

УДК 533.6.011

## Локальная ламинаризация в канале с малым сужением и нагретой стенкой\*

А.Ю. Сахнов

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

E-mail: aleksei\_sakhnov@mail.ru

В статье представлены результаты численного моделирования пограничного слоя воздуха на нагретой поверхности при наличии слабого ускорения. Численная модель состоит из системы уравнений Прандтля, описывающих динамические и тепловые процессы в пограничном слое, и  $k-\omega-\gamma$ -модели турбулентности, позволяющей обоснованно моделировать ламинарно-турбулентный переход и подавление турбулентности. Для решения дифференциальных уравнений применялись конечно-разностные методы. Для некоторых расчетных случаев модель турбулентности отключалась с целью получения параметров заведомо ламинарного течения. Моделирование показало, что в рассматриваемых условиях потока возможно возникновение и развитие локальной ламинаризованной области вблизи стенки. При этом пограничный слой включает пристенный ламинарный и внешний турбулентный участки. Такой характер течения приводит к уровню трения и теплообмена, которые соответствуют промежуточному течению относительно ламинарного и турбулентного течений в таких же условиях.

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

### Введение

Впервые ламинаризация потока наблюдалась в экспериментальных исследованиях течений с отрицательным градиентом давления, опубликованных в 1954 году [1–3]. В этих работах было показано, что ускорение потока приводит к подавлению турбулентности и, как следствие, переходу к ламинарному течению. Существует достаточно много различных параметров градиента давления и ускорения потока, которые были предложены для описания степени ускорения течения и в качестве критериев ламинаризации [4, 5]. К настоящему времени для течений в сужающихся каналах наиболее часто используется параметр ускорения  $K = (\mu_e / \rho_e U_e^2) dU_e / dx$ , предложенный Лаундером [6].

В работе [7] на основе достаточно простого анализа интегрального соотношения импульсов для турбулентного пограничного слоя было найдено минимальное значение параметра  $K = 3,55 \cdot 10^{-6}$ , при котором происходит реламинаризация турбулентного пограничного слоя. В экспериментальных работах [8, 9] было получено несколько большее критическое значение параметра ускорения —  $K = 4 \cdot 10^{-6}$ . В работе [10] авторы показали, что полная реламинаризация достигается при довольно долгом воздействии отрицательного

---

\* Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН № 121031800217-8.

градиента давления при  $K = 6 \cdot 10^{-6}$ . В работе [11] было установлено, что турбулентные пульсации и кинетическая энергия турбулентности снижаются в условиях ускоренного течения, что и является индикатором ламинаризации.

В исследованиях [12, 13] было указано, что ламинаризация возможна в условиях сильного нагрева стенок канала. В таких условиях подвод значительного количества теплоты к каналу приводит к ускорению потока и, как следствие, снижению кинетической энергии турбулентности. Авторы [14] обнаружили локальную ламинаризацию потока в условиях горения открытой водородо-азотной струи. Значительное подавление турбулентности происходило в области с наибольшей температурой пламени.

В настоящей статье рассматривается локальная ламинаризация турбулентного пограничного слоя при малом продольном градиенте давления и значительном нагреве стенки. Чтобы заведомо избежать полной ламинаризации всего течения задавалось слабое ускорение основного потока с  $K = 3 \cdot 10^{-7}$ .

### Постановка задачи и методы ее решения

Рассматривалось течение воздуха в плоском сужающемся канале, где параметр ускорения  $K = (\mu_c / \rho_c U_c^2) dU_c / dx$  остается постоянным по всей длине канала (рис. 1). Как следует из рис. 1, параметр ускорения  $K$  в реальном течении в канале зависит от угла наклона верхней крышки, начальной скорости, высоты входа в канал  $h$  и свойств газа. Область исследования ограничивалась динамическим и тепловым пограничными слоями, развивающимися на нижней стенке канала.

Температура набегающего потока  $T_0$  задавалась равной 300 К. Нижняя стенка была разделена на три части. На начальном участке с температурой стенки  $T_w = 303$  К реализовывались квазиизотермические условия до значения числа Рейнольдса  $Re_x = 4,4 \cdot 10^5$ . На небольшом промежуточном участке нижней стенки температура увеличивалась от 303 К до температуры нагретой стенки при  $Re_x > 5 \cdot 10^5$ . Наконец, на третьем участке нижней стенки задавалась постоянная повышенная температура, значения которой изменялись для различных рассматриваемых случаев. Такое течение хорошо описывается параболизированными двумерными уравнениями движения, неразрывности и энергии для случая стационарного пограничного слоя с переменными свойствами газа:

$$\rho U \frac{\partial U}{\partial x} + \rho V \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{dP}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu + \mu_t \frac{\partial U}{\partial y} \right), \quad \frac{\partial(\rho U)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V)}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

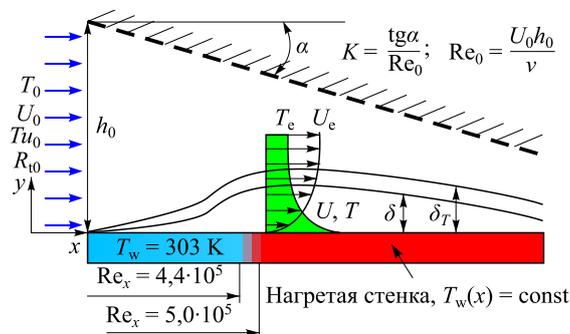


Рис. 1. Схема течения.

$$c_p \rho U \frac{\partial T}{\partial x} + c_p \rho V \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \left( \lambda + \frac{c_p \mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial y} \right), \quad Pr_t = 0,9. \quad (2)$$

Плотность газа определялась из уравнения состояния идеального газа при давлении  $P = 101$  кПа. Свойства воздуха рассчитывались на основе полиномов с коэффициентами из работы [15]. На стенке выполнялись условия прилипания и постоянной температуры:

$$y = 0: \quad U = 0, \quad V = 0, \quad T = T_w = \text{const.}$$

На внешней границе пограничного слоя скорость  $U_e$  определялась из задаваемого значения параметра ускорения  $K$  и начальной скорости  $U_0$  с учетом переменных свойств газа; в качестве тепловых условий задавался нулевой градиент температуры:

$$y \geq \delta: \quad U = U_e = - \left( K \int_0^x \rho / \mu dx - 1 / U_0 \right)^{-1}, \quad \partial T / \partial y = 0.$$

Начальная скорость  $U_0 = 5,2$  м/с соответствовала эксперименту ТЗА ERCOFTAC [16]. Для всех моделируемых случаев течения число Рейнольдса не превышало значения  $10^7$ . Для расчета турбулентной вязкости  $\mu_t$  в уравнениях (1) и (2) применялась  $k$ - $\omega$ - $\gamma$  модель турбулентности [17]. Для решения дифференциальных уравнений использовались конечно-разностные методы. Проводились тесты на сеточную сходимость и сравнение с экспериментальными данными ТЗА ERCOFTAC [16].

### Результаты моделирования

На рис. 2 приведены для сравнения профили продольной компоненты скорости в пограничном слое на нагретой стенке в присутствии слабого градиента давления при  $Re_x = 10^7$ . При одновременном воздействии отрицательного градиента давления и нагрева стенки в течении возможно возникновение эффекта прострела скорости, когда она имеет максимум внутри пограничного слоя [18–20]. Профиль 1 соответствует течению, рассчитанному с использованием модели турбулентности при  $T_w = 1110$  К. Исходя из данных по коэффициенту перемежаемости и кинетической энергии турбулентности, представленных

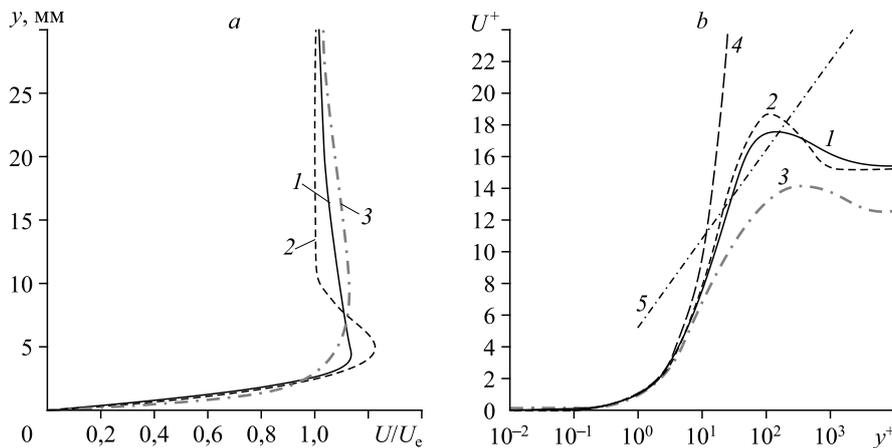


Рис. 2. Локальная ламинаризация пристенной части пограничного слоя при  $K = 3 \cdot 10^{-7}$ ,  $T_0 = 300$  К,  $Re_x = 10^7$ .

Профили скорости при  $T_w = 1110$  К: 1 — расчет с использованием модели турбулентности, 2 — расчет без модели турбулентности, 3 — расчет профиля скорости при  $T_w = 1100$  К с использованием модели турбулентности, 4 — ламинарный подслой, 5 — логарифмический закон скорости.

на рис. 3, можно сделать вывод, что этот профиль вблизи стенки описывает распределение скорости ламинарного течения, а в остальной части пограничного слоя изменение скорости соответствует турбулентному потоку. Профиль 2 рассчитывался без модели турбулентности в тех же условиях, что и профиль 1. Как видно, профили 1 и 2 вблизи стенки совпадают, отличаясь только величиной максимума скорости.

Профиль 3 рассчитывался с учетом модели турбулентности при  $T_w = 1100$  К. Очевидно, что без изменения режима течения разница в температуре стенки в 10 К является незначительной для распределения скорости в пограничном слое. Однако появление локальной ламинаризации вблизи стенки приводит к заметному различию профилей 1 и 3 в этой области. Также следует отметить, что во внешней части пограничного слоя при  $y > 10$  мм ( $y^+ > 100$ ) профили 1 и 3 имеют схожее поведение, которое выражается в более плавном сопряжении с потенциальным течением, чем в ламинарном профиле 2. Таким образом, профиль 1 образован ламинарным и турбулентным участками.

На рис. 3а приведены распределения кинетической энергии турбулентности в ускоренном пограничном слое на нагретой стенке при наличии локальной ламинаризации. Профиль 1 в начале нагреваемого участка ( $Re_x = 5 \cdot 10^5$ ) сохраняет форму профиля и положение максимума кинетической энергии турбулентности, характерные для условий развитого турбулентного пограничного слоя. При  $T_w = 1110$  К максимум кинетической энергии уменьшается до практически полного исчезновения при  $Re_x = 5 \cdot 10^6$  (профиль 4), а далее несколько увеличивается при  $Re_x = 10^7$  (профиль 5).

На рис. 3б показано изменение коэффициента перемежаемости в ускоренном пограничном слое на нагретой стенке. При  $Re_x = 10^6$  коэффициент перемежаемости еще достаточно высок, чтобы считать течение турбулентным. Однако при  $Re_x = 2 \cdot 10^6$  коэффициент перемежаемости снижается вблизи стенки до нуля. Таким образом, появляется локальная по толщине пограничного слоя область ламинарного течения. Эта область расширяется при  $Re_x = 5 \cdot 10^6$  и остается неизменной вплоть до верхней границы числа Рейнольдса  $Re_x = 10^7$ , рассматриваемой в настоящей работе. При этом во внешней части пограничного слоя  $\gamma = 1$ , т.е. сохраняется турбулентный режим.

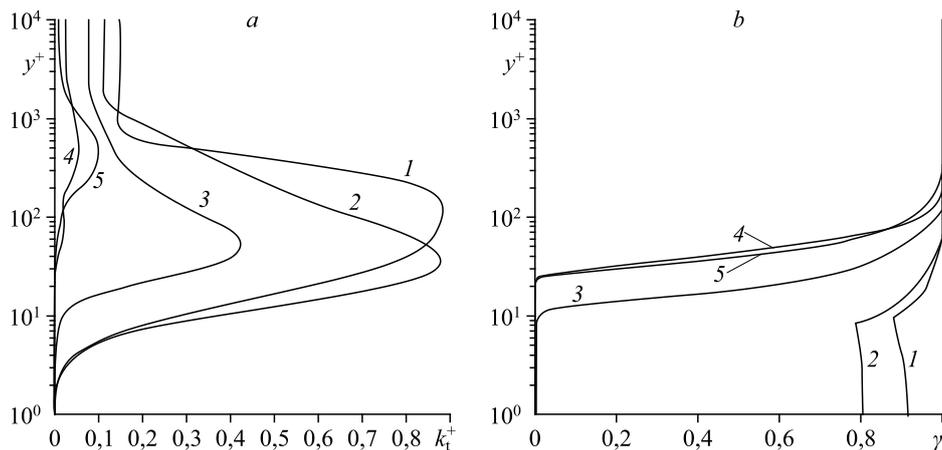


Рис. 3. Профили кинетической энергии турбулентности (а) и коэффициента перемежаемости (б) в ускоренном пограничном слое на нагретой стенке при  $K = 3 \cdot 10^{-7}$ ,  $T_0 = 300$  К,  $T_w = 1110$  К.

1–5 — сечения пограничного слоя при  $Re_x \cdot 10^{-6} = 0,5, 1, 2, 5, 10$  соответственно.

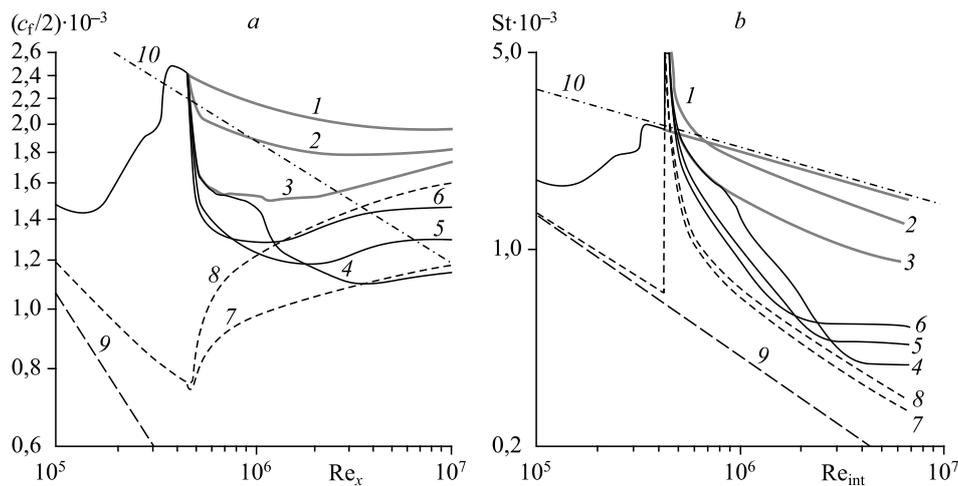


Рис. 4. Влияние локальной ламинаризованной области на коэффициент трения (а) и тепловое число Стантона (б) в ускоренном течении при  $K = 3 \cdot 10^{-7}$ ,  $T_0 = 300$  К.

1–6 — течения с  $T_w = 301, 500, 1100, 1110, 1500, 2000$  К соответственно;

7, 8 — расчет течения без модели турбулентности при  $T_w = 1110, 2000$  К соответственно;

а: 9 —  $c_f = 0,664 Re_x^{-0,5}$ , 10 —  $c_f = 0,059 Re_x^{-0,2}$ , б: 9 —  $St = 0,332 Re_{int}^{-0,5} Pr^{-2/3}$ , 10 —  $St = 0,0296 Re_{int}^{-0,2} Pr^{-0,6}$ .

На рис. 4а представлены зависимости коэффициента трения  $c_f$  от числа Рейнольдса. При  $T_w = 301, 500, 1100$  К сохраняется турбулентный режим течения, а при  $T_w = 1110, 1500, 2000$  К имеет место локальная ламинаризация пограничного слоя. Зависимости 2–6 достигают минимума, а затем увеличиваются. Причиной этого роста является возникновение прострела скорости как в случае турбулентного течения, так и в случае локальной ламинаризации. В случаях ламинаризации 4–6 коэффициент трения всегда меньше, чем в турбулентных потоках 1–3.

Чтобы показать вклад турбулентности в изменение параметров пограничного слоя было проведено численное моделирование течения без модели турбулентности при  $T_w = 1110, 2000$  К. В этих случаях коэффициент трения снижается до  $Re_x = 4,4 \cdot 10^5$ , а с началом нагрева стенки он резко возрастает. При  $T_w = 1110$  К и  $Re_x = 3 \cdot 10^6$  коэффициенты трения для течений с учетом модели турбулентности и без нее (соответственно линии 4 и 7) практически совпадают между собой. В случае сильного нагрева  $T_w = 2000$  К коэффициенты трения для течений с учётом модели турбулентности и без нее (линии 6 и 8) при  $Re_x = 10^6 - 3 \cdot 10^6$  близки друг к другу. С увеличением числа Рейнольдса коэффициент трения, рассчитанный без модели турбулентности, превышает значение, полученное с учетом модели турбулентности. Причиной этого являются более высокие значения максимальной скорости в ламинарном пограничном слое, чем в пограничном слое с локальной ламинаризацией, рассчитанном с моделью турбулентности. Заметим, что для каждого режима течения — турбулентного с локальной ламинаризацией и ламинарного — коэффициент трения увеличивается с ростом температуры стенки.

На рис. 4б приведены зависимости теплового числа Стантона от интегрального числа Рейнольдса. В работе [21] было показано, что при описании теплообмена в течениях с переменной продольной скоростью основного потока необходимо использовать

только интегральное число Рейнольдса  $Re_{int} = Re_L \int_0^{\bar{x}} U_e / U_0 d\bar{x}$ , где  $Re_L = \rho_e U_e L / \mu_e$ ,

$\bar{x} = x / L$ ,  $L$  — длина стенки. Как видно, при турбулентном режиме течения (линии 1–3)

в области с нагретой стенкой ( $Re_{int} > 4,6 \cdot 10^5$ ) число Стантона снижается как при увеличении числа Рейнольдса, так и при увеличении температуры. Это является результатом резкого падения уровня турбулентности вблизи нагретой стенки (рис. 3).

В пограничном слое с локальной ламинаризацией (линии 4–6) число Стантона снижается с ростом числа Рейнольдса и температуры стенки, почти достигая зависимостей числа Стантона, полученных без модели турбулентности (линии 7, 8). Однако при дальнейшем увеличении числа Рейнольдса число Стантона практически не изменяется. При этом увеличение температуры стенки приводит к росту числа Стантона. Таким образом, в пограничном слое с локальной ламинаризацией теплообмен ниже, чем в турбулентном течении, но выше, чем в полностью ламинарном потоке.

### Заключение

В настоящей работе представлено численное исследование течения воздуха на нагретой стенке в присутствии слабого отрицательного градиента давления. Несмотря на малое ускорение основного потока, нагрев стенки приводит к появлению эффекта прострела скорости. При этом в пристенной области появляется дополнительное ускорение газа, подавляющее турбулентность вблизи стенки. При локальной ламинаризации профиль продольной скорости состоит из полностью ламинарной части, расположенной между пиком скорости и стенкой, и турбулентной частью, находящейся между пиком скорости и основным течением. Режимы течения в каждой из частей пограничного слоя однозначно определены на основе коэффициента перемежаемости.

Таким образом, в рассматриваемых условиях течения реализуется пограничный слой, образованный пристенной ламинарной и внешней турбулентной частями. Такой характер течения приводит к уровню трения и теплообмена, промежуточному относительно ламинарного и турбулентного течений при таких же условиях. При определенных параметрах течения коэффициент трения может быть ниже, чем его значение в пограничном слое, рассчитанном без модели турбулентности. В этом случае можно сказать, что наличие турбулентности способно снизить трение.

### Список литературы

1. Дейч М.Е., Кох А.А., Робожев А.В., Степанчук В.Ф. Исследование структуры потока в ступени эжектора с изобарическим начальным участком смещения // Теплоэнергетика. 1954. Т. 12. С. 24–32.
2. Sternberg J. Transition from a turbulent to laminar boundary layer // U.S. Army Ballistics Research lab. Rept No. 906. Aberdeen, 1954.
3. Wilson D.G., Pope S.A. Convective heat transfer to gas turbine blade surfaces // Proc. Instn. Mech. Engrs, Lond. 1954. Vol. 168. P. 861–874.
4. Sreenivasan K.R. Laminarescent, relaminarizing and retransitional flows // Acta Mechanica. 1982. Vol. 44. P. 1–48.
5. Narayanan M.A.B., Ramjee V. On the criteria for reverse transition in a two-dimensional boundary layer flow // J. of Fluid Mechanics. 1969. Vol. 35, No. 2. P. 225–241.
6. Launder B.E. Laminarization of the turbulent boundary layer in a severe acceleration // J. Appl. Mech. 1964. Vol. 31, No. 4. P. 707–708.
7. Kays W.M. Convective heat and mass transfer. New York: McGraw-Hill, 1966. 387 p.
8. 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.
9. Dixit Sh.A., Ramesh O.N. Large-scale structures in turbulent and reverse-transitional sink flow boundary layers // J. of Fluid Mechanics. 2010. Vol. 649. P. 233–273.
10. Луцник В.Г., Макарова М.С., Решмин А.И. Ламинаризация потока при течении с теплообменом в плоском канале с конфузуром // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 1. С. 68–77.
11. Saltar G., Araya G. Reynolds shear stress modeling in turbulent boundary layers subject to very strong favorable pressure gradient // Computers and Fluids. 2020. Vol. 202, No. 104494. 17 p.

12. **Mikielewicz D.P., Shehata A.M., Jackson J.D., McEligot D.M.** Temperature, velocity and mean turbulence structure in strongly heated internal gas flows. Comparison of numerical predictions with data // Intern. J. of Heat and Mass Transfer // 2002. Vol. 45. P. 4333–4352.
13. **McEligot D.M., Chu X., Skifton R.S., Laurien E.** Internal convective heat transfer to gases in the low-Reynolds-number «turbulent» range // Intern. J. of Heat and Mass Transfer. 2018. Vol. 121. P. 1118–1124.
14. **Takagi T., Shin H.-D., Ishio A.** Local laminarization in turbulent diffusion flames // Combustion and Flame. 1980. Vol. 37. P. 163–170.
15. **McBride B.J., Gordon S.** Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions and applications. Part II. Users manual and program description // NASA reference publication 1311. 1996. 184 p.
16. **Wei L., Ge X., George J., Durbin P.** An intermittency transport model for transitional flows on smooth and rough walls // ERCOFTAC Bulletin. 2016. Vol. 106. P. 54–59.
17. **Ge X., Arolla S., Durbin P.** A bypass transition model based on the intermittency function // Flow, Turbulence and Combustion. 2014. Vol. 93. P. 37–61.
18. **Бояршинов Б.Ф., Волчков Э.П., Лукашов В.В.** Теплообмен в ускоренном химически реагирующем пограничном слое // ДАН. 1996. Т. 350, № 6. С. 763–765.
19. **Volchkov E.P.** Concerning the heat and mass transfer features on permeable surfaces // Intern. J. of Heat and Mass Transfer. 2006. Vol. 49, No. 3-4. P. 755–762.
20. **Sakhnov A.Yu.** Evolution of accelerated laminar boundary layer subjected to isothermal wall heating // Intern. J. of Heat and Mass Transfer. 2015. Vol. 82. P. 348–356.
21. **Volchkov E.P., Makarov M.S., Sakhnov A.Yu.** Heat transfer in the boundary layer with asymptotic favorable pressure gradient // Intern. J. of Heat and Mass Transfer. 2012. Vol. 55, No. 4. P. 1126–1132.

*Статья поступила в редакцию 24 июня 2022 г.,  
после доработки — 30 июня 2022 г.,  
принята к публикации 2 сентября 2022 г.*