, jak widać, możliwość uwzględnienia wpływu falowania na wymianę ciepła za pomocą współczynnika ε_v w postaci przyjmowanej dla kondensacji na powierzchniach pionowych.

Wartości obliczeniowe współczynnika $\bar{\alpha}$ są symetryczne względem kąta $\beta = 90^\circ$. Eksperyment wykazuje natomiast pewną niewielką niesymetryczność. Może ona być wynikiem zalewania noska łopatki przez kondensat dla kątów $\beta > 90^\circ$. Zalewania tego nie mogą uwzględnić obliczenia teoretyczne, gdyż rozpatruje się w nich część I i II łopatki oddzielnie.

Sposób obliczania współczynników wymiany ciepła podany w pracy jest prosty i nadaje się jak najbardziej do obliczeń inżynierskich.

Należy jednak zwrócić uwagę, że eksperyment sprawdzający przeprowadzono tylko na jednym elemencie i to dużych rozmiarów, gdzie założenia przyjęte na wstępie okazały się słuszne. Wydaje się, że dla powierzchni o dużych krzywiznach istotny będzie wpływ napięcia powierzchniowego (nie uwzględnionego w pracy).

Uwzględnienie całego szeregu dodatkowych wielkości wymaga jednak dalszych badań teoretycznych i eksperymentalnych.

Praca wpłynęła do Redakcji w styczniu 1974 r.

Literatura

- [1] J. Madejski, *Teoria wymiany ciepła*. PWN, Warszawa 1964.
- [2] K. Hassan, M. Jakob, *Laminar Film Condensation of Pure Saturated Vapors on Inclined Circular Cylinders*. Transactions, ASME, 1958, s. 887.

- [3] W. P. Isaczenko, W. A. Osipow, A. S. Sukomieł, *Tiepłopriedacza*. Moskwa 1969.
 [4] A. Łabuncow, *Tiepłoeniergietyka*, 1957, nr 2.
 [5] A. Łabuncow, *Tiepłoeniergietyka*, 1957, nr 7.

Теоретическое и экспериментальное исследование конденсации водяного пара на некольцеобразной цилиндрической поверхности

Резюме

В работе представлены теоретические и экспериментальные исследования конденсации водяного пара на произвольной цилиндрической поверхности при ламинарном стекании конденсата. Теоретические расчеты были направлены на определение траектории стекания конденсата и толщины слоя конденсата вдоль этой траектории для нуссельтовой модели конденсации с добавочным условием, что отрыв слоя конденсата от поверхности стекания не имеет места.

Траектория стекания конденсата на цилиндрической поверхности является пространственной кривой, что затрудняет ее определение. Путем развертки цилиндрической поверхности в плоскость задача сводится к плоской и тогда легко определить траектории. Это следует из факта, что движение конденсата вызывается ускорением g_i (3), составляющие которого определяются зависимостью (1). Отсюда на основе зависимостей (5) ÷ (8) определяется траектория конденсата.

Толщина слоя конденсата вдоль траектории была определена путем анализа стекания конденсата в условиях переменного ускорения g_i , на основе дифференциального уравнения Бернулли (17), интеграл которого (18) является мерой этой толщины. Из предположения ламинарного стекания конденсата, с зависимости (18) получается зависимость (22), определяющая местный коэффициент теплообмена α в произвольной точке траектории.

В работе представлен способ расчета средних значений коэффициентов $\bar{\alpha}$ для траектории с учетом влияния волнения конденсата и изменности физических свойств конденсата (30).

Результаты теоретических расчетов сравнивались с собственными результатами экспериментальных исследований коэффициента $\bar{\alpha}$, которые проводились в условиях конденсации водяного пара на цилиндрической поверхности формы турбинной лопатки.

Экспериментальные и теоретические значения коэффициента $\bar{\alpha}$, представленные на рис. 9, хорошо подтверждают сходимость теории с экспериментом.

Расчет коэффициентов теплообмена на основе приведенных в работе зависимостей является простым и полностью пригодным в инженерской практике.

Theoretical and Experimental Investigation of Steam Condensation on a Non-Circular Cylindrical Surface

Summary

Theoretical analysis and experimental investigations of steam condensation on arbitrary cylindrical surface with an assumed laminar condensate run-off are presented. Theoretical calculations consisted in determining a condensate run-off trajectory and the thickness of the condensate along it by adopting the Nusselt model of condensation on the additional assumption to the effect that the condensate will not come off from the surface of the run-off.

The condensate run-off trajectory on a cylindrical surface is a space curve, consequently its determination is difficult. The problem was simplified by developing the cylindrical surface into a plane where the trajectories could then be easily determined. The motion of the condensate is induced by the acceleration g_i (3), the components of which being determined by (1). Hence the trajectory of the condensate can be determined on the basis of the relations (5) ÷ (8).

The thickness of the condensate layer along the trajectory was determined by analyzing the condensate run-off under conditions of the varying acceleration g_1 , which resulted in the Bernoulli differential equation (17), the integral (18) of which determining the thickness of the condensate layer along the trajectory. As the condensate run-off was assumed to be a laminar one, based on (18), the relation (22) for the local heat transfer coefficient α at any point of the trajectory can be obtained.

A method of calculating the average values of α coefficients was presented, account being taken of the influence of condensate undulations and variability of physical properties on the average $\bar{\alpha}$ (30).

Theoretical calculations were compared with the Author's own measurements of $\bar{\alpha}$ made for the steam condensation on the cylindrical surface shaped like a turbine blade.

Experimental and theoretical values of $\bar{\alpha}$ presented in fig. 9 show a good agreement both of the theory and experiment.

Heat transfer coefficients can easily be calculated from the formulae presented in the paper; these are most suitable for practical purposes.

Some Aspects of Application of a Regenerative Heat Exchanger for Supercritical Parameters in Steam- and Water Cycle of a Steam Power Plant

Summary

A method of determining the inlet and outlet parameters of a regenerative heat exchanger operating at supercritical working pressures is described.

A heat exchanger with water serving as the heating as well as the heated medium [1, 2] is exemplified. It was proved that on the assumption of relative flow rates of the medium through the exchanger determined temperature differences on the inlet and outlet sides are indispensable in order to have the minimum difference of temperatures inside the heat exchanger between the media exchanging the heat equal to the assumed minimum temperature difference feasible from the technical point of view.

Intense changes in physical properties of the medium, particularly within the near-critical region, make it necessary to calculate the heat exchange area on the assumption that the heat exchanger is divided into k -parts in which determined pressures as well as inlet and outlet medium temperatures exist. For the so selected parts conventional formulae for the heat-exchange [5 ÷ 9] can be used.

There is also exemplified the application of the regenerative heat exchanger for supercritical parameters in a steam- and water power-plant cycle slightly modified when compared with the concept presented in [1, 2].

A selected bibliography dealing with power-plant cycles where use is made of media other than water is listed.