

УДК 536.24

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ С ГЕКСАГОНАЛЬНЫМИ СОТАМИ РАЗЛИЧНОЙ ГЛУБИНЫ

© 2023 А. В. Барсуков^a, В. В. Терехов^b, В. И. Терехов^c

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН,
просп. Акад. Лаврентьева, 1, г. Новосибирск 630090, Россия

E-mails: ^aandreybarsukov96@gmail.com, ^bvt@itp.nsc.ru, ^cterekhov@itp.nsc.ru

Поступила в редакцию 09.08.2022 г.; после доработки 09.08.2022 г.;
принята к публикации 29.09.2022 г.

Представлены результаты численного расчёта методом RANS отрывного течения в плоском канале при наличии сотовой поверхности. Расчёт выполнен при числах Рейнольдса ($14\,000 \leq Re \leq 28\,000$), определённых по среднемассовой скорости и высоте канала. Получено распределение локального числа Нуссельта при различных числах Рейнольдса и глубине сот. Показано, что распределение числа Нуссельта на поверхности сильно неравномерное, в частности, максимальная величина теплоотдачи наблюдается вблизи верхней грани рёбер, в окрестности которой наблюдается наибольший градиент скорости.

Ключевые слова: интенсификация теплообмена, турбулентный поток, численное моделирование, гексагональные ячейки.

DOI: 10.33048/SIBJIM.2023.26.202

ВВЕДЕНИЕ

Развитие технологий, способствующих интенсификации теплообмена энергетических установок в сферах авиа- и автомобилестроения, микроэлектроники, в холодильной и пищевой промышленности и пр., является одним из приоритетных направлений во всём мире. Важное место среди них занимают пассивные методы управления теплообменом с использованием эффекта отрыва потока: лунки [1–3], рёбра [4–6], уступы [7] и т. д. Большое количество экспериментальных и численных работ направлено на изучение потенциальных возможностей подобных методов, которые позволили бы интенсифицировать теплообмен при умеренных гидравлических потерях.

На теплообмен и структуру течения оказывает влияние большое количество геометрических и расходных параметров. Так, в работе [1] численно исследуется усиление теплообмена при ламинарном течении в межрёберном канале воздушного конденсатора. Высокая тепловая эффективность достигается в канале с однорядными овально-траншейными лунками, наклонёнными под углом 45° к набегающему потоку, при росте гидравлических потерь на 20% для числа Рейнольдса $Re = 103$.

Для более значительного повышения теплообмена могут использоваться компланарные каналы [8–11]. Один из способов управления течением в компланарном канале — это изменение зазора между оребрёнными стенками, которое может улучшить теплообмен в некоторых случаях. Однако имеется лишь несколько работ, в которых решётка воздуховода сочетается с зазором. В работе [11] было проведено численное исследование для изучения влияния зазора между рёбрами шероховатости на противоположных стенках и числа вращения на тепловые

характеристики и структуру потока. Угол между рёбрами составлял 45 градусов. Исследование показало, что появление зазора приводит к снижению напряжения сдвига стенки в 3.7 раза для статического случая, в то время как число Нуссельта уменьшается в 1.6 раза.

Большое количество работ посвящено теплообмену в канале при наличии рёбер. Варьированием межрёберного расстояния можно управлять теплообменом и структурой течения. Так, авторами работы [6] были показаны границы для структуры течения при наличии шероховатости k и d типа.

Рассматриваемая сотовая поверхность, которая является перспективной для теплозащиты различных технических приложений, имеет много общего с рассмотренными вихрегенераторами. В частности, на таких поверхностях при определённых условиях может возникать эффект проскальзывания [12, 13], который может достигать до 30% от значения скорости в ядре потока. Это обстоятельство даёт основание для использования подобного покрытия в качестве эффективного метода управления процессами турбулентного переноса. Так, в работе [14] был экспериментально изучен пограничный слой при обтекании сотовой поверхности. Показано, что в окрестности сот пограничный слой менее заполнен, но имеет более высокий уровень турбулентных пульсаций. Отмечается, что в отличие от профиля на гладкой стенке на сотовой поверхности практически отсутствует логарифмический участок. При этом для данной геометрии авторы не обнаружили эффекта скольжения на границе сотовой поверхности.

Данная работа посвящена численному исследованию газодинамики и теплообмена в плоском канале при наличии сотовой поверхности для различных чисел Рейнольдса и глубины сот. Данное направление имеет широкие потенциальные возможности, поскольку каналы такого рода активно используются для теплозащиты технических элементов, таких как лопатки турбин, охлаждающие рубашки для резервуаров, радиаторы автомобилей и т. д.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В настоящей работе представлены результаты трёхмерного численного моделирования отрывного потока в плоском канале при наличии гексагональной сотовой поверхности на нижней стенке канала. Число Рейнольдса рассчитывалось по высоте канала ($H/S = 4.2$) и среднерасходной скорости. Варьируемым параметром была глубина сот ($d/S = 0.1 \div 2.5$, где d — глубина сот, S — ширина). На рис. 1 представлена расчётная область.

Численное моделирование проводилось с помощью открытого пакета OpenFoam. Для этого решались усреднённые по времени уравнения Навье — Стокса и уравнение неразрывности:

$$U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \bar{u}_i \bar{u}_j = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} P + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0. \quad (2)$$

В полученной системе уравнений появилось слагаемое с корреляцией пульсации скорости. Для моделирования напряжений Рейнольдса используется гипотеза Буссинеска, согласно которой напряжение Рейнольдса можно связать с тензором деформации скорости:

$$-\bar{u}_i \bar{u}_j = -\nu_T \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right). \quad (3)$$

Интегрирование всех уравнений, входящих в математическую модель, проводилось с помощью метода контрольного объёма второго порядка точности по пространству в стационарной (итерационной) постановке с использованием решателя cyclicTemperaturePimpleFoam из пакета OpenFOAM. Использование этого решателя позволило в качестве расчётной области выбрать лишь часть сотовой поверхности. В качестве модели замыкания была выбрана $v_2 - f$

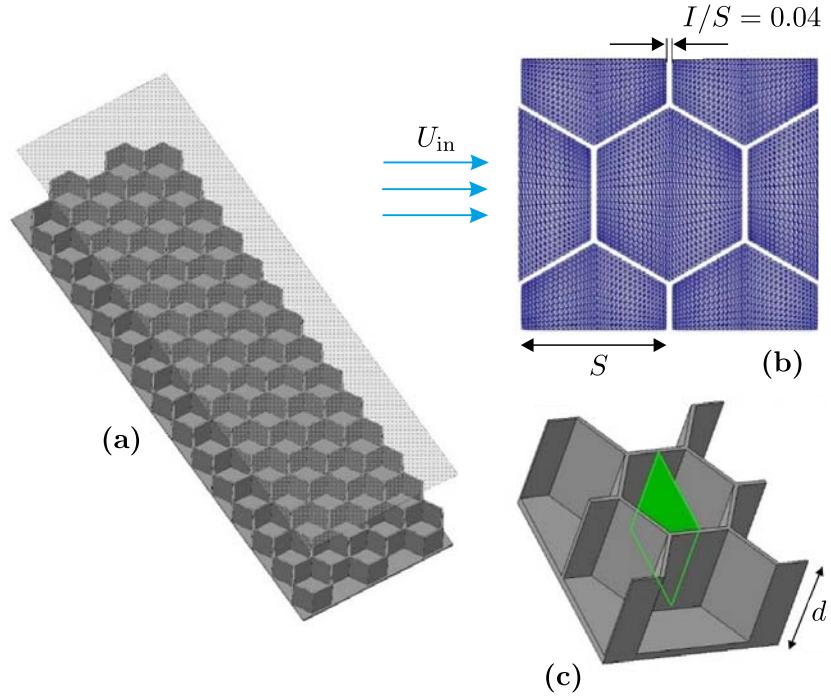


Рис. 1. Расчётная область:

(а) плоский канал с сотовой поверхностью, (б) расчётная область канала (вид сверху),
 (с) центральное сечение ячейки

модель [15], поскольку в одной из предыдущих работ [16] были проведены расчёты отрывного турбулентного течения в похожей геометрии. В результате наилучшим образом себя показала именно $v_2 - f$ модель:

$$nu_T^{v^2} = C_\mu v^2 T, \quad (4)$$

$$U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_k}) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + P_k - \varepsilon, \quad (5)$$

$$U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + C_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon^2}{k} P_k, \quad (6)$$

$$U_j \frac{\partial v^2}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_v} \right) \frac{\partial v^2}{\partial x_i} \right] + kf - \frac{v^2}{k} P_k \varepsilon, \quad (7)$$

$$L^2 \nabla^2 f - f = \frac{C_1 - 1}{T_t} \left(\frac{v^2}{k} - \frac{2}{3} \right) - C_2 \frac{P_k}{\varepsilon}, \quad (8)$$

$$P_k = 2\nu_T S_{ij} S_{ij}, \quad (9)$$

$$L = C_L \max \left[\frac{k^{2/3}}{\varepsilon}, C_\eta \left(\frac{v^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \right], \quad (10)$$

$$T_t = \max \left[\frac{k}{\varepsilon}, C_T \left(\frac{v}{\varepsilon} \right)^{1/2} \right], \quad (11)$$

где (5) и (6) — стандартная $k - \varepsilon$ модель; (7) и (8) — дополнительные уравнения на функцию релаксации (f) и перенос турбулентных флуктуаций скорости в направлении по нормали к линиям тока (v^2); $C_\mu = 0.22$, $\sigma_k = 1$, $C_{\varepsilon_1} = 1.44$, $C_{\varepsilon_2} = 1.92$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$, $\sigma_{v^2} = 1$, $C_1 = 1.4$, $C_2 = 0.45$, $C_L = 0.25$, $C_T = 85$, $C_T = 6$; L и T_t — турбулентные масштабы длины и времени.

На всех стенках канала и рёбрах был задан постоянный тепловой поток. На входе и выходе в расчётную область были заданы циклические граничные условия. Ввиду симметрии задачи в ней входила одна полная ячейка, в которой и рассматривались структура течения и теплообмен. Для изученной в работе геометрии был проведён тщательный подбор вычислительной сетки. На рис. 2 представлено распределение поверхностного трения на нижней стенке сотовой ячейки в центральном сечении при $Re = 14\,000$, $d/S = 0.5$ для различного количества ячеек в сетке. В результате использования характерное число ячеек сетки составляло 162 000.

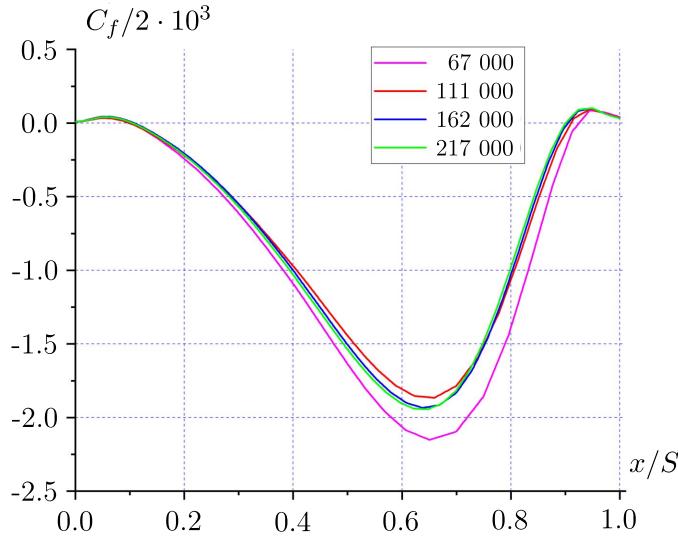


Рис. 2. Распределение поверхностного трения в центральном сечении ячейки при $Re = 14\,000$ и $d/S = 0.5$ для различного числа узлов расчётной сетки

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Были получены данные о структуре течения турбулентного течения воздуха в плоском канале при наличии сотовой поверхности на нижней стенке канала. На рис. 3 показано распределение продольной компоненты скорости в центральном сечении сотов (рис. 1(с)) при варьировании глубины сот и числе Рейнольдса $Re = 14000$.

Из рисунка видно, что в случае малой глубины (рис. 3(а)) картина течения очень схожа со структурой течения за обратным уступом в плоском канале: непосредственно за ребром появляется отрывной поток, образующий рециркуляционную зону. Основная и наиболее интенсивная часть зоны рециркуляции находится сразу за уступом и так же, как и в случае внезапного расширения, при данных параметрах у зоны рециркуляции есть точка присоединения потока. В случае, когда глубина сот становится больше (рис. 3(б, с)) зона рециркуляции занимает большую часть пространства между стенками, в большей области ячейки течение стало более интенсивным. При дальнейшем увеличении глубины (рис. 3(д)) рециркуляционная зона смещается вниз ячейки. Основная часть зоны рециркуляции находится ближе к стенке, на которую набегает поток. При достижении глубины, равной ширине ячейки (рис. 3(е)), картина значительно изменяется. Наиболее интенсивная часть зоны рециркуляции находится ближе к нижней части ячейки, при этом обратный поток имеет протяжённость по диагонали ячейки. Далее, при увеличении глубины сот (рис. 3(е)) обратное течение не доходит до нижней стенки, занимая при данной глубине чуть более чем половину глубины ячейки, т. е. влияние основного течения на нижнюю стенку канала практически отсутствует.

На рис. 4 показано влияние числа Рейнольдса на структуру течения внутри сот. Для мелких сот ($d/s < 1$) размер и местоположение зоны рециркуляции практически не изменяется

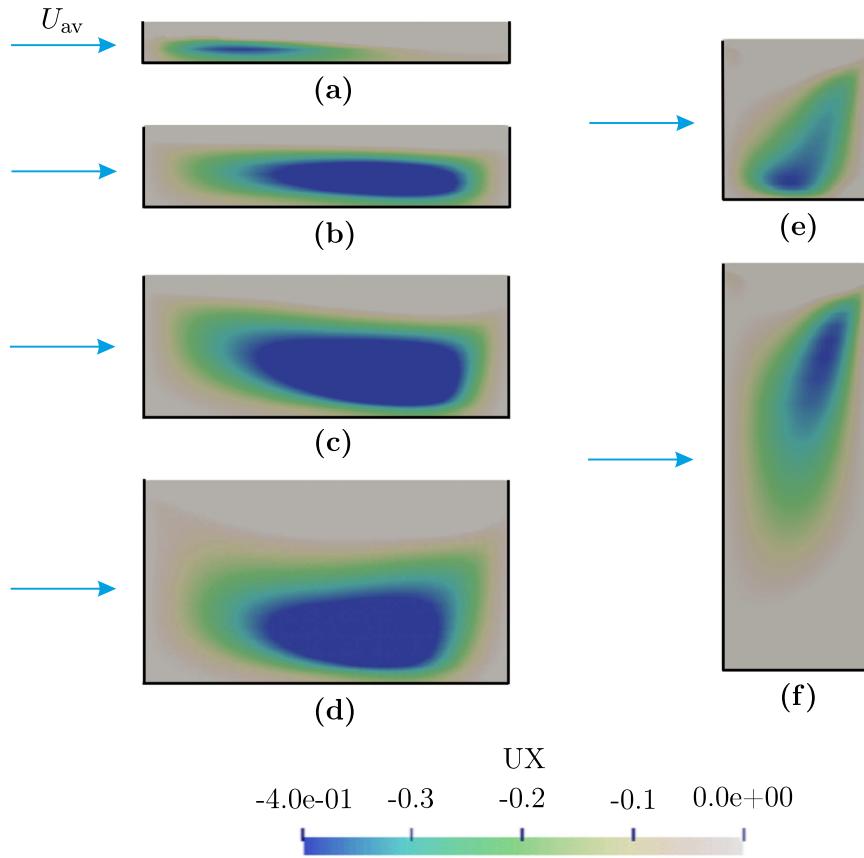


Рис. 3. Распределение продольной компоненты скорости в центральном сечении сот для d/S : 0.1 (а), 0.25 (б), 0.35 (в), 0.5 (г), 1 (д), 2.5 (е)

при вариации числа Рейнольдса. Изменяется при этом интенсивность возвратного течения, снижаясь с ростом числа Рейнольдса у сот с $d/s = 0.25$ и 0.5 и, наоборот, повышаясь для $d/s = 1$. При глубине сот, равной $d/s = 2.5$, можно отметить что увеличение числа Рейнольдса приводит к тому, что область зоны рециркуляции увеличивается вглубь ячейки и достигает нижней стенки. То есть увеличение числа Рейнольдса влияет на вертикально расположение рециркуляционной зоны, в то время как продольная структура не претерпевает существенных изменений.

На рис. 5 представлено распределение локального числа Нуссельта для различной глубины сот:

$$\text{Nu} = \frac{qH}{\lambda(T_w - T_{av})}, \quad T_{av} = \frac{\int TU dV}{\int U dV},$$

где Nu — значение локального числа Нуссельта, q — тепловой поток, λ — теплопроводность воздуха, H — ширина канала, T_{av} — средняя температура в объёме.

Видно, что распределение неравномерное, наибольшая величина теплоотдачи наблюдается на поверхности вблизи верхней грани ребер, поскольку здесь наблюдается наибольший градиент скорости, способствующий более интенсивному теплообмену. Наименьшее значение локального числа Нуссельта наблюдается в зонах стыка ребер сот и нижней части канала, в которых формируются застойные области. Увеличение числа Рейнольдса приводит к тому, что характер распределения локального числа Нуссельта не меняется, изменяется лишь интенсивность теплообмена. На нижней стенке канала распределение числа Нуссельта практически равномерное. При уменьшении глубины происходит значительное усиление теплообмена, оно

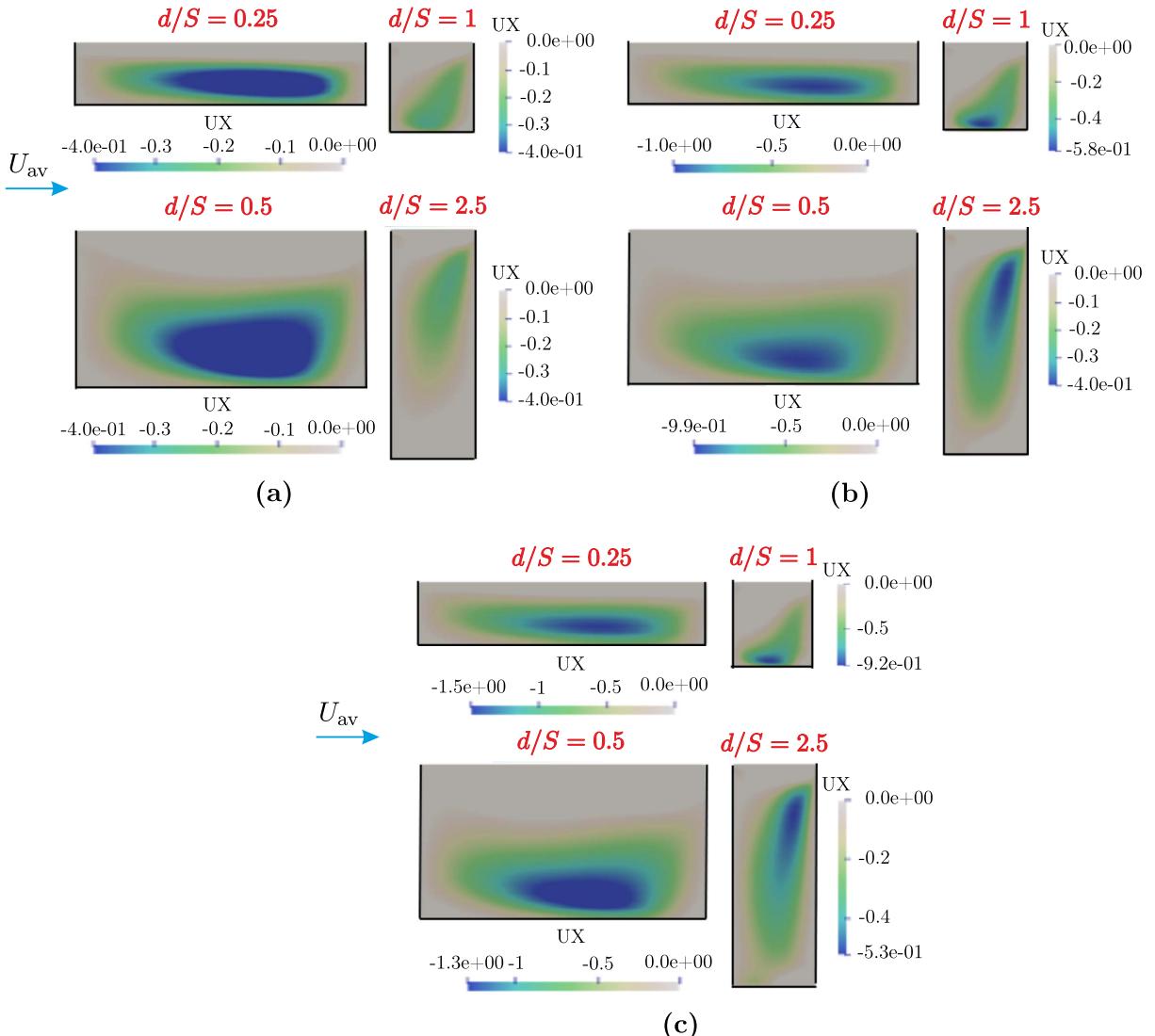


Рис. 4. Распределение продольной компоненты скорости в центральном сечении сот при вариации их глубины d/S и числа Рейнольдса: $Re = 14\,000$ (а), $Re = 21\,000$ (б), $Re = 28\,000$ (с); число Рейнольдса рассчитывалось по высоте канала $H/S = 4.2$ и среднерасходной скорости U_{av}

становится неоднородным. Наиболее интенсивными являются области центра ячейки, смешенные вверх по потоку.

Для непосредственной оценки эффективности теплообмена при вариации числа Рейнольдса и глубины ячейки на рис. 6 представлены значения среднего по всей поверхности межреберной ячейки (включая ребра) числа Нуссельта:

$$Nu_{av} = \frac{1}{S} \int Nu(x, y, z) dS,$$

где $Nu(x, y, z)$ — значение локального числа Нуссельта, S — площадь поверхности, на которой задан постоянный тепловой поток. Для данной задачи это площадь всех ребер и стенки канала.

Как видно, интенсивность теплообмена значительно снижается по сравнению с гладкой стенкой с увеличением глубины сотовой ячейки. И это происходит несмотря на увеличение площади теплообменной поверхности. Варьирование глубины ячейки от 0.25 до 2.5 приводит к тому, что средние число Нуссельта уменьшается практически в два раза. При изменении

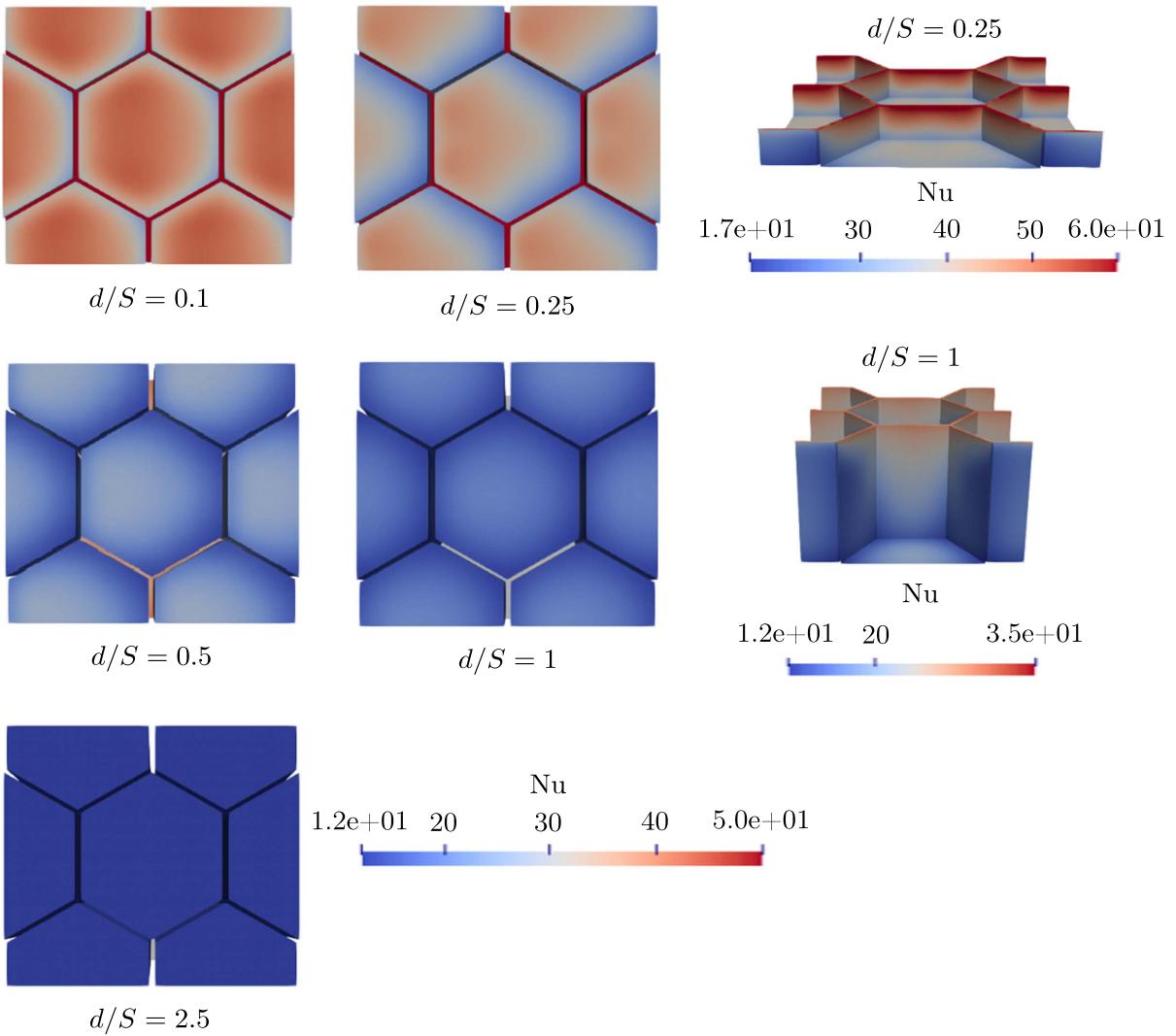


Рис. 5. Распределение локального числа Нуссельта по поверхности сот

числа Рейнольдса данная тенденция сохраняется, при этом значение среднего числа Нуссельта для числа Рейнольдса 28 000 практически в два раза больше, чем при числе Рейнольдса 14 000. Подобный характер изменения теплоотдачи имеет место и при обтекании двумерных прямоугольных траншей [17], каверн с наклонными стенками [18], а также полусферических лунок [1, 19]. Одним из возможных объяснений является затрудненное проникновения потока газа к дну ячейки по мере увеличения ее глубины. Таким образом, для целей интенсификации теплообмена более эффективными являются мелкие соты. Если плоские каналы с сотовой поверхностью используются для подавления турбулентного переноса, то ребра сот должны быть высокими.

Для непосредственной оценки эффективности теплообмена при вариации числа Рейнольдса и глубины ячейки на рис. 6 представлены значения среднего по всей поверхности межреберной ячейки (включая ребра) числа Нуссельта. Как видно, интенсивность теплообмена значительно снижается с увеличением глубины сотовой ячейки. Подобный характер изменения теплоотдачи имеет место и при обтекании двумерных прямоугольных траншей [17], каверн с наклонными стенками [18], а также полусферических лунок [1, 19]. Это объясняется затруднением проникновения потока к дну ячейки по мере увеличения её глубины. Таким образом, для целей интенсификации теплообмена более эффективными являются мелкие соты. Если сотовые

вая поверхность используется для подавления турбулентного переноса, то рёбра сот должны быть высокими.

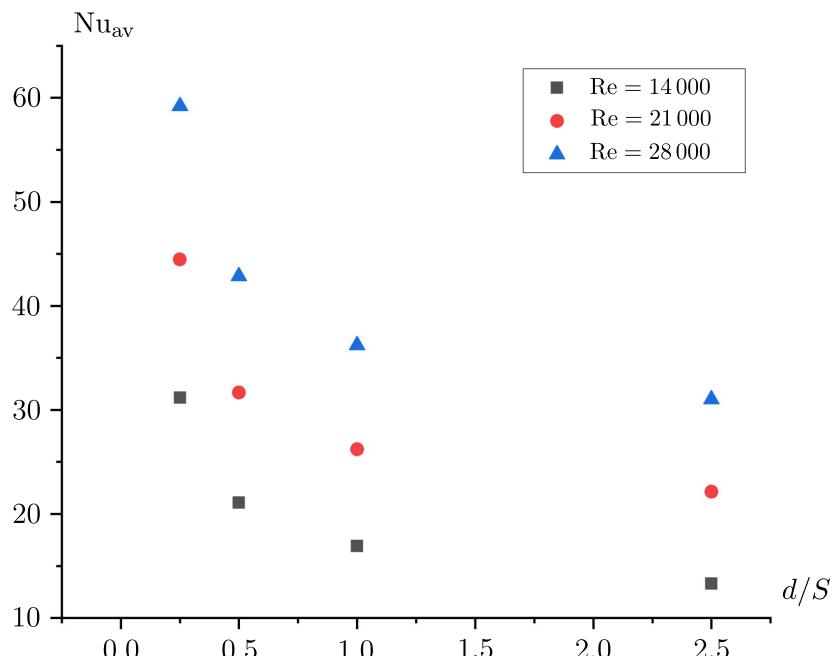


Рис. 6. Значение среднего по всей поверхности межрёберной ячейки числа Нуссельта

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено трёхмерное численное моделирование методом RANS отрывного течения в плоском канале при наличии гексагональной сотовой поверхности при числах Рейнольдса $Re=14000\text{--}28000$. Получены данные о структуре течения турбулентного течения воздуха в плоском канале. Показано, что для мелких сот ($d/s < 1$) размер и местоположение зоны рециркуляции практически не изменяется при вариации числа Рейнольдса. Изменяется при этом интенсивность возвратного течения, снижаясь с ростом числа Рейнольдса у сот с $d/s = 0.25$ и $d/s = 0.5$ и, наоборот, повышаясь для $d/s = 1$. При глубине сот, равной $d/s = 2.5$, можно отметить, что увеличение числа Рейнольдса приводит к тому, что область зоны рециркуляции увеличивается вглубь ячейки и достигает нижней стенки. Показано, что интенсивность теплообмена значительно снижается с увеличением глубины сотовой ячейки. Наибольшая величина теплоотдачи наблюдается на поверхности вблизи верхней грани рёбер. Подобный характер изменения теплоотдачи объясняется затруднением проникновения потока к дну ячейки по мере увеличения её глубины.

ЛИТЕРАТУРА

1. Isaev S.A., Kornev N.V., Leontiev A.I., Hassel E. Influence of the Reynolds number and the spherical dimple depth on turbulent heat transfer and hydraulic loss in a narrow channel // Internat. J. Heat Mass Transf. 2019. V. 53. P. 178–197.
2. Wang S., Du W., Luo L., Qiu D., Zhang X., Li S. Flow structure and heat transfer characteristics of a dimpled wedge channel with a bleed hole in dimple at different orientations and locations // Internat. J. Heat Mass Transf. 2018. V. 117. P. 1216–1230.
3. Shen Z., Qu H., Zhang D., Xie Y. Effect of bleed hole on flow and heat transfer performance of U-shaped channel with dimple structure // Internat. J. Heat Mass Transf. 2013. V. 66. P. 10–22.

4. *Weihing P., Younis B.A., Weigand B.* Heat transfer enhancement in a ribbed channel: Development of turbulence closures // Internat. J. Heat Mass Transf. 2014. V. 76. P. 509–522.
5. *Motoki T., Ohno Y., Hishida M., Tanaka G.* Augmentation of heat transportation by an oscillatory flow in grooved ducts // Heat Transfer — Asian Research. 2008. V. 37, N 2. P. 68–85.
6. *Leonardi S., Orlandi P., Antonia R.A.* Properties of d - and k -type roughness in a turbulent channel flow // Phys. Fluids. 2007. V. 19. P. 125101.
7. *Bogatko T., Terekhov V., Dyachenko A., Smulsky Ya.* Heat transfer behind the backward-facing step under the influence of longitudinal pressure gradient // MATEC Web of Conf. 2017. V. 92. Article 01030.
8. *Saha K., Acharya S., Nakamata C.* Heat transfer enhancement and thermal performance of lattice structures for internal cooling of airfoil trailing edges // J. Thermal Sci. Engrg. Appl. 2013. V. 5. Article 011001-1.
9. *Wong T.T., Leung C.W., Li Z.Y., Tao W.Q.* Turbulent convection of air-cooled rectangular duct with surface-mounted cross-ribs // Internat. J. Heat Mass Transf. 2003. V. 46. P. 4629–4638.
10. *Zimmerer C., Gschwind P., Gaiser G., Kottke V.* Comparison of heat and mass transfer in different heat exchanger geometries with corrugated walls // Experiment. Thermal Fluid Sci. 2002. V. 26. P. 269–273.
11. *Du W., Luo L., Wang S., Liu J., Sundén B.* Heat transfer and flow structure in a detached latticework duct // Appl. Thermal Engrg. 2019. V. 155. P. 24–39.
12. *Климов А.А., Трдательян С. А.* Использование сотовой поверхности для управления пограничным слоем // Теплофизика высоких температур. 2003. Т. 155, № 6. С. 901–906.
13. *Ковальнов Н.Н.* Модель турбулентного переноса в пограничном слое на перфорированной поверхности с глухими демпфирующими полостями // Изв. вузов. Проблемы энергетики. 2003. № 5–6. С. 41–47.
14. *Терехов В.И., Смульский Я.И., Шаров К.А., Золотухин А.В.* Структура пограничного слоя при обтекании сотовой поверхности в плоском канале // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21, № 6. С. 733–738.
15. *Durbin P.A.* Near-wall turbulence closure modeling without «damping function» // Theor. Comput. Fluid Dynamics. 1991. V. 3. P. 1–13.
16. *Barsukov A.V., Terekhov V.V., Terekhov V.I.* Numerical simulation of flow dynamics and heat transfer in a rectangular channel with periodic ribs on one of the walls // J. Phys. Conf. Ser. 2021. V. 2119. P. 012028.
17. *Terekhov V.I., Yarygina N.I.* Forced convection heat transfer from the bottom of trenches with rectangular or inclined walls // Experiment. Heat Transfer. 1996. V. 9. P. 133–148.
18. *Dyachenko A.Yu., Terekhov V.I., Yarygina N.I.* Vortex formation and heat transfer in turbulent flow past a transverse cavity with inclined frontal and rear walls // Internat. J. Heat Mass Transf. 2008. V. 51, N 13–14. P. 3275–3286.
19. *Terekhov V.I., Kalinina S.V., Mshvidobadze Yu.M.* Heat transfer coefficient and aerodynamical resistance on a surface with a single dimple // Enhanced Heat Transf. 1997. V. 4, N 2. P. 131–145.

UDC 536.24

**NUMERICAL STUDY OF THE STRUCTURE OF TURBULENT FLOW
AND HEAT TRANSFER IN A FLAT CHANNEL WITH HEXAGONAL
HONEYCOMBS OF VARIOUS DEPTHS**

© 2023 A. V. Barsukov^a, V. V. Terekhov^b, V. I. Terekhov^c

*Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS,
pr. Akad. Lavrentyeva 1, Novosibirsk 630090, Russia*

E-mails: ^aandreybarsukov96@gmail.com, ^bvt@itp.nsc.ru, ^cterekhov@itp.nsc.ru

Received 09.08.2022, revised 09.08.2022, accepted 29.09.2022

Abstract. The results of a numerical simulation by the RANS method of a separated flow in a flat channel with honeycomb surface are presented. The simulation was performed at the Reynolds $Re = 14\,000 - 28\,000$ determined from the average mass velocity and channel height. The distribution of the local Nusselt number was obtained for various Reynolds numbers and honeycomb depths. It is shown that the distribution of the Nusselt number on the surface is highly non-uniform, in particular, the maximum heat transfer is observed near the upper edge of the ribs, in the vicinity of which the largest velocity gradient is observed.

Keywords: heat transfer enhancement, turbulent flow, numerical simulation, hexagonal cells.

DOI: 10.33048/SIBJIM.2023.26.202

REFERENCES

1. Isaev S.A., Kornev N.V., Leontiev A.I., Hassel E. Influence of the Reynolds number and the spherical dimple depth on turbulent heat transfer and hydraulic loss in a narrow channel. *Internat. J. Heat Mass Transf.*, 2019, Vol. 53, pp. 178–197.
2. Wang S., Du W., Luo L., Qiu D., Zhang X., Li S. Flow structure and heat transfer characteristics of a dimpled wedge channel with a bleed hole in dimple at different orientations and locations. *Internat. J. Heat Mass Transf.*, 2018, Vol. 117, pp. 1216–1230.
3. Shen Z., Qu H., Zhang D., Xie Y. Effect of bleed hole on flow and heat transfer performance of U-shaped channel with dimple structure. *Internat. J. Heat Mass Transf.*, 2013, Vol. 66, pp. 10–22.
4. Weihing P., Younis B.A., Weigand B. Heat transfer enhancement in a ribbed channel: Development of turbulence closures. *Internat. J. Heat Mass Transf.*, 2014, Vol. 76, pp. 509–522.
5. Motoki T., Ohno Y., Hishida M., Tanaka G. Augmentation of heat transportation by an oscillatory flow in grooved ducts. *Heat Transfer – Asian Research*, 2008, Vol. 37, No. 2, pp. 68–85.
6. Leonardi S., Orlandi P., Antonia R.A. Properties of d - and k -type roughness in a turbulent channel flow. *Phys. Fluids*, 2007, Vol. 19, pp. 125101.
7. Bogatko T., Terekhov V., Dyachenko A., Smulsky Ya. Heat transfer behind the backward-facing step under the influence of longitudinal pressure gradient. *MATEC Web of Conf.*, 2017, Vol. 92, article 01030.
8. Saha K., Acharya S., Nakamata C. Heat transfer enhancement and thermal performance of lattice structures for internal cooling of airfoil trailing edges. *J. Thermal Sci. Engrg. Appl.*, 2013, Vol. 5, article 011001-1.
9. Wong T.T., Leung C.W., Li Z.Y., Tao W.Q. Turbulent convection of air-cooled rectangular duct with surface-mounted cross-ribs. *Internat. J. Heat Mass Transf.*, 2003, Vol. 46, pp. 4629–4638.

10. Zimmerer C., Gschwind P., Gaiser G., Kottke V. Comparison of heat and mass transfer in different heat exchanger geometries with corrugated walls. *Experiment. Thermal Fluid Sci.*, 2002, Vol. 26, pp. 269–273.
11. Du W., Luo L., Wang S., Liu J., Sunden B. Heat transfer and flow structure in a detached latticework duct. *Appl. Thermal Engrg.*, 2019, Vol. 155, pp. 24–39.
12. Klimov A.A., Trdatyan S.A. The use of a honeycomb surface for controlling the boundary layer. *High Temperature*, 2003, Vol. 41, pp. 801–806.
13. Koval'nogov H.H. Model' turbulentnogo perenosa v pogranichnom sloe na perforeirovannoi poverkhnosti s glukhimi dempfiruyushchimi polostyami [Model' turbulentnogo perenosa v pogranichnom sloe na perforeirovannoi poverkhnosti s glukhimi dempfiruyushchimi polostyami]. *Izv. Vuzov. Problemy Energetiki*, 2003, No. 5–6, pp. 41–47 (in Russian).
14. Terekhov V.I., Smulsky Ya.I., Sharov K.A., Zolotukhin A.V. Boundary-layer structure in the flow around the cellular surface in a flat channel. *Thermophysics and Aeromechanics*, 2014, Vol. 21, pp. 701–706.
15. Durbin P.A. Near-wall turbulence closure modeling without «damping function». *Theor. Comput. Fluid Dynamics*, 1991, Vol. 3, pp. 1-13.
16. Barsukov A.V., Terekhov V.V., Terekhov V.I. Numerical simulation of flow dynamics and heat transfer in a rectangular channel with periodic ribs on one of one of the walls. *J. Phys. Conf. Ser.*, 2021, Vol. 2119, pp. 012028.
17. Terekhov V.I., Yarygina N.I. Forced convection heat transfer from the bottom of trenches with rectangular or inclined walls. *Experiment. Heat Transf.*, 1996, Vol. 9, pp. 133–148.
18. Dyachenko A.Yu., Terekhov V.I., Yarygina N.I. Vortex formation and heat transfer in turbulent flow past a transverse cavity with inclined frontal and rear walls. *Internat. J. Heat Mass Transf.*, 2008, Vol. 51, No. 13–14, pp. 3275–3286.
19. Terekhov V.I., Kalinina S.V., Mshvidobadze Yu.M. Heat transfer coefficient and aerodynamical resistance on a surface with a singe dimple. *Enhanced Heat Transf.*, 1997, Vol. 4, No. 2, pp. 131–145.