

KOMÓRKOWO-KOMINOWY CHARAKTER KONWEKCJI SWOBODNEJ
OD IZOTERMICZNYCH, POZIOMYCH POWIERZCHNI
WYMIENIAJĄCYCH CIEPŁO W PRZESTRZENI NIEOGRANICZONEJ

PIOTR KUBSKI

Politechnika Gdańska

WITOLD MAREK LEWANDOWSKI

Politechnika Gdańska

Spis ważniejszych oznaczeń

- a — współczynnik wyrównywania temperatury,
- C — stała, równanie (3),
- c_p — ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu,
- g — przyspieszenie grawitacyjne,
- K — współczynnik, równanie (23),
- k — współczynnik wyrażający stosunek masy płynów,
- l — wymiar liniowy, szerokość strumienia płynu,
- m — strumień masy,
- Q — strumień ciepła,
- q — gęstość strumienia ciepła,
- p — ciśnienie,
- t — temperatura,
- ΔT — różnica temperatury płyty i płynu w obszarze niezaburzonym,
- w — prędkość płynu,
- x, y, z — współrzędne przestrzenne,
- α — współczynnik przejmowania ciepła,
- β — współczynnik rozszerzalności objętościowej,
- δ — grubość warstwy przyściennej,
- λ — współczynnik przewodnictwa cieplnego,
- ν — kinematyczny współczynnik lepkości,
- ρ — gęstość.

Ważniejsze indeksy dotyczą

- k — komórki konwekcyjnej,
- h — strumienia ciepłego (wznoszącego),

∞ — strumienia zimnego,
 w — ścianki grzejszej.

Liczby podobieństwa

$$\text{Nu} = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda} \text{ — Nusselta,}$$

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{a} \text{ — Prandtla,}$$

$$\text{Ra} = \frac{g \cdot \beta \Delta T l^3}{\nu a} \text{ — Rayleigha.}$$

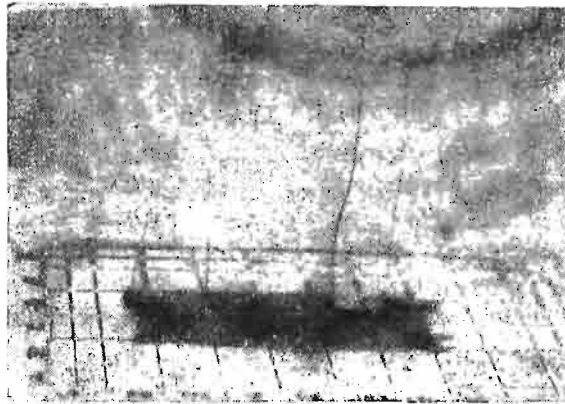
Wstęp

Biorąc, jako kryterium, oddziaływanie ścian rozpatrywanego układu na przejmowanie ciepła, ogół praktycznych przypadków konwekcji swobodnej można podzielić na dwa zasadnicze typy: konwekcję w przestrzeni ograniczonej i nieograniczonej. W pierwszym typie przypadków tworzą się heksagonalne struktury komórkowe, sfotografowane przez BÉNARDA (1901), których rozmiar i charakter badali m.in. BLOCK (1956), PEARSON (1958), NIELD (1964), LORTZ (1965), CHEN (1966), KOSCHMIEDER (1966), TANO (1974), HWANG (1976), TVEITEREID (1977)... W badaniach tych uzależniono rozmiar komórek od grubości warstwy płynu lub wysokości i szerokości szczeliny, określono charakterystyczny wymiar liniowy oraz zaproponowano mechanizm i strukturę powstawania komórek konwekcyjnych; [1].

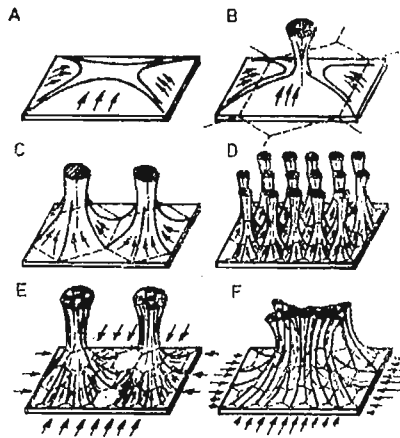
Konwekcją swobodną w przestrzeni nieograniczonej zajmowali się: BURDE (1872),, TIEN (1968), MOCHOLOV (1970), FUJII (1972), HAMMEKE (1975), PARMENTIER (1978), MILLER (1978) i inni. Wykryli oni wiry swobodne tworzące się nad geometrycznym środkiem płyty lub nad jej przekątnymi. Nie określono jednak ani rozmiarów, ani mechanizmów powstawania tych struktur, zaś uzyskane zależności kryterialne znacznie różnią się między sobą, [2].

1. Opis modelu fizycznego

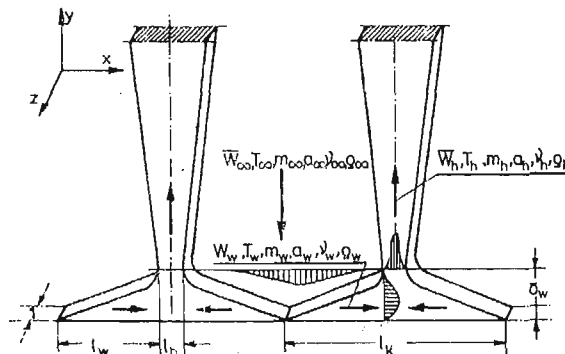
Wstępne badania wizualne wykazały, że także w przestrzeni nieograniczonej tworzą się nad poziomą płytą komórki konwekcyjne (Rys. 1). Są one wprawdzie rozmywane bocznym napływem zimnego płynu, ale przy małych wartościach strumienia ciepła można je jednak zaobserwować. W tym celu należy na powierzchnię grzejszą nanieść roztwór barwnika o temperaturze warstwy przysiennej. Zaobserwowany mechanizm powstawania konwekcji i jej kontynuację przedstawiono schematycznie na rysunku (Rys. 2A, B, C, D, E, F). W pierwszej fazie, po przekroczeniu zakresu przewodnictwa rozpoczyna się narastanie warstwy przysiennej, której grubość w miarę zbliżania się do środka płyty rośnie (Rys. 2A). Po przekroczeniu krytycznej liczby Rayleigha, której odpowiada krytyczna grubość warstwy przysiennej, następuje przerwanie jej ciągłości i powstaje wir swobodny (Rys. 2B).



Rys. 1. Przykład struktur komórkowych i wirów kominowych, woda destylowana, $\Delta T = 1,2[\text{K}]$, $q = 802,4 [\text{W}/\text{m}^2]$



Rys. 2. Schemat powstawania komórek konwekcyjnych i przekształcania ich w wiry kominowe

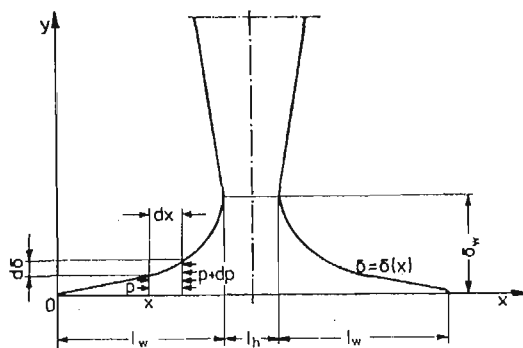


Rys. 3. Wycinek o jednostkowej szerokości, komórek konwekcyjnych w ujęciu modułarnym zjawiska

W miarę wzrostu strumienia ciepła warstwa przyścienna narasta szybciej i przerwanie jej ciągłości nastąpi bliżej niż w środku geometrycznym płyty (Rys. 2C). Przy dalszym wzroście strumienia ciepła ilość komórek konwekcyjnych na powierzchni płyty powiększa się, ich wielkość natomiast maleje (Rys. 2D). Przedstawiony model jest schematem uproszczonym, w rzeczywistości występuje jeszcze boczny napływ zimnego płynu nad powierzchnię płyty, który powoduje rozmywanie i łączenie poszczególnych strumieni swobodnych w wiry kominowe (Rys. 2E). Inną formę wirów kominowych, związanych także z intensywnością strumienia ciepła, przedstawiono na kolejnym rysunku (Rys. 2F). Do dalszych rozważań teoretycznych wybrano model idealny, zakładając, że to co dzieje się w warstwie przyściennej ma decydujące znaczenie na wymianę ciepła. Ze struktury komórkowej (Rys. 2D) „wycięto” pasek o jednostkowej szerokości, zawierający wycinki dwóch sąsiednich komórek (Rys. 3).

2. Model analityczny

Celem analizy jest określenie rozmiaru komórki konwekcyjnej, który uzależniony jest od grubości warstwy przyściennej, narastającej nad płaską powierzchnią grzejną (Rys. 4). Analiza oparta jest na pracy [3] i sprowadza się do rozwiązania równań warstwy przyściennej, wyznaczenia grubości warstwy, a w dalszej kolejności wyrażenia rozmiaru komórki poprzez jej grubość.



Rys. 4. Model komórki konwekcyjnej

Poniższe rozważania uwzględniają następujące założenia upraszczające:

- ruch płynu omywającego płytę jest laminarny,
- siły bezwładności płynu można zaniedbać,
- prędkość płynu na powierzchni płyty jest równa zero,
- przepływ ciepła przez warstwę płynu odbywa się wyłącznie poprzez przewodzenie i to prostopadłe do powierzchni płyty,
- temperatura powierzchni płyty t_w i temperatura płynu niezaburzonego t_∞ są stałe,
- własności fizyczne płynu omywającego płytę: gęstość ρ , dynamiczny współczynnik lepkości μ , współczynnik przewodzenia ciepła λ , ciepło właściwe c_p , oraz w strumieniu ciepłym (wznoszącym) ρ_n , μ_n , λ_n , c_{p_n} i w strumieniu zimnym (opadającym) ρ_∞ , μ_∞ , λ_∞ , c_{∞} są stałe.

Przy uprzednich założeniach upraszczających, równanie ruchu w kierunku osi x dla płynu nieściśliwego stykającego się z płytą grzejącą, przyjmuje postać:

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 W_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W_x}{\partial y^2} \right).$$

Jej przybliżeniem matematycznym, wobec relacji

$$\frac{\partial^2 W_x}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 W_x}{\partial y^2}$$

dopuszczalnej z racji pominięcia sił bezwładności jest równanie

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 W_x}{\partial y^2} \right), \quad (1)$$

opisujące profil prędkości $W_x(y)$ w warstwie przyściennej. Gradient ciśnienia $\frac{\partial p}{\partial x}$ wywołany przez zmianę ciśnienia hydrostatycznego na grubości warstwy przyściennej można uzależnić od różnicy gęstości $(\rho - \rho_\infty)$ płynu oraz od przyrostu grubości warstwy przyściennej wzdłuż płyty $\frac{\partial \delta}{\partial x}$, jako

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -g(\rho - \rho_\infty) \frac{\partial \delta}{\partial x}. \quad (2)$$

By z równania (1) po uwzględnieniu zapisu (2) wyznaczyć profil prędkości $W_x(y)$ w warstwie przyściennej, zastąpiono wyrażenie $\frac{\partial \delta}{\partial x}$ jego wartością średnią $\frac{\bar{\partial \delta}}{\partial x}$, stałą dla rozpatrywanego odcinka l_w , na którym narasta warstwa przyścienna, czyli

$$\frac{\partial \delta}{\partial x} = \frac{\bar{\partial \delta}}{\partial x} = C = \text{idem}, \quad (3)$$

przy czym stała C zostanie wyznaczona w dalszej analizie, a równanie (1) sprowadzono do postaci równania różniczkowego zwyczajnego:

$$\frac{d^2 W_x}{dy^2} = C \frac{g}{\mu} (\rho_\infty - \rho). \quad (4)$$

Jako warunki brzegowe przyjęto:

$$\left. \begin{array}{l} \text{— na powierzchni płyty: dla } y = 0, W_x(0) = 0 \\ \text{— na granicy warstwy przyściennej: dla } y = \delta, W_x(\delta) = 0, \frac{\partial W_x(\delta)}{\partial y} = 0 \end{array} \right\} \quad (5)$$

i otrzymano rozwiązanie:

$$W_x(y) = C \frac{g}{\mu} (\rho_\infty - \rho) \delta^2 \frac{y}{\delta} \left(1 - \frac{y}{\delta} \right)^2. \quad (6)$$

Średnia, na grubości δ , wartość prędkości płynu w warstwie przyściennej:

$$\bar{W}_x = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta W_x(y) dy = \frac{C}{12} \frac{g}{\mu} (\rho_\infty - \rho) \delta^2,$$

pozwała wyznaczyć strumień płynu przypadający na jednostkę szerokości płyty, przechodzący przez przekrój określony współrzędną x :

$$m = \bar{W}_x \cdot \varrho \cdot 1 \cdot \delta = \frac{C}{12} \frac{g}{\nu} (\varrho_\infty - \varrho) \delta^3, \quad (7)$$

przy czym wprowadzono kinematyczny współczynnik lepkości

$$\nu = \frac{\mu}{\varrho}$$

Zmianę strumienia płynu na odcinku dx określono jako

$$dm = \frac{\partial m}{\partial \delta} d\delta = \frac{C}{4} \frac{g}{\nu} (\varrho_\infty - \varrho) \delta^2 d\delta.$$

Powyższa zmiana strumienia płynu związana jest ze zmianą strumienia ciepła dQ na powierzchni płyty o jednostkowej szerokości i długości dx , zależnością

$$dQ = c_p \Delta T dm = \frac{C}{4} \frac{g}{\nu} (\varrho_\infty - \varrho) \Delta T C_p \delta^2 d\delta, \quad (8)$$

gdzie różnica temperatury ΔT ścianki i płynu wynosi

$$\Delta T = t_w - t_\infty. \quad (9)$$

Przy przyjętych uprzednio założeniach upraszczających, równanie energii płynu omijającego płytę ma postać:

$$\frac{d^2 t}{dy^2} = 0, \quad (10)$$

zaś warunki brzegowe przyjęto:

$$\text{dla } \left. \begin{array}{l} y = 0, \quad t = t_w \\ y = \delta \quad t = t_\infty \end{array} \right\} \quad (11)$$

Rozwiązanie równania (10) przy warunkach (11)

$$\frac{dt}{dy} = \frac{\Delta T}{\delta},$$

przy czym wykorzystano związek (9), pozwala wyznaczyć lokalną wartość współczynnika przejmowania ciepła, jako

$$\alpha = \alpha(x) = \frac{\lambda}{\Delta T} \frac{dt}{dy} = \frac{\lambda}{\delta(x)} = \frac{\lambda}{\delta}$$

Wyrażając strumień ciepła dQ poprzez gęstość strumienia ciepła i powierzchnię, otrzymano:

$$dQ = q \cdot 1 \cdot dx = \alpha \cdot \Delta T dx = \frac{\lambda}{\delta} \Delta T dx. \quad (12)$$

Porównując stronami wyrażenia (8) i (12), otrzymano równanie różniczkowe o zmiennych rozdzielonych, opisujące zmienność grubości warstwy przyściennej ze współrzędną x , które po scałkowaniu i uwzględnieniu warunku:

$$\text{dla } x = 0, \quad \delta = 0,$$

proceedzi do związku:

$$\delta = \delta(x) = 2 \left[\frac{1}{C} \frac{\nu \lambda}{g(\varrho_\infty - \varrho)} \cdot x \right]^{1/4}, \quad (13)$$

przy czym grubość warstwy δ jest określona poprzez nieznaną stałą C . Można ją wyznaczyć przez następujące uśrednienie:

$$C = \frac{d\bar{\delta}}{dx} = \frac{1}{l_w} \int_0^{l_w} \frac{d\delta}{dx} dx = \frac{1}{l_w} \delta|_{l_w}. \quad (14)$$

Podstawiając do zależności (14) związek (13) i wprowadzając oznaczenia:

— współczynnik wyrównywania temperatury $a = \frac{\lambda}{c_r \cdot \varrho}$

— termiczny współczynnik rozszerzalności objętościowej $\beta = \frac{\varrho_\infty - \varrho}{\varrho} \cdot \frac{1}{\Delta T}$

otrzymano wartość stałej:

$$c = 2^{4/5} \left(\frac{\nu a}{g\beta\Delta T} l_w^3 \right)^{1/5}, \quad (15)$$

która pozwala określić maksymalną grubość warstwy przyściennej w miejscu o współrzędnej $x = l_w$:

$$\delta_w = 2^{4/5} \left(\frac{\nu a}{g\beta\Delta T} \right)^{1/5} \cdot l_w^{2/5} \quad (16)$$

Zgodnie z rysunkiem 4 rozmiar komórki konwekcyjnej l_k wynosi:

$$l_k = 2l_w + l_n \quad (17)$$

Wprowadzając współczynniki k_1 i k_2 , które określają stosunki mas strumieni:

$$k_1 = \frac{2l_w}{l_n} \cdot \frac{\varrho_\infty}{\varrho_n} \cong \frac{2l_w}{l_n} \cdot \frac{\varrho_\infty}{\varrho}, \quad (18)$$

$$k_2 = \frac{l_w}{\delta_w} \cdot \frac{\varrho_\infty}{\varrho}, \quad (19)$$

do równania (17) uzyskuje się

$$l_k = 2l_w \left(1 + \frac{1}{k_1} \frac{\varrho_\infty}{\varrho} \right) \quad (20)$$

Z układu dwóch równań (19) i (16) z dwiema niewiadomymi δ_w i l_w można wyznaczyć:

$$l_w = \left(\frac{\varrho}{\varrho_\infty} \right)^{5/3} \cdot k_2^{5/3} \cdot 2^{4/3} \cdot \left(\frac{\nu a}{g\beta\Delta T} \right)^{1/3} \quad (21)$$

a następnie

$$l_k = 2^{7/3} \cdot \left(\frac{\varrho}{\varrho_\infty} \right)^{5/3} \cdot k_2^{5/3} \cdot \left(\frac{\nu \cdot a}{g\beta\Delta T} \right)^{1/3} \cdot \left[1 + \left(\frac{\varrho_\infty}{\varrho} \right) \frac{1}{k_1} \right] \quad (22)$$

Wprowadzając oznaczenie — współczynnik K

$$K = 2^{7/3} \cdot \left(\frac{\varrho}{\varrho_\infty}\right)^{5/3} \cdot k^{5/3} \cdot \left[1 + \left(\frac{\varrho_\infty}{\varrho}\right) \frac{1}{k_1}\right], \quad (23)$$

ostatni zapis przyjmie postać:

$$l_k = K \left(\frac{\nu a}{g\beta\Delta T}\right)^{1/3}. \quad (24)$$

W szczególnym przypadku, w chwili rozpoczęcia ruchu w komórkach konwekcyjnych można założyć, że:

$$\frac{\varrho}{\varrho_\infty} \rightarrow 1, \quad k_1 \rightarrow 1, \quad k_2 \rightarrow 1, \quad (25)$$

wówczas wartość współczynnika K we wzorze (23) wynosi

$$K_I = 2^{10/3} = 10.08. \quad (26)$$

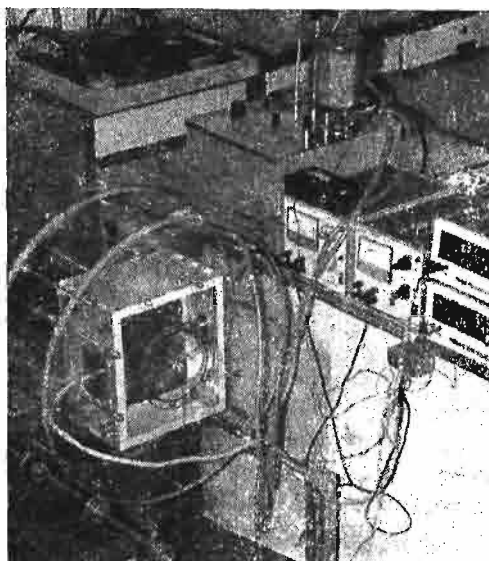
Traktując wymiar komórki (24) jako charakterystyczny wymiar liniowy zagadnienia i podstawiając go do liczby Rayleigha uzyskuje się krytyczną jej wartość, począwszy od której rozpoczyna się ruch konwekcyjny

$$Ra_{cr_I} = \frac{g\beta\Delta T}{\nu a} l_k^3 = K_I^3 = 1024.00 \quad (27)$$

Tak określona wartość jest niższa od liczby $Ra_{cr} = 1710$, podanej w 1916 roku przez Rayleigha. Jest natomiast zbliżona do wartości $Ra_{cr} = 1100$ podanej przez Madejskiego [10], charakterystycznej dla konwekcji w przypadku swobodnej powierzchni cieczy. Należy jednak pamiętać, że Reyleigh badał struktury heksagonalne, odkryte w przestrzeni zamkniętej lub cienkich warstwach płynu i zwanych komórkami Bénarda. Natomiast prezentowane rozwiązanie dotyczy przestrzeni nieograniczonej.

3. Badania eksperymentalne

Badania przeprowadzono w prostopadłościennym zbiorniku (Rys. 5) o wymiarach: $0.2 \times 0.3 \times 0.3$ [m] i pojemności 0.02 [m³], którego ściany były termostatowane. Znajdująca się wewnątrz płyta grzejna o wymiarach: 0.1×0.06 i 0.05 [m] posiadała dwie grzałki: główną i pomocniczą kompensującą strumień strat ciepłych. Do pomiaru gradientu temperatur w ok. 240 punktach pomiarowych nad płytą, stosowano termoparę o średnicy 0.1×10^{-3} [m] i ustawianą specjalnie skonstruowanym przyrządem [5]. Dokładność określania współrzędnych punktu pomiarowego wynosiła: $\Delta x = \Delta y = 0.1 \times 10^{-3}$ [m] i $\Delta z = 0.1 \times 10^{-4}$ [m]. Stanowisko badawcze wraz ze skalowaniem i metodykę badań przedstawiono w pracach [6], [7]. Przebadano wodę destylowaną, glicerynę 100 [%], glicerynę techniczną i olej sojowy. Zakres zmienności eksperymentów przedstawia tablica 1. Wykonano także badania wizualne polegające na fotografowaniu śladów barwnika, którego termostatowane roztwory w badanym płynie nanoszono na powierzchnię płyty.



Rys. 5. Widok stanowiska badawczego podczas skalowania (plyta grzejna ustawiona pionowo)

Tabela 1. Wykaz badanych płynów oraz zakresów zmienności najważniejszych parametrów

	ΔT [K]	T_{sr} [°C]	Pr [-]	Nu [-]	Ra [-]
woda destylowana	0.1 ÷ 8.2	13.1 ÷ 40.4	4 ÷ 9	23.5 ÷ 79.3	$9.27 \cdot 10^4 \div 4.86 \cdot 10^7$
gliceryna techniczna	0.5 ÷ 16.9	11.0 ÷ 32.5	$1.2 \cdot 10^3 \div 4.2 \cdot 10^3$	6.2 ÷ 20.9	$1.46 \cdot 10^4 \div 5.89 \cdot 10^6$
gliceryna 100 [%]	0.5 ÷ 5.7	16.5 ÷ 37.1	$3 \cdot 10^3 \div 1.3 \cdot 10^4$	3.2 ÷ 16.0	$4.48 \cdot 10^3 \div 9.67 \cdot 10^5$
olej sojowy	6.2 ÷ 8.9	20.2 ÷ 34.5	400 ÷ 750	20.6 ÷ 25.8	$1.47 \cdot 10^6 \div 3.56 \cdot 10^6$

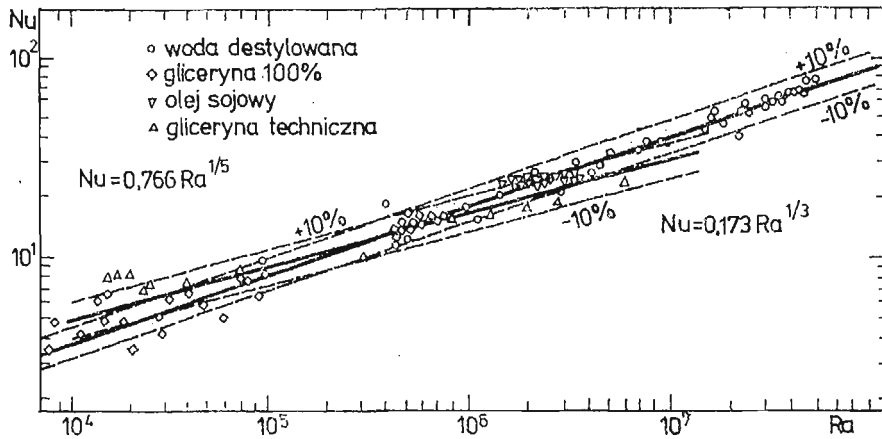
4. Wyniki badań

Uzyskane dane umożliwiły wyliczenie zależności kryterialnych w oparciu o krótszy bok płyty, jako charakterystyczny wymiar liniowy.

$$Nu = 0,766 (Ra)^{1/5}, \quad \text{dla } 10^4 \leq Ra \leq 10^7, \quad (28)$$

$$Nu = 0,173 (Ra)^{1/3}, \quad \text{dla } 10^5 \leq Ra \leq 10^8. \quad (29)$$

Uzyskane wyniki przedstawiono w formie graficznej na rysunku (Rys. 6). Przedział rozbieżności wyników eksperymentalnych (co uwidacznia (Rys. 6)) wynosi ± 20 [%], dla zakresu laminarnego i ± 10 [%] dla obszaru przejściowego i turbulentnego. Otrzymane zależności mieszczą się w środku przedziału błędów innych autorów, czyli są wiarygodne.



Rys. 6. Wyniki eksperymentalne przedstawione w układzie: liczba Nusselta, liczba Rayleigha. Jako wymiar charakterystyczny przyjęto zgodnie z dotychczas stosowaną zasadą — wymiar liniowy płyty

Nie wnoszą jednak nic nowego, poza stwierdzeniem, że zakres laminarny nadal obarczony jest największym błędem. Uzyskane równania kryterialne (wzór 28 i 29) różnią się między sobą, oprócz współczynników i wykładników potęg także i tym, że wymiar liniowy dla zakresu turbulentnego redukuje się i nie jest ważne, jak został ten wymiar zdefiniowany. W obszarze konwekcji laminarnej istotne znaczenie ma poprawność interpretacji charakterystycznego wymiaru liniowego; dotychczasowe powiązanie go z wielkością i geometrią płyty, w świetle przeprowadzonych badań, nie wydaje się słuszne. Wiadomo też, że kształt badanych płyt był różny (koło, prostokąt, kwadrat i trójkąt), również i wielkość płyty grzejnej nie była stała i wg danych literaturowych zmieniała się w granicach: $0.01 \div 1.5$ [m]. Ponieważ dla tego przypadku wymiar liniowy nie redukował się, mogło to być przyczyną różnic w zależnościach kryterialnych. Dalsze opracowanie wyników eksperymentalnych, pod kątem znalezienia wymiaru komórki konwekcyjnej, przeprowadzono w oparciu o zależność (28), do której w miejsce wymiaru płyty podstawiono równanie (24). W efekcie uzyskano:

$$\frac{\alpha}{\lambda} \cdot K \cdot \left(\frac{a \cdot \nu}{g\beta\Delta T} \right)^{1/3} = 0,766 K^{3/5}, \quad (30)$$

$$K = \left(\frac{\lambda}{\alpha} \right)^{5/2} \cdot \left(\frac{g\beta\Delta T}{a\nu} \right)^{5/6} \cdot 0,5135. \quad (31)$$

Wstawiając dane eksperymentalne do równania (31) i uśredniając otrzymane wyniki uzyskano wartość współczynnika K (równanie (32)).

$$K = 41.25. \quad (32)$$

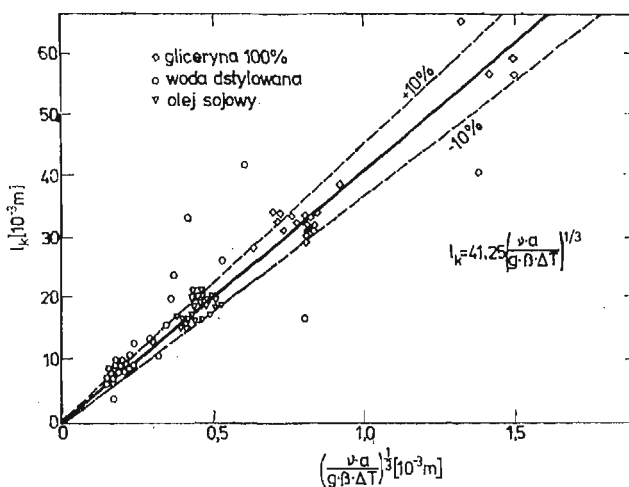
Wymiar komórki konwekcyjnej, uzyskany przez wprowadzenie zależności (32) do równania (24) przyjmie postać:

$$l_k = 41.25 \left(\frac{a \cdot \nu}{g\beta\Delta T} \right)^{1/3}. \quad (33)$$

Oparta na tym wymiarze liczba Rayleigha, jest wartością drugiej krytycznej liczby zjawiska konwekcji w przestrzeni nieograniczonej:

$$Ra_{crII} = \frac{g\beta\Delta T \cdot l_k^3}{\alpha \cdot \nu} = (41.25)^3 \approx 70\,200. \quad (34)$$

Pierwsza poprzednio obliczona krytyczna liczba Rayleigha, równanie (27), określa początek ruchów konwekcyjnych, powstających w wyniku przzerwania ciągłości warstwy przyściennej i przekształceniu się jej w pionowe wiry swobodne. Druga eksperymentalnie znaleziona krytyczna liczba Rayleigha, Ra_{crII} określa ustabilizowany ruch w komórce konwekcyjnej.



Rys. 7. Eksperymentalnie wyznaczony wymiar komórki konwekcyjnej przedstawiony w funkcji własności płynu i różnicy temperatur

Na rysunku (Rys. 7) przedstawiono graficzny sposób wyznaczenia wartości współczynnika K . W układzie współrzędnych: — wymiar komórki konwekcyjnej oraz własności fizyczne płynu i różnica temperatur, zaprezentowane wyniki eksperymentalne wykazują dobrą zgodność [8], [9]. Szukając innych możliwości przedstawienia wyników badań przekształcono równanie (31), przy uwzględnieniu równania (32), do postaci:

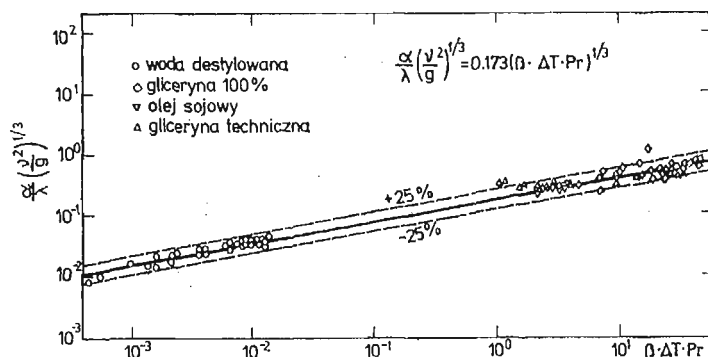
$$\frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{\bar{\nu} a \cdot \nu}{g \cdot \beta \cdot \Delta T} \right)^{1/3} = 0.173. \quad (35)$$

Mnożąc i dzieląc ostatnie równanie przez kinematyczny współczynnik lepkości ν użykuje się zależność (36) a następnie (37):

$$\frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{a \cdot \nu^2}{g \beta \Delta T \cdot \nu} \right)^{1/3} = 0.173, \quad (36)$$

$$\frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{\nu^2}{g} \right)^{1/3} = 0,173 (\beta \Delta T \cdot \text{Pr})^{1/3}. \quad (37)$$

Otrzymane równanie przypomina swoją budową dotychczas stosowaną zależność kryterialną, posiada jednak nad nią tę przewagę, że nie występuje w niej wymiar liniowy zwią-



Rys. 8. Wyniki badań eksperymentalnych przedstawione w układzie współrzędnych opisanych równaniem (31)

zany z wielkością płyty grzejnej. Na rysunku (Rys. 8) przedstawiono jeszcze raz wyniki badań eksperymentalnych, tym razem w układzie współrzędnych opisanych równaniem (37). W granicach ± 25 [%] mieści się 93 [%] wyników eksperymentalnych, jest to typowa dokładność dla badań wymiany ciepła. Otrzymana zależność jest słuszna zarówno dla zakresu laminarnego, jak i turbulentnego.

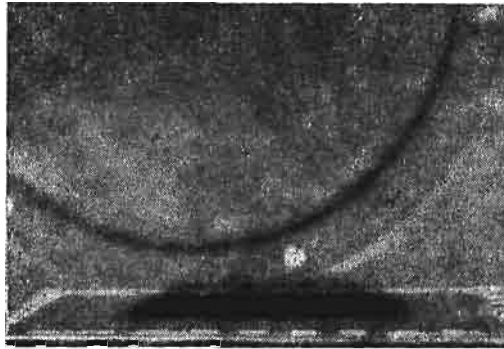
5. Dyskusja wyników, wnioski

Jak wykazały badania eksperymentalne, których wyniki mieszczą się w granicach błędu innych autorów, zaproponowany model komórkowo-kominowej konwekcji naturalnej jest słuszny. Potwierdziły to także badania wizualne: Rys. 9, Rys. 10 i Rys. 11.

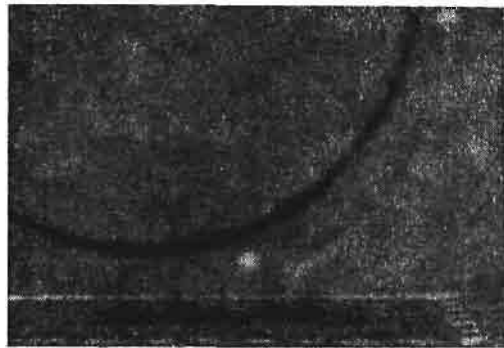


Rys. 9. Faktura tworząca się w warstwie przyściennej w końcowej fazie wypłukiwania barwnika z płyty przez ruchy konwekcyjne

- Z faktu przyjęcia słuszności przedstawionej koncepcji wynikają następujące wnioski:
- wielkość płyty wpływa tylko pośrednio na intensywność wymiany ciepła;
 - wymiar komórki konwekcyjnej ma zasadniczy wpływ na ilość przekazywanego ciepła;
 - im więcej komórek przypada na jednostkę powierzchni grzejnej, tym proces wymiany ciepła przebiega gwałtowniej;
 - intensywność wymiany ciepła jest odwrotnie proporcjonalna do lepkości płynu;
 - wraz ze wzrostem średniej temperatury płynu maleje wielkość komórek;



Rys. 10. Przerwanie ciągłości warstwy przyściennej i powstawanie wirów swobodnych



Rys. 11. Przykład przekształcania wirów swobodnych w wiry kominowe w wyniku oddziaływania bocznego napływu zimnego płynu nad powierzchnię płyty

— ze spadkiem temperatury płynu wielkość komórek konwekcyjnych rośnie, zdążając w temperaturze zamarzania do nieskończoności, natomiast intensywność wymiany ciepła maleje zdążając do zera.

W świetle przedstawionych badań oraz wypływających z nich wniosków, zastosowanie w zależności kryterialnej wymiaru komórki konwekcyjnej, w miejsce dotychczas używanego wymiaru liniowego, związanego z geometrią płyty, jest celowe i słuszne z następujących powodów:

- opis zjawisk wymiany ciepła uwzględniający wymiar komórki konwekcyjnej jest opisem naturalnym i bliższym rzeczywistości, niż dotychczas stosowana forma;
- uzależnienie się od własności fizycznych płynu, będących funkcją jego temperatury i jednoznacznie przez wszystkich interpretowanych, jest bezpieczniejsze, niż wiązanie zależności kryterialnych z wymiarem płyty;
- poprawieniu ulegnie wówczas powtarzalność wyników oraz zmniejszy się, tak znaczny dla płyty poziomej, rozrzut końcowych korelacji.

Literatura cytowana w tekście

1. W. M. LEWANDOWSKI, *Systematyczne badania przejmowania ciepła od płyty poziomej do cieczy, w warunkach konwekcji naturalnej w przestrzeni nieograniczonej*. Praca doktorska, Gdańsk, 1980.
2. W. M. LEWANDOWSKI, P. KUBSKI, *The Action of Natural Convection from Isothermal Horizontal Surfaces* (w redakcji Wärme — und Stoffübertragung).
3. P. KUBSKI, *Blonowa wymiana ciepła*, Mat. Symp. Wymiany Ciepła i Masy, Jabłonna, 1979.
4. J. K. MANDI, R. H. PLETTCHER, *Prediction of Turbulent Forced Plumes Issuing Vertically Into Stratified or of Uniform Ambients*, J. Heat Transfer Transactions of the ASME, 2, 99 - 104, 1977.
5. W. M. LEWANDOWSKI, *Urządzenie do ustawiania sondy pomiarowej w przestrzeni hermetycznie zamkniętej*, Zgł. Pat. P-213749, 1979.
6. W. M. LEWANDOWSKI, P. KUBSKI, *Badania eksperymentalne konwekcji swobodnej od poziomej płyty skierowanej powierzchnią grzejącą w górę*, X Konf. Nauk. Inż. Chem. i Proces. Łódź, 1980.
7. W. M. LEWANDOWSKI, P. KUBSKI, *Urządzenie do określania przestrzennego rozkładu wielkości fizycznych w układach otwartych i hermetycznie zamkniętych*, PAK, 3, 1980.
8. P. KUBSKI, W. M. LEWANDOWSKI, *Wymiar komórki konwekcyjnej jako wymiar charakterystyczny konwekcji swobodnej nad poziomą płytą*, XI Zjazd Termodynamików, Szczecin—Swinoujście, 1981.
9. A. I. LEONTIEV, A. G. KIRDYASHKIN, *Experimental Study of Flow Patterns and Temperature Fields in Horizontal Free Convection Liquid Layers*, Int. J. Heat Mass Transfer, 11, 1461 - 1466, 1966.
10. J. MADEJSKI, *Teoria wymiany ciepła*, PWN, Warszawa, Poznań, 1963.

Резюме

ЯЧЕЙКО-ТРУБНОЙ ХАРАКТЕР ВЕЩЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ ОТ ИЗОТЕРМИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТИ ДО НЕОПРЕДЕЛЕННОГО ПРОСТРАНСТВА

В статье представлено ячейко-трубную концепцию естественной конвекции в неопределённом пространстве. В этой концепции заключено развитие ячейковой структуры в пограничном слое и далее преобразование этих структур в перпендикулярную трубную форму.

На характер и интенсивность теплообмена имеет влияние только число ячеек в единице поверхности.

Величину конвекционной ячейки определено аналитическим методом. Полученные результаты проверено в эксперименте и сравнено с данными по литературе.

Summary

CELLULAR-PLUMER CHARACTER OF NATURAL CONVECTION FROM ISOTHERMAL, HORIZONTAL SURFACES IN UNLIMITED SPACE

The paper presents the cellular-plumer conception of natural convection in unlimited space. This conception includes a phase of the cellular structure creation in the boundary layer and next the transformation of these structures into vertical plumes.

The character of the heat transfer depends on the processes inside the boundary layer, thus not the plate dimension, but the quantity of the plate, determines the intensity of natural convection.

The convection cell dimension has been analytically calculated on the base of the proposed physical model. The obtained results have been verified by the experimental investigations and compared to literature data.

Praca została złożona w Redakcji dnia 31 stycznia 1983 roku