

УДК 536.24

ИССЛЕДОВАНИЕ АЭРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ В ОСЕСИММЕТРИЧНОМ ДИФфуЗОРЕ ПРИ ВНЕЗАПНОМ РАСШИРЕНИИ ТРУБЫ

В. И. Терехов, Т. В. Богатко

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия
E-mails: terekhov@itp.nsc.ru, bogatko1@mail.ru

Представлены результаты численного исследования влияния положительного градиента давления в осесимметричном диффузоре при внезапном расширении круглой трубы на аэродинамику и турбулентный теплоперенос в зонах отрыва, присоединения и релаксации течения. Течение воздуха перед отрывом полагалось полностью турбулентным при постоянном числе Рейнольдса $Re_{D_1} = 2,75 \cdot 10^4$. Степень расширения трубы составляла 1,78, а полуугол раскрытия диффузора изменялся в диапазоне от 0 до 5°. Установлено, что увеличение градиента давления приводит к уменьшению интенсивности теплообмена в отрывной области и удалению точки максимальной теплоотдачи от точки отрыва потока. Проведено сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными. Показано, что при изменении продольного градиента давления поведение отрывного потока за ступенькой значительно изменяется.

Ключевые слова: отрывное течение, турбулентный теплообмен, диффузор, градиент давления.

Введение. Отрывные течения с последующим присоединением потока используются во многих технических приложениях. Наличие циркуляции пристенного слоя в отрывном течении за обратным уступом оказывает существенное влияние на процесс теплообмена. Численному и экспериментальному изучению данной проблемы посвящено большое количество работ [1–5]. Течение в каналах и трубах при их внезапном расширении является одним из наиболее простых видов отрывных течений (рис. 1). Пограничный слой срывается с вершины угла уступа, образуя свободный сдвиговой слой. При симметричном отрыве в трубе поток присоединяется к ее стенке, при этом образуется зона рециркуляционного течения, протяженность которой зависит от степени расширения трубы (высоты уступа), предыстории движения потока, степени его турбулентности и т. д.

Несмотря на относительную простоту течения данного типа, ряд его особенностей остается слабоизученным, а некоторые полученные результаты противоречивы, что объясняется сложностью механизма турбулентного отрыва потока в ограниченном канале. В работе [6] одним из основных параметров, влияющих на рассматриваемое течение, является продольный градиент давления, который может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Следует отметить, что систематические исследования влияния продольного градиента давления на характеристики развивающегося после отрыва

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (код проекта 14-19-00402).

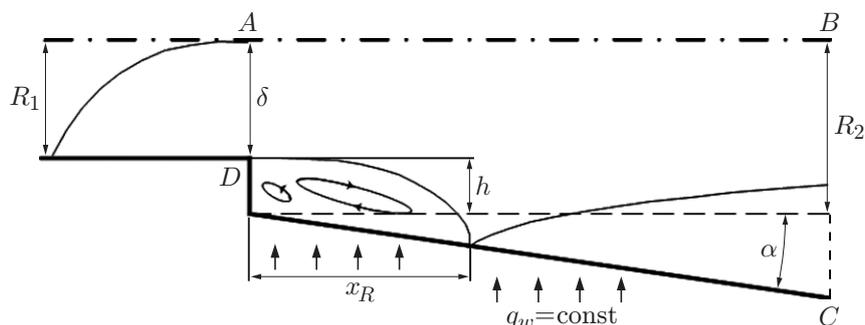


Рис. 1. Схема расчетной области

течения проводились в основном в плоских каналах [7–11]. Это обусловлено прежде всего большей простотой методики проведения экспериментальных исследований структуры турбулентных отрывных потоков с помощью оптических методов.

Анализ результатов экспериментальных работ [7, 9], в которых изучалось влияние положительного градиента давления на динамические характеристики потока, показывает, что с увеличением исследуемого параметра размер рециркуляционной области x_R/h существенно увеличивается за счет увеличения расстояния от слоя смещения до стенки расширяющегося канала. В то же время в работе [7] показано, что наряду с градиентом давления существенную роль играет степень расширения канала. Таким образом, чем меньше высота ступеньки, тем ближе зависимость $x_R/h(\alpha)$ к линейной [7, 8], в то время как при больших значениях h размер отрывной зоны может увеличиваться по экспоненциальному закону. Исследование тепловых характеристик в указанных работах не проводилось.

Изучение влияния продольного градиента давления при внезапном расширении круглой трубы на процесс турбулентного теплопереноса является важной инженерной задачей. Систематические исследования развития отрывных потоков при наличии продольного градиента давления ранее не проводились.

В настоящей работе представлены результаты численного исследования турбулентной структуры отрывного течения в осесимметричном диффузоре с различными углами раскрытия при внезапном расширении трубы. Помимо изучения интегральных аэродинамических и тепловых характеристик течения в поле продольного положительного градиента давления, таких как масштаб зоны рециркуляции, положение и величина максимума теплоотдачи и др., большое внимание уделено анализу полей скоростей, температур, энергии турбулентности, распределения коэффициентов локального теплообмена и трения на поверхности, позволяющему лучше изучить механизм происходящих процессов. Исследовано влияние угла раствора диффузора на течение. Остальные параметры течения (число Рейнольдса, высота ступеньки, скорость и степень турбулентности перед отрывом потока) оставались неизменными.

Схема течения. Методика расчета. Схема расчетной области $ABCD$ представлена на рис. 1. Диаметр входной трубы $D_1 = 120$ мм, диаметр канала за уступом $D_2 = 160$ мм, высота уступа равна $h = (D_2 - D_1)/2 = 20$ мм, длина трубы за уступом составляла $80h$. Профиль скорости задавался непосредственно перед областью отрыва потока (рабочая среда — воздух). Полуугол раствора диффузора трубы составлял $\alpha = 0, 1, 2, 3, 5^\circ$. Число Рейнольдса, определенное по входному диаметру трубы и среднерасходной скорости, в численном эксперименте равно $Re_{D_1} = uD_1/\nu = 2,75 \cdot 10^4$.

Расчеты выполнены в рамках модели несжимаемой жидкости на основе системы стационарных уравнений Навье — Стокса и уравнения энергии, осредненных по Рейнольд-

су. Расчеты проводились с использованием универсального расчетного комплекса ANSYS Fluent. Постановка задачи является двумерной, течение стационарное и осесимметричное. Для расчета выбрана SST ($k-\omega$)-модель турбулентности [12, 13], наиболее адекватно описывающая турбулентные отрывные течения [14–17]. Уравнения переноса для k и ω записываются в виде

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i k)}{\partial x_i} = \tilde{P}_k - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left((\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right),$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i \omega)}{\partial x_i} = \alpha \rho S^2 - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left((\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right) + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i},$$

где

$$F_1 = \text{th} \left(\left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho \sigma_{\omega 2} k}{C_{k\omega} y^2} \right] \right\}^4 \right), \quad F_2 = \text{th} \left\{ \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \right]^2 \right\},$$

$$C_{k\omega} = \max \left(2\rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-10} \right),$$

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, S F_2)}, \quad P_k = \mu_t \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right), \quad \tilde{P}_k = \min(P_k, 10\beta^* \rho k \omega),$$

$$\beta^* = 0,09, \quad \alpha_1 = 5/9, \quad \alpha_2 = 0,44, \quad \beta_1 = 3/40, \quad \beta_2 = 0,0828,$$

$$\sigma_{k1} = 0,85, \quad \sigma_{k2} = 1, \quad \sigma_{\omega 1} = 0,5, \quad \sigma_{\omega 2} = 0,856.$$

Расчетная область дискретизировалась сеткой с четырехугольными ячейками, общее число которых варьировалось в зависимости от размеров отрывной области. Расчетная сетка являлась неоднородной и сгущалась по направлениям ко всем твердым поверхностям. Расчетная область содержала 120 000–140 000 узлов: 150–175 узлов по вертикали и 800 по горизонтали. Коэффициенты сгущения по вертикали и горизонтали равны 1,08 и 1,064 соответственно, что обеспечивало плавное уменьшение размеров ячеек. Пристенные функции не использовались. Данное сеточное разрешение выбрано на основе результатов предварительных адаптационных расчетов, при этом в вязком подслое ($y_+ \approx 1$) расположено не менее 10 узлов. В расчетах использовались разностная схема второго порядка точности и метод контрольных объемов для дискретизации исходных уравнений.

Граничными условиями на входе в расширяющийся участок трубы являлись профиль скорости $u/U = (y/R)^{1/7}$ и степень турбулентности потока $n_t = 5,8\%$, рассчитанная по формуле $n_t = 0,16(\text{Re}_{D_1})^{-1/8}$ [18]. Температура набегающего потока воздуха была постоянной: $T_1 = 10^\circ\text{C}$, изменением теплофизических характеристик в расчетах пренебрегалось. На выходной границе вниз по потоку задавалось атмосферное давление. Тепловые граничные условия на стенке за уступом соответствовали режиму $q_w = \text{const}$. Торцевая стенка уступа не нагревалась.

Результаты расчета. Зависимость коэффициента поверхностного трения $C_f/2 = \tau_w/(\rho \bar{u}^2)$ на стенке трубы от угла раскрытия диффузора показана на рис. 2. Видно, что с увеличением продольного градиента давления степень разрежения в рециркуляционной зоне уменьшается, а ее размеры существенно увеличиваются. Этот результат подтверждается результатами экспериментов [8], в которых установлено, что с увеличением угла раскрытия канала трение уменьшается. При больших углах раскрытия диффузора трение на стенке отрицательное и присоединения потока к стенке не происходит.

Для проведения сравнения с известными данными результаты численного эксперимента были обработаны с использованием параметра градиента давления Кейса $K = -(v/\bar{u}^2) d\bar{u}/dx$ [19]. Следует отметить, что в случае осесимметричного течения данный

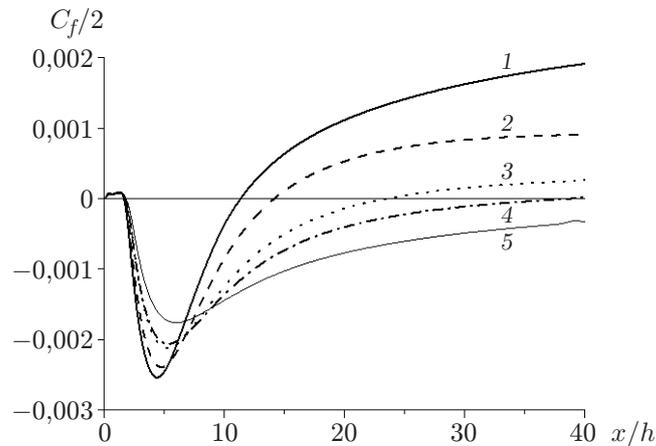


Рис. 2. Распределение коэффициента трения на стенке за уступом при $Re_{D_1} = 27\,500$ и различных углах раскрытия диффузора:

1 — $\alpha = 0^\circ$, 2 — $\alpha = 1^\circ$, 3 — $\alpha = 2^\circ$, 4 — $\alpha = 3^\circ$, 5 — $\alpha = 5^\circ$

Значения параметра Кейса при различных углах раствора трубы

α , град	$-K \cdot 10^6$	
	Плоский диффузор	Осесимметричный диффузор
0	0	0
1	0,634	3,564
2	1,269	7,712
3	1,905	13,354
5	3,181	31,811

параметр при тех же углах раскрытия значительно больше, поскольку среднерасходная скорость изменяется пропорционально квадрату радиуса трубы, в то время как в плоском канале уменьшение скорости пропорционально его высоте. В таблице приведены значения параметра Кейса при различных значениях угла раствора трубы. Для сравнения приведены значения K для плоского канала и трубы при $x/h = x_R/h$. Из таблицы следует, что при одних и тех же углах раскрытия значения K существенно различаются. Это различие следует учитывать при проведении сравнения результатов исследования для плоского канала и круглой трубы. При этом в отличие от плоского канала, где параметр Кейса постоянен по длине ($K = \text{const}$), в осесимметричном диффузоре он изменяется по длине, что значительно усложняет сравнение данных для этих двух случаев. Поэтому в случае осесимметричного течения параметр Кейса определялся в точке присоединения оторвавшегося потока.

На рис. 3 представлена зависимость размера циркуляционной зоны от параметра градиента давления. Видно, что с увеличением угла раскрытия диффузора протяженность зоны отрыва потока значительно (практически в четыре раза) увеличивается, в отличие от случая отрыва в круглой трубе с неизменным диаметром. В то же время из рис. 3 следует, что зависимость минимального значения трения на стенке от градиента давления является более слабой, кроме того, при увеличении продольного градиента давления оно уменьшается по абсолютной величине. По-видимому, слабая зависимость $C_{f \min}/2$ от угла раскрытия объясняется тем, что область с отрицательным давлением формируется непосредственно за ступенькой, где значение параметра градиента давления не очень большое.

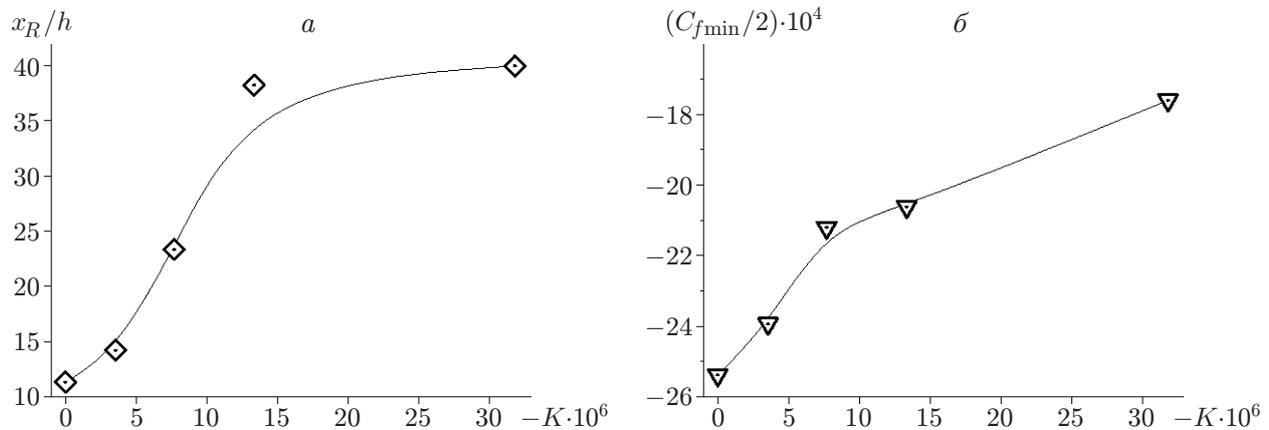


Рис. 3. Зависимости относительной длины рециркуляционной зоны (а) и минимального значения коэффициента трения (б) от параметра Кейса при $Re_{D_1} = 27500$

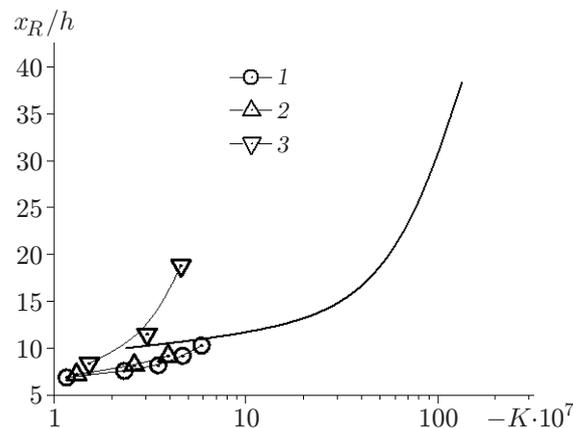


Рис. 4. Зависимость относительной длины рециркуляционной зоны от параметра Кейса:
 линия — результаты расчета при $h = 20$ мм, точки — экспериментальные данные (1 — $h = 12,7$ мм [8], 2 — $h = 12,7$ мм [7], 3 — $h = 25,4$ мм [7])

Координата x_R точки присоединения является одной из основных величин, характеризующих отрывные течения, поэтому в большинстве расчетных и экспериментальных работ представлены зависимости x_R от исследуемого параметра. На рис. 4 приведены результаты сравнения полученных данных с известными экспериментальными данными. Заметим, что в рассматриваемом случае значения параметра Кейса существенно отличаются от соответствующих экспериментальных значений. В настоящей работе получены большие значения параметра Кейса, что затрудняет проведение сравнения полученных результатов с известными данными. Следует отметить, что результаты настоящей работы качественно согласуются с данными работ [7, 8] при их экстраполяции.

Теплообмен при отрыве потока в диффузоре. Распределение локального числа Нуссельта Nu при различных углах раскрытия диффузора представлено на рис. 5. С увеличением угла раствора диффузора скорость течения в нем существенно уменьшается как в зоне рециркуляционного потока, так и в области релаксации течения. Соответственно при больших углах раскрытия диффузора интенсивность теплообмена значительно меньше, чем в случае течения в трубе.

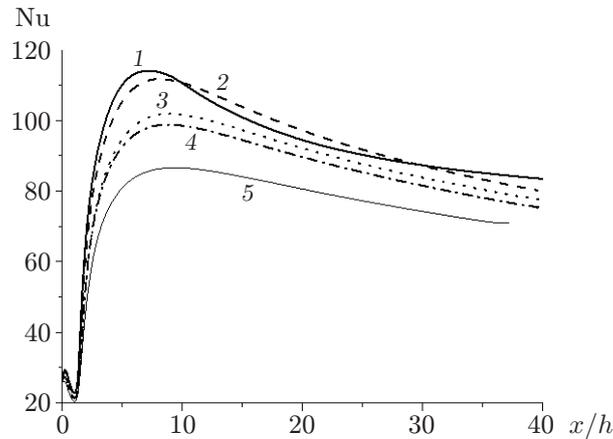


Рис. 5. Распределение локального числа Нуссельта на стенке за уступом при $Re_{D_1} = 27\,500$ и различных значениях α :
 1 — $\alpha = 0^\circ$, 2 — $\alpha = 1^\circ$, 3 — $\alpha = 2^\circ$, 4 — $\alpha = 3^\circ$, 5 — $\alpha = 5^\circ$

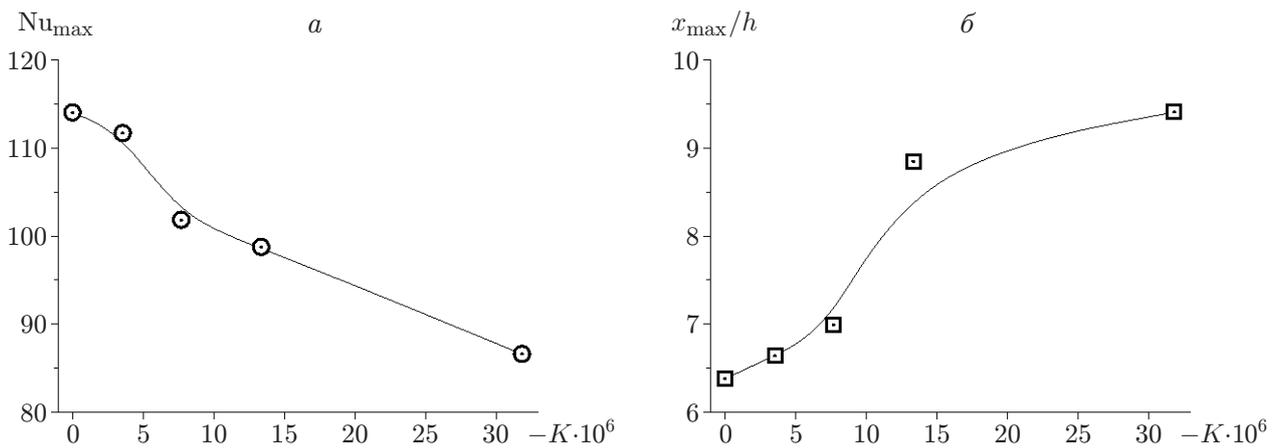


Рис. 6. Зависимости Nu_{\max} (а) и x_{\max}/h (б) от параметра Кейса при $Re_{D_1} = 27\,500$

Существенное влияние на конвективный теплообмен оказывает также увеличение размеров отрывной зоны. С увеличением угла раствора трубы зона максимальных турбулентных пульсаций смещается от поверхности теплообмена на большее расстояние, что в свою очередь оказывает влияние на интенсивность теплообмена.

В задаче о теплообмене в отрывном течении характерной величиной является максимальный коэффициент теплообмена. Зависимости максимального числа Нуссельта Nu_{\max} и координаты x_{\max}/h точки, в которой оно достигается, от параметра Кейса представлены на рис. 6. Видно, что по мере увеличения градиента давления значения максимального числа Нуссельта уменьшаются, а точка x_{\max} , как и точка присоединения потока (координата x_R на рис. 3), смещаются вниз по потоку.

Однако результаты настоящей работы показывают, что в рассматриваемом случае, в отличие от случая безградиентных отрывных потоков, координаты x_{\max} и x_R не совпадают, а зона максимального теплообмена расположена значительно ближе к уступу, чем точка присоединения. С увеличением степени расширения диффузора расстояние между точками x_{\max} и x_R увеличивается, что объясняется существенной деформацией течения вследствие наличия продольного градиента давления.

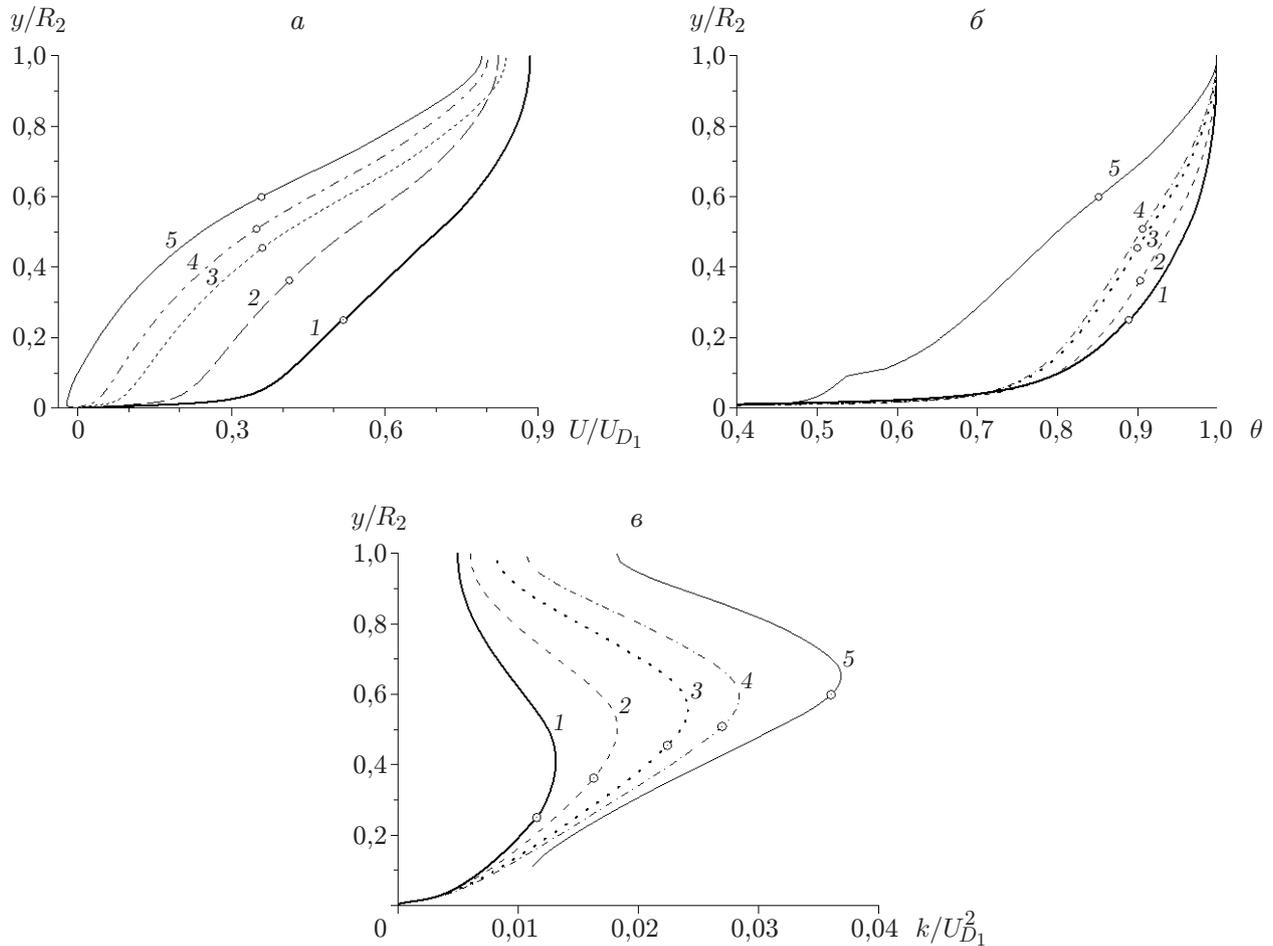


Рис. 7. Профили продольной составляющей скорости (а), температуры (б), кинетической энергии турбулентности (в) при $Re_{D_1} = 27\,500$, $x = 800$ мм и различных значениях продольного градиента давления:
 1 — $\alpha = 0^\circ$, 2 — $\alpha = 1^\circ$, 3 — $\alpha = 2^\circ$, 4 — $\alpha = 3^\circ$, 5 — $\alpha = 5^\circ$; точки — положения кромки уступа

Анализ характеристик теплопереноса свидетельствует о слабой зависимости параметров теплообмена от градиента давления. По-видимому, данное свойство турбулентных потоков характерно не только для доотрывных течений, как это показано в работе [20], но и для отрывных потоков, развивающихся при наличии продольного положительного градиента давления.

Профили скоростей, температуры и энергии турбулентности при отрыве потока в диффузоре. Профили продольной компоненты скорости, температуры и кинетической энергии турбулентности за уступом в зоне присоединения потока ($x/h = 40$) представлены на рис. 7. Расчеты показали, что по мере движения в направлении от уступа толщина слоя смешения увеличивается и, следовательно, градиент скорости в нормальном к стенке направлении уменьшается.

Из рис. 7,а следует, что положительный градиент давления оказывает существенное влияние на профиль скорости. Так, при отсутствии градиента давления профиль является наполненным, а с увеличением градиента давления он становится пологим и при $\alpha = 5^\circ$ приобретает S-образную форму, характерную для отрывного течения в канале [20] с образованием возвратного течения.

Как отмечено выше, температура $\theta = (T - T_w)/(T_0 - T_w)$ (рис. 7,б) слабо зависит от продольного градиента давления. Данные, приведенные на рис. 7,б, свидетельствуют о том, что изменение угла раскрытия в широком диапазоне ($\alpha = 0 \div 3^\circ$) оказывает незначительное влияние на температуру, и лишь при полном отрыве потока от стенки ($\alpha = 5^\circ$) профиль температуры существенно деформируется и становится слабонаполненным (характерная особенность отрывных потоков в диффузорных каналах).

Распределение кинетической энергии турбулентности по толщине пограничного слоя при различных значениях угла раскрытия диффузора показано на рис. 7,в. С увеличением угла раскрытия значение турбулентной энергии возрастает. Максимум кинетической энергии располагается приблизительно на одном и том же расстоянии от оси диффузора. Эта координата соответствует кромке уступа, на которой происходит отрыв потока. Таким образом, турбулентная энергия в основном сконцентрирована на границе области взаимодействия рециркуляционной зоны и свободного сдвигового слоя. Максимальное значение турбулентности достигается в центре отрывной зоны, затем происходит стабилизация течения.

Заключение. В работе представлены результаты численного исследования влияния продольного положительного градиента давления при внезапном расширении круглой трубы на процесс турбулентного теплопереноса в зонах отрыва, присоединения и релаксации течения. Результаты показали, что угол раскрытия диффузора оказывает влияние как на динамические характеристики потока, так и на локальный коэффициент теплоотдачи за участком внезапного расширения. Установлено, что при увеличении продольного градиента давления длина рециркуляционной зоны значительно увеличивается. Локальный коэффициент теплоотдачи слабо зависит от положительного градиента давления. С увеличением угла раскрытия диффузора максимальные значения локального коэффициента теплоотдачи уменьшаются незначительно. При этом незначительно изменяется и положение максимума теплоотдачи, в отличие от координаты точки присоединения. Известные экспериментальные данные о развитии отрывного течения в плоском диффузоре качественно согласуются с результатами проведенных численных расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бон Д. В., Хоффман М. А., Такахаси Р. К., Лондер Б. Е. Местный теплообмен за резким расширением круглого канала при постоянной плотности теплового потока на стенке // Теплопередача. 1984. № 4. С. 91–100.
2. Гурей А. М., Уоткинс С. Б., Аунг В. Расчет теплообмена в турбулентном потоке при обтекании обратного уступа в трубе с внезапным расширением // Теплопередача. 1985. Т. 107, № 1. С. 65–72.
3. Terekhov V. I., Yarygina N. I., Zhdanov R. F. Heat transfer in turbulent separated flows in the presence of high free-stream turbulence // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2003. V. 46. P. 4535–4551.
4. Алемасов В. Е. Термоанемометрические методы исследования отрывных течений / В. Е. Алемасов, Г. А. Глебов, А. П. Козлов. Казань: Казан. филиал АН СССР, 1989. С. 178.
5. Терехов В. И., Ярыгина Н. И. Вихреобразование и теплообмен в отрывных потоках // Тепловые процессы в технике. 2009. Т. 1, № 4. С. 122–130.
6. Итон Д. К., Джонстон Д. П. Обзор исследований дозвуковых турбулентных присоединяющихся течений // Ракетная техника и космонавтика. 1981. Т. 19, № 10. С. 7–19.
7. Кюн Д. М. Влияние положительного градиента давления на характеристики присоединяющегося течения несжимаемой жидкости над уступом // Ракетная техника и космонавтика. 1980. Т. 18, № 4. С. 268–269.

8. **Driver D. M., Seegmiller H. L.** Features of a reattaching turbulent shear layer in divergent channel flow // AIAA J. 1985. V. 23, N 2. P. 163–171.
9. **Ra S. H., Chang P. K.** Effects of pressure gradient on reattaching flow downstream of a reward-facing step // J. Aircraft. 1990. V. 27, N 1. P. 93–95.
10. **Shah M. K., Tachie M. F.** Flow relaxation past a transverse square rib in pressure gradients // AIAA J. 2008. V. 46, N 7. P. 1849–1863.
11. **Biswas G., Breuer M., Durst F.** Backward-facing step flows for various expansion ratios at low and moderate Reynolds numbers // J. Fluid Engng. 2004. V. 126. P. 362–374.
12. **Menter F. R.** Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // AIAA J. 1994. V. 32, N 8. P. 269–289.
13. **Menter F. R., Kuntz M., Langtry R.** Ten years of industrial experience with the SST turbulence model // Turbulence, Heat Mass Transfer. 2003. V. 4. P. 625–632.
14. **Быстров Ю. А.** Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб / Ю. А. Быстров, С. А. Исаев, Н. А. Кудрявцев, А. И. Леонтьев. СПб.: Судостроение, 2005.
15. **Терехов В. И., Богатко Т. В.** Влияние толщины пограничного слоя перед отрывом на аэродинамические характеристики и теплообмен за внезапным расширением в трубе // Теплофизика и аэромеханика. 2008. Т. 15, № 1. С. 99–106.
16. **Терехов В. И., Богатко Т. В.** Влияние тепловой предыстории на турбулентное отрывное течение при внезапном расширении трубы // Теплофизика и аэромеханика. 2011. Т. 18, № 2. С. 225–232.
17. **Богатко Т. В., Терехов В. И., Халатов А. А.** Структура течения и теплообмен при турбулентном обтекании одиночных преград различной формы в трубе // Тепловые процессы в технике. 2012. Т. 4, № 4. С. 146–155.
18. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. М.: Изд-во иностр. лит., 1956.
19. **Кэйс В. М.** Конвективный тепло- и массообмен. М.: Энергия, 1972.
20. **Кутателадзе С. С.** Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое / С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев. М.: Энергоатомиздат, 1985.

*Поступила в редакцию 27/I 2014 г.,
в окончательном варианте — 10/IV 2014 г.*
