

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

77

WARSZAWA - POZNAŃ 1980

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 · WOJCIECH PIETRASZKIEWICZ · ROMUALD PUZYREWSKI
KAZIMIERZ STELLER (PRZEWODNICZĄCY · CHAIRMAN) · ROBERT SZEWAŁSKI
JÓZEF ŚMIGIELSKI

KOMITET REDAKCYJNY - EXECUTIVE EDITORS

KAZIMIERZ STELLER - 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 1980

Printed in Poland

ISBN 83-01-01613-2

ISSN 0079-3205

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE - ODDZIAŁ W POZNANIU

Nakład 1000 - 90 egz.	Oddano do składania 5 XII 1978 r.
Arty. wyd. 15. Arty. druki 11,775	Podpisano do druku 1 II 1980 r.
Page. druki. nat. 40. 76, 78 g 70 x 100 cm.	Druk ukończono w lutym 1980 r.
Net. aut. 177,100	Cena zł 50,- L-7/751.

DRUKARNIA UNIWERSYTETU IM. A. MICKIEWICZA W POZNANIU

MARIAN TRELA

Gdańsk

Analiza wymiany ciepła podczas opływu płyty powietrzem mgłowym*

W pracy przedstawiono teoretyczny model zjawiska wymiany ciepła między przepływem powietrza mgłowego a całkowicie zwilżoną płytą przy laminarnej warstwie przyściennego powietrza. Intensywność wymiany ciepła jest w tym przypadku kilkakrotnie większa niż przy przepływie powietrza suchego. Porównanie teoretycznych wartości strumieni ciepłych z eksperymentalnymi podanymi w [15] wykazuje dobrą ich zgodność.

Spis oznaczeń

- | | |
|---|---|
| a – dyfuzyjność cieplna, | ρ – gęstość, koncentracja, |
| b – współczynnik zdefiniowany w tekście, | τ_w – napężenie styczne, |
| C_p – ciepło właściwe, | x_f – zawartość wilgoci w powietrzu mgłowym, $x_f = \dot{m}_w / \dot{m}_g$, |
| d – współczynnik zdefiniowany w tekście, | x'' – zawartość wilgoci w powietrzu nasyconym, |
| E_c, E_t, E_v – współczynniki zdefiniowane w tekście, | x_m – zawartość wilgoci powietrza w postaci kropelek, $x_m = \dot{m}_d / \dot{m}_g$, |
| g – strumień Reynoldsa, | y, Y – współrzędne prostopadłe do płyty, |
| i – entalpia, | z – współrzędna długości płyty, |
| k – przewodność cieplna, | μ, ν – współczynniki lepkości. |
| Le – liczba Lewisa, | |
| $\dot{m}$ – masowe natężenie przepływu, | |
| $\dot{m}''$ – gęstość strumienia masy, | |
| Nu – liczba Nusselta, | |
| Re – liczba Reynoldsa, | |
| r – ciepło kondensacji, | |
| U – prędkość wzdłużna, | |
| V – prędkość poprzeczna | |
| t – temperatura [°C], | |
| q – gęstość strumienia ciepłego, | |
| q_v – gęstość objętościowa strumienia upustów ciepła, | |
| α – współczynnik wymiany ciepła, masy, | |
| δ – grubość, | |

Indeksy dotyczą:

- | |
|---|
| D – wymiany masy, |
| f – powierzchni filmu, |
| g – powietrza, |
| gs – powietrza suchego, |
| d – separujących się kropelek, |
| c – konwekcji, |
| c_0 – konwekcji bez kropelek, |
| cs – konwekcji dla powietrza suchego, |
| l – filmu, |
| w – ścianki, wody, |
| v – odparowania, pary, |
| ∞ – strumienia swobodnego. |

* Praca wykonana w ramach problemu międzyresortowego MR. I. 26, pt. „Podstawy projektowania maszyn i urządzeń energetycznych”, grupa tematyczna 01.

1. Wstęp

Rosnące zapotrzebowanie na energię elektryczną zmusza do budowania coraz większych siłowni ciepłych zużywających ogromne ilości wody chłodzącej. Stosowane coraz częściej chłodzenie w obiegu zamkniętym z „mokrymi” chłodniami kominowymi zmniejsza radykalnie zużycie wody. W przyszłości jednak i to rozwiązanie nie będzie wystarczające, z uwagi na rosnące zużycie wody przez przemysł i ludność [1, 2, 3].

Coraz większego znaczenia nabierają więc koncepcje układów chłodzenia z „suchymi” chłodniami kominowymi (*dry cooling towers*), które w okresie letnim mogą być zraszane wodą, w celu poprawienia ich wydajności. Wtrysk wody do powietrza płynącego poprzez elementy wymiennika ciepła w chłodni kominowej daje podwójny efekt:

- obniża temperaturę powietrza, przez co zwiększa się efektywną różnicę temperatur między wymiennikiem ciepła a powietrzem,
- intensyfikuje wymianę ciepła.

Wymiana ciepła przy przepływie powietrza mgłowego (z kropelkami) jest przedmiotem badań od kilkunastu lat. Badania te dotyczyły głównie wymiany ciepła podczas opływu walca [4, 5, 6]. Rezultaty tych badań wykazują, iż przy opływie walca wymiana ciepła zdominowana jest przez strumień separujących się kropelek, które tworzą na walcu film wodny. Ciepło pobrane do podgrzania tego filmu stanowi główną część ciepła oddanego na powierzchni walca.

Dla potrzeb projektowania suchych chłodni kominowych spryskiwanych okresowo wodą najbardziej interesujący jest mechanizm wymiany ciepła między powietrzem mgłowym a płaską płytką, gdyż z takich płytek buduje się najczęściej ożebrowane wymienniki ciepła.

Problemy tego typu analizowane są zaledwie w kilku pracach. Simpson i inni [7] rozpatrywali teoretycznie i eksperymentalnie laminarny przepływ dwufazowy, para – cząsteczki sublimujące, nad suchą płytką, uzyskując dobrą zgodność teorii z eksperymentem. Współczynnik wymiany ciepła w tym przypadku był około 1,5 raza większy niż przy przepływie samej pary. Bhatti i Savery [8, 9, 10] rozpatrywali w swoich pracach wymianę ciepła między suchą płytką a powietrzem mgłowym, uzyskując intensyfikację wymiany ciepła tego samego rzędu. Simpson i Brolls [11] oraz Trela [12] rozpatrywali wymianę ciepła między turbulentnym przepływem powietrza mgłowego a zwilżoną płytką, uzyskując kilkukrotne zwiększenie wymiany ciepła.

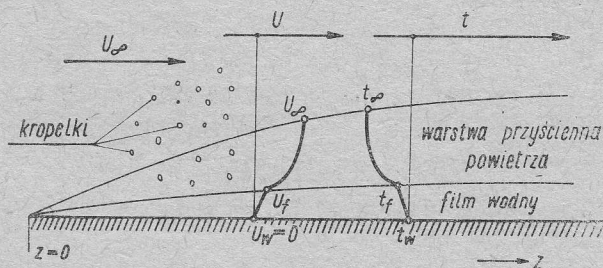
W niniejszej pracy przedstawiono teoretyczny model wymiany ciepła między powietrzem mgłowym a zwilżoną płytą (filmem wodnym) przy laminarnym charakterze warstwy przysiennej powietrza.

2. Fizyczny model zjawiska

Powietrze mgłowe zawierające drobne kropelki wody przepływa nad płytą (rys. 1). W wyniku separacji kropelek na powierzchni płyty tworzy się film wodny, a nad nim dwufazowa warstwa przysienna powietrza. Temperatura płyty jest wyższa od temperatury powietrza, co powoduje, że zachodzi proces wymiany ciepła i masy między filmem a powietrzem.

Przyjęto następujące założenia w modelu wymiany ciepła:

- 1) przepływ filmu wodnego jest laminarny,
- 2) przepływ w dwufazowej warstwie przyściennej powietrza jest laminarny,
- 3) temperatury powietrza i kropelek są równe w strumieniu swobodnym (poza warstwą przyścienną),
- 4) turbulencja w strumieniu swobodnym jest izotropowa,



Rys. 1. Model przepływu powietrza mgłowego nad ścianką płyty

- 5) intensywność turbulencji jest mała i nie zakłóca laminarnej warstwy przyściennej, ale jest dostatecznie duża, aby mogła powodować separowanie się kropelek z przepływem,
- 6) temperatura płyty jest stała i wyższa od temperatury powietrza,
- 7) kroplecki wody są bardzo małe i poruszają się poza warstwą przyścienną z tą samą prędkością co powietrze (brak poślizgu),
- 8) wpływ poprzecznych strumieni mas separujących się kropelek oraz pary wodnej na profil prędkości w warstwie przyściennej jest pomijalny.

Opierając się na powyższych założeniach ułożono różniczkowe równania bilansowe dla filmu wodnego, warstwy przyściennej powietrza oraz strumienia swobodnego.

Bilans masy filmu wodnego dla jednostkowej szerokości płyty oraz elementarnej długości dz ma postać

$$\rho_l \bar{U}_l \delta_l + \dot{m}_d'' dz - \dot{m}_v'' dz = \rho_l \bar{U}_l \delta_l + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_l \bar{U}_l \delta_l) dz, \quad (2.1)$$

która po odpowiednich przekształceniach da się przedstawić jako

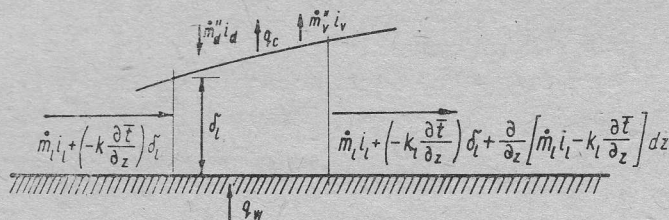
$$\bar{U}_l \rho_l \frac{\partial \delta_l}{\partial z} + \rho_l \delta_l \frac{\partial \bar{U}_l}{\partial z} = \dot{m}_d'' - \dot{m}_v''. \quad (2.2)$$

Przyjmując liniowy rozkład prędkości w filmie poruszającym się przez opływającą płytkę powietrze, średnią jego prędkość można wyrazić jako

$$\bar{U}_l = \frac{\tau_w \delta_l}{2\mu_l}. \quad (2.3)$$

Jeżeli prędkość przepływu swobodnego $U_\infty \gg U_f$, to napężenie styczne można określić ze znanej zależności Blasiusa

$$\tau_w = \frac{0,332}{\rho_g U_\infty^2} \sqrt{Re_z}. \quad (2.4)$$



Rys. 2. Bilans energii elementu filmu

Podstawiając (2.3) do (2.2) otrzymuje się rozkład grubości filmu wzdłuż płyty

$$\delta_l^2 - \delta_{l0}^2 = \frac{2\mu_l}{\rho_l} \int_0^z \left(\frac{\dot{m}_d'' - \dot{m}_v''}{\tau_w} \right) dz. \quad (2.5)$$

Bilans energii filmu wodnego (rys. 2) przy pominięciu przewodzenia wzdłuż filmu ma postać

$$q_w dz + \dot{m}_d'' i_d dz - q_c dz - \dot{m}_v'' i_v dz = \frac{\partial}{\partial z} (\dot{m}_l i_l) dz, \quad (2.6)$$

gdzie $\dot{m}_l = \bar{U}_l \rho_l \delta_l$.

Jeżeli założy się liniowy profil temperatury w filmie, to jego entalpię można określić wzorem

$$i_l = C_{pl} \bar{t}_l = C_{pl} \frac{t_w + t_f}{2}. \quad (2.7)$$

Opierając się na zależności (2.6) można wyznaczyć poszukiwaną wielkość strumienia cieplnego przy ścianie płyty

$$q_w = q_c + \dot{m}_v'' i_v + \frac{\partial}{\partial z} (\dot{m}_l i_l) - \dot{m}_d'' i_d. \quad (2.8)$$

Pierwszy człon po prawej stronie powyższej zależności reprezentuje strumień ciepła oddany do powietrza na drodze konwekcji i przewodzenia. Wielkość tego strumienia jest inna niż w klasycznym przypadku omywania płytki gazem, z uwagi na obecność kropelek w warstwie przysiennej. Drugi człon, to energia jaką oddaje film wskutek parowania. Trzeci człon, to przyrost energii cieplnej filmu, a ostatni to energia cieplna separujących się kropelek.

Dla strumienia swobodnego równania bilansowe są następujące:

– bilans masy

$$\frac{d}{dz} (x_f) = \frac{\dot{m}_v'' - \dot{m}_d''}{\dot{m}_g}, \quad (2.9)$$

– bilans energii

$$\frac{d}{dz} (\dot{m}_g i_f) = \dot{m}_v'' i_v - \dot{m}_d'' i_d + q_c. \quad (2.10)$$

Entalpia powietrza mgłowego, w odniesieniu do 1 kg powietrza suchego wynosi

$$i_f = C_{pg} t_\infty + x''(r_0 + C_{pv} t_\infty) + (x_f - x'') C_{pl} t_\infty. \quad (2.11)$$

W wyniku doprowadzenia ciepła i masy do strumienia swobodnego zmienia się jego entalpia. Elementarną zmianę entalpii strumienia swobodnego powietrza mgłowego można określić jako

$$di_f = \frac{\partial i_f}{\partial t_\infty} dt_\infty + \frac{\partial i_f}{\partial x''} dx'' + \frac{\partial i_f}{\partial x_f} dx_f. \quad (2.12)$$

Zawartość pary wodnej w powietrzu nasyconym jest funkcją temperatury. W zakresie temperatur $0 \div 80^\circ\text{C}$ i przy ciśnieniu 1 bar zawartość tę można aproksymować zależnością

$$x'' = A \exp B t_\infty, \quad (2.13)$$

gdzie $A = 0,004$, $B = 0,062$.

Na podstawie (2.12), opierając się na (2.9), (2.10) i (2.13), można łatwo wyznaczyć zmianę temperatury strumienia swobodnego

$$\frac{dt_\infty}{dz} = \frac{m_v''(i_v - i_d) + q_c}{\dot{m}_g \{C_{pg} + x_f C_{pl} + A \exp B t_\infty [Br_0 - (C_{pl} - C_{pv})(1 + B t_\infty)]\}}. \quad (2.14)$$

Wyrażenie w nawiasie klamrowym przedstawia ciepło właściwe powietrza mgłowego. Jest ono funkcją temperatury i zawartości wilgoci. Dla powietrza nasyconego o temperaturze 20°C jest ono około 3 razy większe od ciepła właściwego powietrza suchego.

Obliczenie wykazuje, iż dla płyty omywanej powietrzem mgłowym zmianę temperatury wzdłuż przepływu można pominąć.

Dla warstwy przyściennej powietrza ułożyć można następujące równania:

– równanie ciągłości

$$\frac{\partial U_g}{\partial z} + \frac{\partial V_g}{\partial y} = 0, \quad (2.15)$$

– równanie energii

$$V_g \frac{\partial t}{\partial y} = a \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} - \frac{q_v}{\rho_g C_{pg}}. \quad (2.16)$$

W równaniu tym pominięto człon $U_g(\partial t/\partial z)$ z uwagi na znikomą wartość $\partial t/\partial z$, natomiast pojawił się człon reprezentujący upusty ciepła związane z istnieniem kropelek wody w warstwie przyściennej. Z uwagi na małą prędkość pominięto dysypację energii.

Stosując podstawienie $Y = y - \delta_l$ można, opierając się na ciągłości (2.15), napisać:

$$V_g = - \int_0^Y \frac{\partial U_g}{\partial z} dY = - \int_0^Y \frac{\partial U_g}{\partial \delta_g} \frac{\partial \delta_g}{\partial z} dY. \quad (2.17)$$

Zakładając teraz różne profile prędkości wzdłużnej w warstwie przyściennej, można wy-

znaczać profile prędkości poprzecznej. Dla najprostszego liniowego profilu prędkości wzdłużnej, prędkość poprzeczną wyraża ogólnie zależność typu

$$V_g = C(z) Y^2, \quad (2.18)$$

gdzie $C(z)$ – współczynnik zależny od prędkości U_∞ i współrzędnej z , co po wstawieniu do równania (2.16) prowadzi do równania różniczkowego liniowego o zmiennych współczynnikach

$$\frac{\partial^2 t}{\partial Y^2} - \frac{C(z)}{a} Y^2 \frac{\partial t}{\partial Y} - b = 0, \quad (2.19)$$

gdzie $b = q_v/k_g$.

Rozwiązaniem tego równania jest zależność

$$t = C_1 + \int [(b \int e^{-aY^3/3} dY + C_0) e^{aY^3/3}] dY, \quad (2.20)$$

w której C_0 i C_1 – stałe całkowania zależne od warunków brzegowych.

Dla rozpatrywanego tu przypadku stałe całkowania przyjmują dość skomplikowaną i niewygodną do rozważań postać, wobec czego do dalszej analizy przyjęto uproszczenie polegające na uśrednieniu prędkości V_g na grubości warstwy przyściennej

$$\bar{V}_g = \frac{1}{\delta_g} \int_0^{\delta_g} V_g dY. \quad (2.21)$$

W takim przypadku otrzymuje się równanie różniczkowe liniowe o stałych współczynnikach

$$\frac{\partial^2 t}{\partial Y^2} - d \frac{\partial t}{\partial Y} - b = 0, \quad (2.22)$$

gdzie $d = \bar{V}_g/a$.

Warunki brzegowe dla tego równania są następujące

$$\text{dla } Y=0 \quad t=t_f,$$

$$Y=\delta_g \quad t=t_\infty.$$

Rozwiązaniem równania jest profil temperatury w warstwie przyściennej

$$t = t_f + \left(t_\infty - t_f + \frac{b}{d} \delta_g \right) \frac{\exp(dY) - 1}{\exp(d\delta_g) - 1} - \frac{b}{d} Y. \quad (2.23)$$

W przypadku braku kropelek w warstwie przyściennej otrzymuje się profil temperatury

$$t_0 = t_f + (t_\infty - t_f) \frac{\exp(dY) - 1}{\exp(d\delta_g) - 1}. \quad (2.24)$$

Mając profile temperatur w warstwie przyściennej można obecnie określić intensyfikację konwektywnej wymiany ciepła spowodowaną istnieniem kropelek w warstwie przyściennej.

Na podstawie (2.23) i (2.24) zachodzą zależności

$$q_c = -k_g \left(\frac{\partial t}{\partial Y} \right)_{Y=0} = -k_g \left[\frac{\left(t_\infty - t_f + \frac{b}{d} \delta_g \right) d}{\exp(d\delta_g) - 1} - \frac{b}{d} \right], \quad (2.25)$$

$$q_{c0} = -k_g \left(\frac{\partial t_0}{\partial Y} \right)_{Y=0} = -k_g \left[\frac{(t_\infty - t_f) d}{\exp(d\delta_g) - 1} \right], \quad (2.26)$$

wobec czego

$$\frac{q_c}{q_{c0}} = 1 + \left(\frac{\delta_g}{t_\infty - t_f} \right) \left(\frac{b}{d} \right) - \left(\frac{\exp(d\delta_g) - 1}{t_\infty - t_f} \right) \left(\frac{b}{d^2} \right). \quad (2.27)$$

W tym miejscu należy zastanowić się nad określeniem wielkości współczynnika b reprezentującego upusty ciepła w warstwie przyściennej. Zgodnie z założeniami poczynionymi na wstępie, przepływające powietrze mgłowe składa się z powietrza nasyconego parą wodną oraz kropeł o tej samej temperaturze. Na płycie, która posiada temperaturę wyższą panuje również stan nasycenia, gdyż cała jej powierzchnia zwilżana jest wodą. Wobec tego temperatura i ciśnienie cząstkowe pary wodnej rośnie w kierunku płytki (filmu). Przy poruszaniu się kropelek w kierunku ścianki następować więc będzie wymiana ciepła i masy skierowana do kropelek, co oznacza, iż na kropelkach występować będzie kondensacja pary wodnej powodująca przyrost temperatury i masy kropelek.

Jeżeli pominie się przyrost masy kropelek z uwagi na dużą wartość ciepła kondensacji dla pary wodnej, to gęstość strumienia cieplnego, wynikająca z poboru ciepła przez poruszające się przez warstwę przyścienną kropelki, wynosi

$$\dot{q}_d'' = \dot{m}_d'' C_{pl}(t_d - t_\infty). \quad (2.28)$$

Maksymalna wartość tego strumienia zostanie osiągnięta w przypadku, gdy temperatura kropelek t_d będzie równa temperaturze filmu t_f w momencie zetknięcia się kropelek z filmem. Dla takiego przypadku średnia wartość gęstości objętościowej strumienia upustów ciepła wynosi

$$q_v = \frac{\dot{q}_d''}{\delta_g} = \frac{\dot{m}_d'' C_{pl}(t_f - t_\infty)}{\delta_g}, \quad (2.29)$$

a stąd wartość współczynnika b

$$b = \frac{q_v}{k_g} = \frac{\dot{m}_d'' C_{pl}(t_f - t_\infty)}{k_g \delta_g}. \quad (2.30)$$

Podstawiając (2.30) do (2.27) i przekształcając otrzymuje się ostatecznie

$$\frac{q_c}{q_{c0}} = E_c = 1 + \frac{\dot{m}_d'' C_{pl}}{k_g d} \left(\frac{\exp(d\delta_g) - 1}{d\delta_g} - 1 \right). \quad (2.31)$$

Interesujące jest zbadanie udziału konwekcji oraz przewodzenia na intensyfikację wymiany ciepła określoną powyższą zależnością. Pomijając człon konwektywny w rów-

naniu energii warstwy przyściennej (2.22), uzyskuje się równanie

$$\frac{\partial^2 t}{\partial Y^2} - b = 0, \quad (2.32)$$

którego rozwiązaniem jest profil temperatury

$$t = t_f + \left[\frac{(t_\infty - t_f) - b\delta_g^2}{\delta_g} \right] Y + bY^2 \quad (2.33)$$

wynikający z tego strumień ciepła

$$q_c = -k_g \left(\frac{\partial t}{\partial Y} \right)_{Y=0} = \frac{k_g}{\delta_g} (t_f - t_\infty) + k_g b \delta_g. \quad (2.34)$$

Gdyby odnieść ten strumień ciepła do strumienia cieplnego określonego jako

$$q_{cs} = \alpha_{gs} (t_f - t_\infty) = \frac{k_g}{\delta_g} (t_f - t_\infty), \quad (2.35)$$

wówczas zwiększenie intensywności wymiany ciepła wyniesie

$$\frac{q_c}{q_{cs}} = E_{c0} = 1 + \frac{\dot{m}_d'' C_{pl}}{k_g} \delta_g. \quad (2.36)$$

Aby znaleźć różnicę między (2.36) a (2.31) należy najpierw określić związek między strumieniami q_{c0} i q_{cs} . Opierając się na teorii wdmuchu warstwy przyściennej (*transpiration cooling*), np. [13], można wykazać, iż między obu strumieniami zachodzi związek

$$\frac{q_{cs}}{q_{c0}} = \frac{\exp m - 1}{m}, \quad (2.37)$$

gdzie m — współczynnik określający parametr wdmuchu

$$m = \frac{\dot{m}_v'' \delta_g C_{pg}}{k_g} = \frac{\rho_g V_{g0} \delta_g C_{pg}}{k_g}. \quad (2.38)$$

Wartość parametru m w zakresie temperatur $0 \div 50^\circ\text{C}$ jest bardzo mała, znacznie mniejsza od wartości tego parametru w „klasycznym” wdmuchu, wobec czego

$$q_{cs} \cong q_{c0} \quad (2.39)$$

Różnica między zależnościami (2.31) i (2.36) pokazana jest na rys. 4, z którego wynika, że ze wzrastającym stopniem zawilgocenia udział przewodzenia zmniejsza się.

Otrzymane powyżej zależności umożliwiają obliczenie strumienia cieplnego na ścianie, za pomocą równania (2.8), przy założeniu, że znana jest wartość strumieni $\dot{m}_d''$ oraz $\dot{m}_v''$. Dla określenia strumienia $\dot{m}_v''$ będzie można wykorzystać analogię między wymianą ciepła i masy, ponieważ w rozpatrywanym modelu założono, iż strumień $\dot{m}_v''$ jest na tyle mały, aby nie zakłócał profilu prędkości w warstwie przyściennej. Pozostaje jedynie problem określenia strumienia $\dot{m}_d''$. Jest to zagadnienie, jak dotąd, jeszcze niedostatecznie zbadane. Najwięcej danych empirycznych można znaleźć dla przepływu w rurach. Dla opływu

płytki napotkano badanie separacji, przeprowadzone przez Simpsona i Brollsa [11], dla turbulentnego opływu płytki powietrzem mgłowym. Badania te wykazały, iż z dość dobrym rezultatem strumień separujących się kropelek można wyznaczyć z analogii Reynoldsa.

Biorąc powyższe pod uwagę można by teraz obliczać strumień cieplny na płycie opierając się na równaniu (2.8). Ścisłe rozwiązanie tego równania jest możliwe tylko na drodze numerycznej, co utrudnia znacznie analizę zjawiska.

Poniżej podano więc uproszczoną metodę obliczeń, która jest bardzo prosta i jak wykazało porównanie z eksperymentem, jest również dosyć dokładna.

3. Uproszczona metoda obliczeń

Zasadniczym i jedynym uproszczeniem jest przyjęcie, że temperatura filmu t_f równa jest temperaturze ścianki t_w , co oznacza, że opór cieplny filmu jest pomijalnie mały. Takie uproszczenie jest dopuszczalne dla przepływu powietrza nad filmem wodnym, natomiast prowadzi do dużych rozbieżności przy przepływie pary wodnej nad filmem wodnym.

Biorąc powyższe pod uwagę otrzymuje się z (2.8), przy uwzględnieniu (2.1) i (2.7), uproszczoną zależność

$$q_{w0} = q_c + \dot{m}_v'' r. \quad (3.1)$$

Obliczenie pierwszego członu po prawej stronie powyższej zależności wymaga określenia strumienia masy $\dot{m}_d''$. W niniejszej pracy przyjęto, iż strumień ten określony będzie na podstawie analogii Reynoldsa [14]. Wynosi on

$$g = \frac{\alpha_{gs}}{c_{pg}}. \quad (3.2)$$

Jeżeli kropelki poruszają się bez poślizgu względem powietrza, wówczas strumień separujących się kropelek wynosi

$$\dot{m}_d'' = x_m g = (x_f - x'') \frac{\alpha_{gs}}{c_{pg}}. \quad (3.3)$$

Drugi człon zależności (3.1) reprezentuje wymianę energii związaną z odparowaniem filmu wodnego. Można go więc przedstawić jako

$$\dot{m}_v'' r = \alpha_D (\rho_{vw} - \rho_{v\infty}) r. \quad (3.4)$$

Miedzy współczynnikiem wymiany ciepła α_{gs} a współczynnikiem wymiany masy α_D zachodzi znany związek, wynikający z analogii pomiędzy wymianą ciepła i masy

$$\frac{\alpha_{gs}}{\alpha_D} = \rho_g C_{pg} Le^{2/3}. \quad (3.5)$$

Dzieląc obustronnie (3.1) przez strumień ciepła q_{cs} otrzymuje się całkowity wzrost intensyfikacji wymiany ciepła przy przepływie powietrza mgłowego

$$E_{t0} = E_c + E_v, \quad (3.6)$$

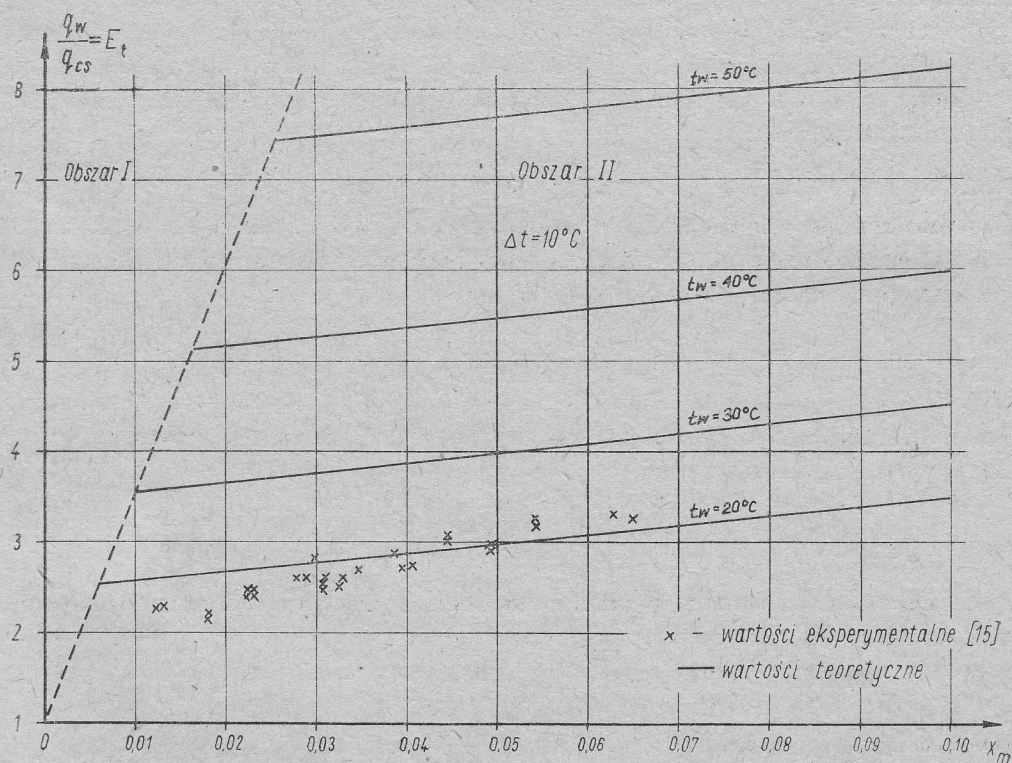
gdzie

$$E_{t0} = \frac{q_{w0}}{q_{cs}}, \quad (3.7)$$

$$E_c = 1 + \frac{\dot{m}_d'' C_{pl}}{k_g d} \left(\frac{\exp(d\delta_g) - 1}{d\delta_g} - 1 \right), \quad (2.31)$$

$$E_v = \frac{\dot{m}_v'' r}{q_{cs}} = \frac{r(\rho_{rw} - \rho_{v\infty})}{\rho_g C_{pg} Le^{2/3}(t_w - t_\infty)}. \quad (3.8)$$

Na rys. 3 przedstawione wyniki obliczeń wzrostu intensywności wymiany ciepła według zależności (3.6), dla czterech wartości temperatur płytki, przy stałej wartości różnicy temperatur $\Delta t = t_w - t_\infty$.



Rys. 3. Wzrost intensywności wymiany ciepła przy przepływie powietrza mgłowego nad płytą

W obliczeniach tych użyto znanej zależności

$$Nu = 0,332 Re_z^{0,5} Pr^{1/3} \cong 0,292 Re_z^{0,5}, \quad (3.9)$$

dla wyznaczenia współczynnika α_{gs} .

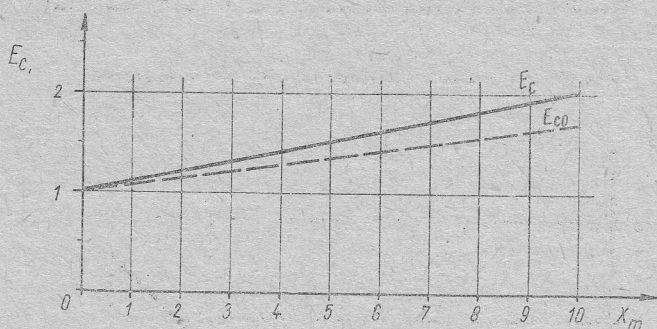
W warstwie przyściennej przyjęto profil prędkości

$$\frac{U}{U_{\infty}} = 2\left(\frac{y}{\delta_g}\right) - 2\left(\frac{y}{\delta_g}\right)^3 + \left(\frac{y}{\delta_g}\right)^4 \quad (3.10)$$

dla którego grubość warstwy przyściennej wynosi

$$\delta_g = \frac{5,83z}{\sqrt{Re_z}}. \quad (3.11)$$

Wzrost intensywności wymiany ciepła E_{t0} nie zależy od wartości prędkości U_{∞} tylko od parametrów t_w oraz Δt . Przy pewnej, charakterystycznej zawartości wilgoci $(x_m)_{kr}$,



Rys. 4. Zależność współczynnika E_c od zawartości wilgoci

strumienie $\dot{m}_d''$ i $\dot{m}_v''$ zrównują się. Jeżeli $x_m < (x_m)_{kr}$ i dąży do zera, to $E_{t0} \rightarrow 1,0$ przy powierzchni płyty suchej lub częściowo zwilżonej kropelkami. Krytyczną wielkość zawilgocenia można określić z bilansu masy dla filmu reprezentowanego przez zależność (2.5). Zależność ta po scałkowaniu i uwzględnieniu warunku brzegowego, $\delta_{t0} = 0$, dla $z = 0$ przyjmuje postać

$$\delta_l^2 = 1,76 \frac{\mu_l}{\rho_l} Re_z \left(\frac{x_m}{C_{pg}} - \frac{E_v \Delta t}{r} \right), \quad (3.12)$$

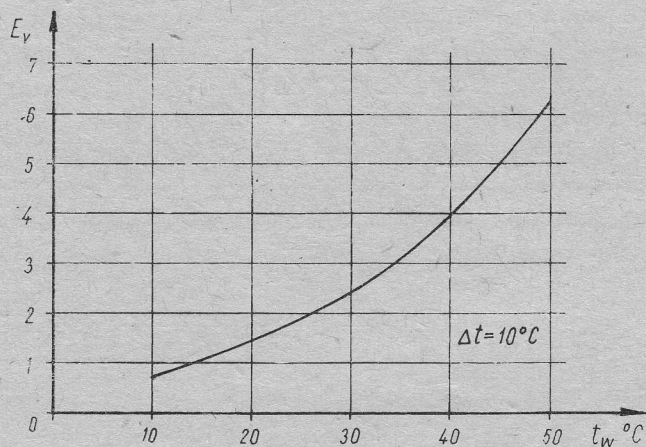
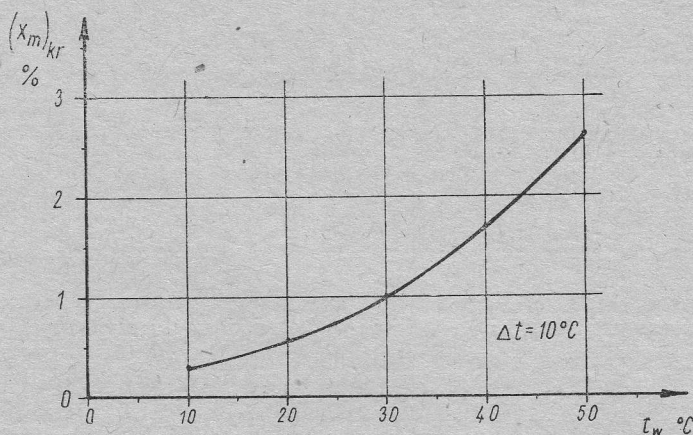
skąd dla warunku gdy $\dot{m}_d'' \rightarrow \dot{m}_v''$, to $\delta_l \rightarrow 0$, otrzymuje się

$$(x_m)_{kr} = \frac{E_v \Delta t}{r} C_{pg}. \quad (3.13)$$

Na rys. 4 i 5 przedstawiono obliczenia współczynników E_c i E_v w funkcji zawartości wilgoci X_m oraz temperatury, a na rys. 6 zależność

$$x_m = f(t_w).$$

W powyższych rozważaniach pominięty został opór cieplny filmu wodnego. Wpływ tego oporu na wymianę ciepła można łatwo uwzględnić, gdyż jest on połączony szeregowo z pozostałymi oporami, wobec czego intensywność wymiany ciepła z uwzględnieniem

Rys. 5. Zależność współczynnika E_v od temperatury

Rys. 6. Zależność krytycznej zawartości wilgoci od temperatury

oporu filmu wyraża się związkiem

$$E_t = \frac{q_w}{q_{cs}} = \frac{1}{\frac{1}{E_{t0}} + \frac{\alpha_t}{\alpha_{gs}}} \quad (3.14)$$

Obliczenia wykazały, iż w zakresie prędkości $U_\infty = 1 \div 5$ m/s i długości płytki $L = 0,1 \div 0,2$ m opór filmu można pominąć, co oznacza, że $E_t \cong E_{t0}$.

4. Porównanie teorii z eksperymentem

W literaturze napotkano tylko jedną publikację z badaniami eksperymentalnymi wymiany ciepła przy laminarnym przepływie powietrza mgłowego wokół całkowicie zwilżonej płytki [15]. Badania te prowadzone były dla płytki o wymiarach 60×150 mm, umiesz-

czonej w rurze o średnicy 72 mm. Zakres parametrów badawczych był następujący:

- prędkość powietrza $U = 0,4 \div 0,7$ m/s,
- temperatura ścianki $t_w = 19 \div 23,1^\circ\text{C}$,
- różnica temperatur $\Delta t = 8,5 \div 14,3^\circ\text{C}$,
- zawartość wilgoci $x_m = 1 \div 7\%$.

Wyniki powyższych badań eksperymentalnych naniesiono na rys. 3, celem porównania ich z wartościami teoretycznymi. Jak widać istnieje dobra zgodność teorii z eksperymentem.

Na rys. 3 rozróżnić można dwa obszary. W zakresie $x_m < (x_m)_{kr}$ powierzchnia płyty będzie albo całkowicie sucha, albo pokryta kropelkami. W tym obszarze należy oczekiwać bardzo szybkiego wzrostu wymiany ciepła, jeżeli zawartość wilgoci będzie rosła od $x=0$ do $x_m = (x_m)_{kr}$. Dla $x_m > (x_m)_{kr}$ płyta jest pokryta filmem. Tutaj wzrost intensywności wymiany ciepła jest stosunkowo nieznaczny. W obszarze tym wymianę ciepła można byłoby opisywać równaniem typu

$$E_t = K X_m + C, \quad (4.1)$$

gdzie wielkości K i C byłyby tylko funkcjami temperatury.

5. Wnioski końcowe

W pracy przedstawiono teoretyczny model wymiany ciepła między zwilżoną płytą a laminarnym przepływem powietrza mgłowego. Zasadniczym założeniem było przyjęcie, iż separacja kropelek oraz odparowanie filmu nie zakłócają profilu prędkości w warstwie przyściennej. Analiza teoretyczna wykazała, że głównym mechanizmem kontrolującym wymianę ciepła przy wyższej temperaturze ścianki staje się proces odparowania. Dla niższych temperatur konwektywna wymiana ciepła (łącznie z przewodzeniem) staje się porównywalna z procesem odparowania. Konwektywna wymiana ciepła zależy od strumienia separujących się kropelek, które stanowią dla warstwy przyściennej upust ciepła. Porównywanie modelu teoretycznego z eksperymentami potwierdziło słuszność przyjętych założeń, szczególnie dla niższych temperatur ścianki. W przyszłości należałoby sprawdzić przedstawiony tu model zjawiska dla wyższych temperatur ścianki.

Praca wpłynęła do Redakcji w kwietniu 1978 r.

Literatura

- [1] P. Berliner, *Kühltürme*. Springer Verlag, Berlin 1975.
- [2] P. Beck, D. Goettling, *Rückkühlung in Kraftwerken*. Klima Kälteingenieur, H. 8 1974.
- [3] M. Trela, J. Zembik, *Studia nad układami chłodzenia powietrznego skraplaczy siłowni ciepłych*. Zeszyty Naukowe IMP PAN, nr 28/851/78.
- [4] I. T. Elperin, *Heat Transfer of Two-Phase Flow with a Bundle of Tubes*. Inżyniero Fizyczny Żurnal, vol. 4, No. 8, 1961.
- [5] M. Goldstein, Wen-Lei 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, series C, vol. 89, May 1967.
- [6] I. C. Finley, *An Analysis of Heat Transfer During Flow of an Air/Water Mist Across a Heated Cylinder*. The Canadian Journal of Chemical Engineering, vol. 49 June 1971.

- [7] A. Simpson, K. D. Timmerhaus, F. Kreith, M. C. Jones, *Heat and Mass Transfer in Dispersed Two-Phase Simple-Component Flow*. Intern. J. Heat and Mass Transfer, vol. 12, 1969.
- [8] M. S. Bhatti, C. W. Savery, *Augmentation of Heat Transfer in a Laminar External Gas Boundary Layer by the Vaporisation of Suspended Droplets*. Journal of Heat Transfer, Trans. ASME, series C, vol. 97, May 1975.
- [9] M. S. Bhatti, C. W. Savery, *Heat Transfer in the Entrance Region of a Straight Channel*. Journal Heat Transfer Trans. ASME, series C vol. 99 February 1977.
- [10] M. S. Bhatti, *Dynamic of a Vaporising Droplet in Laminar Entry Region of a Straight Channel*. Journal of Heat Transfer, Trans. ASME, series C, vol. 99 November 1977.
- [11] H. G. Simpson, E. H. Brolls, *Heat Transfer from a Thick Plate to an Air/Water Mist in Turbulent Flow over the Plate*. Symposium on Multi-Phase Flow System. University of Strathclyde, 1974.
- [12] M. Trela, *Wstępna analiza wymiany ciepła między ścianką a przepływem powietrza mokrego*. Zeszyty Naukowe IMP PAN, nr 36/913/78.
- [13] A. I. Leontiew, *Inżynieryjne metody rachunku tarcia i ciepłobmiennia na przonajomj powierchnosti*. Tieploeniergietyka, № 9, 1972.
- [14] D. B. Spalding, *Convective Mass Transfer*. London 1963.
- [15] J. Kowalski, *Intensyfikacja wymiany ciepła w nagrzewnicach powietrza poprzez zwiększenie stopnia zawilgocenia*. Konferencja naukowo-techniczna „Aktualne zagadnienia techniki klimatyzacyjnej”, Wrocław 1978.

Анализ теплообмена при обтекании плиты туманным воздухом

Резюме

Основной целью работы является определение теоретических моделей теплообмена при ламинарном обтекании плиты туманным воздухом (*mist flow*) в условиях возникновения водяной пленки на плите. Исходя из уравнений сохранения для водяной пленки, пристенного слоя воздуха и свободного потока, выведены, при определенных предположениях, зависимости определяющие тепловой поток на плите и распределение температуры в пристенном слое воздуха.

Это позволило произвести расчет этого потока и сравнить полученные результаты со значениями, которые можно было получить при расчете течения сухого воздуха. Отношение этих потоков определяет степень интенсификации теплообмена, вызванной течением туманного воздуха.

Из анализа следует, что интенсификация теплообмена происходит в основном за счет испарения пленки и конвективного теплообмена между пленкой и пристенным слоем воздуха.

При этом конвективный теплообмен в данном случае значительно увеличен с учета на существование отборов тепла в пристенном слое, в виде сепарирующихся на плите капелек.

Сравнение теоретических значений тепловых потоков со значениями из эксперимента, данными в [15], показывают на их хорошую сходимость. Тем самым подтверждается правильность принятых предположений.

An Analysis of Heat Exchange for a Mist Flow Round a Plate

Summary

The work reported in the paper was aimed at developing a theoretical model of heat exchange for a laminar mist flow round a plate in conditions resulting in the development of a film of water on the plate. Conservation equations for the film of water, boundary air layer and the free flow have led,

under a number of assumptions, to relations defining the heat flux at the plate and the temperature distribution within the boundary air layer.

This made possible calculating the heat flux and comparing it to that for the flow of dry air. The ratio of the two fluxes determines the heat exchange intensification due to the mist flow.

It can be concluded from the analysis that the heat exchange is intensified mainly due to the film evaporation and convective heat exchange between the film and the boundary air layer. The convective heat exchange is significantly intensified in such conditions due to the existence of heat sinks in the boundary layer, represented by droplets separating on the plate.

A comparison of theoretical values of heat fluxes with experimental values given in [15] showed that they are in satisfactory agreement, justifying the validity of assumptions adopted.