

P O L S K A A K A D E M I A N A U K
INSTYTUT MASZYN PRZEPLYWOWYCH

PRACE
INSTYTUTU MASZYN
PRZEPLYWOWYCH

TRANSACTIONS

OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

86

WARSZAWA — POZNAŃ 1983

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

RADA REDAKCYJNA - EDITORIAL BOARD

TADEUSZ GERLACH · HENRYK JARZYNA · JERZY KRZYŻANOWSKI
STEFAN PERYCZ · WŁODZIMIERZ PROSNAK · KAZIMIERZ STELER
ROBERT SZEWAŁSKI (PRZEWODNICZĄCY - CHAIRMAN) · JÓZEF ŚMIGIELSKI

KOMITET REDAKCYJNY - EXECUTIVE EDITORS

KAZIMIERZ STELER - REDAKTOR - EDITOR
WOJCIECH PIETRASZKIEWICZ · ZENON ZAKRZEWSKI
ANDRZEJ ŻABICKI

REDAKCJA - EDITORIAL OFFICE

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

Copyright

by Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Warszawa 1983

Printed in Poland

ISBN 83-01-04798-4

ISSN 0079-3205

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE - ODDZIAŁ W POZNANIU

Nakład 300+90 egz.

Ark. wyd. 10. Ark. druk. 8,5

Pap. druk. sat. kl. V, 70 g

Nr zam. 47/203

Oddano do składania 8 XI 1982 r.

Podpisano do druku 31 V 1983 r.

Druk ukończono w czerwcu 1983 r.

E-9/324. Cena zł 100,-

DRUKARNIA UNIwersytetu IM. A. MICKIEWICZA W POZNANIU

JANUSZ KOWALSKI, MARIAN TRELA

Gdańsk

Uproszczona analiza wymiany ciepła podczas opływu walca powietrzem mgłowym*

Przedstawiono model wymiany ciepła między strumieniem powietrza mgłowego a całkowicie pokrytą filmem wodnym powierzchnią walca, opierając się na analizie zjawisk zachodzących w warstwie przyściennej powietrza oraz filmu. Otrzymane teoretyczne wartości strumieni ciepłych porównano z własnymi badaniami oraz z danymi eksperymentalnymi Hodgsona [5] uzyskując zadowalającą zgodność.

Oznaczenia

- | | |
|---|---|
| A – przekrój kanału, | w – składowa poprzeczna prędkości gazu w warstwie przyściennej, |
| A_1 – współczynnik określony w tekście, | V – obwodowa prędkość gazu poza warstwą przyścinną, |
| a – dyfuzyjność cieplna, | x – zawartość wilgoci w strumieniu powietrza (w postaci kropel), $\dot{m}_{kl}/\dot{m}_g$, |
| B – współczynnik określony w tekście, | y – odległość od ścianki walca, |
| C_p – ciepło właściwe, | z – współrzędna obwodowa walca, |
| C_1, C_2 – współczynniki określone w tekście, | α – współczynnik przejmowania ciepła, |
| D – średnica walca, | β – współczynnik przejmowania masy, |
| d – średnica kropel, | δ – grubość, |
| L – długość walca, | φ – kąt, |
| M – masa cząsteczkowa, | λ – przewodność cieplna, |
| m – strumień masy na jednostkę czasu, | μ, ν – współczynniki lepkości, |
| p – ciśnienie, | ρ – gęstość, |
| Pr – liczba Prandtla, $\mu \cdot C_p / \lambda$, | τ_0 – napężenie styczne na obwodzie walca, |
| Q – strumień cieplny, | ξ – współczynnik separacji. |
| q – gęstość strumienia cieplnego, | |
| q_v – gęstość upustu ciepła na jednostkę czasu i objętości, | |
| R – promień walca, | |
| r – ciepło parowania, | |
| Re – liczba Reynoldsa, $U \cdot D / \nu$, | |
| Stk – liczba Stokesa, $U \rho d^2 / 18 \mu D$, | |
| t – temperatura, | |
| U – średnia prędkość w kanale, | |
| u – składowa obwodowa prędkości gazu w warstwie przyściennej, | |

Indeksy dotyczą:

- | |
|--|
| C – konwekcji, |
| CS – konwekcji dla powietrza bez kropel dla całego walca, |
| CSP – konwekcji dla powietrza bez kropel w przedniej części walca, |
| CST – konwekcji dla powietrza bez kropel w tylnej części walca, |

* Praca wykonana w ramach problemu międzyresortowego MR.I.26, „Podstawy projektowania maszyn i urządzeń energetycznych”, grupa tematyczna 06.

d – strumienia masy kropeł dopływających do walca,	s – separacji,
f – powierzchni filmu,	t – termicznej warstwy przyściennej,
g – gazu, powietrza,	w – ścianki walca,
kr – kropeł,	v – pary wodnej,
l – cieczy, filmu,	∞ – strumienia swobodnego poza warstwą przyścienną,
m – mieszaniny (powietrze + para wodna),	$\cdot$ – pierwszej pochodnej,
p – podgrzewania, przedniej części walca,	$\ddot{}$ – drugiej pochodnej,
r – odparowania,	$-$ – wartości średniej.

1. Wstęp

Wymiana ciepła zachodząca między przepływem powietrza mgłowego zawierającego krople wody a ścianką jest przedmiotem zainteresowania od wielu lat, z uwagi na rolę tego zjawiska w wielu procesach technicznych. W celu rozeznania zjawiska wymiany ciepła w wymiennikach omywanych powietrzem mgłowym przeprowadza się badania wymiany ciepła dla elementów, z których jest zwykle zbudowany wymiennik ciepła, tzn. rur i płyt.

Zagadnienie wymiany ciepła przy opływie płyty powietrzem mgłowym rozpatrywano dla dwóch przypadków:

- dla turbulentnej warstwy przyściennej [1],
- dla laminarnej warstwy przyściennej [2].

Analizując wymianę ciepła przy opływie płyty powietrzem mgłowym M. Trela [2] uwzględnił w równaniu energii człon reprezentujący upusty ciepła spowodowane obecnością kropeł w warstwie przyściennej nad płytą pokrytą filmem wodnym. Przy istnieniu wymiany ciepła między kroplami a powietrzem w warstwie przyściennej ulega zwiększeniu całkowity strumień ciepła między płytą a powietrzem mgłowym. Porównanie analizy teoretycznej z wynikami badań przeprowadzone w [3] wykazało zadowalającą zgodność.

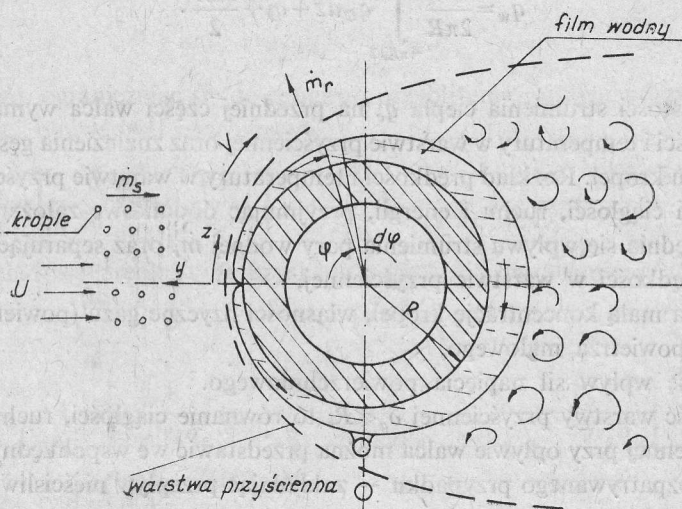
Prace dotyczące wymiany ciepła przy opływie walca powietrzem mgłowym mają najczęściej charakter eksperymentalny, np. [4, 5, 6]. W nielicznych opracowaniach teoretycznych, analizę przeprowadzono dla dużych prędkości, przy których wymiana ciepła jest zdominowana przez strumień separujących się kropeł.

I. C. Finlay [7] przeprowadził teoretyczne rozważania wymiany ciepła na przedniej części walca. Założył on, że ciepło podgrzania filmu wodnego stanowi główną część ciepła oddanego na powierzchni walca. Autor ten uwzględnił wpływ strumienia separujących się kropeł na ruch filmu oraz na przyrost temperatury w warstwie filmu. Otrzymane zależności są zgodne z eksperymentem w pewnym zakresie parametrów. W modelu przedstawionym przez M. Goldsteina i in. [8] przyjęto, że intensyfikacja wymiany ciepła wynika z oddziaływania kropeł na warstwę filmu w przedniej części walca. Analizę wymiany ciepła dokonano opierając się na równaniach ciągłości, ruchu i energii dla filmu, pomijając efekt odparowania. W zależności od parametrów hydrodynamicznych powietrza mgłowego uwzględniono wpływ warstwy przyściennej na film wodny.

W niniejszej pracy przedstawiono model wymiany ciepła między powietrzem mgłowym a całkowicie pokrytą filmem powierzchnią poziomego walca, opierając się na uproszczonej analizie zjawisk zachodzących w warstwie przyściennej powietrza i filmu. Dotyczy on warunków, przy których przepływ w warstwie przyściennej gazu oraz w filmie jest laminarny.

2. Analiza wymiany ciepła podczas opływu walca powietrzem mgłowym – wariant I

Podczas opływu walca powietrzem mgłowym część kropeł zawarta w strumieniu separuje się, tworząc warstwę filmu poruszającego się po obwodzie walca (rys. 1). Nad powierzchnią filmu znajduje się warstwa przyścienna gazu (zawierająca także krople wody) odrywająca się w przybliżeniu przy $\varphi = \pm\pi/2$, licząc od punktu spiętrzenia.



Rys. 1. Model opływu walca powietrzem mgłowym

Dotychczasowe modele obliczeniowe – w przypadku walca – nie uwzględniały wymiany ciepła spowodowanej termicznym oddziaływaniem kropeł na warstwę przyścienną [7, 8]. Takie założenie może być uzasadnione tylko dla dużych prędkości przepływu, przy których czas przebywania kropeł w warstwie przyściennej jest mały. W przypadku gdy mamy do czynienia z małymi prędkościami przepływu, powyższe założenie nie jest uzasadnione.

W zależności od prędkości przepływu powietrza mgłowego w niniejszej pracy przyjęto dwa zasadnicze warianty modelu. Pierwszy, analizowany w tym rozdziale dotyczy małych prędkości przepływu i opiera się na przyjęciu następujących założeń:

- 1) przenikające przez warstwę przyścienną krople podgrzewają się do temperatury filmu,
- 2) opór cieplny filmu jest pomijalnie mały, co prowadzi do równości $t_w = t_f$,
- 3) oddziaływanie kropeł na wymianę ciepła zachodzi tylko na przedniej części walca (tj. w zakresie kąta $\varphi = \pm\pi/2$),
- 4) pomija się mechaniczne oddziaływanie kropeł na warstwę przyścienną powietrza oraz filmu wodnego, co ogranicza analizę do niezbyt wysokiej koncentracji kropeł,
- 5) temperatura powierzchni walca jest stała i wyższa od temperatury powietrza mgłowego,
- 6) temperatura kropeł poza warstwą przyścienną jest równa temperaturze otaczającego je powietrza.

Dla przyjętych powyżej założeń ciepło przekazane od ścianki walca do powietrza mgłowego jest sumą ciepła przenoszonego na drodze konwekcji i przewodzenia (w przedniej części walca Q_c , zaś w tylnej Q_{cST}) oraz ciepła wynikającego z odparowania filmu Q_r ; wobec tego średnią wartość gęstości strumienia ciepłego na ścianie $\bar{q}_w$ można określić jako:

$$\bar{q}_w = \frac{1}{2\pi R} \int_{-\pi R/2}^{+\pi R/2} q_c dz + \bar{q}_r + \frac{\bar{q}_{cST}}{2}. \quad (2.1)$$

Wyznaczenie gęstości strumienia ciepła q_c na przedniej części walca wymaga określenia profilów prędkości i temperatury w warstwie przyściennej oraz znalezienia gęstości separujących się na walcu kropel. Rozkład prędkości i temperatury w warstwie przyściennej wyznaczono z równań ciągłości, ruchu i energii, przyjmując dodatkowe założenia:

7) nie uwzględnia się wpływu strumienia pary wodnej $\dot{m}_r$ oraz separujących się kropel $\dot{m}_s$ na profil prędkości w warstwie przyściennej,

8) z uwagi na małą koncentrację kropel, własności fizyczne gazu (powietrza) reprezentują własności powietrza mgłowego,

9) pomija się wpływ sił napięcia powierzchniowego.

Jeżeli grubość warstwy przyściennej $\delta_g \ll R$, to równanie ciągłości, ruchu i energii dla warstwy przyściennej przy opływie walca można przedstawić we współrzędnych prostokątnych [9]. Dla rozpatrywanego przypadku – zakładając przepływ nieściśliwy – mają one następującą postać:

$$\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} = 0, \quad (2.2)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial z} + w \frac{\partial u}{\partial y} = V \frac{dV}{dz} + v_g \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \quad (2.3)$$

$$u \frac{\partial t}{\partial z} + w \frac{\partial t}{\partial y} = a_g \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} - \frac{q_v}{c_{pg} \rho_g}. \quad (2.4)$$

W równaniu ruchu (2.3) człon ciśnienia określono zakładając opływ potencjalny walca, zaś w równaniu energii pominięto dyssypację energii, uwzględniając jednakże upusty ciepła w warstwie przyściennej spowodowane oddziaływaniem termicznym kropel.

2.1. Wyznaczenie profilu prędkości oraz grubości warstwy przyściennej

Wprowadzając nową zmienną $Y = y - \delta_l$ można z równania (2.2) wyznaczyć składową prędkości w

$$w = \int_0^Y \frac{\partial u}{\partial z} dY. \quad (2.5)$$

Wykorzystując związek (2.5) równanie ruchu napiszemy w postaci

$$u \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial Y} \int_0^Y \frac{\partial u}{\partial z} \cdot dY = v_g \frac{\partial^2 u}{\partial Y^2} + V \frac{dV}{dz}. \quad (2.6)$$

Równanie (2.6) rozwiązano iteracyjną metodą Szweca [9] dla następujących warunków brzegowych:

$$Y=0, \quad u=u_f, \quad Y=\delta_g, \quad u=V, \quad (2.7)$$

w wyniku czego, ograniczając się do drugiego przybliżenia, otrzymano zależność na składową prędkości obwodowej u w postaci

$$u = \left[-\frac{\dot{\delta}_g V^2}{24v_g \delta_g^3} + \frac{\dot{V}V}{24v_g \delta_g^2} \right] Y^4 - \frac{\dot{V}V}{2v_g} Y^2 + \left[\frac{V}{\delta_g} + \frac{\dot{\delta}_g V^2}{24v_g} + \frac{11\dot{V}V\delta_g}{24v_g} \right] Y. \quad (2.8)$$

Poprzeczna składowa prędkości w uzyskana z (2.5), po uwzględnieniu (2.8), wynosi

$$w = A_1 Y^5 + B Y^3 + C_1 Y^2, \quad (2.9)$$

gdzie

$$\begin{aligned} A_1 &= \left[\frac{\ddot{\delta}_g V^2}{120v_g \delta_g^3} + \frac{\dot{V}V\dot{\delta}_g}{30v_g \delta_g^3} - \frac{\ddot{V}V}{120v_g \delta_g^2} - \frac{\dot{V}}{120v_g \delta_g^2} - \frac{\dot{\delta}_g^2 V^2}{40v_g \delta_g^4} \right], \\ B &= \left[\frac{\dot{V}^2}{6v_g} + \frac{\dot{V}V}{6v_g} \right], \\ C_1 &= \left[\frac{V\dot{\delta}_g}{2\delta_g^2} - \frac{\dot{V}}{2\delta_g} - \frac{\dot{\delta}_g V^2}{48v_g} - \frac{11\ddot{V}V\delta_g}{48v_g} - \frac{13\dot{V}V\dot{\delta}_g}{48v_g} - \frac{11\dot{V}^2\delta_g}{48v_g} \right]. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Grubość warstwy przyściennej wyznaczono z równania (2.8), spełniając warunek ciągłości profilu na granicy warstwy:

$$\frac{\partial u}{\partial Y} = 0 \quad \text{dla} \quad Y = \delta_g \quad (2.11)$$

otrzymując dla $V = 2U \sin Z/R$ [10] grubość warstwy przyściennej

$$\delta_g = \frac{1,04R}{Re^{0,5} \sin^3 \frac{Z}{R}} \left[8 + 4 \cos^3 \frac{Z}{R} - 12 \cos \frac{Z}{R} - 3 \cos \frac{Z}{R} \sin^4 \frac{Z}{R} \right]^{0,5}. \quad (2.12)$$

2.2. Wyznaczenie profilu temperatury oraz gęstości strumienia ciepła

Na podstawie zależności (2.8) i (2.9) przystąpiono do rozwiązania równania (2.4), w którym uwzględniono upusty ciepła q_v . Krople przenikające przez warstwę nagrzewają się pobierając ciepło od otaczającego gazu, w wyniku czego ulega zintensyfikowaniu wymiana ciepła. Średnią wartość gęstości strumienia upustu ciepła można określić dla

tego przypadku jako:

$$q_v = \frac{\dot{m}_s C_{pl}(t_f - t_\infty)}{\pi RL \delta_g} \quad (2.13)$$

Dla rozwiązywania równania energii (2.4) zastosowano również metodę kolejnych przybliżeń, w którym każde kolejne przybliżenie n musi spełniać warunki:

$$\begin{aligned} t_n &= t_f & \text{dla } Y &= 0, \\ t_n &= t_\infty & \text{dla } Y &= \delta_t, \end{aligned} \quad (2.14)$$

oraz $\frac{\partial t_n}{\partial Y} = 0$ dla $Y = \delta_t$.

Korzystając z równań (2.8) i (2.9) oraz spełniając warunki (2.14), przy założeniu

$$\delta_t = \delta_g Pr^{-0,33}, \quad (2.15)$$

otrzymano dla drugiego przybliżenia rozwiązanie równania (2.4) w postaci

$$\begin{aligned} t = t_f + \frac{(t_\infty - t_f) Pr^{0,33}}{a_g v_g} & \left[\left(\frac{\dot{\delta}_g V^2}{2500 \delta_g^5} + \frac{\dot{\delta}_g \dot{V} V}{5040 \delta_g^4} + \frac{\ddot{\delta}_g V^2}{5040 \delta_g^4} - \frac{\ddot{V} V}{5040 \delta_g^3} - \frac{\dot{V}^2}{5040 \delta_g^3} + \frac{A_1 v_g}{42 \delta_g} \right) Y^7 + \right. \\ & + \left(\frac{\dot{V} V \dot{\delta}_g}{40 \delta_g} + \frac{B v}{20 \delta_g} \right) Y^5 + \left(\frac{C_1 v_g}{12 \delta_g} - \frac{V \dot{\delta}_g v_g}{12 \delta_g^3} - \frac{\delta_g^2 V^2}{288 \delta_g^2} - \frac{11 \dot{V} V \delta_g}{288 \delta_g} \right) Y^4 - \frac{\dot{m}_s C_{pl} v_g}{2 C_{pg} \rho_g \delta_g} Y^2 \Big] + \\ & - \frac{(t_f - t_\infty)}{a_g} \left[\frac{Pr^{0,33} a_g}{\delta_g} + 0,0417 \frac{\dot{V} V \dot{\delta}_g \delta_g}{v_g} + 0,0127 \frac{\ddot{V} V \delta_g^3}{v_g} + 0,0037 \frac{\delta_g^2 \dot{\delta}_g V^2}{v_g} + 0,052 V \dot{\delta}_g + \right. \\ & \left. \left. + \frac{\dot{m}_s Pr^{-0,33} C_{pl}}{2 \pi RL \rho_p C_{pg}} \right] Y. \quad (2.16) \end{aligned}$$

Znając rozkład temperatury (2.16) w warstwie przyściennej można obliczyć lokalną gęstość strumienia ciepła na przedniej części walca

$$\begin{aligned} \dot{q}_c = -\lambda_g \left(\frac{\partial t}{\partial Y} \right)_{Y=0} &= \frac{\lambda_g (t_f - t_\infty)}{a_g} \left[\frac{Pr^{0,33} a_g}{\delta_g} + 0,0417 \frac{\dot{V} V \dot{\delta}_g \delta_g}{v_g} + 0,0127 \frac{\ddot{V} V \delta_g^3}{v_g} + \right. \\ & \left. + 0,0037 \frac{\delta_g^2 \dot{\delta}_g V^2}{v_g} + 0,052 V \dot{\delta}_g + \frac{\dot{m}_s Pr^{-0,33} C_{pl}}{2 \pi RL \rho_g C_{pg}} \right]. \quad (2.17) \end{aligned}$$

2.3. Strumień wyseparowanej masy $\dot{m}_s$

Przeprowadzona analiza wymiany ciepła dotyczy kropeł podlegających inercyjnemu oraz dyfuzyjnym mechanizmowi separacji. Strumień masy separujących się na walcu kropeł $\dot{m}_s$ oblicza się w takim przypadku biorąc pod uwagę strumień kropeł dopływających do walca $\dot{m}_d$ oraz współczynnik separacji ξ . Między nimi zachodzi związek

$$\dot{m}_s = \xi \dot{m}_d = \xi \frac{2RL}{A} \dot{m}_{kr} = \xi \frac{2RL}{A} x \dot{m}_g. \quad (2.18)$$

Na podstawie równania ruchu kropeł w strumieniu gazu, wyznaczono w pracy [11] współczynnik separacji ξ w postaci funkcji

$$\xi = f(Stk, Re_{kr}), \quad (2.19)$$

przy czym

$$Stk = \frac{\rho_l d^2 U}{18 \mu_g D}, \quad Re_{kr} = 0,52 \left(\frac{Ud}{\nu_l} \right)^{0,5}.$$

Przy obliczaniu strumienia masy separujących się na walcu kropeł wzięto pod uwagę fakt, iż separacji podlegają krople o różnej średnicy. Średnią wartość współczynnika separacji kropeł dla takiego przypadku można określić jako

$$\bar{\xi} = \frac{\sum_d [\xi(d) d^3 \Delta n]}{\sum_d (d^3 \Delta n)}, \quad (2.20)$$

gdzie Δn – liczba kropeł w danym przedziale średnic.

2.4. Gęstość strumienia ciepła wynikającego z odparowania filmu

Przy całkowitym zwilżeniu walca warstwą filmu, średnia gęstość strumienia ciepła związanego z odparowaniem filmu daje się przedstawić, na podstawie [13], jako

$$\bar{q}_r = \bar{\beta} \frac{M_v}{M_m} \frac{P_{vf} - P_{v\infty}}{\bar{P}_g} r. \quad (2.21)$$

Dla obliczenia współczynnika wymiany masy $\bar{\beta}$ najwygodniej posłużyć się związkiem wynikającym z analogii wymiany ciepła i masy

$$\bar{\beta} = \frac{\bar{\alpha}_{CS}}{C_{pg}}. \quad (2.22)$$

2.5. Gęstość strumienia ciepła na tylnej części walca

Średnią wartość $\bar{q}_{CST}$ w tylnej części walca można przedstawić jako

$$\bar{q}_{CST} = 2\bar{q}_{CS} - \frac{1}{\pi R} \int_{-\pi R/2}^{+\pi R/2} q_{CSP} dz, \quad (2.23)$$

gdzie

$$\bar{q}_{CS} = \bar{\alpha}_{CS}(t_f - t_\infty). \quad (2.24)$$

Średnią wartość współczynnika przejmowania ciepła $\bar{\alpha}_{CS}$ dla walca najłatwiej jest obliczać z zależności Hilperta ([15], str. 279):

$$Nu = \frac{\bar{\alpha}_{CS} D}{\lambda_g} = C_2 Re^n, \quad (2.25)$$

w której współczynniki C_2 i n są funkcjami liczby Re . Natomiast gęstość strumienia ciepła $\bar{q}_{CSP}$ w przedniej części walca uzyskuje się z zależności (2.17), przy założeniu $\dot{m}_s = 0$.

Jak widać z powyższej analizy, metoda obliczeniowa wymiany ciepła dla wariantu I wymaga stosunkowo żmudnych obliczeń. Sposób obliczeń upraszcza się znacznie, jeżeli bilans energii dla walca zostanie przedstawiony w nieco innej formie, niż reprezentuje to zależność (2.1).

Ponieważ obecność kropeł w warstwie przysciennej zwiększa strumień ciepła, to równanie energii można przedstawić jako

$$2\pi RL\bar{q}_w = \pi RL\bar{q}_{CP} + \pi RL\bar{q}_{CST} + 2\pi RL\bar{q}_r. \quad (2.26)$$

Średnią gęstość strumienia ciepła w przedniej części walca można przy tym przedstawić jako

$$\bar{q}_{CP} = \bar{q}_{CSP} + \Delta q_C, \quad (2.27)$$

gdzie Δq_C oznacza przyrost gęstości strumienia ciepła spowodowany istnieniem kropeł w warstwie przysciennej. Na podstawie zależności (2.17) wzrost ten wynosi

$$\Delta q_C = \frac{\lambda_g(t_f - t_\infty)}{a_g} \frac{\dot{m}_s Pr^{-0,33} C_{pl}}{2\pi RL\rho_g C_{pg}}. \quad (2.28)$$

Podstawiając (2.28) i (2.27) do (2.26) uzyskuje się po odpowiednich przekształceniach

$$\bar{q}_w = \bar{q}_{CS} + \bar{q}_r + \frac{\dot{m}_s Pr^{-0,33} C_{pl}(t_f - t_\infty)}{4\pi RL}, \quad (2.29)$$

lub dzieląc powyższy związek przez wartość strumienia $\bar{q}_{CS}$, otrzymuje się współczynnik intensyfikacji wymiany ciepła

$$\frac{\bar{q}_w}{\bar{q}_{CS}} = 1 + \frac{\bar{q}_r}{\bar{q}_{CS}} + \frac{\dot{m}_s Pr^{-0,33} C_{pl}(t_f - t_\infty)}{4\pi RL\bar{q}_{CS}}. \quad (2.30)$$

Powyższą zależność wykorzystano przy konfrontacji wariantu I z danymi eksperymentalnymi.

3. Analiza wymiany ciepła podczas opływu walca powietrzem mgłowym – wariant II

W rozdziale tym przedstawiono wariant modelu obliczeniowego dotyczący dużych prędkości przepływu. W tym przypadku zrezygnowano z założeń 1 i 2 poprzedniego wariantu, przyjmując założenie pomijające wymianę ciepła i masy między kroplami a otoczeniem w warstwie przysciennej. Na podstawie przyjętych dla tego wariantu założeń bilans energii dla filmu wodnego ma postać

$$(\bar{q}_w - \bar{q}_{CS} - \bar{q}_r)2\pi RL = 2 \int_0^{\delta_l} u_l \rho_l LC_{pl} t_l dy - \dot{m}_s C_{pl} t_\infty, \quad (3.1)$$

dzie wyrażenie

$$2 \int_0^{\delta_l} u_l \rho_l LC_{pl} t_l dy = Q_f \quad (3.2)$$

określa przyrost energii filmu na walcu. W analizie założono, iż przyrost ten następuje na przedniej części walca, tzn. w zakresie kąta $\varphi = \pm \pi/2$.

Przyjmując liniowy profil prędkości w filmie

$$u_l = \frac{y}{\delta_l} u_f = 2\bar{u}_l \frac{y}{\delta_l} \quad (3.3)$$

oraz liniowy profil temperatury

$$t_l = t_w + (t_f - t_w) \frac{y}{\delta_l}, \quad (3.4)$$

można określić średnią temperaturę filmu jako

$$\bar{t}_l = t_w + \frac{2}{3}(t_f - t_w). \quad (3.5)$$

Wobec czego przyrost energii filmu wyraża się jako

$$Q_f = \dot{m}_s C_{pl} \bar{t}_l = \dot{m}_s C_{pl} [t_w + \frac{2}{3}(t_f - t_w)]_{\varphi = \pm \pi/2}. \quad (3.6)$$

Temperaturę filmu t_f można wyznaczyć ze związku określającego lokalną wartość strumienia cieplnego dla kąta $\varphi = \pi/2$

$$q_w = \frac{\lambda_l}{\delta_l} (t_w - t_f)_{\varphi = \pi/2}, \quad (3.7)$$

stąd

$$Q_f = \dot{m}_s C_{pl} \left[t_w - \frac{2}{3} \frac{q_w \delta_l}{\lambda_l} \right]_{\varphi = \pi/2}. \quad (3.8)$$

Wyniki obliczeń zawarte w pracy ([7], rys. 3) uzasadniają przyjęcie dodatkowego założenia

$$q_w \delta_l = (q_w \delta_l)_{\varphi = \pi/2} = \bar{q}_w \bar{\delta}_l, \quad (3.9)$$

w wyniku czego przyrost energii filmu można zapisać jako

$$Q_f = \dot{m}_s C_{pl} \left[t_w - \frac{2}{3} \frac{\bar{q}_w \bar{\delta}_l}{\lambda_l} \right]. \quad (3.10)$$

Podstawiając (3.10) do (3.1) otrzymano po odpowiednich przekształceniach

$$\bar{q}_w = \frac{\bar{q}_{cs} + \bar{q}_r + \frac{\dot{m}_s C_{pl}}{2\pi RL} (t_w - t_\infty)}{1 + \frac{\dot{m}_s C_{pl} \bar{\delta}_l}{3\pi RL \lambda_l}}. \quad (3.11)$$

Jak widać z powyższego związku, dla wyznaczenia gęstości strumienia cieplnego $\bar{q}_w$ należy przede wszystkim określić średnią grubość filmu $\bar{\delta}_l$ na walcu (inne wielkości jak $\bar{q}_{cs}$, $\bar{q}_r$, $\dot{m}_s$ określa się analogicznie jak w rozdziale 2). W prezentowanym tu wariantcie modelu przyjęto dodatkowo założenie, iż reprezentatywna dla wymiany ciepła jest średnia grubość filmu na przedniej części walca.

Obliczenia wykazują, że dla rozpatrywanych tu warunków gęstość strumienia masy separujących się kropel jest wielokrotnie większa od gęstości strumienia masy odparowanej ($\dot{m}_s \gg \dot{m}_r$), wobec czego bilans masy dla filmu wyraża związek

$$\int_0^z \frac{\dot{m}_s}{2R} \cos \varphi dz = \bar{u}_l \rho_l \delta_l l, \quad (3.12)$$

z którego wynika grubość filmu

$$\delta_l = \frac{\dot{m}_s \sin \varphi}{2 \bar{u}_l \rho_l L}. \quad (3.13)$$

Dla liniowego profilu prędkości średnią prędkość filmu można wyrazić jako

$$\bar{u}_l = \frac{\tau_0 \delta_l}{2 \mu_l}, \quad (3.14)$$

co po podstawieniu do (3.13) prowadzi do zależności określającej rozkład grubości filmu na walcu w przedniej jego części

$$\delta_l = \sqrt{\frac{\dot{m}_s \sin \varphi \nu_l}{\tau_0 L}}. \quad (3.15)$$

Jak widać z powyższego związku, przy przyjętych powyżej założeniach, rozkład grubości filmu zależy od rozkładu naprężeń stycznych τ_0 na walcu. Na granicy rozdziału faz (film – warstwa przyscienna) naprężenia te wynoszą

$$\tau_0 = \mu_g \left(\frac{\partial u}{\partial Y} \right)_{Y=0}, \quad (3.16)$$

co przy uwzględnieniu równania (2.8) prowadzi do związku

$$\bar{\tau}_0 = \mu_g \left(\frac{V}{\delta_g} + \frac{\dot{\delta}_g V^2}{24 \nu_g} + \frac{11 \dot{V} V \dot{\delta}_g}{24 \nu_g} \right). \quad (3.17)$$

Mając rozkład naprężeń τ_0 można obliczyć ze związku (3.15) rozkład grubości filmu w przedniej części walca, a w konsekwencji jego średnią grubość jako

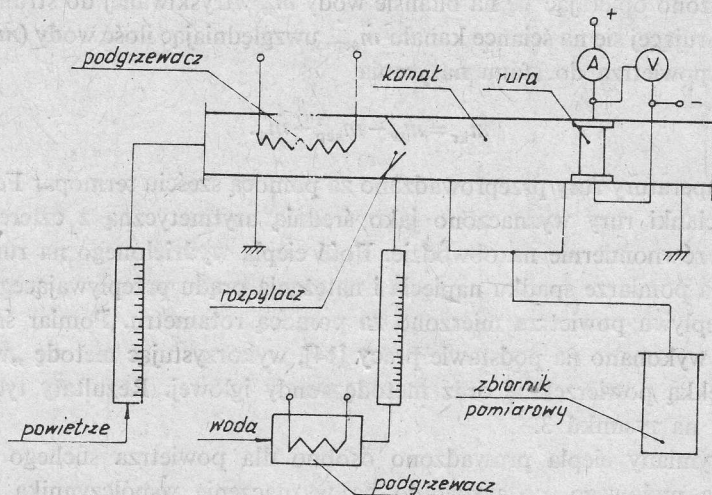
$$\bar{\delta}_l = \frac{2}{\pi R} \int_0^{\pi R/2} \delta_l dz. \quad (3.18)$$

Obliczona w ten sposób średnia grubość filmu $\bar{\delta}_l$ na przedniej części walca posłużyła do wyznaczenia $\bar{q}_w$ według zależności (3.11) oraz w konsekwencji do obliczenia stosunku $\bar{q}_w / \bar{q}_{CS}$.

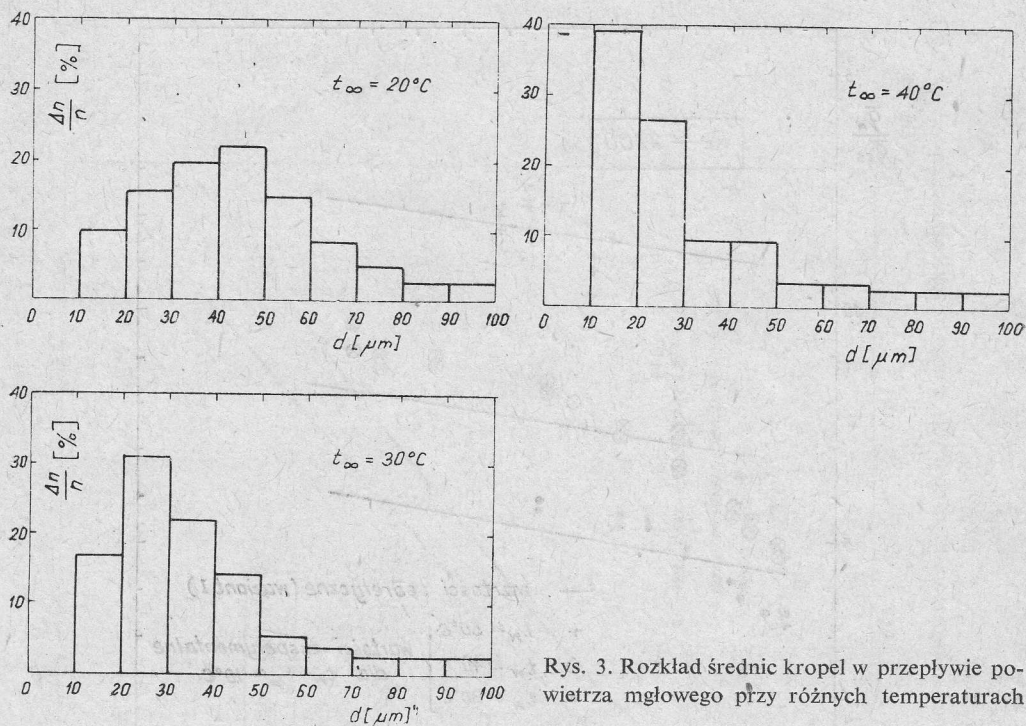
4. Doświadczalna weryfikacja modelu teoretycznego

W celu sprawdzenia modelu teoretycznego przedstawionego w rozdziałach 2 i 3, przeprowadzono własne badania oraz skorzystano z danych eksperymentalnych Hodgsona [5].

Badania własne wymiany ciepła podczas opływu walca powietrzem mgłowym zreali-



Rys. 2. Schemat stoiska badawczego



Rys. 3. Rozkład średnic kropeł w przepływie powietrza mgłowego przy różnych temperaturach

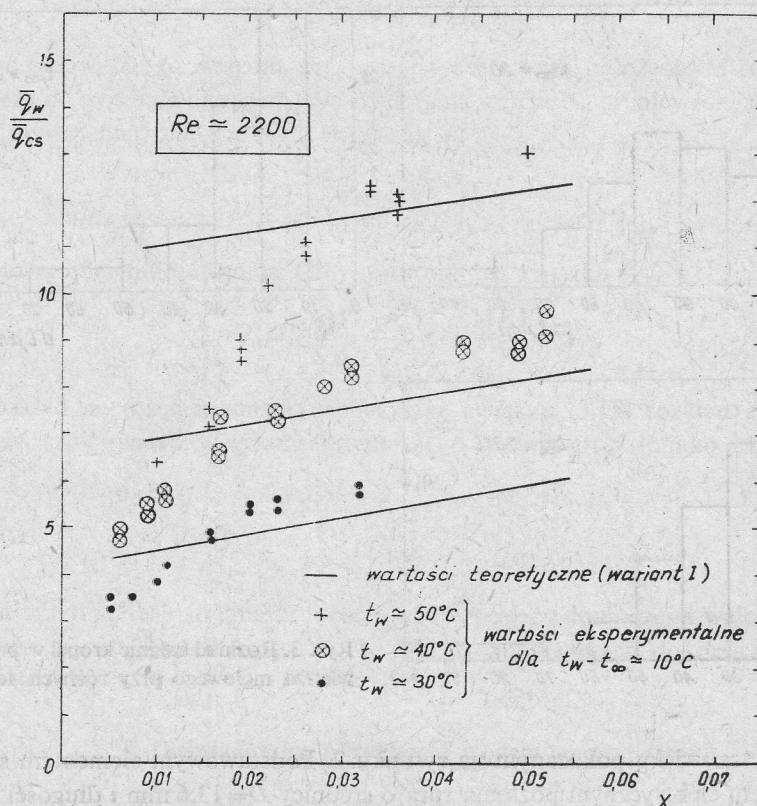
zowano na stanowisku pokazanym na rysunku 2. Podstawowym elementem stoiska była grzana prądem elektrycznym pozioma rura o średnicy $D=13,6$ mm i długości $L=72$ mm, umieszczona wewnątrz kanału o średnicy 72 mm. Mieszaninę dwufazową powietrze-krople wody wytwarzano przy użyciu rozpylacza eżektorowego. Zawartość wilgoci (wody w posta-

ci kropel) mierzono opierając się na bilansie wody $\dot{m}_w$ wtryskiwanej do strumienia powietrza, wody separującej się na ścianie kanału $\dot{m}_{sep}$, uwzględniając ilość wody ($\dot{m}_n$) potrzebnej do nawilżenia powietrza do stanu nasycenia

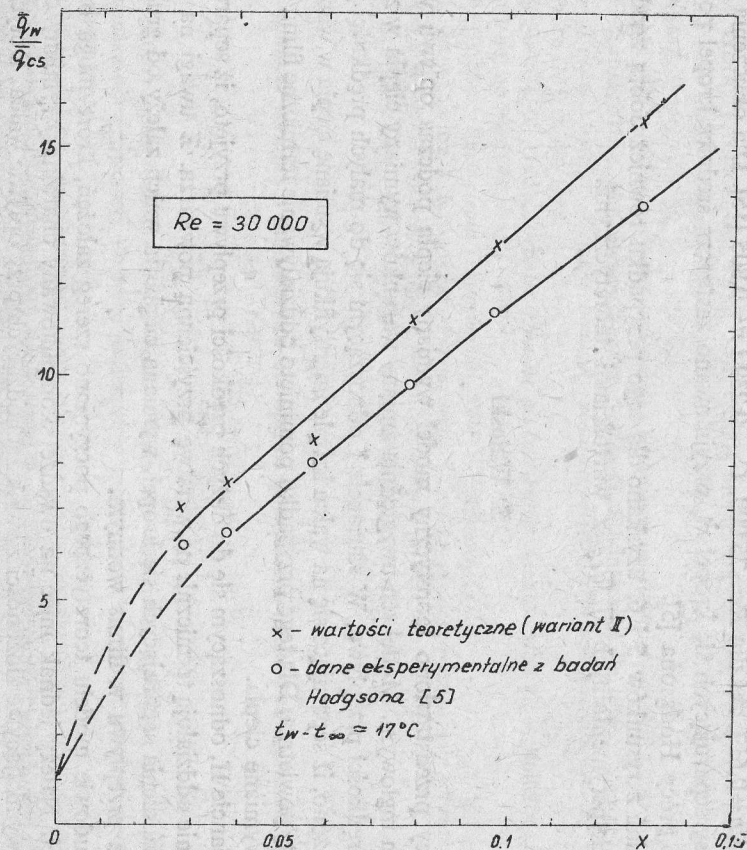
$$\dot{m}_{kr} = \dot{m}_w - \dot{m}_{sep} - \dot{m}_n. \quad (4.1)$$

Pomiar temperatury rury przeprowadzano za pomocą sześciu termopar Fe-Co. Średnią temperaturę ścianki rury wyznaczono jako średnią arytmetyczną z czterech termopar usytuowanych równomiernie na obwodzie. Ilość ciepła wydzielonego na rurze mierzono opierając się na pomiarze spadku napięcia i natężenia prądu przepływającego przez rurę. Natężenie przepływu powietrza mierzono za pomocą rotametu. Pomiar średnic kropel i ich rozkładu wykonano na podstawie pracy [14], wykorzystując metodę „wylapywania” kropel na miękką powierzchnię oraz metodę sondy igłowej. Rezultaty tych pomiarów przedstawiono na rysunku 3.

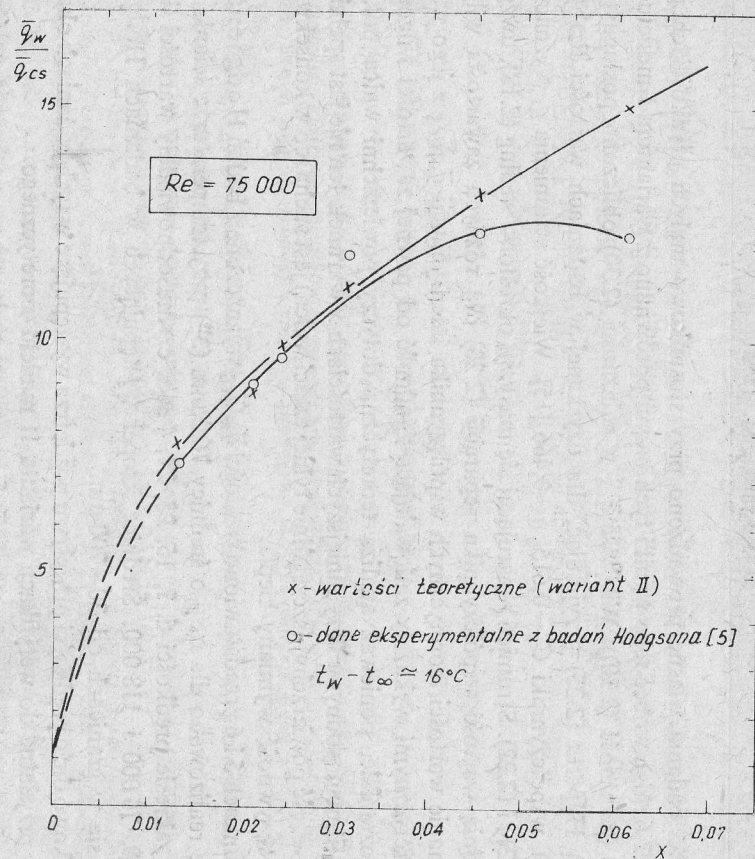
Badania wymiany ciepła prowadzono osobno dla powietrza suchego (bez kropel) oraz powietrza mgłowego, co pozwoliło na wyznaczenie współczynnika intensyfikacji będącego ilorazem $\bar{q}_w/\bar{q}_{cs}$ w funkcji zawartości wilgoci x . Wyniki tych badań przedstawione są na rysunku 4.



Rys. 4. Wielkości teoretyczne i eksperymentalne współczynnika $\bar{q}_w/\bar{q}_{cs}$ w funkcji zawartości wilgoci x



Rys. 5. Porównanie wartości teoretycznych $\bar{q}_w/\bar{q}_{cs}$ z danymi eksperymentalnymi



Rys. 6. Porównanie wartości teoretycznych $\bar{q}_w/\bar{q}_{cs}$ z danymi eksperymentalnymi

Ponieważ badania własne prowadzono przy stosunkowo małych prędkościach przepływu ($u \approx 2,6$ m/s), wobec tego wyniki tych badań porównano z wariantem I modelu teoretycznego (zależność (2.30)). Wielkość $\bar{q}_{CS}$ w zależności (2.30) obliczono posługując się zależnością Hilperta (2.25) przyjmując, dla uzyskanej w badaniach wartości liczby Re ($Re \approx 2200$), współczynniki $C_2 = 0,615$, $n = 0,466$ [15]. Wielkość strumienia $\bar{q}_r$ wyznaczono według (2.21) i (2.22). Strumień separującej się masy $\dot{m}_s$ określono według (2.18), uwzględniając średnią wartość współczynnika separacji (2.20) dla różnych zawartości wilgoci.

Porównanie wartości teoretycznych współczynnika intensyfikacji $\bar{q}_w/q_{CS}$ z jego wartościami teoretycznymi wykazały zadowalającą zgodność od pewnej zawartości wilgoci x . Jest to zrozumiałe, ponieważ analiza teoretyczna dotyczy powierzchni walca pokrytej całkowicie filmem wodnym. Przy mniejszych wartościach x warunek ten nie jest spełniony, wobec tego część powierzchni (szczególnie tylnej części walca) jest sucha, co w konsekwencji obniża intensywność wymiany ciepła.

Na rysunkach 5 i 6 przedstawiono wartości $\bar{q}_w/\bar{q}_{CS}$ wyznaczone z badań Hodgsona [5]. Badania te realizowano dla rury o średnicy 76,2 mm (3") przy temperaturze ścianki $t_w \approx 50^\circ\text{C}$ w zakresie prędkości 6, 1, 15, 25, 24, 4 m/s, czemu odpowiadały wartości liczby $Re = 30\ 000$, 75 000 i 118 000. Średnice kropeł występujących w badaniach Hodgsona zmieniały się w granicach od 30 - 700 μm .

Stosunkowo duże prędkości przepływu powietrza występujące w tych badaniach okazały się bardzo przydatne do weryfikacji wariantu II modelu teoretycznego.

Obliczenia wartości teoretycznych $\bar{q}_w/\bar{q}_{CS}$ przeprowadzono na podstawie zależności (3.11) oraz zależności Hilperta (2.25) przyjmując dla $Re = 30\ 000$ wartości współczynników $C_2 = 0,174$ i $n = 0,617$, zaś dla $Re = 75\ 000$, $C_2 = 0,239$ i $n = 0,805$ [15]. Dla obliczenia strumienia masy separujących się kropeł $\dot{m}_s$ przyjmowano zastępczą średnicę kropeł podaną w tabeli 1 pracy Hodgsona [5].

Jak widać z rysunków 5 i 6, uzyskano dla tego przypadku również dobrą zgodność wartości eksperymentalnych $\bar{q}_w/\bar{q}_{CS}$ z wartościami teoretycznymi.

5. Wnioski

W pracy przedstawiono teoretyczny model wymiany ciepła podczas opływu walca powietrzem mgłowym. Model ten uwzględnia zmiany warunków wymiany ciepła w zależności od prędkości przepływu. W wariantie I odnoszącym się do małych prędkości przepływu założono, iż separujące się na walcu krople intensyfikują wymianę ciepła w warstwie przysiennej powietrza. Dla tego przypadku pominięto oddziaływanie termiczne filmu wodnego na wymianę ciepła.

W wariantie II, odnoszącym się do dużych prędkości przepływu przyjęto, iż separujące się krople nie oddziałują termicznie na warstwę przysienią powietrza. Z uwagi na dużą wartość strumienia separujących się kropeł, wymiana ciepła na walcu zależy od grubości i natężenia przepływu w filmie wodnym.

Przy budowie modelu teoretycznego poczyniono szereg założeń, które mogą budzić wątpliwości. Należy jednak mieć na uwadze skomplikowany charakter wymiany ciepła na walcu, wynikający ze złożoności zjawisk zachodzących przy opływie walca. Dotyczy to

zarówno fazy gazowej jak i filmu, który może rozpadać się na strugi (szczególnie w tylnej części walca). Biorąc pod uwagę wyniki porównania modelu teoretycznego z eksperymentalnym, można go polecić do obliczeń praktycznych wymiany ciepła, przynajmniej dla rozpatrywanych w pracy parametrów.

Praca wpłynęła do Redakcji w październiku 1980 r.

Literatura

- [1] H. C. Simpson, E. K. Brools, *Heat Transfer from a Thick Flat Plate to an Air Water Mist in Turbulent Flow over the Plate*. Symposium of Multi-Phase Flow Systems. Glasgow 1974.
- [2] M. Trela, *Analiza wymiany ciepła podczas opływu płyty powietrzem mgłowym*. Prace IMP, z. 77, 1980.
- [3] M. Trela, J. Kowalski, *Badania wymiany ciepła i masy podczas laminarnego opływu płyty powietrzem mgłowym*. Prace IMP, z. 79, 1980.
- [4] J. Kowalski, *Badania wymiany ciepła podczas opływu prostokątnej płytki oraz rury przez dwufazową mieszaninę powietrze-ciecz*. Oprac. wewn. IMP PAN nr 161/77.
- [5] J. W. Hodgson, R. T. Saterbak, J. E. Sunderland, *An Experimental Investigation of Heat Transfer from Spray Cooled Isothermal Cylinder*. Journal of Heat Transfer Trans. ASME, ser. C., vol. 90, November 1968.
- [6] E. W. Takahara, *Experimental Study of Heat Transfer from a Heated Circular Cylinder in Two Phase, Water-Air-Flow*. Air Force Institute of Technology. Wright-Patterson AFB, Ohio 1968.
- [7] I. C. Finlay, *An Analysis of Heat Transfer During Flow of an Air/Water Mist across a Heated Cylinder*. Can. J. Chem. Eng. 49, 333, 1971.
- [8] M. Goldstein, Wen-Jei Yang, J. A. Clark, *Momentum and Heat Transfer in Laminar Flow of Gas with Liquid-Droplet Suspension over a Circular Cylinder*. Journal of Heat Transfer Trans. ASME, ser. C., vol. 89, May 1967.
- [9] J. Madejski, *Teoria wymiany ciepła*. PWN, Warszawa 1963.
- [10] H. Schlichting, *Grenzschicht Theorie*. Verlag G. Braun Karlsruhe 1969.
- [11] S. Krzeczkowski, *Wstępne badania ruchu kropeł w przepływie nad przeszkodą cylindryczną*. Prace IMP, z. 40, 1968.
- [12] S. Namie, T. Ueda, *Droplet Transfer in Two Phase Annular Mist Flow*. Bulletin of the JSME, vol. 16, no 94, 1973.
- [13] T. Hobler, *Ruch ciepła i wymienniki*. WNT, Warszawa 1971.
- [14] B. Durkiewicz, J. Kowalski, *Pomiar średnic kropeł wody oraz wyznaczanie ich rozkładu w przepływie powietrza mgłowego*. Oprac. wewn. IMP PAN nr 272/78.
- [15] B. Staniszewski, *Wymiana ciepła*, PWN, Warszawa 1978.

Упрощенный анализ теплообмена во время обтекания цилиндра туманным воздухом

Резюме

В работе представлена модель теплообмена для обтекания цилиндра туманным воздухом (с капельками) в условиях полного увлажнения поверхности цилиндра. Анализ проводился для двух вариантов.

В варианте I, относящемся к малым скоростям течения, предположено, что сепарирующиеся на цилиндре капли интенсифицируют теплообмен в пограничном слое воздуха. Для этого случая пренебрегается термическим воздействием пленки на теплообмен.

В варианте II, касающемся относительно больших скоростей течения, принято, что капельки, сепарирующиеся на цилиндре, термически не воздействуют на пограничный слой воздуха. С учета на большое значение потока сепарирующихся капелек, теплообмен в этом случае определяется толщиной и интенсивностью течения жидкости в водяной пленке.

Результаты теоретических исследований сравнивались с результатами собственных исследований для варианта I и с результатами исследований Ходгсона [5] для варианта II, получая удовлетворительную сходимость.

Simplified Analysis of the Heat Exchange Occurring in the Flow of Misty Air Round a Cylinder

Summary

The paper offers a model of heat exchange for a flow of misty air (containing droplets) round an entirely wetted cylinder. Two variants have been analyzed:

For variant I, concerning low-velocity flows, it was assumed that droplets separating on the cylinder intensify the heat exchange in the boundary layer of air. The thermal effect of the film on the heat exchange was neglected.

For variant II, concerning relatively high velocities of flow, it was assumed that droplets separating on the cylinder do not affect thermally the boundary layer of air. Due to the high flux of separating droplets the heat exchange depends largely on the water film thickness and flow rate.

The theoretical results were compared with those obtained experimentally by the authors for variant I, and the results of experiments carried out by Hodgson [5] for variant II. A satisfactory agreement was obtained.

или подобной зависимости

$$\frac{\alpha}{\lambda} \left[\frac{v^2}{g} \right]^{1/3} = 0,173 [(\beta \Delta t)(Pr)]^{1/3}.$$

Этим путем найдено критическое число Райля

$$(Ra)_{kr} = \frac{g \beta \Delta t l_u^3}{\nu a} \cong 70\,200,$$

определяющее стабильность движения жидкости в конвекционной ячейке над поверхностью, а также линейный размер l_u этой ячейки пользуясь вышеприведенным уравнением.

Experimental Investigation of the Natural Convection from a Horizontal Plate

Summary

The paper describes experimental investigations of the natural convection in an infinite space from a horizontal plate with the heating surface facing up to water, soya-bean oil or glycerin. The results obtained were correlated, using the relation derived from theoretical considerations in [4]

$$(Nu)_u = 0,766 (Ra)_u^{1/5}$$

or another relation

$$\frac{\alpha}{\lambda} \left[\frac{v^2}{g} \right]^{1/3} = 0,173 [(\beta \Delta t)(Pr)]^{1/3}.$$

The results made possible finding the critical value of the Rayleigh number

$$(Ra)_{kr} = \frac{g \beta \Delta t l_u^3}{\nu a} \cong 70\,200.$$

The Rayleigh number defines the stability of fluid in the convection cell above the plate as well as the dimension l_u of the cell which should be used in the theoretical relation as given above.