

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

INSTYTUT MASZYN PRZEPŁYWOWYCH

**PRACE
INSTYTUTU MASZYN
PRZEPŁYWOWYCH**

TRANSACTIONS

OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

93

WARSZAWA - POZNAŃ 1992

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

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 STELLER · ROBERT SZEWAŁSKI (PRZEWODNICZĄCY · CHAIRMAN)
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 Fiszersa 14, 80-952 Gdańsk, skr. pocztowa 621, tel. 41-12-71

Copyright
by Wydawnictwo Naukowe PWN Sp. z o.o.
Warszawa 1992

Printed in Poland

ISBN 83-01-10515-1
ISSN 0079-3205

WYDAWNICTWO NAUKOWE PWN – ODDZIAŁ W POZNANIU

Nakład 300+80 egz.	Oddano do składania 14 I 1991 r.
Ark. wyd. 17,5. Ark. druk. 15,625	Podpisano do druku 6 V 1992 r.
Pap. offset. kl. III, 70 g 70×100 cm.	Druk ukończono w lipcu 1992 r.
Nr zam. 158/187	

DRUKARNIA UNIwersytetu IM. A. MICKIEWICZA W POZNANIU

KAZIMIERZ RUP

Kraków

Analiza nieustalonej konwekcji mieszanej z uwagi na zmienną prędkość przepływu zewnętrznego

W pracy podjęto próbę oceny oddziaływania zmian prędkości przepływu zewnętrznego powietrza na pole temperatury i prędkości w zakresie nieustalonej konwekcji mieszanej. W rozważaniach uwzględniono skończoną pojemność pionowej płyty nagrzanej w wybranej chwili skokowym strumieniem ciepła. Przedstawiono również przebiegi liczby Nusselta w zależności od prędkości strumienia opływającego.

Wykaz oznaczeń

c – pojemność cieplna pionowej płyty przypadająca na jednostkę powierzchni,	$Gr_x^* = \frac{g\beta qx^4}{kv^2}$ – lokalna liczba Grashofa,
C_p – ciepło właściwe płynu przy stałym ciśnieniu,	$Nu_x = \frac{q}{t_w - t_\infty} \frac{x}{k}$ – lokalna liczba Nusselta,
g – przyspieszenie grawitacyjne,	$Pr = \frac{C_p \nu \rho}{k}$ – liczba Prandtla,
k – współczynnik przewodzenia ciepła płynu,	$Re_x = \frac{u_\infty x}{\nu}$ – lokalna liczba Reynoldsa,
q – strumień ciepła,	
T – temperatura bezwymiarowa,	
t – temperatura,	
u – składowa pionowa prędkości,	
v – składowa pozioma prędkości,	
y – współrzędna pozioma,	
x – współrzędna pionowa,	
β – współczynnik rozszerzalności objętościowej płynu,	Indeksy
ν – kinematyczny współczynnik lepkości płynu,	w – na pionowej płycie,
ρ – gęstość płynu,	∞ – w dużej odległości od pionowej płyty.
$\tilde{\tau}$ – czas,	
τ – czas bezwymiarowy,	

Wstęp

Siły unoszenia termicznego działają na elementy płynu w każdym przepływie nieizotermicznym. Ich wpływ na całkowitą wymianę ciepła zależny jest jednak od układu sił działających w danym przepływie. Ogólnie można powiedzieć, że w przypadku przeważającego znaczenia sił unoszenia o wymianie ciepła decyduje

konwekcja naturalna. W przypadku równorzędnego oddziaływania sił unoszenia termicznego i pozostałych sił masowych oraz powierzchniowych o wymianie ciepła decyduje konwekcja mieszana.

W praktyce dla zdeterminowania konwekcji mieszanej wykorzystuje się najczęściej kryterium, zgodnie z którym względna różnica między całkowitym współczynnikiem przejmowania ciepła oraz wynikającym tylko z konwekcji naturalnej lub wymuszonej przekracza np. 5 lub 10 % [1]. Konwekcję mieszaną spotyka się w systemach układów chłodzenia siłowni nuklearnych, w długich wymiennikach ciepła oraz w układach chłodzenia wyposażenia elektronicznego.

Laminarna konwekcja mieszana była przedmiotem rozważań w wielu pracach, zarówno teoretycznych jak też eksperymentalnych [2]. Ossthuizen i Hart [3] przedstawili analizę numeryczną stacjonarnej konwekcji mieszanej w sąsiedztwie pionowej ściany o stałej temperaturze oraz o stałej gęstości strumienia ciepła. Wykorzystując metodę rozłożeń asymptotycznych Carey i Gebhart [4] analizowali również ustaloną konwekcję mieszaną w pobliżu półnieskończonej pionowej powierzchni ogrzewanej stałym strumieniem ciepła. Pomiary pól temperatury i prędkości powietrza oraz obliczenia numeryczne przeprowadzono w pracy [5] w zakresie ustalonej konwekcji mieszanej w sąsiedztwie pionowej powierzchni o stałej temperaturze. Numeryczne obliczenia pól temperatury i prędkości w zakresie nieustalonej konwekcji mieszanej w sąsiedztwie pionowej powierzchni przeprowadzono w pracy [6]. W obliczeniach tych [6] uwzględniano skokowy wzrost temperatury lub strumienia ciepła na rozważanej powierzchni pionowej. Podobna problematyka była rozważana w pracy [7], w której przytoczono ponadto wyniki badań eksperymentalnych dotyczących pola temperatury i prędkości powietrza znajdującego się w sąsiedztwie pionowej powierzchni nagrzanej skokowym strumieniem ciepła. W pracach [6] i [7] uwzględniano skończoną pojemność cieplną pionowej powierzchni oraz w niewielkim zakresie zmiany prędkości strumienia powietrza opływającego tę powierzchnię.

W niniejszej pracy wyznaczono w sposób numeryczny pole temperatury i prędkości powietrza w sąsiedztwie pionowej płyty w zakresie nieustalonej konwekcji mieszanej. W obliczeniach uwzględniono stosunkowo szeroki zakres zmian prędkości strumienia opływającego, dokonując analizy jego wpływu na zmiany temperatury powierzchni pionowej płyty oraz na zmiany lokalnej liczby Nusselta charakteryzującej proces wymiany ciepła. Warto dodać, że analizowane w procesach [6] i [7] prędkości strumienia opływającego pionową ścianę pozwalały osiągnąć zaledwie ok. 5 % względny wzrost liczby Nu_x w stosunku do odpowiedniego przypadku konwekcji naturalnej.

2. Sformułowanie i rozwiązanie problemu

Rozważać będziemy laminarną wymianę pędu i ciepła w zakresie nieustalonej konwekcji mieszanej w sąsiedztwie pionowej płyty o niewielkiej grubości, której pojemność cieplna przypadająca na jednostkę powierzchni wynosi c . W wybranej

chwili płyta zostaje ogrzana skokowym strumieniem ciepła q . Przyjmujemy ponadto, że płyta opływana jest jednorodnym (w znacznej odległości) strumieniem powietrza, którego kierunek jest zgodny z kierunkiem sił unoszenia termicznego.

Analizowany problem rozwiązany zostanie przy następujących założeniach:

- 1) przyjmujemy słuszność przybliżenia Oberbeck-Boussinesqa,
- 2) rozważany przepływ wykazuje cechy charakterystyczne dla przepływu w warstwie przyściennej,
- 3) pomijamy efekty dyssypacji wiskotycznej i pracy sił ciśnienia,
- 4) uwzględniamy zmienną prędkość powietrza strumienia zewnętrznego.

Uwzględniając wyżej wymienione założenia, równania bilansu masy, pędu i energii otrzymają następującą postać bezwymiarową:

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = T + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + U \frac{\partial T}{\partial X} + V \frac{\partial T}{\partial Y} = \frac{1}{Pr} \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2}. \quad (3)$$

Równania bilansu (1) – (3) rozwiązano przy następujących warunkach początkowych i brzegowych:

$$\tau = 0, \quad U = V = T = 0, \quad (4)$$

$$\tau > 0, \quad Y = 0, \quad U = V = 0, \quad (5)$$

$$Y = 0, \quad Q^* \left(\frac{\partial T}{\partial \tau} \right) - \frac{\partial T}{\partial Y} = 1, \quad (6)$$

$$X = 0, \quad U = U_\infty, \quad (7)$$

$$Y \rightarrow \infty, \quad T \rightarrow 0, \quad U \rightarrow U_\infty. \quad (8)$$

Zarówno równania bilansu jak również warunki początkowe i brzegowe zapisano w postaci bezwymiarowej. Przyjęto następujące oznaczenia:

$$T = \frac{t - t_\infty}{(v^2 q^3 / g \beta k^3)^{1/4}}, \quad \tau = \frac{\bar{\tau}}{(k / g \beta q)^{1/2}}, \quad (9)$$

$$U = \frac{u}{(v^2 g \beta q / k)^{1/4}}, \quad V = \frac{v}{(v^2 g \beta q / k)^{1/4}}, \quad (10)$$

$$U_\infty = \frac{u_\infty}{(v^2 g \beta q / k)^{1/4}} = \frac{Re_x}{(Gr_x^*)^{1/4}}, \quad (11)$$

$$X = \frac{x}{(v^2 k / g \beta q)^{1/4}}, \quad Y = \frac{y}{(v^2 k / g \beta q)^{1/4}}. \quad (12)$$

Bezwymiarowy współczynnik pojemności cieplnej nagrzanej pionowej płyty przyjmuje formę:

$$Q^* = c \left(\frac{v^2 g \beta q}{k^5} \right)^{1/4}. \quad (13)$$

Warunek brzegowy (6) wynika z bilansu energii na granicy ciało stałe – płyn. Pierwszy człon wyrażenia (6) opisuje energię przeznaczoną na podwyższenie temperatury pionowej płyty, natomiast człon drugi reprezentuje energię przekazywaną do płynu.

Podobnie jak w pracach [8, 9] przekształcimy warunek brzegowy (6) do postaci ułatwiającej całkowanie numeryczne rozważonego problemu. Analizując równanie energii płynu (3) na granicy pionowa płyta – płyn otrzymamy, uwzględniając warunek (5), następującą zależność:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{1}{Pr} \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} \Big|_{Y=0}. \quad (14)$$

Podstawiając pochodną temperatury z równania (14) do warunku (6) otrzymamy równoważny warunek brzegowy

$$Y=0, \quad \frac{Q^*}{Pr} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} \right) - \frac{\partial T}{\partial Y} = 1. \quad (6a)$$

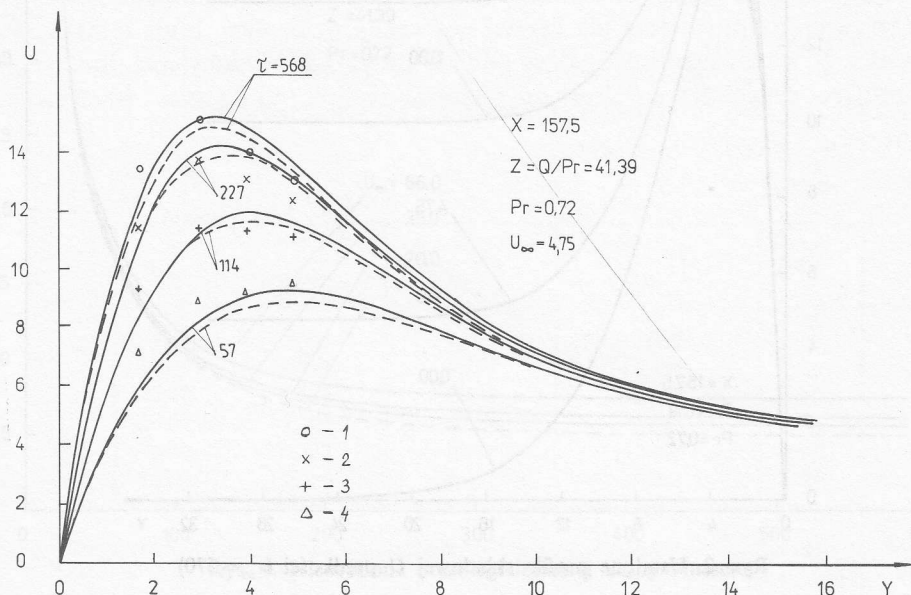
Układ równań różniczkowych (1) – (3) wraz z warunkami początkowymi i brzegowymi (4), (5), (6a), (7) i (8), rozwiązany został przez autora w sposób numeryczny za pomocą metody różnic skończonych. Zgodnie z ideą zastosowanej metody, równania ciągłości, ruchu i energii zapisano w formie różnic skończonych używając schematu jawnego [10].

Przestrzenna siatka podziału zawiera 1440 punktów (48×30). Wybór kroku czasowego zależy w znacznym stopniu od wielkości kroków przestrzennych ΔX i ΔY . W schemacie jawnym zmniejszenie kroku przestrzennego wymaga odpowiedniego zmniejszenia kroku czasowego [10]. W toku prowadzonych obliczeń numerycznych analizowano stabilność zastosowanej metody różnicowej. Przyjęta wartość kroku czasowego $\Delta \tau = 0,05$ zabezpiecza stabilność metody w obszarze całkowania. Szczegółowy opis zastosowanej metody numerycznej przytoczono w pracach [8, 9]. W celu przeprowadzenia obliczeń numerycznych sporządzono własny algorytm w języku FORTRAN.

3. Analiza rezultatów

Obliczenia numeryczne przeprowadzono dla powietrza ($Pr = 0,72$) nagrzewanego od pionowej płyty o założonej pojemności cieplnej. Uwzględniono stosunkowo szeroki zakres zmian prędkości U_∞ strumienia opływającego rozważaną pionową płytę. Otrzymane rezultaty przedstawiono w sposób graficzny.

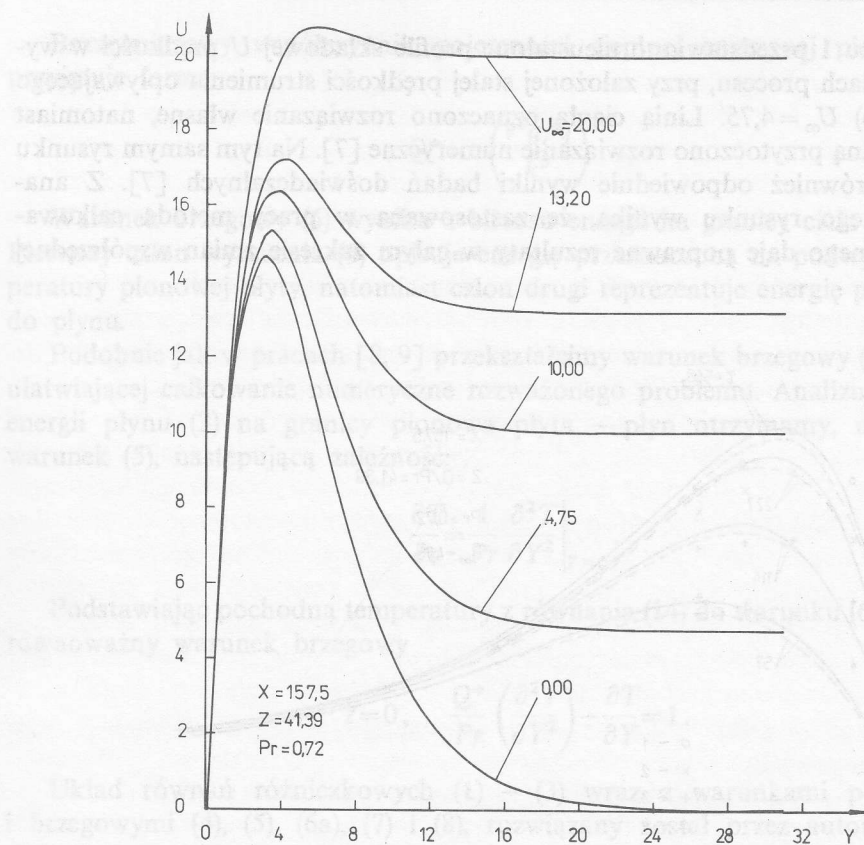
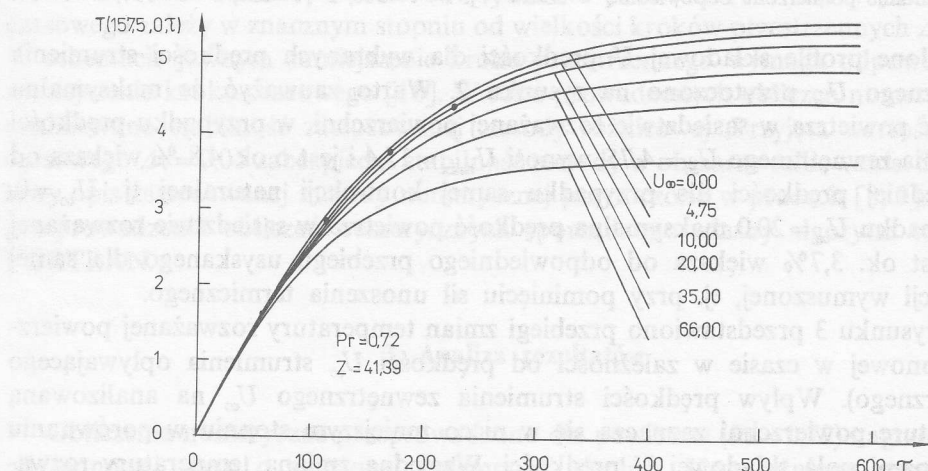
Na rysunku 1 przedstawiono nieustalone profile składowej U prędkości w wybranych chwilach procesu, przy założonej stałej prędkości strumienia opływającego (zewnętrznego) $U_\infty = 4,75$. Linia ciągłą oznaczono rozwiązanie własne, natomiast linią przerywaną przytoczono rozwiązanie numeryczne [7]. Na tym samym rysunku przytoczono również odpowiednie wyniki badań doświadczalnych [7]. Z analizy omawianego rysunku wynika, że zastosowana w pracy metoda całkowania numerycznego daje poprawne rezultaty w całym zakresie zmian współrzędnej czasowej τ .



Rys. 1. Nieustalone profile składowej pionowej U prędkości. Pojedyncze symbole oznaczają dane eksperymentalne pomierzone odpowiednio w czasie [7]: 1- $\tau=568$, 2- $\tau=227$, 3- $\tau=114$, 4- $\tau=57$.

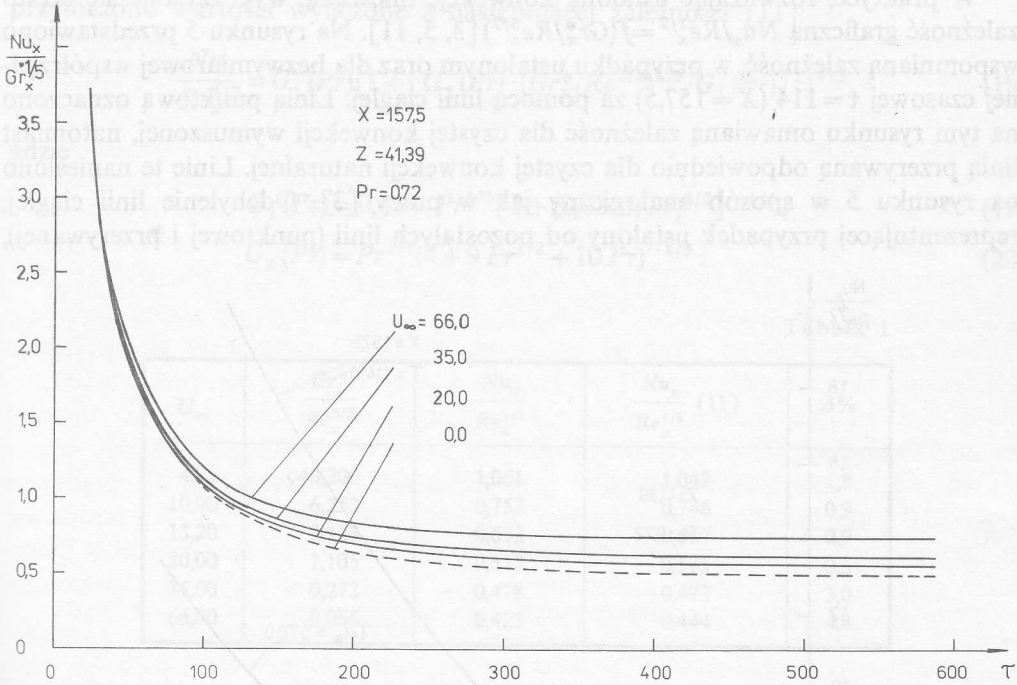
Ustalone profile składowej U prędkości dla wybranych prędkości strumienia zewnętrznego U_∞ przytoczono na rysunku 2. Warto zauważyć, że maksymalna prędkość powietrza w sąsiedztwie rozważanej powierzchni, w przypadku prędkości strumienia zewnętrznego $U_\infty = 4,75$, wynosi $U_{\max} = 15,4$ i jest o ok. 4,8 % większa od odpowiedniej prędkości dla przypadku samej konwekcji naturalnej tj. $U_\infty = 0$. W przypadku $U_\infty = 20,0$ maksymalna prędkość powietrza w sąsiedztwie rozważanej płyty jest ok. 3,7% większa od odpowiedniego przebiegu uzyskanego dla samej konwekcji wymuszonej, tj. przy pominięciu sił unoszenia termicznego.

Na rysunku 3 przedstawiono przebiegi zmian temperatury rozważanej powierzchni pionowej w czasie w zależności od prędkości U_∞ strumienia opływającego (zewnętrznego). Wpływ prędkości strumienia zewnętrznego U_∞ na analizowaną temperaturę powierzchni zaznacza się w nieco mniejszym stopniu w porównaniu ze zmianami pola składowej U prędkości. Względna zmiana temperatury rozważanej powierzchni pionowej w przypadku $U_\infty = 0,0$ i $U_\infty = 10,0$ wynosi zaledwie 3,8%. W przypadku $U_\infty = 66,0$ odpowiednia temperatura powierzchni jest

Rys. 2. Ustalone profile składowej U prędkości ($\tau_{\infty} = 570$)

Rys. 3. Przebiegi zmian temperatury rozważanej powierzchni pionowej w czasie (● – dane eksperymentalne [7])

o 6,1% mniejsza w porównaniu z przebiegiem uzyskanym przy pominięciu sił unoszenia termicznego (konwekcja wymuszona). Dla porównania przytoczono również na tym rysunku odpowiednie rezultaty numeryczne znalezione w pracy [7].



Rys. 4. Nieustalone przebiegi lokalnej liczby Nusselta

Nieustalone przebiegi lokalnej liczby Nusselta zobrazowano na rysunku 4. Liczbę Nu_x wyznaczono z zależności:

$$Nu_x = \frac{q}{t_w - t_\infty} \left(\frac{x}{k} \right). \quad (15)$$

Uwzględniając w zależności (15) wyrażenia bezwymiarowe (9) i (12) otrzymamy:

$$\frac{Nu_x}{(Gr_x^*)^{1/5}} = X^{1/5} \frac{1}{T_w}, \quad (16)$$

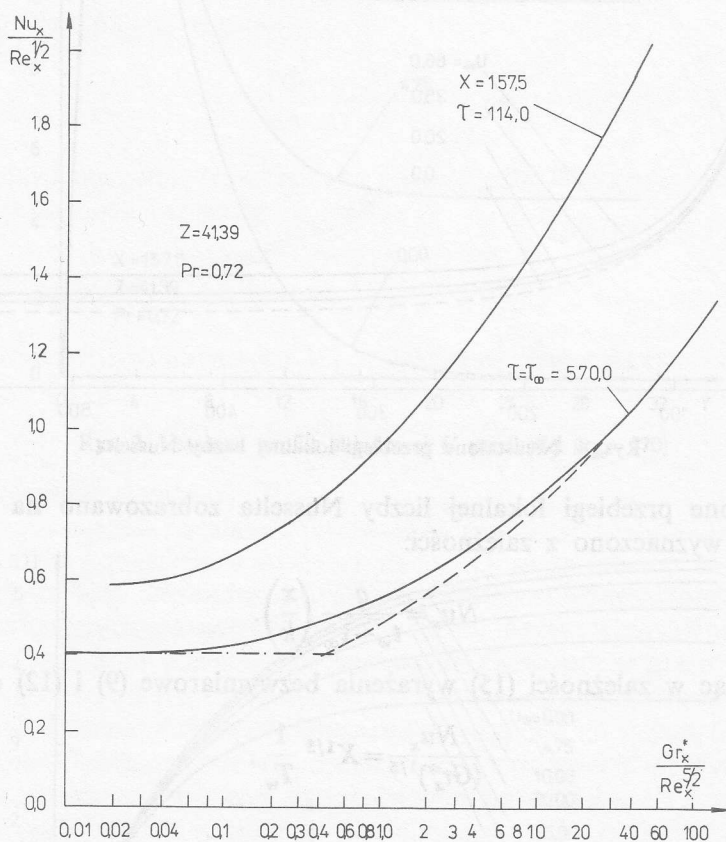
gdzie

$$T_w = \frac{t_w - t_\infty}{(v^2 q^3 / g \beta k^3)^{1/4}}. \quad (17)$$

Dla większej przejrzystości rysunku przytoczono tylko cztery przebiegi zależności (16) (rys. 4). Na podstawie wyników obliczeń można stwierdzić, że 5% przyrost względny wyrażenia $(Nu_x / (Gr_x^*)^{1/5})$ uzyskuje się dla procesu ustalonego w przypadku $U_\infty = 10,0$ w stosunku do przypadku $U_\infty = 0,0$ (konwekcja naturalna).

Analizując przypadek $U_\infty = 66,0$ można na podstawie obliczeń numerycznych zauważyć względny przyrost wyrażenia $(Nu_x/(Gr_x^*)^{1/5})$ wynoszący około 8,8% w stosunku do odpowiedniego przebiegu uzyskanego przy pominięciu sił unoszenia termicznego (konwekcja wymuszona).

W praktyce, rozważając ustaloną konwekcję mieszaną, wykorzystuje się często zależność graficzną $Nu_x/Re_x^{1/2} = f(Gr_x^*/Re_x^{5/2})$ [3, 5, 11]. Na rysunku 5 przedstawiono wspomnianą zależność, w przypadku ustalonym oraz dla bezwymiarowej współrzędnej czasowej $\tau = 114$ ($X = 157,5$) za pomocą linii ciągłej. Linia punktową oznaczono na tym rysunku omawianą zależność dla czystej konwekcji wymuszonej, natomiast linią przerywaną odpowiednio dla czystej konwekcji naturalnej. Linie te naniesiono na rysunku 5 w sposób analogiczny jak w pracy [3]. Odchylenie linii ciągłej, reprezentującej przypadek ustalony od pozostałych linii (punktowej i przerywanej),



Rys. 5. Krzywe charakterystyczne dla obszaru konwekcji mieszanej

na rysunku 5 określa obszar istnienia konwekcji mieszanej. W przypadku ustalonym obszar ten określony jest wartością parametru: $0,01 \leq (Gr_x^*/Re_x^{5/2}) \leq 13,5$ (rys. 5). Łatwo zauważyć na rysunku 5, że maksymalne odchylenie linii ciągłej (ustalona konwekcja mieszana) od przypadków tylko konwekcji wymuszonej lub naturalnej wynosi ok. 25%. Przyjmując jako kryterium konwekcji mieszanej 5% odchylenie

wyrażenia $(Nu_x/(Re_x)^{1/2})$ od przypadków czystej konwekcji wymuszonej lub naturalnej, omawiane wartości parametru $(Gr_x^*/(Re_x)^{5/2})$ wynoszą $0,04 \leq (Gr_x^*/Re_x^{5/2}) \leq 6,5$.

W celu porównania wyników własnych z innymi dostępnymi w literaturze dla przypadku ustalonego, sporządzono tabelę 1. W czwartej kolumnie tej tabeli przytoczono wartości wyliczone z następującej zależności [11]:

$$\frac{Nu_x}{Re_x^{1/2}} = G_1(Pr) \{1 + [G_2(Pr) \cdot (Gr_x^*/Re_x^{5/2})^{1/5} / G_1(Pr)]^3\}^{1/3}, \quad (18)$$

gdzie

$$G_1(Pr) = 0,464 Pr^{1/3} [1 + (0,0207/Pr)^{2/3}]^{-1/4}, \quad (19)$$

$$G_2(Pr) = Pr^{2/5} (4 + 9 Pr^{1/2} + 10 Pr)^{-1/5}. \quad (20)$$

Tabela 1

U_∞	$\frac{Gr_x^*}{Re_x^{5/2}}$	$\frac{Nu_x}{Re_x^{1/2}}$	$\frac{Nu_x}{Re_x^{1/2}}$ [11]	$\Delta\%$
4,75	40,200	1,061	1,042	1,8
10,00	6,253	0,753	0,746	0,9
13,20	3,123	0,673	0,667	0,9
20,00	1,105	0,572	0,575	0,5
35,00	0,273	0,478	0,493	3,0
66,00	0,056	0,423	0,444	4,8

Zależność (18) cechuje wysoki stopień zgodności z dużą grupą wyników teoretycznych znalezionych w literaturze w zakresie $0,1 \leq Pr \leq 100$ (maksymalny błąd nie przekraczał 5%) [11]. Została ona opracowana na podstawie szeregu wyników teoretycznych, charakterystycznych dla pionowej powierzchni ogrzewanej stałym strumieniem ciepła, dostępnych dla autorów pracy [11]. Warto zauważyć, że pojemność cieplna nagrzewanej pionowej powierzchni w przypadku ustalonym nie odgrywa żadnej roli.

4. Uwagi końcowe i wnioski

Ustalenie wybranych parametrów procesu, takich jak Pr , Q^* i częściowo Gr_x^* , umożliwiło analizę wpływu prędkości strumienia opływającego (zewnętrznego) na nieustalone pole temperatury i prędkości oraz na przebiegi lokalnej liczby Nusselta. Wspomniana prędkość strumienia opływającego (zewnętrznego) U_∞ przyjmowała wartość $0 \leq U_\infty \leq 70$, co odpowiada prędkości powietrza mierzonej w cm/s w zakresie $0 \leq u_\infty \leq 53$ w analizowanych warunkach przepływu. Górna granica zmian prędkości U_∞ umożliwiała w analizowanych warunkach przepływu około 5% odchylenie krzywej przebiegu $(Nu_x/Re_x^{1/2})$ od analogicznego przypadku ustalonego czystej konwekcji wymuszonej.

Oddziaływanie prędkości strumienia opływającego na nieustalone pole prędkości powietrza w sąsiedztwie pionowej powierzchni o założonej pojemności cieplnej, która zostaje w wybranej chwili ogrzana skokowym strumieniem ciepła, zaznacza się wyraźnie dla stosunkowo małych wartości prędkości U_∞ (ok. 4,8% odchylenie względne $U_{\max}$ dla $U_\infty = 4,75$ i $U_\infty = 0,0$). Omawiane oddziaływanie zanika w znacznym stopniu dla większych wartości U_∞ . Na przykład dla $U_\infty = 35$ i większych nie zaobserwowano w całym obszarze całkowania wyraźnego zwiększenia prędkości $U_{\max}$ w stosunku do czystej konwekcji wymuszonej w rozważanych czasach procesu.

Wraz ze wzrostem wartości prędkości U_∞ intensyfikuje się chłodzenie rozważanej powierzchni nagrzewanej. Zmniejszenie wymienionej temperatury powierzchni obserwuje się w zakresie większych wartości U_∞ w stosunku do charakterystycznych zmian pola prędkości. Względne odchylenie omawianej temperatury powierzchni, wynoszące 6,3% w przypadku ustalonym w stosunku do czystej konwekcji naturalnej, obserwuje się dopiero dla prędkości $U_\infty = 13,2$. Obniżenie się temperatury rozważanej powierzchni wraz ze wzrostem prędkości strumienia opływającego uwidacznia się szczególnie dla bezwymiarowej współrzędnej czasowej $\tau \geq 100$.

W tym samym zakresie zmian współrzędnej czasowej obserwuje się również znaczne odchylenia krzywych $(Nu_x/Gr_x^{*1/5}) = f(\tau)$ dla różnych prędkości U_∞ . Wspomniane odchylenie tych krzywych w przypadku ustalonym ($\tau = 570$) dla prędkości $U_\infty = 10,0$ i dla przebiegu czystej konwekcji naturalnej wynosi 5%. Na podstawie analizy porównawczej wyników uzyskanych w pracy z innymi dostępnymi w literaturze, zarówno w przypadku nieustalonym (rys. 1) jak też w przypadku ustalonym (tab. 1), można stwierdzić wysoki stopień ich zgodności.

Praca wpłynęła do Redakcji w lutym 1988 r.

Literatura

- [1] B. Staniszewski, *Wymiana ciepła*. PWN, Warszawa 1978.
- [2] B. S. Petuchov, A. F. Poljakov, *Теплообмен при смешанной турбулентной конвекции*, Nauka, 1986.
- [3] P. H. Ossthuizen, R. Hart, *A numerical study of laminar combined convective flow over flat plates*. Trans. ASME J. Heat Transfer, 95, 1973.
- [4] V. P. Carey, B. Gebhart, *Transport of large downstream distances in mixed convection flow adjacent to a vertical uniform-head-flux surface*, Int. J. Heat Mass Transfer, 2, 25, 1982.
- [5] N. Ramachandran, B. F. Armaly, T. S. Chen, *Measurements and predictions of laminar mixed convection flow adjacent to a vertical surface*, Trans. ASME J. Heat Transfer, 107, 1985.
- [6] B. Sammakia, B. Gebhart, V. P. Carey, *Transient mixed convection adjacent to a vertical flat surface*. Int. J. Heat Mass Transfer, 6, 25, 1982.
- [7] B. Sammakia, V. P. Carey, B. Gebhart, *Measurements and calculations of transient mixed convection in air*. Int. J. Heat Mass Transfer, 10, 28, 1985.
- [8] K. Rup, *Effekt zmian lepkości i pojemności cieplnej pionowej powierzchni w przepływach nieustalonej konwekcji naturalnej*, XII Ogólnopolska Konf. Inż. Chem. i Proc. Zesz. Nauk. Pol. Poz. 18, 1986.
- [9] K. Rup, *Einflüsse veränderlicher Viskosität und der Oberflächenwärmekapazität auf stationäre natürliche Konvektionsströmungen*. Wärme-und Stoffübertragung, 20, 1986.
- [10] P. J. Roache, *Computational fluid dynamics*. Hermosa Publishers 1976.
- [11] B. F. Armaly, T. S. Chen, N. Ramachandran, *Correlations for laminar mixed convection on vertical, inclined and horizontal flat plates with uniform surface heat flux*, Int. J. Heat Mass Transfer, 2, 30, 1987.

Analysis of Transient Mixed Convection Considering the Variable Free-Stream Velocity

Summary

Numerical calculations of the time-varying temperature and velocity profiles are presented for transient aiding mixed convection flow adjacent to a vertical semi-infinite surface with finite thermal capacity. The surface dissipates a constant and uniform heat flux in an air stream following at a uniform ambient velocity. The free-stream velocity is in the same direction as the buoyancy-induced flow resulting in an "assisting" mixed convection flow. The derived equations are solved numerically by means of finite-difference scheme.

The local Nusselt numbers are obtained and the mixed convection domain (defined as the region where the Nusselt numbers resulting from mixed convection calculations deviate by more than 5 percent from either the pure forced or the pure natural convection values) is given.

The results are presented in form of graphs and compared with the computations and experimental data other authors. Excellent agreement between the computational predictions and the results of previous studies was obtained.

Анализ нестационарной смешанной конвекции учитывая влияние однородной струи воздуха с переменной скоростью

Резюме

Представлены численные расчёты профилей нестационарных температуры и скорости при нестационарной смешанной конвекции у вертикальной плоской поверхности с конечной теплоёмкостью. Поверхность нагревается постоянным и однородным тепловым потоком и омывается струей воздуха, движущегося с однородной скоростью. Скорость струи воздуха имеет то же направление, что и вызванный нагревом поток, в результате которого возникает подъёмное смешанно-конвективное течение. Для расчёта нестационарных полей температуры и скорости использовалась явная конечно-разностная схема. На основе полученного решения определено распределения местного числа Нуссельта и границы режима смешанной конвекции (в качестве критерия было использовано условие, что ошибка определения коэффициента теплоотдачи не должна превышать 5%). Полученные результаты приведено в графической форме. Приведено тоже результаты полученные в других теоретических и экспериментальных исследованиях. Расчётные данные хорошо согласуются с результатами ранее проведённых исследований.