

УДК 533.6.011

Влияние типа тепловых граничных условий на теплообмен и трение в сужающемся канале*

А.Ю. Сахнов, К.В. Брызгалов, В.С. Наумкин, К.С. Лебеда

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: aleksei_sakhnov@mail.ru

В статье представлены результаты исследования течения воздуха в сужающемся канале с горячей нижней стенкой при заданном постоянном тепловом потоке или заданной постоянной температуре стенки. Численное моделирование проводилось в пакете OpenFOAM с применением $k-\omega$ SST модели турбулентности. Верификация результатов моделирования продемонстрировала хорошее совпадение расчетных данных с профилями скорости и теплового числа Стантона, полученными в эксперименте. Данное исследование показало, что увеличение температуры стенки сужающегося канала приводит к возникновению эффекта прострела продольной скорости, подавлению турбулентности и снижению коэффициента трения и теплового числа Стантона. В отличие от безградиентного течения в сужающемся канале, тип тепловых граничных условий оказывает заметное влияние на трение и теплообмен.

Ключевые слова: пограничный слой, теплообмен, ламинаризация, прострел скорости, численное моделирование, отрицательный градиент давления.

Введение

Эффект ускорения потока используется в различных технических системах. Авторами работы [1] было установлено, что применение сужающегося канала в испарителе холодильника позволяет увеличить коэффициент теплоотдачи и тем самым уменьшить размеры испарителя. В работах [2, 3] было показано, что отрицательный градиент давления приводит к уменьшению коэффициента восстановления, что, в свою очередь, приводит к повышению эффективности газодинамической температурной стратификации.

Наиболее крупные и систематические экспериментальные исследования ускоренных течений на проницаемых поверхностях были проведены под руководством В.М. Кейса [4]. Большинство экспериментов было выполнено для турбулентного течения. При этом ранее в работе [5] было показано, что при значениях параметра ускорения $K > 3,55 \cdot 10^{-6}$ турбулентность полностью подавляется и течение становится ламинарным. Данный вывод был подтвержден в более поздних экспериментальных исследованиях [6].

* Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-29-00210, <https://rscf.ru/project/23-29-00210/>.

В работе [7] представлены результаты экспериментального исследования течения воздуха в сужающемся плоском канале в диапазоне чисел Рейнольдса $Re_0 = (1,58 - 4,34) \cdot 10^4$, рассчитанного с использованием величины скорости и высоты канала во входном сечении. При заданном угле наклона верхней стенки канала $\varphi = 2,5^\circ$ и вышеуказанных значениях числа Рейнольдса максимальная величина параметра ускорения составила $K = \text{tg}(\varphi)/Re_0 (1,0 - 2,76) \cdot 10^{-6}$. Интенсивность турбулентности на входе в сужающийся канал была равна 2 %. Тепловой поток через нижнюю стенку канала был постоянным, и его значение не превышало 1 кВт/м^2 .

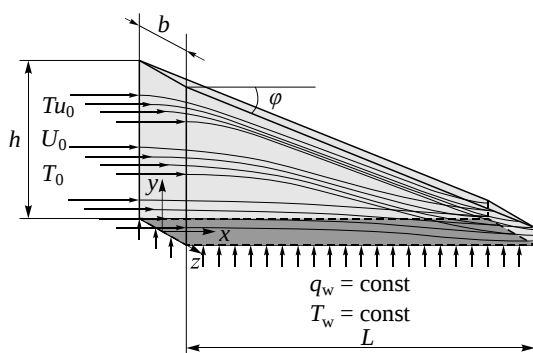
В настоящей работе проводится численное трехмерное моделирование течения, основанное на условиях вышеописанного эксперимента [7], т.е. при $Re_0 = 1,58 \cdot 10^4$ и постоянном тепловом потоке через нижнюю стенку канала или при постоянной температуре стенки. Целью исследования является определение влияния тепловых граничных условий на характеристики течения в сужающемся канале в существенно неизотермических условиях.

Постановка задачи и параметры моделирования

Рассматривается течение воздуха в плоском сужающемся канале с горячей относительно потока нижней стенкой. Канал, представленный на рис. 1, имеет следующие геометрические параметры: длина $L = 1,820 \text{ м}$, ширина $b = 0,150 \text{ м}$, высота входного сечения конфузора $h_0 = 0,105 \text{ м}$, угол наклона верхней стенки канала $\varphi = 2,5^\circ$. К нижней теплообменной стенке подводился постоянный по длине канала тепловой поток различной величины: $q_w = 1000, 3000, 6000 \text{ Вт/м}^2$ или задавалась постоянная температура стенки $T_w = 382, 632, 1251 \text{ К}$. Параметр ускорения $K = \text{tg}(\varphi)/Re_0$ составлял $2,76 \cdot 10^{-6}$ при входном числе Рейнольдса $Re_0 = U_0 h_0 / \nu = 1,58 \cdot 10^4$, где U_0 — скорость на входе в канал, ν — кинематическая вязкость. Основное внимание при обработке и анализе полученных данных уделялось пограничному слою, развивающемуся над нижней поверхностью канала. Все безразмерные величины были отнесены к скорости основного потока, взятой на середине текущей высоты канала и обозначенной индексом $h/2$. Температура набегающего потока T_0 задавалась равной $293,15 \text{ К}$. Все представленные в статье данные относятся к осевой плоскости канала при $z = 0$.

В работе моделировалось течение воздуха с переменной плотностью, зависящей от давления и температуры. На нижней стенке принимались условия прилипания, постоянного теплового потока или постоянной температуры:

$$y = 0, U = 0, V = 0, q_w = \text{const}, T_w = \text{const}.$$



Расчет проводился с использованием RANS-подхода: с применением уравнений движения вязкой жидкости Навье–Стокса, усредненных по Рейнольдсу. Также использовался решатель rhoPimpleFoam — численная модель интегрирования дифференциальных уравнений в частных производных.

Рис. 1. Схема течения.

Рис. 2. Профили скорости при выходе на стационарное решение.

Данный решатель моделирует турбулентный поток сжимаемого газа. Расчет продолжался до тех пор, пока параметры потока (продольная скорость) не перестанут изменяться по времени (рис. 2), т.е. пока решение не примет квазистационарный характер.

Уравнения Навье – Стокса были дополнены $k-\omega$ SST моделью турбулентности [8]. Эта модель является гибридной и включает в себя две другие модели: в пристенной области используется $k-\omega$ -модель турбулентности, а во внешнем потоке — $k-\varepsilon$ -модель турбулентности. Модели типа $k-\varepsilon$ хорошо предсказывают свойства свободных сдвиговых течений, но возникают проблемы при расчете пристенных течений. Модели типа $k-\omega$ обеспечивают адекватное описание пристенной турбулентности. В качестве начальных условий задавались кинетическая энергия турбулентности k_t , диссипация турбулентности ε и ω :

$$k_t = \frac{3}{2}(U_0 Tu_0)^2, \quad \varepsilon = \frac{C_\mu^{0,75} k_t^{1,5}}{l}, \quad \omega = \frac{k_t^{0,5}}{C_\mu^{0,25} l},$$

где Tu_0 — интенсивность турбулентности, которая в расчетах соответствовала экспериментальному значению и принималась равной 2 %, l — интегральный масштаб турбулентности, равный 10 % высоты входного сечения; $C_\mu = 0,09$.

На рис. 3 представлены результаты теста на сеточную сходимость и сравнение профилей продольной скорости с результатами эксперимента [7] при $x = 0,350$ и $1,550$ м. Поскольку увеличение числа ячеек сетки приводит к существенному росту потребления ресурсов ЭВМ, то был выбран подход с измельчением сетки у нижней поверхности канала. Базовая сетка выбиралась таким образом, чтобы ячейки были приближены по своей форме к гексаэдрам. Сравнивались следующие конфигурации расчетной сетки ($x \times y \times z$): грубая ($1000 \times 100 \times 70$) со сжатием в 3 раза у нижней стенки, средняя ($1000 \times 100 \times 70$) и мелкая ($1100 \times 110 \times 77$) со сжатием в 6 раз у нижней стенки.

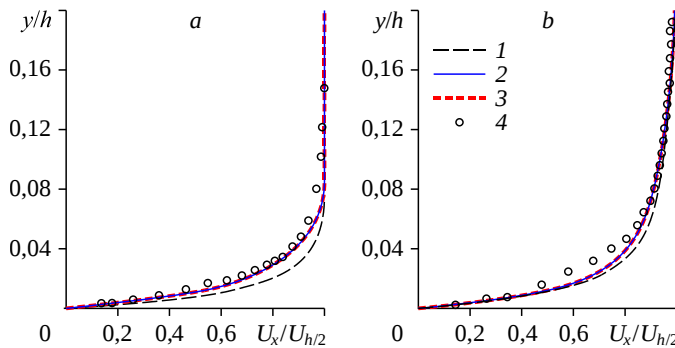


Рис. 3. Тест на сеточную сходимость: профили продольной скорости при $x = 0,350$ (a) и $1,550$ (b) м. Результаты расчета на сетках $1000 \times 100 \times 70$ (со сжатием в 3 раза) (1), $1000 \times 100 \times 70$ (со сжатием в 6 раз) (2), $1100 \times 110 \times 77$ (со сжатием в 6 раз) (3) и данные экспериментов [7] (4).

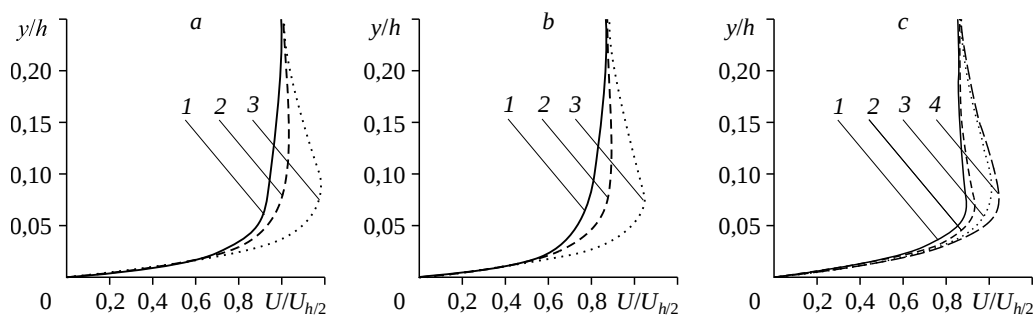


Рис. 4. Влияние нагрева стенки на профили скорости в ускоренном пограничном слое.

a: 1–3 — течения при $q_w = 1000, 3000, 6000 \text{ Вт/м}^2$ соответственно в сечении $x/L = 0,934$;

b: 1–3 — течения с $T_w = 382, 628, 1251 \text{ К}$ соответственно в сечении $x/L = 0,934$;

c: 1, 2 — течения при $q_w = 6000 \text{ Вт/м}^2$ и $T_w = 1251 \text{ К}$ соответственно в сечении $x/L = 0,464$,

3, 4 — течения при $q_w = 6000 \text{ Вт/м}^2$ и $T_w = 1251 \text{ К}$ соответственно в сечении $x/L = 0,962$.

При сравнении профилей скоростей расчетные и экспериментальные данные хорошо согласуются между собой. Из рисунка видно, что профиль скорости при расчете на грубой сетке отличается от случаев для других сеток. Для дальнейшего расчета в качестве основной была выбрана средняя сетка ($1000 \times 100 \times 70$) со сжатием в 6 раз у нижней стенки канала. Все результаты представлены для установившегося течения при $t > 0,6 \text{ с}$.

Результаты моделирования

На рис. 4 представлены профили продольной скорости в пограничном слое на нагретой стенке при постоянном тепловом потоке через стенку (рис. 4*a*) и при постоянной температуре стенки (рис. 4*b*). Видно, что с увеличением температуры стенки и теплового потока через стенку профили становятся более заполненными и появляется максимум скорости внутри пограничного слоя. При сравнении профилей скорости (1 и 2 на рис. 4*c*) при $x/L = 0,464$, где достигается одинаковая температура стенки при различных граничных условиях, видно, что эффект «прострела» выше при постоянной температуре стенки. То же самое справедливо и для профилей 3 и 4 на рис. 4*c* при $x/L = 0,962$.

На рис. 5 приведены профили кинетической энергии турбулентности в ускоренном пограничном слое на нагретой стенке. На рис. 5*a* и 5*b* видно, что с увеличением теплового потока через стенку или температуры стенки максимальное значение кинетической энергии около стенки уменьшается. Сильный нагрев стенки приводит к подавлению

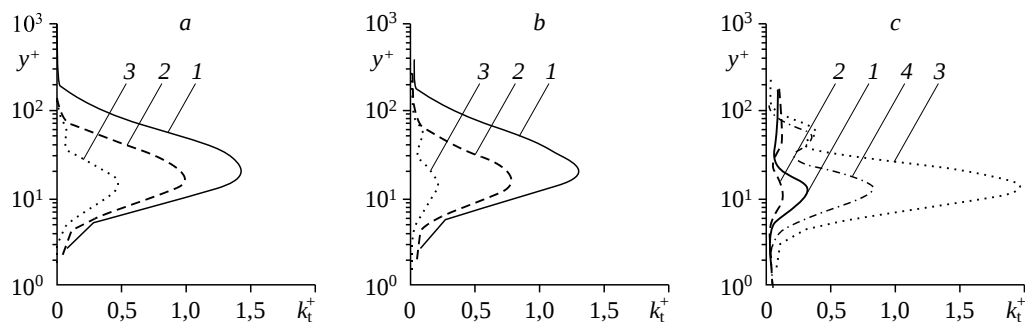


Рис. 5. Профили кинетической энергии турбулентности в ускоренном пограничном слое на нагретой стенке.

Обозначения см. на рис. 4.

турбулентности, при этом в профилях кинетической энергии турбулентности появляется второй максимум. Из сравнения профилей кинетической энергии турбулентности 1 и 2 на рис. 5с при $x/L = 0,464$, где достигается одинаковая температура стенки при различных граничных условиях, видно, что максимальное значение кинетической энергии турбулентности выше в условиях постоянного теплового потока. В сечении $x/L = 0,962$ уменьшение температуры стенки при постоянном тепловом потоке (профиль 3 на рис. 5с) приводит к более чем двукратному росту максимума кинетической энергии турбулентности относительно течения с постоянной температурой стенки (профиль 4 на рис. 4с).

На рис. 6а приведены зависимости максимальной скорости внутри пограничного слоя от безразмерной длины канала. Эффект прострела заключается в появлении и развитии максимума скорости внутри пограничного слоя в результате одновременного наличия отрицательного продольного градиента давления и существенной разности плотностей газа между основным потоком и пристенной областью. Разность плотностей может быть реализована посредством нагрева стенки, вдува легкого газа или горения внутри пограничного слоя. Увеличение подводимой температуры или теплового потока приводит к более высоким значениям максимальной скорости и возникновению эффекта прострела при меньших значениях x/L . При сравнении максимальной скорости при различных типах граничных условий видно, что при одном из значений x/L ее максимальное значение выше при подводимой постоянной температуре стенки (линии 4–6). Это связано с тем, что величина развиваемого максимума скорости зависит от разности температур между стенкой и основным потоком. При подводимом же постоянном тепловом потоке (линии 1–3) температура стенки увеличивается до некоторого максимума, а далее убывает к концу канала.

Максимум скорости вблизи начального сечения канала возникает ввиду присутствия ударного профиля скорости на входе в канал. При таком начальном распределении скорости газ в только возникающих пограничных слоях достаточно сильно оттесняется от стенок канала. Согласно решению Блазиуса для уравнений пограничного слоя, нормальная к обтекаемой поверхности скорость на внешней границе пограничного слоя может быть оценена по формуле $V_e = 0,86U_e/Re_x^{0,5}$ [9], где V_e , U_e — нормальная и продольная скорости на внешней границе пограничного слоя, $Re_x = \rho U_{h/2} x/\mu$. Таким образом, вытесняемый ввиду торможения в пограничном слое газ в закрытом канале создает

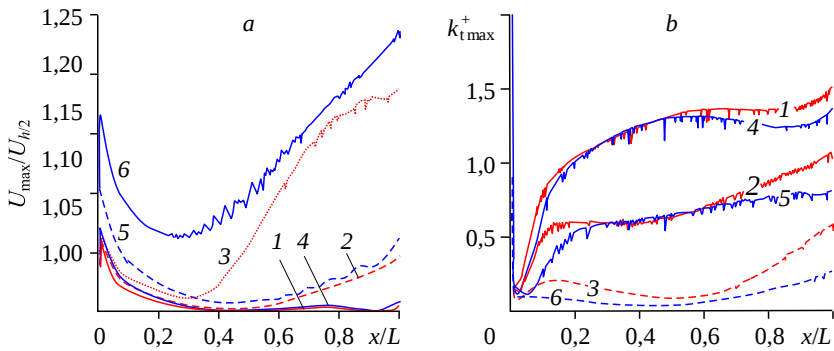


Рис. 6. Влияние нагрева стенки на максимальную скорость (а) и максимальную кинетическую энергию турбулентности (б) в ускоренном пограничном слое.

1–3 — результаты расчетов течения при $q_w = 1000, 3000, 6000$ Вт/м² соответственно,
4–6 — результаты расчетов течения при $T_w = 382, 628, 1251$ К соответственно.

слабый эффект прострела: в квазиизотермических условиях (кривые 1 и 4) значение продольной скорости в максимуме скорости в начале канала не превышает 8 % продольной скорости на линии $h/2$.

В каждом сечении пограничного слоя было получено максимальное значение кинетической энергии турбулентности в области нижней стенки канала. На рис. 6b представлены распределения этой величины по безразмерной длине канала. Видно, что с увеличением температуры и теплового потока максимальное значение кинетической энергии турбулентности уменьшается. Также видно, что при различных типах граничных условий максимальное значение кинетической энергии турбулентности при постоянном тепловом потоке через стенку (кривые 1–3) выше, чем при постоянной температуре стенки (кривые 4–6). Такое отличие объясняется тем, что при $x/L > 0,5$ температура стенки в условиях постоянного теплового потока всегда ниже заданной постоянной температуры стенки, что приводит к меньшему эффекту «прострела» продольной скорости и, следовательно, меньшему ускорению внутри нижнего пограничного слоя. Как известно [10], ускорение течения является основным фактором, подавляющим турбулентность.

На рис. 7a представлены зависимости коэффициента трения $c_f/2 = \tau_w/\rho_{h/2}U_{h/2}^2$ (здесь τ_w — касательные напряжения вдоль нижней стенки, $\rho_{h/2}$ — плотность рабочего тела на середине текущей высоты канала) от безразмерной длины сужающегося канала при постоянном тепловом потоке через стенку (кривые 1–3) и при постоянной температуре стенки (кривые 4–6). Во всех рассмотренных случаях течения коэффициент трения убывает до середины канала. Далее (при $x/L > 0,5$) при относительно малом перепаде температур между нижней стенкой и основным течением (кривая 4) и при незначительном тепловом потоке через стенку (кривая 1) коэффициент трения остается практически постоянным, что коррелирует с результатами работ В.М. Кейса по ускоренным турбулентным пограничным слоям [4]. В случаях течения при $q_w = 3000, 6000 \text{ Вт/м}^2$ коэффициент трения увеличивается при $x/L > 0,5$. В условиях постоянной температуры стенки при $T_w = 628 \text{ К}$ коэффициент трения практически не изменяется по длине канала и его поведение аналогично поведению максимального значения кинетической энергии

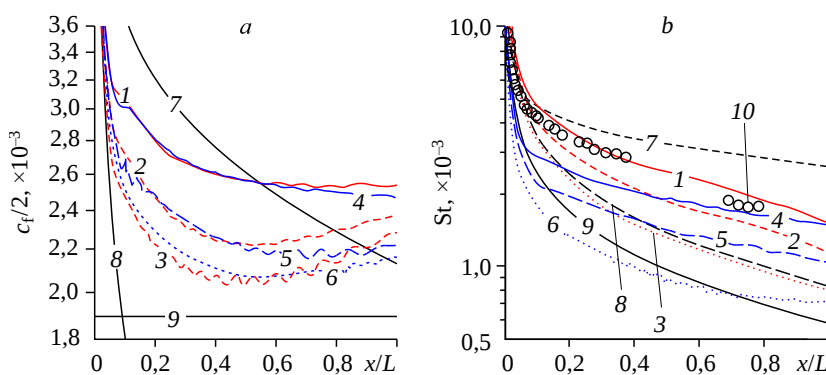


Рис. 7. Влияние нагрева стенки на коэффициент трения (a) и тепловое число Стантона (b) в ускоренном пограничном слое.

a, b: 1–3 — течения при $q_w = 1000, 3000, 6000 \text{ Вт/м}^2$ соответственно,

4–6 — течения при $T_w = 382, 628, 1251 \text{ К}$ соответственно;

a: 7 — $c_f/2 = 0,0296\text{Re}_x^{-0,5}$ [13] ($\text{Re}_x = \rho_{h/2}U_{h/2}x/\mu$),

8 — $c_f/2 = 0,332\text{Re}_x^{-0,5}$ [13], 9 — $c_f/2 = 1,14\text{K}^{0,5}$ [11];

b: 7 — $0,0296\text{Re}_x^{-0,2}\text{Pr}^{-0,6}$ [13], 8 — $\text{St} = 0,47\text{Re}_x^{-0,5}\text{Pr}^{-2/3}$ [13],

9 — $\text{St} = 0,332\text{Re}_x^{-0,5}\text{Pr}^{-2/3}$ [13], 10 — данные эксперимента [7].

турбулентности (рис. 6b, кривая 5), а при $T_w = 1251$ К и $x/L > 0,5$ он увеличивается, следуя поведению максимума кинетической энергии турбулентности (рис. 6b, кривая 6).

В целом коэффициент трения снижается с увеличением теплового потока и температуры стенки, коррелируя со снижением кинетической энергии турбулентности (рис. 6b). При максимальном из рассмотренных значений температур коэффициент трения достаточно близок к зависимости коэффициента трения для ламинарного асимптотического пограничного слоя в изотермических условиях (кривая 9) [11]. Также очевидно, что поведение максимума продольной скорости не оказывает прямого влияния на величину коэффициента трения в турбулентном пограничном слое. В работе [12] было показано, что в ламинарном пограничном слое эффект прострела приводит к росту коэффициента трения.

На рис. 7b представлены зависимости числа Стантона $St = q_w / \rho_{h/2} U_{h/2} c_p \Delta T$ (здесь c_p — изобарная теплоемкость, ΔT — разность между температурой стенки и температурой потока при $y = h/2$) от безразмерной длины сужающегося канала при постоянном тепловом потоке через стенку (кривые 1–3) и при постоянной температуре стенки (кривые 4–6). Видно, что число Стантона в течении при $q_w = 1000$ Вт/м² (кривая 1) хорошо совпадает с результатами эксперимента (маркеры 10) [7] практически по всей длине канала. Увеличение теплового потока приводит к снижению теплового числа Стантона так, что при $q_w = 6000$ Вт/м² (кривая 3) эта характеристика соответствует распределению числа Стантона в пограничном слое Блазиуса (кривая 8 на рис. 7b). Таким образом, существенно сниженный уровень турбулентности ($k_t^+ < 0,5$, рис. 6b) не оказывает заметного влияния на поток, в котором реализуется ламинаризованный пограничный слой.

При увеличении постоянной температуры стенки число Стантона снижается так же, как и при постоянном тепловом потоке. Однако в случае максимальной рассмотренной температуры стенки 1251 К распределение числа Стантона несколько отличается от данной характеристики в ламинарном пограничном слое Блазиуса (кривая 9 на рис. 7b). Такое отличие объясняется достаточно высокими значениями максимальной скорости для данного случая течения (рис. 6a, кривая 6).

Заключение

Проведено численное моделирование существенно неизоэтермического течения воздуха в плоском сужающемся канале, на нижней стенке которого задана постоянная, повышенная относительно основного потока, температура или постоянный тепловой поток. Сравнение случаев течения с различными тепловыми граничными условиями проводилось посредством задания в качестве постоянной температуры стенки значений максимальной температуры стенки при постоянном тепловом потоке. Верификация показала хорошее совпадение результатов моделирования с экспериментальными данными [7] по течению воздуха в сужающемся канале с постоянным тепловым потоком через стенку до 1000 Вт/м². В ходе исследования были получены следующие результаты.

1. Значительное повышение температуры стенки сужающегося канала или теплового потока через нее приводит к возникновению максимума скорости внутри пограничного слоя, расположенного вблизи нагретой поверхности, что является следствием существенной разности плотности воздуха между стеной и основным потоком и наличия продольного отрицательного градиента давления. При этом величина максимума скорости в течении с постоянной температурой стенки выше, чем в течении с постоянным

тепловым потоком через стенку, поскольку температура стенки при постоянном тепловом потоке снижается при $x/L > 0,5$.

2. Возникновение и развитие максимума продольной скорости внутри пограничного слоя вблизи нагретой стенки приводит к подавлению турбулентности в этой же области течения. Отличие в величине максимума скорости при различных типах тепловых граничных условий приводит к более значительному снижению кинетической энергии турбулентности в течении с постоянной температурой стенки.

3. Подавление турбулентности вблизи нагретой стенки приводит к снижению коэффициента трения и теплового числа Стантона. Известно, что в безградиентном пограничном слое тип теплового граничного условия не влияет на коэффициент трения [13], при этом в настоящем исследовании установлено, что в ускоренном течении даже при малом перепаде температур между стенкой и основным потоком тепловые граничные условия оказывают влияние на коэффициент трения.

Список литературы

1. Waltrich P.J., Barbosa J.R. Jr., Hermes C.J.L., Melo C. Air-side heat transfer and pressure drop characteristics of accelerated flow evaporators // Intern. J. of Refrigeration. 2011. Vol. 34. P. 484–497.
2. Макаров М.С., Макарова С.Н. Эффективность энергоразделения при течении сжимаемого газа в плоском канале // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20, № 6. С. 777–787.
3. Wortman A., Mills A.F., Soo Hoo G. The effect of mass transfer on recovery factors in laminar boundary layer flows // Intern. J. of Heat and Mass Transfer. 1972. Vol. 15, No. 3. P. 443–456.
4. Moffat R.J., Kays W.M. A review of turbulent boundary layer heat transfer research at Stanford 1958–1983 // Advanced Heat Transfer. 1984. Vol. 16. P. 242–365.
5. Kays W.M. Convective heat and mass transfer. New York: McGraw-Hill, 1966. 387 p.
6. Bourassa C., Thomas F.O. An experimental investigation of a highly accelerated turbulent boundary layer // J. of Fluid Mechanics. 2009. Vol. 634. P. 359–404.
7. Шакиров Р.Р., Давлетшин И.А., Михеев Н.И. Кинематическая структура течений и теплоотдача в плоских диффузорном и конфузорном каналах // Теплофизика и аэромеханика. 2022. Т. 29, № 5. С. 799–805.
8. Menter F.R., Kuntz M., Langtry R. Ten years of industrial experience with the SST turbulence model // In Proceedings of the 4th Intern. Symp. on Turbulence, Heat and Mass Transfer. Turkey, Antalya, Begell House, 2003. P. 625–632.
9. Волчков Э.П., Лебедев В.П. Тепломассообмен в пристенных течениях. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2003. 244 с.
10. Narasimha R., Sreenivasan K.R. Relaminarization fluid flows // Advances in Applied Mechanics. 1979. Vol. 19. P. 221–309.
11. Volchikov E.P., Makarov M.S., Sakhnov A.Yu. Boundary layer with asymptotic favourable pressure gradient // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2010. Vol. 53. P. 2837–2843.
12. Sakhnov A.Yu. Influence of thermal conditions on accelerated boundary layer subjected to a wall heating // AIP Conf. Proceedings. 2015. Vol. 1648, Iss. 1. P. 850068-1–850068-4.
13. Schlichting H., Gersten K. Boundary layer theory. 8th ed. Berlin: Springer, 2003. 801 p.

*Статья поступила в редакцию 22 августа 2023 г.,
после доработки — 20 сентября 2023 г.,
принята к публикации 21 ноября 2023 г.*