

Министерство общего и профессионального образования
Российской Федерации

КАЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ ИМ. А.Н.ТУПОЛЕВА

На правах рукописи

ЗАНЬКО Филипп Станиславович

УДК 532.526.4

**НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ
В ПРИСОЕДИНЯЮЩЕМСЯ ТУРБУЛЕНТНОМ
ТЕЧЕНИИ ЗА ОБРАТНЫМ УСТУПОМ**

Специальность: 01.02.05 – механика жидкости, газа и плазмы;

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Казань 1999

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
Условные обозначения	7
Глава I. Обзор исследований турбулентных присоединяющихся течений	9
1.1. Физическая картина турбулентного отрыва потока за обратным уступом.....	9
1.2. Характеристики присоединяющегося турбулентного пограничного слоя за обратным уступом.....	10
1.3. Релаксация турбулентного присоединяющегося пограничного слоя.....	18
1.4. Нестационарные процессы в течении за обратным уступом.....	24
Глава II. Экспериментальное оборудование и методика исследования	35
2.1. Описание экспериментальных установок.....	35
2.2. Методы и средства измерения.....	38
2.3. Оценка погрешности измерения.....	45
2.4. Методы обработки экспериментальных данных.....	49
2.5. Условия экспериментов и методика проведения исследований.....	51

Глава III. Результаты экспериментального исследования и их анализ.....	62
3.1. Геометрия отрывного течения.....	62
3.2. Средние и пульсационные характеристики скорости в турбулентном отрывном течении за обратным уступом.....	63
3.3. Статистические характеристики вектора поверхностного трения в турбулентном отрывном течении за обратным уступом.....	65
3.4. Спектральные характеристики компонент вектора поверхностного трения в турбулентном отрывном течении за обратным уступом.....	69
3.5. Корреляционные характеристики и взаимосвязь вектора поверхностного трения со скоростью в турбулентном отрывном течении за обратным уступом.....	72
3.6. Условно усредненные характеристики течения за обратным уступом.....	84
3.7. Физическая модель нестационарных процессов в области присоединения течения за обратным уступом.....	86
Заключение.....	92
Список литературы.....	94

ВВЕДЕНИЕ

Турбулентные отрывные течения уже давно привлекают к себе пристальное внимание исследователей ввиду их чрезвычайной практической важности. Действительно, течения такого рода имеют место в ядерных реакторах, газовых турбинах, электронной аппаратуре, теплоотдающих устройствах и т.д. Для различных инженерных приложений представляют интерес данные об условиях течения в области присоединения и о последующем развитии присоединившегося пограничного слоя. Присоединение потока может быть причиной существенного изменения локального коэффициента теплоотдачи, а также вызывать значительный рост суммарной теплоотдачи.

В проблеме повышения энергетической эффективности различных теплообменных устройств важное место занимает задача интенсификации теплообмена. При ее инженерных решениях на обтекаемые теплообменные поверхности часто наносят выступы различной конфигурации. Однако при использовании таких интенсификаторов теплообмена часто проявляется склонность энергоустановок к неустойчивой работе. Источником неустойчивости являются возмущения, генерируемые отрывным течением, образующимся при обтекании выступа.

В настоящее время не существует инженерных методов расчета отрывных течений, которые с достаточной точностью предсказывали бы все основные характеристики таких потоков. Имеющиеся в распоряжении специалистов численные методы расчета требуют для своего применения суперкомпьютеров.

Все эти задачи невысказано решить без понимания основных закономерностей гидромеханики турбулентного отрыва и присоединения потока.

Таким образом, проблема получения экспериментальной информации о характеристиках турбулентных отрывных течений имеет важное значение как для теоретической, так и прикладной гидромеханики.

Цель работы - экспериментально исследовать влияние нестационарных процессов, имеющих место в области присоединения потока на развитие присоединившегося пограничного слоя.

На защиту выносятся:

- спектральные характеристики вектора поверхностного трения в следе за обратным уступом;
- корреляционные характеристики течения за обратным уступом;
- данные по скорости передачи информации о возмущении в присоединившемся сдвиговом слое;
- данные по линейным интегральным пристеночным масштабам в следе за обратным уступом;
- концептуальная модель влияния нестационарных процессов в области присоединения течения на развитие присоединившегося сдвигового слоя.

Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на конференциях и семинарах в КазНЦ РАН, КГТУ им. А.Н.Туполева и КФМЭИ.

Автор имеет 8 научных трудов. Основные результаты диссертации опубликованы в 5 работах [4-8].

Все работы соискателя выполнены в соавторстве с А.П.Козловым и Н.И.Михеевым. Личный вклад соискателя в приведенные в диссертации результаты определяется следующим образом. Экспериментальные

данные, вынесенные на защиту, их анализ, а также концептуальная модель влияния нестационарных процессов в области присоединения течения на развитие присоединившегося сдвигового слоя полностью принадлежат автору.

Работа выполнена на кафедре спецдвигателей факультета ДЛА Казанского государственного технического университета (КАИ) им. А.Н.Туполева. Экспериментальные исследования проведены в совместной (Отдел энергетики КНЦ РАН - КГТУ им.А.Н.Туполева) лаборатории гидродинамики и теплообмена.

Автор высоко ценит свою принадлежность к научно-педагогической школе академика В.Е.Алемасова и выражает ему свою признательность за всестороннюю поддержку исследований по теме диссертации.

Автор выражает свою признательность Н.И.Михееву за научные консультации и обсуждение диссертационной работы, а также В.М.Молочникову за помощь в проведении измерений и анализе результатов.

Особо хотелось бы поблагодарить А.П.Козлова за научное руководство, обсуждение результатов диссертационной работы и неоценимую моральную поддержку.

Диссертация подготовлена при финансовой поддержке, оказанной Российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 97-02-16039 и № 96-15-96767) и Федеральной целевой программой “Интеграция” (проект №244).

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

- ν - вязкость среды, м²/с;
- h - высота уступа, мм;
- x - продольная координата, мм;
- y - вертикальная координата, мм;
- b - толщина слоя смешения, мм;
- δ_0 - толщина возмущаемого пограничного слоя, мм;
- v_k^x - средняя конвективная скорость переноса пульсаций поверхностного трения в продольном направлении, м/с;
- v_k^y - средняя конвективная скорость переноса пульсаций поверхностного трения в вертикальном направлении, м/с;
- U - средняя продольная компонента скорости, м/с;
- u - пульсационная компонента продольной составляющей скорости, м/с;
- $u_\tau = (\langle \tau_x \rangle / \rho)^{1/2}$ - динамическая скорость, м/с;
- $u^+ = u / u_\tau$;
- $y^+ = y u_\tau / \nu$
- U_∞ (или U_{REF}) - средняя скорость невозмущенного потока, м/с;
- U_0 - средняя скорость течения в сечении вблизи точки отрыва, м/с;
- $U_{sl} = 0,5U$ - средняя скорость в слое смешения - среднеарифметическое значение скорости на границах слоя смешения, м/с;
- St - число Струхала;
- $|\tau|$, τ_x , τ_z - модуль, продольная и поперечная компоненты мгновенного вектора поверхностного трения, Н/м²;
- $\langle c_{fmod} \rangle$, $\langle c_{fx} \rangle$, $\langle c_{fz} \rangle$ - осредненные по времени оценки коэффициента модуля, продольной и поперечной компонент вектора поверхностного трения;

σ_x (σ_u) - осредненная по времени оценка среднеквадратичного отклонения продольной компоненты скорости, м/с²;

$\sigma_{|\tau|}$, σ_{τ_x} , σ_{τ_z} - осредненные по времени оценки среднеквадратичного отклонения модуля, продольной и поперечной компоненты вектора поверхностного трения, Н/м²;

f - частота, Гц;

X_R - продольная координата средней точки присоединения потока, м;

X_R' - продольная координата мгновенной точки присоединения потока, м;

L - линейный интегральный масштаб, м;

γ - вероятность течения в направлении возвратного течения (в некоторых случаях таким же образом обозначалась перемежаемость);

E_{uu} - спектральная плотность пульсаций продольной компоненты скорости, м²/с²;

F(f) - функция спектральной плотности;

$\Delta\tau_{\max}$ - смещение максимума пространственно-временной корреляционной функции относительно нуля на временной оси, мс

H - формпараметр;

R - электрическое сопротивление, Ом.

Индексы:

нп - значение параметра в невозмущенном потоке;

$\langle \rangle$, $\bar{}$ - оператор усреднения.

ГЛАВА I. ОБЗОР ИССЛЕДОВАНИЙ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПРИСОЕДИНЯЮЩИХСЯ ТЕЧЕНИЙ

1.1. Физическая картина турбулентного отрыва потока за обратным уступом

Общепринята следующая схема турбулентного отрывного течения за обратным уступом (рис.1.1.) [36]. Пограничный слой после отрыва от угла уступа преобразуется в свободный оторвавшийся слой смешения, свойства и структура турбулентности которого, по мнению большинства исследователей, близки к свойствам и структуре турбулентности обычного плоского слоя смешения. Перед присоединением оторвавшегося потока линии тока значительно искривляются и массы жидкости ударяются о стенку. В результате процесса присоединения часть жидкости под действием положительного градиента давления попадает в зону рециркуляции, а другая часть сносится вниз по потоку. За областью присоединения потока вблизи стенки начинает нарастать новый пристенный пограничный слой. В зоне рециркуляции имеются два замкнутых контура рециркуляционного течения: ос-

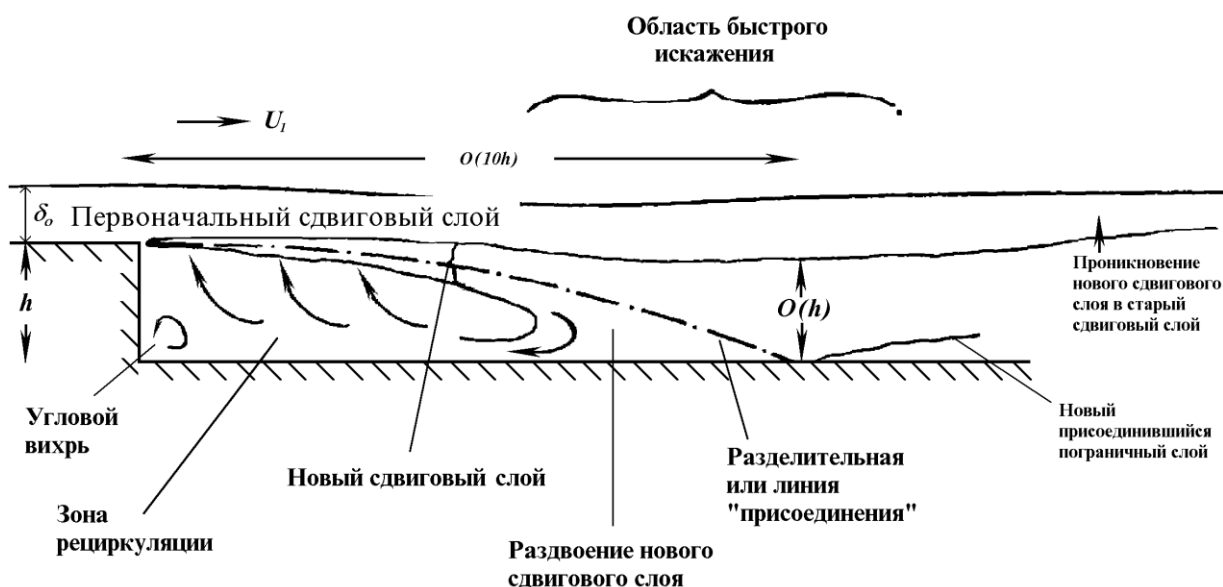


Рис.1.1. Общая схема турбулентного отрывного течения за обратным уступом [36]

новой контур, занимающий большую часть этой зоны, и угловой вихрь. Отметим, что рассмотренная схема отражает только усредненную картину течения и в ней не отражены нестационарные процессы, имеющие место при отрыве потока.

К сожалению, в настоящее время недостаточно данных о развитии (релаксации) присоединившегося турбулентного пограничного слоя в тече-

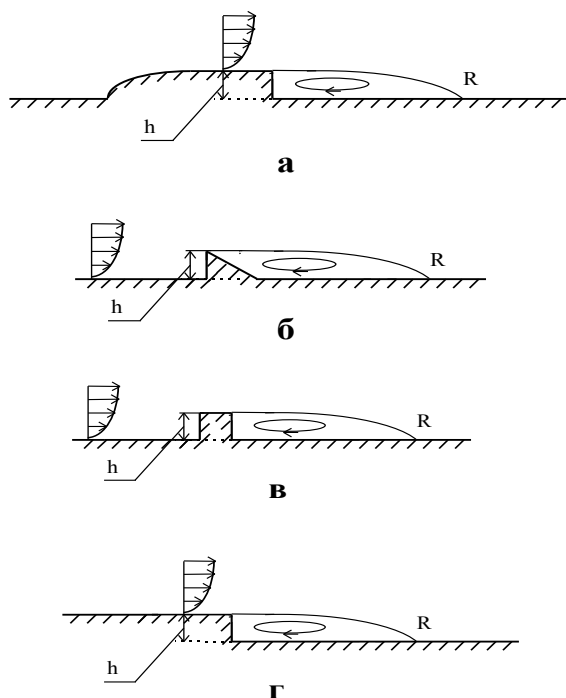


Рис.1.2. Различные конфигурации течений за препятствиями: а - [8], б - [52], в - [59], г - [58] слоя к стенке.

нии за обратным уступом. Поэтому для проведения сравнительного анализа многие исследователи пользуются данными экспериментов в родственных потоках, которые мы условно назовем течением за препятствием. Различные конфигурации течений за препятствиями приведены на рис.1.2. Во всех случаях имеют место фиксированная точка отрыва и присоединение оторвавшегося пограничного

1.2. Характеристики присоединяющегося турбулентного пограничного слоя за обратным уступом

При обтекании обратного уступа пристеночный пограничный слой отрывается и переходит в свободный слой смешения. Затем, при повторном присоединении потока происходит обратный переход слоя смешения в

пристеночный пограничный слой. Очевидно, что этот "новый" пристеночный слой нельзя считать обычным пограничным слоем, так как он развивается в условиях существенного влияния слоя смешения, а его характеристики зависят от процессов, происходящих в слое смешения. Рассмотрим некоторые характеристики турбулентного течения, которые обычно используются для описания структуры присоединяющегося пограничного слоя.

Переменяемость

Переменяемость характеризует структуру внешней части пограничного слоя, определяемую, в основном, крупными вихрями. На рис.1.3 показаны профили переменяемости (γ) для присоединившегося потока за обратным уступом. Там же

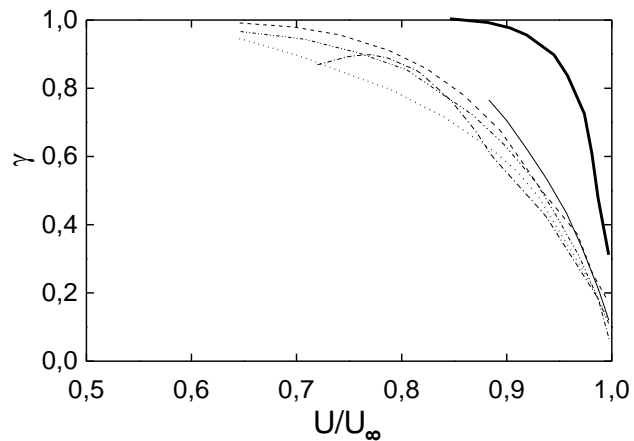


Рис.1.3. Профили переменяемости γ для различных случаев турбулентного течения: —, пограничный слой [36]; , слой смешения [36]; —, $x/h=30$ [36]; —, $x/h=12,325$ [38]; —, $x/h=13$ [12]; , $x/h=8,55$ [12]

для сравнения приведены данные и для других случаев турбулентного течения: обычный турбулентный пограничный слой и слой смешения. Видно, что профили γ в течении за обратным уступом занимают промежуточное положение между профилями γ для свободного слоя смешения и обычного пограничного слоя. С увеличением расстояния от уступа эти профили приближаются к профилям обычного турбулентного пограничного слоя.

На рис.1.4 показаны две осциллограммы $d(uv)/dt$ [12], полученные в области присоединившегося сдвигового слоя вблизи точки присоединения. Авторы работы [12] приводят следующий анализ этих осциллограмм. “...В сигнале при $y/\delta=0,12$ различимы две структуры, которые соответствуют, по-видимому, двум различным турбулентным течениям (измеренное значение γ близко к единице). Наибольшие выбросы имеют одинаковую структуру с натекающим сдвиговым слоем; структура же малых выбросов близка к структуре, наблюдаемой в обычном погра-

ничном слое. Структура этих сигналов (чередование двух различных форм турбулентности) резко отличается от структуры перемежаемости для обычного пограничного слоя, которая характеризуется чередованием турбулентных и нетурбулентных областей течения. Этим может объясняться быстрое затухание

корреляции $-\overline{uv}$ и других осредненных по времени величин, характеризующих интенсивность турбулентности ниже по потоку от зоны присоединения, так как в результате процесса осреднения по времени характеристики, соответствующие свободному сдвиговому слою и пограничному слою на стенке, выравниваются”.

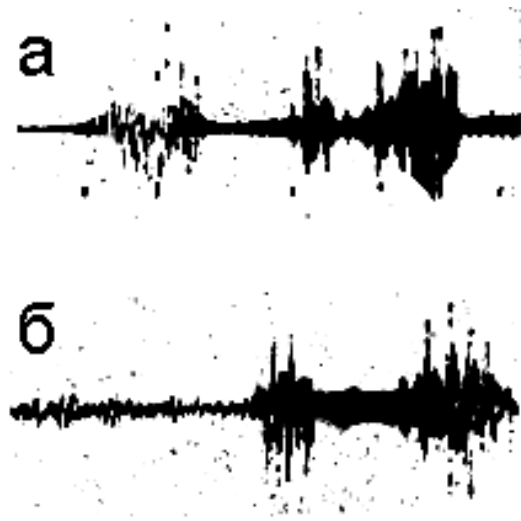


Рис.1.4. Осциллограммы $d(uv)/dt$:
(а) - $x/h=8,55$, $y/\delta=0,7$, $\gamma=0,68$; (б) - $x/h=8,55$,
 $y/\delta=0,12$, $\gamma=0,94$ [12]

Пульсации продольной скорости и касательные напряжения Рейнольдса

Известны два экспериментальных результата в течении за обратным уступом, которые пока не имеют достаточно ясного объяснения [62]. Первый - это неожиданно большая (порядка нескольких сотен h) длина зоны релаксации. Второй - это быстрое снижение интенсивности пульсаций продольной скорости и касательных напряжений Рейнольдса по координате x за область присоединения.

На рис.1.5 приведены графики из обзора Итона и Джонстона [10], описывающие изменение величины максимума интенсивности пульсаций продольной скорости и касательных напряжений Рейнольдса. Почти для всех случаев очевидна единая качественная тенденция:

$$\max(\overline{u^2} / U_0^2)$$

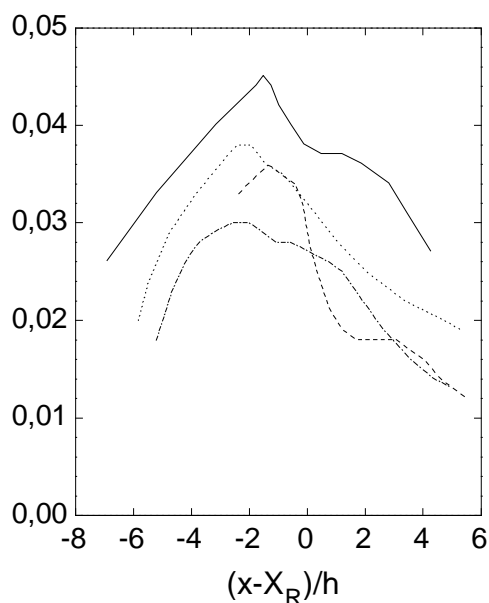


Рис.1.5. Изменение величины максимума интенсивности пульсаций продольной скорости в следе за обратным уступом [10]

$$\max(\overline{uv} / U_0^2) \times 10^2$$

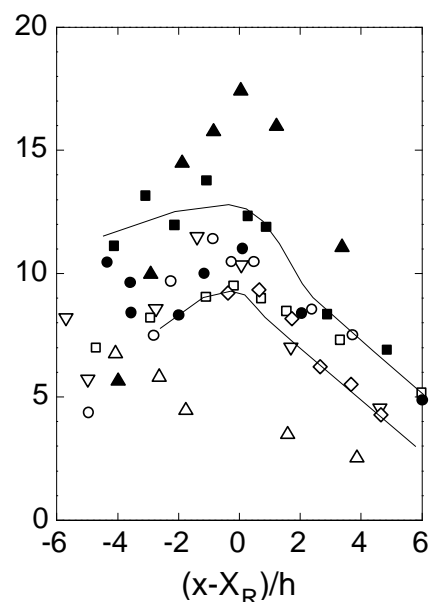


Рис.1.6. Изменение величины максимума касательных напряжений Рейнольдса в следе за обратным уступом [34, 38, 42, 46, 48, 55, 57, 61]; _____ - огибающая области допустимых значений данных (из работы [10])

“построенные кривые имеют пик в точке, расположенной выше по потоку от точки присоединения на расстоянии, равном приблизительно одной высоте уступа, а затем быстро убывают” [10] (рис.1.5). Напряжения Рейнольдса изменяются схожим образом (рис.1.6).

Корреляционные и спектральные характеристики пристеночного давления

Пульсации пристеночного давления являются одним из важных источников информации о внутренней структуре рассматриваемого течения. На рис.1.7 показан спектр давления на стенке, измеренный в различных сечениях вниз по течению от обратного уступа [43]. Там же приведен спектр давления, измеренный в равновесном турбулентном потоке. Как видно из рисунка, за исключением данных при $x/h=1$, спектры подчиняются одной

определенной тенденции. При $x/h=1$ уровень величины пульсаций давления очень низкий. Это говорит о том, что давление в этой точке создается, возможно, за счет модуляций низкоскоростного рециркуляционного потока в отрывном пузыре и только очень маленькая доля давления ге-

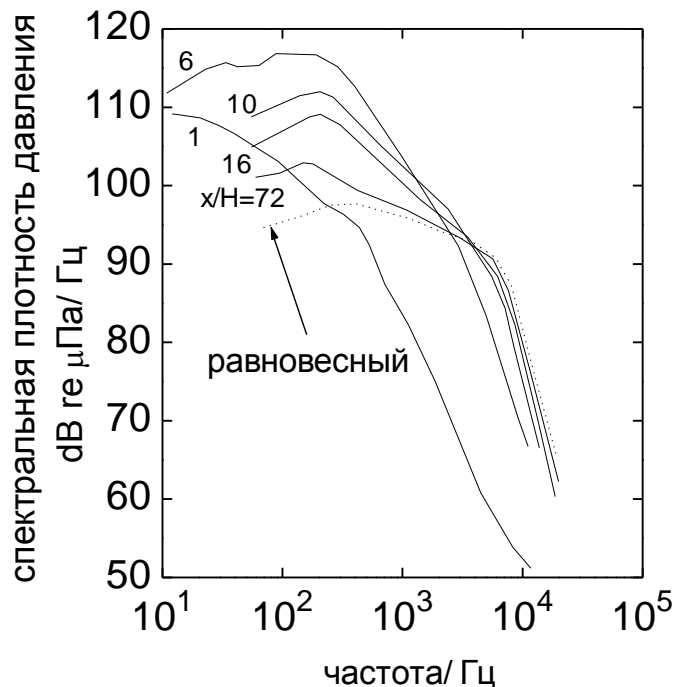


Рис.1.7. Спектр пульсаций пристенного давления в следе за обратным уступом [43]

нерируется высокотурбулентными пульсациями скорости в проходящем сверху свободном сдвиговом слое.

Наибольшие значения амплитуды пульсаций давления наблюдаются в области присоединения потока ($x/h \approx 6$). При этом в спектре явно выделяется низкочастотная составляющая энергии, величина которой приблизительно на 20 дБ больше, чем соответствующие компоненты спектра равновесного турбулентного потока. Высокочастотные составляющие спектра, измеренного в зоне присоединения, меньше, чем в спектре равновесного потока. Авторы работы [43] дают этому следующее объяснение: “Давление в районе присоединения генерируется в процессе столкновения сильно турбулизованного свободного сдвигового слоя со стенкой, а это течение включает в себя низкочастотные пульсации скорости, возникающие из-за крупномасштабного организованного движения в слое. Высокочастотная составляющая равновесного потока порождается мелкомасштабными флуктуациями скорости, которые существуют в нижней части переходного подслоя пограничного

слоя. Эта зона не существует до присоединения и, поэтому, будет развиваться медленно”.

Вниз по потоку за областью присоединения можно наблюдать уменьшение низкочастотной составляющей спектра давления и рост высокочастотной составляющей. Это говорит о том, что поле ско-

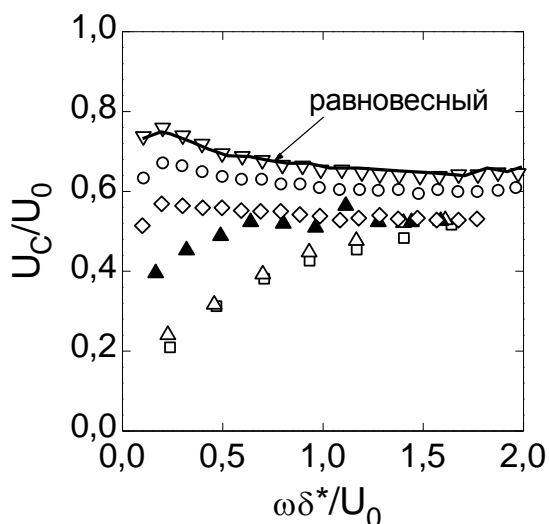


Рис.1.8. Конвективная скорость переноса пульсаций пристеночного давления в следе за обратным уступом и в равновесном пограничном слое [43]: \square - $x/h=2$, Δ - $x/h=4$, \blacktriangle - $x/h=6$, \diamond - $x/h=8$, \circ - $x/h=10$, ∇ - $x/h=12$

ростей медленно проходит процесс релаксации, эволюционируя от возмущенного состояния обратно к равновесному течению. Отметим, что даже при $x/h=72$ поле давления на стенке еще не достигло равновесного состояния.

Конвективные скорости переноса пульсаций давления, измеренные вниз по течению от обратного уступа, представлены на рис.1.8 [43]. Там же для сравнения приведены и значения конвективной скорости, измеренной в равновесном турбулентном потоке. Данные на рисунке представлены в безразмерном виде. Величина толщины вытеснения, использованной для "обезразмеривания" частоты, была измерена в месте отрыва. Значения конвективных скоростей переноса, измеренные в точках $x/h=2$ и 4, близки друг к другу. Причем, конвективная скорость для низких частот в обоих случаях невелика. С увеличением частоты конвективная скорость растет, но все же не достигает значений равновесного потока. Авторы работы [43] делают вывод, что происхождение пульсаций давления вверх по течению от зоны присоединения, на самом деле, связано с низкоскоростной жидкостью в рециркуляционном пузыре, а не с высокоскоростным свободным сдвиговым слоем. Интересно отметить, что в пределах отрывного пузыря пульсации давления переносятся в основном вниз по направлению внешнего течения, т.е. пульсации давления формируются не возвратным потоком. Этот факт был подтвержден и более поздними измерениями [20] в течении за выступом. В зоне присоединения скорости конвекции пульсаций давления все еще малы по сравнению с равновесным потоком. Авторы работы [43] считают, что это происходит в результате совместного действия двух факторов. "Во-первых, в месте присоединения поток разделяется: часть движется вверх по течению и часть - вниз. А поскольку измеряется конвективная скорость, усредненная по времени, то в сумме и получается низкое значение конвективной скорости. Во-вторых, и это более важно, источником

низкочастотной составляющей давления в районе присоединения является нижняя часть сдвигового слоя, где средняя скорость также невелика". При $x/h=8$ низкочастотная компонента конвективной скорости растет, в то время как турбулентная активность вблизи стенки медленно смещается вверх путем диффузии в зоны присоединившегося слоя с более высокой скоростью. При $x/h=12$ скорости конвекции очень близки к тем, что были получены в равновесном течении.

На рис.1.9 показаны значения функции когерентности поля давлений, измеренные на различных расстояниях вниз по течению от ступеньки, в зависимости от безразмерной частоты. Из рисунка можно заключить, что поле давлений в зоне рециркуляции и в области присоединения менее организовано по сравнению с полем давления в равновесном потоке. Низкие значения функции когерентности в области присоединения объясняются тем фактом, что в этом месте поток беспорядочным образом взаимодействует со стенкой. Относительно высокая упорядоченность пульсаций давления наблюдается при очень низких частотах.

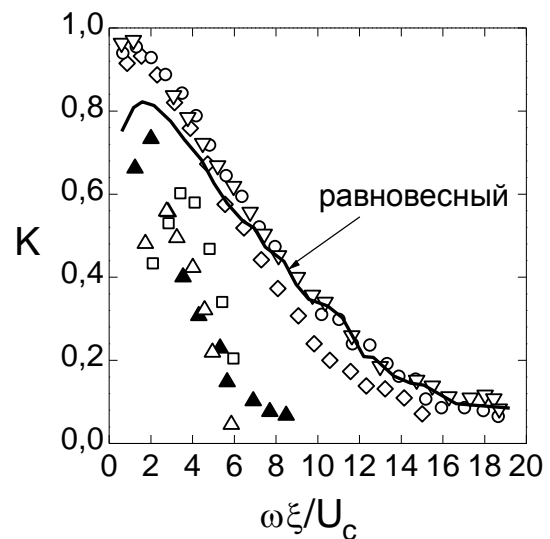


Рис.1.9*. Функция когерентности пульсаций пристеночного давления K в следе за обратным уступом и в равновесном пограничном слое [43]: \square - $x/h=2$, Δ - $x/h=4$, \blacktriangle - $x/h=6$, \diamond - $x/h=10$, \circ - $x/h=16$, ∇ - $x/h=36$

Причем, низкочастотные составляющие пульсаций давления вниз по течению от присоединения даже более когерентны, чем для случая равновесного потока. По мнению авторов работы [43], это объясняется тем, что ниже

* ω - круговая частота ($\omega=2\pi f$);

по течению от места присоединения существует упорядоченная зона с большими турбулентными пульсациями скорости, которая конвективно перемещается вниз по течению.

1.3. Релаксация турбулентного присоединяющегося пограничного слоя

Длина области релаксации присоединяющегося пограничного слоя за препятствием

Измерения Мюллера и Робертсона [49], выполненные на плоской пластине с клинообразным элементом шероховатости ($h/\delta_0=0(1)$), показали, что профили средней и пульсационной скоростей становятся такими же, как в невозмущенном потоке, на расстоянии $40h$ за элементом. Однако, впоследствии эти выводы были подвергнуты критике. В частности, Брэдшоу и Уонг [36] утверждали, что для полной релаксации течения за препятствием необходимо расстояние порядка сотен значений h . К подобному заключению пришли и авторы более поздней работы [23]. Для иллюстрации вышесказанного приведем некоторые конкретные экспериментальные данные.

Общепринятой интегральной оценкой степени отклонения течения от своего равновесного состояния является параметр Клаузера:

$$G \equiv \left\{ \int_0^{\delta} (U - U_{\infty})^2 dy / u_{\tau}^2 \delta \right\} / \left\{ \int_0^{\delta} (U - U_{\infty}) dy / u_{\tau}^2 \delta \right\} \equiv (2 / c_f)^{1/2} (H - 1) / H. \quad (1.1)$$

ξ - расстояние между датчиками, м.

Для невозмущенного пограничного слоя с нулевым градиентом давления при высоких числах Рейнольдса параметр Клаузера имеет значение $G \approx 6,8$.

Изменение значения G

после воздействия возмущения служит хорошим индикатором степени искажения и последующей релаксации всего пограничного слоя.

В свое время в течениях за препятствиями постулировался монотонный возврат параметра G к своему равновесному значению [49, 52, 51]. Рас-

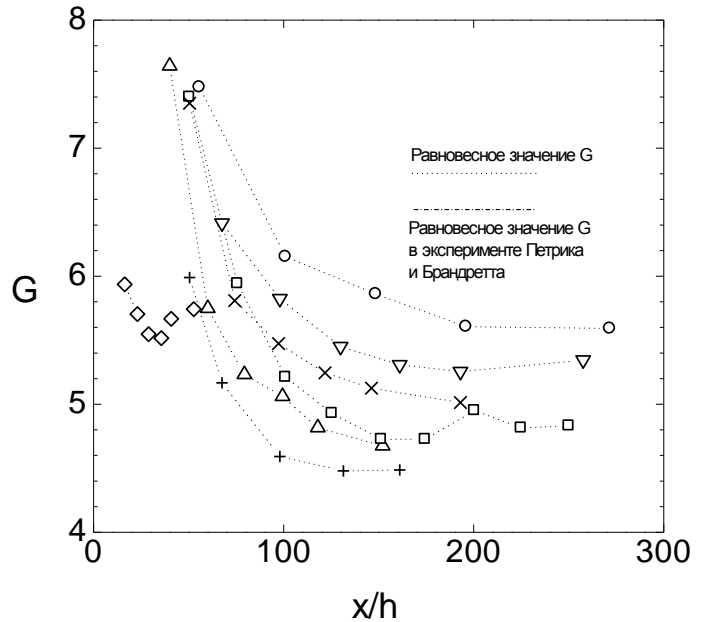


Рис.1.10. Изменение параметра Клаузера G в течении за препятствием [36]. \square , Тиллман [59]. Петрик и Брандретт [51]: \circ , $\delta_0/h=5,6$; ∇ , 3,74; Δ , 2,24; $+$, 1,87. \diamond , Брэдшоу и Уонг [36]

смотрим рис.1.10 из обзора [36]. Как видно из рисунка, G (или c_f) не возвращается монотонно к своему равновесному значению (которое было порядка 6,5 в слегка ускоряющемся потоке Петрика и Брандретта [51]). Оказалось, что данная характеристика имеет минимум x_G (соответствующий максимум величины c_f лежит немного выше по течению от этой точки [36]), положение которого, как указывается в [36], может быть оценено по формуле:

$$x/h = 100\sqrt{\delta_0/h}. \quad (1.2)$$

Этим данным не противоречат экспериментальные результаты Скоуфилда и др. [23], полученные для x/h вплоть до 224 ($x_G/h=316$ - по формуле (2)).

Отметим (см. рис.1.11), что, если экстраполировать полученную кривую за пределы области измерений (т.е. вниз по течению от точки $x/h=224$), то значения G опустятся ниже равновесного уровня.

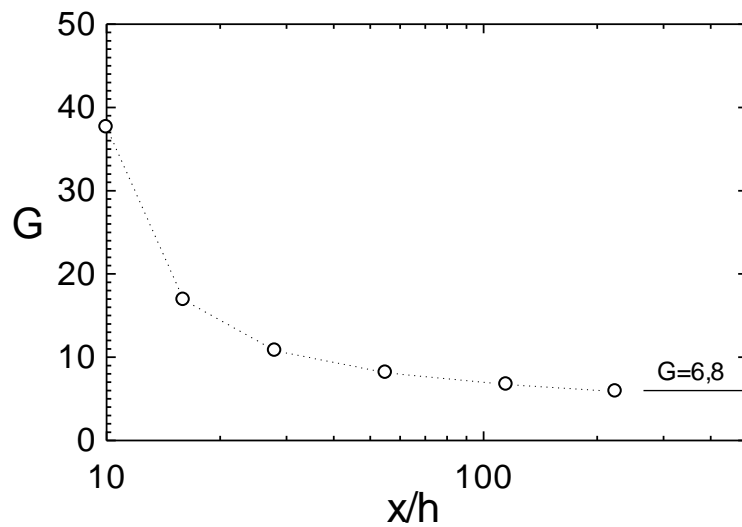


Рис.1.11. Изменение параметра Клаузера в следе за элементом шероховатости [23] (течение в центральной плоскости)

Характер релаксации пограничного слоя

Ф.Клаузер показал существенную разницу в характере релаксации внутренней и внешней подобластей пограничного слоя с помощью следующего эксперимента [см. 19]. Прут диаметром 12,7 мм был помещен вблизи твердой стенки нормально к потоку в сечении пограничного слоя толщиной $\delta_0=236$ мм на двух расстояниях y от стенки: $y/\delta_0=0,16$ и $y/\delta_0=0,59$. На рис.1.12 для обоих случаев расположения прута показано изменение величины $(U_\infty-U_{\max})/u_\tau$ в зависимости от расстояния x/δ_0 , где $(U_\infty-U_{\max})$ - максимальное возмущение профиля средней скорости в данном сечении. Очевидно, что внутренняя часть пограничного слоя релаксирует к своему невозмущенному состоянию значительно быстрее, чем внешняя. Клаузер связал это с разницей в размерах вихрей, характерных

для внутренней и внешней областей турбулентного пограничного слоя, а именно: вблизи стенки масштаб вихрей имеет порядок толщины вязкого подслоя [19] - $(0,01 \div 0,02)\delta$, а во внешней области он достигает размеров порядка толщины δ всего пограничного

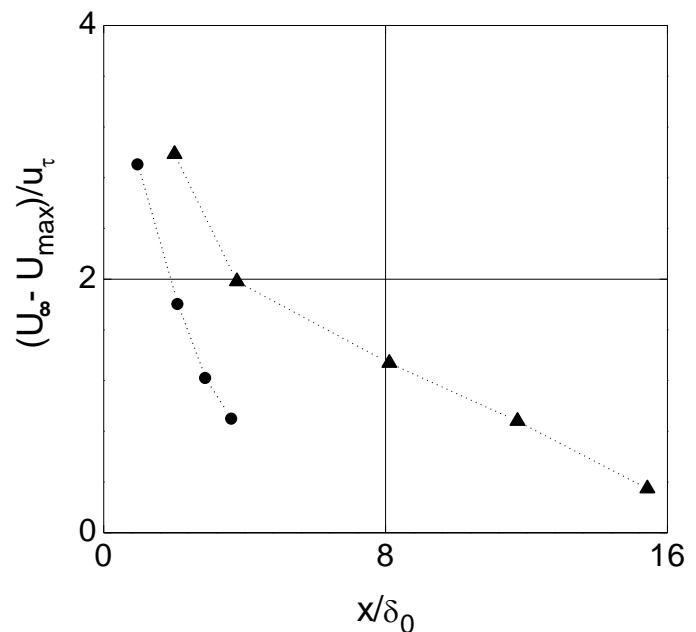
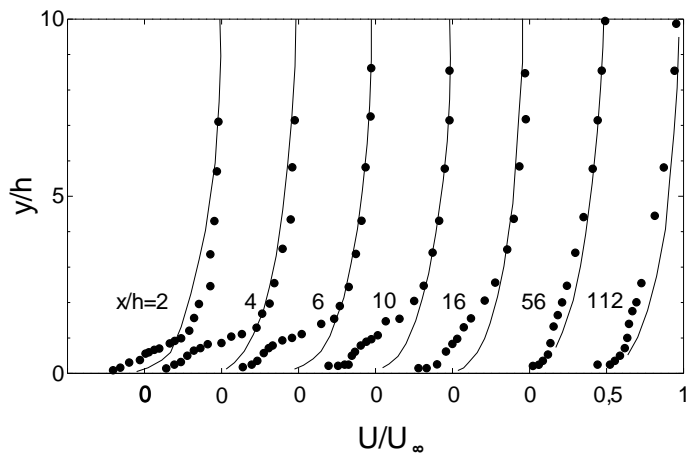


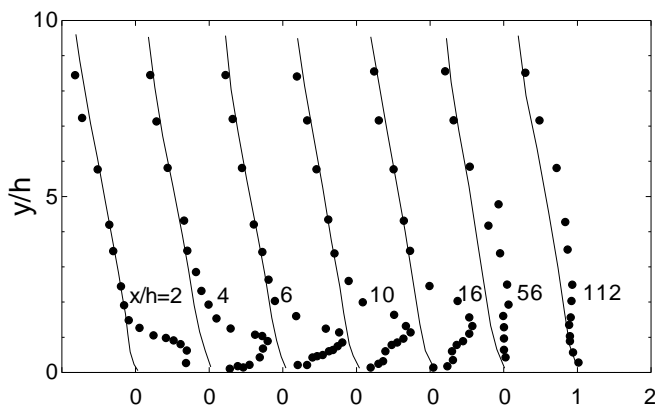
Рис.1.12. Изменение относительного максимального возмущения профиля средней скорости $(U_\infty - U_{max})/u_\tau$ в зависимости от расстояния от точки возмущения x/δ_0 [23]

слоя. Как известно, “время жизни” крупных вихрей, а значит и переносимых ими возмущений, значительно больше “времени жизни” мелких вихрей. Кроме того, крупные вихри находятся в области с более высокой средней скоростью течения, а значит могут переместиться за одно и то же время на большее расстояние по сравнению с мелкими вихрями.

Итак, процесс релаксации турбулентного течения за препятствием можно представить следующим образом: перестройка течения начинается сразу же на поверхности и распространяется ко внешней части пограничного слоя. Рассмотрим развитие перестройки профилей средней и пульсационной составляющей скорости в центральной плоскости течения за препятствием с зазором [23] (рис.1.13). Во-первых, отметим следующий интересный результат: модификация поля пульсаций скорости



а



$$\sqrt{u'^2} / u_{\tau 0}$$

б

Рис.1.13. Распределение средней скорости (а) и среднеквадратичных значений пульсаций продольной скорости (б) в следе за элементом шероховатости с зазором [23] $D/h=1,0$ (течение в центральной плоскости) — — — первоначальное невозмущенное распределение; D - ширина зазора; $u_{\tau 0}$ - динамическая скорость для невозмущенного пограничного слоя

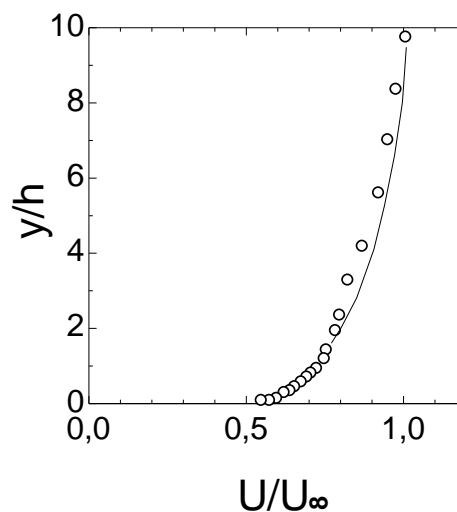
удаленные. Так на рис.1.13,а при $x/h=10$ профиль средней скорости уже “вернулся” к своему невозмущенному состоянию на высоте $y>3h$,

несколько предшествует модификации средней скорости. “Данный результат является, возможно, и общим, поскольку Сиуру и Лаган [22], исследуя возмущенное течение иного типа, также установили, что модификация поля турбулентности несколько предшествует модификации среднего течения” [23]. Во-вторых, ясно, что нельзя рассматривать релаксацию возмущенного пограничного слоя как монотонную релаксацию отдельных его слоев - сначала к невозмущенному состоянию возвращаются самые близкие к стенке слои, потом, постепенно, более и более

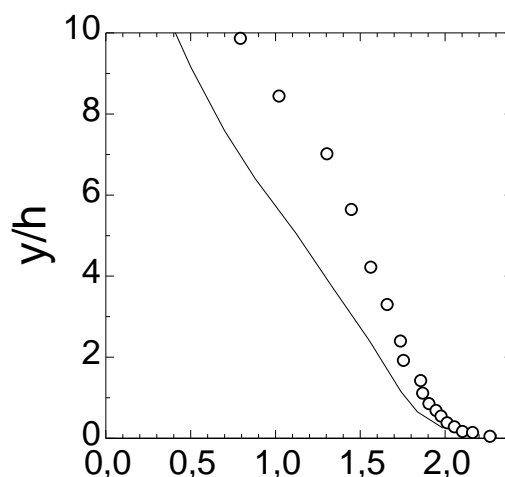
но, на самом деле, как показывает дальнейшее развитие потока, процесс перестройки, который действительно распространяется от пристеночных слоев, в области $y > 3h$ в этом сечении еще не начался.

На рис.1.14 показаны распределения средней скорости и среднеквадратичных значений пульсаций продольной скорости для течения за препятствием без зазора для сечения $x/h=224$ [23]. Из рисунка видно, что профили средней и среднеквадратичных значений скорости еще не перестроились, хотя вблизи поверхности релаксация уже закончилась.

Главный вывод из сказанного может быть сделан следующий. Возмущенный турбулентный пограничный слой в течении за препятствием релаксирует как единое целое, т.е. внутренняя и внешняя области пограничного слоя, несмотря на существенное различие динамических характе-



а



$$\sqrt{u'^2} / u_{\tau 0}$$

б

Рис.1.14. Распределение средней скорости (а) и среднеквадратичных значений пульсаций продольной скорости (б) в следе за элементом шероховатости [23] (течение в центральной плоскости) — - первоначальное невозмущенное распределение; $u_{\tau 0}$ - динамическая скорость для невозмущенного пограничного слоя

ристик, неразрывно связаны друг с другом.

1.4. Нестационарные процессы в течении за обратным уступом

Ранее считалось, что течение за обратным уступом является стационарным вследствие фиксированности положения точки отрыва. Позднее Итон и Джонстон [41] обнаружили в таком течении низкочастотную нестационарность. Используя датчики, указывающие направление вектора скорости у поверхности, они показали, что мгновенное положение точки присоединения может отклоняться от усредненной координаты точки присоединения на расстояние равное ± 2 высотам уступа. С помощью термоанемометра Итон и Джонстон определили характерную частоту ($fh/U_\infty=0,07$) нестационарности.

Используя ЛДИС совместно с термодатчиками, установленными в зоне присоединения потока, Драйвер и др. [3] получили картины линий тока в условиях раннего ($X'_R/h < 5,3$), промежуточного ($5,3 < X'_R/h < 6,8$) и позднего ($X'_R/h > 6,8$) присоединения (рис.1.15). Для условий проведения эксперимента [3] $X_R \approx 6,2 h$. Выяснилось, что положение точки присоединения в каждый момент времени связано с размерами рециркуляционной области течения. Результаты исследований указывали на наличие в течении за обратным уступом колебательных движений свободного слоя смешения в вертикальной плоскости. Амплитуда этого колебательного движения составляла $\sim 20\%$ толщины слоя смешения. В работе [3] представлены также данные измерений условно усредненных величин напряжений Рейнольдса (рис.1.16). Из рисунка видно, что в случае ано-

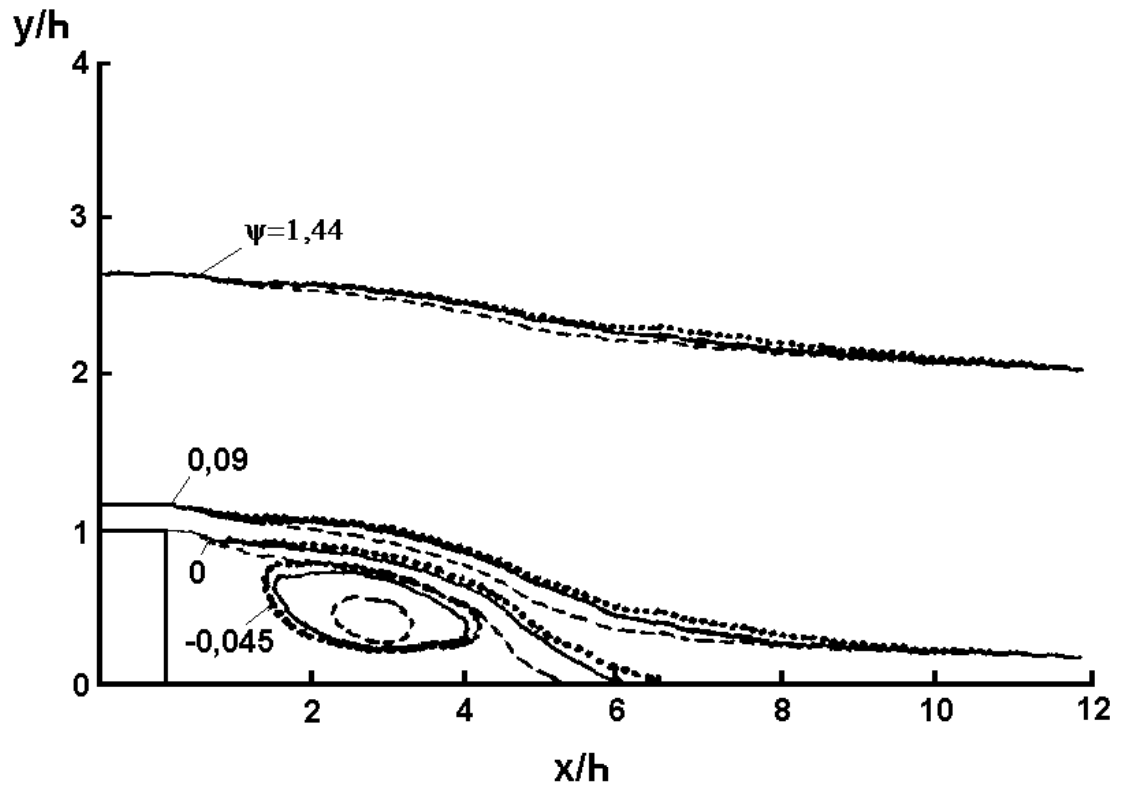


Рис.1.15. Картины линий тока в условиях раннего ($X'_R/h < 5,3, \dots$), промежуточного ($5,3 < X'_R/h < 6,8, \dots$) и позднего присоединения ($X'_R/h > 6,8, \dots$) [3]

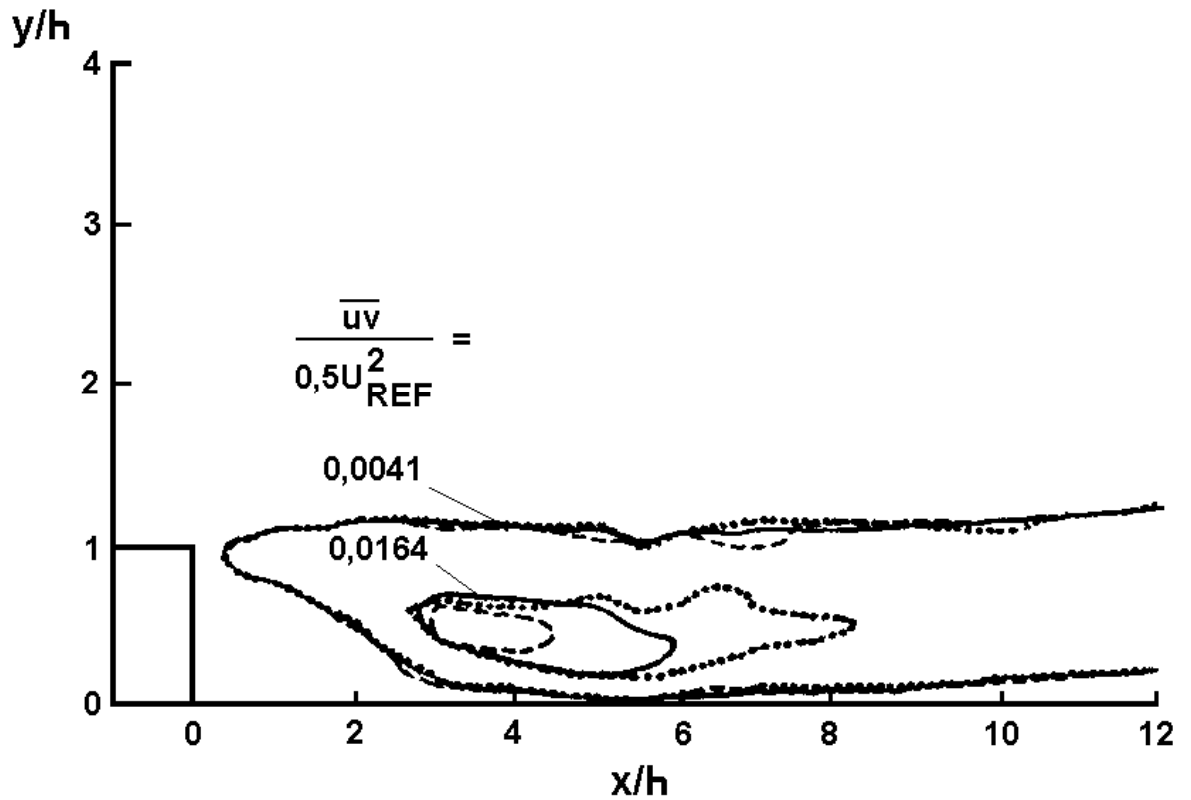


Рис.1.16. Линии постоянных значений напряжений Рейнольдса в условиях раннего ($X'_R/h < 5,3, \dots$), промежуточного ($5,3 < X'_R/h < 6,8, \dots$) и позднего присоединения ($X'_R/h > 6,8, \dots$) [3]

мально позднего присоединения высокий уровень касательных напряжений сохраняется в более протяженной области, чем при промежуточном присоединении. Авторы работы [3] объясняют это тем, что “при наличии более протяженного слоя смешения крупномасштабные турбулентные или вихревые структуры (или те и другие одновременно) сносятся потоком значительно дальше, прежде чем они затухают или разрушаются при столкновении со стенкой”.

В работе [3] также отмечено, что колебательные движения слоя смешения не создают дополнительно значительных напряжений Рейнольдса.

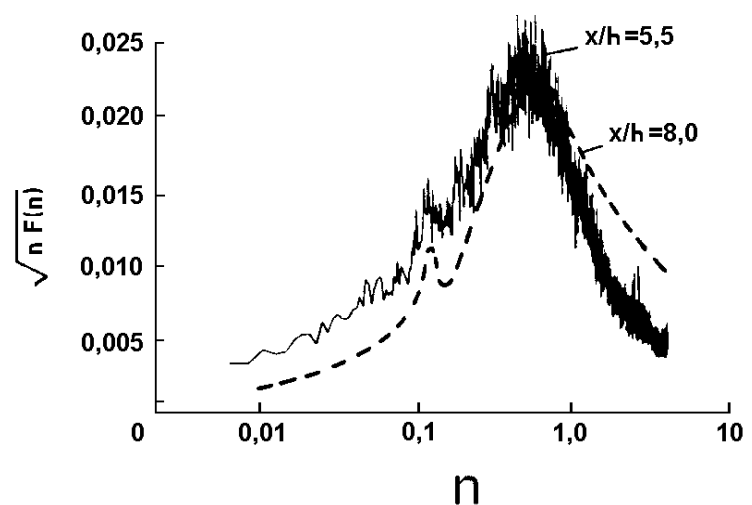


Рис.1.17*. Энергетический спектр пульсаций статического давления на поверхности в точках $x/h=5,5$ и $x/h=8,0$

На рисунке 1.17 приведен частотный спектр давления на стенке в области присоединения и в присоединившемся сдвиговом слое [3]. Функция $F(n)$ представляет собой долю среднеквадратичных значений пульсаций давления, приходящуюся на полосу частот $\Delta n=0,01$. Максимальная плотность энергии пульсаций давления соответствует безразмерной частоте $n=0,6$ ($St=fb/U_{sl}=0,2$). Авторы работы [3] трактуют этот пик как частоту испускания вихрей, характерных для обычных слоев смешения. Локальный максимум при более низкой частоте $St=fb/U_{sl}=0,06$ (рис.1.17) авторы приписывают влиянию колебаний оторвавшегося слоя смешения.

* $n=fX_R/U_\infty$ - безразмерная частота; K - когерентность.

Авторам работы [56], применившим в своих измерениях PIV метод, удалось объяснить механизм проявления нестационарных эффектов, имеющих место в рециркуляционной зоне течения за ступенькой. В их случае частота неустойчивости сдвигового слоя (2,3 Гц) примерно совпала с частотой колебаний отрывной зоны (1,3 Гц). Обычно эти две частоты отличаются друг от друга, по крайней мере, на порядок.

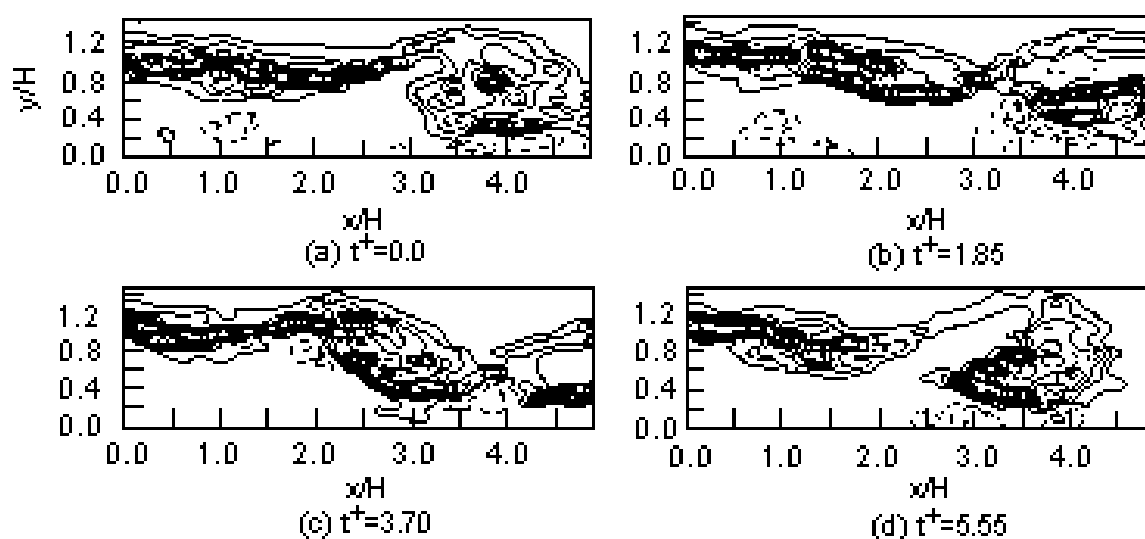


Рис.1.18. Последовательность четырех мгновенных полей завихренности в течении за обратным уступом [56]

На рис.1.18 представлена эволюция во времени оторвавшегося сдвигового слоя вблизи уступа [56]. Как видно из рисунка, в конце сдвигового слоя ($x/h=3.8$) присутствует крупномасштабный вихрь с размерами, сопоставимыми с высотой уступа (рис.1.18,а). Выше по течению внутри сдвигового слоя видны отдельные вихри с меньшими размерами по сравнению с вихрем, расположенным ниже по потоку. В работе [56] указывается, что обратное течение порождается в отрывной зоне сразу под сдвиговым слоем. Это течение является результатом "нагнетания" жидкости лежащим ниже по течению крупномасштабным вихрем. Средняя скорость обратного

течения внутри отрывной области может равняться 30% скорости невозмущенного потока. Мгновенное значение скорости обратного потока может достигать достаточно высокого значения - 80% скорости невозмущенного потока. Следовательно, с внутренней стороны оторвавшегося сдвигового слоя появляется сильный локальный сдвиговый слой, развивающийся в противоположном направлении ($2.0 < x/h < 3.3$). В работе [45] показано, что противоположно направленный сдвиговый слой может вызвать абсолютную неустойчивость с очень высоким уровнем роста и ускорить процесс аккумуляции местной завихренности в крупномасштабную структуру. Рассматриваемый локальный сдвиг быстро вызывает образование нескольких отдельных вихрей меньшего масштаба в этом внутреннем сдвиговом слое (рис.1.18,b,c). Интересно, что локальный рост этого сдвигового слоя не сопровождается сколько-нибудь заметным конвективным движением. Следует заметить, что структура, имеющая скорость, равную 50% скорости невозмущенного потока, за рассматриваемый интервал времени переместилась бы на расстояние двух высот уступа. Это подтверждает предположение о том, что механизм локальной неустойчивости, противоположный конвективному механизму, может быть ответственен за быстрое образование крупномасштабного вихря. Под действием взаимной индукции этих вихрей сдвиговый слой сворачивается в крупномасштабную структуру (рис.1.18,d). Далее, эти вихри регулярно испускаются из области присоединения с частотой 2 Гц, что очень близко к ожидаемой частоте неустойчивости сдвигового слоя. В каждый момент времени в районе области присоединения присутствуют два крупномасштабных вихря. Движение этих вихрей проходит через две стадии: сначала они движутся с более медленной скоростью, а затем эти структуры начинают ускоряться по мере достижения зоны присоединения до более высокой скорости ($0,6U_\infty$). Естественно, дистанция Δx_c между двумя соседними вихрями возрастает. Изменение

Δx_c в направлении вдоль потока вблизи зоны присоединения показано на рис.1.19. Хотя в представленном наборе данных имеется значительный разброс, тем не менее ясно видно, что два соседних вихря находятся на примерно одинаковом расстоянии друг от друга, равном двум высотам уступа (что также соответствует оценке для длины волны, характерной для волн неустойчивости сдвигового слоя) до момента, когда пара вихрей достигает зоны присоединения ($x/h > 4$). Затем дистанция между ними начинает возрастать до величины, большей чем 3,5 высоты уступа.

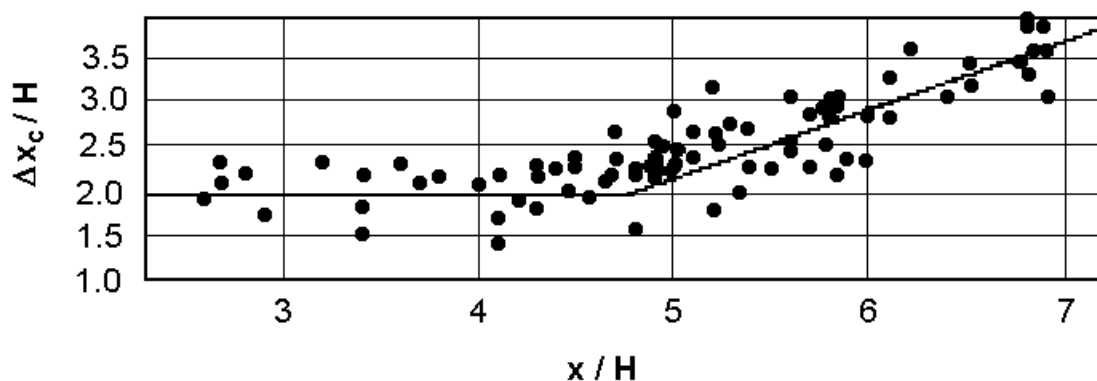


Рис.1.19. Проекция расстояния между соседними вихрями на ось x [56]

Величина расстояния между вихрями имеет важное значение из-за того, что близость вихрей друг к другу не дает вихрю, находящемуся выше по течению, вносить жидкость извне в область присоединения (рис.1.20,а). Если же эта дистанция возрастает, влияние лежащего ниже по течению вихря соответственно уменьшается, и вихрь, лежащий выше по течению, оказывается способным вызвать локальное присоединение потока. В результате, лежащий ниже по потоку вихрь испытает более сильное влияние конвекции течения, и расстояние между вихрями будет продолжать расти. В конечном счете, линии тока извне внедряются между двумя вихрями, отрезая нижележащий по потоку вихрь от отрывного сдвигового слоя, и "запускают" процесс испускания вихря, лежащего ниже по течению. В резуль-

тате отрывная область внезапно сокращается с $x/h=5,8$ до $3,9$, как показано на рис.1.20,a,b.

Вышеприведенная модель механизма нестационарности в течении за обратным уступом была разработана авторами работы [56] благодаря применению уникального метода количественной визуализации, позволяющего экспериментально регистрировать пространственно-временные поля скорости в сложных отрывных потоках. Надо сказать, что очень важные и интересные данные о нестационарных процессах могут быть получены и с помощью современных численных методов.

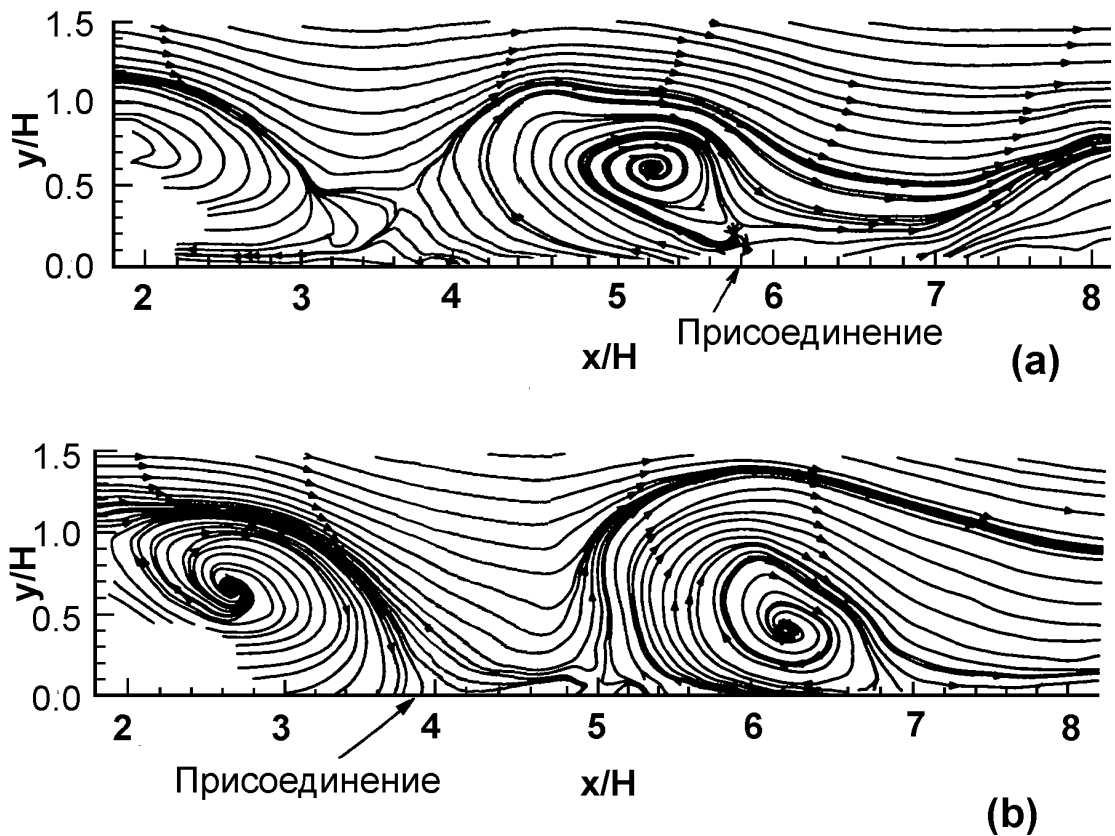


Рис.1.20. Две последовательные диаграммы линий тока, иллюстрирующие внезапное уменьшение длины присоединения. (a) $t^+=0.0$ (b) $t^+=1.85$ [56]

Так, с помощью метода крупных вихрей было выполнено моделирование турбулентного течения за обратным уступом с учетом трехмерных и нестационарных эффектов [33]. При использовании этого метода трёхмерные, зависящие от времени, величины сеточного масштаба вычислялись

напрямую, а структуры подсеточного масштаба и их влияние на поле потока моделировались.

На рисунке 1.21 мгновенное поле скоростей в направлении течения потока в плоскости x - z сравнивается с соответствующим полем средних скоростей. На мгновенном поле потока видны более сложные и мелкомасштабные структуры, чем на соответствующем усредненном поле потока. На рисунках мгновенная и усредненная картины области обратных токов показаны пунктирными линиями.

Мгновенная картина течения позволяет увидеть крайне нерегулярную форму областей реверсивного течения. Области жидкости с положительным направлением скорости образуются сразу за вертикальной стенкой

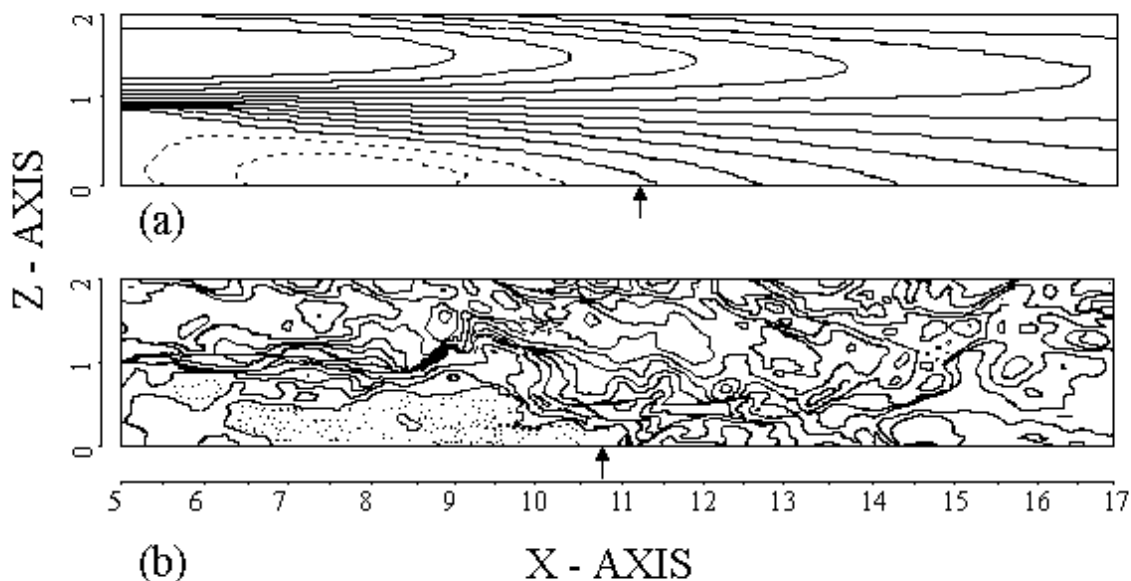


Рис.1.21. Изолинии скорости в направлении по течению в плоскости x - z :
(a) усредненное поле, (b) мгновенное поле [33]

уступа и проникают в области реверсивного течения на всем пути вплоть до самого днища. Как отмечают авторы работы [33], внедрения жидкости с положительным направлением скорости в область обратного течения и наоборот - это главные черты процесса переноса в перемешивающихся

слоях. Они также ведут к высокому уровню флуктуаций скорости в зоне обратного потока.

Мгновенная линия присоединения за обратным уступом показана жирной линией на рисунке 1.22. Эта линия отделяет друг от друга области с положительным и отрицательным направлениями скорости. Из рисунка также видно, что процессы в области присоединения носят существенно

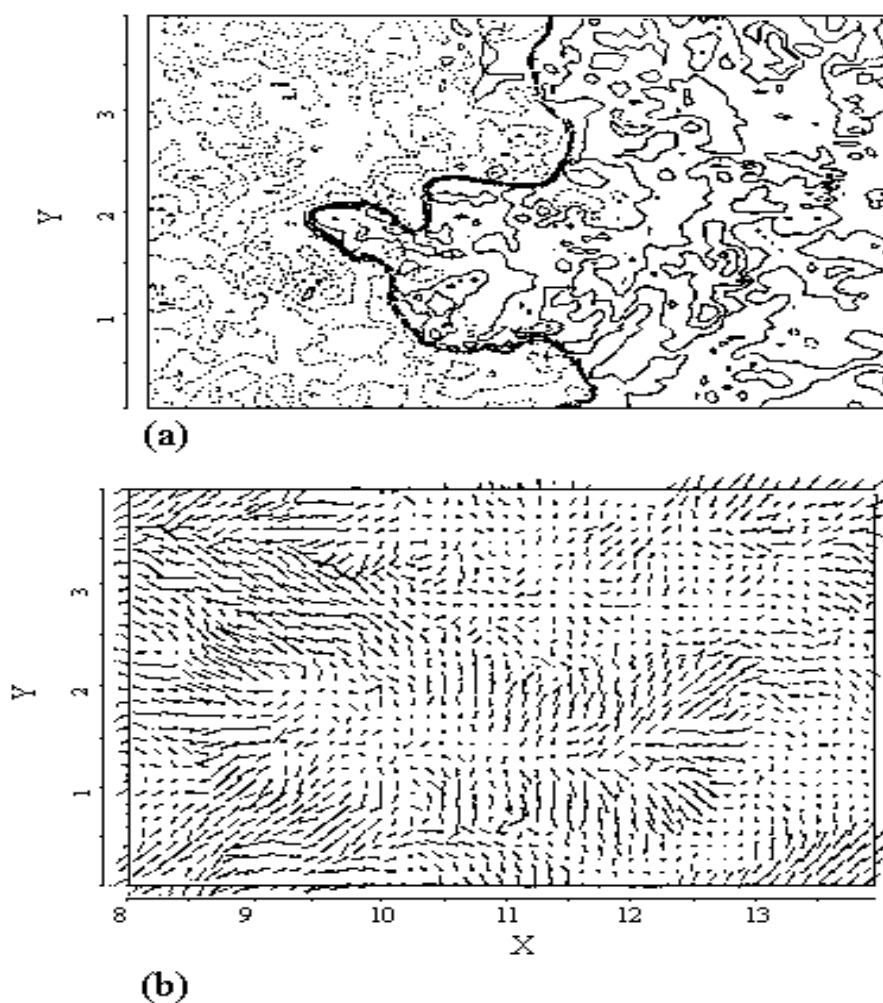


Рис.1.22. Мгновенная картина зоны отрыва. (a) Изолинии скорости по направлению течения. (b) Векторная u-v диаграмма [33]

трехмерный характер, что подтверждено и экспериментально [13]. Рисунок 1.22,б демонстрирует соответствующее мгновенное векторное поле в плоскости x-y в ближайших к стенке узлах расчетной сетки. Из этого ри-

сунка можно видеть, что при процессе присоединения потока наблюдаются крупные включения жидкости, погружающиеся до самой стенки и сносящиеся как вверх, так и вниз по течению. Эти неупорядоченные погружения возникают благодаря колебательным движениям сдвигового слоя, связанным с низкочастотными осцилляциями длины зоны присоединения. Следует заметить, что в работе [40] в экспериментах наблюдали похожие колебания области присоединения.

Таким образом, в настоящее время различными авторами получен ряд ценных экспериментальных и численных результатов, проливающих свет на природу нестационарных процессов в течении за обратным уступом. Однако, говорить о том, что имеется ясное и полное понимание этого феномена пока рано. Во-первых, результатов измерения или численного моделирования мгновенных пространственно-временных полей скорости в присоединяющемся течении еще явно недостаточно, т.к. имеющиеся данные носят частный характер. Во-вторых, нет экспериментальных данных по статистическим характеристикам вектора поверхностного трения и его взаимосвязи с полем скорости в данном течении. Вектор поверхностного трения является одной из самых информативных величин, описывающих процессы, происходящие при отрыве и присоединении потока. И, в-третьих, не рассматривался вопрос о влиянии нестационарных процессов в области присоединения на присоединяющийся поток.

В связи с этим в настоящей работе были поставлены следующие задачи исследования:

1. Получить экспериментальные данные по статистическим характеристикам скорости и поверхностного трения в присоединяющемся турбулентном течении за обратным.

2. Выявить взаимосвязь между поверхностным трением и полем скорости.

3. Выявить механизм влияния нестационарности на параметры присоединяющегося потока.

ГЛАВА II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

2.1. Описание экспериментальных установок

Эксперименты проводились в двух аэродинамических трубах (АТ1 и АТ2) разомкнутого типа, выполненных по одинаковой схеме.

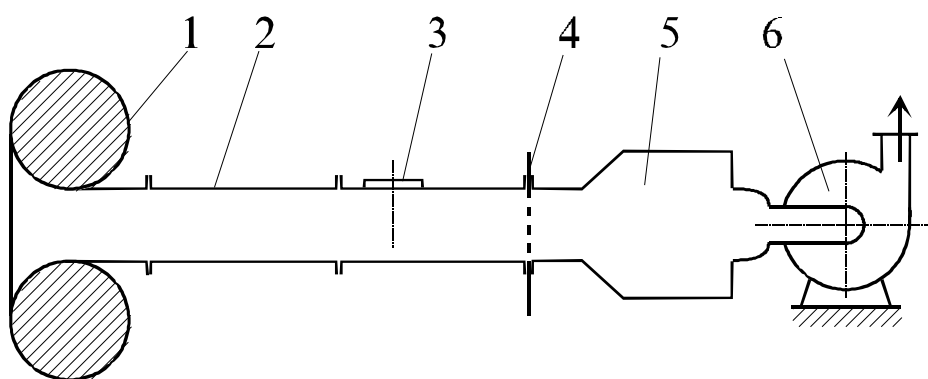


Рис.2.1. Схема аэродинамической трубы АТ1

Рабочий участок 2 аэродинамической трубы АТ1 имел прямоугольное поперечное сечение $0,1 \times 0,13 \text{ м}^2$ (рис.2.1). Центробежный вентилятор 6 приводил в движение воздух в рабочей части. Ресивер 5 обеспечивал подавление пульсаций расхода. При установившемся режиме работы вентилятора скорость потока в рабочем участке могла изменяться от 2 до 60 м/с с помощью регулировочного устройства 4, которое включало набор сменных решеток с отверстиями определенного диаметра. Рабочий участок был снабжен специальным приспособлением для крепления и перемещения моделей, а также поворотной платформой 3 с гнездом для введения в поток зонда датчика.

Для описания условий эксперимента были выполнены измерения профилей средней скорости $U(y)$, интенсивности и относительной спектральной плотности пульсаций продольной составляющей скорости $\sqrt{u^2}$ в

невозмущенном потоке. Измерения показали, что профили осредненной скорости и пульсаций скорости в ядре потока являются равномерными. На рис.2.2. приведены измеренные профили средней скорости в пограничном слое в координатах закона стенки. Измерения проводились в рабочем участке трубы на расстоянии 0,35 м от его входного сечения при трех значениях скорости потока на входе в рабочий участок: $U_\infty=10,1$; 17,2 и 36 м/с. Из рисунка видно, что в области течения, соответствующей $20 < y^+ < 200$, профили скорости совпадают с универсальным логарифмическим законом распределения [18]. Максимальная величина среднеквадратичных значений пульсаций продольной составляющей скорости наблюдается вблизи границы вязкого подслоя (рис.2.3). Характер изменения этих пульсаций по толщине пограничного слоя согласуется с известными экспериментальными данными [17, 25].

На рис.2.4 приведена относительная спектральная плотность пульсаций продольной составляющей скорости $F(f)=E_{uu}(f)/\sigma_u^2$. Распределение энергии пульсаций по частоте, представленное на рисунке, является харак-

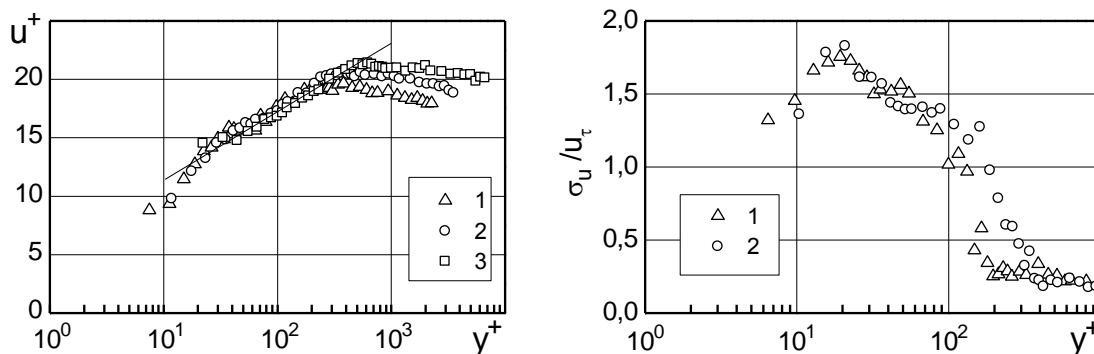


Рис.2.2. Профили скорости в пограничном слое на стенке рабочего участка АТ1: 1 - $U_\infty = 10,1$ м/с; 2 - 17,2; 3 - 36

Рис.2.3. Профили интенсивности пульсаций продольной скорости в пограничном слое в пограничном слое на стенке рабочего участка АТ1: 1 - $U_\infty = 17,2$ м/с; 2 - 36

терным для турбулентного пограничного слоя на плоской пластине и в плоском канале на начальном участке течения [25]. При всех значениях поперечной координаты в пределах толщины пограничного слоя существует область частот, где $F(f) \sim f^{-5/3}$, что соответствует теории А.Н.Колмогорова, А.М.Обухова, К.Ф.Вайцзеккера и др. [25, 18].

Рабочая часть аэродинамической трубы АТ2 представляла собой канал прямоугольного сечения, собранный из нескольких секций (рис.2.1). Высота канала $A=0,2$ м, ширина $B=0,4$ м, длина $L=3$ м. Последняя секция канала была снабжена хонейкомбом, уменьшающим возмущения, распро-

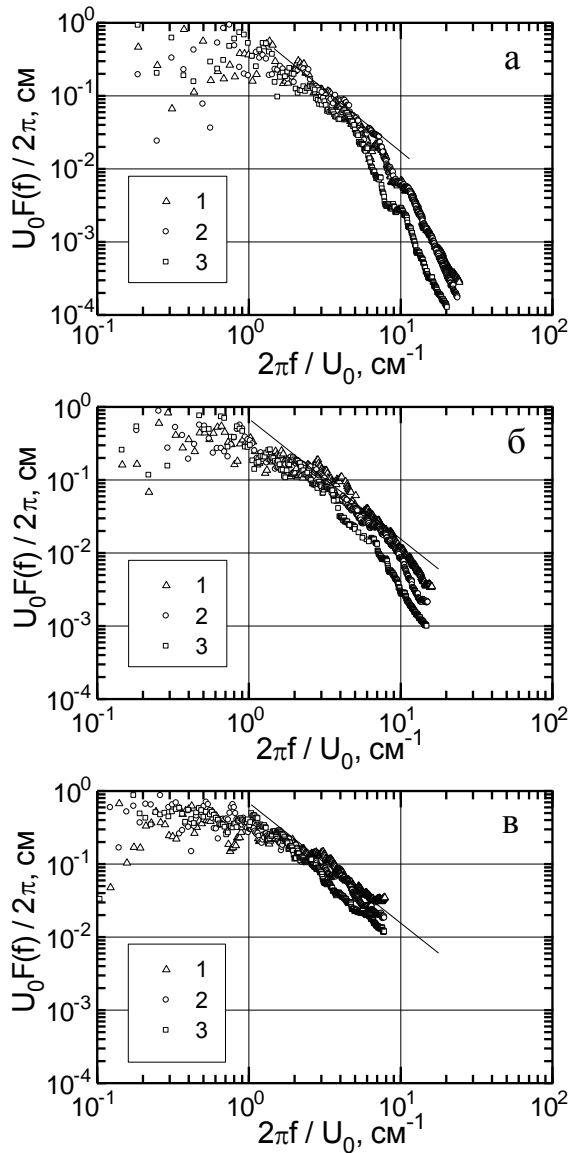


Рис.2.4. Спектральные плотности продольных пульсаций скорости в пограничном слое на стенке рабочего участка аэродинамической трубы АТ1: а – $U_\infty = 10,1$ м/с; б – 17,2; в – 36; 1 – $y = 0,3$ мм; 2 – 0,8; 3 – 1,8; линии – $F(f) \sim f^{-5/3}$

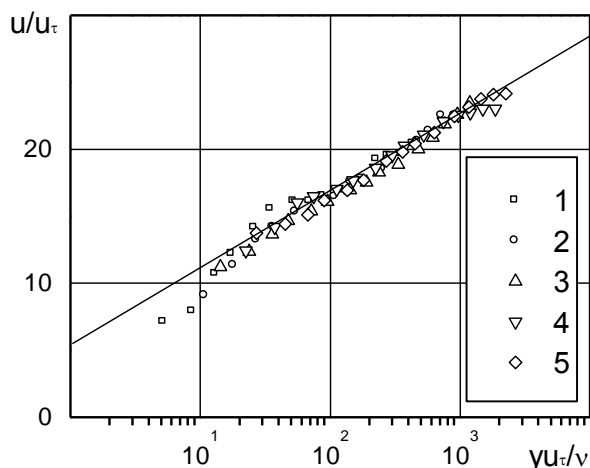


Рис.2.5. Профили средней скорости в пограничном слое на стенке рабочего участка аэродинамической трубы АТ2: 1 – $U_\infty = 4,8$ м/с; 2 – 11,7; 3 – 15,8; 4 – 25; 5 – 30

страняющиеся от вентилятора вверх по потоку. Рабочий участок АТ2 был снабжен координатным устройством, предназначенным для независимого позиционирования зондов двух датчиков по трем пространственным координатам. Погрешность установки чувствительных элементов датчиков по координатам x и z не превышала 0,5 мм, по координате y – не более 0,1 мм. Диапазон регулирования скорости в ядре потока – 1,5 ... 30 м/с. При этом интенсивность пульсаций продольной компоненты скорости в ядре потока плавно изменялась от 4% при $U_\infty = 4,8$ м/с до 1...1,5% при $U_\infty = 30$ м/с. Как и в АТ1, на стенках рабочего участка был развитый турбулентный пограничный слой. Безразмерные профили средней скорости на широких стенках рабочего участка приведены на рис. 2.5.

2.2. Методы и средства измерения

В настоящее время на русском языке доступны достаточно полные и информативные обзоры по традиционным экспериментальным методам исследования турбулентных отрывных течений: термоанемометр, лазерный анемометр, импульсный анемометр и др. В последние годы появились новые методы, позволяющие проводить точные измерения во многих точках по всему полю течения. Поля скорости измеряются методом треков частиц

(PTV - particle tracking velocimetry) и методом образов, создаваемых частицами (PIV - particle image velocimetry). Поля температуры и концентраций скалярных величин могут быть измерены с помощью планарной лазерной флуоресценции (PLIF - planar laser induced fluorescence).

Представляет определенный интерес вопрос, как часто в современных исследованиях сложных турбулентных потоков используется тот или иной метод. По материалам двух крупных международных конференций, прошедших в последние годы [53, 54], был произведен статистический подсчет, результаты которого приведены в таблице 2.1. В выборке было 120 статей, посвященных экспериментальному исследованию сложных турбулентных потоков. В выборку включались только наиболее часто встречающиеся методы.

Таблица 1.1

Методы	Число статей	Число статей, %
PLIF и др. методы, основанные на использовании флуоресценции	9	7,5
Термоанемометрические Методы	53	44,2
ЛДА	34	28,3
PIV	14	11,7
PTV	4	3,3
Методы, использующие голографию	6	5

Можно сделать несколько выводов. Во-первых, очевидно, что термоанемометрический метод по-прежнему остается доминирующим в экспериментальных исследованиях турбулентности (44%). Это объясняется относительной простотой и доступностью термоанемометрической аппаратуры. Кроме того, термоанемометрическая техника постоянно развивается, и ее возможности достаточно широки, хотя ясно, что напрямую исследовать пространственно-временные поля параметров течения с помощью данного

метода практически невозможно*. Во-вторых, за рубежом, по-видимому, преодолены трудности использования ЛДА, указанные в работе [1], и этот измерительный метод стал широко распространенным (28%). В-третьих, методы “количественной визуализации” (PIV и др.) стремительно развиваются. Поэтому уже в ближайшие годы можно ожидать существенного продвижения в понимании процессов, протекающих в сложных турбулентных потоках (в том числе и отрывных), особенно в том, что касается когерентных структур. Некоторые такие результаты уже имеются [56].

В настоящей работе использовался термоанемометрический метод измерения скорости и поверхностного трения. Применялись 4 вида термоанемометрических датчиков: традиционный односточный датчик скорости, фазоинвертирующий термоанемометр, работающий в режиме датчика направления, датчик мгновенного вектора поверхностного трения, и датчик направления с выступом, отградуированный по продольной компоненте вектора поверхностного трения. В литературе представлено очень много материалов, касающихся односточного датчика скорости. Поэтому вряд ли здесь имеет смысл останавливаться на его описании. Остальные датчики менее известны. Ниже приводятся некоторые сведения об этих средствах измерения.

* Возможно статистическое моделирование или “восстановление” таких полей с помощью особой методики [19]. “Восстановленные” поля являются вероятностными аналогами реальных и адекватны им с точки зрения статистического подхода к турбулентности. Однако, “корреляционные моменты и спектральные функции дают лишь весьма неполное описание турбулентного движения и ... центральная роль, которую они играют в настоящее время в теоретических и экспериментальных исследованиях, обуславливается их относительной простотой и удобством” [61]. Иными словами, попытки изучения отдельных конкретных событий, происходящих в заданном течении, на уровне реальных мгновенных полей с помощью этой методики, на наш взгляд, будут неправомерными. Таким образом, по нашему мнению, это безусловно интересное и полезное расширение техники условного усреднения не может быть альтернативой современным методам количественной визуализации, также как в свое время метод условного усреднения не мог заменить методы качественной визуализации. Кроме того, вопрос анализа полученных таким путем пространственно-временных полей параметров потока представляет собой серьезную и пока нерешенную научную проблему.

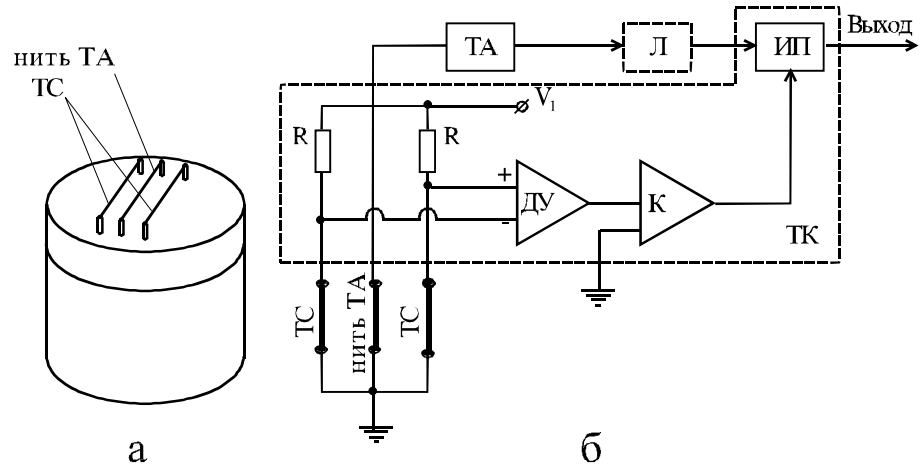


Рис.2.6. Устройство зонда (а) и схема (б) фазоинвертирующего термоанемометра: ТА – термоанемометр; Л – линейризатор; ТС – термометр сопротивления; ДУ – дифференциальный усилитель; К – компаратор; ИП – инвертор-повторитель; ТК – термоанемометрический корректор [14]

Датчик *фазоинвертирующего термоанемометра (ФТА)* представляет собой попытку объединить в одном приборе достоинства датчика направления и обычного термоанемометра. Как и в обычном датчике направления, зонд датчика ФТА включает в себя три нити параллельные друг другу (рис.2.6,а). Центральная нить - нагреваемая. Она является чувствительным элементом датчика и служит для определения мгновенного эффективного значения поверхностного трения [1]. Выходной сигнал термоанемометра ТА может поступать на аналоговый линейризатор или сразу на ЭВМ (рис.2.6,б). Боковые нити (диаметром 2,5...5,0 мкм) располагаются по обе стороны от центральной (на расстоянии 0,01...0,4 мм) и работают как термометры сопротивления ТС. С их помощью (путем регистрации теплового следа от центральной нити) определяется мгновенное направление потока. Термоанемометрический корректор ТК присваивает выходному сигналу термоанемометра знак, соответствующий мгновенному направлению потока. "Термоанемометрический корректор может быть использован как

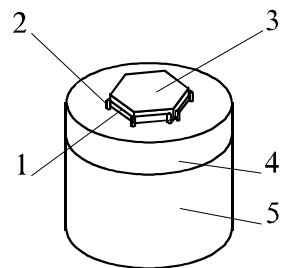


Рис.2.7. Схема зонда датчика мгновенного вектора поверхностного трения: 1 – нить, 2 – ножки, 3 – выступ, 4 – основание, 5 – корпус [14]

нагрева центральной нити датчика вместо термоанемометра можно использовать источник постоянного тока” [1]. Именно в таком режиме (технически как датчик направления) описанное средство измерения использовалось в настоящих экспериментах. Более подробное описание устройства и работы датчика, градуировки и методических испытаний приведено в работе [1]. Проблемы, связанные с точностью измерений с помощью данного датчика описаны в монографиях [1, 14].

Идея датчика мгновенного вектора поверхностного трения (рис.2.7) заключается в использовании зависимости теплоотдачи нагретой нити от угловой ориентации этой нити к потоку в одном полукруге направлений с одновременным сильным ослаблением теплоотдачи в другом направлении за счет расположения вблизи чувствительного элемента препятствия. В качестве такого препятствия в датчике использовался низкий выступ 3, имевший в плане форму шестиугольника. Выступ размещался на основании 4, которое устанавливалось заподлицо с обтекаемой поверхностью. Ножки 2, заформованные в основание, служили одновременно токопроводами и выводами для измерения сигналов датчика.

автономный прибор для определения мгновенного направления потока, а также для измерения частоты реверсирования f потока и коэффициента вероятности обратного течения γ . В этом случае для

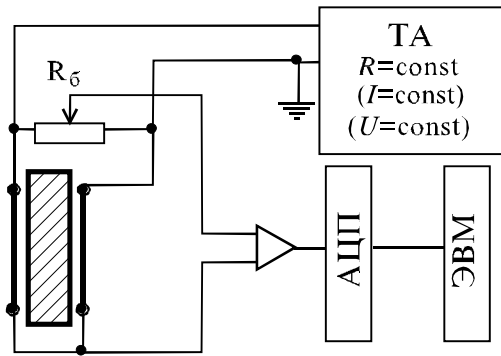


Рис.2.10. Функциональная схема системы измерения направления потока с помощью датчика направления с выступом [14]

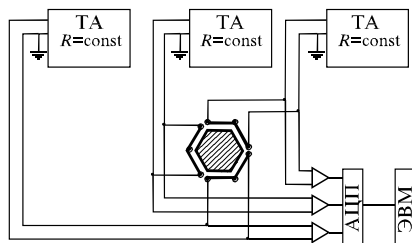


Рис.2.8. Функциональная схема системы измерения мгновенного вектора поверхностного трения [14]

Геометрические параметры датчика: нагреваемые нити были выполнены из вольфрамовой проволоки диаметром 5 мкм и расположены на расстоянии 0,1 мм от основания; диаметр окружности, описанной по вершинам выступа, не превышал 2,5 мм; высота выступа составляла 0,2 мм.

В использованной функциональной схеме системы измерения мгновенного вектора поверхностного трения (рис.2.8) шесть нитей, соединенных попарно, образовывали три электроизолированные цепи, каждая из которых подключалась к автономному термоанемометрическому блоку DISA 55M в режиме $R=const$. Выходными сигналами датчика являлись сигналы трех термоанемометров.

Датчик градуировался напрямую в потоке с известным модулем и направлением вектора поверхностного трения. Более подробное описание устройства методических испытаний и градуировки датчика приведено в работе [14].

Датчик градуировался напрямую в потоке с известным модулем и направлением вектора поверхностного трения. Более подробное описание устройства методических испытаний и градуировки датчика приведено в работе [14].

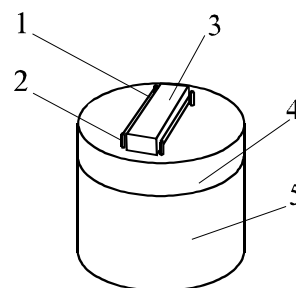


Рис.2.9. Схема зонда датчика направления с выступом: 1 – нить, 2 – ножки, 3 – выступ, 4 – основание, 5 – корпус [14]

Принцип работы датчика направления с выступом основан на регистрации разности теплоотдачи нитей, расположенных вблизи противоположных граней выступа - перегородки (рис.2.9).

Обе нити датчика были последовательно включены в мостовую схему и подключены к термоанемометру постоянной температуры DISA 55M (рис.2.10). Сопротивление балансирующего резистора R_6 моста на порядок превышает сопротивление нитей. Балансировка моста проводилась при размещении зонда датчика вне потока. В этом режиме нити находятся в одинаковых условиях теплообмена со средой и имеют одинаковую температуру. При установке зонда в поток теплоотдача обеих нитей увеличивалась. Однако нить, обращенная к набегающему потоку, при любой скорости потока охлаждалась более интенсивно. В результате разной степени охлаждения нитей нарушался баланс моста. По знаку и величине напряжения разбаланса, усиленного с помощью дифференциального усилителя, определялось направление и величина проекции пристенной скорости потока в системе координат зонда датчика. Тепловые следы от нитей в таком датчике лишь усиливают (и при этом не регистрируются) разность теплоотдачи нитей, расположенных вблизи противоположных граней перегородки. Таким образом, в данном случае снимается проблема регистрации теплового следа, имевшая место у датчика ФТА. Локальность измерений можно оценить по геометрическим параметрам датчика: нити длиной 2 мм выполнены из вольфрамовой проволоки диаметром 5 мкм и расположены на расстоянии 0,1 мм от стенки; перегородка при размерах в плане $0,5 \times 2 \text{ мм}^2$ выступала в поток на 0,2 мм. Градуировался датчик по величине продольной компоненты вектора поверхностного трения при прямом и обратном течении в системе координат зонда. Зонд при этом ориентировался так, чтобы нити располагались перпендикулярно направлению невозмущенного

потока. Более подробное описание устройства, методических испытаний и градуировки датчика приведено в работе [14].

2.3. Оценка погрешности измерения

Как мы уже отмечали, термоанемометрические методы измерения скорости и поверхностного трения остаются в настоящее время самыми широко используемыми в экспериментальных исследованиях турбулентности. Стоит, однако, обратить внимание на следующий аспект подобных измерений. “Хотя считается, что измерения посредством термоанемометра с проволочным (пленочным) датчиком не требуют высокой квалификации, тем не менее интерпретация результатов термоанемометрических измерений средней скорости и турбулентных пульсаций, а также их статистических характеристик без глубокого и детального знания вопросов чувствительности датчика затруднительна” [50]. Ясно, что интерпретация результатов подобных измерений в отрывном течении, где присутствуют значительные трехмерные эффекты [13], будет еще более сложной.

Известны следующие основные источники погрешностей измерений при использовании термоанемометрического датчика скорости [24]:

- а) температурные изменения в поле потока;
- б) загрязнение датчика пылью;
- в) погрешности, допущенные при изготовлении датчика;
- г) дополнительный теплоотвод вследствие близости стенки.

В работе [24] высказывается суждение о том, что рассчитать погрешность измерения термоанемометрическим датчиком (особенно вблизи стенки) “крайне трудно, поскольку для этого необходимо учесть очень много различных и противоречивых аспектов”. Оценка погрешности $\pm 4\%$

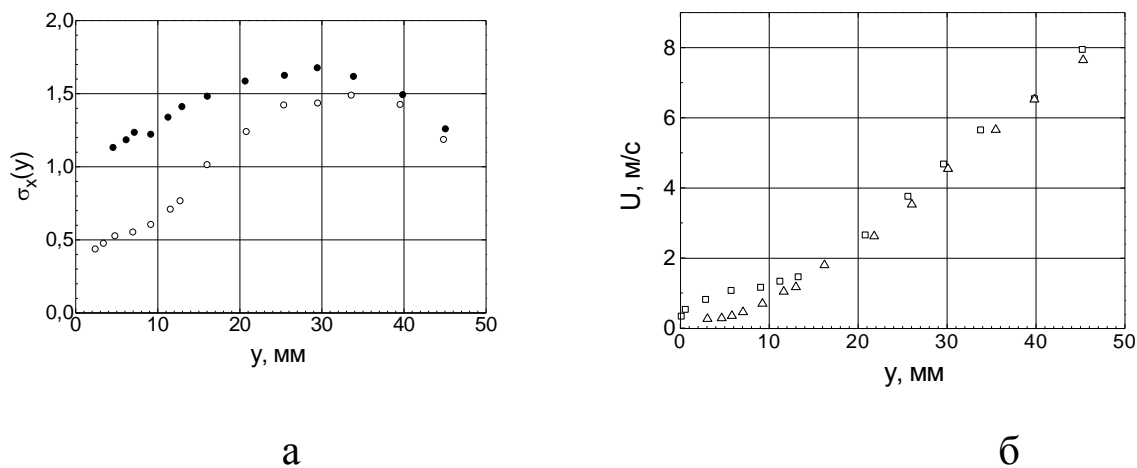


Рис.2.11. Сравнение измерений средней скорости (а) и интенсивности турбулентности (б) в трехмерном пограничном слое с помощью обычного термоанемометра и импульсного анемометра (по данным работы [24])

для ближней пристеночной области и 1,5% на границе трехмерного пограничного слоя по мнению автора [24] является реалистичной.

Приведем для сравнения рисунки с данными работы [24], на которых показаны результаты измерений в трехмерном турбулентном пограничном слое с помощью обычного термоанемометра и импульсного анемометра (рис.2.11). Как указывается в работе [24], только использование импульсного анемометра не накладывает условия низкого уровня турбулентности потока. Очевидно, что имеется значительное расхождение данных, полученных с применением импульсного анемометра, с результатами измерения обычным термоанемометром (особенно вблизи стенки).

Прямая оценка погрешности измерения компонент мгновенного вектора трения в турбулентном течении, по свидетельству авторов работы [14], вряд ли возможна. Это связано с тем, что в турбулентном пограничном слое, где проводилась градуировка датчиков, имеют место значитель-

ные пульсации модуля и углового направления вектора трения на стенке. При этом пульсации в потоке и погрешности измерения не удастся разделить, в том числе путем сравнения дисперсий отклонений модуля и углового направления измеряемой величины относительно средних значений с соответствующими оценками, полученными с помощью некоторого образцового средства измерения. Действительно, увеличение дисперсии за счет погрешности измерения мгновенных значений компонент вектора трения может быть скомпенсировано ее уменьшением за счет динамической погрешности, которая обусловлена инерционностью датчика и зависит от частоты пульсаций. Тем не менее, авторы работы [14] приводят косвенную оценку относительной приведенной круговой погрешности измерения мгновенного вектора поверхностного трения, которая при доверительной вероятности 0,95 составляет 2,2...2,8% в зависимости от модификации датчика. Эта оценка не учитывает погрешности образцового средства для измерения трения, в качестве которого использовались данные, полученные с помощью метода Клаузера. Относительная погрешность такого образцового средства измерения поверхностного трения составляет около 5%.

Измерение поверхностного трения с помощью термоанемометрического датчика является косвенным методом. По причине невыясненности роли трехмерных эффектов [13] в номинально двумерных отрывных течениях имеет смысл привести следующее замечание авторов работы [21], относящееся к трехмерным пограничным слоям. “Использование в трехмерном потоке любого устройства косвенного измерения сдвигового напряжения на стенке в трехмерном потоке на основе двумерной калибровки основано, априори и без достаточного обоснования, на предположении, что пристеночные течения одинаковы в двух- и трехмерном случае”.

Авторы датчика мгновенного вектора поверхностного трения отмечают, что “экспериментальная оценка динамических характеристик датчи-

ков поверхностного трения затруднена. Это затруднение связано с тем, что не удастся создать течения, в котором мгновенный вектор трения известным образом изменялся бы во времени” [14]. Таким образом, экспериментально оценить динамическую погрешность измерений трения в отрывных потоках с помощью датчика мгновенного вектора поверхностного трения пока не представляется возможным из-за отсутствия эталонного средства измерения.

Измерение мгновенного направления пристеночного течения гораздо проще измерения мгновенного вектора поверхностного трения. Поэтому следует ожидать и более надежных результатов при оценке первого параметра. Методические эксперименты, проведенные авторами датчика ФТА [1], дали следующую оценку предельно допустимой частоты реверсирования потока: $70 \div 100$ Гц.

Авторы датчика направления с выступом математически моделировали АЧХ и ФЧХ данного датчика, которые представлены на рис.2.12. Предельная частота, до которой возможно измерение пульсаций направления пристеночной скорости с помощью такого датчика может быть оценена приблизительно в 100 Гц [14].

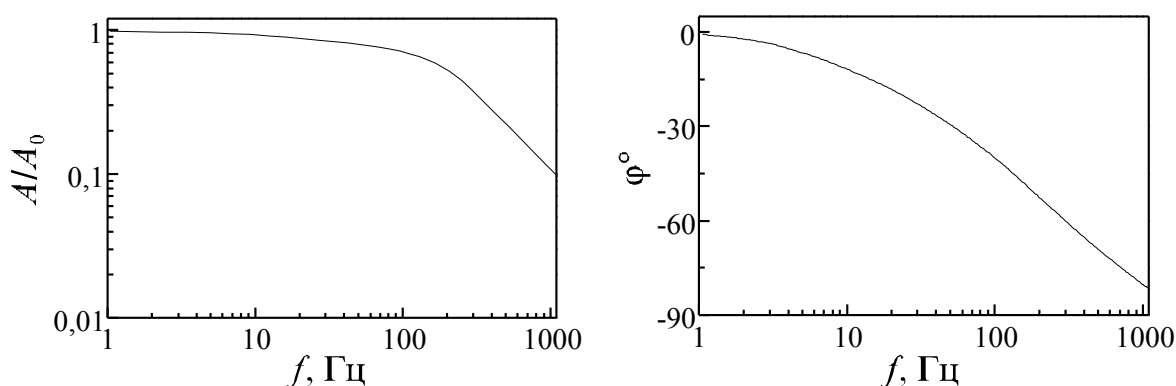


Рис.2.12. АЧХ (слева) и ФЧХ датчика направления с выступом [14]

Поскольку в настоящих экспериментах представляла интерес только низкочастотная составляющая пульсаций мгновенной точки присоединения, то измерения с помощью датчика ФТА, работавшего в режиме датчи-

ка направления, а также датчика направления с выступом можно считать достаточно достоверными. Характерная частота когерентных структур, образующихся в оторвавшемся слое смещения, во всех экспериментах не превышала 100 Гц.

2.4. Методы обработки экспериментальных данных

При обработке экспериментальных данных в настоящем исследовании применялась техника условного усреднения. Теоретическое описание метода условного усреднения можно найти, например, в работах [31, 27], а анализ ограничений этого метода - в работе [28]. Техника условного усреднения нашла широкое применение в исследованиях количественных характеристик когерентных структур. С ее помощью был получен ряд важных с точки зрения понимания физики турбулентности результатов [напр.37].

Условное усреднение сводится к усреднению по ансамблю, состоящему из множества событий одного типа, отобранных в соответствии с некоторым условием. Схема условного усреднения подразумевает, как минимум, два канала: один, $f(\vec{r}, t)^*$, - для информации, по которой осуществляется детектирование интересующих нас событий, а другой, $u(\vec{r} + \Delta\vec{r}, t)^*$, - для информации, которая подвергается условно-выборочному усреднению. Самый сложный вопрос - это выбор условия, алгоритма детектирования. Для его решения необходимо четко представлять физическую сущность исследуемых процессов. По этой причине техника условного усреднения используется не изолированно, а в сочетании с другими методами исследования физической картины течения, например визуализацией.

* Смысл обозначений \vec{r} и $\vec{r} + \Delta\vec{r}$ поясняется ниже; t - время.

Часто схема детектирования имеет больше, чем один вход. Входная информация может иметь самые разные формы: цифровые и аналоговые сигналы, их производные, результаты визуальных наблюдений и т.д. Выходной сигнал детектирующего алгоритма, как правило, цифровой и может быть представлен как:

$$f(\vec{r}, t) = \sum_{j=1}^N \omega_j(\vec{r}) \delta(t_j - t),$$

где \vec{r} - координата точки детекции событий; N - число событий, попавших в “условную” выборку; $\delta(t_j - t)$ - дельта-функция; t_j - моменты времени, в которые фиксируются и отбираются в выборку интересующие нас события; ω_j - вес различных событий в зависимости от их значимости.

Условное усреднение может быть найдено по следующей формуле:

$$\langle u(\vec{r} + \Delta\vec{r}, \tau) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \omega_j(\vec{r}) u(\vec{r} + \Delta\vec{r}, t_j + \tau),$$

где $\vec{r} + \Delta\vec{r}$ - точка, где производится измерение среднего значения по условной выборке; τ - время задержки.

Еще один метод, который был использован в настоящем исследовании - метод ВИТА (variable-interval time-averaging technique - “техника усреднения по переменному интервалу времени”). Этот метод впервые был применен Блэкуэлдером и Капланом [35] в алгоритме регистрации всплесков* (bursting). Суть метода заключается в определении локального среднего некоей величины $Q(x, t)$ по формуле:

$$Q(x_i, t, T_{\text{Л}}) = \frac{1}{T_{\text{Л}}} \int_{t-0,5T_{\text{Л}}}^{t+0,5T_{\text{Л}}} Q(x, S) dS,$$

где $T_{\text{Л}}$ - некоторое время осреднения. Во избежание искажений в оценке величины локального среднего какого-то явления время осреднения $T_{\text{Л}}$

* Когерентная структура, существующая вблизи стенки в турбулентном пограничном слое. Впервые обнаружена в исследовании Клайна и др. [46].

должно быть одного порядка с временным масштабом этого явления и меньше, чем его продолжительность.

Фактически метод ВИГА отфильтровывает высокочастотную, “шумовую” составляющую исследуемого сигнала, не относящуюся к рассматриваемому явлению.

2.5. Условия экспериментов и методика проведения исследований

В настоящей работе представлены результаты трех серий экспериментов.

Эксперимент первой серии проводился в аэродинамической трубе АТ2. Обратный уступ устанавливался в рабочем участке аэродинамической трубы (рис.2.13). Высота обратного уступа h равнялась 23 мм. Средняя скорость набегающего потока воздуха вблизи кромки уступа составляла 25,2 м/с. Число Рейнольдса, вычисленное по высоте уступа и средней скорости у кромки уступа, составило $Re_H = U_0 h / \nu = 4 \times 10^4$. Перед уступом существовал развитый турбулентный пограничный слой толщиной $\delta \approx 9$ мм. Длина отрывной зоны составляла $X_R = 5,16 h$.

В процессе эксперимента проводились измерения скорости в присоединившемся потоке за обратным уступом, а также мгновенного направления потока в области присоединения. Для измерений скорости использовался однопиточный датчик и термоанемометр DISA 55M. Диаметр нити датчика составлял 5 мкм, длина нити - 1,2 мм. Градуировка датчиков осуществлялась в рабочем участке (в ядре потока). В качестве эталонного средства измерения скорости при градуировке использовался комбинированный пневмометрический насадок Пито–Прандтля, который устанавливался рядом с градуируемым термоанемометрическим датчиком. При этом для измерения разности давлений использовался дифференциальный микроманометр МКВ-250-0,02.

Для измерений мгновенного направления потока использовался трехниточный датчик направления [1]. Мгновенному направлению потока вблизи стенки, совпадающему с направлением набегающего потока, присваивалось значение $u_w=1$, а мгновенным возвратным токам - $u_w=0$.

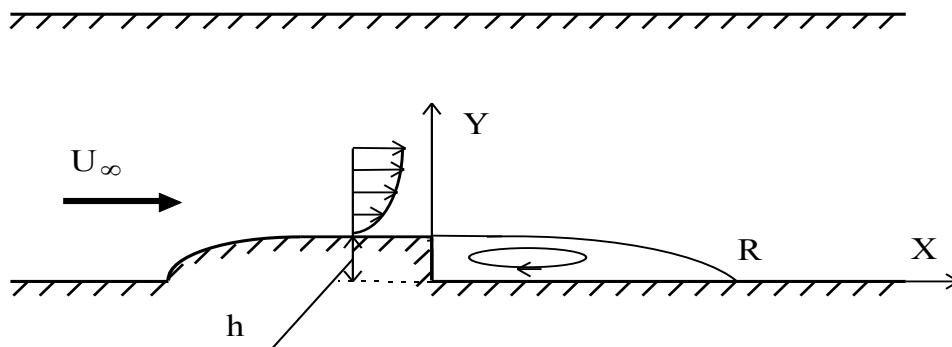


Рис.2.13. Схема рабочего участка

По результатам измерения мгновенного направления оценивалась вероятность обратного течения γ , как доля времени, в течение которого направление потока вблизи стенки и основного потока противоположны. Точка на стенке, в которой $\gamma=0,5$, приблизительно совпадает со средней точкой присоединения X_R . Под присоединением будем понимать событие $u_w=1$. В окрестности точки X_R выделим точки раннего x_p и позднего $x_{п}$ присоединения, для которых $\gamma=0,9$ и $\gamma=0,1$, соответственно. Событие $u_w(x_p)=1$ будем называть *аномально ранним присоединением*, событие $u_w(x_{п})=0$ - *аномально поздним*, а присоединение, не удовлетворяющее этим двум условиям, - *промежуточным*.

Датчик направления поочередно устанавливался в точках x_p , X_R , $x_{п}$. При этих положениях датчика направления положение чувствительного элемента датчика скорости варьировалось только по координате y в пределах сдвигового слоя. Продольная координата расположения датчика скорости во всех случаях оставалась неизменной $\bar{x} = 9,6$. В этом месте присое-

динившегося сдвигового слоя по результатам измерений определенно нет возвратных токов. При всех комбинациях взаимного положения упомянутых датчиков производился одновременный опрос их сигналов с частотой 2 кГц в течение 5 сек с помощью аналого-цифрового преобразователя. Данные регистрировались в памяти компьютера.

Откликом на пульсации точки присоединения может являться изменение профиля скорости в присоединившемся сдвиговом слое. Можно предположить, что по причине конечной скорости переноса информации об аномальном присоединении в пространстве этот отклик имеет временной сдвиг относительно пульсаций точки присоединения. Величина этого сдвига априори неизвестна. Последнее обстоятельство затрудняет применение техники условного усреднения для оценки влияния аномально раннего и аномально позднего присоединения на профиль скорости в присоединившемся сдвиговом слое. В этом случае предпочтительно использование *техники условного усреднения с использованием аппроксимации условно усредненных характеристик турбулентности методом вероятностного восстановления* [31]. Согласно этому методу применительно к рассматриваемой задаче для оценки условной средней скорости $U | U_w$ на расстоянии y от стенки в зависимости от условия U_w^* при некотором взаимном сдвиге по времени $\Delta\tau$ можно использовать линейную регрессию $\langle U | U_w \rangle = aU_w^* + b$. Коэффициенты регрессии могут быть оценены как [16]

$$a = R_{U,U_w}(\Delta\tau) \sqrt{u'^2(y)} / \sqrt{u_w'^2(y)}; \quad b = U - aU_w, \quad (2.1)$$

где $R_{U,U_w}(\Delta\tau)$ - коэффициент корреляции. В качестве оценки коэффициента корреляции будем использовать максимальное по абсолютной величине значение взаимнокорреляционной функции. Именно это максимальное значение соответствует наиболее тесной взаимосвязи направления потока вблизи стенки в зоне присоединения и скорости в сдвиговом слое присоединившегося потока. Сдвиг по времени $\Delta\tau_{\max}$, соответствующий положению максимума взаимнокорреляционной функции, можно трактовать как время отклика параметров присоединившегося сдвигового слоя на ано-

мальное присоединение потока. Используя величину времени отклика, можно оценить также *скорость переноса информации об аномальном присоединении* (v_k^x) от точки x_p или x_n до точки ($\bar{x} = 9,6; y$).

Оценки линейного интегрального масштаба вихревых структур в присоединившемся сдвиговом слое производились следующим образом. Под интегральным масштабом (или линейным масштабом энергосодержащих вихрей), как правило, подразумевается величина с размерностью длины, имеющая порядок $\int_0^{\infty} R dr$. Здесь $R = \overline{u'(x)u'(x + \Delta x)} / \overline{u'^2(x)}$ - пространственная корреляционная функция, выражающая корреляцию пульсационной компоненты скорости u' в точках с координатами (x, y, z) и $(x + \Delta x, y + \Delta y, z + \Delta z)$ [2]. Используя гипотезу Тейлора о медленном изменении формы турбулентных вихрей [2], можно принять, что автокорреляционная функция компоненты скорости u при задержке времени $\Delta\tau$, записываемая в виде $R(\Delta\tau) = \overline{u(t)u(t + \Delta\tau)} / \overline{u'^2}$, совпадает с пространственной корреляцией для рассматриваемой точки и точки, сдвинутой на расстояние $-v_k^x \Delta\tau$ в направлении оси x . Таким образом интегральный масштаб оценивался по формуле:

$$L = v_k^x \int_0^{\infty} R(\Delta\tau) d(\Delta\tau). \quad (2.2)$$

При интегрировании в качестве верхнего предела принималось значение задержки по времени, равное 50 мс.

Во второй серии экспериментов использовался выступ со скругленной передней кромкой, который при принятых форме и геометрических размерах можно условно считать обращенным назад уступом. Уступ устанавливался на стенке рабочего участка АТ1 и занимал всю ширину канала (рис.2.14). Высота уступа h составляла 21 мм. В невозмущенном потоке перед обратным уступом течение было двумерным с развитым турбулентным пограничным слоем толщиной 7 мм. Средняя скорость невозмущенного потока составляла $U_\infty=23$ м/с, интенсивность пульсаций скорости -

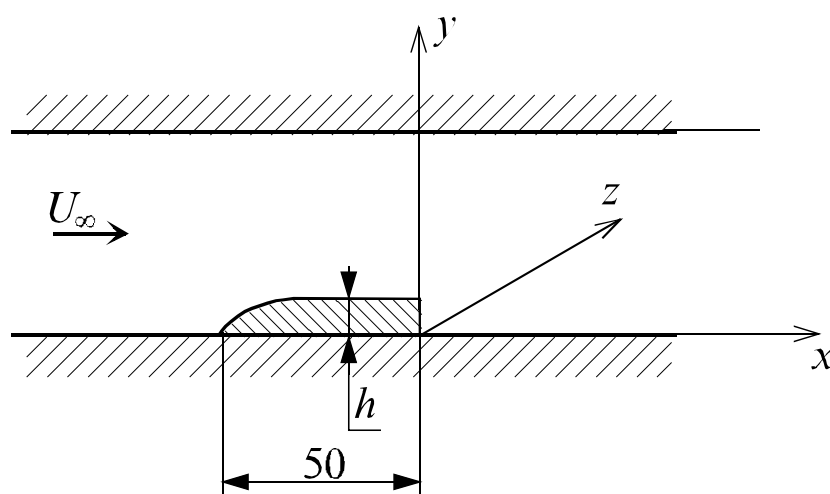


Рис.2.14. Схема рабочего участка

1%. Число Рейнольдса, вычисленное по высоте уступа и средней скорости у кромки уступа составляло $Re_H=U_0h/\nu=4,1 \times 10^4$. Длина отрывной зоны составляла $X_R=5,5 h$.

В процессе экспериментов выполнялись двухточечные измерения поверхностного трения в следе за обратным уступом. В одной точке, расположенной ближе к уступу, измерялась лишь продольная компонента вектора трения, а в другой, расположенной на расстоянии $\Delta x=80$ мм ниже по потоку, - обе компоненты. Отсчет координат датчиков по оси X проводился от основания уступа (рис.2.14). Взаимное положение датчиков и уступа варьировалось путем перемещения уступа. Для измерения мгновенного

вектора поверхностного трения использовался миниатюрный датчик с нагреваемыми металлическими нитями (см. раздел 2.3.2). Нагрев нитей осуществлялся с помощью термоанемометра постоянной температуры DISA 55M. Кроме того, был использован упрощенный вариант этого датчика, который был отградуирован по продольной компоненте мгновенного вектора трения. Далее по тексту в целях удобства обозначения он будет называться «датчиком направления».

При различных положениях обратного уступа относительно двух упомянутых датчиков производился одновременный опрос их сигналов с частотой 2 кГц в течение 5 сек с помощью аналого-цифрового преобразователя. Данные регистрировались в памяти компьютера.

В данной работе проводился анализ только продольной компоненты вектора поверхностного трения. По знаку этой компоненты в следе за уступом оценивалась вероятность обратного течения γ как доля отрицательных значений τ_x в выборке. Вниз по потоку от средней точки присоединения X_R ($\gamma=0,5$) выделим точку позднего $x_{п}$ присоединения, для которой $\gamma=0,1$. Событие $\tau_x(x_{п}) < 0$ назовем *аномально поздним* присоединением.

По данным двухточечных измерений оценивались пространственно-временные корреляции продольной компоненты вектора поверхностного трения. Эти корреляционные функции имели ярко выраженный максимум, положение которого было сдвинуто на временной оси на величину $\Delta\tau_{\max}$. Временной сдвиг максимумов пространственно-временных корреляций τ_x использовался при оценке условного трения в присоединившемся потоке в случае аномально позднего присоединения. Условное усреднение выполнялось лишь по реализации процесса, соответствующей размещению дат-

чика направления в точке x_{II} . Для количественного сопоставления отклонения условно усредненного значения продольной компоненты вектора трения от ее средней оценки с результатами эксперимента первой серии сигнал с датчика направления брался в виде ступенчатой функции:

$$F(t) = \begin{cases} 1, & \text{если } \tau_x(x_{II}) > 0 \\ 0, & \text{если } \tau_x(x_{II}) = 0 \\ -1, & \text{если } \tau_x(x_{II}) < 0 \end{cases} \quad (2.3)$$

При усреднении использовались данные измерений продольной компоненты вектора трения датчиком поверхностного трения, смещенные на время $\Delta\tau_{\max}$ относительно моментов времени, при которых в точке x_{II} имело место аномально позднее присоединение потока.

Линейный интегральный масштаб по продольной компоненте вектора поверхностного трения оценивался по формуле:

$$L = v_k^x(x) \int_0^{\infty} R(\Delta\tau) d(\Delta\tau), \quad (2.4)$$

где $R(\Delta\tau) = \langle \tau_x(t) \tau_x(t + \Delta\tau) \rangle / \langle \tau_x^2 \rangle$ - автокорреляционная функция продольной компоненты мгновенного вектора поверхностного трения, а v_k определялось при предыдущем (выше по потоку) положении датчика направления. При интегрировании в качестве верхнего предела принималось значение смещения по времени, равное 10 мс.

Параметры обработки сигналов датчиков трения и направления по технике VITA в точке x_{II} (координата датчика направления) были следующими: локальное осреднение проводилось по 10 точкам (это соответствует промежутку времени длиной 20 мс); смещение между двумя смежными массивами точек, по которым проводилось осреднение, составляло 2 мс.

В третьей серии экспериментов использовался выступ со скругленной передней кромкой, который при принятых форме и геометрических

размерах можно условно считать обращенным назад уступом. Уступ устанавливался на стенке рабочего участка АТ1 и занимал всю ширину канала (рис.2.14). Уступ имел высоту $h=20$ мм.

Локальные измерения вектора поверхностного трения проводились в рециркуляционной зоне, зоне присоединения и области присоединившегося сдвигового слоя за обратным уступом с помощью датчика поверхностного трения. Работа датчика обеспечивалась термоанемометрической аппаратурой DISA 55M.

Для измерений средней U и пульсационной u компонент продольной составляющей скорости использовался однониточный датчик и термоанемометр DISA 56C. Диаметр нити датчика составлял 5 мкм, длина нити - 1,2 мм. Градуировка однониточного датчика скорости проводилась методом сравнения с образцовым средством измерения, в качестве которого использовалась трубка Пито–Прандтля. При этом для измерения разности давлений использовался дифференциальный микроанометр МКВ-250-0,02.

Для измерения пространственно-временных корреляционных функций напряжения пристеночного сдвига и скорости в потоке использовались одновременно оба описанных 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.

В невозмущенном потоке перед обратным уступом течение было двумерным с развитым турбулентным пограничным слоем. Эксперименты проводились для двух режимов по средней скорости потока: $U_{\infty}=10,1$ м/с (режим II) и 17,3 м/с (режим I), а уровень пульсаций скорости составлял около 1%. Число Рейнольдса, вычисленное по высоте уступа и средней

скорости у кромки уступа составляло $Re_H=U_0h/\nu=1,7\times 10^4$ и $2,9\times 10^4$ для режимов II и I, соответственно. Профили средней и пульсационной компонент скорости потока вблизи кромки обратного уступа приведены на рис.2.15.

Сбор и обработка экспериментальной информации проводились при помощи автоматизированной системы, включающей в себя персональный компьютер Pentium-100 и восьмиканальный аналого-цифровой преобразователь с параллельным опросом каналов. В каждой измерительной точке время опроса составляло 2 с при частоте дискретизации 5000 Гц.

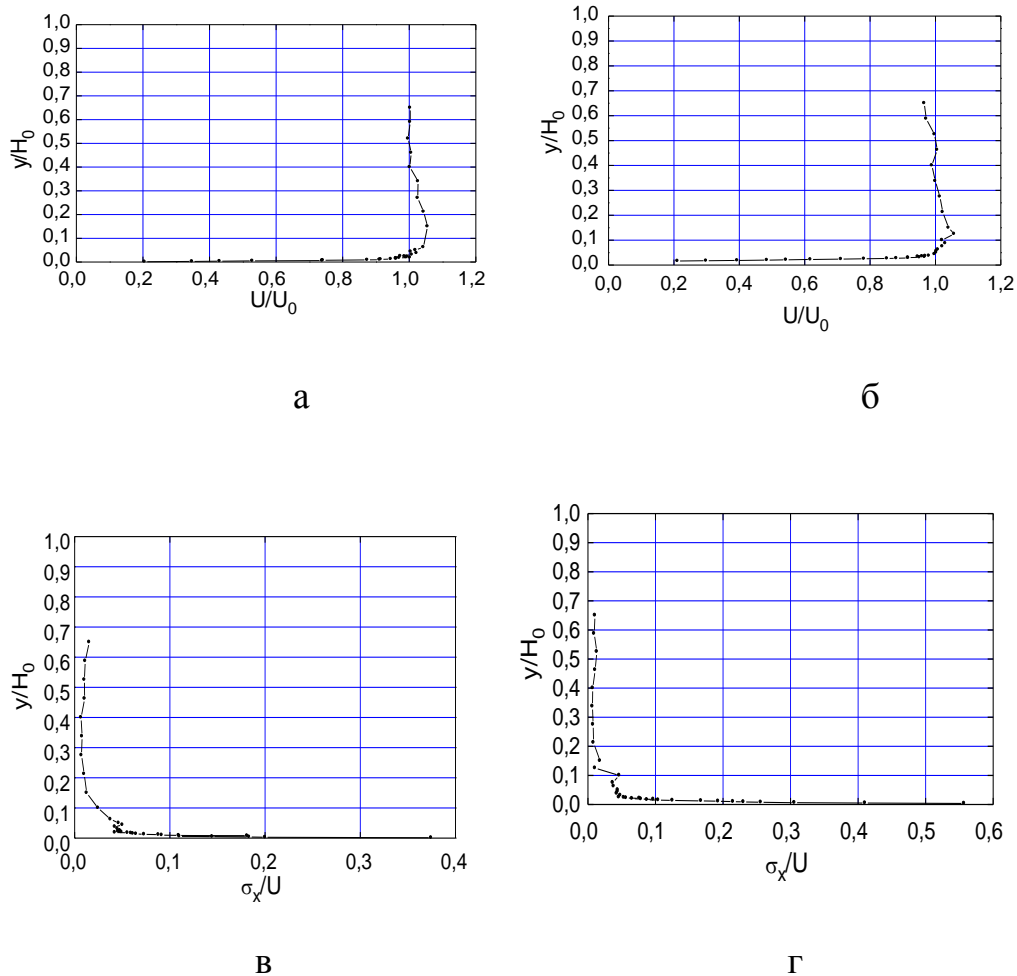


Рис.2.15. Характеристики турбулентного пограничного слоя перед отрывом: а - профиль средней скорости ($U_0=21,5$ м/с); б - профиль средней скорости ($U_0=12,6$ м/с); в - профиль относительной пульсационной компоненты скорости ($U_0=21,5$ м/с); г - профиль относительной пульсационной компоненты скорости ($U_0=12,6$ м/с)

Линейный интегральный масштаб по продольной компоненте вектора поверхностного трения оценивался по формуле (2.4). При этом конвективная скорость продольного переноса пульсаций трения на стенке v_k^x бралась равной $0,8U_\infty$ (как для обычного турбулентного пограничного слоя). При интегрировании по формуле (2.4) в качестве верхнего предела принималось значение смещения по времени, равное 5 мс.

Автокорреляции и спектральные характеристики продольной компоненты вектора поверхностного трения рассчитывались по выборкам дли-

ной 16 с (в случае течения за обратным уступом), 10 с (в случае незагроможденной трубы) для режима I, 18 с (в случае течения за обратным уступом) и 10 с (в случае незагроможденной трубы) для режима II.

ГЛАВА III. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ И ИХ АНАЛИЗ

3.1. Геометрия отрывного течения

Длина рециркуляционной зоны может быть оценена по изменению вероятности обратного течения γ (рис.3.1). Координаты средней точки присоединения для $U=17,2$ и $10,1$ м/с оказались очень близкими: $4,7$ и $5,1$ h, 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 $0,1 \leq \gamma \leq 0,9$) составля-

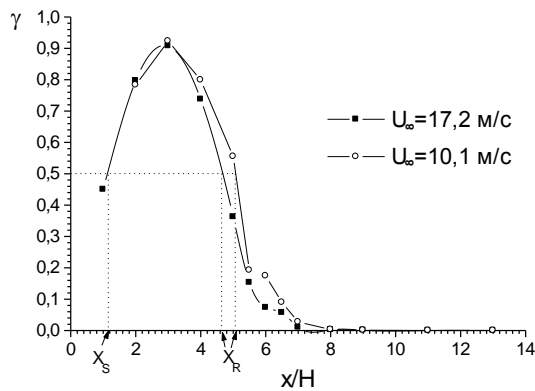


Рис.3.1. Изменение вероятности обратного течения γ по длине отрывной зоны

ет 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 [9]. Сведения об аналогичных измерениях в экспериментах I и II приведены в соответствующих разделах II главы.

3.2. Средние и пульсационные характеристики скорости в турбулентном отрывном течении за обратным уступом

Общеизвестно, что информация о средних характеристиках скорости в областях отрыва и присоединения потока, полученная с помощью одноточечного термоанемометрического датчика не может считаться достоверной. Для проведения точных количественных измерений необходимо применять другую измерительную технику, например импульсный анемометр

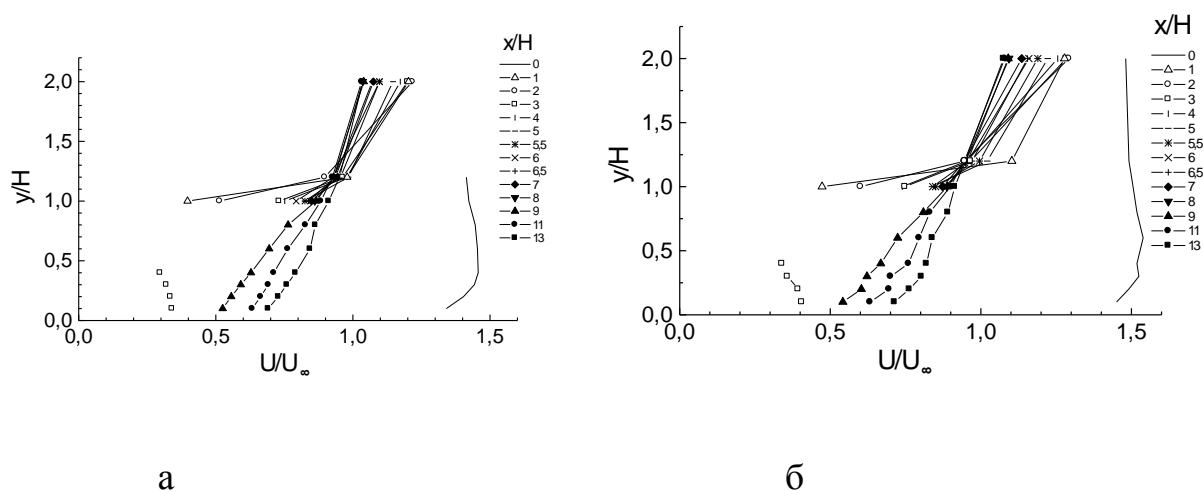


Рис.3.2. Профили продольной компоненты средней скорости: а - $U_{\infty}=17,2$ м/с; б - $U_{\infty}=10,1$ м/с

или лазерный доплеровский анемометр [15, 26]. Тем не менее, измерения в присоединившемся сдвиговом слое (в области, где нет возвратных токов), а также в оторвавшемся слое смешения (на участке, где искривление линий тока невелико) и в небольшой области рециркуляционной зоны, где течение практически полностью возвратное, можно считать достоверными.

На рис.3.2 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 .

На рис.3.3 изображены профили продольных пульсаций скорости. Максимальное значение σ_x / U_∞ 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 Джонстона [10], составляет $0,1 \div 0,22$ для различных измерений за обратным уступом. Поперечная координата максимума σ_x / U_∞ в рециркуляционной зоне находится в области

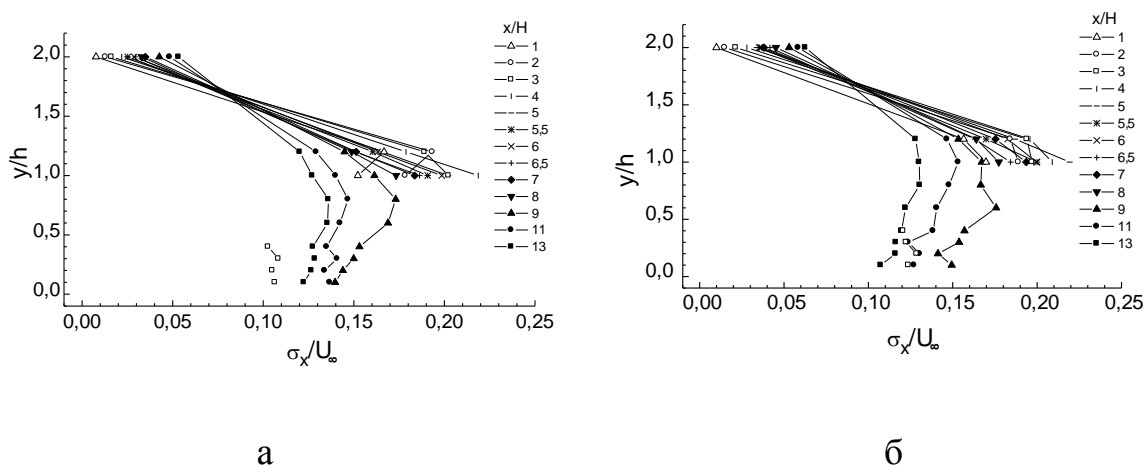


Рис.3.3. Профили продольных пульсаций скорости: а - $U_\infty=17,2$ м/с; б - $U_\infty=10,1$ м/с

оторвавшегося сдвигового слоя $y=(0,8 \div 1,2) h$.

Согласно данным Комарова и Полякова [15] 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 [15]. Так, измерения Шляжаса [26], 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.3.3, профили

σ_x / U_∞ имеют определенную неравномерность в диапазоне $y=0,1 \div 0,4 h$, которая, возможно, и говорит о повышенном уровне продольных пульсаций скорости в центре рециркуляционной области, но это не глобальный максимум.

После присоединения профиль пульсаций σ_x / U_∞ постепенно выравнивается. В пристеночных слоях течения пульсации скорости сначала растут, а потом начинают убывать. Максимум, соответствующий оторвавшемуся свободному слою смешения, «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.

3.3. Статистические характеристики вектора поверхностного трения в турбулентном отрывном течении за обратным уступом

Данные, иллюстрирующие двумерное *вероятностное распределение мгновенного вектора поверхностного трения* τ в пространстве его компонент, представлены на рис.3.4. Точки на этих рисунках обозначают координаты конца мгновенного вектора поверхностного трения. Каждый рисунок содержит 5000 точек. Рис.3.4,а соответствует присоединившемуся сдвиговому слою ($\gamma=0$, $x=13h$), рис. 3.4,б - границе области присоединения ($\gamma=0,09$, $x=6,5h$), рис.3.4,в - течению в районе средней точки присоединения ($\gamma=0,5$, $x=5h$), рис. 3.4,г - практически полностью возвратному течению ($\gamma=0,9$, $x=3h$). Видно, что в областях течения, где значения γ отличны от нуля и единицы, вид совместного распределения компонент вектора поверхностного трения τ_x и τ_z напоминает “бублик”.

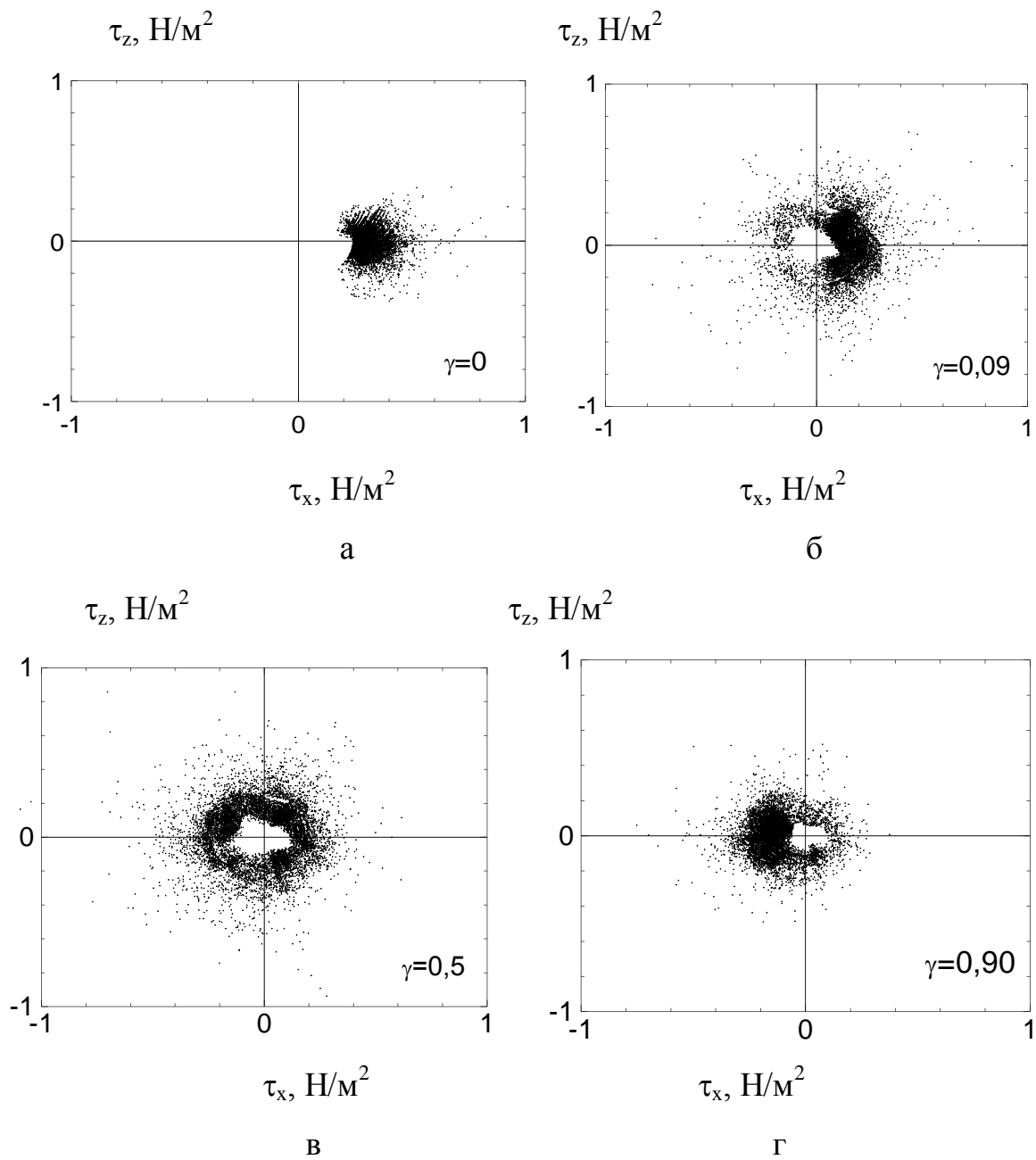


Рис.3.4. Совместное распределение компонент мгновенного вектора поверхностного трения в области присоединения потока: а - $\gamma=0$ ($x=13h$); б - $\gamma=0,09$ ($x=6,5h$); в - $\gamma=0,5$ ($x=5h$); г - $\gamma=0,9$ ($x=3h$)

Наблюдающееся в этом случае отсутствие точек в окрестности точки $(0;0)$ подтверждает, что мгновенная величина модуля вектора поверхностного трения никогда не равна нулю в течении за обратным уступом [13].

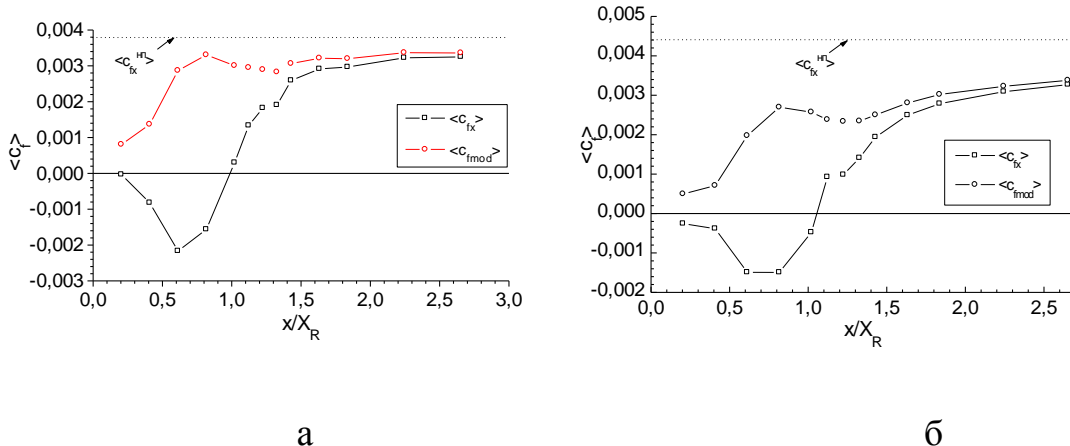


Рис.3.5. Изменение среднего коэффициента модуля вектора поверхностного трения $\langle c_{fmod} \rangle$ и его продольной компоненты $\langle c_{fx} \rangle$ в следе за обратным уступом: а - $U_\infty = 17,2 \text{ м/с}$; б - $U_\infty = 10,1 \text{ м/с}$

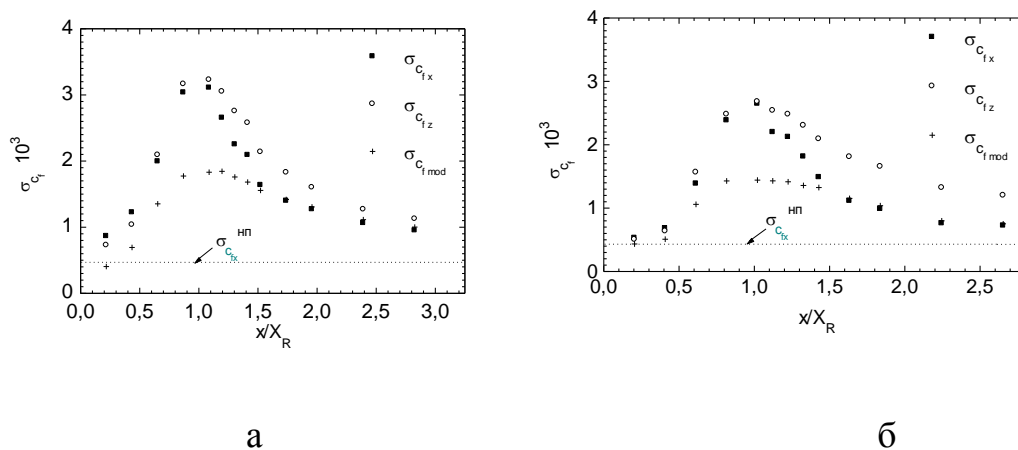


Рис.3.6. Абсолютные среднеквадратичные отклонения модуля и компонент вектора поверхностного трения в следе за обратным уступом: а - $U_\infty = 17,2 \text{ м/с}$; б - $U_\infty = 10,1 \text{ м/с}$

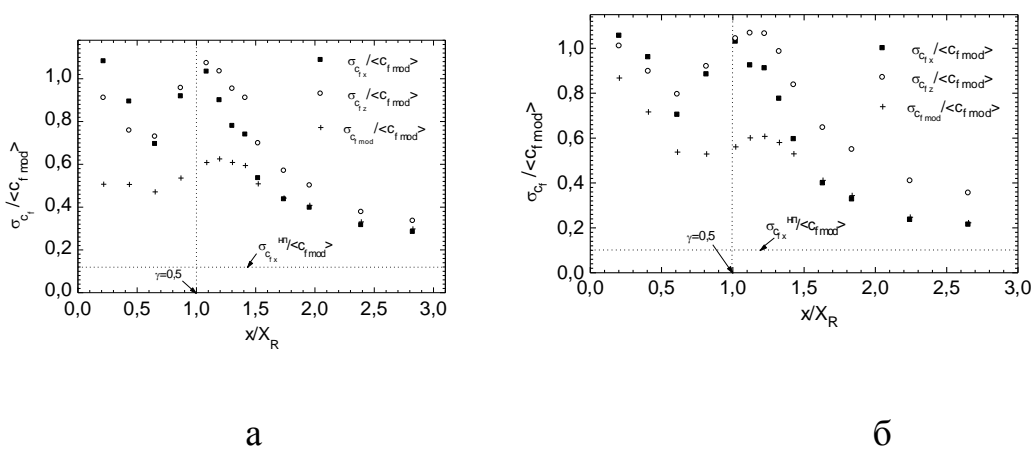


Рис.3.7. Относительные среднеквадратичные отклонения модуля и компонент вектора поверхностного трения в следе за обратным уступом: а - $U_\infty = 17,2 \text{ м/с}$; б - $U_\infty = 10,1 \text{ м/с}$

На рис.3.5-3.7 представлены *осредненные по времени оценки коэффициента модуля и продольной компоненты вектора поверхностного трения* $\langle c_{fx} \rangle(x/X_R)$, $\langle c_{fmod} \rangle(x/X_R)$, *среднеквадратичные отклонения модуля вектора поверхностного трения и его компонент* $\sigma_{c_{fx}}(x/X_R)$, $\sigma_{c_{fz}}(x/X_R)$, $\sigma_{c_{fmod}}(x/X_R)$, $\sigma_{c_{fx}} / \langle c_{fmod} \rangle(x/X_R)$, $\sigma_{c_{fz}} / \langle c_{fmod} \rangle(x/X_R)$, $\sigma_{c_{fmod}} / \langle c_{fmod} \rangle(x/X_R)$ для двух режимов по скорости. Для нормирования использовалось значение $X_R=4,9h^*$, соответствующее $\gamma=0,5$. Как показали измерения, среднее значение коэффициента поперечной компоненты вектора трения $\langle c_{fz} \rangle$ было малым по сравнению со средним значением коэффициента продольной компоненты $\langle c_{fx} \rangle$ по всей длине области измерений, что свидетельствует об относительной малости среднего скоса потока в отрывном течении. Характер изменения $\langle c_{fx} \rangle$ по длине отрывной зоны (рис.3.5) соответствует характеру изменения γ (рис.3.1). Так, положения точек, соответствующих $\langle c_{fx} \rangle=0$ и $\gamma=0,5$, практически совпадают. В области преимущественно обратного течения ($\gamma>0,5$) величина $\langle c_{fx} \rangle$ принимает отрицательные значения. Можно отметить низкую величину модуля вектора поверхностного трения в области существования вторичного углового вихря ($x/X_R=0\div 0,22$) и сравнительно высокое его значение в зоне относительно стационарного обратного течения ($x/X_R=0,43\div 0,79$).

Максимум пульсаций продольной компоненты трения $\sigma_{c_{fx}}$ (рис.3.6) и $\sigma_{c_{fx}} / \langle c_{fmod} \rangle$ (рис.3.7) примерно совпадает со средней точкой присоединения. Минимум же этих пульсаций соответствует области практически полностью возвратного течения ($\gamma>0,8$). В области сравнительно устойчивого обратного течения, которая находится посередине между точкой вторичного

* Использовалось предположение, что длина отрывной зоны X_R не зависит от числа Re , и расхождение, зафиксированное при различных режимах по скорости, вызвано недостатком статистических данных. Поэтому в качестве X_R для обоих режимов по скорости было выбрано промежуточное значение $X_R=4,9h$.

отрыва и точкой присоединения, уровень пульсаций пристеночного трения очень высок. Значения $\sigma_{c_{fx}}$ и $\sigma_{c_{fx}} / \langle c_{fmod} \rangle$ в этой области заметно превосходят соответствующие величины $\sigma_{c_{fx}}$ и $\sigma_{c_{fx}} / \langle c_{fmod} \rangle$ для присоединившегося сдвигового слоя).

3.4. Спектральные характеристики компонент вектора поверхностного трения в турбулентном отрывном течении за обратным уступом

На рис.3.8 и 3.9 представлены *спектры пульсаций продольной и поперечной компонент вектора поверхностного трения* в различных точках, распределенных по всей длине измерительной области для двух режимов по скорости. Отметим, что во всех точках присоединившегося сдвигового слоя спектры были одинаковы с точностью до ошибки усреднения, вызванной ограниченностью выборки во времени.

В рециркуляционной зоне можно выделить следующую особенность: роль высокочастотной области возрастает с удалением от уступа вниз по течению. Это справедливо для пульсаций как продольной, так и поперечной составляющей вектора поверхностного трения. Подобная тенденция была отмечена в работе [43] по отношению к пульсациям давления на стенке (см. рис.1.10 из раздела 1.2.3). Возможно, это связано с постепенным приближением к поверхности проходящего сверху сильно турбулизованного оторвавшегося сдвигового слоя.

На рис.3.10 и 3.11 представлены усредненные по всем измерительным точкам *средние спектры пульсаций продольной и поперечной компонент вектора поверхностного трения* для двух режимов по скорости. Анализ графиков (рис.3.10,б и 3.11,б) для режима скорости

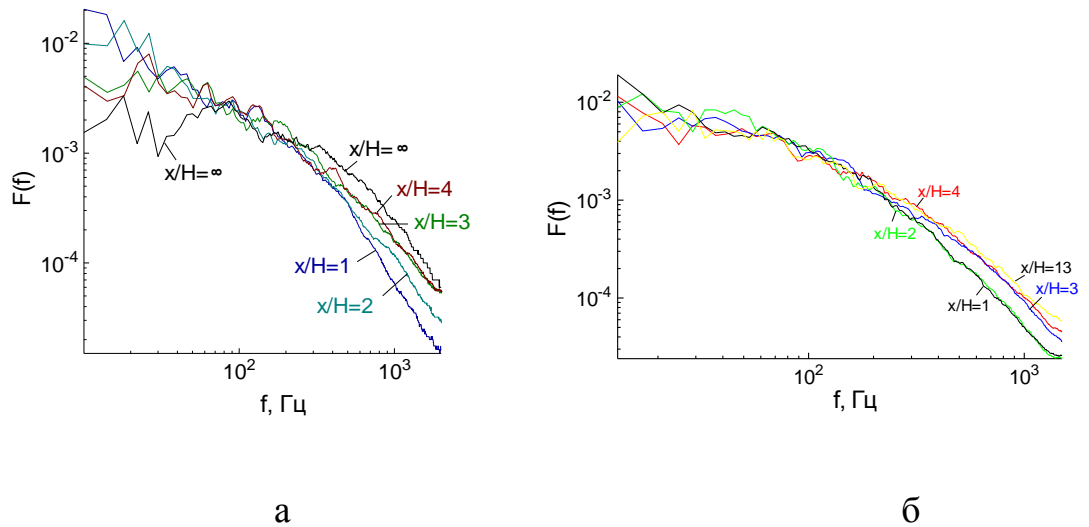


Рис.3.8. Спектральные плотности продольных пульсаций вектора поверхностного трения в рециркуляционной зоне течения за обратным уступом: а - $U_{\infty}=17,2$ м/с; б - $U_{\infty}=10,1$ м/с

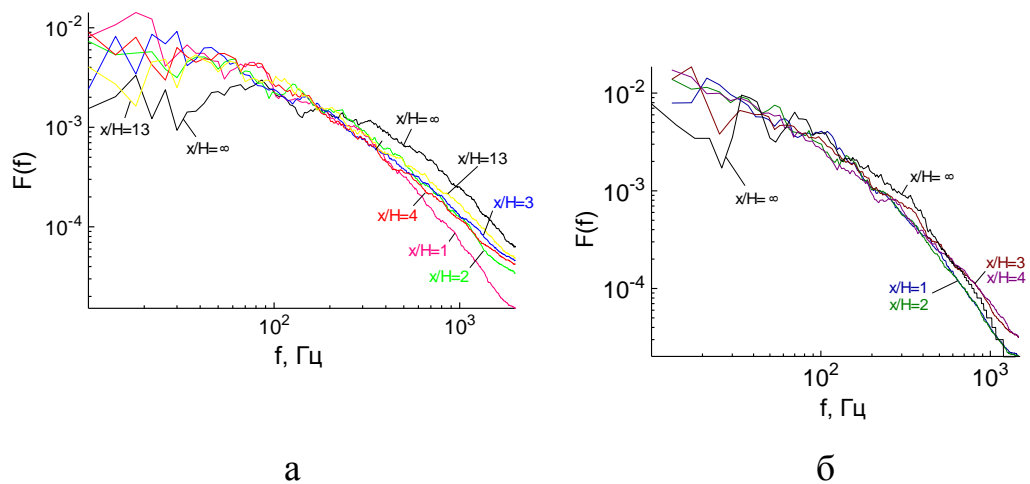


Рис.3.9. Спектральные плотности поперечных пульсаций вектора поверхностного трения в рециркуляционной зоне течения за обратным уступом: а - $U_{\infty}=17,2$ м/с; б - $U_{\infty}=10,1$ м/с

$U_{\infty}=10,2$ м/с и сопоставление их с аналогичными спектральными характеристиками, измеренными в невозмущенном потоке (см. главу II) позволяет выдвинуть предположение, что в данном случае имеет место недостаточно благоприятное соотношение сигнал/шум. Локальных максимумов, соответствующих каким-либо известным характерным числам Струхала для данного случая течения обнаружить не удалось. Средний спектр пульсаций продольной компоненты вектора поверхностного тре-

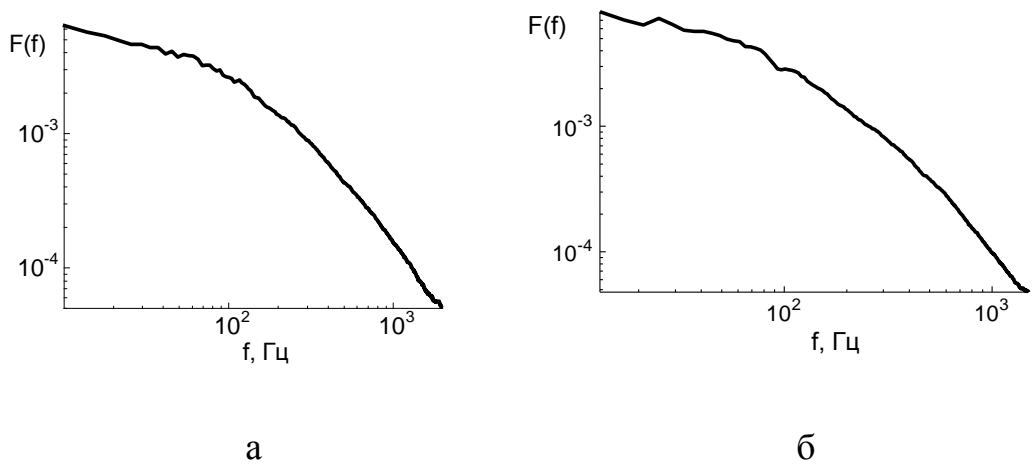


Рис.3.10. Усредненные по всем измерительным точкам спектральные плотности продольных пульсаций вектора поверхностного трения в следе за обратным уступом: а - $U_\infty=17,2$ м/с; б - $U_\infty=10,1$ м/с

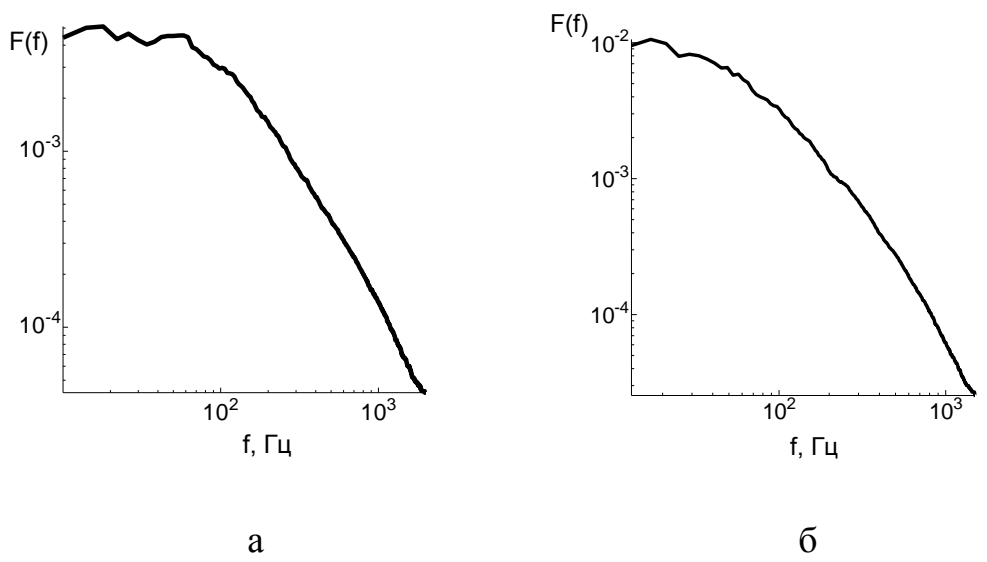


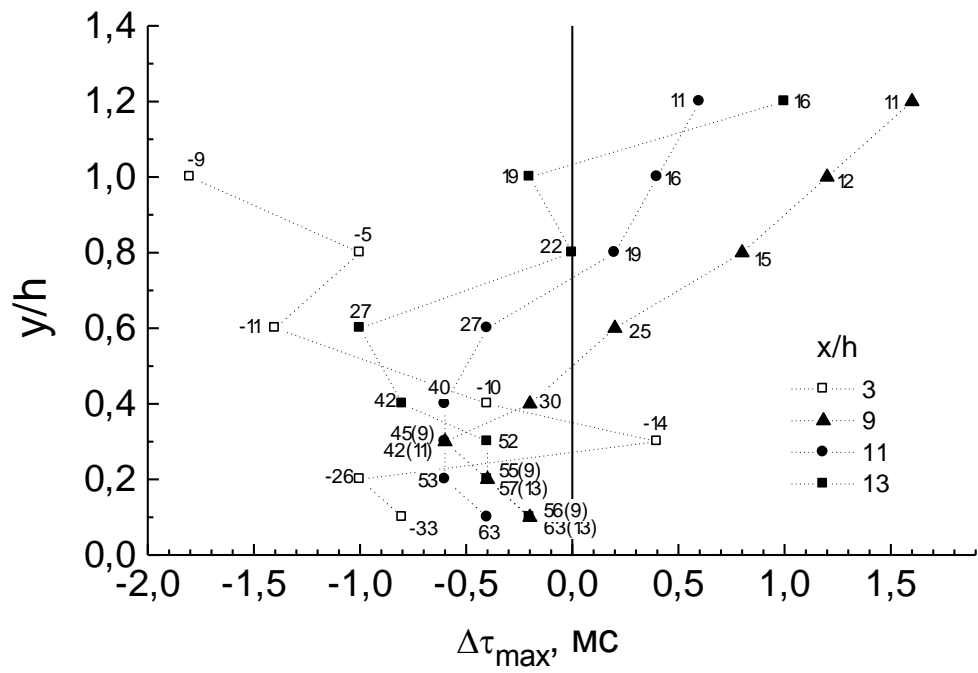
Рис.3.11. Усредненные по всем измерительным точкам спектральные плотности поперечных пульсаций вектора поверхностного трения в следе за обратным уступом: а - $U_\infty=17,2$ м/с; б - $U_\infty=10,1$ м/с

ния при $U_\infty=17,1$ м/с (рис.3.10,а) представляет собой монотонно убывающую функцию (как в обычном турбулентном пограничном слое). На среднем спектре пульсаций поперечной компоненты вектора поверхностного трения при $U_\infty=17,1$ м/с (3.11,а) присутствуют три локальных максимума, соответствующих частотам 18 Гц ($St=0,02$), 26 Гц ($St=0,03$) и 58 Гц ($St=0,07$). Первый и третий максимумы можно интерпретировать как ха-

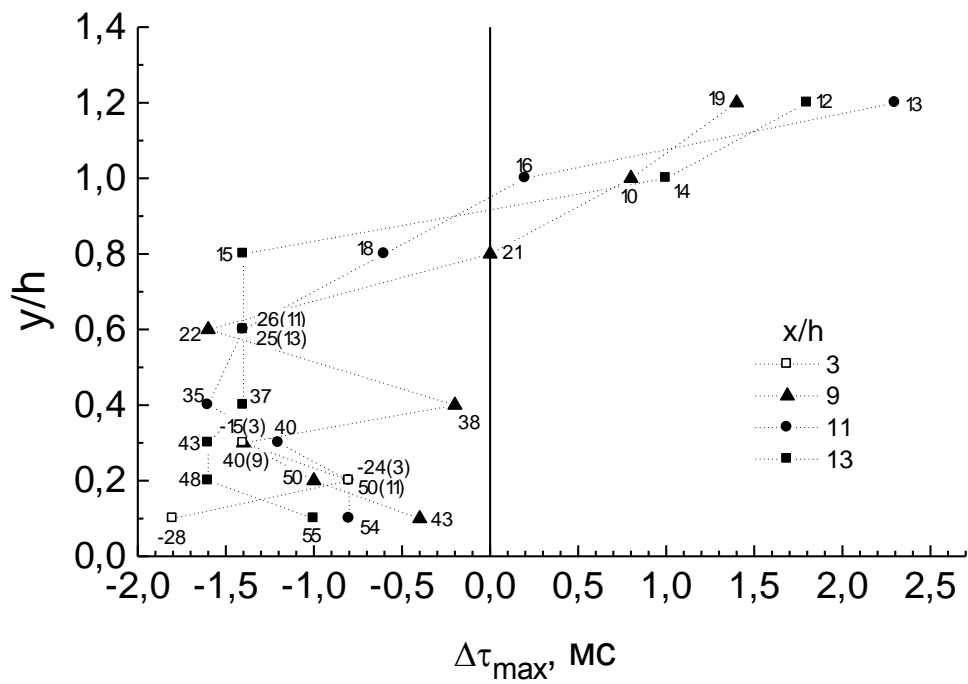
ракетные частоты *низкочастотного махового движения слоя смешения и испускания крупных вихрей в оторвавшемся слое смешения*, соответственно [3]. Локальный максимум, соответствующий частоте 26 Гц, возможно, связан с пульсациями расхода в аэродинамической трубе. Таким образом, если принять во внимание тот факт, что поперечные пульсации трения преобладают над продольными (см. рис.3.6, 3.7), можно сделать вывод о существенной трехмерности процессов, происходящих в течении за двухмерным обратным уступом.

3.5. Корреляционные характеристики и взаимосвязь вектора поверхностного трения со скоростью в турбулентном отрывном течении за обратным уступом

На рис.3.12 показаны величины (K) максимумов *пространственно-временных корреляционных функций (ПВКФ) $R_{\tau,u}(t_1, t_2)$* и их положение относительно нуля на временной оси ($\Delta\tau_{\max}$) для случая присоединившегося сдвигового слоя ($x=9...13 h$) и в одном сечении рециркуляционной зоны ($x=3 h$). 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 видно, 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. Отрицательное значение коэффициента корреляции в рециркуляционной области связано с тем, что датчик ско



а



б

Рис.3.12. Величины максимумов 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 ($x=3$ h): а - $U_{\infty}=17,2$ м/с; б - $U_{\infty}=10,1$ м/с

рости измеряет эффективное значение скорости, а вектор трения на стенке имеет отрицательное направление.

Для настоящих условий эксперимента характерен большой (по-видимому, из-за недостаточно большой статистики) разброс параметров ПВКФ. Считая, что корреляционные характеристики присоединившегося

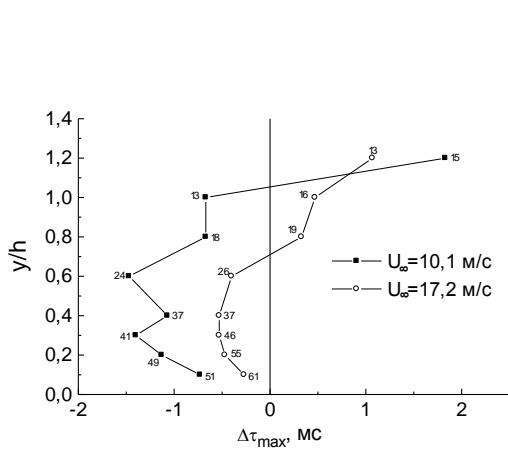


Рис.3.13. Усредненные величины максимумов пространственно-временных корреляционных функций (t_1, t_2) и их положение относительно нуля на временной оси $\Delta\tau_{\max}$ для случая присоединившегося сдвигового слоя ($x=9\dots 13$ h)

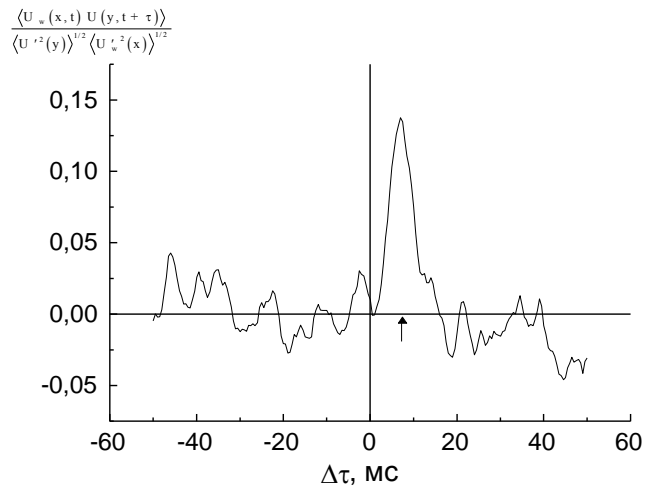


Рис.3.14. Взаимнокорреляционная функция скорости в присоединившемся сдвиговом слое ($y=1$ мм) и направления скорости вблизи стенки ($x=5,74$ h)

сдвигового слоя на значительном удалении от области присоединения изменяются незначительно от сечения к сечению, построим соответствующие функции, усреднив их по всем трем сечениям (рис.3.13). В этом случае полученные зависимости приобретают более правильный и закономерный характер.

Результаты настоящих исследований показали существование корреляционной связи между мгновенным направлением скорости вблизи стенки в области присоединения потока и пульсациями мгновенной скорости в присоединившемся сдвиговом слое (рис.3.14). Взаимнокорреляционные функции имеют отчетливый максимум (отмечен на рисунке стрелкой) во всех случаях установки датчика направления в

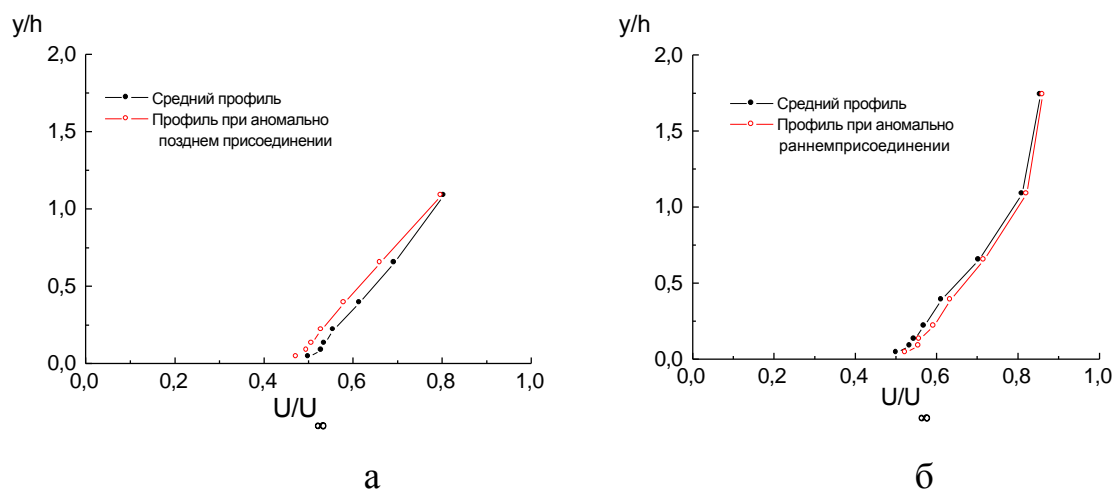


Рис.3.15. Средний и условно усредненный профиль составляющей скорости U в случае аномально позднего (а) и аномально раннего (б) присоединения

точках x_p и $x_{п}$, за исключением расположения датчика скорости в точке $y=1,74h$, заведомо лежащей за пределами зоны влияния рециркуляционного течения.

Средние и условно усредненные профили продольной составляющей скорости U показаны на рис.3.15,а и б. Как видно из рисунка, условно усредненные профили скорости, соответствующие аномально раннему и аномально позднему присоединению, заметно отличаются от среднего профиля. Причем, скорость, соответствующая аномально позднему присоединению, меньше средней скорости (рис.3.15,а), в то время как скорость, соответствующая аномально раннему присоединению, напротив, выше средней скорости (рис.3.15,б). Все это свидетельствует о существовании “колебательного движения” вновь развивающегося пограничного слоя в течении за ступенькой.

Оказалось, что продольная составляющая вектора трения ниже по потоку, соответствующая аномально позднему присоединению, меньше своей средней оценки (положительное направление продольной компоненты вектора трения совпадает с направлением основного потока) на 12%. Изменение компоненты вектора трения относилось к его средней оценке. Для сравнения отметим, что в эксперименте, связанном с измерением про-

дольной компоненты скорости (см. пункт 3.4.2), аналогичное относительное отклонение условно усредненной скорости от ее средней оценки на расстоянии от стенки 1 мм составляло 5,6% в случае аномально позднего присоединения. Относительное расстояние между датчиками в обоих случаях было практически одинаковым.

В экспериментах выявлена *корреляционная связь между пульсациями продольной составляющей мгновенного вектора поверхностного трения* в области присоединения потока и в присоединившемся сдвиговом слое (рис.3.16). Пространственно-временные корреляционные функции имеют отчетливый максимум как в случае установки датчика направления в точке x_p , так и во всех остальных положениях датчиков относительно обратного уступа. Подобная корреляционная связь ($K_{\max}=0,13$; $\Delta\tau_{\max}=5$ мс) между мгновенным направлением скорости вблизи стенки в об-

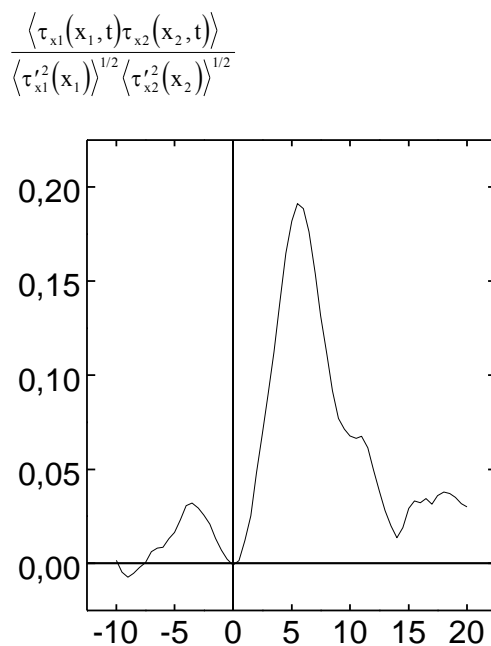


Рис.3.16. Пространственно-временная корреляционная функция продольных компонент вектора трения в присоединившемся сдвиговом слое ($x=10,4$ h) и в области присоединения ($x=6,6$ h)

ласти присоединения потока и пульсациями продольной составляющей мгновенного вектора поверхностного трения в присоединившемся сдвиго-

вом слое была обнаружена для случая аномально позднего присоединения,

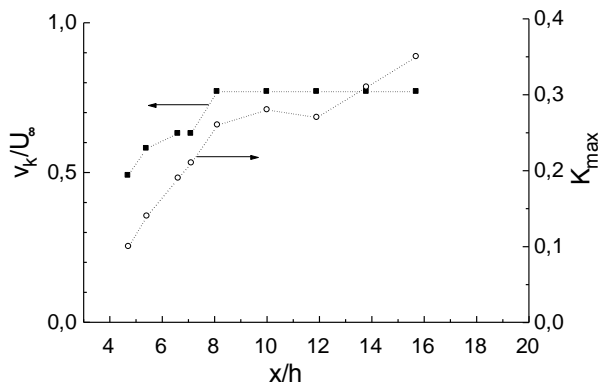


Рис.3.17. Изменение величины максимума ПВКФ K_{\max} и относительной продольной конвективной скорости переноса пульсаций продольной компоненты вектора поверхностного трения v_k/U_∞ за обратным уступом

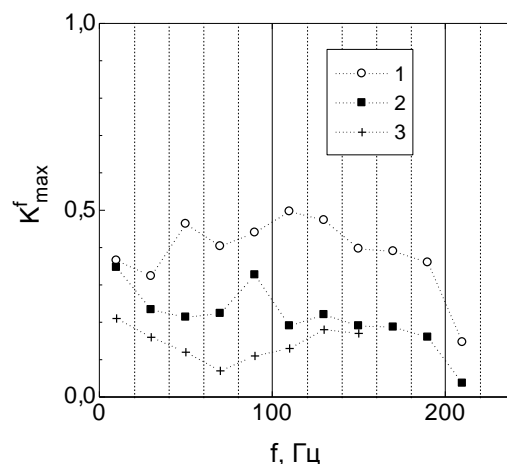


Рис.3.18. Изменение величины максимума ПВКФ K_{\max}^f в зависимости от частоты f за обратным уступом: 1 - значение K_{\max}^f , усредненное по трем положениям датчика направления (11,9; 13,8; 15,7 h); 2 - значение K_{\max}^f , усредненное по трем положениям датчика направления (5,4; 6,6; 7,1 h); 3 - значение K_{\max}^f при положении датчика направления в точке $x=4,7h$

когда вместо сигнала с датчика направления бралась функция $F(t)$ (2.3).

Интересно рассмотреть, как изменяется *максимальное значение пространственно-временной корреляции сигналов датчика трения и датчика направления* K_{\max} в зависимости от расположения датчика направления относительно уступа (рис.3.17). Как видно из рисунка, максимум пространственно-временных корреляций имеет место при относительном расстоянии датчика направления около $16h$ от основания выступа и превышает $0,3$. Величина корреляций в течении за обратным уступом значительно превосходит максимальные корреляции в пограничном слое (по измерениям без уступа), не превышающие $0,1$, при том же расстоянии между датчиками. По-видимому, большие значения корреляций в присоединившемся потоке

по сравнению с невозмущенным потоком обусловлены тем, что в следе за обратным уступом характерные вихревые структуры имеют больший интегральный масштаб.

Изменение величины максимума ПВКФ K_{\max}^f в зависимости от частоты f в следе за обратным уступом показано на рис.3.18. ПВКФ в этом случае находились следующим образом. В сигналах обоих датчиков выделялся определенный диапазон частот шириной 20 Гц (кроме последней точки, в которой использовался диапазон 200÷2000 Гц). Остальные гармоники сигнала отфильтровывались. Затем находилась ПВКФ, соответствующая отфильтрованным сигналам. Очевидно, что передача пристеночных пульсаций поверхностного трения осуществляется в достаточно широком диапазоне частот (от очень малых до 200 Гц). Вклад частот от 200 Гц и выше мал. Анализ полученных данных показал, что по мере присоединения свободного сдвигового слоя степень упорядоченности в течении возрастает. Можно отметить существенный вклад пульсаций очень низкой частоты (0÷20 Гц) при всех положениях датчика направления и локальный максимум на частоте 80÷100 Гц при расположении датчика направления в нижней половине области присоединения ($x=5,4\div 7,1H$; $\gamma=0,55\div 0,03$). Для сведения заметим, что характерная частота крупных вихрей в оторвавшемся слое смещения составляет в данном случае 77 Гц ($Sh=0,07$).

Рассмотрим усредненные по трем сечениям присоединившегося сдвигового слоя характеристики ПВКФ (рис.3.13). Среднее время задержки $\Delta\tau_{\max}$ (рассматриваются только отрицательные значения $\Delta\tau_{\max}$), как видно из графика, уменьшается с ростом скорости U_{∞} ; стало быть, вертикальная скорость передачи информации о возмущении будет, соответственно, увеличиваться.

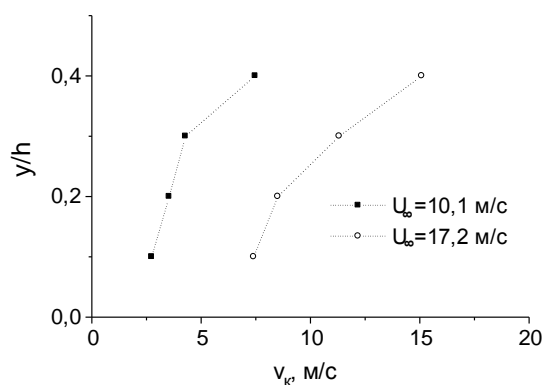


Рис.3.19. Изменение вертикальной конвективной скорости переноса информации о возмущении v_k^y по высоте в присоединившемся сдвиговом слое

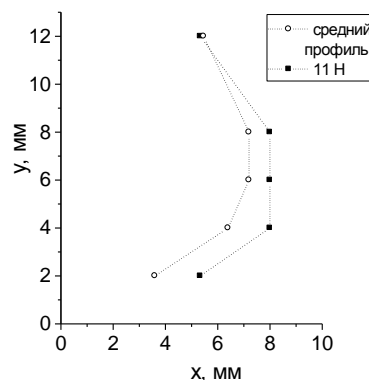


Рис.3.20. Линия фронта источников возмущений, достигающих стенки: y - расстояние от стенки; x - продольная координата относительно точки расположения датчика трения ($U_\infty=17,2$ м/с)

Изменение *вертикальной конвективной скорости переноса информации о возмущении* в присоединившемся сдвиговом слое в зависимости от расстояния между датчиками показано на рис.3.19. Относительная конвективная скорость вертикального переноса информации о возмущении варьировалась в пределах $v_k^y/U_\infty=0,27\div 0,74$ ($U_\infty=10,1$ м/с) и $v_k^y/U_\infty=0,43\div 0,88$ ($U_\infty=17,2$ 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 [37]), 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 Δt_{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 бу-

у, мм	v_k^p/U_∞	v_k^n/U_∞
1	0,51	0,55
2	0,47	0,53
3	0,51	0,55
5	0,52	0,65
9	0,52	0,49
15	0,3	0,50
25	0,4	0,47

Таблица 3.1. Средняя скорость, с которой информация об аномальном присоединении потока проходит расстояние от зоны присоединения до точки в присоединившемся сдвиговом слое в случае аномально раннего (v_k^p) и аномально позднего (v_k^n) присоединения

дет выглядеть как показано на рис.3.20. Фактически эта линия фиксирует местоположение источников возмущения в момент регистрации данного возмущения датчиком трения.

В таблице 3.1 представлены оценки средней скорости распространения информации об аномальном присоединении в пространстве. Как видно из таблицы, относительная средняя скорость (по отношению к средней скорости невозмущенного потока) передачи информации составляла $0,30 \div 0,52$ в случае аномально раннего присоединения и $0,47 \div 0,65$ в случае аномально позднего присоединения. Отметим, что скорость перемещения пристеночных вихрей с большой энергией в обычном турбулентном пограничном слое составляет $\sim 0,65U_\infty$ [11].

На рис.3.17 показано изменение относительной конвективной скорости переноса пульсаций поверхностного трения в продольном направлении v_k/U_∞ в зависимости от расположения датчика направления относительно обратного уступа. По мере удаления датчика направления от обратного уступа в области присоединения эта скорость растет. Когда же оба датчика попадают в присоединившийся сдвиговый слой, величина v_k/U_∞ перестает заметно изменяться.

Величина конвективной скорости переноса пульсаций поверхностного трения в продольном направлении, оценивается как

$$v_k = \Delta x / \Delta \tau_{\max},$$

и составила в присоединившемся сдвиговом слое 17,8 м/с ($v_k/U_\infty=0,77$). Полученное значение v_k/U_∞ близко к продольной скорости движения ($0,8U_\infty$) организованной структуры, влияющей на величину касательного напряжения на стенке в обычном турбулентном пограничном слое [37].

Изменение величины относительной конвективной скорости продольного переноса пульсаций поверхностного трения v_k^x/U_∞ в зависимости от частоты f за обратным уступом представлено на рис.3.21. В данном случае v_k^x определялось аналогично K_{\max}^f . Во всех случаях конвективная скорость переноса высокочастотной составляющей пульсаций трения выше, чем низкочастотной (ср. с рис.1.11).

В точке x_{Π} (точке аномально позднего присоединения с преобладающим положительным направлением потока вниз по течению) максимальный временной масштаб включений жидкости, имеющей отрицательную скорость, достигал 9 мс, а минимальный - 0,5 мс для принятых условий эксперимента.

Что можно сказать по поводу оценки максимального линейного масштаба отрицательных включений жидкости в точке аномально позднего присоединения x_{Π} ? Ясно, что, если бы конвективная скорость пере-

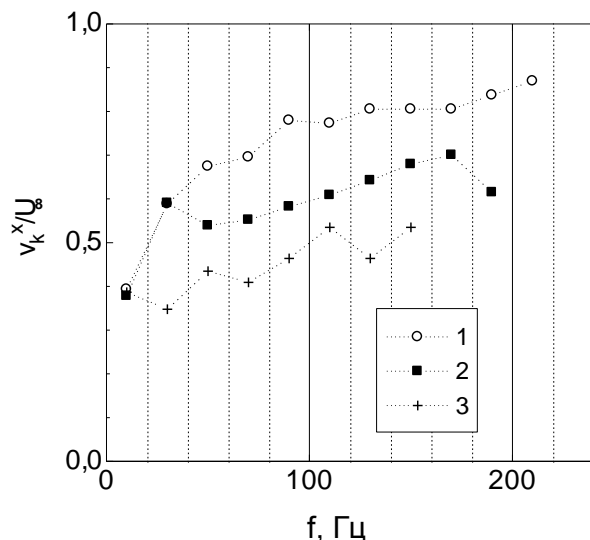


Рис.3.21. Изменение величины относительной конвективной скорости продольного переноса пульсаций поверхностного трения v_k^x/U_∞ в зависимости от частоты f в следе за обратным уступом: 1 - значение v_k^x/U_∞ , усредненное по трем положениям датчика направления (11,9; 13,8; 15,7 h); 2 - значение v_k^x/U_∞ , усредненное по трем положениям датчика направления (5,4; 6,6; 7,1 h); 3 - значение v_k^x/U_∞ при положении датчика направления в точке $x=4,7h$

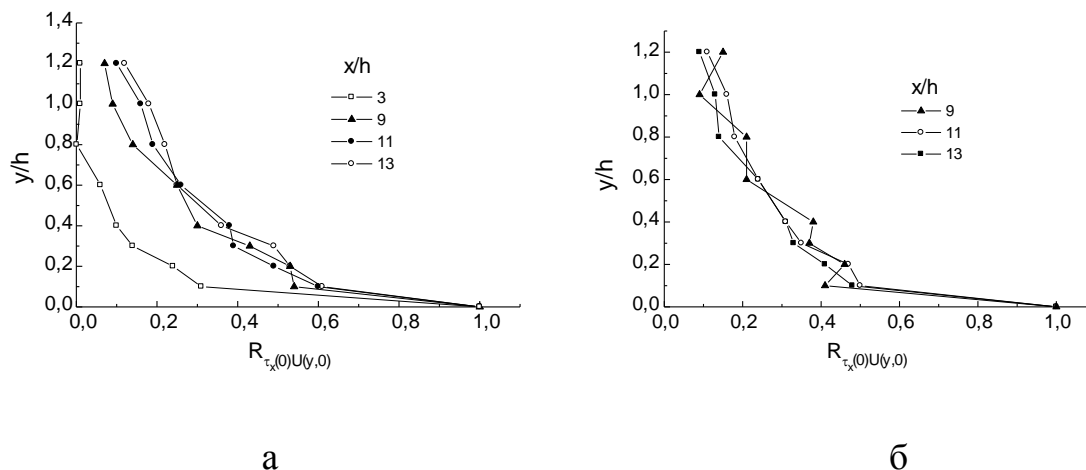


Рис.3.22. Пространственные корреляционные функции $R_{\tau_x(0)U(y,0)}$ для случая присоединившегося сдвигового слоя ($x=9...13$ h) и зоны рециркуляции ($x=3$ h): а - $U_\infty=17,2$ м/с; б - $U_\infty=10,1$ м/с

носа пульсаций поверхностного трения в этот промежуток времени равнялась средней за все время эксперимента, то через 5,5 мс (см. рис.3.17) отрицательные значения τ_x были бы зафиксированы вторым датчиком, стоящим ниже по потоку, чего в действительности не наблюдается. С другой стороны, непонятно, как может быть направлена вниз по течению конвективная скорость переноса пульсаций поверхностного трения v_k , если скорость в непосредственной близости от стенки в течение 9 мс направлена в противоположном направлении. Можно предположить, что конвективная скорость v_k в области присоединения непостоянна и может изменять свое направление в зависимости от положения мгновенной точки присоединения.

Пространственные корреляционные функции (по координате y) для обоих режимов по скорости представлены на рис.3.22. 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 вих-

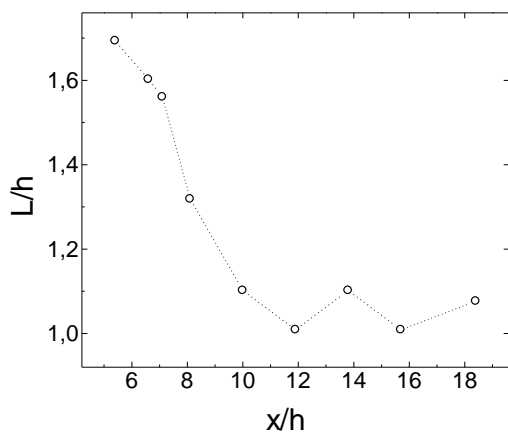


Рис.3.23. Относительный линейный интегральный масштаб по продольной компоненте вектора поверхностного трения в следе за обратным уступом

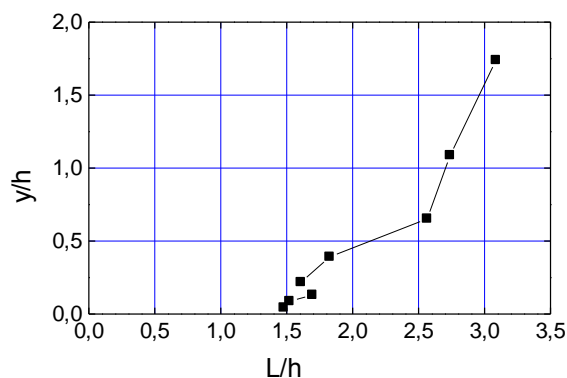


Рис.3.24. Относительный линейный интегральный масштаб вихревых структур в присоединившемся сдвиговом слое

ревым образованием в потоке. Рассчитанная по известной методике эта величина для присоединившегося сдвигового слоя оказалось 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).

Пристеночный линейный интегральный масштаб в продольном направлении в присоединившемся сдвиговом слое в третьей серии экспериментов 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 $0,77 \div 0,8 h$ (для $U_\infty=17,2$ м/с).

Оценки *линейного интегрального масштаба по продольной компоненте вектора поверхностного трения*, нормированные по высоте уступа h , полученные во второй серии экспериментов, показаны на рис.3.23. По-видимому, имеет место следующая закономерность: максимальная величина этих оценок располагается в районе средней точки присоединения; затем они постепенно убывают по мере присоединения сдвигового слоя. В

полностью присоединившемся потоке пристеночный пространственный интегральный масштаб имеет примерно постоянное значение порядка одной высоты ступеньки.

На рис.3.24 приведены оценки *линейного интегрального масштаба вихревых структур* в присоединившемся сдвиговом слое, полученные в первой серии экспериментов. Оценки показали, что линейный интегральный масштаб вихревых структур в присоединившемся сдвиговом слое составляет от 1,48 h до 3,09 h. Это не противоречит результатам других исследователей.

3.6. Условно усредненные характеристики течения за обратным уступом

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: $\langle U | \tau_x \geq \langle \tau_x \rangle + \sigma_{\tau_x} \rangle$ и $\langle U | \tau_x \leq \langle \tau_x \rangle - \sigma_{\tau_x} \rangle$. Сигналы по скорости и по трению друг относительно друга по времени не сдвигались. Полученные результаты показаны на рис.3.25 в виде относительного отклонения условно усредненного профиля скорости от собственно среднего. Указанное отклонение нормировалось по величине средней скорости и σ_x . На рис.3.25,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 σ_x (рис.3.25,б), соответствующую данной высоте над стенкой, то отклонение условно усреднен-

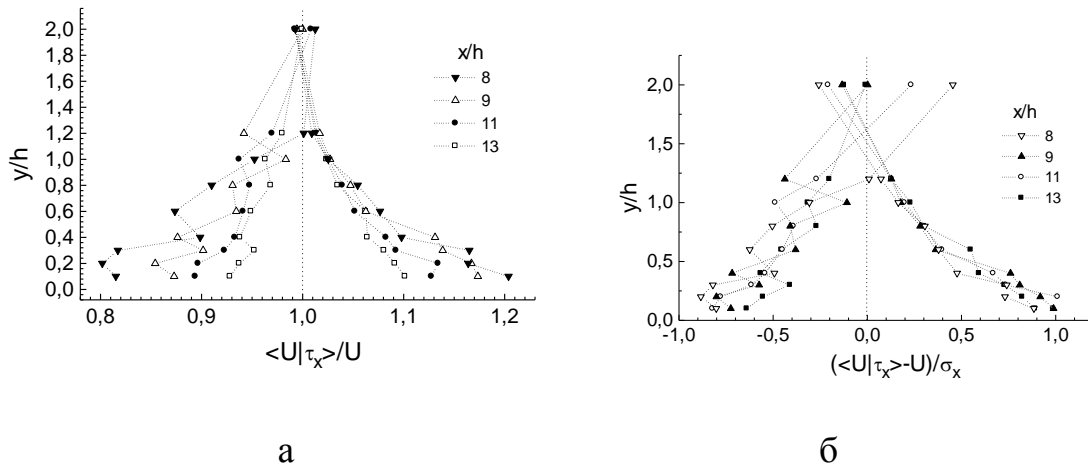


Рис.3.25. Условно усредненные профили скорости в присоединившемся сдвиговом слое ($U_\infty=10,1$ м/с) по условиям $\langle U | \tau_x \geq \langle \tau_x \rangle + \sigma_{\tau_x} \rangle$ и $\langle U | \tau_x \leq \langle \tau_x \rangle - \sigma_{\tau_x} \rangle$: а - нормированные по средней скорости U ; б - нормированные по интенсивности пульсаций скорости σ_x

ного профиля скорости от среднего даже на высоте $y=2h$ может достигать значения $0,2\sigma_x$ (достаточно существенного, если сравнивать с σ_x вблизи стенки).

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.3.26 ($U_\infty=10,1$ м/с; $x=11 h$). 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 $y=0,6h$.

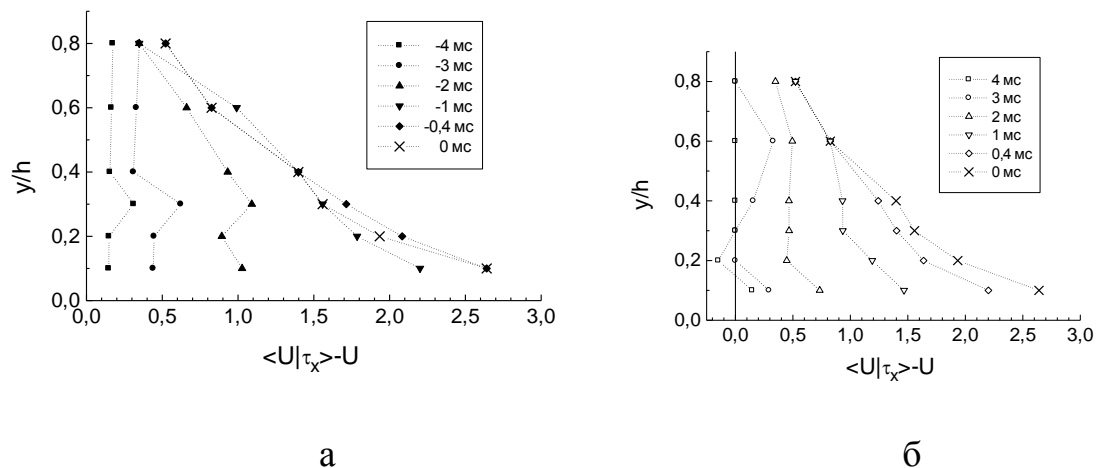


Рис.3.26. Развитие во времени ненормированного отклонения условно усредненного профиля скорости от среднего $\langle U | \tau_x \rangle - U$ по условию $\langle U | \tau_x \geq \langle \tau_x \rangle + \sigma_{\tau_x} \rangle$ (режим I; $x=11h$)

3.7. Физическая модель нестационарных процессов

в области присоединения течения за обратным уступом

Отрыв турбулентного пограничного слоя даже в простейшем случае фиксированной точки отрыва до сих пор остается чрезвычайно сложной задачей как для теоретического, так и для экспериментального исследования. Очевидно, что средние и пульсационные характеристики скорости и компонент трения, спектральные и взаимно корреляционные функции, линейные интегральные характерные масштабы вихрей и пр. характеристики, стохастические по своей природе, не дают полного описания данного течения. Тем не менее, было бы весьма желательно учесть полученную статистическую информацию для описания физических процессов, протекающих в рассматриваемом течении, и предложить упрощенную концептуальную модель нестационарных явлений, имеющих место в области присоединения потока за обратным уступом.

Прежде всего необходимо выяснить, какой физический фактор определяет влияние аномального присоединения на трение и скорость в при-

соединившемся сдвиговом слое. Из известных работ по исследованию течения за обратным уступом [32, 44, 41, 3] следует, что основных вариантов может быть три:

I. Изменение продольной координаты точки начала развития нового пограничного слоя после присоединения. Точка присоединения изменяет свое положение, и поэтому вновь развивающийся пограничный слой оказывается в разных фазах своего развития в одном и том же сечении, но в различные моменты времени. В этом случае подразумевается, что пульсации точки присоединения (по крайней мере, их крупномасштабная низкочастотная составляющая) связаны с маховым движением оторвавшегося слоя смещения и изменением размеров всей отрывной области.

II. Перенос пульсаций трения и скорости осуществляется благодаря движению крупномасштабных когерентных структур, образующихся в оторвавшемся слое смещения.

III. За один цикл махового движения происходит удлинение отрывной зоны, затем она разделяется на две части. Часть, расположенная ниже по течению, уносится вниз по течению вместе с содержащимися в ней вихревыми структурами, что выглядит, как испускание завихренности. Возможно, что этот процесс также оказывает воздействие на параметры присоединившегося сдвигового слоя.

Попытаемся проанализировать каждый из этих вариантов.

I. Оценим толщину вновь развивающегося внутреннего сдвигового слоя в сечении, где измерялись условно усредненные профили скорости. Для этого воспользуемся формулой для толщины турбулентного пограничного слоя на плоской пластине при нулевом градиенте давления [25]:

$$\delta = 0,37x \left(\frac{U_{\infty} x}{\nu} \right)^{1/5}$$

Для принятых условий эксперимента получим толщину внутреннего сдвигового слоя $3 \div 4$ мм ($0,13 \div 0,17h$). Однако, как следует из рисунка 3.15, условно усредненный профиль скорости меняется вплоть до высоты $1h$ и выше. Кроме того, представляется, что аномально раннее присоединение должно вызывать уменьшение скорости в данной точке присоединившегося сдвигового слоя, т.к. пограничный слой успевает стать более толстым и заторможенным (см. формулу $\frac{u}{U_\infty} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/7}$ [25] для обычного пограничного слоя на плоской пластине). Таким образом, вариант I не может объяснить рассматриваемое явление.

II. То что крупные вихри, аналогичные образующимся в плоских слоях смещения, присутствуют в течении за обратным уступом не вызывает сомнения у подавляющего большинства исследователей. В исследовании [56], проведенном с использованием метода количественной визуализации PIV, было показано, что пульсации мгновенной точки присоединения сильно коррелируют с прохождением крупномасштабных вихрей через зону присоединения. Однако, в этих экспериментах характерные частоты неустойчивости оторвавшегося сдвигового слоя и низкочастотного изменения размеров рециркуляционной области были близки (2,3 и 1,3 Гц, соответственно). Начальная толщина пограничного слоя у точки отрыва составляла $0,45h$. В настоящем исследовании толщина отрывающегося пограничного слоя у кромки уступа составляла порядка $0,1h$, и поэтому нет оснований предполагать, что две характерные частоты нестационарности будут близки и в нашем случае. Обратимся к рис.3.15. Если бы влияние аномального присоединения на профиль скорости в присоединившемся сдвиговом слое реализовывалось только за счет прохождения неких крупномасштабных вихрей, то вблизи стенки и во внешней части присоединившегося сдвигового слоя условно усредненный профиль испытывал бы деформацию, противоположную по знаку (допустим, поток тормозился бы внизу и ускорялся

вверху, если предполагаемый вихрь вращается по часовой стрелке). Однако, наблюдается примерно одинаковое воздействие по всей толщине присоединившегося сдвигового слоя. Кроме того, измерения пространственно-временных корреляций поверхностного трения и скорости в потоке двумя датчиками, расположенными в одном сечении, не дали картины, соответствующей возмущению от крупномасштабного вихря (рис.3.12). Поэтому, представляется, что вихри, образующиеся в оторвавшемся слое смешения играют важную, но не определяющую роль в явлении воздействия аномального присоединения на присоединившийся сдвиговый слой.

III. Для более подробного анализа последнего варианта рассмотрим дополнительно результаты третьей серии экспериментов (рис.3.16). Проанализируем сигналы от датчиков направления и трения, обработанные в соответствии с техникой VITA (см. раздел 1.7). Полученные функции должны характеризовать состояние пристеночного слоя жидкости в окрестности измерительной точки. Исключим мелкомасштабные флуктуации пристеночного трения, не связанные с низкочастотным изменением размеров рециркуляционной области. Значения функции $F_{VITA} < 0$ соответствуют случаю, когда жидкость в окрестности измерительной точки течет в основном назад. В присоединившемся сдвиговом слое случай $F_{VITA} < 0$ соответствует “заторможенному” участку локально усредненной скорости. Анализ корреляций между преобразованными по указанному алгоритму функциями показывает следующее. По сравнению с исходными функциями (рис.3.16) изменения оказываются минимальными: незначительно (на 0,5 мс) увеличилось время $\Delta\tau_{max}$ и уменьшилось значение максимума корреляции ($K=0,17$). Это говорит о том, что в потоке за обратным уступом имеется перенос крупномасштабных “заторможенных” участков жидкости из области присоединения в присоединившийся сдвиговый слой. Будет ло-

гичным ассоциировать это явление с вариантом II, который подтверждается визуализацией [44] и результатами численного моделирования [32].

Теперь попытаемся интерпретировать некоторые из полученных результатов с позиций выбранной физической модели. Рис.3.20 иллюстрирует форму внешнего края оторвавшейся части рециркуляционной области, когда она достигает измерительного сечения в присоединившемся сдвиговом слое. На рис. 3.26 показана динамика прохождения данного возмущения. Становится также понятным феномен переменной конвективной скорости в области присоединения, подтвержденный другими авторами [20]. Ясно, что в части области присоединения (до $\gamma=0,5$), где собственно и происходят пульсации глобальной точки присоединения, размеры реверсивного участка увеличиваются, обеспечивая, тем самым, преобладающее обратное направление конвективной скорости. Причем, сами крупномасштабные включения отрицательно направленной жидкости большую часть времени не сносятся вниз по потоку. В какой-то момент времени часть рециркуляционной зоны отрывается и заторможенный участок жидкости начинает двигаться вниз по течению. На его место попадает жидкость из высокоскоростного оторвавшегося слоя смешения и все начинается сначала. До точки аномально позднего присоединения пульсации глобальной точки присоединения доходят редко. Это подтверждают условно усредненные графики линий тока и напряжений Рейнольдса, приведенные в работе [3]. Как видно из рис.1.14, область повышенного уровня напряжений Рейнольдса выходит далеко за пределы пульсирующего присоединяющегося сдвигового слоя (ср. с рис.1.13). По-видимому, эта область соответствует оторвавшейся части рециркуляционной зоны, движущейся вниз по течению, что выглядит как испускание завихренности. Учитывая вышесказанное можно сделать вывод о несостоятельности оценок характерных пристеночных линейных масштабов по средней конвективной скорости в области присоеди-

нения. Вполне возможно, что уменьшение истинного размера энергонесущих вихревых структур при переходе из области присоединения в присоединившийся сдвиговый слой не происходит.

Падение уровня напряжений Рейнольдса и интенсивности турбулентности за средней точкой присоединения может быть объяснено отрывом в этом месте части рециркуляционной области, в которой имеется повышенный уровень обеих величин.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам проведенного исследования можно сделать следующие основные выводы:

1. Проведены измерения статистических характеристик скорости и поверхностного трения в турбулентном отрывном течении за обратным уступом. Изучено влияние нестационарности на турбулентное присоединяющееся течение за обратным уступом. Выявлена взаимосвязь поля скорости с вектором поверхностного трения.

2. Получены спектры пульсаций продольной и поперечной компонент вектора поверхностного трения за обратным уступом. Выявлено, что в рециркуляционной зоне роль высокочастотной области в спектрах по обеим компонентам возрастает с удалением от уступа.

3. 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. Обнаружена корреляционная связь пульсаций мгновенной точки присоединения с профилем скорости и продольной компонентой вектора поверхностного трения в присоединившемся течении.

4. Предложена физическая модель влияния нестационарных процессов в области присоединения течения на развитие присоединившегося потока. Модель объясняет известный феномен резкого падения уровня напряжений Рейнольдса и интенсивности турбулентности за средней точкой присоединения.

5. Показано, что в области присоединения потока за уступом конвективная скорость переноса пульсаций продольной компоненты вектора поверхностного трения может изменять свое направление. Это свидетельст-

вует о несостоятельности традиционных оценок характерных пристеночных линейных масштабов по средней конвективной скорости в области присоединения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алемасов В.Е., Глебов Г.А., Козлов А.П. Термоанемометрические методы исследования отрывных течений. - Казань: Казанский филиал АН СССР, 1990. - 178 с.
2. Брэдшоу П. Введение в турбулентность и ее измерение. М.: Мир, 1974.- 280 с.
3. Драйвер Д.М., Сигмиллер Х.Л., Марвин Дж.Г. Нестационарные процессы в присоединяющемся слое смешения // Аэрокосмическая техника.- 1988.- №3. С.35-42.
4. Занько Ф.С., Козлов А.П., Михеев Н.И. Влияние пульсаций отрывной зоны за обратным уступом на характеристики присоединившегося потока // Труды Школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН В.Е.Алемасова "Проблемы теплообмена и гидродинамики в энергомашиностроении". - Казань: Издательство "АБАК", 1999. - С.125-130.
5. Занько Ф.С., Козлов А.П., Михеев Н.И. Мгновенный вектор поверхностного трения в турбулентном отрывном течении за обратным уступом / Препринт 98П11. - Казань, КГТУ, 1998. - 14с.
6. Занько Ф.С., Козлов А.П., Михеев Н.И. Проявление трехмерности в двумерном турбулентном отрывном течении за обратным уступом // Тезисы докладов научно-методической конференции КГТУ им.А.Н.Туполева "Актуальные проблемы научных исследований и высшего профессионального образования" (19-20 марта 1997 г.). - Казань: КГТУ им.А.Н.Туполева, 1997. - С.78.
7. Занько Ф.С., Козлов А.П., Михеев Н.И. Характеристики присоединившегося турбулентного потока за обратным уступом // Материалы докладов республиканской научной конференции - Казань: КФМЭИ, 1998. - С.9-10.

8. Занько Ф.С., Михеев Н.И. Присоединившийся сдвиговой слой в условиях колебаний зоны турбулентного отрыва потока за обратным уступом // Известия РАН. Энергетика. -1998.-№4. -С.97-102.
9. Итон Д.К., Джинс 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.
10. Итон Д.К., Джонстон Дж.П. Обзор исследований дозвуковых турбулентных присоединяющихся течений // Ракетная техника и космонавтика. - 1981. - Т.19, №10.- С.7-19.
11. Кантуэлл Б.Дж. Организованные движения в турбулентных потоках // Вихри и волны. - М.: Мир, 1984. - С.9-79.
12. Ким, Клайн, Джонстон. Исследование присоединения турбулентного сдвигового слоя: обтекание обратного уступа // Теоретические основы инж. расчетов. 1980.- Т.102. №3.- С.124-132.
13. Козлов А.П. Проявление трехмерности в двумерных отрывных течениях // Докл. РАН.- 1994.- Т.338, №3.- С.337-339.
14. Козлов А.П., Михеев Н.И., Молочников В.М., Сайкин А.К. Термоанемометрические измерения поверхностного трения в отрывных течениях. - Казань, 1998. - 134 с.
15. Комаров П.Л., Поляков А.Ф. Исследование характеристик турбулентности и теплообмена за обратным уступом в щелевом канале / Препринт ИВТАН №2-396.- М.: ИВТАН, 1996.- 70 с.
16. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука. 1984. 832 с.
17. Кутателадзе С.С., Хабахпашева Е.М., Орлов В.В., Перепелица Б.В., Михайлова Е.С. Экспериментальное исследование структуры при-

стенной турбулентности и вязкого подслоя / Турбулентные сдвиговые течения - 1. М.: Машиностроение, 1982. - С.92-108.

18. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. - М.: Наука, 1986. - 736 с.

19. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа.- М.: Наука, 1987.- 840 с.

20. Михеев Н.И. Пространственно-временная структура турбулентных отрывных течений: Дис. ... докт. техн. наук.- Казань, 1998.- 227 с.

21. Пирс Ф.Дж., Макалистер Дж.Е. Измерения в трехмерном турбулентном пограничном слое, испытывающем воздействие давления или сдвигового напряжения / Трехмерные турбулентные пограничные слои. М.: Мир, 1985.- С.52-61.

22. Сиуру мл., Логан мл. Изменение характеристик турбулентного течения в трубе при изменении шероховатости стенки // Теоретические основы инженерных расчетов.- 1977.- №3.- С.213-222.

23. Скоуфилд, Барбер, Лоуган. Турбулентный пограничный слой при течении через зазор в установленном на поверхности элементе шероховатости // Теоретические основы инженерных расчетов.- 1981.- Т.103, №1.- С.145-153.

24. Фагт И.-Д. Экспериментальные методы исследования трехмерных турбулентных пограничных слоев / Трехмерные турбулентные пограничные слои. М.: Мир, 1985.- С.27-51.

25. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. - М.: Наука, 1974. - 712 с.

26. Шляжас Р.Б. Турбулентный перенос импульса и тепла в пограничном слое за препятствием: Дис. ... канд. техн. наук.- Каунас, 1984.- 139 с.

27. Экспериментальное изучение структуры пристеночных полей турбулентного пограничного слоя // Обзор ЦАГИ.- 1980.- №579.- 80 с.
28. Юль А.Дж. Влияние фазового сдвига на анализ данных по турбулентности // Турбулентные сдвиговые течения - 2.- М.: Машиностроение. 1983.- С.275-298.
29. Abbott D.E., Kline, S.J. Experimental Investigation of Subsonic Turbulent Flow over Single and Double Backward-Facing Steps // Transactions of the ASME, Journal of Basic Engineering.- 1962.- Vol.84D, Ser.D.- P.317-325.
30. Adrian R.J. New Methodologies for Experimental Flow Engineering // Proc. of Int. Conf. Fluid Eng. Tokyo, Japan: July 13-16, 1997. - Vol.1. - P.23-29.
31. Adrian R.J., Jones B.G., Chung M.K., Hassan Y., Nithianandan C.K. and Tung A.T.-C. Approximation of turbulent conditional averages by stochastic estimation // Phys. Fluids A. 1. ¹⁶. June 1989. P. 992-998.
32. Arnal M., Friedrich R.L. Large-eddy simulation of a turbulent flow with separation / Turbulent Shear Flows 8. Selected papers from the 8th Int. Symp., ed. F.Durst et al.- P.169-187.
33. Arnal M., Friedrich R. The Instantaneous Structure of a Turbulent Flow over a Back-Ward-Facing Step // Separated Flows and Jets. - Springer-Verlag, Berlin, 1991. - P.709-717.
34. Baker S. Regions of Recirculating Flow Associated with Two-Dimensional Steps: Ph.D. thesis.- 1977.- Dept. Of Civil Engineering, Univ. of Surrey.
35. Blackwelder R.F., Kaplan R.E. On the wall structure of the turbulent boundary layer // J. Fluid Mech.- 1976.- VII.- Vol.76, ¹¹.- P.89-112, i11.
36. Bradshaw P. and Wong F.Y.F. The Reattachment and Relaxation of a Turbulent Shear Layer // Journal of Fluid Mechanics.- 1972.- Vol.52.- Pt.1.- P.113-135.

37. Brown G.L., Thomas A.S.W. Large structure in a turbulent boundary layer // *Physics of Fluids*.- 1977.- 10, Vol.20.- Pt.II.
38. Chandrsuda C. A Reattaching Turbulent Shear Layer in Incompressible Flows: Ph.D. thesis.- 1975.- Dept. of Aeronautics, Imperial College of Science and Technology.
39. Clauser F.H. The Turbulent Boundary Layer // *Advances in Applied Mech.*- 1956.- Vol.IV.- P.1-51.
40. Eaton J., Johnston J. Low Frequency Unsteadiness of a Reattaching Turbulent Shear Layer // *Proceedings of the Third International Symposium on Turbulent Shear Flows*. Davis. CA. Sept. 1981.
41. Eaton, J.K., Johnston, J.P. Turbulent Flow Reattachment: An Experimental Study of the Flow and Structure Behind a Backward-Facing Step // *Rept.MD-39*.- 1980.- Dept. Of Mechanical Engineering, Stanford Univ.
42. Etheridge D.W., Kemp P.H. Measurements of Turbulent Flow Downstream of a Rearward-Facing Step // *Journal of Fluid Mechanics*.- 1978.- Vol.86, Pt.3.- P.545-566.
43. Farabee T.M., Casarella M.J. Measurements of fluctuating wall pressure for separated/reattached boundary layer flows // *Journal of Vibration, Acoustics, Stress and Reliability in Design*.- July 1986.- Vol. 108. P. 301—307.
44. Hasan M.A.Z. The flow over a backward-facing step under controlled perturbation: laminar separation // *J. Fluid Mech.*- 1992.- V.238.- P.73-96.
45. Huerre P., Monkewitz P.A. Local and Global Instabilities in Spatially Developing Flows // *Annual Review of Fluid Mechanics*.- 1990.- 22.- P.473-537.
46. Kim J., Kline S.J., Johnston J.P. Investigation of Separation and Reattachment of a Turbulent Shear Layer: Flow over a Backward-Facing Step // *Rept.MD-37*.- 1978.- Thermosciences Div., Dept. Of Mechanical Engineering, Stanford Univ.

47. Kline S.J., Reynolds W.C., Schraub F.A., Runstadler P.W. The structure of turbulent boundary layers // J. Fluid Mech.- 1967.- Vol.30.- P.741.
48. Kuehn D.M., Seegmiller H.L.: personal communication.- 1980.- Stanford.
49. Mueller T.J., Robertson M.R. A Study of the Mean Motion and Turbulence Downstream of a Roughness Element // Proc. First Southeastern Conf. on Theoretical and Applied Mechanics.- 1962.- P.326-340.
50. Papavergos P.G., Hedley A.B. A simple practical method for establishing turbulence characteristics by means of a single 45° slant hot-wire probe in a field of known mean flow direction // J. Phys. E., Sci. Instr.- 1979.- 12, 761.
51. Petryk S., Brundrett E. Recovery of a Turbulent Pipe flow to a Single Roughness Element // Res. Rep. No.4.- 1967.- Dept. of Mech. Engrg., University of Waterloo.
52. Plate E., Lin C.W. // Colorado State University Rept.- 1964.- CER-65-EJP-14, AD-614067.
53. Proc. of Int. Conf. Fluid Eng. Tokyo, Japan: July 13-16, 1997. - Vol.1-3.
54. Proc. of the 6th Int. Symp. on Flow Modelling and Turbulence Measurements. Tallahassee, Florida, USA: Sept. 8-10, 1996. - Balcema, Rotterdam, 1996. - P.473-480.
55. Seki N., Fukusako S., Hirata T. Turbulent Fluctuations and Heat Transfer for Separated Flow Associated with a Double Step at Entrance to an Enlarged Flat Duct // Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer.- Nov. 1976.- Vol.98.- P.588-593.
56. Shih C., Ding Z., Buzyna G., Wang X. The unsteady flow structure of a backward-facing step // Proceedings of the 6th International Symposium on Flow Modeling and Turbulence Measurements. Tallahassee / Florida / USA / 8-10 September 1996. Balkema, Rotterdam. P. 55-62.

57. Smyth R. Turbulent Flow over a Plane Symmetric Sudden Expansion // Transactions of the ASME, Journal of Fluids Engineering.- 1979.- Vol.101, No.3.- P.348-353.

58. Tani I., Iuchi M., Komoda H. Experimental Investigation of Flow Separation Associated with a Step or Groove // Rept.364.- 1961.-Aeronautical Research Institute, Univ. of Tokyo.

59. Tillman W. // British Min. of Aircraft Prod. Vцlkenrode Translation MAP-VG 34-45T.- 1945.

60. Townsend A.A. The structure of turbulent shear flow 1st ed.- Cambridge: University Press., 1956 (Русский перевод: Таунсенд А. А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом.- М.: ИЛ, 1959, 387 с.).

61. Tropea C., Durst F.: personal communication.- 1980.- Stanford.

62. 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.