

BADANIA NUMERYCZNE MECHANICZNEGO USUWANIA TERMICZNEJ WARSTWY PRZYŚCIENNEJ DLA NIESKOŃCZONEJ KASKADY ŁOPATEK SKROBIĄCYCH

NUMERICAL STUDY ON MECHANICAL REMOVING OF THERMAL BOUNDARY LAYER FOR INFINITE SCRAPERS CASCADE

Przemysław Błasiak

Politechnika Wrocławska

Wydział Mechaniczno-Energetyczny

Katedra Termodynamiki, Teorii Maszyn i Urządzeń Ciepłych

Wybrzeże Wyspiańskiego 27

50-370 Wrocław

e-mail: przemyslaw.blasiak@pwr.edu.pl

Abstract: The aim of the study is to examine the impact of the gap between the tip of the scraping blade (scraper) and the wall on the heat transfer. Numerical simulations of heat transfer and fluid flow under mechanical removing of thermal boundary layer were conducted. Due to the complexity of the phenomenon calculations were simplified to the two-dimensional case. As a test case a heat transfer under removing thermal boundary layer via infinite, rectangular scrapers cascade was chosen. Calculations were carried out for different scraper heights, ie. for different gap values. Reynolds and Grashof numbers were constant and equalled 1000 and 10 000 respectively. The range of Prandtl number and the gap varied 0.7-56.0 and 0.005L-0.25L accordingly.

The results showed that heat transfer intensification increases with the increasing Prandtl. It was shown that gap value strongly influences both temperature distribution and heat transfer rate. With the decreasing gap heat transfer rate increases.

Keywords: heat transfer, thermal boundary layer scraping.

Wprowadzenie

Metody intensyfikacji wymiany ciepła dzielimy na pasywne (ożebrowanie powierzchni, chropowacenie powierzchni, wprowadzanie elementów zawirowujących przepływ, itd.) i aktywne (wspomaganie mechaniczne, wibracja powierzchni, wibracja płynu, działanie polem elektrycznym, itp.) [1]. Zaletą metod pasywnych jest brak konieczności doprowadzania energii z zewnątrz. Niestety metody pasywne nie pozwalają osiągnąć wysokich współczynników wnikania ciepła. W wielu procesach technologicznych, w celu zapewnienia odpowiednich warunków wymiany ciepła, wymagane są wysokie wartości współczynników wnikania ciepła. Istnieją też sytuacje, gdzie nie można zastosować metod pasywnych. W tych

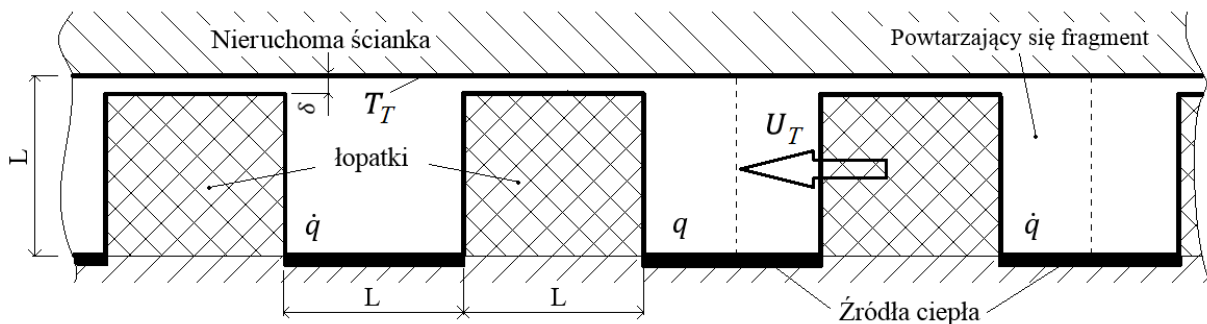
przypadkach trzeba wykorzystać metody aktywne, które pozwalają na dużą intensyfikację wymiany ciepła, ale kosztem doprowadzenia dodatkowej energii z zewnątrz. Jedną z metod aktywnych jest mechaniczne zaburzenie termicznej warstwy przyściennej. W metodzie tej główną rolę odgrywają elementy mechaniczne, zwane skrobakami. Poruszają się one w bliskiej odległości od ścianki, przez którą następuje wymiana ciepła. Ich zadaniem jest zrywanie termicznej warstwy przyściennej. Warstwa ta stanowi główny składnik oporu cieplnego w procesie wymiany ciepła. Mechaniczne usunięcie termicznej warstwy przyściennej skutkuje zmniejszeniem oporu cieplnego i w rezultacie intensyfikacją wymiany ciepła. Metoda ta znajduje głównie zastosowanie w skrobakowych wymiennikach ciepła i mieszalnikach [2, 3]. Mimo dużej ilości prac

badawczych zjawisko mechanicznego zrywania termicznej warstwy przyściennej nie jest poznane. Nie ma także jednoznacznych wzorów pozwalających obliczyć współczynniki wnikania ciepła w takich warunkach.

Celem pracy jest przeprowadzenie symulacji numerycznych wymiany ciepła w warunkach mechanicznego zaburzenia termicznej warstwy przyściennej i zbadanie wpływu rodzaju czynnika oraz wielkości szczeliny pomiędzy końcem łopatki skrobiącej, a powierzchnią ścianki, na wymianę ciepła. Do badań wybrano przypadek dwuwymiarowej wymiany ciepła pomiędzy ścianką płaską a płynem. Ruch płynu jest zaburzany przez nieskończoną kaskadę łopatek skrobiących.

Material i metody

Na rys. 1 przedstawiony jest schemat wraz z warunkami brzegowymi dwuwymiarowego wnikania ciepła do nieskończonej, nieruchomej ścianki płaskiej. Powierzchnia ścianki, utrzymywana w stałej temperaturze T_T , omywana jest przez gorący płyn. W celu intensyfikacji wymiany ciepła, w pobliżu ścianki, w kierunku od prawej do lewej, poruszają się ze stałą prędkością U_T łopatki skrobiące, wykonane z materiału nieprzewodzącego ciepła. Łopatki zamontowane są na ściance oddalonej o odległość L od powierzchni wymiany ciepła. Końce łopatek poruszają się w odległości δ od ścianki płaskiej. Odległość pomiędzy łopatkami wynosi L .

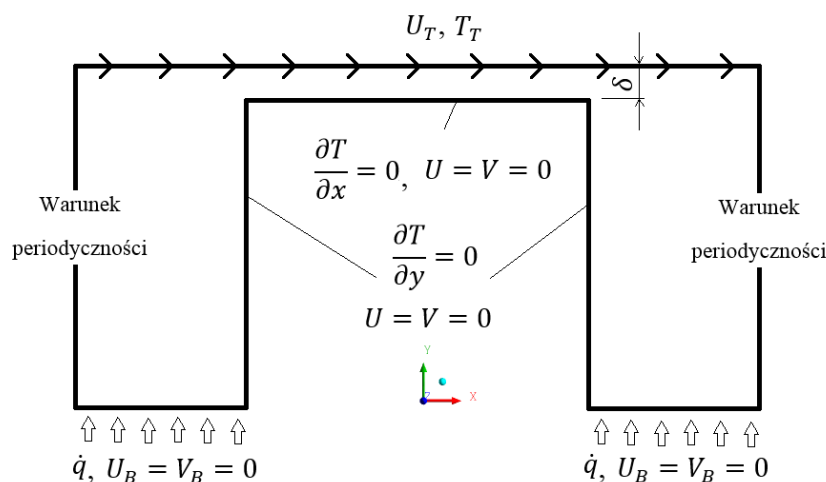


Rys. 1. Schemat modelowanego zagadnienia wraz z warunkami brzegowymi.

Płyn jest pod-grzewany za pomocą stałych źródeł ciepła \dot{q} , równomiernie rozłożonych na powierzchniach pomiędzy łopatkami na ruchomej ściance.

W celu zamodelowania opisanego wcześniej zagadnienia stworzono model numeryczny przedstawiony wraz z warunkami brzegowymi na rys. 2. Dzięki okresowemu charakterowi geometrii badanego zagadnienia, nie trzeba modelować całego obszaru, a jedynie obszar powtarzający się, zaznaczony na rys. 1 liniami kreskowymi. Jest to dozwolone, ponieważ w każdym z „powtarzających się obszarów” rozkład prędkości i temperatur będzie jednakowy ze względu na nieskończone długie wymiary ścianek. W celu uwzględnienia ruchu łopatek zmieniono układ w ten sposób, że

łopatki były nieruchome, natomiast płaska ścianka poruszała się z prędkością U_T w kierunku od lewej do prawej. Takie odwrócenie jest poprawne, ponieważ równania ruchu nie ulegają zmianie, a rozwiązania w obu układach są identyczne. Na powierzchni płaskiej ścianki zastosowano warunek stałej temperatury T_0 . Powierzchnie łopatek traktowano jako adiabatyczne. Podgrzewanie płynu zamodelowano za pomocą warunku stałej gęstości strumienia ciepła \dot{q} umieszczonego na dolnych powierzchniach poziomych. Wszystkie powierzchnie poziome były traktowane jako ściany nieprzepuszczalne z warunkiem typu no-slip wall. Na pionowych powierzchniach bocznych zastosowano warunki okresowości.



Rys. 2. Wynikowa domena obliczeniowa po wykorzystaniu okresowego charakteru geometrii.

W celu uzyskania w obszarze obliczeniowym rozkładów prędkości i temperatur w stanie ustalonym, rozwiązano równania zachowania masy (1), pędu (2) i energii (3). W postaci bezwymiarowej równania te można zapisać w następującej formie [4]:

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

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) \quad (2)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} + \frac{Gr}{Re^2} \gamma \right)$$

$$U \frac{\partial \Theta}{\partial X} + V \frac{\partial \Theta}{\partial Y} = \frac{1}{PrRe} \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Y^2} \right) \quad (3)$$

gdzie:

- X i Y - bezwymiarowe współrzędne,
- U i V - bezwymiarowe składowe wektora prędkości,
- P - bezwymiarowe ciśnienie,
- Θ bezwymiarowa temperatura,
- Re - liczba Reynoldsa,
- Pr - liczba Prandtla,
- Gr - liczba Grashofa.

Obliczenia wykonano przy użyciu komercyjnego oprogramowania Ansys CFX [5]. W obliczeniach wykorzystano jednorodną siatkę o rozdzielczości 1024x1024. Wyniki obliczeń opracowano w formie wykresów rozkładów bezwymiarowej prędkości i temperatury. Zmienne bezwymiarowe zdefiniowano w następujący sposób:

$$X = \frac{x}{L}, \quad Y = \frac{y}{L}, \quad U = \frac{u}{U_0}, \quad (4)$$

$$V = \frac{v}{U_0}, \quad P = \frac{p}{\rho U_0^2}, \quad \Theta = \frac{T - T_T}{T_B - T_T}$$

$$Re = \frac{U_T L}{\nu}, \quad Pr = \frac{\nu}{\alpha}, \quad Gr = \frac{g \beta L^3 \Delta T}{\nu^2} \quad (5)$$

gdzie:

\bar{T}_B - średnia temperatura na powierzchni źródeł ciepła (dolna pozioma ściana), która zdefiniowana jest następująco:

$$\bar{T}_B = \frac{\int T dX_B}{L} \quad (6)$$

gdzie:

- ν - lepkość kinematyczna płynu,
- α - współczynnik wyrównywania temperatury,
- β - współczynnik ekspansji cieplnej.

Różnicę temperatur ΔT zdefiniowano następująco:

$$\Delta T = \frac{\dot{q} L}{\lambda} \quad (7)$$

gdzie:

- λ - współczynnik przewodzenia ciepła płynu.

Intensyfikację wnikania ciepła badano wyznaczając lokalną i średnią liczbę Nusselta Nu i \bar{Nu} zdefiniowane jako:

$$Nu = -\frac{\partial \Theta}{\partial Y}, \quad \bar{Nu} = \frac{2}{L} \int_{X=-0,5}^{X=+0,5} Nu dX_T \quad (8)$$

Wyniki

Obliczenia wykonano przy ustalonej liczbie Reynoldsa $Re=1000$ i liczbie Grashofa $Gr=10\ 000$. Parametrami zmienianymi podczas symulacji były liczba Prandtla i wielkość szczeliny δ . Wybrano trzy różne liczby Prandtla: 0,71 (powietrze), 9,47 (woda) oraz 56,00 (anilina). Wielkości szczelin były następujące: $0,005L$; $0,025L$; $0,05L$; $0,1L$; $0,2L$ i $0,25L$. Wyniki uznawano za stan ustalony po spełnieniu następujących warunków:

$$\frac{|\Psi^{n+1}(i,j) - \Psi^n(i,j)|}{\text{Max}|\Psi^{n+1}(i,j)|} < 10^{-6}, \quad \left| 1 - \frac{\overline{Nu_T}}{\overline{Nu_B}} \right| < 0,05 \quad (9)$$

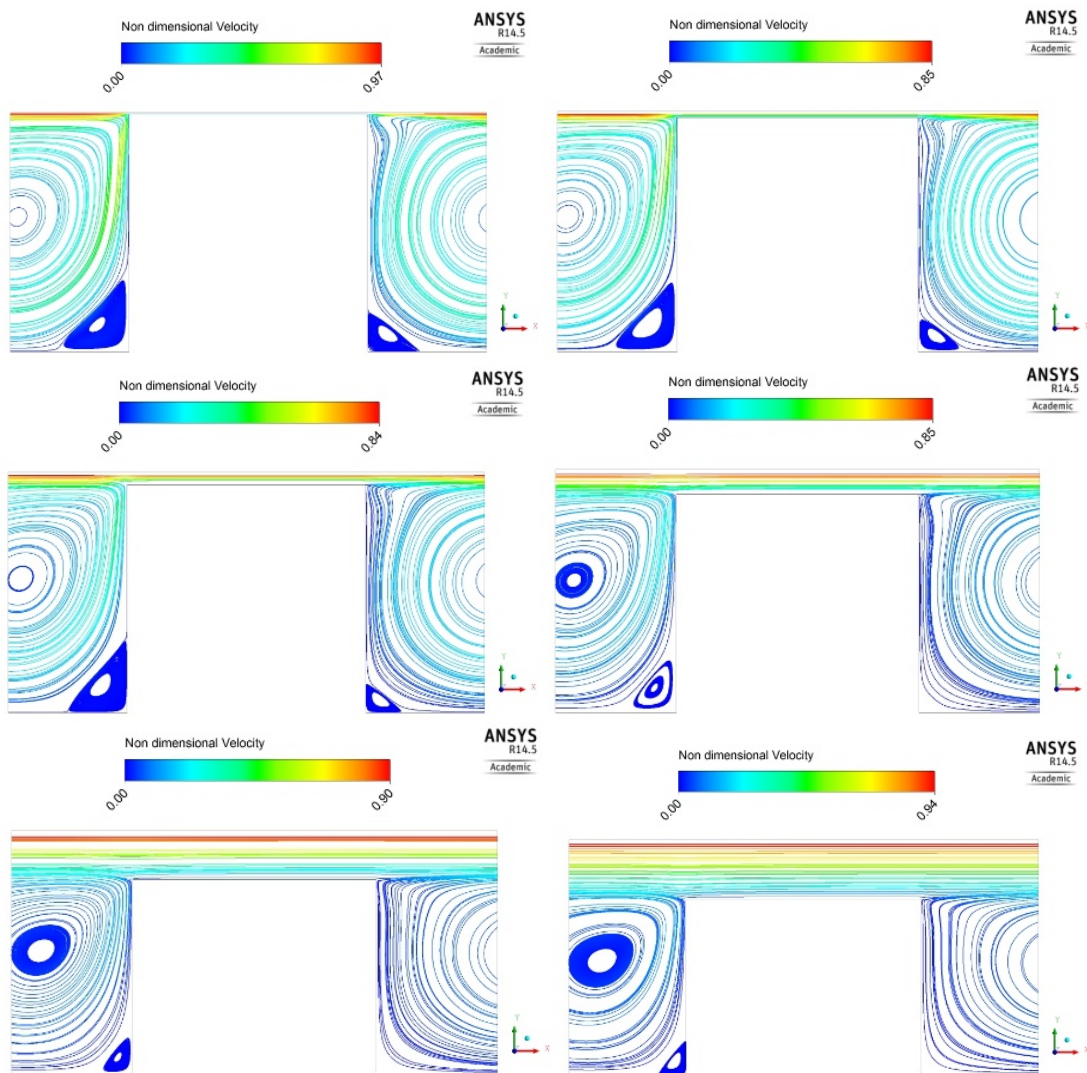
gdzie:

i i j - współrzędne węzłów w siatce numerycznej,

n - numer iteracji,

Ψ - zmienna zależna (u , v , p lub T).

Na rys. 3 przedstawiono rozkłady bezwymiarowej prędkości dla różnych szczelin.



Rys. 3. Rozkłady bezwymiarowej prędkości dla różnych wielkości szczeliny δ . Od lewej do prawej i od góry do dołu $\delta=0,005L$; $0,025L$; $0,05L$; $0,1L$; $0,2L$ i $0,25L$.

Ze względu na stałe właściwości termofizyczne czynników roboczych, rozkłady są identyczne dla powietrza, wody i aniliny. Z tego względu przedstawiono je tylko raz. Na rys. 4-6 pokazane są rozkłady bezwymiarowej

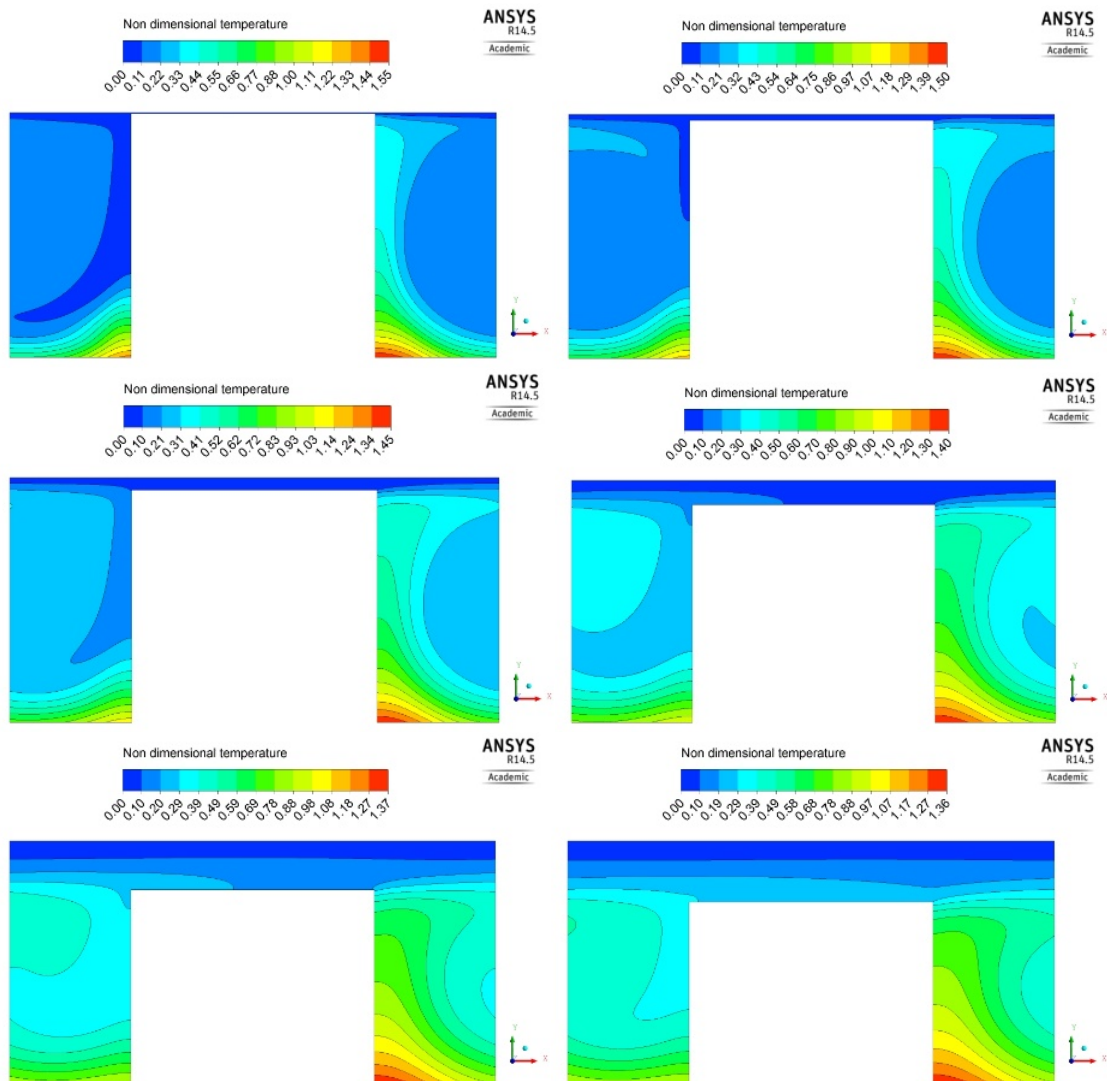
temperatury dla różnych czynników przy różnych wielkościach szczelin. Na rys. 7. zaprezentowano wyniki średnich liczb Nusselta w funkcji bezwymiarowej szczeliny δ/L dla różnych czynników.

Dyskusja

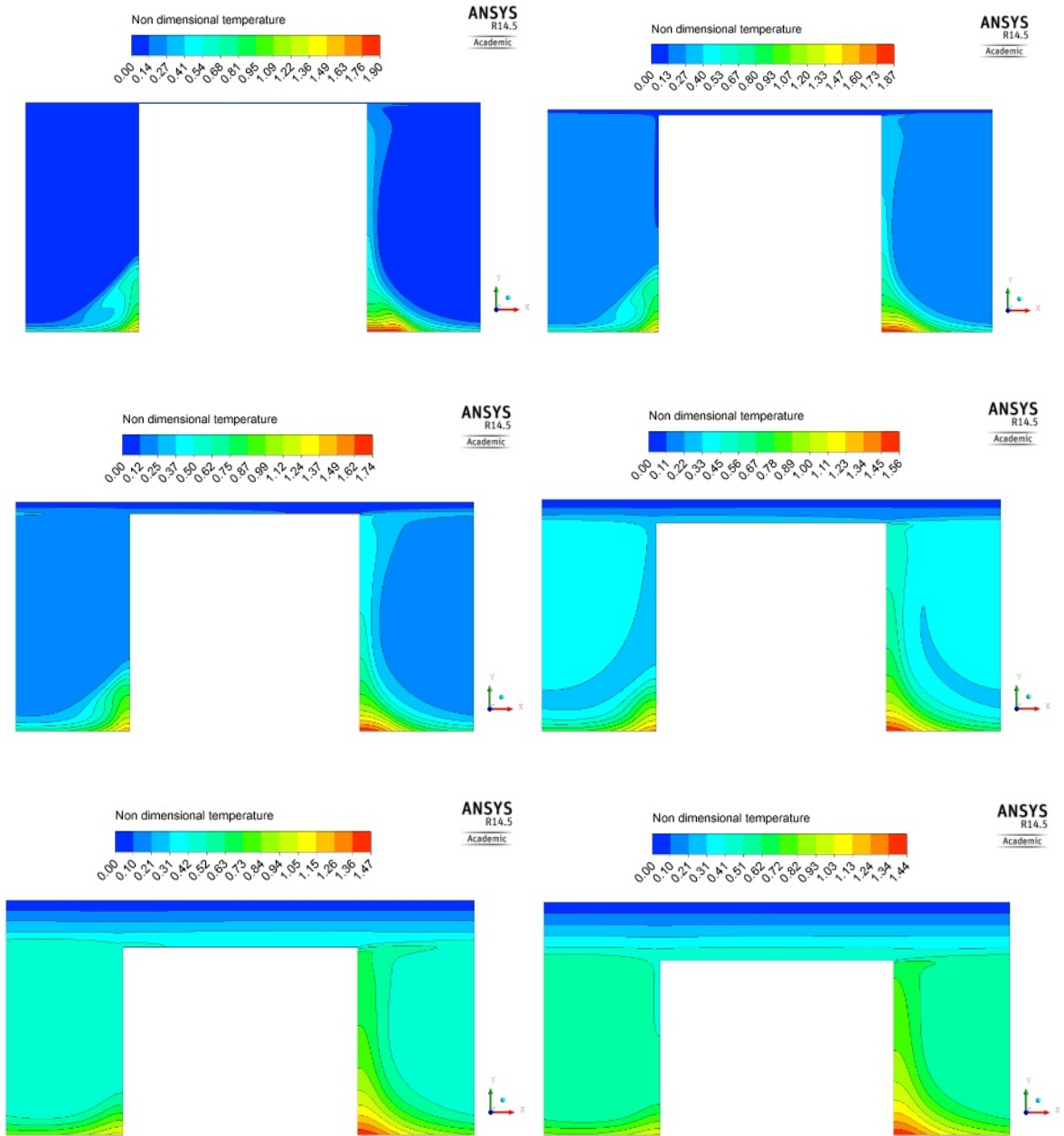
Na przedstawionych na rys. 4 rozkładach bezwymiarowych prędkości widać, że we wszystkich przypadkach w obszarze wnęki pojawia się zawirowanie płynu w kierunku zgodnym z ruchem wskazówek zegara. Centrum wiru znajduje się blisko środka geometrycznego wnęki. Przepływ w samej szczelinie i nad wnęką jest uwarstwiony. Dla $\delta \leq 0,025L$ w lewym i prawym dolnym rogu wnęki występują wiry wtórne, których kierunek obrotu jest przeciwny do kierunku głównego wiru. Dla większych wartości szczelin wir wtórny w lewym dolnym rogu wnęki zanika. Zawirowania płynu spowodowane są oddziaływaniem ruchomej górnej ścianki, która wywołuje naprężenia tnące. Wraz ze zwiększaniem wielkości szczeliny zmniejsza się obszar

zajmowany przez wir. Ponadto zmniejsza się prędkość wirowania bryły płynu we wnęce.

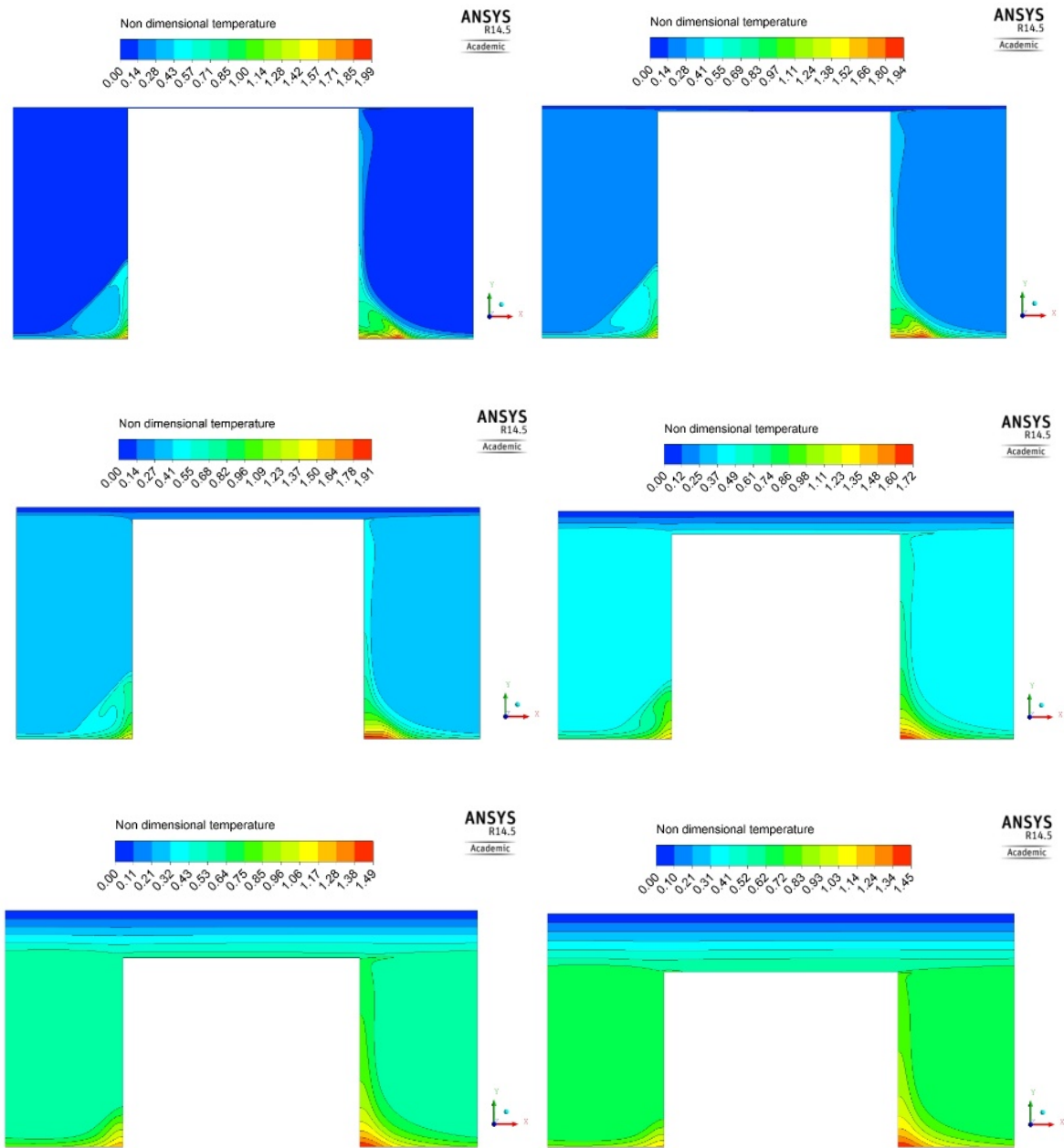
Z rozkładów bezwymiarowej temperatury (rys. 4-6) widać, że temperatura rośnie wraz ze wzrostem liczby Prandtla i ze zmniejszaniem szczeliny δ . W przypadku powietrza (rys. 4) termiczna warstwa przyścienna jest gruba, a linie izoterm układają się zgodnie z ruchem wirowania płynu. Wraz ze wzrostem liczby Prandtla (rys. 5, 6) grubość termicznej warstwy przyściennej maleje, a rozkład temperatury w górnej i środkowej części staje się coraz bardziej jednorodny. Dla najmniejszych szczelin rozkład temperatury jest jednorodny niemal w całym obszarze. Ponadto termiczna warstwa przyścienna ma wtedy najmniejszą grubość. Grubość termicznej warstwy przyściennej rośnie wraz ze wzrostem wielkości szczeliny δ .



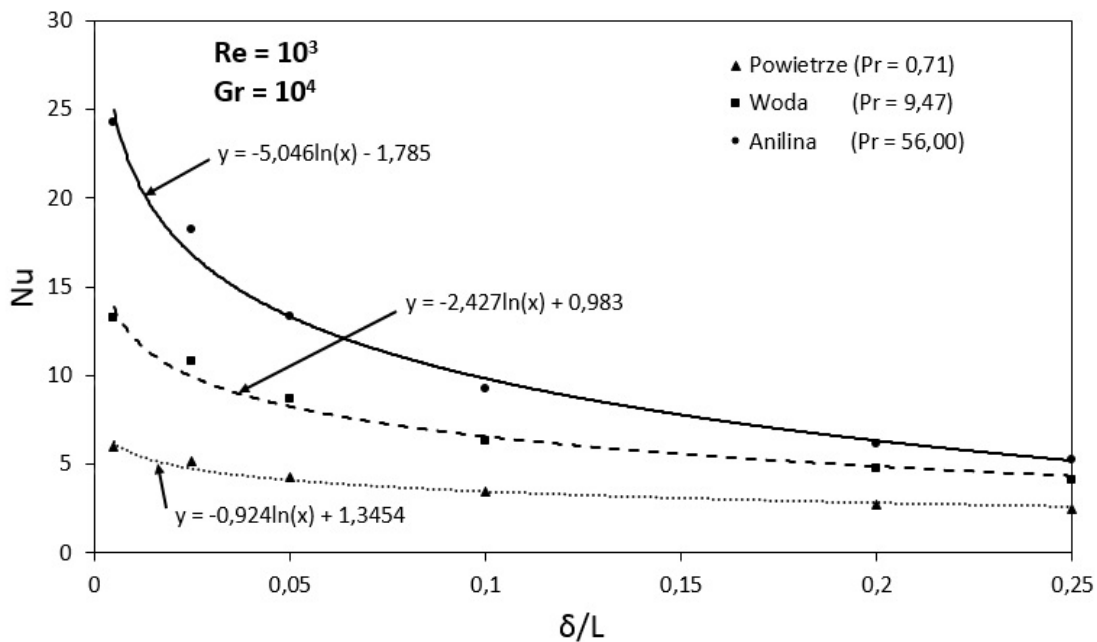
Rys. 4. Rozkłady bezwymiarowej temperatury dla powietrza dla różnych wielkości szczeliny δ . Od lewej do prawej i od góry do dołu $\delta=0,005L$; $0,025L$; $0,05L$; $0,1L$; $0,2L$ i $0,25L$.



Rys. 5. Rozkłady bezwymiarowej temperatury dla wody dla różnych wielkości szczeliny δ . Od lewej do prawej i od góry do dołu $\delta = 0,005L$; $0,025L$; $0,05L$; $0,1L$; $0,2L$ i $0,25L$.



Rys. 6. Rozkłady bezwymiarowej temperatury dla aniliny dla różnych wielkości szczeliny δ . Od lewej do prawej i od góry do dołu $\delta=0,005L$; $0,025L$; $0,05L$; $0,1L$; $0,2L$ i $0,25L$.



Rys. 7. Wartości średniej liczby Nusselta \overline{Nu} w funkcji bezwymiarowej szczeliny dla różnych czynników.

W celu zbadania intensyfikacji wymiany ciepła obliczono średnie wartości liczby Nusselta na ruchomej ścianie. Wyniki obliczeń przedstawione są na rys. 7. Widać wyraźnie, że zarówno liczba Prandtla, jak i szczelina δ mają bardzo duży wpływ na wymianę ciepła. Wraz ze zmniejszaniem się szczeliny δ następuje wyraźna intensyfikacja wymiany ciepła. Stopień intensyfikacji rośnie wraz ze wzrostem liczby Prandtla. Jest to najbardziej widoczne dla najmniejszej szczeliny. W przypadku aniliny dla najmniejszej szczeliny wartość liczby Nusselta jest prawie pięciokrotnie większa niż dla największej szczeliny. Okazało się, że zależność liczby Nusselta od bezwymiarowej szczeliny jest we wszystkich przypadkach logarytmiczna.

Większe wartości liczby Nusselta dla wody i aniliny spowodowane są faktem, że wraz ze wzrostem liczby Prandtla grubość termicznej warstwy przyściennej maleje. W wyniku tego następuje wzrost gradientu temperatury i w efekcie znaczne zwiększenie transferu ciepła. Efekt ten jest coraz bardziej widoczny ze zwiększaniem liczby Prandtla. Z kolei występowanie największych wartości liczby Nusselta, dla najmniejszych szczelin, spowodowany jest zjawiskiem mechanicznego usuwania termicznej warstwy przyściennej. Dla małych szczelin warstwa przyścienna płynu jest zgarniana przez łopatki skrobiące. Na miejsce usuniętego płynu natychmiast napływają świeże

cząstki z głębi wnęki, których temperatura jest znacznie wyższa niż ta panująca w pobliżu ścianki. Powoduje to drastyczne zwiększenie gradientu temperatury na powierzchni ścianki, co skutkuje zintensyfikowaniem wnikania ciepła do ścianki. Termiczna warstwa przyścienna stanowi główny opór termiczny podczas wnikania ciepła. Mechaniczne usunięcie tej warstwy powoduje zmniejszenie oporu cieplnego i tym samym zwiększenie strumienia ciepła. Zrywanie termicznej warstwy przyściennej jest tym efektywniejsze im mniejsza jest szczelina pomiędzy końcem łopatki a ścianką.

Podsumowanie i wnioski

W pracy zaprezentowano wyniki symulacji numerycznych dwuwymiarowej wymiany ciepła od płynu do ścianki płaskiej w warunkach mechanicznego zaburzenia termicznej warstwy przyściennej. Zaburzenie ruchu płynu realizowane było za pomocą łopatek skrobiących przesuwających się w bliskiej odległości od ścianki. Obliczenia prowadzono aż do osiągnięcia stanu ustalonego. Głównym celem było zbadanie wpływu rodzaju czynnika oraz wielkości szczeliny, pomiędzy końcem łopatki a powierzchnią płaskiej ścianki, na wymianę ciepła. Do badań wybrano trzy czynniki: powietrze, wodę i anilinę. Symulacje wykonano dla sześciu szczelin, które zmieniano

w zakresie od $0,005L$ do $0,2L$. Wyniki obliczeń przedstawiono w formie rozkładów bezwymiarowej prędkości i temperatury. Ponadto obliczono średnie wartości liczby Nusselta na powierzchni ścianki płaskiej dla wszystkich przypadków.

Na podstawie przeprowadzonych badań można wyciągnąć następujące wnioski:

- 1) Rodzaj czynnika ma bardzo duże znaczenie dla wymiany ciepła. Intensyfikacja wymiany ciepła poprzez mechaniczne zaburzenie termicznej warstwy przyściennej daje najlepsze rezultaty dla płynów o wysokich wartościach liczby Prandtla (dla lepkich płynów);
- 2) Przy wzroście liczby Prandtla maleje grubość termicznej warstwy przyściennej, czego efektem jest wzrost gradientu temperatury na powierzchni wymiany ciepła;

- 3) Wraz ze zmniejszaniem się wielkości szczeliny δ , następuje wzrost bezwymiarowej temperatury i liczby Nusselta. Spowodowane to jest zjawiskiem mechanicznego usuwania termicznej warstwy przyściennej, która stanowi główny opór w procesie wymiany ciepła. Związane to jest jednak ze wzrostem mocy potrzebnej na ruch łopatek skrobiących, ze względu na występowanie większych sił tnących w płynie przy zastosowaniu małych szczelin;

- 4) Zależność średniej liczby Nusselta od bezwymiarowej szczeliny jest dobrze opisywana przez aproksymację funkcją logarytmiczną;

- 5) Dla dużych wartości szczeliny $\delta \geq 0,025L$ oddziaływanie ścianki na płyn jest niewielkie;

- 6) Wraz ze wzrostem szczeliny rośnie grubość termicznej warstwy przyściennej.

Literatura

1. Bergles, A.E., Heat transfer enhancement - the encouragement and accomodation of high heat fluxes, *Transactions of the ASME*, 1997, Vol. 119, pp. 8-19.
2. Stręk, F., Mieszanie i mieszalniki. Warszawa, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, 1981.
3. Skoczylas, A., Hydrodynamika i wnikanie ciepła w wymiennikach cienkowarstewkowych, wąskoszczelinowych i skrobakowych, Wrocław, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, 2001.
4. Moallemi, M.K., Jang K.S., Prandtl number effects on laminar mixed convection heat transfer in a lid-driven cavity, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1992, 35(8), pp. 1881-1892.
5. Ansys CFX, Ansys CFX Solver Modelling Guide v. 14.5, 2014.

Obliczenia wykonano przy użyciu zasobów udostępnionych przez Wrocławskie Centrum Sieciowo-Superkomputerowe (<http://wcss.pl>)

Praca współfinansowana ze środków Unii Europejskiej w ramach Europejskiego Funduszu Społecznego