

УДК 532.526

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ К ЛОКАЛИЗОВАННЫМ ВОЗМУЩЕНИЯМ ВНЕШНЕГО ПОТОКА

Д.С. СБОЕВ, Г.Р. ГРЕК, В.В. КОЗЛОВ

*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,
Новосибирск*

Проведено исследование восприимчивости пограничного слоя на модели прямого крыла к контролируемым локализованным возмущениям внешнего потока, создаваемым специальным источником, расположенным перед передней кромкой модели. Измерения показали, что в пограничном слое возникают возмущения с вытянутой в продольном направлении структурой, состоящей из чередующихся по трансверсальной координате областей с превышением и дефектом скорости относительно местной средней. Подобные “полосчатые структуры” возникают в пограничных слоях при воздействии интенсивной внешней турбулентности. Показана важная роль характеристик среднего течения в окрестности передней кромки модели в процессе преобразования внешних локализованных возмущений в возмущения пограничного слоя. Обнаружено слабое влияние градиентов давления на основные характеристики развития возмущений.

1. ВВЕДЕНИЕ

В большинстве ранних исследований восприимчивости к возмущениям внешнего потока (как экспериментальных, так и теоретических) изучалась генерация волн Толлмина — Шлихтинга (ТШ). В экспериментальных работах [1, 2] для решения этой задачи впервые была применена методика введения контролируемых возмущений во внешний поток. Результаты этих и последующих работ свидетельствуют о том, что возбуждение волн ТШ происходит на пространственных неоднородностях течения (в роли такой неоднородности выступает, например, передняя кромка обтекаемого тела). Такой вывод подтверждается и теоретическими исследованиями (см. [3, 4]).

Влияние степени турбулентности ε набегающего потока на генерацию волн ТШ исследовалось в “естественных” условиях в [5], где был обнаружен рост генерации пакетов волн при возрастании ε . При дальнейшем увеличении ε в [5], как и в [6, 7], наряду с пакетами волн ТШ наблюдались возмущения другого типа. Последние характеризуются низкочастотными флуктуациями, вызванными возникновением в пограничном слое вытянутых в продольном направлении структур с масштабом в трансверсальном направлении порядка нескольких толщин пограничного слоя. Максимум амплитуды при этом расположен в области середины погранслоя, и амплитуда растет вниз по потоку пропорционально толщине вытеснения. Такие же результаты были получены в [8] при $\varepsilon = 1,5\%$. Визуализация течения [9, 10] в пограничном слое при повышенной степени турбулентности набегающего потока в “естественных” условиях показала модуляцию потока в трансверсальном направлении некими продольными “полосчатыми структурами”. В работе [9] дымящая проволока располагалась во внешнем потоке выше передней кромки плоской пластины,

что позволило зафиксировать процесс преобразования локализованных вихревых возмущений внешнего потока в “полосчатые структуры”.

При исследовании перехода в “естественных” условиях возникают значительные трудности, связанные со случайным характером возмущений, возбуждающих пограничный слой. Модельные эксперименты, благодаря сохранению фазовой информации, позволяют более детально изучить процессы восприимчивости и развития возмущений в пограничном слое. В контролируемых условиях в работе [11] показано, что от точечного источника, расположенного внутри пограничного слоя, могут быть получены возмущения трех типов: пакет волн ТШ, турбулентное пятно и локализованное возмущение, чьи характеристики подобны характеристикам “полосчатых структур”, наблюдаемых при “естественном” переходе. Это возмущение было названо “пафф” (термин заимствован из [12]). Основные особенности возмущений типа “пафф” таковы: возмущения локализованы и слабо расплываются в трансверсальном направлении; максимум интенсивности по нормали к стенке расположен значительно выше, чем для двумерной волны ТШ; скорость развития переднего фронта возмущения достигает в пределе значения $0,8 U_\infty$, а заднего — $0,5 U_\infty$, за счет чего возмущение непрерывно растягивается и деформируется вдоль потока, слабо затухая вниз по нему. Возникновение турбулентности связывается со вторичной устойчивостью этих возмущений [13]. Их свойства существенно отличны от свойств диспергирующих пакетов волн ТШ. Однако, если начальные возмущения трехмерны и локализованы в пространстве, то их последующее развитие может определяться иными механизмами, чем развитие пакетов волн ТШ.

Линейный анализ [14] показал, что в любом невязком сдвиговом потоке локализованное возмущение нормальной к стенке компоненты скорости v вызывает незатухающее возмущение параллельной стенке компоненты, если интеграл от v по продольной координате ненулевой (в пространстве волновых чисел α это означает присутствие компонент с $\alpha = 0$). При этом возмущение сносится вниз по потоку с локальной средней скоростью, что приводит к его непрерывному растяжению. Растяжение и ограниченный рост параллельной стенке компоненты возмущения скорости вызывают нарастание энергии возмущения, по крайней мере, линейное со временем. Ниже на этот линейный механизм развития локализованных возмущений мы ссылаемся как на “лифтап”-эффект (от lift up — подъем). В аналитической работе [15] показано, что рост энергии определяется линейной связью между v и нормальной завихренностью η , а возмущение состоит из диспергирующей и конвективной частей, причем последняя является функцией $x - U(y)t$. Данный результат демонстрирует характерную черту “лифтап”-эффекта — отсутствие расплывания по трансверсальной координате.

В вязких потоках время роста энергии ограничено, поэтому если за время своего нарастания возмущение не эволюционировало к турбулентному пятну, то оно всегда будет затухать. Линейная трехмерная вязкая задача с начальными данными была рассмотрена в [16]. Связь между v и η здесь обеспечивается собственными функциями уравнения Орра — Зоммерфельда, которые появляются в неоднородном члене трехмерного уравнения Сквайра. Это может приводить к значительному росту энергии, связанному с генерацией нормальной завихренности, даже если v затухает. Эксперименты [17] в течении Пуазейля в прямом канале показали, что рост и затухание энергии докритических локализованных возмущений происходит на масштабах времени, предсказываемых линейной вязкой теорией.

Приведенные выше результаты получены в модельных экспериментах при введении возмущений через источники, расположенные внутри пограничного слоя. Это не позволяет исследовать восприимчивость к локализованным возмущениям внешнего потока. В [13] локализованные возмущения погранич-

ного слоя были генерированы введением возмущений во внешний поток через источник, расположенный выше по потоку от передней кромки плоской пластины. В пограничном слое при этом возникали возмущения типа “пафф”. Обширные количественные результаты по восприимчивости к локализованным возмущениям на плоской пластине получены авторами [18], которые следовали идее [13]. Однако влияние радиуса закругления передней кромки модели и градиентов давления на восприимчивость и развитие локализованных возмущений типа “пафф” в пограничном слое до сих пор не исследовано. Между тем на практике ламинарно-турбулентный переход в условиях повышенной степени турбулентности набегающего потока наиболее часто встречается, например, на лопатках турбин, которые имеют близкие к крыловым профили.

2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Исследования проводились в дозвуковой аэродинамической трубе МТ-324 ИТПМ СО РАН на плоской пластине и модели прямого крыла. Степень турбулентности набегающего потока не превышала 0,1 %. В данной работе, как и в [13, 18], для создания контролируемых трехмерных локализованных вихревых возмущений внешнего потока применялась следующая методика. Возмущения вводились в поток при помощи вдува-отсоса через трубку, установленную выше по потоку от передней кромки модели. Вдув-отсос осуществлялся с помощью динамического громкоговорителя, герметичная полость которого соединялась полихлорвиниловой трубкой с источником возмущений. Электрический сигнал с выхода звукового генератора преобразовывался в прямоугольные импульсы той же частоты, а затем через делитель частоты и дифференцирующую цепь блока усиления мощности — в импульсные сигналы, подаваемые на громкоговоритель. Частота следования импульсов составляла примерно 0,5 Гц. Измерения проводились на режиме вдува, когда импульсный сигнал, поступающий на громкоговоритель, приводит мембрану динамика в движение “вверх-вниз”, что вызывает инжекцию в поток струи газа конечной протяженности во времени. Схема установки источника возмущений (трубки диаметром 2,5 мм, диаметр выходного отверстия 1 мм) относительно моделей и соответствующие геометрические размеры приведены на рис. 1. Инжектируемая струя направлялась перпендикулярно передней кромке пластины в плоскости X, Z , но под углом в плоскости X, Y . Трубка была выставлена так, что не приводила к локальному искажению профилей средней скорости в пограничном слое, при этом возникающий за трубкой след уходил под нижнюю (нерабочую) поверхность модели. Скорость набегающего потока соответствовала принятой в [13, 18] и равнялась 6,6 м/с.

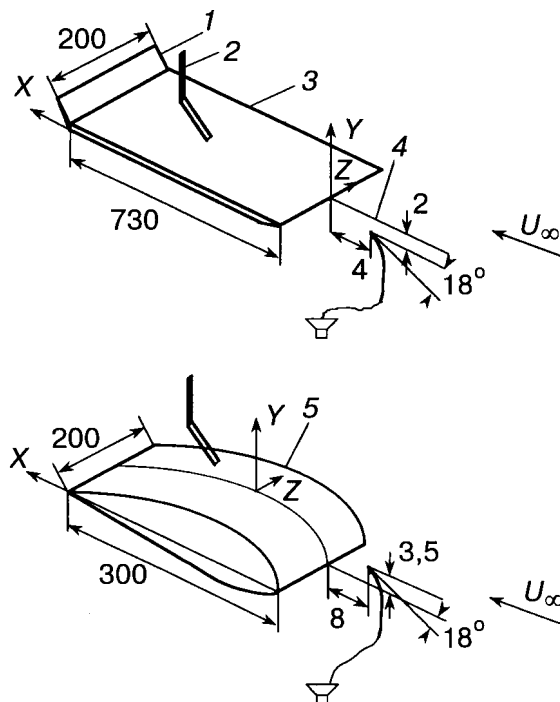


Рис. 1. Схема эксперимента.

1 — закрылок, 2 — датчик, 3 — плоская пластина, 4 — трубка — источник внешних возмущений, 5 — модель прямого крыла (угол атаки $-3,5^\circ$). Размеры в мм.

Развитие возмущений в пространстве и времени регистрировалось одним точным датчиком термоанемометра постоянного сопротивления 55D01 с измерительным мостом 55M10 фирмы DISA. Нить датчика была изготовлена из вольфрамовой проволоки диаметром 5 мкм и длиной 1 мм. Перегрев нити составлял 80 %. Термоанемометр был тарирован при помощи трубки Прандтля во внешнем потоке. Для аппроксимации экспериментальной зависимости скорости от выходного напряжения моста использовалась функция

$$U = k_1(E^2 - E_0^2)^{1/n} + k_2(E - E_0)^{1/2},$$

где E — выходное напряжение моста при скорости U , E_0 — выходное напряжение при нулевой скорости; k_1, k_2, n — константы. Второе слагаемое уравнения учитывает вклад свободной конвекции при низких скоростях и позволяет продолжить тарировочную кривую в область низких скоростей. Сигнал с выхода моста подавался на вход аналого-цифрового преобразователя MacADIOS adio (GW Instruments), запуск которого осуществлялся по сигналу синхронизатора, т. е. фазовая информация в ходе эксперимента сохранялась.

Сбор и обработка данных производились при помощи персонального компьютера Macintosh LC II. Для уменьшения влияния стохастических возмущений и увеличения отношения сигнал/шум применялась операция осреднения по ансамблю реализаций. Число реализаций составляло от 30 до 300. Методика обработки результатов измерений проводилась на компьютере по программе пространственно-временного фурье-анализа. Над пространственно-временным распределением продольной компоненты скорости u' осуществлялось двойное преобразование Фурье по времени и трансверсальной координате Z :

$$u'(f, \beta) = 1/Z_0 T_0 \int_{-Z_0/2}^{Z_0/2} e^{-i\beta Z} \int_0^{T_0} e^{-ift} u'(t, Z) dt dZ.$$

Здесь f — частота, β — компонента волнового вектора в трансверсальном направлении, Z_0 и T_0 — фундаментальные периоды преобразования Фурье по трансверсальной координате и времени соответственно. Нормировка для различных значений X осуществлялась на одну и ту же величину $Z_0 = 128$ мм, что приводило к одному и тому же числу β -гармоник для различных сечений по координате X (шаг по трансверсальной координате Z был выбран постоянным и равнялся 1 мм). Если области измерений по Z были меньше ± 64 мм, то слева и/или справа добавлялись нулевые точки с тем, чтобы получить то же значение Z_0 .

Результаты расчетов представлялись следующим образом.

1. Строились контурные диаграммы изолиний пульсаций скорости в плоскостях $Z - t$ и $Y - t$ для различных координат X и Z соответственно. Сплошные изолинии на графиках отражают превышение скорости, а штриховые — ее дефект; координата (Z или Y) указана в миллиметрах либо нормирована на местную толщину пограничного слоя δ ; ось времени t проградуирована в миллисекундах. На некоторых графиках дополнительно представлены распределения средней скорости U .

2. Спектры возмущений представлены в виде поверхностей $A = F(f, \beta)$, где A — спектральная амплитуда компоненты $u'(f, \beta)$ продольных пульсаций скорости, f — частота (Гц). Величины частоты квантования по времени АЦП и шага по координате Z , T_0, Z_0 постоянны (а значит, постоянно и число спектральных гармоник), что дает возможность прямого сравнения различных спектров.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Для корректного сравнения характеристик возмущений типа “пафф” в пограничном слое на модели прямого крыла с данными, полученными в [18] для плоской пластины, на начальном этапе работы измерения были выполнены на плоской пластине. Это позволило протестировать принятую здесь методику и, не изменяя условий эксперимента (скорость набегающего потока, амплитуду сигнала на громкоговорителе), перенести ее в иную экспериментальную ситуацию.

3.1. Характеристики среднего потока

На рис. 2, *a* показаны профили средней скорости в пограничном слое на плоской пластине. Сравнение этих профилей с профилем Блазиуса указывает на то, что здесь реализовано ламинарное течение в пограничном слое. На рис. 2, *b* представлено распределение средней скорости внешнего потока по координате X , измеренное на постоянном расстоянии $Y = 30$ мм от поверхности модели прямого крыла. Эта зависимость дает представление о характере распределения давления в пограничном слое по продольной координате. Видно, что область неблагоприятного градиента давления начинается с $X \approx 100$ мм. Обезразмеренные профили средней скорости, показанные на врезке рис. 2, *b* (здесь U_0 — местная скорость потока вне пограничного слоя, δ — толщина пограничного слоя), демонстрируют отсутствие точек перегиба во всем диапазоне измерений. Все это позволяет утверждать, что в данном случае, в отсутствие искусственных возмущений, было реализовано ламинарное безотрывное обтекание крылового профиля на рассматриваемом участке.

3.2. Структура контролируемых внешних возмущений

Рассмотрим далее поле пульсаций продольной компоненты скорости во внешнем потоке при введении контролируемых возмущений. Результаты были получены в непосредственной окрестности источника возмущений в отсутствие моделей в рабочей части трубы. Использована связанная с источником система координат: оси координат X' , Y' , Z' направлены параллельно стенкам рабочей трубы, начало координат лежит на оси трубки, $X' = 0$ соответствует срезу трубки.

На рис. 3, *a* показана структура внешнего возмущения при $X' = 2$ мм ($U_0 = 6,6$ м/с, $Y' = 2$ мм) в координатах (Z', t) . Здесь также приведено распределение средней скорости $\bar{U}(Z')$ на соответствующей координате Y' . Видно, что внешнее возмущение представляет собой струю (область с превышением скорости) по трансверсальной координате с размером ~ 3 мм, временная протяженность возмущения около 30 мс. Максимум амплитуды пульсаций достигает 80 %, однако амплитуду-

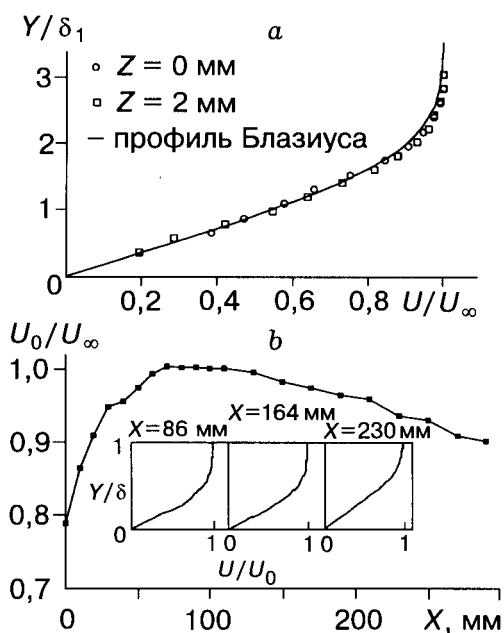


Рис. 2. Характеристики среднего течения. Плоская пластина, $X = 114$ мм (*a*); модель прямого крыла (*b*).

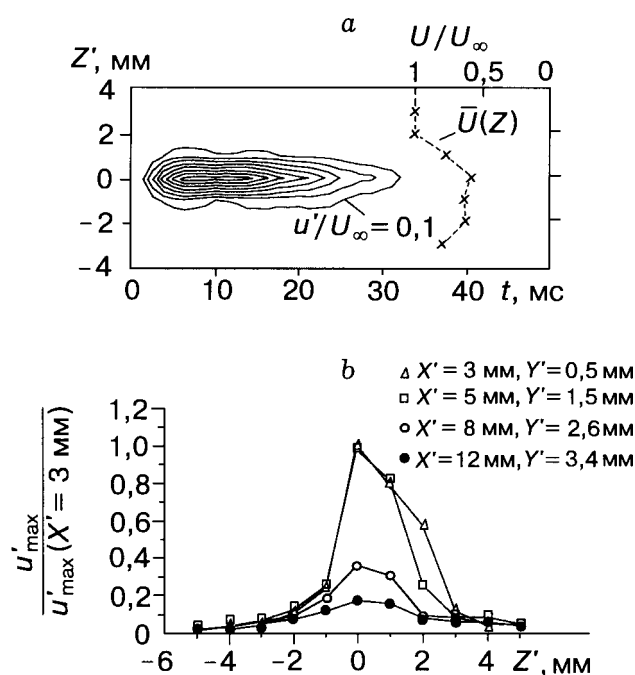


Рис. 3. Возмущения внешнего потока.

a — структура возмущений в плоскости (Z', t) для $X' = 2$ мм, $Y' = 2$ мм; *b* — распределения пиковых значений амплитуды по трансверсальной координате.

да пульсаций, определяемая как $u'/U_\infty = (U(t) - U)/U_\infty$ (U — средняя скорость в данной точке), при прочих равных условиях зависит от средней скорости. Обтекание же источника возмущений сопровождается образованием за трубой застойной зоны с сильным искажением средней скорости, изображенным на рис. 3, *a*. Видно, что максимум пульсаций при нулевом угле установки трубки достигается в той точке, где средняя скорость минимальна. Распространяясь далее вниз по потоку, возмущение покидает эту зону, и регистрируемая датчиком амплитуда резко уменьшается; далее вниз по потоку возмущение затухает (рис. 3, *b*). Вместе с падением амплитуды при распространении внешних возмущений вниз по потоку наблюдается и сокращение их временной протяженности, например, при $X' = 4$ мм она составляет ~ 20 мс. Показанные на рис. 3, *b* распределения пиковых значений амплитуды возмущений, измеренные в районе максимума пульсаций по координате Y' , свидетельствуют также об отсутствии расплывания возмущений внешнего потока по трансверсальной координате.

В работе [8] приведены результаты исследования масштабов изотропной турбулентности, генерируемой сетками, установленными в рабочей части трубы. В частности, трансверсальный нейлоровский микромасштаб продольных пульсаций скорости составил около 5 мм, а интегральный масштаб по продольной координате — порядка 20 – 30 мм (степень турбулентности 1,5 %, средняя скорость 8 м/с). При распространении внешнего возмущения со средней скоростью внешнего потока $U_0 = 6,6$ м/с (см. рис. 3) временная протяженность в 20 мс соответствует продольной протяженности порядка 100 мм. Таким образом, используемые в данной работе контролируемые внешние возмущения удовлетворительно моделируют “естественные” локализованные возмущения в рабочей части аэродинамической трубы с высокой степенью турбулентности набегающего потока.

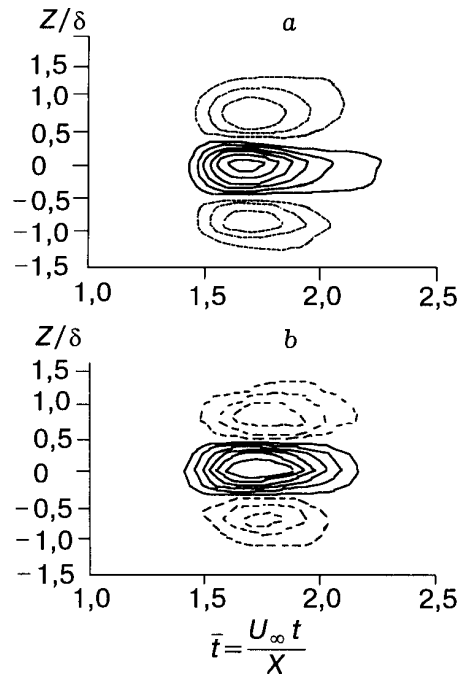
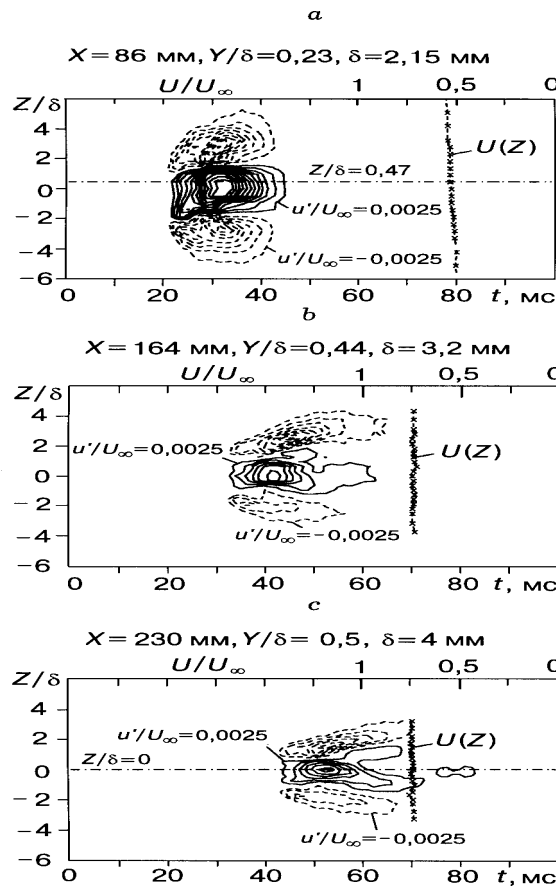
Рис. 4. Сравнение структуры локализованных возмущений в пограничном слое на плоской пластине, полученных на различных установках.

a — работа [18], $X = 200$ мм, $U_\infty = 6,6$ м/с; *b* — данная работа, $X = 235$ мм, $U_\infty = 6,6$ м/с. Измерения проведены в максимуме пульсаций по нормальной координате, $\Delta u'/U_\infty = 0,005$.

Сравнение структуры полученных локализованных возмущений в пограничном слое на плоской пластине с результатами [18] (при равных значениях u') приведено на рис. 4. Наблюдается хорошее совпадение данных, что подтверждает правильность использованной методики.

3.3. Развитие возмущений в пограничном слое

Структура возмущений в плоскости (Z, t) в пограничном слое на модели прямого крыла показана на рис. 5. Распределения средней скорости, показанные на графиках изолиниями,



указывают на отсутствие влияния источника на течение в пограничном слое. Как на плоской пластине, так и на прямом крыле возмущения пограничного слоя имеют характерную структуру из трех областей: одной с превышением скорости на оси симметрии возмущения и двух с дефектом скорости по сторонам первой. Несмотря на присутствие градиентов давления в пограничном слое на модели прямого крыла, “расплывания” возмущений по трансверсальной координате практически не наблюдается. Поскольку начальное возмущение не содержит отрицательных пульсаций u' , появление областей дефекта можно прямо отнести на счет механизма “лифтинга”-эффекта и связанного с ним

Рис. 5. Структура возмущений в плоскости (Z, t) в пограничном слое на модели прямого крыла для $X = 86$ мм (*a*), 164 мм (*b*), 230 мм (*c*) ($\Delta u'/U_\infty = 0,0025$).

процесса генерации нормальной завихренности (пропорциональной $\partial u'/\partial z$). При распространении вниз по потоку возмущение сначала затухает в области как отрицательного, так и положительного градиента давления, однако далее вниз по потоку оно трансформируется в турбулентное пятно. На рис. 5 ($X = 230$ мм) показана структура возмущения на стадии зарождения турбулентного пятна. Возмущения в пограничном слое на плоской пластине при тех же условиях эксперимента затухали, не приводя к турбулентности. Это свидетельствует о том, что неблагоприятный градиент давления может существенно изменить развитие возмущения, например, ускорить процесс высокочастотной вторичной неустойчивости (см. [19]). В данной работе вопрос о причинах возникновения турбулентных пятен специально не исследовался.

На рис. 6 показаны распределения пиковых значений возмущений скорости на плоской пластине и прямом крыле по размерной координате Z . Видно, что в пограничном слое на модели прямого крыла возмущенная область

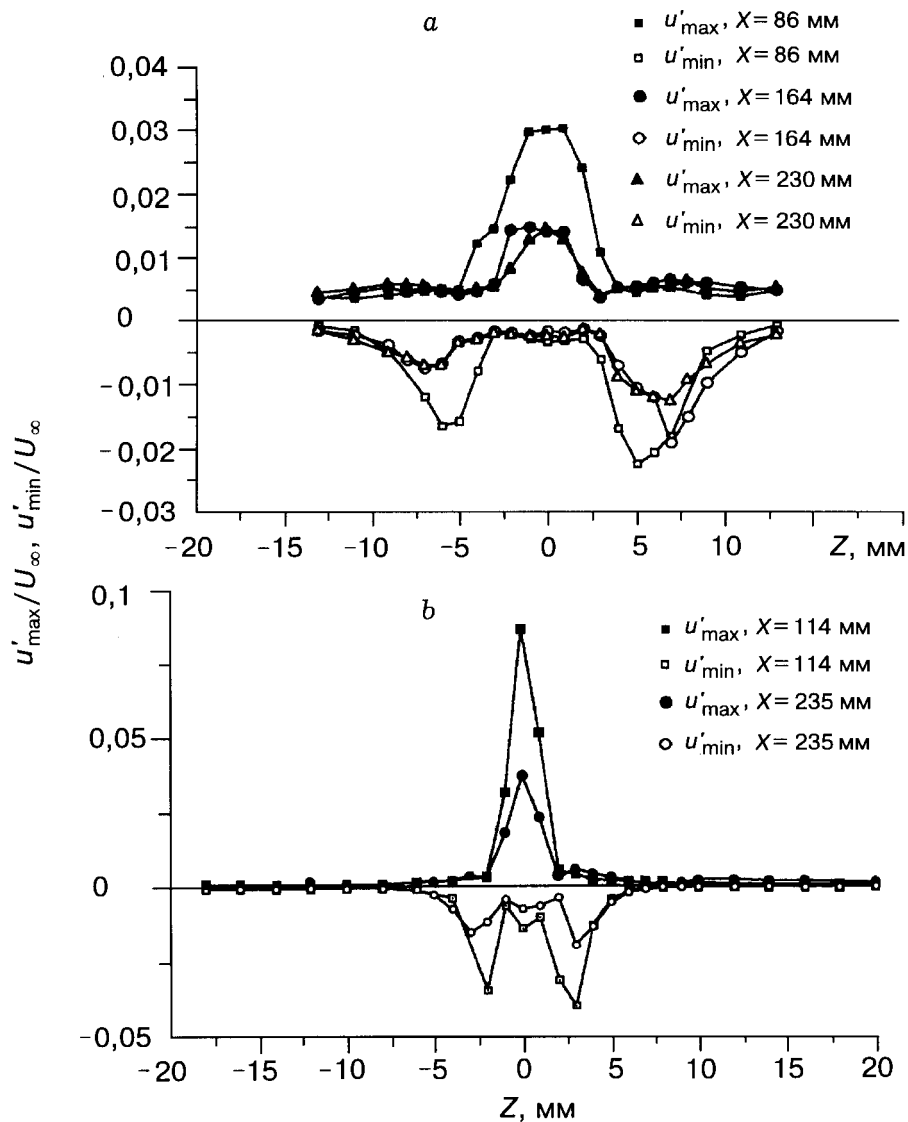


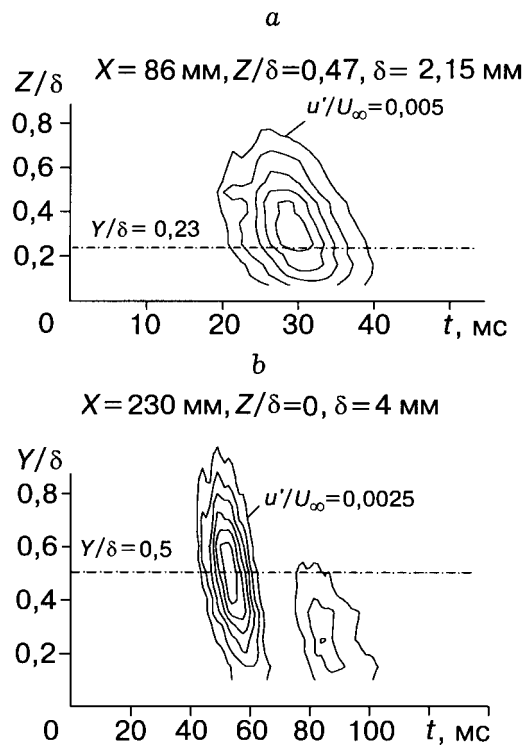
Рис. 6. Распределения по трансверсальной координате пиковых значений возмущений продольной компоненты скорости в пограничном слое на модели прямого крыла (a) и плоской пластины (b).

почти в два раза шире, чем на пластине. (Для сравнения: в работе [20] для пакета волн ТШ обнаружено сужение по оси Z возмущенной области в зоне отрицательного градиента давления. Сечение $X = 86$ мм соответствует слабому отрицательному градиенту.) В безразмерных координатах (см. рис. 5) характерный масштаб возмущений по трансверсальной координате имеет величину порядка восьми местных толщин пограничного слоя, а на плоской пластине, при одинаковых внешних условиях (см. рис. 4, b), — порядка трех – четырех местных толщин. Поскольку внешние возмущения не “расплываются” по трансверсальной координате (см. рис. 3, b), такое изменение количественных характеристик возмущений на разных моделях при общих условиях проведения экспериментов можно объяснить лишь влиянием на процесс преобразования внешних возмущений характеристик среднего течения в окрестности передней кромки модели. Заметим, что расстояние между минимумами областей с эффектом скорости по трансверсальной координате во всех сечениях растет очень слабо: 12 мм при $X = 86$ мм и 14 мм при $X = 230$ мм. Таким образом, как уже отмечалось, градиент давления очень слабо влияет на “расплывание” возмущения по трансверсальной координате.

На рис. 7 приведены данные о структуре возмущений в пограничном слое на модели прямого крыла по нормальной к стенке координате в центральной части возмущения. В этом направлении возмущение в сечении $X = 86$ мм имеет вид наклоненной к оси Y области с превышением скорости. Максимумы пульсаций расположены далеко от стенки, в районе $Y/\delta = 0,3 - 0,5$, что соответствует известной характеристике возмущений “пафф”. Возмущенная область практически не выходит за границы пограничного слоя, и этот фактор является особенностью возмущений, возникших в результате “лифтап”-эффекта. В целом структура возмущений в плоскости (Y, t) подобна исследованной в [18] структуре возмущений на плоской пластине. В то же время при $X = 230$ мм наблюдаются отличия от случая на плоской пластине — в задней части возмущения появляется еще один максимум пульсаций, что связано с возникновением турбулентного пятна.

На основе представленных на рис. 7 данных и измерений по продольной координате можно определить скорости распространения возмущения. На рис. 8 приведены зависимости скорости распространения переднего и заднего фронтов возмущения от продольной и нормальной координат. Зависимость от координаты X показывает, что скорость переднего фронта непрерывно растет вниз по потоку, достигая сначала, как и на плоской пластине, величины $0,8U_\infty$, а затем увеличиваясь до $0,9U_\infty$, что близко к соответствующему значению для турбулентного пятна. Скорость заднего фронта определить труднее, так как на осцилло-

Рис. 7. Структура возмущений в плоскости (Y, t) в пограничном слое на модели прямого крыла для $X = 86$ мм, $Z/\delta = 0,47$, $\Delta u'/U_\infty = 0,005$ (а), $X = 230$ мм, $Z/\delta = 0$, $\Delta u'/U_\infty = 0,0025$ (б).



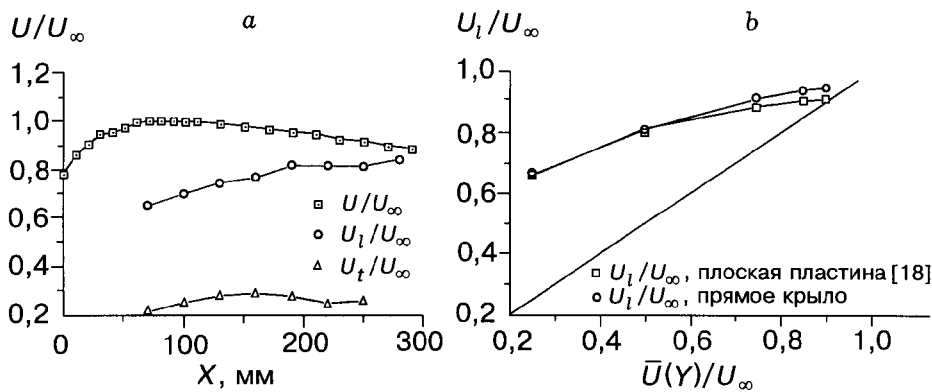


Рис. 8. Зависимость скорости распространения переднего (U_f) и заднего (U_t) фронтов возмущения в пограничном слое на модели прямого крыла от продольной (а) и нормальной (б) координат.

граммах он выражен менее отчетливо, поэтому приведенную зависимость надо рассматривать как качественную. Тем не менее эта величина, как и на пластине, также растет вниз по потоку, но до меньшего значения ($0,3U_\infty$), а ниже по потоку даже уменьшается. Различие в скоростях распространения переднего и заднего фронтов вызывает непрерывное растяжение возмущения по продольной координате. Зависимость скорости распространения переднего фронта от координаты Y (рис. 8, б) определена, как и в [18], для уровня амплитуды возмущения 30 % и представлена в виде зависимости от средней скорости в данной точке пограничного слоя. Это позволяет оценить, насколько скорость распространения возмущения превышает среднюю скорость течения. Прямая линия показывает скорость распространения, равную местной средней. Для сравнения приведены данные [18] для плоской пластины. Данные рис. 8, б указывают на то, что градиент давления слабо влияет на скорость распространения возмущения. Это влияние наиболее велико на границе пограничного слоя. Зная скорость распространения возмущений и их временную протяженность, можно оценить продольный размер возмущений. При $X = 86, 164$ и 230 мм он равен соответственно 100, 120 и 250 мм. Отношение продольного и трансверсального масштабов составляет 8/1 для $X = 86$ мм и 17/1 для $X = 230$ мм (на пластине при $X = 235$ мм отношение масштабов было 9/1).

Таким образом, представленные результаты позволяют заключить, что исследуемые возмущения обладают всеми характерными особенностями возмущений типа “пафф”, т. е. они локализованы и не “расплываются” в трансверсальном направлении, обладают высокой скоростью распространения, максимум возмущенности при этом лежит в районе середины пограничного слоя.

3.4. Спектральный анализ возмущений

Результаты спектрального анализа возмущений показаны на рис. 9. В спектре внешнего возмущения (рис. 9, а) энергия сосредоточена в диапазоне частот 0 – 50 Гц, и здесь преобладают низкочастотные двумерные колебания. Спектры возмущений в пограничном слое на плоской пластине и модели прямого крыла (рис. 9, б, в) показывают, что, несмотря на обилие плоских волн в спектре внешнего возмущения, наиболее энергетическими являются наклонные волны с частотой $f \approx 0$ и поперечным волновым числом, обозначаемым ниже β_{\max} . Спектр возмущения в пограничном слое на крыловом профиле подобен полученному на плоской пластине, однако, в соответствии с наблюдаемым увеличением масштаба возмущений по трансверсальной координате,

Рис. 9. Амплитудные частотно-волновые спектры возмущений внешнего потока (а) и возмущений в пограничном слое на плоской пластине (b) и модели прямого крыла (c).

величина $\beta_{\max}\delta$ в первом случае меньше и составляет около 0,2, в то время как на плоской пластине она равна 0,4. В работе [18] обнаружено, что спектральная мода $(0, \pm \beta_{\max})$ является не только наиболее энергонеисущей, но и, по крайней мере, наименее затухающей по сравнению со всеми остальными гармониками сплошного частотно-волнового спектра. Для возмущений на профиле гармоники $(0, \pm \beta_{\max})$, несмотря на наличие градиентов давления, также остаются наименее затухающими. Характерного для пакетов волн ТШ бурного роста плоских волн в неблагоприятном градиенте давления [20] в спектрах возмущений не наблюдается.

На рис. 10, а показано изменение вниз по потоку характерного трансверсального масштаба возмущений, определенного как $\lambda_z/\delta = 1/\beta_{\max}\delta$; здесь же приведены результаты [18]. Видно хорошее совпадение экспериментальных точек для случая плоской пластины. Величина λ_z/δ соответствует периоду модуляции пограничного слоя в трансверсальном на-

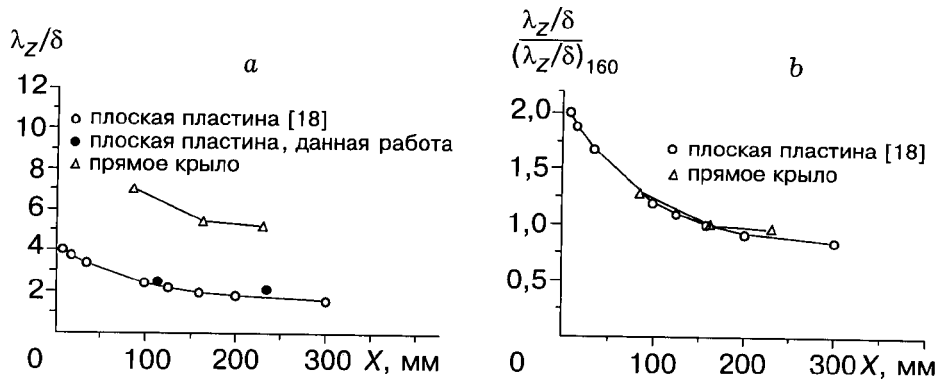
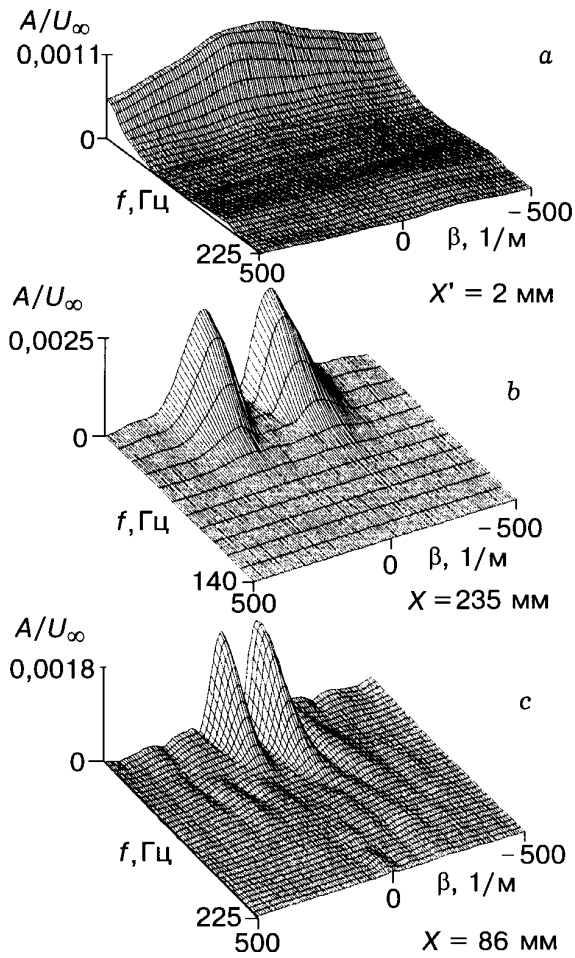


Рис. 10. Изменение характерного масштаба возмущений по трансверсальной координате вниз по потоку.

Поясн. см. в тексте.

правлении в момент пролета возмущения, нормировка на δ показывает корреляцию между поперечным размером возмущенной области и характерным масштабом пограничного слоя. Характер зависимости этой величины λ_z/δ от X близок в случаях пограничного слоя с градиентами давления и плоской пластины. На рис. 10, b зависимости нормированы на их значение при $X = 160$ мм; отсюда видно, что наличие градиентов давления на развитие трансверсальных масштабов возмущений вниз по потоку не влияет.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные результаты, как и данные [18], позволяют предполагать, что доминирующим механизмом возникновения возмущений типа “пафф” является механизм “лифтап”-эффекта. Этот механизм воспроизводит все характерные особенности рассматриваемых возмущений. В частности, в рамках такой модели можно найти объяснение независимости от градиента давления интегральных характеристик возмущений, как скорость распространения, “нерасплывание” по трансверсальной координате и характер развития трансверсальных масштабов возмущений вниз по потоку. Действительно, возникновение возмущений определяется зависимостью средней скорости в сдвиговом слое от нормальной координаты в ограниченной по X области, где происходит их формирование. Дальнейшее же развитие возмущений определяется лишь этими начальными условиями и слабо зависит от изменения профиля средней скорости под действием градиентов давления. Однако, как показано в теоретической работе [21], непараллельность течения может приводить к тому, что вязкость не сможет компенсировать рост возмущений, вызванный “лифтап”-эффектом, и возмущения будут нарастать до стадии зарождения турбулентного пятна. Представленные результаты в какой-то степени подтверждают этот вывод.

Роль характеристик среднего течения в области формирования возмущений пограничного слоя наиболее важна для процесса восприимчивости. Изменения, представленные в разделе 3.2, указывают на то, что характерные размеры внешних возмущений по трансверсальной и нормальной координатам (3 – 4 мм) в окрестности передней кромки значительно больше ожидаемых значений толщины погранслоя в области преобразования как на пластине, так и на крыле. Как показано в [18], в возмущение пограничного слоя преобразуется лишь часть внешнего возмущения, непосредственно попадающая в пограничный слой, а остальное возмущение распространяется выше пограничного слоя и не влияет на этот процесс. Толщина пограничного слоя на профиле в районе передней кромки больше таковой на пластине из-за большего радиуса закругления передней кромки [22]. Тогда на модели прямого крыла, вследствие большей местной толщины пограничного слоя, характерный размер области его возбуждения окажется больше, чем на плоской пластине. Процесс генерации нормальной завихренности, инициируемый “лифтап”-эффектом, протекает поэтому на больших масштабах по трансверсальной координате, что и приводит к наблюдаемому увеличению трансверсального масштаба возмущений типа “пафф”. Иллюстрация такой трактовки приведена на рис. 11.

В заключение сформулируем основные выводы проведенного исследования.

1. Взаимодействие локализованного возмущения внешнего потока с областью течения вблизи передней кромки и пограничным слоем на модели прямого крыла приводит к возникновению возмущений пограничного слоя типа “пафф” (полосчатых структур).

2. Характерный трансверсальный масштаб этих возмущений примерно в два раза больше, чем у аналогичных возмущений в пограничном слое на

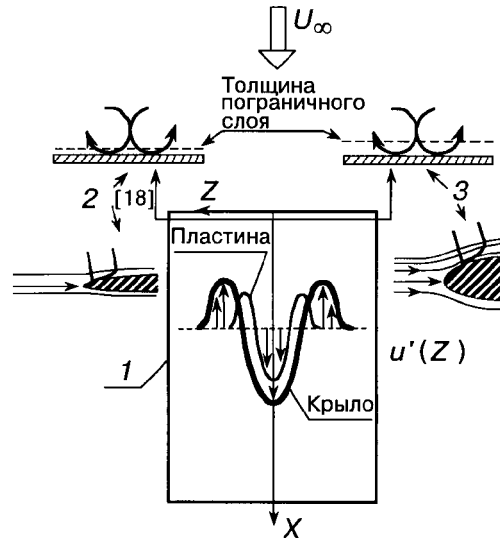
Рис. 11. Иллюстрация процесса восприимчивости.

1 — модель, 2 — пластина [18], 3 — крыло.

плоской пластине при тех же внешних условиях. Однако в обоих случаях характер изменения этой величины вниз по потоку совпадает.

3. Градиенты давления оказывают слабое влияние на такие интегральные характеристики развития локализованных возмущений, как “нерасплывание” по трансверсальной координате, скорость распространения и затухание вниз по потоку.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (Гранты № 96-01-01892 и 96-15-96310).



ОБОЗНАЧЕНИЯ

A — спектральная амплитуда компоненты $u'(f, \beta)$;

E — выходное напряжение моста термоанемометра при скорости U ;

E_0 — выходное напряжение моста термоанемометра при нулевой скорости;

f — частота;

k_1, k_2, n — тарировочные постоянные;

t — время;

T_0 — фундаментальный период преобразования Фурье по времени;

U_∞ — скорость набегающего потока;

U_0 — скорость на внешней границе пограничного слоя;

$U, U(t)$ — продольная компонента локальной средней и мгновенной скорости;

U_1, U_i — скорость распространения вниз по потоку переднего и заднего фронтов возмущения;

$u' = U(t) - U$ — возмущение продольной компоненты скорости;

$\Delta u'$ — шаг изолиний;

u'_{\max}, u'_{\min} — максимальное и минимальное значения u' за время пролета возмущения мимо датчика термоанемометра;

v' — возмущение нормальной компоненты скорости;

x, y, z — продольная, нормальная и трансверсальная оси координат в системе, связанной с моделью;

x', y', z' — продольная, нормальная и трансверсальная оси координат в системе, связанной с источником возмущений;

Z_0 — фундаментальный период преобразования Фурье по трансверсальной координате;

α, β — компоненты волнового вектора в продольном и трансверсальном направлении;

δ — местная толщина пограничного слоя;

δ_1 — толщина вытеснения;

ε — степень турбулентности набегающего потока;

η' — возмущение нормальной компоненты завихренности;

λ_z — характерный масштаб возмущения по трансверсальной координате.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Качанов Ю.С., Козлов В.В., Левченко В.Я. Возникновение волн Толлмина — Шлихтинга в пограничном слое при воздействии внешних возмущений // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1978. — № 5. — С. 85 — 94.
2. Довгаль А.В., Козлов В.В., Левченко В.Я. Экспериментальное исследование реакции пограничного слоя на внешние периодические возмущения // Там же. — 1980. — № 4. — С. 155 — 159.
3. Kozlov V.V., Ryzhov O.S. Receptivity of boundary layers: asymptotic theory and experiment // Proc. Roy. Soc. London. — 1990. — Vol. A 429. — P. 341 — 373.
4. Kerschen E. Boundary layer receptivity. — AIAA Paper, No. 89-1109, 1989.
5. Kendall J.M. Experimental study of disturbances produced in a pre-transitional laminar boundary layer by weak freestream turbulence. — AIAA Paper, No. 85-1695, 1985.

6. Косорыгин В.С., Поляков Н.Ф., Супрун Т.Т., Эпик Э.Я. Развитие возмущений в ламинарном пограничном слое пластины при повышенной турбулентности внешнего потока // Неустойчивость до- и сверхзвуковых течений. — Новосибирск: Изд. ИТПМ СО АН СССР, 1982.
7. Косорыгин В.С., Поляков Н.Ф., Супрун Т.Т., Эпик Э.Я. Влияние турбулентности потока на структуру возмущений в ламинарном пограничном слое // Пристеночные турбулентные течения. — Новосибирск: Изд. ИТФ СО АН СССР, 1984.
8. Westin L.J., Voiko A.V., Klingmann B.G.B. et al. Experiments in a boundary layer subjected to free stream turbulence. Part 1: Boundary layer structure and receptivity // J. Fluid Mech. — 1994. — Vol. 281. — P. 193 – 218.
9. Гуляев А.Н., Козлов В.Е., Кузнецов В.Р. и др. Взаимодействие ламинарного пограничного слоя с внешней турбулентностью // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1989. — № 5. — С. 55 – 65.
10. Matsubara M., Kozlov V.V., Alfredsson P.H. et al. On flat plate boundary layer perturbations at high free stream turbulence level // Int. Conf. on the Methods of Aerophysical Research: Proc. Pt 1. — Novosibirsk, 1996. — P. 174 – 179.
11. Grek H.R., Kozlov V.V. and Ramazanov M.P. Three types of disturbances from the point source in the boundary layer // Laminar-Turbulent Transition. — Berlin: Springer-Verlag, 1984. — P. 267 – 272.
12. Wygnansky I., Sokolov M., Friedman D. On transition in a pipe. Pt 2: The equilibrium puff // J. Fluid Mech. — 1975. — Vol. 69.
13. Грек Г.Р., Козлов В.В., Рамазанов М.П. Ламинарно-турбулентный переход при повышенной степени турбулентности набегающего потока: Обзор // Сиб. физ.-техн. журн. (Изв. СО РАН). — 1991. — Вып. 6. — С. 106 – 137.
14. Landahl M.T. Note on an algebraic instability of inviscid parallel shear flows // J. Fluid Mech. — 1980. — Vol. 98. — P. 243 – 251.
15. Henningson D.S. The inviscid initial value problem for a piecewise linear mean flow // Stud. Appl. Maths. — 1988. — Vol. 78. — P. 31 – 56.
16. Gustavsson L.H. Energy growth of three-dimensional disturbances in plane Poiseuille flow // J. Fluid Mech. — 1991. — Vol. 224. — P. 241 – 260.
17. Klingmann B.G.B. On transition due to three-dimensional disturbances in plane Poiseuille flow // Ibid. — 1992. — Vol. 240. — P. 167 – 195.
18. Alfredsson P.H., Bakchinov A.A., Kozlov V.V., Westin K.J.A. On by-pass transition in the Blasius boundary layer. Pt. 1: Receptivity and evolution of a localised free stream disturbance // Eur. J. Mech. (To be published).
19. Бакчинов А.А., Грек Г.Р., Катасонов М.М., Козлов В.В. Экспериментальное исследование взаимодействия продольных “полосчатых” структур с высокочастотным возмущением // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1998. — № 5. — С. 39 – 49.
20. Гилев В.М., Довгаль А.В., Качанов Ю.С., Козлов В.В. Развитие пространственных возмущений в пограничном слое с градиентом давления // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1988. — № 3. — С. 85 – 91.
21. Luchini P. Reynolds-number-independent instability of the boundary layer over a flat surface // J. Fluid Mech. — 1966. — Vol. 327. — P. 101 – 115.
22. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1969.

Статья поступила в редакцию 8 декабря 1997 г.