

Российская академия наук  
Отделение проблем машиностроения,  
механики и процессов управления  
Уральское отделение  
Высшая аттестационная комиссия  
Российской Федерации  
Межрегиональный совет по науке и технологиям

НАУКА И ТЕХНОЛОГИИ  
Серия  
ИТОГИ ДИССЕРТАЦИОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Труды XXIII Российской школы

Москва  
2003

УДК 629.113.01

В сборник трудов включены работы, представленные на XXIII Российскую школу по проблемам науки и технологий (24-26 июня 2003 года, г. Миасс).

Авторы настоящих статей приводят результаты выполненных диссертационных исследований в области проектирования и испытаний сложных технических систем, аэрогидродинамики и тепломассообмена, динамики и прочности, технологии производства и управления.

#### Редакционная коллегия

Анфилов В.Н., Васильев В.В., Верзакова Г.А. (ответственный секретарь), Вяткин Г.П., Григориади В.С., Гришай Б.Н., Гуревич С.Ю., Дегтярь В.Г., Ершов Н.П. (главный редактор), Ершов П.Н. (заместитель главного редактора), Корман В.Х., Лашманов Г.П., Немировский Ю.В., Панов В.В., Соколовский М.И., Стружанов В.В., Телегин А.И., Уфимцев С.А.

Ответственные за выпуск  
Верзакова Г.А., Ершов П.Н.

#### Адрес редакции

456304, г. Миасс Челябинской обл., ул. Калинина, 37,  
Межрегиональный совет по науке и технологиям,  
тел. (35-135) 2-07-16

Ф.С. Занько, Н.И. Михеев

Отдел энергетики КазНЦ РАН (г. Казань)

## СТРУКТУРА ПОЛЕЙ ТРЕНИЯ И СКОРОСТИ В ТУРБУЛЕНТНОМ ОТРЫВНОМ ТЕЧЕНИИ ЗА ОБРАТНЫМ УСТУПОМ

Турбулентное отрывное течение за обратным уступом традиционно является тестовой задачей для апробирования численных методов расчета сложных турбулентных потоков. Такая конфигурация течения нередко встречается и в инженерной практике: в ядерных реакторах, газовых турбинах, камерах сгорания, электронной аппаратуре и других технических устройствах. Несмотря на свою относительную простоту (наличие одной фиксированной точки отрыва) это течение считается чрезвычайно сложным физическим феноменом, многие черты которого до сих пор не получили должного объяснения.

Аппарат статистических характеристик вообще и корреляционные характеристики в частности являются ценным инструментом научного описания гидродинамических явлений. Среди достоинств статистического метода как особого математического языка можно выделить его универсальность и сравнительную простоту. В то же время описание турбулентности, существенно не случайного процесса, только с помощью статистических характеристик будет весьма ограниченным. Для более глубокого проникновения в структуру турбулентного потока необходимы более "тонкие" методы, например техника условного усреднения, техника VITA, вейвлет-анализ и т.п.

Целью настоящей работы было получение новых экспериментальных данных о структуре турбулентного отрывного течения за обратным уступом и их анализ с помощью аппарата корреляционных функций и техники условного усреднения.

Эксперименты проводились в аэродинамической трубе разомкнутого типа. Рабочий участок имел прямоугольное поперечное сечение  $0,1 \times 0,13 \text{ м}^2$ . Измерения проводились при двух режимах по скорости потока на входе в рабочий участок:  $U_\infty = 10,1; 17,2 \text{ м/с}$ . На стенках рабочего участка был развитый турбулентный пограничный слой. В качестве тела обтекания использовался выступ высотой  $h = 20 \text{ мм}$  со скругленной передней кромкой, который при принятой форме и геометрических размерах можно условно считать обращенным назад уступом. Уступ устанавливался на стенке рабочего участка и занимал всю ширину канала. Число Рейнольдса, вычисленное по высоте уступа и средней скорости у кромки уступа составляло  $Re_h = U_0 h / \nu = 1,7 \times 10^4$  и  $2,9 \times 10^4$ .

---

\* Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 02-02-16719, 03-02-16867); ФЦП "Интеграция" (проекты Б0020+Б0019) и программы "Студенты, аспиранты и молодые ученые - малому наукоемкому бизнесу "Ползуновские гранты" (12-2.35).

Для измерения полей скорости и трения применялись обычный термоанемометрический односточный датчик скорости и шестисточный датчик мгновенного вектора поверхностного трения [1], разработанный в Лаборатории гидродинамики и теплообмена (КазНЦ РАН - КГТУ им.А.Н.Туполева). Для измерения пространственно-временных корреляционных функций поверхностного трения и скорости в потоке использовались одновременно оба этих датчика, расположенные в одном сечении один над другим. Расстояние между датчиками изменялось путем перемещения датчика скорости в вертикальном направлении. Изменение продольной координаты измерительной точки осуществлялось путем перемещения обратного уступа относительно рабочего участка.

Длина рециркуляционной зоны может быть оценена по изменению вероятности обратного течения  $\gamma$  (рис.1). Координаты средней точки присоединения для  $U_\infty=17,2$  и  $10,1$  м/с оказались очень близкими:  $4,7$  и  $5,1h$ , соответственно. Это вполне объяснимо, так как известно, что при больших числах Рейнольдса длина области рециркуляции не зависит от числа Рейнольдса. Как видно из рисунка, длина зоны присоединения (зоны, в которой  $0,1 \leq \gamma \leq 0,9$ ) составляет около  $3h$ . Область относительно стационарного возвратного течения ( $\gamma > 0,8$ ) имеет протяженность  $x \approx 2h$ . Координата средней точки вторичного отрыва возвратного течения ( $\gamma=0,5$ ) получилась равной  $1,1h$ . Полученные результаты соответствуют известным данным [2].

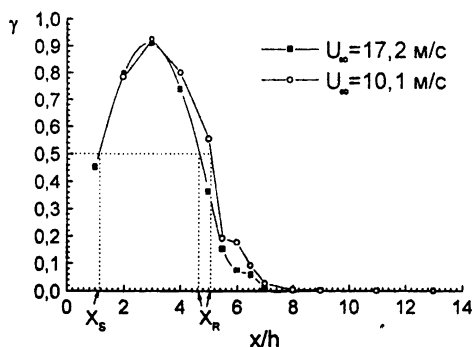


Рис.1. Изменение вероятности обратного течения  $\gamma$  по длине отрывной зоны

Общеизвестно, что информация о средних характеристиках скорости в областях отрыва и присоединения потока, полученная с помощью односточного термоанемометрического датчика не может считаться достоверной. Для проведения точных количественных измерений необходимо применять другую измерительную технику, например импульсный анемометр или лазерный доплеровский анемометр [3, 4]. Тем не менее, измерения в присоединившемся сдвиговом слое (в области, где нет возвратных токов), а также в оторвавшемся слое смещения (на участке, где искривление линий тока невелико) и в неболь-

шой области рециркуляционной зоны, где течение практически полностью возвратное, можно считать достоверными.

На рис.2 приведены профили продольной компоненты средней скорости  $U$  в различных сечениях за обратным уступом. Видно, что в области после присоединения в пристеночном пограничном слое имеет место ускоренное течение. В то же время, в ядре потока наблюдается уменьшение скорости от кромки уступа вплоть до области присоединения потока. После полного присоединения потока ( $\gamma=0$ ) скорость течения в ядре остается практически неизменной по координате  $x$ .

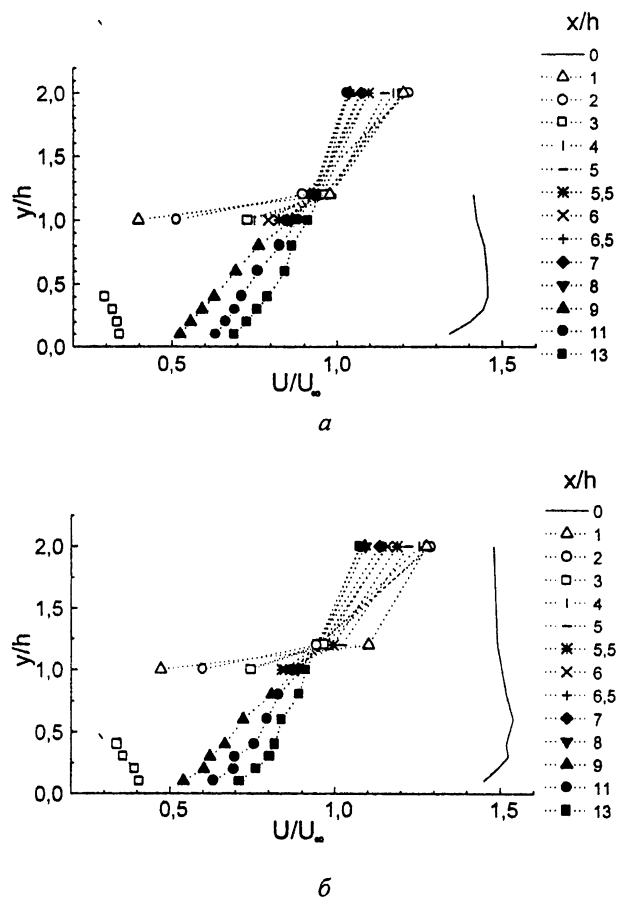


Рис.2. Профили продольной компоненты средней скорости: а -  $U_\infty=17,2$  м/с; б -  $U_\infty=10,1$  м/с

На рис.3 изображены профили продольных пульсаций скорости. Максимальное значение  $\sigma_x / U_\infty$  оказалось равным 0,22 для обоих режимов течения по скорости ( $U_\infty=10,1$  и  $17,2$  м/с). Для сравнения: диапазон этой величины, как указано в обзоре Итона и Джонсона [5], составляет  $0,1 \div 0,22$  для различных измерений за обратным уступом. Поперечная координата максимума  $\sigma_x / U_\infty$  в рециркуляционной зоне находится в области оторвавшегося сдвигового слоя  $y=(0,8 \div 1,2)h$ .

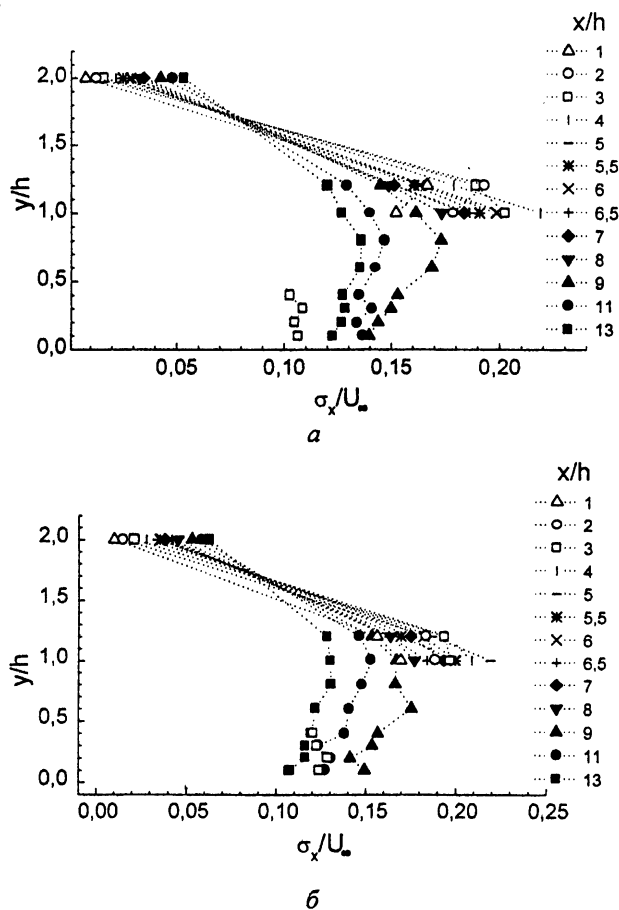


Рис.3. Профили продольных пульсаций скорости: а -  $U_\infty=17,2$  м/с; б -  $U_\infty=10,1$  м/с

Согласно данным Комарова и Полякова [3] в районе  $X_R=0,5$  появляется еще один максимум приблизительно в центре рециркуляционного вихря. По-видимому, он должен проявляться всегда, но совсем не обязательно, что это самый большой максимум, как это было в работе [3]. Так, измерения Шляжаса

[4], также проведенные с помощью лазерного анемометра, указывают на некоторую вспученность профиля продольных пульсаций скорости где-то в середине рециркуляционной зоны, но не на глобальный максимум. Соотношение величин максимумов, наверное, будет сильно зависеть от условий эксперимента. Как видно из рис.3, профили  $\sigma_x / U_\infty$  имеют определенную неравномерность в диапазоне  $y=0,1 \div 0,4h$ , которая, возможно, и говорит о повышенном уровне продольных пульсаций скорости в центре рециркуляционной области, но это не глобальный максимум.

После присоединения профиль пульсаций  $\sigma_x / U_\infty$  постепенно выравнивается. В пристеночных слоях течения пульсации скорости сначала растут, а потом начинают убывать. Максимум, соответствующий оторвавшемуся свободному слою смещения, “размазывается” по мере удаления от зоны присоединения вниз по течению.

В области невозмущенного потока ( $y=2h$ ) пульсации растут по всей длине зоны измерений. Это связано с развитием оторвавшегося сдвигового слоя, который, утолщаясь, начинает оказывать влияние на все более удаленные от стенки слои жидкости.

На рис.4 показаны величины максимумов ( $K$ ) пространственно-временных корреляционных функций (ПВКФ)  $R_{\tau_x U}(t_1, t_2)$  и их положение относительно нуля на временной оси ( $\Delta\tau_{\max}$ ) для случая присоединившегося сдвигового слоя ( $x=9...13h$ ) и в одном сечении рециркуляционной зоны ( $x=3h$ ). Отрицательная задержка по времени свидетельствует о том, что информация о возмущении в потоке сначала достигает датчика скорости и только потом - датчика трения. Величина максимума ПВКФ характеризует меру статистической связи продольной компоненты вектора трения на стенке с продольной компонентой скорости в потоке. Из рисунка следует, что величина задержки по времени с удалением от стенки сначала увеличивается в отрицательном направлении, а затем, уменьшаясь, достигает нуля и становится положительной по знаку. Величина максимума коэффициента корреляции ПВКФ убывает с ростом расстояния между датчиками.

Для настоящих условий эксперимента характерен большой (повидимому, из-за недостаточно большой статистики) разброс параметров ПВКФ. Считая, что корреляционные характеристики присоединившегося сдвигового слоя на значительном удалении от области присоединения изменяются незначительно от сечения к сечению, построим соответствующие функции, усреднив их по всем трем сечениям (рис.5). [На данном рисунке величина максимума коэффициента корреляции  $K$  приводится в виде числа  $K \cdot 100$ , располагаемого вблизи соответствующей точки графика.] В этом случае полученные зависимости приобретают более правильный и закономерный характер.

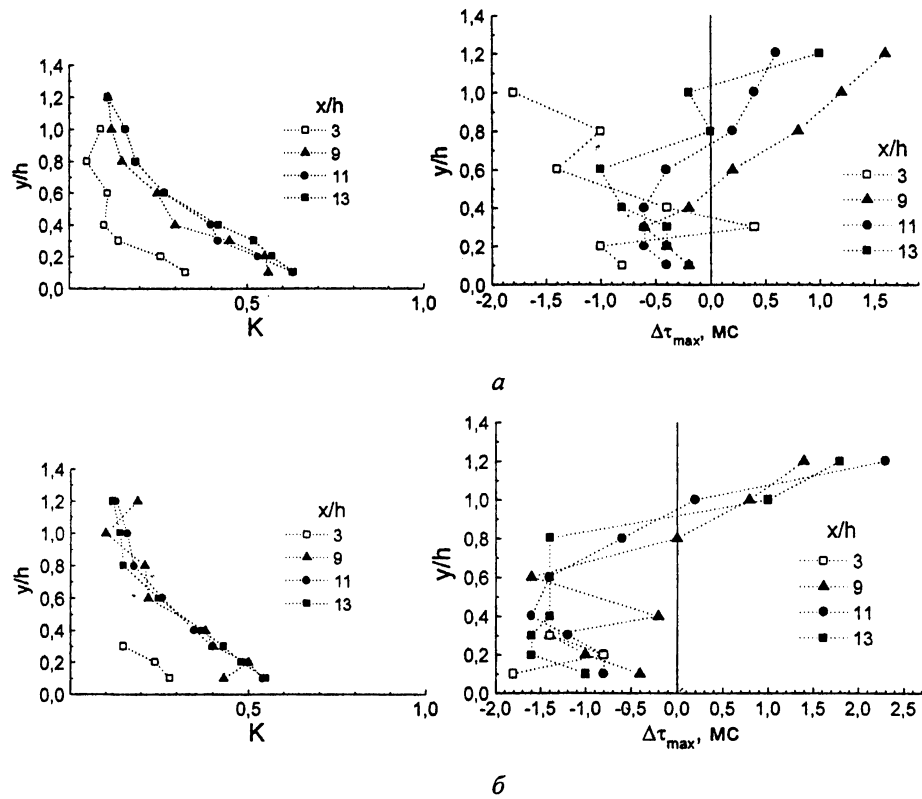


Рис.4. Величины максимумов ( $K$ ) пространственно-временных корреляционных функций  $R_{\tau,U}(t_1, t_2)$  и их положение относительно нуля на временной оси  $\Delta\tau_{\max}$  для случая присоединившегося сдвигового слоя ( $x=9\dots 13 h$ ) и зоны рециркуляции ( $x=3h$ ):  $a - U_{\infty}=17,2$  м/с;  $б - U_{\infty}=10,1$  м/с

Рассмотрим усредненные по трем сечениям присоединившегося сдвигового слоя характеристики ПВКФ (рис.5). Среднее время задержки  $\Delta\tau_{\max}$  (рассматриваются только отрицательные значения  $\Delta\tau_{\max}$ ), как видно из графика, уменьшается с ростом скорости  $U_{\infty}$ ; стало быть, вертикальная скорость передачи информации о возмущении будет, соответственно, увеличиваться.

Изменение *вертикальной конвективной скорости переноса информации о возмущении* в присоединившемся сдвиговом слое в зависимости от расстояния между датчиками показано на рис.6. Относительная конвективная скорость вертикального переноса информации о возмущении варьировалась в пределах  $v_{\kappa}^y/U_{\infty}=0,27\pm 0,74$  ( $U_{\infty}=10,1$  м/с) и  $v_{\kappa}^y/U_{\infty}=0,43\pm 0,88$  ( $U_{\infty}=17,2$  м/с).



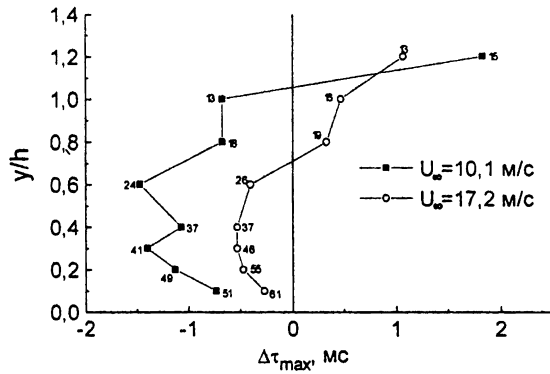


Рис.5. Усредненные величины максимумов пространственно-временных корреляционных функций  $R_{\tau_x U}(t_1, t_2)$  и их положение относительно нуля на временной оси  $\Delta\tau_{\max}$  для случая присоединившегося сдвигового слоя ( $x=9\dots 13h$ )

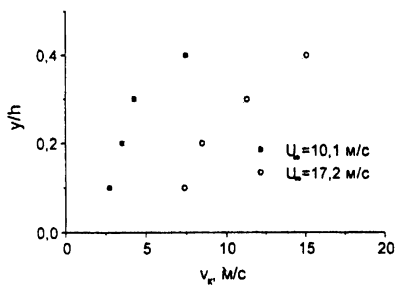


Рис.6. Изменение вертикальной конвективной скорости переноса информации о возмущении  $v_k^y$  по высоте в присоединившемся сдвиговом слое

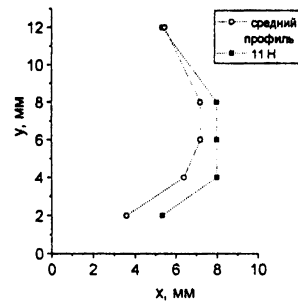


Рис.7. Линия фронта источников возмущений, достигающих стенки:  $y$  - расстояние от стенки;  $x$  - продольная координата относительно точки расположения датчика трения ( $U_\infty=17,2$  м/с)

Используя имеющиеся данные о времени, которое требуется возмущению, чтобы преодолеть расстояние между датчиками, и предполагая, что конвективная скорость переноса пульсаций скорости не зависит от высоты над стенкой и составляет  $0,8U_\infty$  (как в обычном турбулентном пограничном слое [6]), можно восстановить *линию фронта источников возмущений*, достигающих стенки, в пространстве. Координаты точки - источника возмущения можно

найти следующим образом. Координата  $x$  определяется как произведение времени задержки  $\Delta t_{\max}$  и конвективной скорости переноса пульсаций в продольном направлении ( $0,8U_{\infty}$ ); координата  $y$  соответствует высоте расположения датчика скорости над стенкой. Полученная линия источников возмущения в пространстве будет выглядеть как показано на рис.7. Фактически эта линия фиксирует местоположение источников возмущения в момент регистрации данного возмущения датчиком трения.

*Пространственные корреляционные функции* (по координате  $y$ ) для обоих режимов по скорости представлены на рис.8. Эти зависимости полезны тем, что с их помощью можно определить *вертикальный пристеночный линейный интегральный масштаб* некоторого характерного энергонесущего вихря. Заметим, что это статистическая характеристика и ее нельзя напрямую соотносить с каким-либо конкретным вихревым образованием в потоке. Рассчитанная по известной методике эта величина для присоединившегося сдвигового слоя оказалась равной  $(0,3 \div 0,4)h$  (для обоих режимов по скорости). В рециркуляционной зоне ( $x=3h$ ) вертикальный пристеночный линейный интегральный масштаб составил  $0,15h$  (для случая  $U_{\infty}=17,2$  м/с).

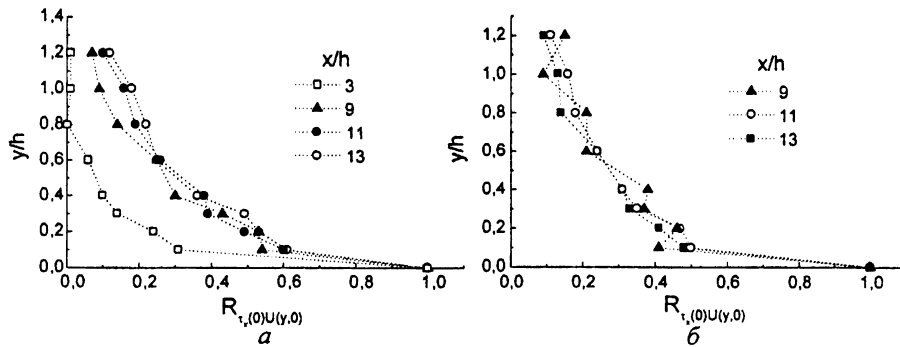


Рис.8. Пространственные корреляционные функции  $R_{\tau_x(0)U(y,0)}$  для случая присоединившегося сдвигового слоя ( $x=9...13h$ ) и зоны рециркуляции ( $x=3h$ ): а -  $U_{\infty}=17,2$  м/с; б -  $U_{\infty}=10,1$  м/с

*Пристеночный линейный интегральный масштаб в продольном направлении* в присоединившемся сдвиговом слое оценивался по автокорреляциям продольной компоненты трения в присоединившемся сдвиговом слое. Конвективная скорость продольного переноса пульсаций трения на стенке бралась равной  $0,8U_{\infty}$ . Оценки продольного пристеночного интегрального масштаба составили  $0,77 \div 0,8h$  (для  $U_{\infty}=17,2$  м/с).

Для оценки связи пульсаций продольной составляющей вектора поверхностного трения с профилем скорости в присоединившемся сдвиговом слое

были построены условно усредненные профили скорости (только для случая  $U_\infty=10,1$  м/с). Условия были выбраны в следующем виде:  $\langle U | \tau_x \geq \tau_x \rangle + \sigma_{\tau_x}$  и  $\langle U | \tau_x \leq \tau_x \rangle - \sigma_{\tau_x}$ . Сигналы по скорости и по трению относительно друг друга по времени не сдвигались. Полученные результаты показаны на рис.9 в виде относительного отклонения условно усредненного профиля скорости от собственно среднего. Указанное отклонение нормировалось по величине средней скорости и  $\sigma_x$ . На рис.9,а отчетливо видно, что пульсации трения на стенке статистически связаны с изменениями профиля скорости в присоединившемся сдвиговом слое вплоть до высоты  $y=1,2h$ . На высоте  $y=2h$  относительное отклонение условного профиля скорости  $\langle U | \tau_x \rangle / U$  мало. Однако, если в качестве нормирующей величины взять  $\sigma_x$  (рис.9,б), соответствующую данной высоте над стенкой, то отклонение условно усредненного профиля скорости от среднего даже на высоте  $y=2h$  может достигать значения  $0,2\sigma_x$  (достаточно существенного, если сравнивать с  $\sigma_x$  вблизи стенки).

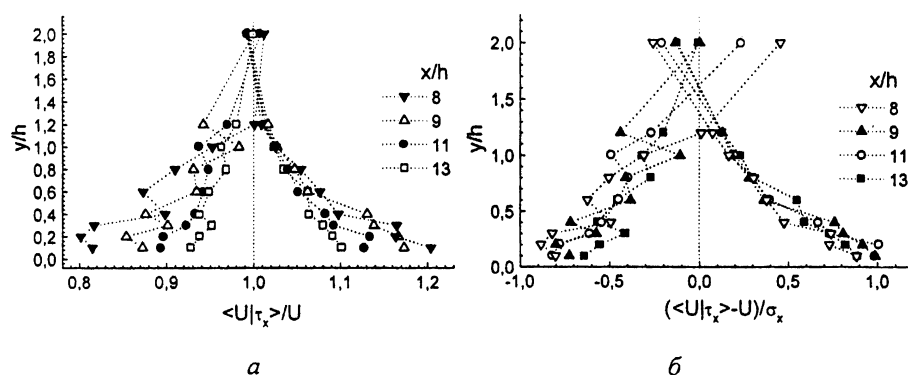


Рис.9. Условно усредненные профили скорости в присоединившемся сдвиговом слое ( $U_\infty=10,1$  м/с) по условиям  $\langle U | \tau_x \geq \tau_x \rangle + \sigma_{\tau_x}$  и  $\langle U | \tau_x \leq \tau_x \rangle - \sigma_{\tau_x}$ : а - нормированные по средней скорости  $U$ ; б - нормированные по интенсивности пульсаций скорости  $\sigma_x$

Очевидно, что в смысле статистической связи разных по высоте слоев жидкости в отрывной зоне друг с другом рециркуляционная область является таким же единым целым как и обычный турбулентный пограничный слой, т.е. разделение этого течения на зоны (рециркуляционный вихрь, оторвавшийся сдвиговой слой и т.д.) является достаточно условным. Условно усредненные профили скорости, изображенные на рис.9,б, отражают сравнительное влияние на мгновенный профиль скорости "внутренней" (не наложенной) нестационарности (всплески, пульсации всей отрывной области) по отношению к средней интенсивности турбулентности.

Развитие во времени ненормированного отклонения условно усредненного профиля скорости от среднего по условию  $\langle U | \tau_x \geq \langle \tau_x \rangle + \sigma_{\tau_x} \rangle$  показано на рис.10 ( $U_\infty=10,1$  м/с;  $x=11h$ ). Опять-таки, статистически наиболее тесно связанными с сильными пульсациями трения оказались наиболее близкие пристеночные слои жидкости. Однако, сначала возмущаются слои, расположенные на высоте  $0,3h$ . Лишь затем возмущение достигает своего максимума в непосредственной близости от стенки ( $y=0,1h$ ). Затем оно также быстро затухает сперва вблизи стенки, а далее и по всему профилю скорости, оставляя небольшой "след" на высоте  $y=0,6h$ .

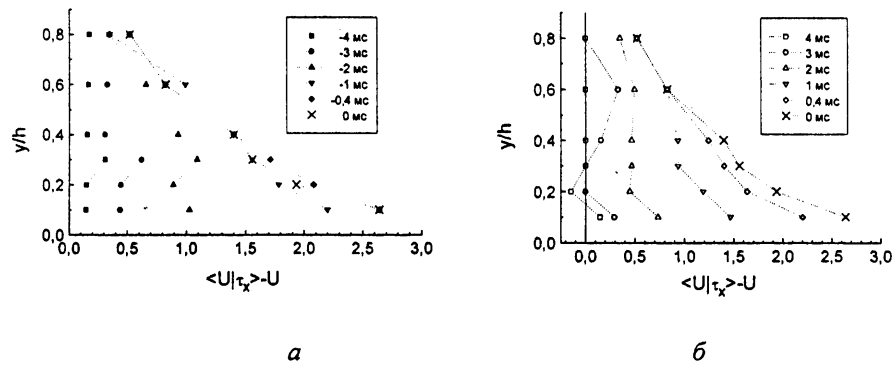


Рис.10. Развитие во времени ненормированного отклонения условно усредненного профиля скорости от среднего  $\langle U | \tau_x \rangle - U$  по условию  $\langle U | \tau_x \geq \langle \tau_x \rangle + \sigma_{\tau_x} \rangle$  ( $U_\infty=10,1$  м/с;  $x=11h$ )

## ВЫВОДЫ

1. Проведены измерения статистических характеристик скорости и поверхностного трения в турбулентном отрывном течении за обратным уступом. Выявлена взаимосвязь поля скоростей с поверхностным трением.
2. Получены корреляционные характеристики течения за обратным уступом. Оценены скорость передачи информации о возмущении в присоединившемся сдвиговом слое, а также линейные интегральные пристеночные масштабы характерных вихрей в следе за обратным уступом.
3. Показано, что в смысле статистической связи разных по высоте слоев жидкости в отрывной зоне друг с другом рециркуляционная область является таким же единым целым как и обычный турбулентный пограничный слой, т.е.

разделение этого течения на зоны (рециркуляционный вихрь, оторвавшийся сдвиговой слой и т.д.) является достаточно условным.

4. С помощью техники условного усреднения изучена реакция "мгновенного" (фактически - условно усредненного) профиля скорости присоединившегося сдвигового слоя на возмущение в виде мгновенного значения поверхностного трения, превышающего  $\langle \tau_x \rangle + \sigma_{\tau_x}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Козлов А.П., Михеев Н.И., Молочников В.М., Сайкин А.К. Термоанемометрические измерения поверхностного трения в отрывных течениях. – Казань, 1998. – 134 с.
2. Итон Д.К., Джине А., Эшдай Дж., Джонстон Дж. Р. Датчик направления течения у стенки, используемый при исследовании отрывных и присоединенных течений // Теоретические основы инженерных расчетов. – 1979, т. 101, № 3, с. 218-221.
3. Комаров П.Л., Поляков А.Ф. Исследование характеристик турбулентности и теплообмена за обратным уступом в щелевом канале – Препринт ИВ-ТАН № 2-396. – М.: ИВТАН, 1996. – 70 с.
4. Шляжас Р.Б. Турбулентный перенос импульса и тепла в пограничном слое за препятствием. – Дис. ... канд. техн. наук. – Каунас, 1984. – 139 с.
5. Итон Д.К., Джонстон Дж. П. Обзор исследований дозвуковых турбулентных присоединяющихся течений // Ракетная техника и космонавтика. – 1981. – т. 19, № 10, с. 7-19.
6. Brown G.L., Thomas A.S.W. Large structure in a turbulent boundary layer // Physics of Fluids, 1977, № 10, Vol. 20.