

УДК 536.24: 532

Структура потока за выступом в канале в условиях ламинарно-турбулентного перехода

О.А. Душина¹, В.М. Молочников¹, А.А. Паерелий¹, Н.И. Михеев¹,
В.В. Леманов²

¹Исследовательский центр проблем энергетики КазНЦ РАН, Казань

²Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: vmolochnikov@mail.ru

С помощью техники PIV выполнены измерения мгновенных векторных полей скорости потока и завихренности за тонким поперечным выступом в канале на ламинарном, переходном и турбулентном режимах течения. Проведена статистическая обработка полученной информации, на основе которой получены поля осредненных значений продольной компоненты скорости потока и корреляций пульсаций скорости $\langle u'v' \rangle$ и $\langle u'u' \rangle$. Выявлены некоторые особенности развития структуры потока за выступом в условиях ламинарно-турбулентного перехода.

Ключевые слова: ламинарно-турбулентный переход, интенсификация теплообмена, крупномасштабные вихревые структуры, PIV измерения, структура потока.

ВВЕДЕНИЕ

В системах охлаждения и теплообменных аппаратах интенсификация процессов передачи тепла между теплоносителем и теплообменной поверхностью обеспечивается, как правило, частичным или полным разрушением пограничного слоя вблизи этой поверхности и существенной турбулизацией течения. Подобные эффекты чаще всего достигаются организацией областей отрыва и присоединения потока вблизи стенки за счет размещения на теплообменной поверхности элементов дискретной шероховатости. Использование интенсификаторов теплообмена наиболее эффективно при номинально ламинарном режиме течения теплоносителя: наибольший прирост коэффициента теплоотдачи в каналах для большинства типов элементов дискретной шероховатости наблюдается в диапазоне чисел Рейнольдса, соответствующем ламинарному и переходному режимам течения. Такой эффект большинство исследователей связывают с тем, что отрыв потока при обтекании элементов дискретной шероховатости инициирует более ранний, по сравнению с гладким каналом, переход к турбулентному режиму течения.

Для более полного представления о механизмах, лежащих в основе эффекта интенсификации теплообмена в каналах с элементами дискретной шероховатости (препятствиями) в номинально ламинарном течении, необходимы сведения о

структуре потока и ее эволюции в области ламинарно-турбулентного перехода. Результаты подобных исследований в потоках с развитой турбулентностью достаточно широко представлены в литературе. Для классических случаев отрыва потока за обращенным назад уступом и за выступом получена обширная экспериментальная информация об осредненных полях скорости потока, рейнольдсовых напряжениях $\langle u'v' \rangle$ и кинетической энергии турбулентности $\langle u'u' \rangle$. Выявлены некоторые общие закономерности распределения параметров потока в рециркуляционной области. Не претендуя на полноту излагаемой информации, кратко остановимся на некоторых аспектах такого обобщения. Анализ результатов исследований, приведенных в работах [6, 7, 12, 26, 30], показывает, что характер изменения рейнольдсовых напряжений и кинетической энергии турбулентности в отрывной зоне согласуется между собой: эти параметры монотонно возрастают до пикового значения в сечении, близком к точке присоединения, за которым наблюдается быстрое их уменьшение. Такое согласование обусловлено взаимосвязью генерации кинетической энергии турбулентности и производства сдвиговых напряжений. В работе [11] утверждается, что почти во всех случаях максимум этих величин располагается на некотором расстоянии выше по потоку от точки присоединения, а в [7, 12] показано, что это расстояние составляет приблизительно одну высоту уступа. Именно в области наибольшей интенсивности пульсаций скорости и касательного напряжения по длине отрывной области локальные максимумы наиболее близко подходят к стенке [7, 26]. Этой информации несколько противоречат экспериментальные результаты работы [16], полученные при обтекании системы ребер на пластине с разным шагом их установки. По данным авторов [16], при оптимальном с точки зрения интенсификации теплообмена шаге ребер турбулентная кинетическая энергия достигает наибольших значений вблизи стенки непосредственно за точкой присоединения.

На быстрое снижение рейнольдсовых напряжений $\langle u'v' \rangle$ и кинетической энергии турбулентности $\langle u'u' \rangle$ после точки присоединения указывается и в работах [8–10, 26]. В [6] такое поведение $\langle u'u' \rangle$ за зоной присоединения вблизи поверхности связывается с большими значениями локального продольного градиента скорости $\partial U/\partial x$, которые способствуют росту пульсаций скорости в поперечном $\langle v'v' \rangle$ и трансверсальном $\langle w'w' \rangle$ направлениях, уменьшая при этом $\langle u'u' \rangle$. По мнению авторов [13], снижение напряжения турбулентного трения $\langle u'v' \rangle$ за точкой присоединения вызвано тем, что часть сформированных в слое смешения крупных вихрей уносится вверх по потоку, будучи захваченными рециркуляционным течением, в то время как другие вихри продолжают двигаться вниз по потоку. По другим данным, снижение $\langle u'u' \rangle$ может быть обусловлено быстрым уменьшением масштабов турбулентности в зоне присоединения при распаде крупных вихрей на пары [11] или искривлением линий тока в сдвиговом слое перед присоединением течения [14, 15]. Следует отметить, что в более поздних экспериментальных работах [17, 18] на основе двухточечных одновременных комбинированных измерений поверхностного трения и пульсаций давления в отрывном течении за выступом и обратным уступом было установлено, что крупномасштабные вихри сдвигового слоя во всей области течения за препятствием движутся только в направлении внешнего течения и сохраняют целостность в области присоединения потока.

В отличие от отрыва турбулентного потока, когда течение в отрывной области в некотором диапазоне чисел Рейнольдса сохраняет автомодельный характер, в случае ламинарно-турбулентного перехода, вызванного отрывом ламинарного потока при обтекании препятствий, длина рециркуляционной области и структура течения зависят от числа Рейнольдса [4–7]. Исследования отрыва ламинарного потока весьма многочисленны [7, 19–24], большинство из них посвящено опреде-

лению параметров отрывных течений на крыловых профилях [19–22, 24]. Ряд результатов ограничен только одним значением числа Рейнольдса, а данные, относящиеся к переходным режимам течения, не систематизированы и имеют значительный разброс [25].

Ранее авторами проводились визуальные исследования и термоанемометрические комбинированные измерения скорости потока и продольной компоненты вектора поверхностного трения в отрывном течении за тонким поперечным выступом в канале в диапазоне чисел Рейнольдса, охватывающем ламинарный, переходный и турбулентный режимы течения [3]. По результатам этих исследований получены некоторые данные о развитии структуры потока в канале на этих режимах. В частности установлено, что неустойчивость течения в слое смешения за выступом наблюдается, начиная с числа Рейнольдса $Re_h \approx 150$, рассчитанного по высоте выступа h и скорости потока в зазоре между выступом и стенкой канала. При этом значении Re_h в слое смешения за выступом на некотором расстоянии от него начинается формирование крупномасштабных вихревых структур, которые далее сносятся вниз по потоку.

В рамках настоящей работы продолжены исследования, начатые в [3]. С использованием метода PIV (Particle Image Velocimetry) выполнены измерения мгновенных векторных полей скорости потока и завихренности в канале за тонким поперечным выступом на ламинарном, переходном и турбулентном режимах течения. На основе данных измерений получены и проанализированы поля средней скорости потока и корреляций пульсаций скорости $\langle u'v' \rangle$ и $\langle u'u' \rangle$, выявлены некоторые закономерности эволюции структуры потока на этих режимах.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Исследования проводились в рабочем участке специализированной экспериментальной установки, схема которого представлена на рис. 1. Подробное описание установки приведено в работе [3]. Рабочий участок имел высоту $H = 20$ мм, ширину $B = 50$ мм, длину $L = 250$ мм. На одной из стенок участка на расстоянии $l_x = 102$ мм от плавного входа 1 в канал располагался тонкий поперечный выступ 2 высотой $h = 4$ мм, занимавший всю ширину канала.

Расход воздуха через рабочий участок создавался вакуумным насосом и поддерживался постоянным в пределах серии измерений при помощи поверенных критических сопел, обеспечивающих погрешность задания и измерения объемного расхода не более 0,25 %. Исследования проводились в диапазоне чисел Рейнольдса $Re_H = 94 \dots 4240$, рассчитанных по скорости невозмущенного потока во входном сечении канала U_∞ и его высоте H . При этом число Рейнольдса, определенное по высоте выступа h и среднерасходной скорости потока в зазоре между выступом и стенкой канала, составляло $Re_h = 24 \dots 1060$.

Измерения скорости потока на входе в рабочий участок и на расстоянии около $9H$ вниз по потоку

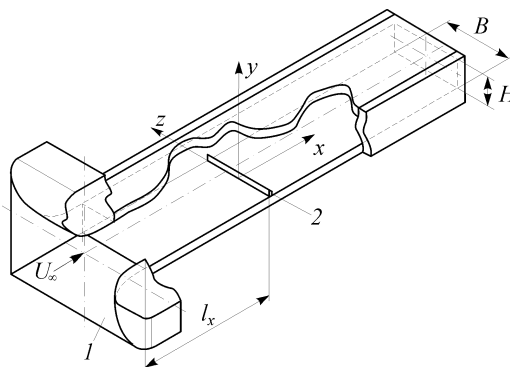


Рис. 1. Схема рабочего участка экспериментальной установки.
Плавный вход (1), выступ (2).

ку, выполненные при помощи одноточечного термоанемометрического датчика, показали, что течение в канале при отсутствии выступа сохраняет ламинарный характер во всем исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса Re_H , а при установке выступа какие-либо возмущения скорости потока во входном сечении канала отсутствуют.

При проведении экспериментов использовалась PIV система «ПОЛИС» (разработка Института теплофизики СО РАН), в которой реализован метод цифровой трассерной визуализации [28]. Управление PIV экспериментом с использованием системы «ПОЛИС» и методика обработки данных содержится в [28, 29]. В качестве трассеров использовались частицы водного раствора глицерина со средним размером порядка 0,1–5 мкм, которые вносились в поток при помощи генератора аэрозоля Safex. Световой нож в измерительной области создавался двойным импульсным Nd:YAG лазером Ultra (Quantel Twins SFR 120, Big Sky Laser Technologies) с энергией в импульсе 50...75 мДж и длительностью импульса 5 нс. Регистрация трассерных картин в потоке выполнялась в двухкадровом режиме цифровой камерой «ПОЛИС-Видеоскан-4021» с разрешением 2048x2048 пикселя. Задержка между кадрами составляла 100 мкс. При выполнении эксперимента применялись меры по предотвращению засветки области наблюдения: рабочий участок установки закрывался специальными защитными экранами.

При обработке результатов измерений применялся итерационный алгоритм расчета поля скорости с компенсацией смещения частиц. Рассматривались расчетные области размером 32x32 пикселя с 50-процентным перекрытием ячеек. Кросс-корреляционная функция рассчитывалась через преобразование Фурье. Применялась итерационная процедура с непрерывным смещением областей, что подразумевает интерполяцию изображения. Для этого была выбрана схема Bilinear Sin corr. Погрешность определения мгновенного векторного поля скорости, соответствующая выбранным условиям проведения эксперимента и алгоритму обработки полученных изображений частиц, не превышает 5 %.

Измерения выполнялись в двух плоскостях: плоскости xOy (плоскости симметрии канала) и параллельно плоскости xOz на расстоянии 1 мм от стенки канала, на которой установлен выступ. Эксперименты проводились при восьми фиксированных значениях числа Рейнольдса $Re_H = 94, 186, 372, 604, 922, 1839, 2954$ и 4240 ($Re_h = 24, 46,5, 93, 150, 230,5, 459,8, 738,5$ и 1060). По результатам измерений рассчитывались мгновенные векторные поля скорости потока, а также поля завихренности ω_z и ω_y , определяемые выражениями:

$$\omega_z = \left((\partial V_y / \partial x) - (\partial V_x / \partial y) \right), \quad \omega_y = \left((\partial V_z / \partial x) - (\partial V_x / \partial z) \right).$$

Определение полей средней скорости потока и вторых моментов пульсаций скорости $\langle u'u' \rangle$ и $\langle u'v' \rangle$ проводились на основе статистической обработки данных 200 измерений мгновенных полей скорости потока.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Мгновенные поля скорости потока и завихренности в плоскости xOy (вертикальной плоскости симметрии канала) для некоторых значений числа Рейнольдса показаны на рис. 2. Аналогичные данные для плоскости xOz (горизонтальной плоскости) на расстоянии 1 мм от стенки, на которой установлен выступ, представлены на рис. 3. Поле завихренности обозначено тоном разной интенсивности, а векторное поле скорости потока — стрелками-векторами, степень зачерненности которых зависит от величины скорости. Соответствующие шкалы приведены под рисунками.

Число Рейнольдса $Re_h = 93$ соответствует ламинарному характеру течения в отрывной области [3]. Как видно из рис. 2, *a*, при этом значении Re_h на векторном поле скорости потока в плоскости xOy видна рециркуляционная область за

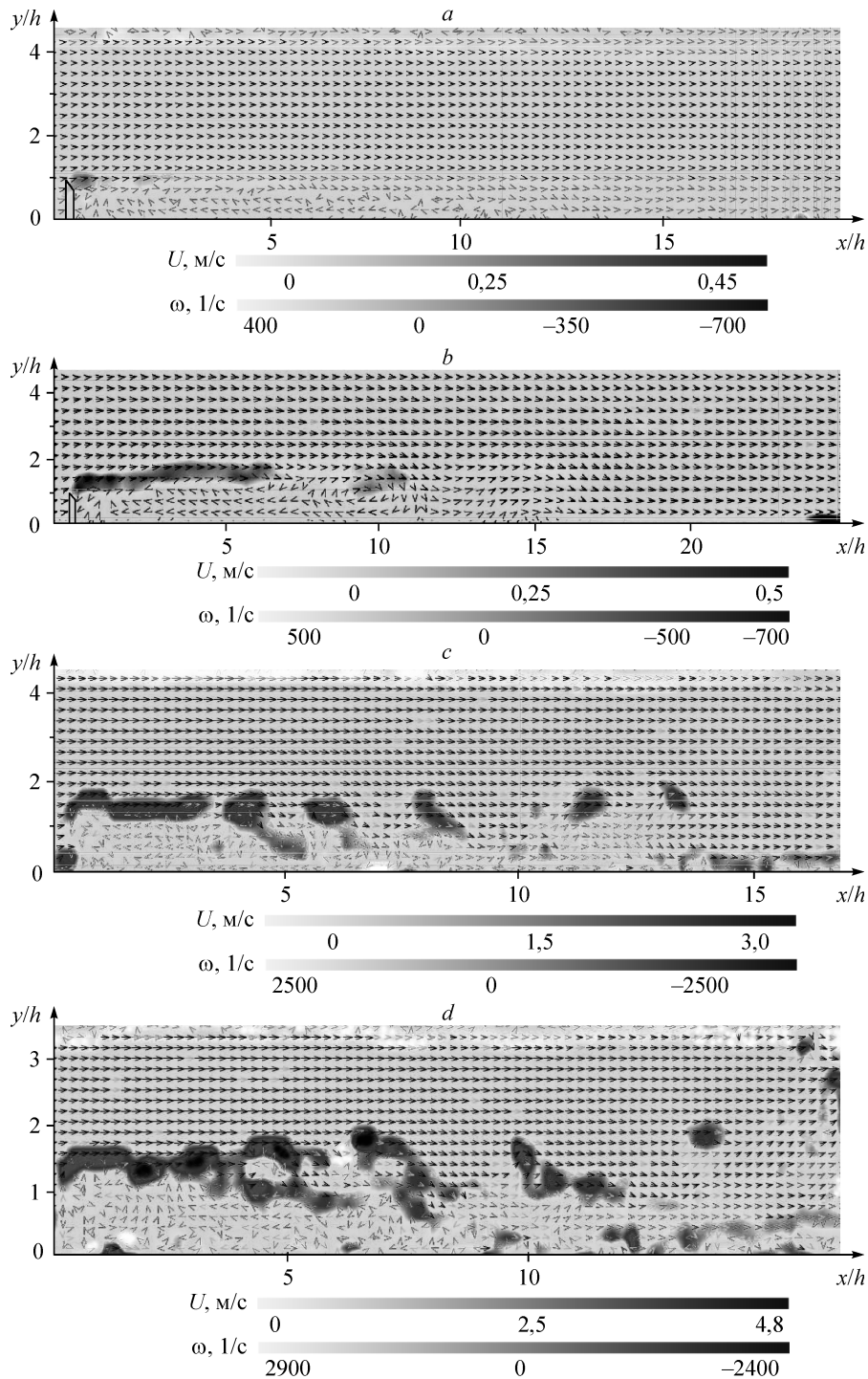


Рис. 2. Поле скорости и завихренности в канале за выступом в плоскости xOy .
 $Re_h = 93$ (*a*), 150 (*b*), 739 (*c*), 1060 (*d*). Направление потока слева направо.

выступом, в которой можно выделить зону обратного течения и небольшую зону вторичного вихря, формирующегося вблизи выступа. Завихренность в слое смешения отличается монотонностью и слабой интенсивностью и отражает, по-видимому, наличие поперечного градиента скорости потока в оторвавшемся слое смешения. Векторное поле скорости в плоскости xOz (см. рис. 3, *a*) свидетельствует о существенном искривлении линии присоединения потока по трансверсальной координате. В области соединения выступа с боковыми стенками канала отчетливо видны парные угловые вихри, направление вращения которых противоположно (см. рис. 3, *b, c*). На боковых стенках канала выделяются зоны нарастания пограничных слоев.

При увеличении числа Рейнольдса до значения $Re_h \approx 150$ на векторном поле скорости вниз по потоку от выступа, кроме завихренности, соответствующей слою смешения, на расстоянии приблизительно $(6...7)h$ отчетливо видна крупномасштабная вихревая структура, сформированная в слое смешения (см. рис. 2, *b*). Отметим, что именно этот режим, по данным предыдущих исследований авторов [3], соответствует появлению низкочастотных колебаний скорости потока за выступом в канале и началу перехода к турбулентности, а представленное на рис. 2, *b* векторное поле скорости хорошо согласуется с результатами дымовой визуализации течения.

Анализ поля скорости и завихренности в плоскости xOz вблизи стенки (см. рис. 3, *b*) показывает, что на режиме $Re_h \approx 150$ наблюдается некоторое выравнивание линии присоединения потока за выступом и наличие продольных вихревых структур, формирующихся в области присоединения потока. Наиболее вероятное направление осей этих структур — от плоскости симметрии канала к его боковым стенкам.

При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса размеры областей с интенсивной завихренностью, как можно видеть из рис. 2, *c*, уменьшаются, а их количество и интенсивность возрастают, что свидетельствует, в частности, об увеличении частоты следования крупномасштабных вихревых структур. Кроме того, видно, что с ростом

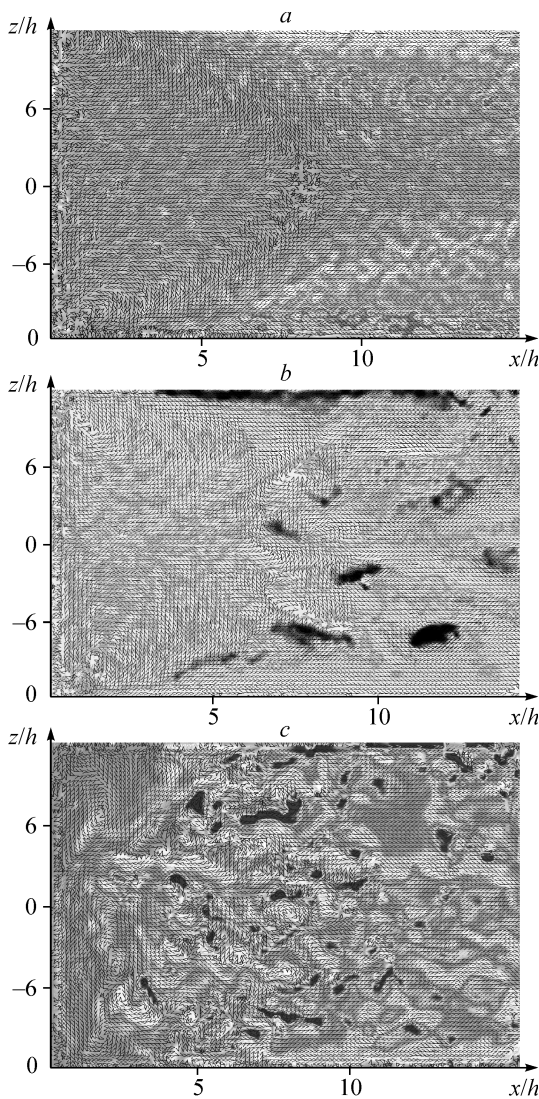


Рис. 3. Поле скорости и завихренности в канале за выступом в плоскости xOz .

$Re_h = 93$ (*a*), 150 (*b*), 739 (*c*). Направление потока слева направо. Шкалы U и ω показаны на рис. 2.

Re_h начало формирования крупномасштабных вихрей смещается вверх по потоку (в сторону выступа), что также подтверждает данные дымовой визуализации [3]. Анализ полученных полей скорости и завихренности в плоскости xOy позволяет также предположить, что крупные вихри, сформированные в сдвиговом слое за выступом, состоят из некоторого количества более мелких вихревых образований различной интенсивности. Эти особенности наиболее отчетливо проявляются при $Re_h = 1060$ (см. рис. 2, *c*), соответствующем режиму течения с признаками развитой турбулентности [3].

На поле скорости потока и завихренности в плоскости xOz , показанном на рис. 3, *c* ($Re_h \approx 739$), видно, что продольный размер области отрыва потока существенно меньше, чем на режимах $Re_h \leq 150$, соответствующих ламинарному течению в рециркуляционной области и началу перехода к турбулентности (см. рис. 3, *a, b*). Линия присоединения потока менее искривлена по трансверсальной координате и, в отличие от упомянутых режимов, продольный размер отрывной области при приближении к боковым стенкам канала несколько увеличивается. Количество и интенсивность продольных вихревых структур вблизи стенки возрастают вниз по потоку от области присоединения.

Статистическая обработка полученных с помощью техники PIV мгновенных пространственных полей скорости потока выполнялась с помощью стандартного Фурье преобразования и итерационного алгоритма с компенсацией смещения частиц. По результатам обработки были построены поля продольной компоненты скорости потока и вторых моментов пульсаций скорости $\langle u'v' \rangle$ и $\langle u'u' \rangle$.

Профили средней скорости потока в диапазоне изменения числа Рейнольдса $Re_h = 93 \dots 1060$, охватывающем различные этапы перехода от ламинарного к турбулентному режиму течения в канале, показаны на рис. 4. Из рисунка видно, что область отрыва потока уменьшается с $X_R \approx 10 \dots 15h$ (при $Re_h \leq 150$) до $7,5 \dots 8h$ (при $Re_h > 150$), что согласуется с результатами прямых измерений продольной компоненты вектора поверхностного трения [3]. Непосредственно за выступом в канале формируется зона с близким к равномерному профилю скорости. Поперечный размер этой зоны с увеличением числа Рейнольдса несколько возрастает, что обусловлено, по-видимому, уменьшением толщины пограничного слоя на верхней стенке канала и поперечных размеров слоя смешения вблизи выступа. С удалением от выступа эта зона размывается, а максимум средней скорости потока смещается в сторону верхней стенки канала.

Особенности эволюции вторых моментов поля скорости представлены на рис. 5 и 6. Корреляции $\langle u'u' \rangle$, начиная с $Re_h = 150$, заметно возрастают (см. рис. 5), причем максимум значений $\langle u'u' \rangle$ располагается в пределах рециркуляционной области выше точки присоединения потока. Локальный максимум (по координате y) вблизи выступа наблюдается на расстоянии от стенки, примерно в $1,5 \dots 1,8$ раза превышающем высоту выступа. С удалением от выступа характер поведения локального максимума $\langle u'u' \rangle$ зависит от числа Рейнольдса: при $Re_h < 230$ с увеличением расстояния от выступа он плавно приближается к стенке во всей области измерений, а начиная с $Re_h \approx 700$ сначала приближается к стенке (приблизительно до области присоединения потока), затем удаляется от нее. Поведение локального максимума $\langle u'u' \rangle$ по продольной координате при $Re_h \geq 700$ согласуется с соответствующими данными для турбулентного отрыва потока за обратным уступом [7, 26].

В распределениях моментов $\langle u'v' \rangle$ по поперечной координате (см. рис. 6) в основном сохраняются отмеченные выше закономерности, характерные для профилей $\langle u'u' \rangle$.

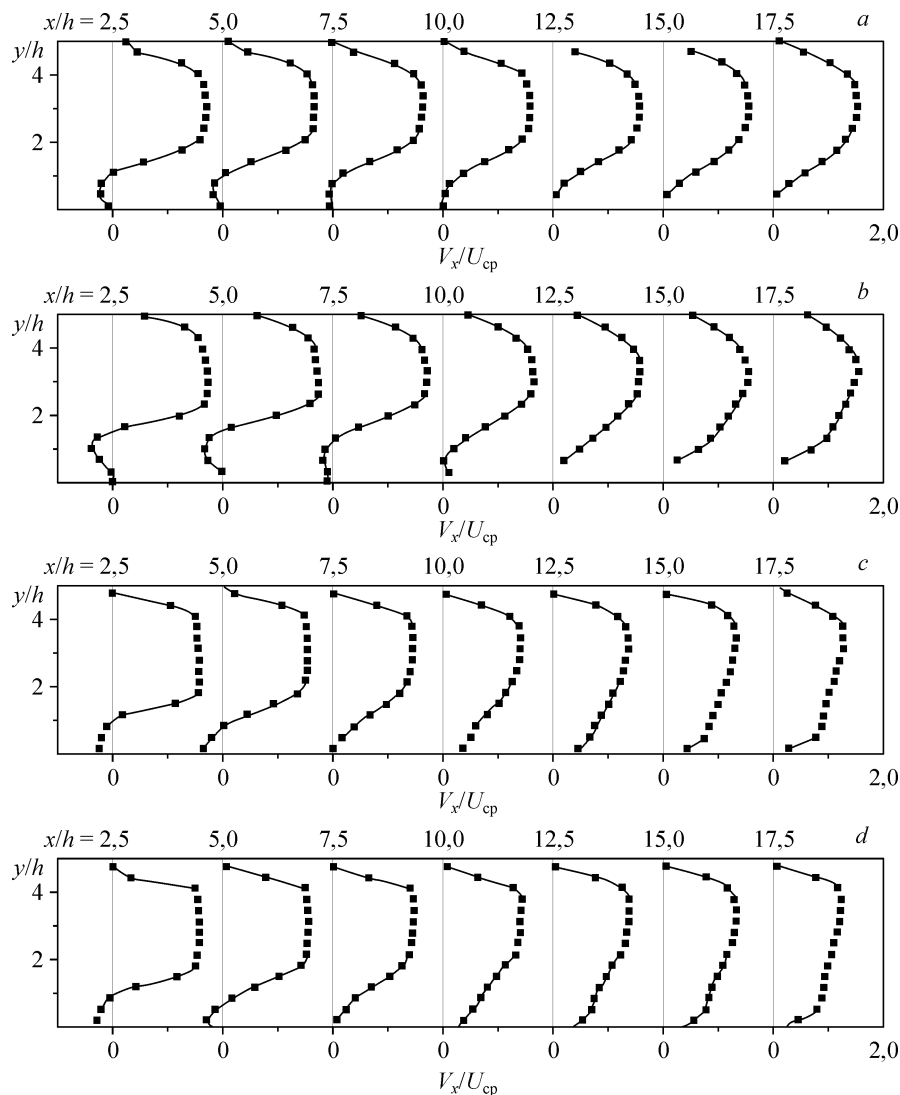


Рис. 4. Профили осредненной продольной скорости в плоскости xOy .
 $Re_h = 93$ (a), 150 (b), 739 (c), 1060 (d).

Следует отметить, что при $Re_h = 1060$ в области релаксации наблюдается тенденция к появлению двух локальных максимумов в поперечных профилях корреляций $\langle u'v' \rangle$ и $\langle u'u' \rangle$. Аналогичный результат получен в работе [27], а авторы [26] положение одного из этих максимумов связывают со слоем смешения, являющимся генератором турбулентных пульсаций, а второго — с границей основного рециркуляционного вихря.

Ненулевые значения $\langle u'v' \rangle$ и $\langle u'u' \rangle$ при $Re_h = 93$ обусловлены, по-видимому, низкочастотными колебаниями скорости потока в отрывной области при малых числах Рейнольдса, а также влиянием продольных вихревых структур, формируемых в области присоединения потока, что было отмечено при анализе результатов дымовой визуализации течения [3].

Зависимость изменения наибольших (по поперечному сечению) значений $\langle u'v' \rangle$ по продольной координате в исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса представлена на рис. 7. Как видно из рисунка, при $Re_h = 93$ величина $\langle u'v' \rangle$ слабо изменяется

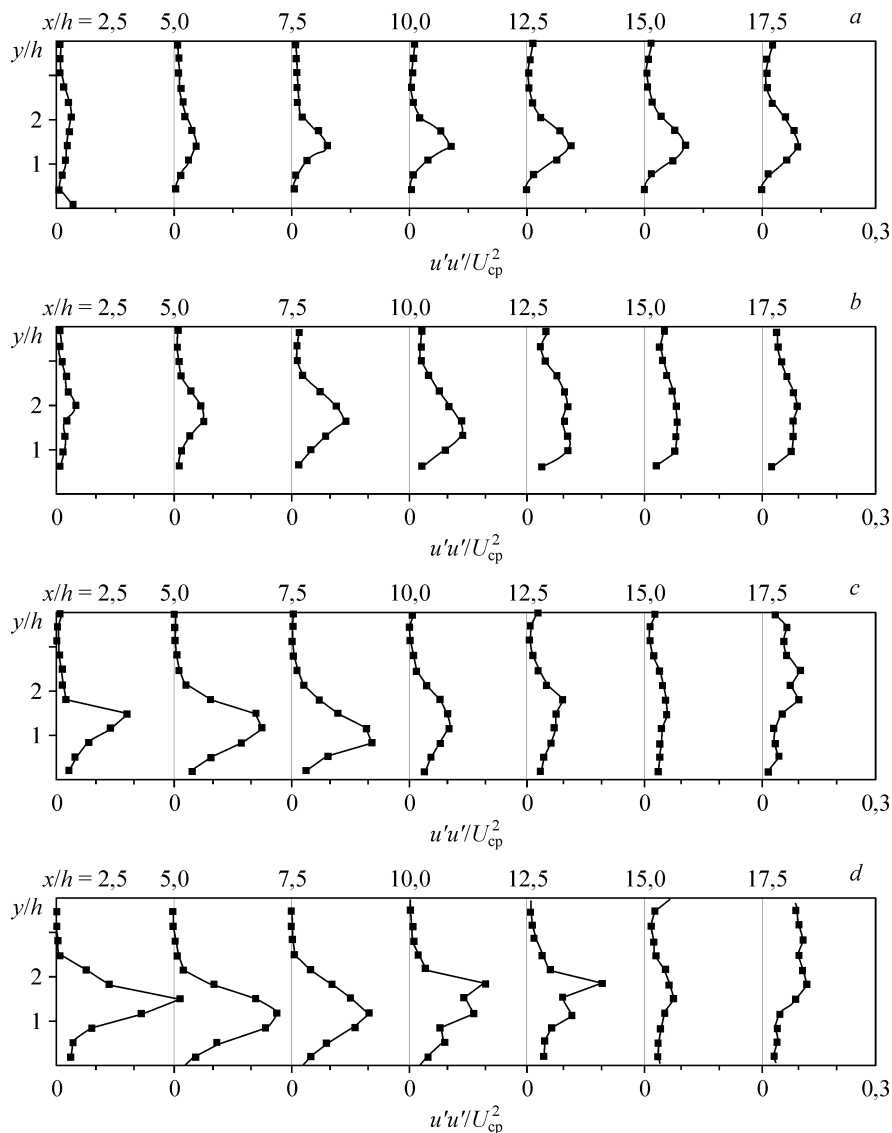


Рис. 5. Профили корреляций $\langle u'u' \rangle$ в плоскости xOy . Обозначения те же, что и на рис. 4.

с увеличением расстояния от выступа, а уровень ее максимальных значений существенно ниже, чем на других режимах. При $Re_h = 150$ имеет место один, а при $Re_h \geq 230$ — два максимума значений $\langle u'u' \rangle$ по длине отрывной области. При $Re_h = 150$, т. е. для режима течения, при котором начинает развиваться неустойчивость в слое смешения, сопровождающаяся формированием крупных вихрей на некотором расстоянии от выступа, значение этого максимума примерно в 1,8...2,2 раза ниже, чем при более высоких числах Рейнольдса. С увеличением числа Рейнольдса ближний к выступу максимум смещается в сторону выступа. Положение этого максимума соответствует, по-видимому, зоне начала формирования крупномасштабного вихря в слое смешения, которая, как видно из полей завихренности (см. рис. 2) и данных дымовой визуализации [3], также смещается в сторону выступа. Второй максимум располагается несколько выше точки присоединения

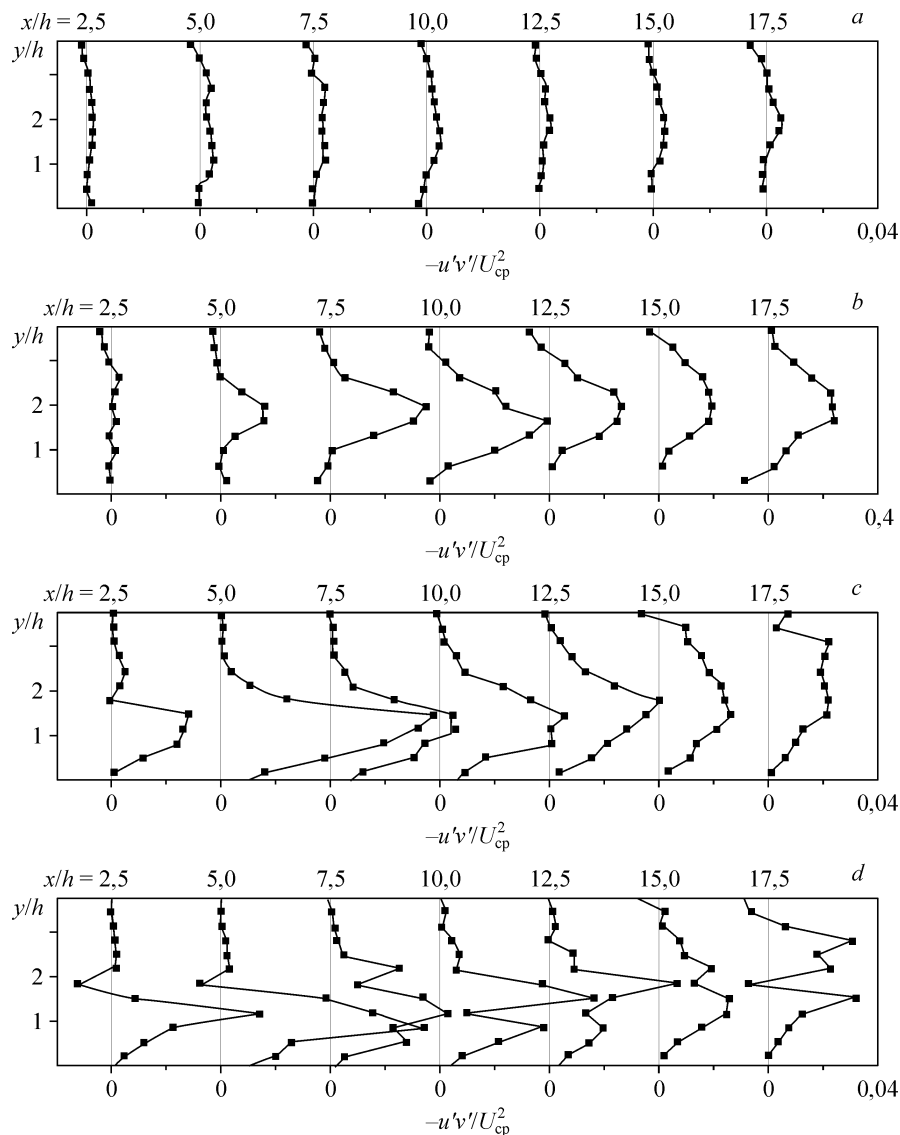


Рис. 6. Профили корреляций $\langle u'v' \rangle$ в плоскости x_0y . Обозначения те же, что и на рис. 4.

потока и связан, по-видимому, с процессом взаимодействия крупномасштабных вихревых структур со стенкой [7, 11, 12, 26].

Распределение наибольших значений корреляций $\langle u'u' \rangle$ по длине отрывной области показано на рис. 8. Обращает на себя внимание тот факт, что при $Re_h = 93$ максимум этих значений расположен несколько ниже точки присоединения, что, по-видимому, является следствием формирования в области присоединения продольных вихревых структур [3]. С увеличением числа Рейнольдса положение максимума $\langle u'u' \rangle$ смещается вверх по потоку и при $Re_h \geq 150$ располагается уже выше точки присоединения. Отметим, что при $Re_h = 150$ положение максимумов $\langle u'u' \rangle$ и $\langle u'v' \rangle$ приблизительно совпадают. Как и в распределении $\langle u'v' \rangle$, для $Re_h > 150$ наблюдается тенденция к появлению двух максимумов $\langle u'u' \rangle$ по длине отрывной области, причем расстояние от выступа до ближнего к нему максимума $\langle u'u' \rangle$ при этом также уменьшается. Появление этого максимума $\langle u'u' \rangle$ авторы склонны

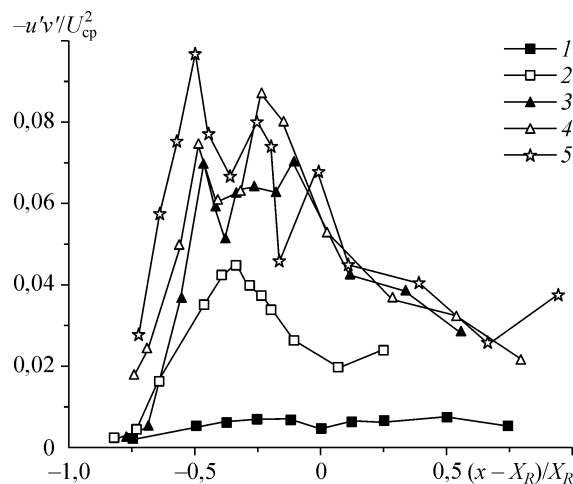


Рис. 7. Положение максимумов корреляций $\langle u'v' \rangle$ относительно точки присоединения в плоскости симметрии канала.
 $Re_h = 93$ (1), 150 (2), 230 (3), 460 (4), 739 (5).

связывать с периодическим уносом вниз по потоку крупномасштабного вихря, формирующегося в сдвиговом слое на некотором расстоянии от выступа [3].

Отметим, что при $Re_h \geq 740$ уровень наибольших по длине отрывной области значений $\langle u'u' \rangle$ хорошо согласуется с данными работы [12], полученными при развитом турбулентном течении в прямоугольном канале с ребрами, периодически расположенными на его верхней и нижней стенках.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные исследования, выполненные с использованием техники PIV, позволили установить некоторые особенности эволюции структуры потока и статистических характеристик течения за выступом в канале в условиях ламинарно-турбулентного перехода. Показано, что при достижении некоторого критического значения числа Рейнольдса, равного $Re_h \approx 150$, в слое смешения за выступом на расстоянии приблизительно $6h$ вниз по потоку формируется крупномасштабная

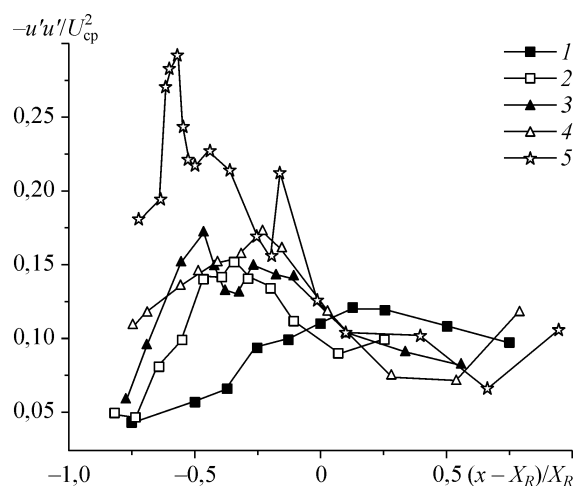


Рис. 8. Положение максимумов корреляций $\langle u'u' \rangle$ относительно точки присоединения в плоскости симметрии канала. Обозначения те же, что и на рис. 7.

вихревая структура, которая затем сносится в направлении основного течения. Области формирования вихря соответствуют максимумы вторых моментов пульсаций скорости потока, уровень которых на этом режиме в 1,5...2 раза ниже, чем для турбулентного отрыва потока за выступом. Причем повышенный уровень корреляций $\langle u'v' \rangle$ связан с образованием вихря, а максимум моментов $\langle u'u' \rangle$ — с периодическим уносом этого вихря в направлении основного потока.

С увеличением числа Рейнольдса количество и интенсивность формируемых в слое смещения вихревых структур возрастают, а сами крупные вихри состоят из некоторого количества более мелких вихревых образований. Зона формирования ближнего к выступу крупномасштабного вихря и, соответственно, максимумы вторых моментов пульсаций скорости $\langle u'u' \rangle$ и $\langle u'v' \rangle$ смещаются в сторону выступа, а их уровень возрастает. При $Re_h \geq 230$ выше точки присоединения потока появляются вторые максимумы величин $\langle u'u' \rangle$ и $\langle u'v' \rangle$, положение и уровень которых характерны для турбулентного отрывного течения. Эти максимумы связаны, по-видимому, со взаимодействием крупномасштабных вихрей слоя смещения со стенкой канала.

Поле течения за выступом носит существенно трехмерный характер и характеризуется образованием в области соединения выступа с боковыми стенками канала интенсивных угловых вихрей, имеющих место и при $Re_h < 150$, т. е. при полностью ламинарном режиме течения в отрывной области. В диапазоне чисел Рейнольдса, соответствующих началу потери устойчивости и переходу к турбулентному режиму течения, за выступом вблизи стенки формируются продольные вихревые структуры, ориентированные преимущественно в направлении от плоскости симметрии канала к его боковым стенкам.

Представленная информация дополняет полученные авторами ранее результаты дымовой визуализации и термоанемометрических измерений параметров потока за выступом [3].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Леонтьев А.И., Гортышов Ю.Ф., Олимпиев В.В., Попов И.А. Эффективные интенсификаторы теплоотдачи для ламинарных (турбулентных) потоков в каналах энергоустановок // Известия АН. Энергетика. 2005. № 1. С. 75–90.
2. Назмеев Ю.Г. Теплообмен при ламинарном течении жидкости в дискретно-шероховатых каналах. М.: Энергоатомиздат, 1998. 376 с.
3. Молочников В.М., Михеев Н.И., Паерелий А.А., Хайриасов К.Р. Отрыв потока за выступом в канале при ламинарном режиме течения // Теплофизика и аэромеханика. 2008. Т. 15, № 4. С. 611–621.
4. Tani J., Iuchi M., Komodo M. Experimental investigation of flow separation associated with a step or grooves. Aeronautical Research Institute, University of Tokio. Report 1961. No. 364.
5. Голдстин, Эриксен, Олсон, Эккерт. Отрыв ламинарного пограничного слоя, повторное присоединение и перестройка режима течения при обтекании уступа // Теоретические основы инженерных расчетов. 1970. № 4. С. 56.
6. Ким Дж., Клайн С.Дж., Джонстон Дж.П. Исследование присоединения турбулентного сдвигового слоя: обтекание обратного уступа // Теоретические основы инженерных расчетов. 1980. Т. 102. № 3. С. 124–132.
7. Итон Дж.К., Джонстон Дж.П. Обзор исследований дозвуковых турбулентных присоединяющихся течений // Ракетная техника и космонавтика. 1981. Т. 19. № 10. С. 7–19.
8. Шляжас Р.Б. Турбулентный перенос импульса и тепла в пограничном слое за препятствием: Дис. ... канд. тех. наук. Каунас, 1984. 139 с.
9. Troutt T.R., Scheelke B., Norman T.R. Organized structures in a reattaching separated flow field // J. Fluid Mech. 1984. Vol. 143. P. 413–427.
10. Chandrsuda C., Bradshaw P. Turbulence structure of a reattaching mixing layer // J. Fluid Mech. 1981. Vol. 110. P. 413–427.
11. Bradshaw P., Wong F.Y.F. The reattachment and relaxation of a turbulent shear layer // J. Fluid Mech. 1972. Vol. 52, Pt. 1. P. 113–135.

12. **Liou T.M., Wu Y.Y., Chang Y.** LDV measurements of periodic fully developed main and secondary flows in a channel with rib-distributed walls // *J. Fluid Engng.* 1993. Vol. 115. P. 109–114.
13. **Sutton E.P., Evans G.P., McGuinness M.D., Svehla K.M.** Influence of wall vibrations on a flow with boundary-layer separation at a convex edge // *Unsteady Turbulent Shear Flows: Proc. Symp.* Toulouse, France, May 5-8, 1981. Berlin, Springer-Verlag, 1981. P. 285–293.
14. **Castro I.P., Bradshaw P.** The turbulence structure of a highly curved mixing layer // *J. Fluid Mech.* 1976. Vol. 73, Pt. 2. P. 265–304.
15. **Gillis J.C., Johnston J.P.** Experiments on the turbulent boundary layer over convex walls and its recovery to flat-wall conditions // *Proc. of the II Symp. on Turbulent shear flows*, London, 1979. P. 61–65.
16. **Okamoto S., Seo S., Nakaso K., Kawai I.** Turbulent shear flow and heat transfer over the repeated two-dimensional square ribs on ground plane // *J. Fluid Engng.* 1993. Vol. 115. P. 631–637.
17. **Козлов А.П., Михеев Н.И., Молочников В.М., Давлетшин И.А.** Процессы переноса импульса и теплоты в пристенных турбулентных течениях // *Тр. 3-й Рос. нац. конф. по теплообмену*. Москва, 21-25 октября 2002 г. М.: Изд. МЭИ. Т. 2. С. 174–177.
18. **Miheev N.I., Molochnikov V.M., Davletshin I.A., Zanko P.S.** Experimental investigation of interaction of hydrodynamic and heat parameters in turbulent separated flows // *Proc. 4th Inter. Symp. Turbulence, Heat and Mass Transfer*. Antalya, Turkey, 12-17 Oct., 2003. New York. 2003. P. 269–276.
19. **Чжен П.** Отрывные течения. Т. 1. М.: Мир, 1972. 300 с.
20. **Ward J.M.** The behaviour and effects of laminar separation bubbles on airfoils in incompressible flow // *J. Royal Aeronaut. Soc.* 1963. Vol. 67. P. 783–790.
21. **Мюллер Т.Д., Бэйтилл С.М.** Экспериментальные исследования отрыва потока на крыловых профилях при низких числах Рейнольдса // *Ракетная техника и космонавтика*. 1982. Т. 20. № 5. С. 11–19.
22. **O'Meara M.M., Mueller T.J.** Laminar separation bubble characteristics on an airfoil at low Reynolds numbers // *AIAA J.* 1987. Vol. 25, No. 8. P. 1033–1041.
23. **Azad R.S., Doell B.** Behaviour of separation bubble with different roughness elements at the leading edge of a flat plate // *Structure of Turbulence and Drag Reduction* / Ed. A. Cyr. Berlin. Springer-Verlag, 1990. P. 85–92.
24. **McChee R.J., Jones G.S., Jouty R.** Performance characteristics from windtunnel tests of a low-Reynolds-number airfoil // *AIAA Paper No. 88-0607*. 1988.
25. **Бойко А.В., Грек Г.Р., Довгаль А.В., Козлов В.В.** Возникновение турбулентности в пристенных течениях. Новосибирск: Наука. Сиб. предприятие РАН. 1999. 328 с.
26. **Комаров П.Л., Поляков А.Ф.** Исследование характеристик турбулентности и теплообмена за обратным уступом в щелевом канале / *Препринт ИВТАН № 2-396*. М. 1996. 70 с.
27. **Синха С.Х., Гупта А.К., Оберай М.М.** Ламинарное отрывное обтекание уступов и каверн. Ч. I. Течение за уступом // *Ракетная техника и космонавтика*. 1981. Т. 19, № 12. С. 33–37.
28. **Ахматбеков Е.К., Бильский А.В., Маркович Д.М., Маслов А.А., Поливанов П.А., Цырюльников И.С., Ярославцев М.И.** Применение лазерного измерительного комплекса “ПОЛИС” для измерения полей скоростей в сверхзвуковом потоке в аэродинамических трубах // *Теплофизика и аэромеханика*. 2008. Т. 16, № 3. С. 343–352.
29. **Raffel M., Willert C.E., Wereley S.T., Kompenhaus J.** Particle image velocimetry. A practical guide. Berlin, Springer, 2007. 253 p.
30. **Terekhov V.I., Yarygina N.I., Zhdanov R.F.** Heat transfer in turbulent separated flows in the presence of high free-stream turbulence // *Inter. J. Heat Mass Transfer*. 2003. Vol. 46, No. 23. P. 4535–4551.

Статья поступила в редакцию 26 ноября 2009 г.