

Numerical Modeling of Flow and Heat Transfer in a Flat Confuser

V. G. Lushchik, A. I. Reshmin, S. Kh. Teplovodskii, V. V. Trifonov

*Lomonosov Moscow State University, Research Institute of Mechanics
Moscow, 119192, Russia*

vgl_41@mail.ru

alexreshmin@rambler.ru

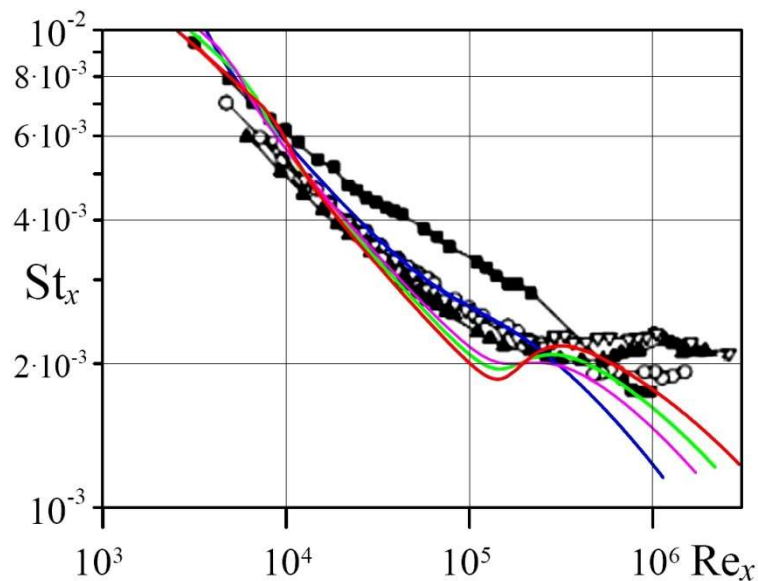
tipa49@mail.ru

trifonovvl@mail.ru

Abstract

Numerical modeling was carried out using a three-parameter differential RANS turbulence model supplemented with a transport equation for turbulent heat flow. The influence of the angle of inclination of the confuser wall and the Reynolds number on the characteristics of flow and heat transfer in the boundary layer is considered. The calculation results are compared with known experimental data.

Keywords: flow with heat exchange, flat confuser, RANS-turbulence model.



Experimental (dots) and calculated (lines) dependences of the Stanton number St_x on the Reynolds number Re_x for various input Reynolds numbers Re_0

УДК 532.526.3

Численное моделирование течения и теплообмена в плоском конфузоре

В. Г. Лущик, А. И. Решмин, С. Х. Тепловодский, В. В. Трифонов

*МГУ им. М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт механики
Россия, Москва, 119192, Мичуринский проспект, 1*

vgl_41@mail.ru

alexreshmin@rambler.ru

tipa49@mail.ru

trifonovvl@mail.ru

Аннотация

Численное моделирование проведено с использованием трехпараметрической дифференциальной RANS-модели турбулентности, дополненной уравнением переноса для турбулентного потока тепла. Рассмотрено влияние, угла наклона стенки конфузора и числа Рейнольдса на характеристики течения и теплообмена в пограничном слое. Проведено сравнение результатов расчета с известными экспериментальными данными.

Ключевые слова: течение с теплообменом, плоский конфузор, RANS-модель турбулентности.

1. Введение

Течение в конфузоре происходит при отрицательном продольном градиенте давления, зависящим от угла сужения канала. В случае большого отрицательного градиента давления его воздействие может привести к изменению характера течения вплоть до его ламинаризации.

Эффект ламинаризации пограничного слоя турбулентного течения при внешних течениях с отрицательным градиентом давления был обнаружен в 1954 году [1]. Процесс ламинаризации изучался и продолжает изучаться многими исследователями. К настоящему времени по этому вопросу имеется множество публикаций (см., например, [2–5]). Предложены несколько локальных критериев для определения градиента скорости (или давления), необходимого для достижения ламинаризации [6–8]

$$K = \frac{\nu}{u_e^2} \frac{du_e}{dx} > 3 \times 10^{-6}, \quad \Delta_p = \frac{\nu}{\rho u_*^2} \frac{dp}{dx} > 0.02 \quad (1)$$

Здесь u_e – скорость набегающего потока; u_* – динамическая скорость; ν – кинематическая вязкость, p – давление.

Этот критерий недостаточно точно описывает процесс ламинаризации и исследования по этому вопросу продолжаются [9, 10, 11].

Следует отметить, что значительная часть экспериментов в этой области посвящена исследованию эволюции пограничных слоев, подверженных отрицательному градиенту давления (см., например, [12]), и не описывает процесс в условиях течения с подогревом. Тем более, что сложность экспериментов и без подогрева достаточно высока [1313].

Исследованию внутренних турбулентных течений с переменным продольным градиентом давления посвящено значительно меньше работ по сравнению с исследованием для случая внешних течений. Так, достаточно подробно исследовано течение в трубах с сильным

подогревом теплоносителя, создающим большой отрицательный градиент давления (см., например, [14]).

Что касается течения в конфузорах, то оно исследовано еще меньше. Весьма интересна экспериментальная работа [15], в которой проведено исследование характеристик течения и теплообмена в пограничном слое осесимметричных расширяющихся и сужающихся каналов с продольным градиентом давления при турбулентном течении воздуха. Полученные в ней результаты свидетельствуют о существенном влиянии градиента давления на профили скорости и температуры при тчении в канале переменного сечения, приводя к нарушению аналогии Рейнольдса в пограничном слое. Так, в [15] проведено экспериментальное исследование течения и теплообмена в круглом конфузоре с углом сужения 8° . В [16, 17] исследовано течение и теплообмен в двумерном канале с плоским конфузуром. Детальный обзор опубликованных экспериментальных работ по ламинаризации течения в плоских конфузорах показывает, что в итоге большая их часть сводится к исследованию задачи внешнего обтекания плоской пластины при наличии отрицательного градиента, который в свою очередь задается при помощи сужения конфузурного канала [18–20]. При этом основной особенностью течения в каналах с плоским конфузуром является то обстоятельство, что число Рейнольдса $Re = d_h U / \nu$, определенное по средней скорости течения U и гидравлическому диаметру $d_h = 2h$, равному двойной высоте конфузуратора h , в случае двумерного течения остается (при неизменной температуре) постоянным по длине канала. Это позволяет записать параметр ускорения потока K (1) в виде

$$K = \frac{\nu}{U^2} \frac{dU}{dx} = \frac{2\beta}{Re} \quad (2)$$

Здесь $\beta = -dh/dx = \operatorname{tg} \varphi$ – тангенс угла наклона верхней стенки конфузуратора.

В [17] при исследовании влияния ламинаризации потока на теплообмен при тчении в плоском конфузуре экспериментально установлено, что на выходе из конфузуратора число Нуссельта значительно меньше числа Нуссельта для развитого турбулентного течения при том же числе Рейнольдса, что свидетельствует о ламинаризации течения. Однако полной ламинаризации течения в [17] для чисел Рейнольдса $Re = 7300$ и 10500 на длине конфузуратора 200 мм даже при $K = 10^{-5}$ достигнуто не было, поскольку число Нуссельта на выходе из конфузуратора было заметно больше ламинарного значения.

В [18] экспериментально исследовано течение в плоском конфузуре с углом сужения 9° для числа Рейнольдса, определенного по гидравлическому диаметру конфузуратора, $Re = 10^5$. При этом параметр ускорения потока составлял $K = 3.1 \times 10^{-6}$. В [18] детально измерены осредненные профили скоростей, проведено их сравнение с известным автомодельным решением для ламинарного пограничного слоя [21]. Показано, что повышенный уровень турбулентности на входе в конфузурный участок не оказывает существенного влияния на процессы ламинаризации.

Численному исследованию ускоренных пограничных слоев уделяется существенно больше внимания, нежели экспериментальному. При этом исследования в первую очередь сводятся к проблеме выбора модели турбулентности, которая может адекватно описать процессы ламинаризации. Так в [22] выполнено моделирование течений с отрицательным градиентом давления с использованием линейных и нелинейных RANS-моделей. Диапазон изменения параметра ускорения при этом составлял $K = (1.5 \div 3.0) \times 10^{-6}$. Показано, что лучшие из однопараметрических и двухпараметрических моделей турбулентности, рассмотренных в [22], в их стандартных формах нечувствительны к ускорению потока. Модификации этих моделей, предложенные их авторами, позволили улучшить результаты.

Численное исследование возможности ламинаризации течения в трубе для трех вариантов входных устройств с различными профилями скорости и мелкомасштабной турбулент-

ностью с использованием трехпараметрической дифференциальной RANS-модели турбулентности [23] проведено в [24]. Расчет показал возможность достижения ламинаризации течения в трубах при числах Рейнольдса $Re > 10000$.

Проведенное в [25] сравнение результатов расчета с экспериментальными данными [17] показало, что используемая трехпараметрическая дифференциальная RANS-модель турбулентности [23], обобщенная на течение с теплообменом и дополненная уравнением переноса для турбулентного потока тепла [26], адекватно описывает течение с теплообменом в плоском конфузоре, включая процессы ламинаризации потока и последующего восстановления турбулентности. Однако полной ламинаризации течения как в экспериментах [17], так и в расчетах при параметрах, соответствующих эксперименту [17], получено не было. Полная ламинаризация течения, т.е. вырождение турбулентности происходит в том случае, если на выходе из конфузора энергия турбулентности опускается ниже некоторого критического уровня. При этом её дальнейшее уменьшение происходит уже в канале постоянной высоты. Число Рейнольдса, при котором наступает полная ламинаризация, зависит от параметров конфузора.

Целью настоящей работы является численное моделирование течения с подогревом с отрицательным градиентом давления в условиях внутренней задачи – в плоском канале с конфузуром при постоянном числе Рейнольдса. Численное моделирование течения с теплообменом проведено с использованием трехпараметрической дифференциальной RANS-модели турбулентности [23, 26]. Основанием для использования этой модели турбулентности явилось то, что результаты расчетов для внешнего течения – в пограничном слое на пластине в потоке с отрицательным градиентом давления [5] и для течения в коническом канале [27], показали хорошее согласование результатов расчёта с известными экспериментальными данными.

2. Постановка задачи

Задача решалась в следующей постановке (рис. 1), аналогичной приведенной в [29]. Входу в конфузор предшествовало сужающееся сопло с входной высотой H_1 и длиной L_1 , в котором формировались интенсивность и масштаб турбулентности на входе в конфузор. Далее следовал участок с конфузуром длиной L_2 с наклонной под углом φ стенкой. В качестве продольной координаты выбрана величина x с нулем в начале конфузора.

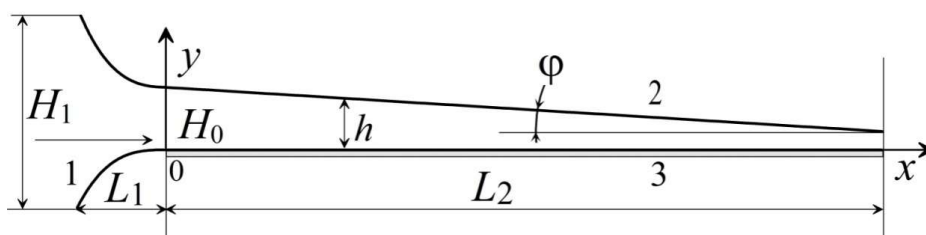


Рис. 1. Расчетная схема: 1 – входное сопло, 2 – наклонная стенка конфузора, 3 – нагреваемая стенка конфузора, H_1 – входная высота сопла, H_0 – выходная высота сопла (входная высота конфузора), h – текущая высота конфузора, L_1 – длина сопла, L_2 – длина конфузора, φ – угол наклона стенки конфузора

Уравнения неразрывности, движения и энергии, описывающие дозвуковое течение в плоском конфузоре в приближении узкого канала имеют вид

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0,$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{dp}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\eta \frac{\partial u}{\partial y} + \rho \tau \right) \right],$$

$$c_p \left(\rho u \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = u \frac{dp}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \rho q_T \right) \right] \quad (3)$$

Здесь x – направление вдоль конфузора; y – координата, отсчитываемая от нагреваемой стенки конфузора; u и v – компоненты скорости вдоль осей x и y соответственно; p – давление; $\rho\tau = -\rho\langle u'v' \rangle$ – турбулентное трение; $\rho q_T = -\rho c_p \langle v'T' \rangle$ – турбулентный поток тепла; ρ – плотность; η – динамическая вязкость; c_p – изобарная теплоемкость; λ – теплопроводность.

Для вычисления величин τ и q_T используем трехпараметрическую RANS-модель турбулентности, обобщенную на течение с теплообменом, в которой уравнения переноса записываются для энергии турбулентности $E = 0.5 \sum \langle u_i'^2 \rangle$, величины напряжения сдвига $\tau = -\langle u'v' \rangle$ и предложенного А.Н. Колмогоровым параметра $\omega = E/L^2$ (L – поперечный интегральный масштаб турбулентности), а также уравнение переноса для величины $q_T = -c_p \langle v'T' \rangle$ [23, 26]

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial E}{\partial x} + \rho v \frac{\partial E}{\partial y} &= -(c_p \rho \sqrt{EL} + c_1 \eta) \frac{E}{L^2} + \rho \tau \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left(D_E \frac{\partial E}{\partial y} \right), \\ \rho u \frac{\partial \tau}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \tau}{\partial y} &= -(3c_p \rho \sqrt{EL} + 9c_1 \eta) \frac{\tau}{L^2} + c_2 \rho E \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left(D_\tau \frac{\partial \tau}{\partial y} \right), \\ \rho u \frac{\partial \omega}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \omega}{\partial y} &= -(2c_p \rho \sqrt{EL} + 1.4c_1 \eta f_\omega) \frac{\omega}{L^2} + \left[\frac{\tau}{E} - 2c_3 \operatorname{sign} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] \rho \omega \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left(D_\omega \frac{\partial \omega}{\partial y} \right), \\ \rho u \frac{\partial q_T}{\partial x} + \rho v \frac{\partial q_T}{\partial y} &= -[3c_p \rho \sqrt{EL} + 9c_1 \eta f(\operatorname{Pr})] \frac{q_T}{L^2} + c_4 c_p \rho E \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left(D_q \frac{\partial q_T}{\partial y} \right), \\ D_\varphi &= a_\varphi \sqrt{EL} + \alpha_\varphi \eta \quad (\varphi = E, \tau, \omega, q), \quad L = \sqrt{E/\omega}, \\ f_\omega &= 1 - \frac{1}{2c_1} \left(\frac{L}{E} \frac{\partial E}{\partial y} \right)^2, \quad f(\operatorname{Pr}) = \frac{1 + c_5 \sqrt{\operatorname{Pr}} + 1/\sqrt{\operatorname{Pr}}}{1 + c_5 \sqrt{\operatorname{Pr}}} \end{aligned} \quad (4)$$

Значения констант [24, 25]: $c = 0.3$; $c_1 = 5\pi/4$; $c_2 = 0.2$; $c_3 = 0.04$; $c_4 = 0.235$; $c_5 = 0.25$; $a_E = a_\omega = 0.06$; $a_\tau = a_q = 3a_E = 0.18$; $\alpha_E = \alpha_\tau = 1$; $\alpha_\omega = 1.4$; $\alpha_q = f(\operatorname{Pr})$.

Граничные условия на теплоизолированных стенках сопла и на входе в сопло имеют вид

$$\begin{aligned} u = v = 0, \quad -\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \right) &= 0, \quad E = \frac{\partial \omega}{\partial n} = \tau = q_T = 0 \quad (y = 0, h), \\ u = U_1, \quad T = T_1, \quad E = E_1, \quad \tau = 0, \quad \omega = \omega_1, \quad q_T = 0 \quad (x = -L_1) \end{aligned} \quad (5)$$

Граничные условия на стенках конфузора ($y = 0$ – нагреваемая стенка, $y = h$ – теплоизолированная стенка)

$$\begin{aligned} u = v = 0, \quad -\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \right) &= q_w, \quad E = \frac{\partial \omega}{\partial n} = \tau = q_T = 0 \quad (y = 0), \\ u = v = 0, \quad -\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \right) &= 0, \quad E = \frac{\partial \omega}{\partial n} = \tau = q_T = 0 \quad (y = h) \end{aligned} \quad (6)$$

Граничные условия на входе в конфузор ($x = 0$) формируются в потоке на выходе из сопла.

Таким образом, система уравнений (3), (4) с граничными условиями (5), (6) позволяет решить задачу и найти распределения как средних, так и турбулентных характеристик течения и теплообмена.

Отметим, что использование приближения узкого канала позволяет достаточно адекватно эксперименту описать течение на начальном участке трубы, в частности, немонотонное изменение скорости и характеристик турбулентности по длине [8]. Это позволяет надеяться, что приближение узкого канала окажется столь же продуктивным и при расчете течения и теплообмена в конфузоре.

3. Формирование начальных условий на входе в конфузор

Формирование начальных условий на входе в конфузор осуществлялось, как и в [28], постановкой на входе сужающегося сопла (см. рис. 1), в котором согласно [29] происходит снижение уровня турбулентности на выходе из сопла. Степень снижения уровня турбулентности, как показано в [29], зависит от коэффициента поджатия сопла $Q = U_0/U_1 = H_1/H_0$, где U_1, H_1 – входные скорость и высота сопла, U_0, H_0 – выходные скорость и высота сопла. В [30] представлены расчетные зависимости коэффициента снижения интенсивности турбулентности и коэффициента роста интегрального масштаба турбулентности от коэффициента поджатия сопла Q .

На рис. 2 приведены профили интенсивности e_0 (а) и масштаба l_0 (б) турбулентности в выходном сечении сопла для значений числа Рейнольдса $Re_0 = U_0 H_0 / \nu = 5000$ и 15000 и интенсивности турбулентности на входе в сопло $e_1 = 0.1$ и 0.2 . Масштаб l_1 турбулентности на входе в сопло был принят равным 0.1 .

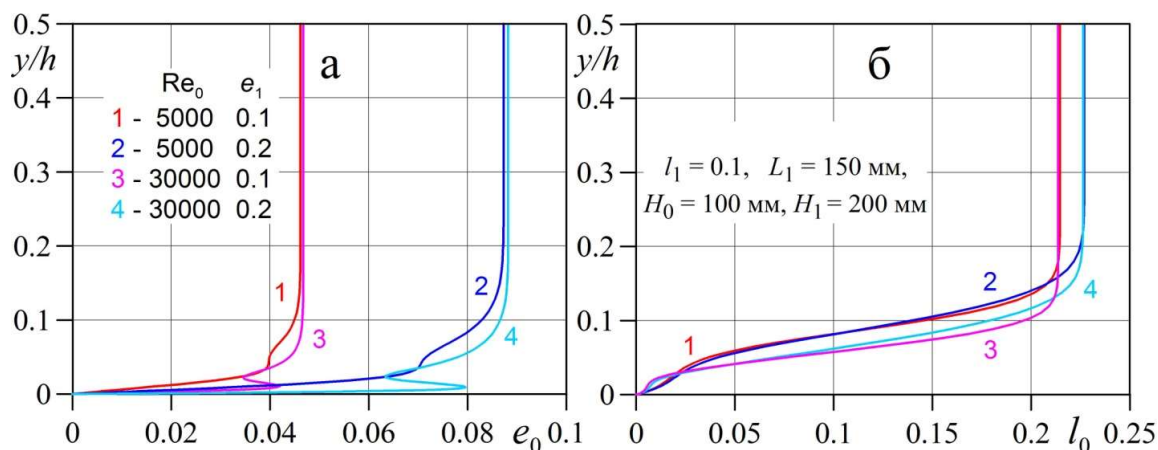


Рис. 2. Профили интенсивности e_0 (а) и масштаба l_0 (б) турбулентности в выходном сечении сопла для двух значений числа Рейнольдса Re_0 и интенсивности турбулентности на входе в сопло e_1

Здесь $e_1 = \sqrt{E_1}/U_1$, $e_0 = \sqrt{E_0}/U_0$ – входная и выходная интенсивности турбулентности; $l_1 = (L/h)_1$, $l_0 = (L/h)_0$ – входной и выходной относительные масштабы турбулентности на средней линии сопла (при $y/h = 0.5$) на входе в сопло (индекс 1) и на выходе из него (индекс 0).

Длина сопла $L_1 = 150$ мм, входная и выходная высоты сопла были приняты равными соответственно $H_1 = 200$ мм и $H_0 = 100$ мм, так что степень поджатия сопла составляла $Q = H_1/H_0 = 2$.

Как видно из рис. 2, а, для значения коэффициента поджата сопла $Q = 2$ интенсивность турбулентности на выходе из сопла e_0 с ростом входной интенсивности турбулентности e_1 увеличивается примерно в два раза и очень слабо меняются с ростом числа Рейнольдса Re_0 (линии 2, 4). Масштаб турбулентности (рис. 2, б) на выходе из сопла очень слабо зависит как от входной интенсивности турбулентности e_1 , так и от числа Рейнольдса Re_0 (линии 1–4).

4. Зависимость характеристик теплообмена от начальных условий на входе в конфузор

На рис. 3, а для ряда значений угла наклона стенки конфузора φ представлены результаты численного исследования изменения по длине x числа Стантона $St_x = \alpha / (\rho c_p U_c)$ определенного по скорости U_c на центральной линии (половине высоты h) конфузора. Коэффициент теплоотдачи от нагреваемой стенки к набегающему потоку в числе Стантона $\alpha = q_w / (T_w - T_c)$ определялся по длине стенки конфузора x и разности температур стенки T_w и на центральной линии конфузора T_c . Тепловой поток в стенку конфузора принимался постоянным по длине и небольшим по величине ($q_w = 100$ Вт/м²) с тем, чтобы теплофизические и переносные свойства теплоносителя можно было считать близкими к постоянным. На рис. 3, б для тех же значений угла наклона стенки конфузора φ представлены результаты численного исследования изменения по длине x интенсивности турбулентности на центральной линии конфузора $e_c = \sqrt{E_c} / U_c$.

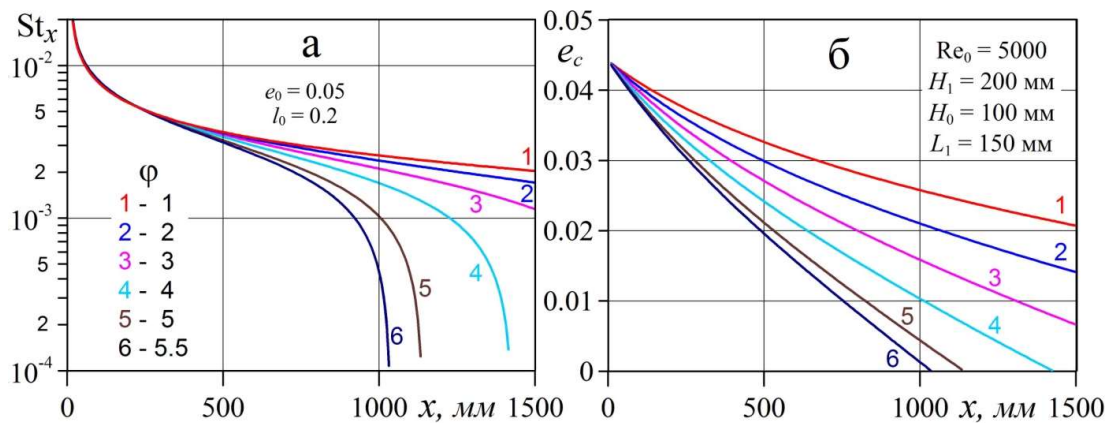


Рис. 3. Изменение по длине конфузора x числа Стантона St_x (а) и интенсивности турбулентности на центральной линии конфузора e_c (б) для ряда значений угла наклона стенки конфузора φ

Приведенные зависимости получены для числа Рейнольдса $Re_0 = 5 \times 10^3$, угла наклона стенки конфузора $\varphi = 2^\circ$, $H_1 = 200$ мм, $H_0 = 100$ мм ($Q = 2$), $L_1 = 150$ мм, $l_1 = 0.1$ ($l_0 = 0.2$), $e_1 = 0.1$ ($e_0 = 0.05$).

Как видно, с ростом угла наклона стенки конфузора φ число Стантона St_x (рис. 3, а) существенно уменьшается, а интенсивности турбулентности на центральной линии конфузора e_c (рис. 3, б) стремится к нулю. Это свидетельствует о ламинаризации турбулентного пограничного слоя в конфузоре, что подтверждается также эволюцией профилей интенсивности турбулентности $\sqrt{E_1} / U_c$ (рис. 4, а) и напряжения сдвига τ / U_c^2 (рис. 4, б) по длине конфузора.

На рис. 5, а представлена попытка обобщения полученных результатов в виде зависимости интенсивности турбулентности на центральной линии конфузора $e_c = \sqrt{E_c} / U_c$ от параметра ускорения потока K (2). Как видно, зависимости $e_c(K)$ группируются по числам Рейнольдса $Re_0 = 5 \times 10^3$ (линии 1, 2) и $Re_0 = 30 \times 10^3$ (линии 3, 4), поскольку $K = \beta / Re_0$, ($\beta = \tan \varphi$) и расслаиваются по величине e_0 (линии 1, 3 и 2, 4). При этом $e_c \rightarrow 0$ при разных значениях параметра ускорения потока K .

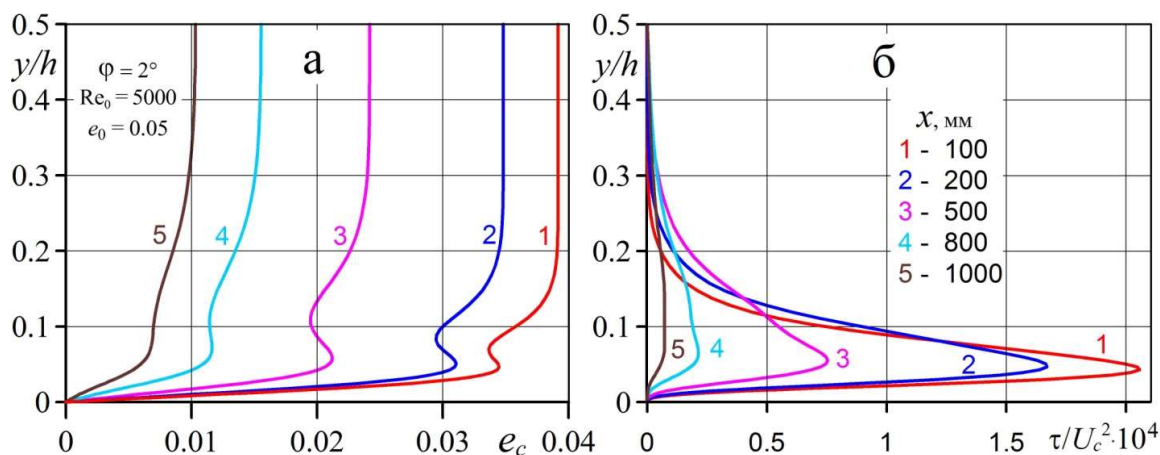


Рис. 4. Профили интенсивности турбулентности \sqrt{E}/U_c (а) и напряжения сдвига τ/U_c^2 (б) для ряда значений по длине конфузора x

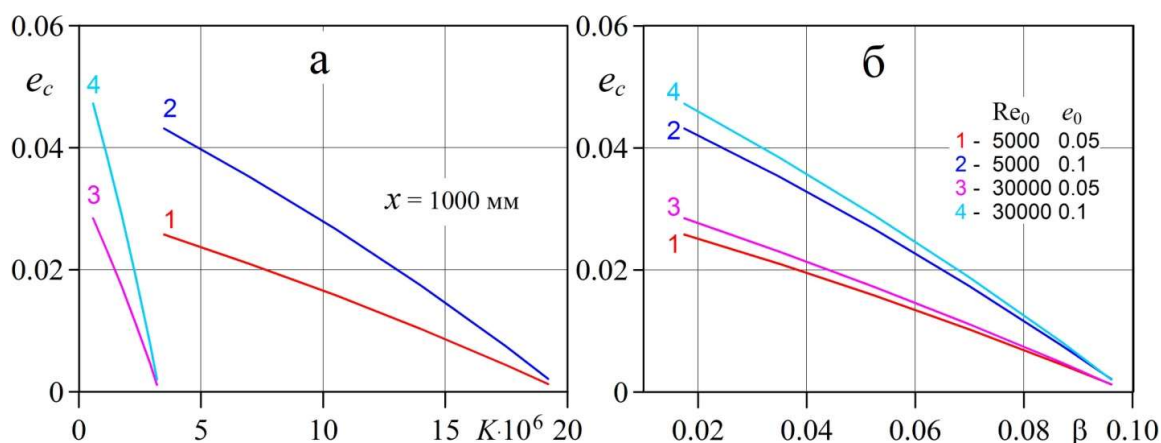


Рис. 5. Зависимость интенсивности турбулентности на центральной линии конфузора e_c от параметра ускорения потока K (а) и параметра $\beta = K \times Re_0$ (б) для двух значений числа Рейнольдса Re_0 и интенсивности турбулентности на входе в конфузор e_0

Обобщение полученных результатов в виде зависимости e_c от параметра $\beta = K \times Re_0$ (рис. 5, б) представляется более удачным. Как видно, зависимости $e_c(\beta)$ группируются по величине e_0 и слабо расслаиваются по числу Рейнольдса Re_0 (линии 1, 3 и 2, 4). При этом $e_c \rightarrow 0$ при значении параметра $\beta \rightarrow 0.1$, т.е. при значении угла наклона стенки конфузора $\varphi = \arctg \beta \approx 6^\circ$.

Таким образом по результатам численного исследования в рассмотренном диапазоне чисел Рейнольдса и интенсивности турбулентности на входе в конфузор установлено, что критерием ламинаризации пограничного слоя в конфузоре, кроме параметра ускорения потока K , можно считать также параметр $\beta = K \times Re_0 = \tg \varphi$, т.е по существу угол наклона стенки конфузора φ .

5. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными

Ниже представлено сравнение результатов численного исследования с экспериментальными данными [28]. Исходные данные в расчете были приняты такими же, как и в экспериментах [28]:

- входная высота конфузора $H_0 = 105$ мм;
- длина конфузора $L_2 = 1820$ мм;
- угол наклона стенки конфузора $\varphi = 2.5^\circ$;
- число Рейнольдса $Re_0 = H_0 U_0 / \nu$ — 16500 и 43400;

- тепловой поток в нагреваемую стенку $q_w = 1000 \text{ Вт/м}^2$;
- температура на входе в конфузор 20°C .

На рис. 6 представлено экспериментальное [28] (а) и расчетное (б) изменение числа Стантона $St_x = \alpha/(\rho c_p U_x)$ от числа Рейнольдса по длине конфузора $Re_x = xU_x/\nu$. Отметим, что в числах Стантона St_x и Рейнольдса Re_x в качестве определяющего параметра, как и в [29], использована локальная среднерасходная скорость потока в конфузоре U_x .

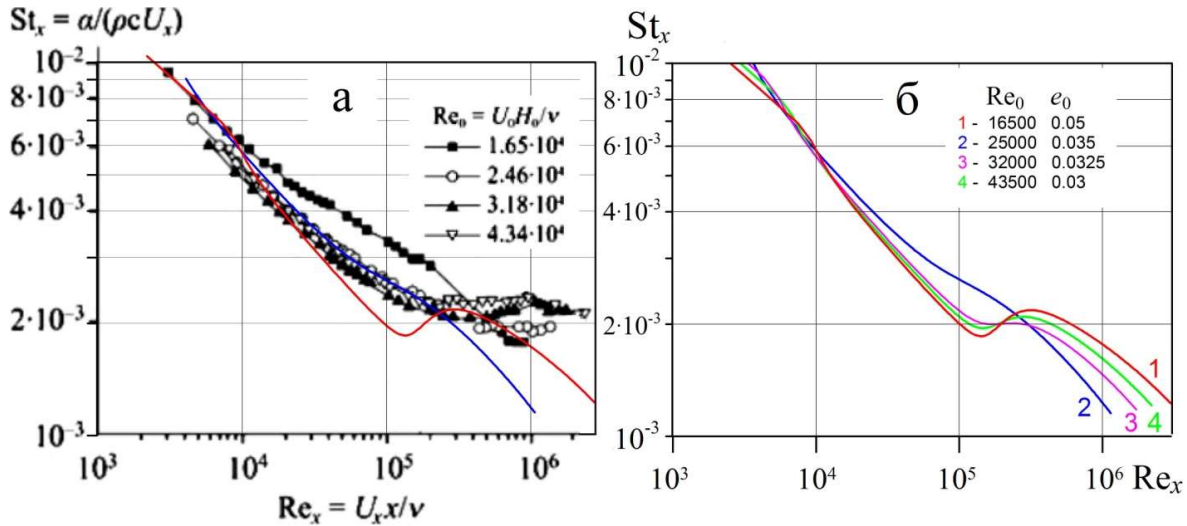


Рис. 6. Экспериментальные [28] (а) (точки) и расчетные (б) зависимости $St_x(Re_x)$ для чисел Рейнольдса $Re_0 = 1.65 \times 10^4$ (линия 1), $Re_0 = 2.5 \times 10^4$ (линия 2), $Re_0 = 3.2 \times 10^4$ (линия 3), $Re_0 = 4.35 \times 10^4$ (линия 4)

Размеры сопла, не указанные в эксперименте [28], в расчете были приняты следующими: входная высота сопла $H_1 = 210$ мм, длина сопла $L_1 = 150$ мм. Входные масштаб и интенсивность турбулентности в расчете были приняты равными соответственно $l_1 = 0.2$ и $e_1 = 0.1$ (для $Re_0 = 16500$) и $e_1 = 0.06$ (для $Re_0 = 43400$). Принятые значения входных величин интенсивности турбулентности на выходе из сопла (на входе в конфузор) для коэффициента поджатия сопла $Q = H_1/H_0 = 2$ соответствуют значениям $e_0 = 0.05$ и 0.03 . Отметим, что в эксперименте [28] приведено значение интенсивности продольной составляющей пульсационной скорости $u'/U_0 \sim 0.02$. Учитывая, что в сужающемся сопле, как следует из [14], продольная составляющая пульсационной скорости u'/U_0 уменьшается, а поперечные составляющие пульсационной скорости v'/U_0 и w'/U_0 растут, приведенные выше значения интенсивности энергии турбулентности $e_0 = \sqrt{E}/U_0$, где $E = 0.5 \sum \langle u_i^2 \rangle$ не будут сильно отличаться от экспериментальных значений величины e_0 .

Как видно из рис. 6, б, расчетные зависимости для двух предельных чисел Рейнольдса по-разному описывают область перехода от ламинарного режима течения к турбулентному. Так, при $Re_0 = 43400$ (линия 4) параметр ускорения потока небольшой и составляет $K \approx 1 \times 10^{-6}$, что обусловило четко выраженный ламинарно-турбулентный переход. С уменьшением числа Рейнольдса $Re_0 = 16500$ (линия 1) параметр ускорения потока возрастает до величины $K \approx 2.6 \times 10^{-6}$, что приводит к размытию области ламинарно-турбулентного перехода и свидетельствует о ламинаризации турбулентного пограничного слоя. Можно отметить, что результаты расчетов качественно соответствуют экспериментальным данным [28].

На рис. 7 представлены экспериментальные [28] (а) и расчетные (б) профили скорости в ряде сечений по длине конфузора.

Как видно, в эксперименте и в расчете по длине конфузора профиль скорости становится менее наполненным, что также свидетельствует о тенденции к ламинаризации турбулентного пограничного слоя.

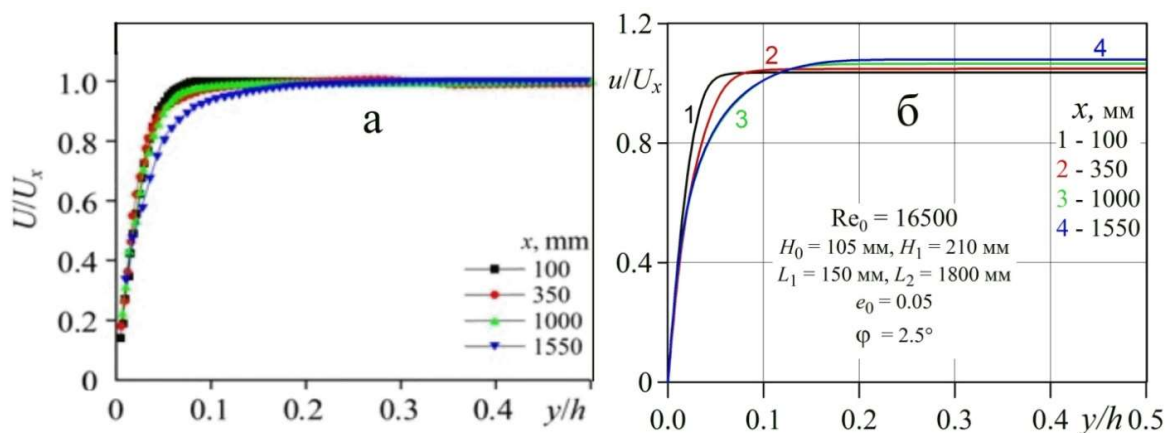


Рис. 7. Экспериментальные (а) и расчетные (б) профили скорости u/U_x по длине конфузора x для числа Рейнольдса $Re_0 = 16.5 \times 10^3$

На рис. 8 приведены экспериментальные [28] (а) и расчетные (а) профили безразмерной величины турбулентного напряжения сдвига τ/U_x^2 в ряде сечений по длине конфузора.

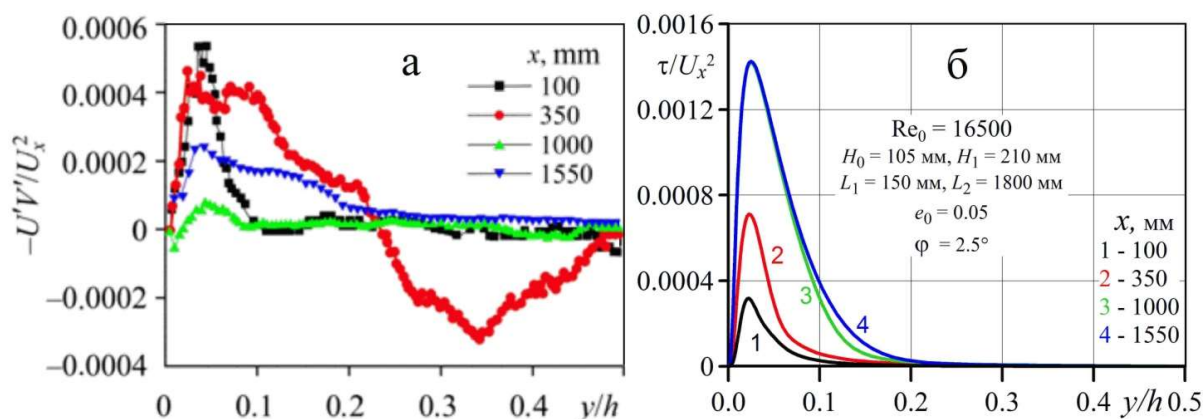


Рис. 8. Экспериментальные [28] (а) и расчетные (б) профили безразмерной величины турбулентного напряжения сдвига τ/U_x^2 по длине конфузора для $Re_0 = 16.5 \times 10^3$

Отметим, что на длине $x = 350$ мм (рис. 8, а) величина τ/U_x^2 при $y/h > 0.2$ в эксперименте меняет знак, что повидимому является следствием термогравитационного эффекта.

Для обоснования этого предположения была проведена оценка числа Рэлея $Ra = g\beta_v d^4 q_w \rho^2 c_p / \lambda^2 \eta$ [31]. Для параметров эксперимента [28] теплофизические свойства воздуха приняты при температуре $T_0 = 300$ К, коэффициент объемного расширения газа $\beta_v \approx 1/T_0$, гидравлический диаметр на входе в конфузор $d_h = 0.124$ м, на выходе – $d_h = 0.045$ м, $q_w = 1000$ Вт/м². Величина числа Рэлея составила $Ra \approx 7 \times 10^8$ на входе и $Ra \approx 1 \times 10^7$ на выходе из конфузора. Значение числа Рэлея в начале конфузора существенно превосходит величину числа Рэлея в экспериментах [31] по исследованию теплообмена при течении жидкости в горизонтальной трубе, где при значении $Ra = 4 \times 10^7$ и числе Рейнольдса $Re = 2400$ получено заметное влияние термогравитации.

Что касается эффекта перемены знака величины напряжения сдвига (см. рис. 8а), то он отмечен также в эксперименте [32] при исследовании течения воздуха в вертикальной трубе при значении $Ra = 1.5 \times 10^7$ и числе Рейнольдса $Re = 5100$ и в [33] при численном исследовании смешанной конвекции в вертикальных трубах с учетом термогравитации.

На рис. 9 представлены экспериментальные [28] (а) профили безразмерной величины квадрата продольной составляющей пульсационной скорости $\langle u'^2 \rangle / U_x^2$ и расчетные (б) профили безразмерной величины энергии турбулентности E / U_x^2 по длине конфузора для $Re_0 = 16.5 \times 10^3$.

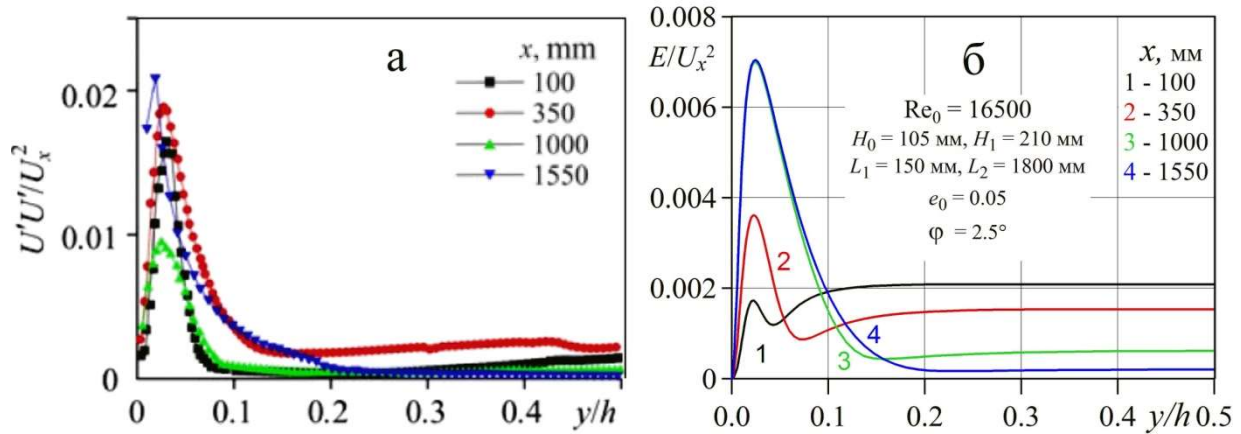


Рис. 9. Экспериментальные [28] (а) и расчетные (б) профили величин $\langle u'^2 \rangle / U_x^2$ и E / U_x^2 по длине конфузора для $Re_0 = 16.5 \times 10^3$

Как видно из рис. 9, в приосевой области конфузора ($y/h > 0.2$), как в эксперименте, так и в расчете величины $\langle u'^2 \rangle / U_x^2$ и E / U_x^2 существенно уменьшаются по длине. Это свидетельствует о ламинаризации турбулентного пограничного слоя в конфузоре, что подтверждается также эволюцией профилей напряжения сдвига τ / U_x^2 (см. рис. 8) по длине конфузора.

Следует отметить, что результаты численного исследования, полученные с использованием модели турбулентности [23, 26] без учета термогравитационных эффектов, лишь качественно соответствуют экспериментальным данным [28], где эти эффекты, по-видимому, существенно повлияли на результаты, полученные в эксперименте.

6. Заключение

Численное моделирование влияния угла наклона стенки конфузора и числа Рейнольдса на характеристики течения и теплообмена в пограничном слое проведено с использованием трехпараметрической дифференциальной RANS-модели турбулентности, дополненной уравнением переноса для турбулентного потока тепла.

1. Показано, что для значения коэффициента поджатия сопла $Q = 2$ интенсивность турбулентности на выходе из сопла с ростом входной интенсивности турбулентности увеличивается примерно в два раза и очень слабо меняются с ростом числа Рейнольдса. Масштаб турбулентности на выходе из сопла очень слабо зависит как от входной интенсивности турбулентности e_1 , так и от числа Рейнольдса.
2. Численное исследование зависимости характеристик теплообмена от угла наклона стенки конфузора и числа Рейнольдса позволило установить следующее:
 - с ростом угла наклона стенки конфузора число Стантона St_x существенно уменьшается, а интенсивность турбулентности на центральной линии конфузора e_c стремится к нулю, что свидетельствует о ламинаризации турбулентного пограничного слоя в конфузоре и подтверждается также эволюцией профилей интенсивности турбулентности \sqrt{E} / U_c и напряжения сдвига τ / U_c^2 по длине конфузора;
 - получено обобщение результатов численного исследования в виде зависимости интенсивности турбулентности на центральной линии конфузора $e_c = \sqrt{E_c} / U_c$ от параметра $\beta = K \times Re_0$; при этом зависимости $e_c(\beta)$ группируются по величине входной интенсивности турбулентности e_0 и слабо расслаиваются по числу Рейнольдса Re_0 , а величина $e_c \rightarrow 0$ при значении параметра $\beta \rightarrow 0.1$, т.е. при значении угла наклона стенки конфузора $\varphi = \arctg \beta \approx 6^\circ$;
 - по результатам численного исследования в рассмотренном диапазоне чисел Рейнольдса и интенсивности турбулентности на входе в конфузор установлено, что критерием ламинаризации пограничного слоя в конфузоре, кроме параметра ускорения потока K ,

можно считать также параметр $\beta = K \cdot Re_0 = \operatorname{tg} \varphi$, т.е. по существу, угол наклона стенки конфузора.

3. Сравнение результатов численного исследования с экспериментальными данными [28] позволило установить следующее:
 - как экспериментальные, так и расчетные зависимости изменения числа Стантона St_x по длине для двух чисел Рейнольдса по-разному описывают область перехода от ламинарного режима течения к турбулентному: так, при $Re_0 = 43400$ параметр ускорения потока небольшой и составляет $K \approx 1 \times 10^{-6}$, что обусловило четко выраженный ламинарно-турбулентный переход, а с уменьшением числа Рейнольдса $Re_0 = 16500$ параметр ускорения потока возрастает до величины $K \approx 2.6 \times 10^{-6}$, что приводит к размытию области ламинарно-турбулентного перехода и свидетельствует о ламинаризации турбулентного пограничного слоя;
 - как в эксперименте, так и в расчете по длине конфузора профиль скорости становится менее наполненным, что свидетельствует о тенденции ламинаризации турбулентного пограничного слоя и подтверждается также эволюцией профилей интенсивности турбулентности и напряжения сдвига, которые в приосевой области ($y/h > 0.2$) уменьшаются по длине конфузора;
 - результаты численного исследования, полученные с использованием RANS-модели турбулентности [23, 26] без учета термогравитационных эффектов, лишь качественно соответствуют экспериментальным данным [28], где эти эффекты, по-видимому, существенно повлияли на результаты, полученные в эксперименте.

Благодарности и ссылки на гранты

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 20-19-00404.

Литература

1. Sternberg J. The transition from a turbulent to a laminar boundary layer // US Army Bal. Res. Lab. Aberdeen (USA), 1954. Rep. 906.
2. Гиневский А. С., Иоселевич В. А., Колесников А. В. и др. Методы расчета турбулентного пограничного слоя // Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. М.: ВИНТИ. 1978. Т. 11. С. 155–304.
3. Narasimha R., Sreenivasan K.R. Relaminarization fluid flows // Advances in Applied Mechanics. 1979. V. 19. Pp. 221–309.
4. Кадер Б.А., Яглом А.М. Влияние шероховатости и продольного градиента давления на турбулентные пограничные слои // Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. М.: ВИНТИ. 1984. Т. 18. С. 3–111.
5. Лущик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е. Уравнения переноса для характеристик турбулентности: модели и результаты расчетов // Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. М.: ВИНТИ. 1988. Т. 22. С. 3–61.
6. Moretti P.H., Kays V.M. Heat transfer in turbulent boundary layer with varying free-stream velocity and varying surface temperature — an experimental study // Int. J. Heat Mass Transfer. 1965. V. 8. pp. 1187–202.
7. Sreenivasan K.R. Laminarescent, relaminarizing and retransitional flows // Acta Mech. 1982. V. 44. Pp. 1–48.
8. Badry Narayanan M.A., Ramjee V. On the criteria for reverse transition in a two-dimensional boundary-layer flow // J. Fluid Mech. 1969. Vol. 35. Pt 2. Pp. 225–241.
9. Секундов А.Н. Применение дифференциального уравнения для турбулентной вязкости к анализу плоских неавтономных течений // Изв. АН СССР. МЖГ, 1971. №5. С. 114–127.

10. Volchkov E.P., Makarov M.S., Sakhnov A.Yu. Boundary layer with asymptotic favourable pressure gradient // *Int. J Heat Mass Transfer*. 2010. Vol. 53. Pp. 2837–2843.
11. Bourassa C., Thomas F.O. An experimental investigation of a highly accelerated turbulent boundary layer // *Journal of Fluid Mechanics*. 2009. N. 634. Pp. 359–404.
12. Jones M.B., Marusic I., Perry A.E. Evolution and structure of sink-flow turbulent boundary layers // *J. Fluid Mech*. 2001. V.428. Pp. 1–27.
13. Escudier M.P., Abdel-Hameed A., Johnson M.W., Sutcliffe C.J. Laminarization and retransition of a turbulent boundary layer subjected to favourable pressure gradient // *Exp. Fluids*. 1998. V. 25. Pp. 491–502.
14. Бэнкстон К. А. Переход от турбулентного течения газа к ламинарному в нагреваемой трубе // *Теплопередача*. 1970. Т. 92. № 4. С. 1–12.
15. Леонтьев А.И., Обливин А.Н., Романенко П.Н. Исследование сопротивления и теплообмена при турбулентном течении воздуха в осесимметричных каналах с продольным градиентом давления // *ПМТФ*. 1961. № 5. С. 17–25.
16. Танака, Симицу. Ламинаризация турбулентных потоков в каналах при низких числах Рейнольдса // *Теплопередача*. 1977. Т. 99. № 4. С. 192–193.
17. Танака и др. Влияние ламинаризации потока и его последующей турбулизации на теплообмен в случае течения при малых числах Рейнольдса в канале, состоящем из конфузорной секции и следующей за ней секции с постоянным поперечным сечением // *Теплопередача*. 1982. Т. 104. № 2. С. 144–153.
18. Talamelli A., Fornaciari N., Johan K., Westin A., Alfredsson P.H. Experimental investigation of streaky structures in a relaminarizing boundary layer // *Journal of turbulence*. 2002. N.3. 018.
19. Ichimiya M., Nakamura I., Yamashita S. Properties of a relaminarizing turbulent boundary layer under a favorable pressure gradient // *Experimental Thermal and Fluid Science*, 1998. V. 17. N. 1-2. pp. 37–48.
20. Ichimiya M., Nakase Y., Nakamura I., Yamashita S., Fukutomi J., Yoshikawa M. Properties of a relaminarizing turbulent boundary layer under a favorable pressure gradient (Analysis of bursting structure with VITA technique) // *Nippon Kikai Gakkai Ronbunshu, B Hen/Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Part B*, 1998. V. 62, N. 594., pp. 483–490.
21. Schlichting H. *Boundary-Layer Theory/ 7th edn* (New York: McGraw-Hill), 1979.
22. Oriji U.R., Karimisani S., Tucker P.G. RANS modeling of accelerating boundary layers// *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, 2015. V. 137. N. 1. Paper- № A12.64.
23. Луцик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е. Трехпараметрическая модель сдвиговой турбулентности // *Изв. АН СССР. МЖГ*. 1978. № 3. С. 13–25.
24. Решмин А.И., Трифонов В.В., Луцик В.Г., Макарова М.С. О возможности снижения трения за счет ламинаризации течения в трубе // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2019. Т.20, вып. 2. <http://chemphys.edu.ru/issues/2019-20-2/articles/832/>
25. Луцик В.Г., Макарова М.С., Решмин А.И. Ламинаризация потока при течении с теплообменом в плоском канале с конфузором // *Изв. РАН. МЖГ*. 2019. № 1. С. 68–77.
26. Луцик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е. Уравнение переноса для турбулентного потока тепла. Расчет теплообмена в трубе // *Изв. АН СССР. МЖГ*. 1988. № 6. С. 42–50.
27. Луцик В.Г., Макарова М.С., Решмин А.И. Интенсификация теплообмена в теплообменниках с диффузорными каналами // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2023. Т. 24, вып. 2. <http://chemphys.edu.ru/issues/2023-24-2/articles/1030/>
28. Шакиров Р.Р., Давлетшин И.А., Михеев Н.И. Кинематическая структура течений и теплоотдачи в плоских диффузором и конфузорном каналах // *Теплофизика и аэромеханика*. 2022. Т. 29. № 5. С. 799–805.

29. Репик Е.У., Соседко Ю.П. Управление уровнем турбулентности потока. М.: Физматгиз, 2002. 244 с.
30. Лущик В.Г., Решмин А.И., Трифонов В.В. Влияние входных условий на течение и теплообмен в плоском диффузоре // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2023. Т.24, вып. 5. <http://chemphys.edu.ru/issues/2023-24-5/articles/1066/>
31. Петухов Б.С., Поляков А.Ф. Экспериментальное исследование теплообмена при вязкостно-гравитационном течении жидкости в горизонтальной трубе // ТВТ. 1967. Т.5. № 1. С. 87–95.
32. Поляков А.Ф., Шиндин С.А. Турбулентный перенос импульса и тепла при восходящем течении воздуха в обогреваемых трубах // Турбулентный теплообмен при смешанной конвекции в вертикальных трубах. М.: ИВТАН, 1989. С. 49–94.
33. Лущик В. Г., Якубенко А. Е. Дифференциальная модель турбулентности: численное исследование смешанной конвекции в вертикальных трубах // Изв. РАН. МЖГ. 1996. № 2. С. 73–86.

References

1. Sternberg J., The Transition from a Turbulent to a Laminar Boundary Layer, *US Army Bal. Res. Lab. Aberdeen*, 1954, Rep. 906.
2. Ginevskii A. S., Ioselevich V. A., Kolesnikov A. V., Lapin Yu. V., Pilipenko V. N., Sekundov A. N., Methods of Calculation of Turbulent Boundary Layers, in: *Advances in Science and Engineering. All-Union Institute of Science and Technical Information. Fluid Mech. Series*, 1978, vol. 11, p. 155 [in Russian].
3. Narashima R. and Sreenivasan K. R., Relaminarization Fluid Flows, *Adv. Appl. Mech.*, 1979, vol. 19, p. 221. [https://doi.org/10.1016/S0065-2156\(08\)70311-9](https://doi.org/10.1016/S0065-2156(08)70311-9)
4. Kader B. A. and Yaglom A. M., Effect of Roughness and a Longitudinal Pressure Gradient on Turbulent Boundary Layers, in: *Advances in Science and Engineering. All-Union Institute of Science and Technical Information. Fluid Mech. Series*, 1984, vol. 18, p. 3 [in Russian].
5. Lushchik V. G., Pavel'ev A. A., and Yakubenko A. E., Transport Equations for Turbulence Characteristics: Models and Results of Calculations, in: *Advances in Science and Engineering. All-Union Institute of Science and Technical Information. Fluid Mech. Series*, 1988, vol. 22, p. 3. [in Russian]
6. Moretti P. H. and Kays V. M., Heat Transfer in Turbulent Boundary Layer with Varying Freestream Velocity and Varying Surface Temperature – an Experimental Study, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1965, vol. 8, no. 9. DOI:10.1016/0017-9310(65)90062-1
7. Sreenivasan K. R., Laminarising, Relaminarizing and Retrational Flows, *Acta Mech.*, 1982, vol. 44, no. 1–2. DOI: 10.1007/BF01190916
8. Badry Narayanan M. A. and Ramjee V., On the Criteria for Reverse Transition in a Two-Dimensional Boundary-Layer Flow, *J. Fluid Mech.*, 1969, vol. 35, no. 2. <https://doi.org/10.1017/S002211206900108X>
9. Sekundov A. N., Application of a Differential Equation for Turbulent Viscosity to the Analysis of Plane Non-Self-Similar Flows, *Fluid Dynamics*, 1971, vol. 6, no. 5, pp. 828–840.
10. Volchkov E. P., Makarov M. S., and Sakhnov A. Yu., Boundary Layer with Asymptotic Favourable Pressure Gradient, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2010, vol. 53, no. 13–14. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.02.014>
11. Bourassa C. and Thomas F. O., An Experimental Investigation of a Highly Accelerated Turbulent Boundary Layer, *J. Fluid Mech.*, 2009, vol. 634. <https://doi.org/10.1017/S0022112009007289>
12. Jones M. B., Marusic I., and Perry A. E., Evolution and Structure of Sink-Flow Turbulent Boundary Layers, *J. Fluid Mech.*, 2001, vol. 428. <https://doi.org/10.1017/S0022112000002597>
13. Escuder M. P., Abdel-Hameed A., Johnson M. W., and Sutcliffe C. J., Laminarization and Retrational of a Turbulent Boundary Layer Subjected to Favourable Pressure Gradient, *Exp. Fluids*, 1998, vol. 25. DOI: 10.1007/s003480050255

14. Bankston C. A., The Transition from Turbulent to Laminar Gas Flow in a Heated Pipe, *J. Heat Transfer*, 1970, vol. 92, no. 4. <https://doi.org/10.1115/1.3449726>
15. Leont'ev A. I., Oblivin A. N., and Romanenko P. N., Investigation of Drag and Heat Transfer in Turbulent Air Flows in Axisymmetric Channels with a Longitudinal Pressure Gradient, *Zh. Prikl. Mekh. Tekhn. Fiz.*, 1961, vol. 5, no. 17.
16. Tanaka H. and Shimizu J.-I., Laminarization in Low Reynolds Number Turbulent Duct Flows, *J. Heat Transfer*, 1977, vol. 99, no. 4, p. 682.
17. Tanaka H., Kawamura H., Tateno A., and Hatamiya S., Effect of Laminarization and Retransition on Heat Transfer for Low Reynolds Number Flows through a Converging to Constant Area Duct, *J. Heat Transfer*, 1982, vol. 104, no. 2, p. 363.
18. Talamelli A., Fornaciari N., Johan K., Westin A., and Alfredsson P. H., Experimental Investigation of Streaky Structures in a Relaminarizing Boundary Layer, *J. Turbulence*, 2002, vol. 3, 018. DOI: 10.1088/1468-5248/3/1/018
19. Ichimiya M., Nakamura I., and Yamashita S., Properties of a Relaminarizing Turbulent Boundary Layer under a Favorable Pressure Gradient, *Exp. Thermal Fluid Sci.*, 1998, vol. 17, no. 1–2, 37. [https://doi.org/10.1016/S0894-1777\(97\)10047-4](https://doi.org/10.1016/S0894-1777(97)10047-4)
20. Ichimiya M., Nakase Y., Nakamura I., Yamashita S., Fukutomi J., and Yoshikawa M., Properties of a Relaminarizing Turbulent Boundary Layer under a Favorable Pressure Gradient (Analysis of Bursting Structure with VITA Technique), *Trans. Japan Soc. Mech. Engineers Part B*, 1998, vol. 62. DOI:10.1299/kikaib.62.483
21. Schlichting H., *Boundary Layer Theory*, McGraw-Hill, New York, 1979.
22. Orijji U. R., Karimisani S., and Tucker P. G., RANS Modeling of Accelerating Boundary Layers, *J. Fluid Eng.*, Trans. ASME 2015, vol. 137, no. 1, Paper No. A12.
23. Lushchik V. G., Pavel'ev A. A., and Yakubenko A. E., Three-Parameter Model of Shear Turbulence, *Fluid Dynamics*, 1978, vol. 13, no. 3, p. 350.
24. Reshmin A. I., Trifonov V. V., Lushchik V. G., Makarova M. S., On the Possibility of Reducing Friction due to Relaminarization of the Flow in the Pipe, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2019, vol. 20, no. 2. [in Russian]. <http://doi.org/10.33257/PhChGD.20.2.832>
25. Lushchik V. G., Makarova M. S., Reshmin A. I., Laminarization of Flow with Heat Transfer in a Plane Channel with a Confuser, *Fluid Dynamics*, 2019, vol. 54, no. 1, pp. 66–75.
26. Lushchik V. G., Pavel'ev A. A., and Yakubenko A. E., Three-Parameter Model of Turbulence. Heat Transfer Calculations, *Fluid Dynamics*, 1986, vol. 21, no. 2, p. 200.
27. Lushchik V. G., Makarova M. S., Reshmin A. I., Intensification of Heat Transfer in Heat Exchangers with Diffuser, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2019, vol. 20, no. 2. [in Russian]. <http://doi.org/10.33257/PhChGD.24.2.1030>
28. Shakirov R. R., Davletshin I. A. & Mikheev N. I., Kinematic structure of flow and the heat transfer in flat diffuser and confuser channels, *Thermophys. Aeromech.*, 2022, vol. 29, pp. 759–764. <https://doi.org/10.1134/S08698643220500146>
29. Repik E. U., Sosedko Y. P., *Control of the level of flow turbulence*, M.: Publishing House of Fiziko-Mathematical Literature, 2002, 244 p. [in Russian].
30. Reshmin A. I., Trifonov V. V., Lushchik V. G., Effect of Inlet Conditions on the Flow and Heat Transfer in a Flat Diffuser, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2023, vol. 24, no. 5) <http://doi.org/10.33257/PhChGD.24.5.1066>
31. Petukhov B. S., Polyakov A. F., Experimental study of heat transfer during viscous-gravitational fluid flow in a horizontal pipe, *High Temperature*, 1967, vol. 5, no. 1, pp. 87–95, [in Russian]. <https://www.mathnet.ru/eng/tvt/v5/i1/p87>
32. Polyakov A. F. and Shindin S. A., Turbulent momentum and heat transfer in a rising air flow in heated pipes, *Turbulent Heat Transfer with Mixed Convection in Vertical Pipes*, IVTAN, Moscow, 1989, p. 49. [in Russian]

33. Lushchik V. G., Yakubenko A. E., Differential model of turbulence: A numerical study of mixed convection in vertical pipes, *Fluid Dyn.*, 1996, vol. 31, pp. 224–234. <https://doi.org/10.1007/BF02029681>

Статья поступила в редакцию 24 декабря 2023 г.