

ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЕВ И ОТРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЙ*

(современное состояние исследований)

Г.Р. Грек, В.В. Козлов, В.Г. Чернорай

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, Новосибирск

E-mail: grek@itam.nsc.ru; kozlov@itam.nsc.ru

УДК 532.526

В обзоре представлены результаты последних экспериментальных исследований механизмов турбулизации сложных течений, таких как градиентные, пространственные и отрывные и тем самым указано на перспективы исследований в этой области при дозвуковых скоростях потока, учитывая новые технологии изготовления несущих поверхностей крыльев (создания достаточно гладких поверхностей) для больших транспортных самолётов при больших числах Рейнольдса и несущих поверхностей для малоразмерных летательных аппаратов (создание поверхностей, препятствующих отрыву потока) при малых числах Рейнольдса. Рассматриваются нелинейные стадии вторичной высокочастотной неустойчивости различных течений, модулированных полосчатыми структурами, и методы управления ламинарно-турбулентным переходом в таких случаях с помощью взаимодействующих полосчатых структур, риблет, локализованного и распределенного отсоса. Показаны различные методы управления отрывными течениями с использованием локализованных источников возмущений в областях отрыва потока, акустического воздействия и придания обтекаемой поверхности волнистости. Представлен один из способов управления отрывом потока с использованием МЭМС-технологии.

ВВЕДЕНИЕ

Известно [1], что ламинарно-турбулентный переход в пограничных слоях при низкой степени турбулентности набегающего потока связан с развитием волн неустойчивости, так называемых волн Толлмина—Шлихтинга. В процессе своего развития вниз по потоку эти волны могут нарастать вначале линейно, затем претерпевают нелинейную стадию развития и, наконец, приводят к турбулизации течения. Если линейная стадия развития волн неустойчивости достаточно детально исследована как теоретически, так и экспериментально то нели-

* Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект № 05-01-00034), гранта ведущих научных школ (НШ-964.2003.1) и грантом министерства образования и науки РФ № РНП.2.1.2.3370

нейная стадия и особенно ее последние этапы изучены слабо. Двумерная волна Толлмина—Шлихтинга на нелинейной стадии своего развития претерпевает трехмерное искажение при достижении определенной амплитуды, в результате чего возникают характерные трехмерные лямбда-структуры [2–4]. К особенностям возникновения и развития этих структур следует отнести тот факт, что они типичны не только для классического ламинарно-турбулентного перехода [2], но и являются неперенным условием перехода в более сложных течениях таких как течения модулированные продольными полосчатыми структурами типа вихрей Гертлера [5–7], вихрей поперечного течения на скользящих крыльях и т.д., а также в вязком подслое турбулентного пограничного слоя. В данных ситуациях они возникают, в частности, из-за вторичной высокочастотной неустойчивости таких течений и могут проявляться не только как лямбда-структуры, но и в виде подковообразных (омега-структур), шпильковых (английский термин — hairpin) и т.д. вихрей. Тем не менее, их общей особенностью является наличие двух противовращающихся вихрей (ног структуры), заканчивающихся их замыканием “головкой”. Именно динамика развития этих структур вниз по потоку приводит, во многих случаях, к турбулизации течений. Характерной особенностью развития таких структур, например, на скользящем крыле является исчезновение одного из противовращающихся вихрей из-за поперечного течения [8], в то время как на прямом крыле можно наблюдать развитие классической лямбда-структуры [8,9].

Изучению механизма возникновения и развития данных структур посвящено много экспериментальных [8, 10–13] и численных [14–17] исследований. В этих работах показано, что механизм возникновения и воспроизводства турбулентности в различных пристенных переходных и турбулентных течениях одинаков и связан с возникновением, развитием и разрушением когерентных образований типа лямбда-структур, омега-структур, полосчатых структур и т.д. Дымовая визуализация процесса преобразования уединенной лямбда-структуры в турбулентное пятно в пограничном слое плоской пластины впервые представлена в работе [18]. При уменьшении амплитуды возбуждающего сигнала лямбда-структура затухала вниз по потоку. Однако, термоанемометрические измерения [13] показали, что при взаимодействии затухающей лямбда-структуры с высокочастотной волной из-за неустойчивости трансверсального профиля скорости (в области “ног” лямбда-структуры) происходит нарастание интенсивности двух противовращающихся вихрей, выход головки лямбда-структуры за пределы ламинарного пограничного слоя и трансформации возмущения в турбулентное пятно вниз по потоку. Таким образом, ситуация вторичной высокочастотной неустойчивости многих течений, связанная с их поперечной модуляцией, например, стационарными (вихри Гертлера, вихри поперечного течения на скользящих крыльях и т.д.), типична и для нестационарных продольных структур, таких, например, как полосчатые структуры повышенной степени турбулентности набегающего потока [8], так и лямбда-структур. Трансверсальная модуляция течений данными структурами создает условия (неустойчивые перегибные профили скорости по нормали к поверхности и поперек потока для возникновения и нарастания на них вторичных высокочастотных колебаний,

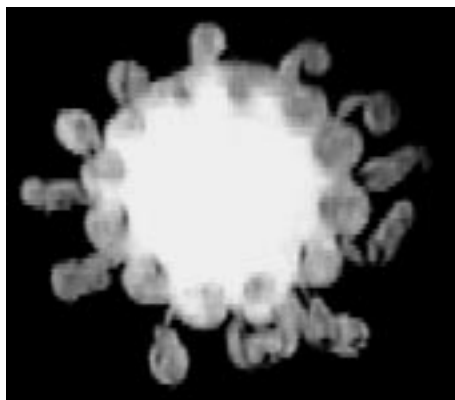


Рис. 1. Визуализация поперечного сечения круглой струи в процессе взаимодействия кольцевого вихря с полосчатыми структурами и образованием при этом азимутальных лямбда-структур (из работ [19,20])

струи. При взаимодействии двумерных вихревых колец Кельвина—Гельмгольца с полосчатыми структурами происходит их трехмерное искажение с образованием характерных азимутальных выбросов типа лямбда- или омега-образных структур (см. рис. 1).

Сценарий этого процесса очень напоминает трехмерное искажение классической двумерной волны Толмина—Шлихтинга на нелинейной стадии ее развития с образованием лямбда-структур (см. схему на рис. 2). Вторичное высокочастотное возмущение, генерированное в области зарождения полосчатых структур [19], приводит к разрушению азимутальных выбросов из вихревого

эволюция которых вниз по потоку приводит к турбулизации пограничного слоя. В вязком подслое турбулентного пограничного слоя также обнаружены подобные когерентные структуры и экспериментально, аналитически и численно исследуется их роль в механизме регенерации турбулентных пульсаций. Поняв механизм возникновения, развития и роли таких структур в процессе турбулизации ламинарных течений и воспроизводства турбулентности в турбулентных течениях, можно исследовать различные методы управления этими процессами.

Важный аспект, касающийся полосчатых структур, это их роль в процессе турбулизации свободных струйных течений. Как показано в работах [19, 20], полосчатые структуры возникают непосредственно на выходе из сопла круглой и плоской

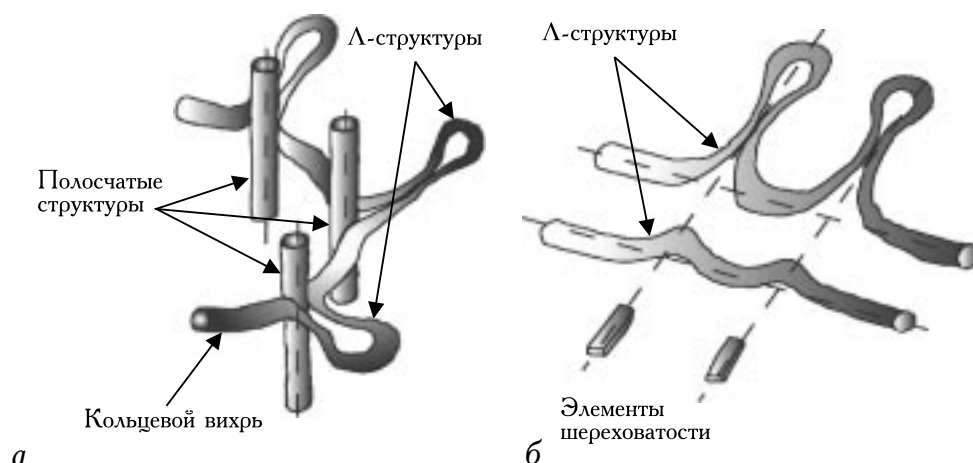


Рис. 2. Схема трехмерного искажения кольцевого вихря на локальных неоднородностях течения (полосчатых структурах) (а) и двумерной волны неустойчивости на элементах шероховатости (б) (из работы [20])

кольца, тем самым способствуя интенсификации процесса смешения струи с окружающим газом и ее турбулизации. Развитие высокочастотного возмущения происходит на двух противовращающихся вихрях, составляющих элементам лямбда- или омега-образных азимутальных выбросов, неустойчивость которых к таким возмущениям показана в работе [13]. Таким образом, полосчатые структуры играют важную роль не только в пристенных переходных и турбулентных течениях, но и в свободных сдвиговых течениях, таких как круглые и плоские струи [21].

Высокочастотная вторичная неустойчивость переходных и турбулентных пристенных течений при наличии в них полосчатых структур часто связывают с так называемой синусоидальной и варикозной неустойчивостью. Например, визуализация потока, модулированного вихрями Гертлера [5–7] показала, что переход такого течения определяется вторичными механизмами, которые продуцируют волны неустойчивости независимо на каждой вихревой паре так, что соседние пары могут усиливать различные типы вторичных движений: либо в виде периодического “меандрирования” вихрей в поперечном направлении, либо в форме подковообразных жгутов в области сильного поперечного сдвига. Такие возмущения называют синусоидальной и варикозной модой соответственно

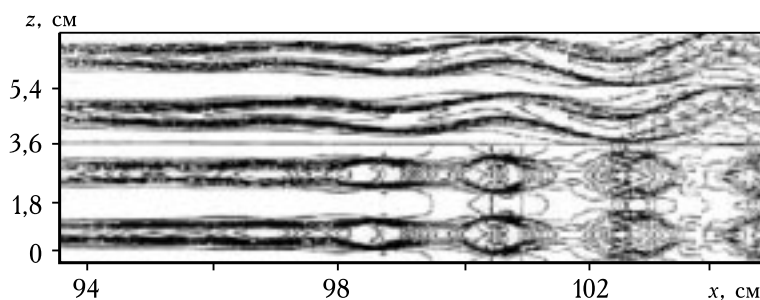


Рис. 3. Распределение мгновенных скоростей в плоскости xz ,
вверху — синусоидальная, внизу — варикозная моды (из работы [22])

(см. рис. 3). Они сопоставляются многими исследователями с нечетной и четной модами, известными из аналитического и численного анализа вторичной неустойчивости вихрей Гертлера. В качестве причины неустойчивости выступает невязкий локальный механизм, обусловленный перегибами в мгновенных профилях скорости как в нормальном (варикозная мода), так и трансверсальном (синусоидальная мода) направлении. Выбор моды неустойчивости, которая возбуждается первой и растет более быстро, зависит от конкретных начальных условий, в частности от расстояния между возмущениями. Например, авторы [22, 23] численно нашли, что для длинноволновых вихрей варикозная мода доминирующая, тогда как у коротковолновых (наиболее часто встречающихся) превалирует синусоидальная мода. Это связано с тем, что вихри с большой длиной волны обеспечивают слабый поперечный сдвиг, а вихри малой длины волны — большой. Прямое численное моделирование варикозной неустойчивости в турбулентном пограничном слое [24] показало подобие подковообразных вихрей, генерируемых как в ламинарном, так и турбулентном пограничном

слое. Одновременно установлено, что механизм генерации подковообразных вихрей в турбулентных пограничных слоях связан с перегибной неустойчивостью полосчатых структур. Подковообразные вихри могут быть причиной появления новых полосчатых структур в турбулентном подслое турбулентного пограничного слоя, что согласуется с результатами работы [17]. С другой стороны, синусоидальная неустойчивость, связанная с трансверсальным перегибным профилем скорости, подтверждена целым рядом исследований [25–27]. Можно полагать, что оба типа неустойчивости являются важными механизмами самоподдержания турбулентности в турбулентном пограничном слое: синусоидальный тип служит для регенерации пристенной турбулентности [28–31], а варикозный — для генерации подковообразных вихрей занимающих область дальше от стенки [11, 12, 17, 25, 31].

Неустойчивость сдвигового слоя, связанного с пристенными полосчатыми структурами исследовано экспериментально в пограничном слое плоской пластины в работе [32]. На единичной полосчатой структуре возбуждались раздельно симметричная (варикозная) мода и антисимметричная (синусоидальная) мода. Обе моды неустойчивости были исследованы в контролируемых условиях на линейной и начальных стадиях нелинейного развития. Когда трансверсальный размер полосчатой структуры был больше толщины сдвигового слоя наблюдался рост варикозной неустойчивости. С другой стороны, когда трансверсальный размер полосчатой структуры был сравним с толщиной слоя сдвига или менее ее, она становилась более неустойчивой к антисимметричным модам чем к симметричным. Эксперимент [32] продемонстрировал, что рост симметричной моды приводит к формированию “шпилькообразных” вихрей, представляющих собой пару противовращающихся продольных вихрей замыкающихся головкой, т.е. лямбда-вихрь, в то время как антисимметричная мода развивается в цуг квази-продольных вихрей с завихренностью чередующегося знака. Исследования варикозной неустойчивости уединенной полосчатой структуры в пограничном слое скользящего крыла [33] показали, что, в отличие от эксперимента [32], лямбда-вихри трансформируются в асимметричные структуры из-за поперечного течения. В работе [34] экспериментально исследовалась синусоидальная неустойчивость группы полосчатых структур, ответственных за регенерацию квази-продольных вихрей в пристенной области турбулентного пограничного слоя. Обнаружено, что развитие субгармонических мод не сильно зависит от трансверсального шага полосчатых структур, в то время как рост фундаментальных мод сильно зависит от него и полностью подавляется, когда трансверсальный шаг в 2,5 раза меньше ширины отдельной полоски.

Можно полагать, что оба типа неустойчивости являются важными механизмами самоподдержания турбулентности в турбулентном пограничном слое: синусоидальный тип служит для регенерации пристенной турбулентности [28], а варикозный — для генерации подковообразных вихрей занимающих область дальше от стенки (см. *рис. 4*). Достаточно большой объем знаний получен в последние годы о механизмах развития и самоподдерживания турбулентности в пристенных турбулентных течениях при малых числах Рейнольдса и на простейших двумерных моделях (плоская пластина, гладкая поверхность и т.д.).



Рис. 4. Вихревые структуры турбулентного течения — схема пакетов шпильковых вихрей вязкого подслоя турбулентного пограничного слоя (взято из работы [17])

Вопрос о том применимы ли эти знания для описания турбулентности в более сложных градиентных и трехмерных течениях (прямые и скользящие крылья), шероховатые поверхности, большие числа Рейнольдса и т.д., и каковы особенности развития турбулентности в таких течениях остается открытым; для понимания этого требуются дальнейшие исследования [10]. Перспективность таких исследований очевидна как с точки зрения понимания природы явления, так и при понимании механизмов турбуликации течений открываются возможности управления данными процессами.

Другим важным аспектом изучения механизмов развития пристенных сдвиговых течений является исследование отрыва пограничного слоя. Отрыв возникает в условиях неблагоприятного градиента давления, когда энергия потока не может преодолеть нарастающего давления. Чаще всего это наблюдается в градиентных течениях (например, на крыле) и особенно на больших углах атаки. Отрыв может быть ламинарным и турбулентным. В первом случае, можно наблюдать два сценария отрыва пограничного слоя: ламинарный отрыв, переход оторвавшегося течения в турбулентное состояние и турбулентное его присоединение, т.е. образование, так называемого, отрывного пузыря. Второй сценарий связан со срывом потока с передней кромки крыла при больших углах атаки, когда переход в турбулентное состояние оторвавшегося ламинарного пограничного слоя не приводит к его присоединению из-за слишком большого неблагоприятного градиента давления, такой отрыв иногда называют глобальным. Во втором случае, отрыв чисто турбулентного пограничного слоя проходит ряд этапов: ламинарный отрыв и турбулентное присоединение через отрывной пузырь; турбулентный пограничный слой и его отрыв в области задней кромки крыла. Изучению пространственной вихревой структуры отрывных течений был посвящен целый ряд работ [35–43], которые показали, что отрывное обтекание

прямых крыльев различного удлинения не является двумерным в отношении как средних во времени, так и мгновенных характеристик течения, а обладает сложной трехмерной вихревой структурой, в которой доминируют скоррелированные между собой крупномасштабные вихревые образования с осью вращения, нормальной к поверхности крыла. Для разработки новых способов управления обтеканием крыльев актуальным вопросом является изучение трехмерной вихревой структуры отрывных течений и влияния на нее различных методов воздействия (акустика, локальные неоднородности поверхности и т.д.). Впервые данные о картине течения при отрыве на крыле малого удлинения были получены в работах [44, 45], где было обнаружено появление сложного вихревого течения с обширной циркуляционной зоной в середине крыла. Известно, что отличительной особенностью крупномасштабных вихрей, возникающих в области отрыва, является их высокая восприимчивость к внешним возмущениям, что дает возможность управлять течением, воздействуя на эти вихри. Однако по этой же причине возмущения, попадающие в область срыва от выступов на поверхности модели или из-за перетекания потока с нижней поверхности крыла на верхнюю, могут существенно влиять на изучаемое явление. Необходимость изучения влияния возмущений на срыв объясняется тем, что устранение срыва значительно увеличивает подъемную силу крыла и уменьшает его лобовое сопротивление. Предыдущие результаты показали, что внешнее воздействие существенно изменяет пространственную структуру такого течения и приводит, в некоторых случаях, к полному устранению отрыва. Наблюдения за развитием возмущений и перестройкой картины течения позволяют найти наиболее эффективные способы управления отрывом. В настоящее время широкое распространение приобретают летательные аппараты с низкой скоростью полета, в частности, парапланы, с другой стороны малоразмерные летательные аппараты. Описанные ниже результаты исследований могут быть полезны для совершенствования аэродинамических характеристик таких аппаратов.

Цель данного обзора состоит в том, чтобы показать последние результаты исследований механизмов турбулизации сложных течений, таких как градиентные, пространственные и отрывные и тем самым указать на перспективы исследований в этой области при дозвуковых скоростях потока, учитывая новые технологии изготовления несущих поверхностей крыльев (создания достаточно гладких поверхностей) для больших транспортных самолётов и возможности при этом ламинаризации обтекания крыла при больших числах Рейнольдса (проблема "ламинаризации") с одной стороны и несущих поверхностей для малоразмерных летательных аппаратов (создание поверхностей, препятствующих отрыву и срыву потока) при малых числах Рейнольдса, при обтекании которых, срыв и отрыв потока играют определяющую роль в их аэродинамических характеристиках.

1. НЕЛИНЕЙНАЯ СТАДИЯ СИНУСОИДАЛЬНОЙ И ВАРИКОЗНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПОЛОСЧАТОЙ СТРУКТУРЫ В ДВУМЕРНОМ БЕЗГРАДИЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ И УПРАВЛЕНИЕ ЕЮ

Поскольку изучение линейной неустойчивости продольных структур не представляет собой проблемы на сегодняшний день, в силу развитой линейной теории гидродинамической устойчивости, остановимся более подробно на нелинейных стадиях развития возмущений на продольных структурах.

1.1. Структура течения

Экспериментально нелинейная стадия развития синусоидальной и варикозной неустойчивости полосчатой структуры в пограничном слое плоской пластины исследована в контролируемом эксперименте [32, 46]. Детальные пространственно-временные термоанемометрические измерения средней и пульсационной составляющих продольной компоненты скорости позволили впервые изучить и пространственно представить структуру возмущенной области (см. рис. 5).

Анализ полученных результатов измерений показал, что вторичная высокочастотная неустойчивость полосчатой структуры синусоидального и варикозного типа на нелинейной стадии приводит к мультиплицированию новых полосчатых структур вниз по потоку. Установлено также, что механизм нелинейного

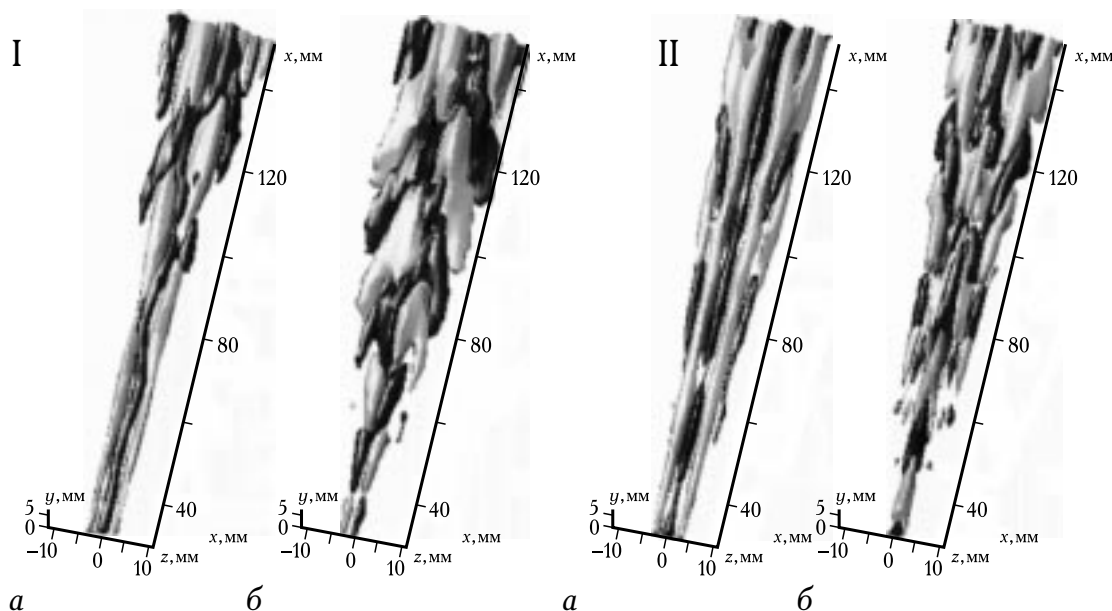


Рис. 5. Картины синусоидального (I) и варикозного (II) разрушения полосчатой структуры: (а) — пространственная картина развития вторичного возмущения совместно с его влиянием на среднюю скорость (уровень амплитуды 6,4% U_∞ (I) и 3,8% U_∞ (II)), (б) — пространственная картина развития вторичного возмущения (уровень амплитуды 1,3% U_∞ (I) и 1,3% U_∞ (II)). (темные полтона-превышение скорости, светлые полтона-дефекты скорости) [46]

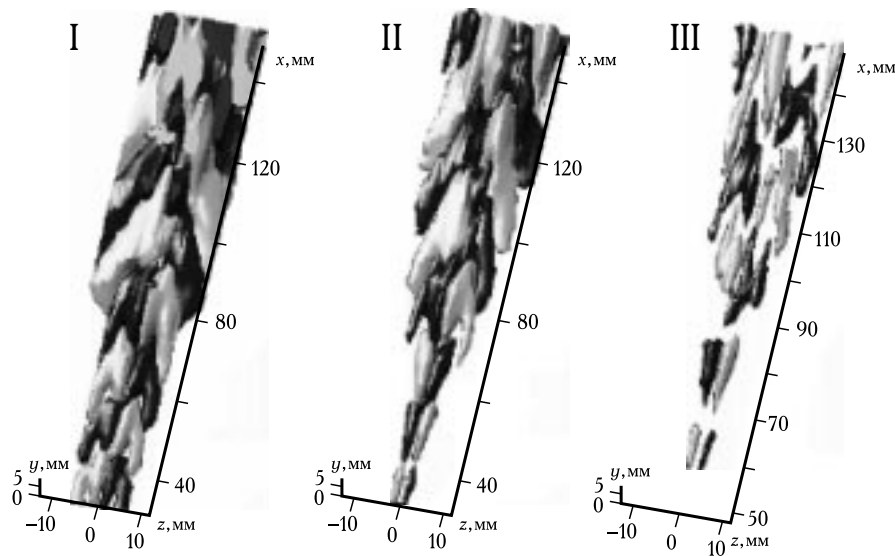


Рис. 6. Пространственные картины развития вторичного высокочастотного возмущения для случая нелинейной стадии синусоидальной неустойчивости: изоповерхности равных уровней амплитуды — (I) $0,4\% U_\infty$, (II) $1,3\% U_\infty$, (III) $6,4\% U_\infty$ (темные полутона-превышение скорости, светлые полутона-дефекты скорости) [46]

разрушения полосчатой структуры через процесс развития на ней вторичного возмущения связан с образованием когерентных структур типа лямбда-вихрей как для синусоидального, так и варикозного вида неустойчивостей. Видно, что лямбда-вихри множатся в трансверсальном направлении при эволюции возмущения вниз по потоку.

Результаты исследования в работе [46] вторичного высокочастотного разрушения полосчатой структуры на более поздних стадиях нелинейного развития показали, что в отличие от работы [32], где только варикозная неустойчивость приводила к появлению лямбда-структур, а синусоидальная — к квазипродольным структурам, в [46], за счёт лучшего разрешения, в обеих ситуациях наблюдались лямбда-структуры.

На рис. 6 представлены пространственные картины развития вторичного высокочастотного возмущения при различных уровнях отображаемой интенсивности для случая нелинейной стадии синусоидальной неустойчивости полосчатой структуры, полученные с помощью термоанемометрической визуализации. Как видно, данная процедура измерений позволяет детально рассмотреть структуру течения и выявить мельчайшие когерентные образования, например, такие как лямбда-структуры.

Следует отметить, что до работ [32, 46] сценарий классического ламинарно-турбулентного перехода на нелинейной стадии этого процесса был связан с трехмерным искажением двумерной волны Толмина—Шлихтинга (см. рис. 2) и образованием при этом трехмерных когерентных структур типа лямбда-вихрей. Данные исследования показали, что существуют другие сценарии возникновения лямбда-структур в пристенных сдвиговых течениях, в частности, в про-

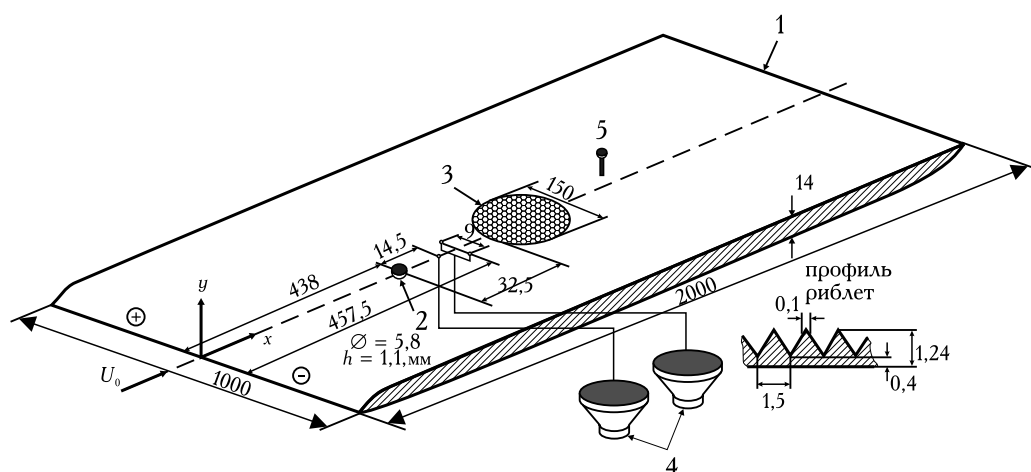


Рис. 7. Экспериментальная установка: 1 — плоская пластина; 2 — элемент шероховатости; 3 — риблеты; 4 — динамические громкоговорители; 5 — датчик термоанемометра

цессе вторичной высокочастотной неустойчивости полосчатых структур синусоидального и варикозного типа. Этот результат важен как для понимания механизма турбулизации течений, модулированных полосчатыми структурами, так и для понимания механизмов воспроизводства турбулентности в турбулентных течениях, где динамика когерентных структур вязкого подслоя играет кардинальную роль в этом процессе. С другой стороны, хорошо известны различные методы управления развитием когерентных структур типа лямбда-вихрей, шпильковых вихрей, полосчатых структур и т.д. В ряде работ [47–52] показано, что риблеты, локализованный и распределенный отсос, поперечные колебания стенки и т.д. оказывают существенное влияние на интенсивность когерентных структур, что может быть использовано для управления как синусоидальной, так и варикозной неустойчивостями.

1.2. Управление синусоидальной и варикозной неустойчивостями с помощью риблет

Эксперименты о которых пойдет ниже речь были проведены в контролируемых условиях в малотурбулентной аэродинамической трубе на плоской пластине (см. рис. 7). Полосчатая структура генерировалась с помощью цилиндрического элемента шероховатости. В отсутствии элемента шероховатости ламинарный пограничный слой развивался без каких-либо волн и профиль скорости был близок к профилю Блазиуса. Высокочастотные бегущие волны синусоидального и варикозного разрушения полосчатой структуры генерировались с помощью искусственных возмущений, создаваемых вдувом — отсосом газа через три отверстия малого диаметра на поверхности пластины, как и в работе [46]. Возбуждаемая частота вторичного высокочастотного возмущения составляла 150 Гц, что примерно соответствовало безразмерному частотному параметру 232. Амплитуда вторичного возмущения доходила до 10% от скорости набега-

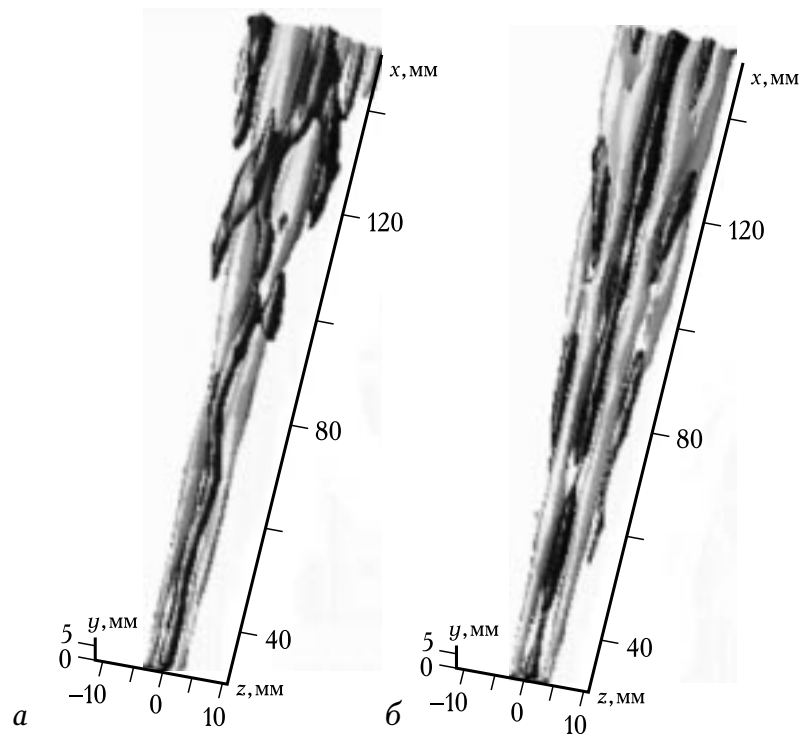


Рис. 8. Пространственные картины развития возмущения совместно с его влиянием на среднюю скорость для синусоидальной (а) и варикозной (б) неустойчивости полосчатой структуры (минимальный уровень пульсаций: а — $6,4\% U_\infty$, б — $3,8\% U_\infty$ (темные полутона-превышение скорости, светлые полутона-дефекты скорости))

ющего потока вблизи источника, что позволяло исследовать нелинейную стадию процесса.

На рис. 8 представлены картины синусоидального (а) и варикозного (б) разрушения полосчатой структуры на нелинейной стадии процесса, представленные в виде пространственных изоповерхностей равных амплитуд возмущения совместно с его влиянием на средние характеристики течения. Пространственная картина возмущенной области течения для синусоидальной моды (рис. 8, а) показывает, что на начальном участке наблюдается меандрирование полосчатой структуры в трансверсальном направлении, что типично для развития синусоидальной неустойчивости. Однако, далее вниз по потоку структура возмущенной области трансформируется в характерные когерентные структуры, напоминающие лямбда-вихри. Пространственная картина возмущенной области течения для варикозной моды (рис. 8, б) показывает, что на начальном участке наблюдается продольная модуляция полосчатой структуры частотой вторичного возмущения, что типично для развития варикозной неустойчивости.

Однако, далее вниз по потоку структура возмущенной области трансформируется в характерные когерентные структуры, напоминающие лямбда-вихри, как и в случае синусоидального разрушения полосчатой структуры. Следует однако заметить, что, в отличие от предыдущего случая, лямбда-структуры асимметричны, т.е. второй противовращающийся вихрь находится на стадии формирования

из-за слабой завихренности на трансверсальных границах поля возмущения. При рассмотрении развития непосредственно высокочастотного возмущения можно было наблюдать уже симметричные лямбда-структуры. С другой стороны обнаружено, что вторичная неустойчивость полосчатой структуры синусоидального и варикозного типа на нелинейной стадии приводит к мультиплицированию как новых полосчатых структур, так и лямбда-структур вниз по потоку.

Была рассмотрена возможность управления данной неустойчивостью. С этой целью проведены экспериментальные исследования по управлению на этой нелинейной стадии развитием возмущений с помощью оребрения поверхности. Необходимо отметить, что использование риблет показало стабилизирующее влияние на переход к турбулентности в течении, модулированном продольными вихрями типа вихрей Гертлера [49] и на лямбда-структуры нелинейной стадии классического перехода при низком уровне внешней турбулентности [47]. Влияние риблет в данном случае на средние характеристики течения, т.е. непосредственно на интенсивность полосчатых структур, показало заметное ее снижение при оребрении вдоль потока по сравнению с гладкой поверхностью как для случая синусоидальной, так и варикозной неустойчивости. Оребрение поперек потока приводило к резкому росту интенсивности структуры и турбулизации течения вниз по потоку. Аналогичный результат влияния риблет на вторичное высокочастотное возмущение для обоих случаев неустойчивости. Снижение уровня интенсивности полосчатой структуры на риблетах вдоль потока приводит к замедлению нарастания высокочастотного возмущения, тогда как в пределах области измерений на гладкой поверхности, не говоря уже об оребренной поперек потока поверхности, вслед за ростом амплитуды возмущений наблюдается его резкое падение, указывающее на турбулизацию течения.

Таким образом, пассивное управление течением с помощью риблет на нелинейной стадии синусоидальной и варикозной неустойчивости может способствовать как его стабилизации, так и дестабилизации и, в конечном итоге, как к задержке, так и ускорению турбулизации течения, что коррелирует с результатами исследований [47–52].

1.3. Управление трансформацией лямбда-структуры в турбулентное пятно с помощью риблет

Как показано выше, продольные риблеты оказывают стабилизирующее влияние на развитие лямбда-структур, возникающих на нелинейной стадии синусоидального и варикозного разрушения полосчатых структур. Рассмотрим более детально структуру уединенного лямбда-вихря при его трансформации в турбулентное пятно и воздействие на этот процесс риблет. С этой целью были проведены измерения продольной компоненты средней скорости и пульсаций скорости в пространстве и в различные моменты времени, что дало возможность получить пространственно-временные картины развития лямбда-структуры и ее преобразования в турбулентное пятно на гладкой и оребренной поверхности.

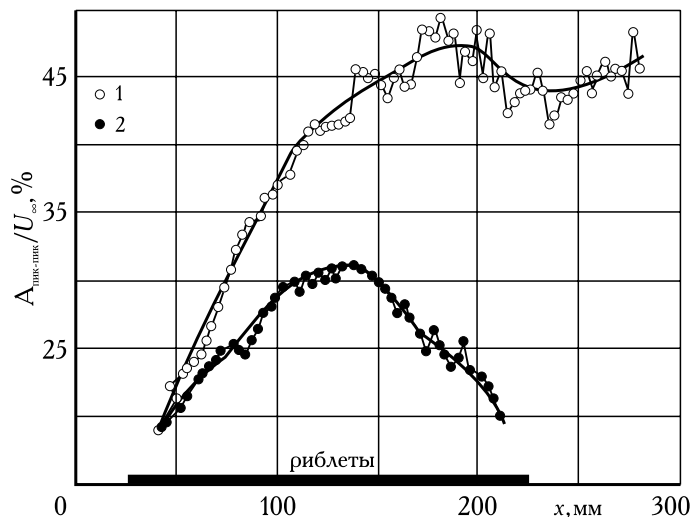


Рис. 9. Кривые нарастания амплитуды возмущений лямбда-структуры вниз по потоку на гладкой (1) и оребренной (2) поверхности плоской пластины

Исследования структуры течения в пограничном слое на гладкой и оребренной поверхности плоской пластины показали, что течение ламинарное с профилем скорости близким к Блазиускому. Зависимость интенсивности возмущения при его развития на гладкой и оребренной поверхности от продольной координаты представлена на рис. 9. Видно, что при одинаковой начальной амплитуде возмущений, для обоих случаев, на гладкой поверхности можно наблюдать резкое ее нарастание и далее вниз по потоку турбулентный развал структуры, а на риблетах же наоборот, первоначальный рост амплитуды прекращается и она начинает падать с той же интенсивностью, что и нарастала, пока не достигнет исходной величины в конце риблетной поверхности. Таким образом, риблеты способствовали снижению интенсивности исходного возмущения более, чем в два раза и, тем самым, стабилизировали течение (см. рис. 9).

Рассмотрим теперь динамику развития локализованного возмущения на гладкой и оребренной поверхности в виде изоповерхностей равного уровня пульсаций скорости в пространстве. При детальном рассмотрении картины эволюции локализованного возмущения вниз по потоку на различных координатах x как на гладкой, так и оребренной поверхности (см. рис. 10) следует отметить, что вначале структура возмущения в обоих случаях остается без изменений. Однако, по мере движения вниз по потоку лямбда-структура на гладкой поверхности трансформируется в более сложную структуру с множеством областей дефекта и превышения скорости, постепенным увеличением ее трансверсального и продольного масштабов, т.е. лямбда-структура постепенно преобразуется в уединенное турбулентное пятно.

Следует также отметить продольное растяжение лямбда-структуры, что типично для трансформации лямбда-вихря в так называемый шпильковый вихрь (английский термин — hairpin vortex) в сдвиговом течении вниз по потоку.

Эксперименты были проведены в тех же условиях (см. рис. 7). Риблетный вкладыш представлял собой прямоугольник размерами, впадины риблет которого совпадали с поверхностью плоской пластины, т.е. подложка риблетного вкладыша в эксперименте была утоплена. Обезразмеренный параметр высоты риблет составил порядка 20, что достаточно близко к аналогичному параметру из работы [47] равного 25 и приближается к оптимальному параметру риблет для турбулентного пограничного слоя из работы [53] равному 15.

В противоположность этому процессу, структура лямбда-вихря на риблетах, при движении вниз по потоку, меняется слабо. Трансверсальный и продольный масштабы изменяется незначительно и, в конечном итоге (см. рис. 10, б), видно, что лямбда-структура практически не может трансформироваться в турбулентное пятно в данной ситуации.

В целом, результаты измерений показали, что риблеты являются эффективным способом управления развитием лямбда-структуры и ее трансформацией в турбулентное пятно. На более высоком уровне исследований (компьютерные сбор, обработка и пространственно-временное представление экспериментальной информации) был подтвержден вывод работы [47] о стабилизирующем влиянии риблет на развитие нестационарных вихревых образований типа лямбда-вихрей. Получены количественные данные о механизме подавления процесса преобразования лямбда-структуры в турбулентное пятно на риблетах. Таким образом, гипотеза о стабилизирующем влиянии риблет на развитие когерентных структур вязкого подслоя турбулентного пограничного слоя еще раз подтверждена экспериментальными исследованиями по управлению развитием когерентной структурой ламинарно-турбулентного перехода пограничного слоя с помощью оребрения поверхности.

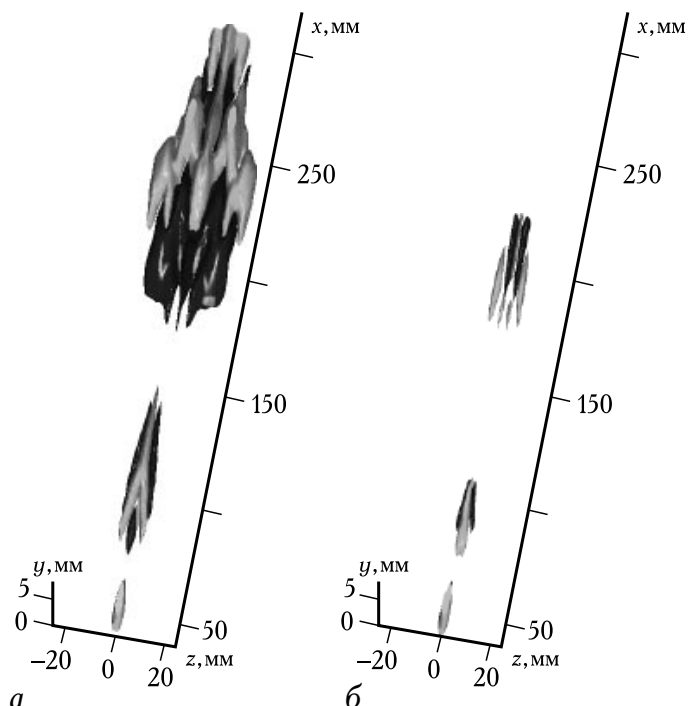


Рис. 10. Пространственные картины термоанемометрической визуализации развития лямбда-структуры на гладкой (а) и оребренной (б) поверхности плоской пластины при $x = 40, 75, 175$ мм, уровни амплитуд изоповерхностей $2,5\%U_\infty$ (темные полутона - превышение скорости, светлые полутона - дефект скорости)

2. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПОЛОСЧАТОЙ СТРУКТУРЫ В ГРАДИЕНТНОМ (ДВУМЕРНОМ И ТРЕХМЕРНОМ) ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ И УПРАВЛЕНИЕ ЕЮ

2.1. Влияние градиента давления на структуру течения в двумерном пограничном слое

Рассмотрим влияние неблагоприятного градиента давления на нелинейную варикозную неустойчивость полосчатой структуры в пограничном слое прямого

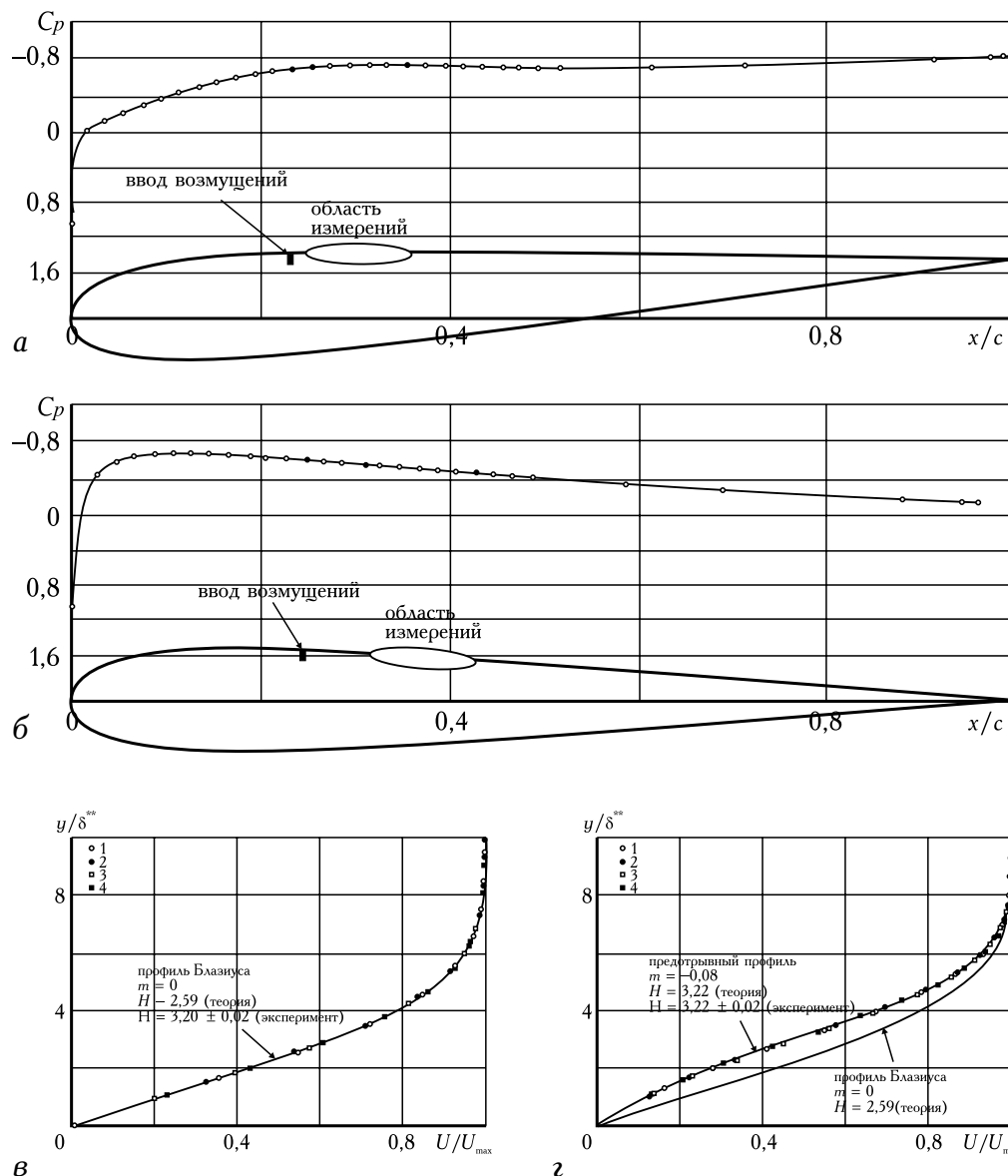


Рис. 11. Распределение коэффициента давления на верхней поверхности крыла в области нулевого (а) и неблагоприятного (б) градиента давления. Профили скорости в пограничном слое в области нулевого градиента давления (в) для различных расстояний вниз по потоку x/c : (1) 0,26; (2) 0,29; (3) 0,32; (4) 0,35 и в области неблагоприятного градиента давления (г) для различных расстояний вниз по потоку x/c : (1) 0,31; (2) 0,34; (3) 0,37; (4) 0,40

крыла [54]. В результате детальных термоанемометрических измерений были получены пространственно-временные картины развития возмущения и когерентные структуры, возникающие при этом. Варикозная неустойчивость полосчатой структуры исследовалась при нулевом и неблагоприятном градиентах давления в пограничном слое (см. рис. 11, а, б). В первом случае, невозмущенное ламинарное течение в области измерений развивалось с профилем скорости близки к Блазиусу для пограничного слоя плоской пластины с формпараметром $H = 2,59$ и параметром Хартри $m = 0$ (см. рис. 11, в). Во втором случае,

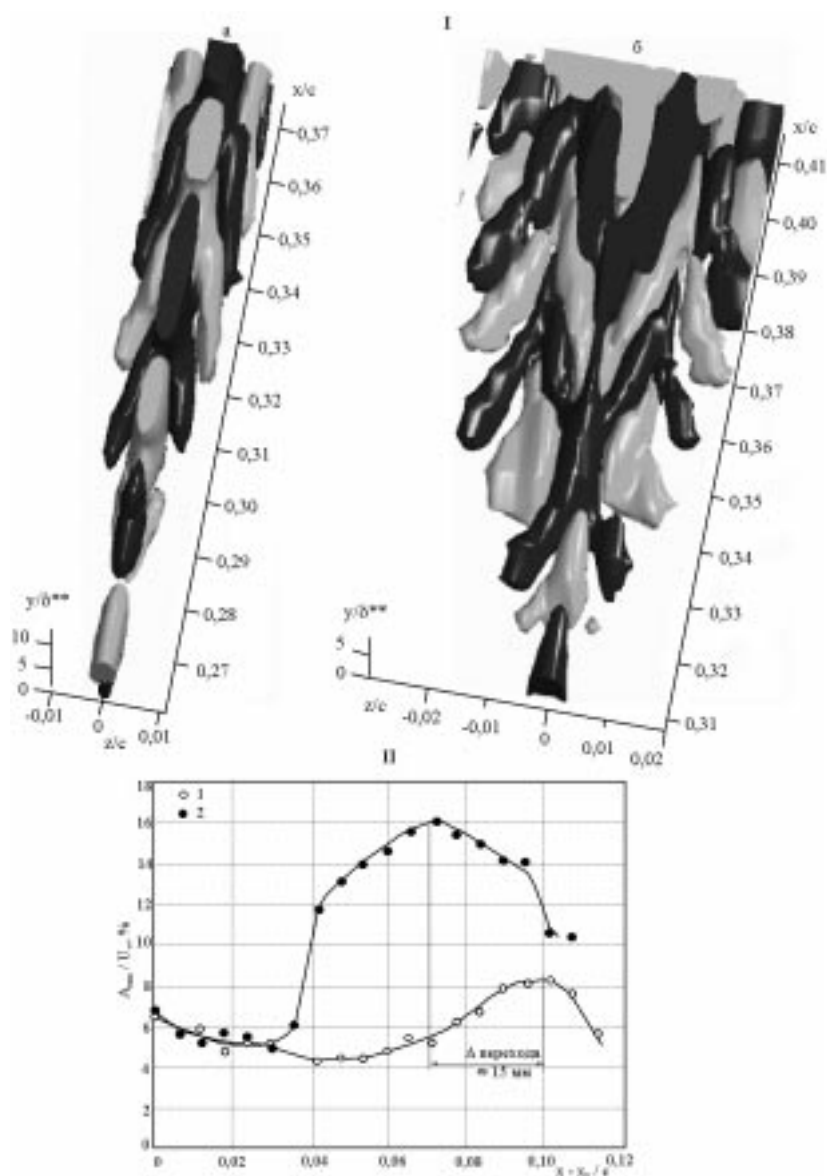


Рис. 12. Развитие высокочастотных бегущих волн. Трехмерное распределение (I) для нулевого (а) и неблагоприятного (б) градиента давления. Темные и светлые полтона отмечают превышение ($0,8\% U_{\infty}$) и дефект ($-0,8\% U_{\infty}$) скорости, соответственно). Распределение амплитуды пульсаций скорости вниз по потоку (II) для неблагоприятного (1) и нулевого (2) градиента давления, $y = y(u'_{\max})$

распределения скорости в области измерений соответствовали предотрывному пограничному слою с формпараметром $H = 3,22$ и параметром Хартри $m = -0,08$, что выше, чем $m = -0,0904$ [55], при котором ламинарный пограничный слой становится отрывным (см. рис. 11, г). Число Рейнольдса составляло от 840 до 1010 при $m = 0$ и от 940 до 1106 при $m = -0,08$. При генерации полосчатой структуры профили скорости становились перегибными как в нормальном к стенке направлении, так и в трансверсальном направлении. Затем, течение возмущенное стационарным возмущением было подвергнуто вторичным высокочастотным колебаниям, симметричным в трансверсальном направлении. Ампли-

туда вторичного возмущения на источнике была более 10 % of U_∞ , и, таким образом, бегущие волны были нелинейными с самого начала.

Эволюцию бегущих волн при $m = 0$ можно ясно наблюдать в трехмерном представлении на рис. 12, I, а. Сначала, они появляются как квазипродольные вихри, которые трансформируются далее вниз по потоку в лямбда-структуры переменного знака на каждом периоде возбуждаемых колебаний. Отметим, что в экспериментах по нелинейной варикозной неустойчивости в пограничном слое плоской пластины наблюдались похожие когерентные структуры. Генерация новых полосчатых структур по обеим сторонам от исходной полосчатой структуры можно было наблюдать, как и в экспериментах [56], проведенных ранее. В целом, область возмущенного течения слегка расширяется в трансверсальном направлении и интегральная амплитуда возмущения нарастает от 3 до 7,5% U_∞ .

Эволюцию бегущих волн при $m = -0,08$ можно ясно наблюдать в трехмерном представлении на рис. 12, I, б. Подобно предыдущему случаю, наблюдаются лямбда-структуры, которые мультиплицируются далее вниз по потоку. Однако, трансверсальное распывание возмущенной области становится в два раза больше из-за влияния неблагоприятного градиента давления. Данный градиент приводит к росту интенсивности искажения средней скорости от 12 до 60% U_∞ и амплитуды бегущих волн от 6 до 15% U_∞ . Это приводит к быстрому распыванию возмущенной области из-за трансверсальной мультипликации полосчатых структур и лямбда-вихрей и ускорению ламинарно-турбулентного перехода.

Известно [57], что синусоидальная неустойчивость более опасна, чем варикозная, так как она встречается при более низком уровне интенсивности возмущений. Однако, эти два вида неустойчивостей часто встречаются одновременно и, при определенных условиях, варикозная неустойчивость может быть даже более опасной чем синусоидальная [58]. Рассмотрим влияние неблагоприятного градиента давления на варикозную неустойчивость. Данный эффект хорошо демонстрирует рис. 12, II, где показано распределение амплитуды среднеквадратичных пульсаций скорости высокочастотного возмущения вниз по потоку для случаев $m = 0$ и $m = -0,08$. Видно, что вначале области измерений амплитуда возмущения слегка затухает от 6–7% U_∞ до 4–5% U_∞ при $(x - x_0)/c \approx 0 \div 0,04$ в обоих случаях. Однако, далее вниз по потоку она растет и наиболее быстро в случае $m = -0,08$, достигая 16% U_∞ при $(x - x_0)/c = 0,07$ и затем затухает, что указывает на турбулентное состояние течения. В случае $m = 0$, нарастание интенсивности возмущения слабее и переход в турбулентное состояние происходит на $(x - x_0)/c = 0,1$ при 8% U_∞ амплитуде возмущения. Заметим, что в обоих случаях максимум амплитуды возмущения коррелировал с позицией точки перегиба в профиле, вызванной развитием полосчатой структуры, как и в предыдущих исследованиях [55, 58].

Таким образом показано, что трансверсальная мультипликация полосчатых структур и лямбда-вихрей наблюдается при трансверсальном распывании возмущенной области при $m = -0,08$ в два раза больше, чем при $m = 0$. Разрушение полосчатой структуры ускоряется по пространству в случае неблагоприятного градиента давления.

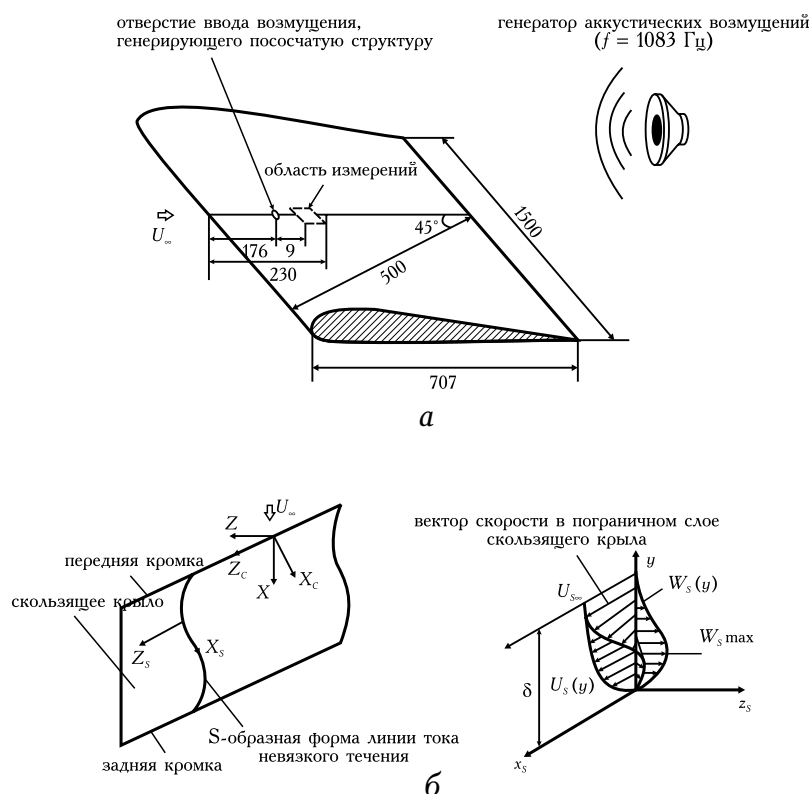


Рис. 13. Схема эксперимента (а); системы координат: лабораторная, система координат крыла (индекс “с”), система координат линии тока (индекс “s”) и компоненты скорости в трехмерном пограничном слое (б)

2.2. Неустойчивость полосчатой структуры в трехмерном пограничном слое

Рассмотрим особенности развития варикозной неустойчивости полосчатой структуры в пограничном слое скользящего крыла. В качестве модели (рис. 13, а) использовалась модель крыла, установленная в рабочей части аэродинамической трубы под углом атаки $\alpha \approx 0^\circ$ и углом скольжения $\chi = 45^\circ$. Стационарная полосчатая структура генерировалась с помощью непрерывного вдува воздуха через малое отверстие на поверхности модели. Вторичное высокочастотное возмущений генерировалось с помощью акустического воздействия, либо периодического во времени вдува, что позволяло создавать условия варикозной неустойчивости полосчатой структуры (см. рис. 13). Область измерений вниз по потоку находится на стыке благоприятного и неблагоприятного градиентов давления, т.е. в узкой области практически безградиентного течения. Измерения были проведены термоанемометром в узкой полосе частот по всем трем координатам. Течение в пограничном слое скользящего крыла существенно трехмерно, что связано с наличием поперечного течения (w). Линии тока невязкого течения в пограничном слое по этой причине искривлены и имеют характерную S-образную форму (см. рис. 13, б). Вектор скорости по толщине пограничного

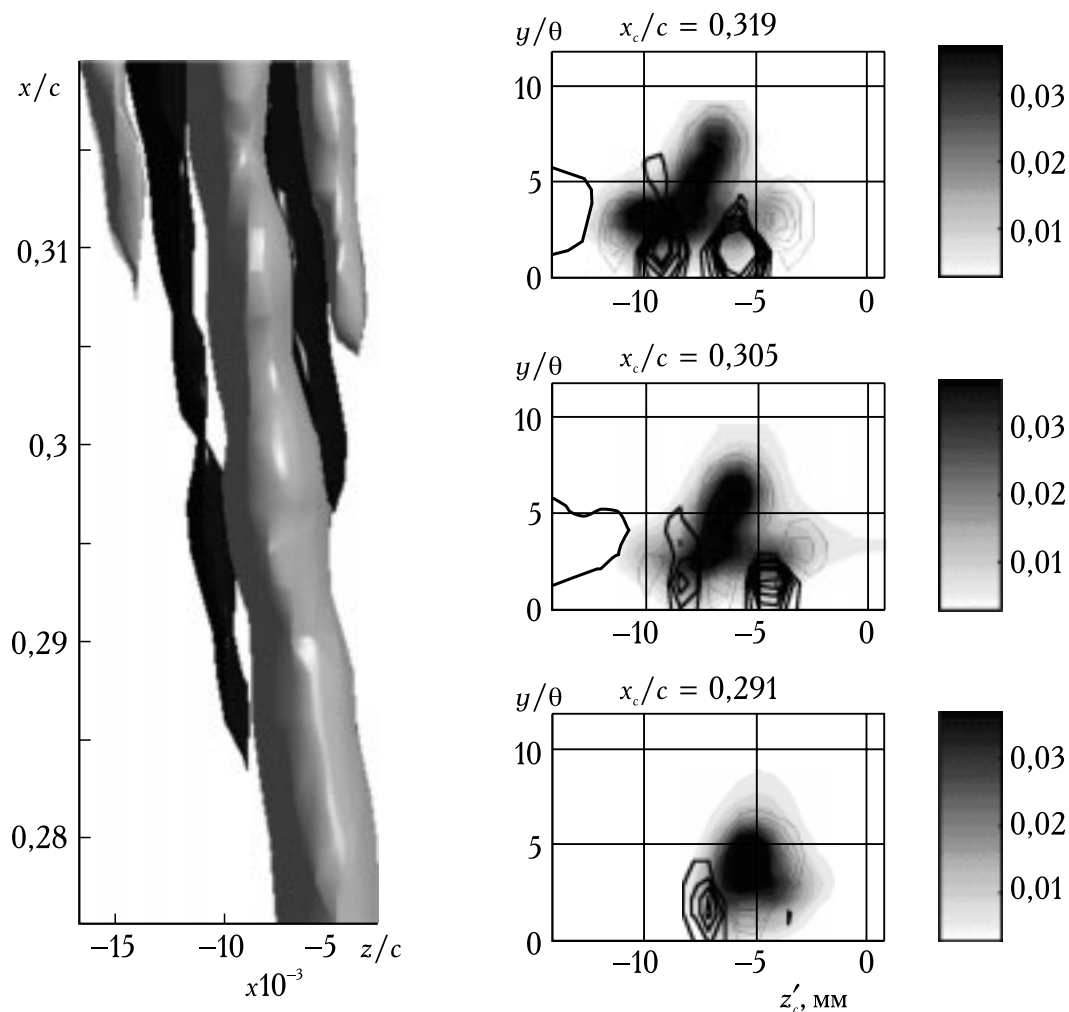


Рис. 14. Пространственная картина развития полосчатой структуры и вторичного высокочастотного возмущения. Слева показаны изоповерхности мгновенного искажения скорости в системе координат крыла. Справа показаны контурные диаграммы соответствующих сечений, где толстые изолинии — превышение скорости ($+\Delta\bar{u}$), тонкие изолинии — дефект скорости ($-\Delta\bar{u}$), полутонка — пульсации скорости (u'_f)

слоя непрерывно разворачивается при движении к стенке, что создает условия для генерации вихрей поперечного течения в области передней кромки скользящего крыла. Устойчивость таких течений давно и широко исследуется многими исследователями как в теоретических, так и экспериментальных работах [2, 4, 8, 9, 33, 59, 60].

На рис. 14 представлены: объемная картина развития полосчатой структуры с вторичным высокочастотным возмущением и контурные диаграммы изолиний дефектов средней скорости ($\Delta\bar{u}$) и пульсаций средней скорости (u'_f) в пограничном слое скользящего крыла в плоскости xu для соответствующих сечений. Видно, что изолинии искажения средней скорости демонстрируют наличие областей дефекта скорости, и симметрично расположенные относительно нее в трансверсальном направлении области превышения скорости. Данное распределение характерно для развития в слое сдвига продольного, локализованного в транс-

версальном направлении вихря или полосчатой структуры. Следует отметить еще два обстоятельства, наблюдаемые в данном распределении. Первое — продольная структура непрерывно смещается в направлении отрицательных значений трансверсальной координаты при движении вниз по потоку и второе — появляются новые области с дефектом скорости, что указывает на появление новых продольных структур. Это можно хорошо наблюдать на пространственной картине развития продольной структуры (рис. 14, слева). Локализованный по трансверсальной координате дефект скорости трансформируется ниже по течению в несколько областей. Дрейф в сторону отрицательных значений трансверсальной координаты происходит под углом порядка шести градусов относительно продольной оси и связан, очевидно, с наличием поперечного течения на скользящем крыле. Следует сразу отметить, что мультиплицирование продольной структуры по мере ее эволюции вниз по потоку связано с развитием на ней искусственно возбужденного вторичного возмущения. В случае отсутствия такового, структура диссипировала вниз по потоку.

Рассмотрим контурные диаграммы изолиний пульсаций скорости, т.е. вторичного высокочастотного возмущения (рис. 14, справа). На начальной стадии развития вторичного возмущения видно, что максимум его интенсивности совпадает с максимумом области дефекта скорости. В процессе эволюции вторичного возмущения вниз по потоку можно выделить также следующие особенности: наблюдается мультипликация высокочастотной структуры в трансверсальном направлении, где максимумы интенсивности новых структур совпадают с градиентами скорости в распределениях на рис. 14; интенсивность возмущения вначале резко растет от 1% при $x/c = 0,291$ до 3,5% при $x/c = 0,305$ и далее вниз по потоку выходит на уровень 3,5% при $x/c = 0,319$. Далее вниз по потоку наблюдалась турбулизация течения.

На картине (см. рис. 14, слева) пространственной визуализации эволюции полосчатой структуры с развивающимся на ней вторичным возмущением в пространстве xuz видно, что структура имеет характерную для варикозной неустойчивости продольную модуляцию, вызванную развитием на ней высокочастотного возмущения. Шаг модуляции коррелирует с длиной волны вторичного возмущения. Вниз по потоку наблюдается процесс мультиплицирования и возникновения новых полосчатых структур.

Как уже отмечалось во введении, развитие варикозной неустойчивости приводит к появлению своеобразных вихревых структур, представляющих собой два противовращающихся вихря замыкающихся головкой (по типу лямбда-вихрей,

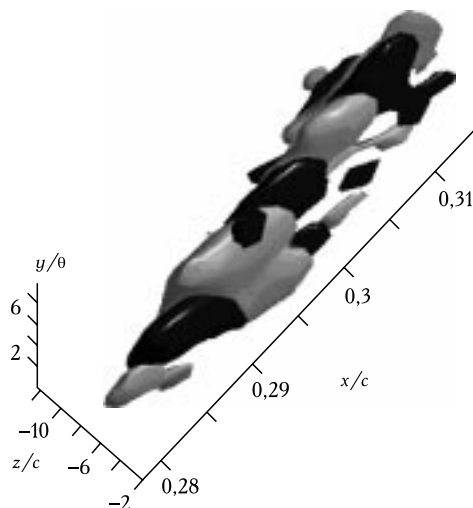


Рис. 15. Пространственная картина развития высокочастотного вторичного возмущения, развивающегося на полосчатой структуре в пограничном слое скользящего крыла

подковообразных или шпилькообразных вихрей). На рис. 15 показана картина пространственной визуализации эволюции вторичного высокочастотного возмущения в пространстве. Можно наблюдать характерные нестационарные образования, которые множатся в трансверсальном направлении. Именно развитие вторичной неустойчивости приводит к ламинарно-турбулентному переходу и варикозная мода неустойчивости проявляется на нелинейной стадии ее развития в виде подковообразных, шпилькообразных и т.д. вихрей. Мы же наблюдаем локализованные образования несколько иного типа и связано это, по-видимому, с тем, что в данном случае мы изучаем варикозную неустойчивость полосчатой структуры в пограничном слое скользящего крыла. В работе [8] было показано, что лямбда структуры в пограничном слое скользящего крыла в результате воздействия поперечного течения становятся асимметричными, а при угле скольжения 45° и выше из двух противовращающихся вихрей лямбда-структуры остается лишь один продольный, локализованный вихрь. В данном случае угол скольжения был 45° и мы наблюдаем отдельные структуры, оставшиеся от некогда симметричных образований, которые наблюдаются в отсутствии поперечного течения в пограничном слое.

Таким образом, показано, что вторичное высокочастотное возмущение приводит к продольной модуляции полосчатой структуры варикозного типа и возникновению новых полосчатых структур вниз по потоку. Обнаружено появление локализованных в пространстве структур, вызванных развитием вторичного возмущения. В отличие от подобных образований (лямбда-структур) в случае отсутствия поперечного течения в пограничном слое в данном случае они представляют собой асимметричные структуры в виде локализованных продольных вихрей из-за воздействия поперечного течения. Более детально результаты исследований представлены в работе [33].

Следует отметить, что полосчатая структура, в выше представленном эксперименте, генерировалась с помощью непрерывного вдува газа через малое отверстие на поверхности модели. Рассмотрим особенности развития вторичной высокочастотной неустойчивости полосчатых структур, генерированных элементами шероховатостей в пограничном слое скользящего крыла. Эксперименты проведены для случая генерации двух взаимодействующих и отдельно развивающихся полосчатых структур, когда они генерируются на торцах короткого и длинного элемента шероховатости, соответственно. Результаты экспериментов представлены в виде пространственно-временных картин поверхностей равных уровней интенсивности возмущенной области, полученных с помощью термоанемометрической визуализации течения [61].

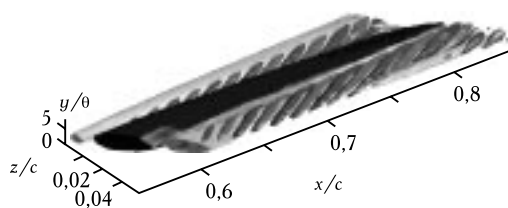


Рис. 16. Пространственная термоанемометрическая визуализация процесса вторичного высокочастотного разрушения двух полосчатых структур, разнесенных в трансверсальном направлении, развивающихся в пограничном слое скользящего крыла [61]

Из рис. 16 видно, что высокочастотное возмущение развивается независимо на каждой полосчатой структуре и, как показали измерения, далее вниз по потоку происходило турбулентное разрушение полосчатых структур, причем каждая структура разрушалась независимо друг от друга. Другой случай представлен на рис. 17, когда две полосчатых структуры взаимодействовали друг с другом из-за близости источников их генерации (короткий элемент шероховатости по трансверсальной координате). Вверху можно наблюдать структуру взаимодействующих полосок, а внизу представлена картина развития вторичного возмущения на данной структуре. Видно, что вторичное возмущение постепенно затухает вниз по потоку и перехода к турбулентности в данной ситуации не наблюдалось (см. [61]), что также отмечалось в работе [62]. Это особенно показательно можно наблюдать на графике кривых нарастания амплитуды вторичного возмущения для обеих ситуаций неустойчивости полосчатых структур (см. рис. 18). Следует также отметить, как и в предыдущем случае, структуры, возникающие в процессе вторичной высокочастотной неустойчивости полосчатых структур в пограничном слое скользящего крыла, асимметричны (см. рис. 16, 17).

Таким образом, показано, что в зависимости от трансверсального размера элемента шероховатости, неустойчивость генерируемых им полосчатых структур различна и в случае их взаимодействия, когда они генерированы вблизи одно от другого, вновь возникающая структура может оставаться устойчивой относительно разрушающего вторичного возмущения, это указывает на возможность управления ламинарно-турбулентным переходом с помощью задания шероховатостей определенного размера в трансверсальном направлении.

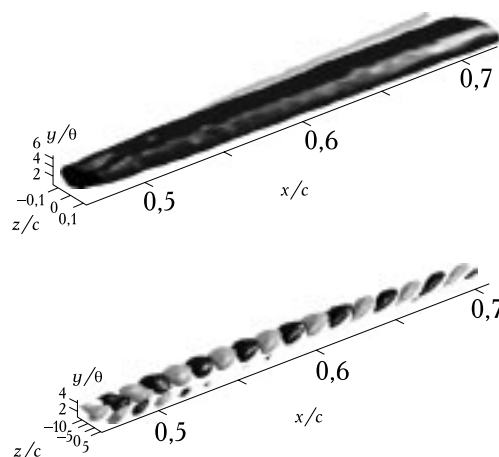


Рис. 17. Пространственная термоанемометрическая визуализация процесса развития вторичного высокочастотного возмущения на двух взаимодействующих полосчатых структурах в пограничном слое скользящего крыла: вверху — структура взаимодействующих полосок; внизу — вторичное высокочастотное возмущение, развивающееся на полосках [61]

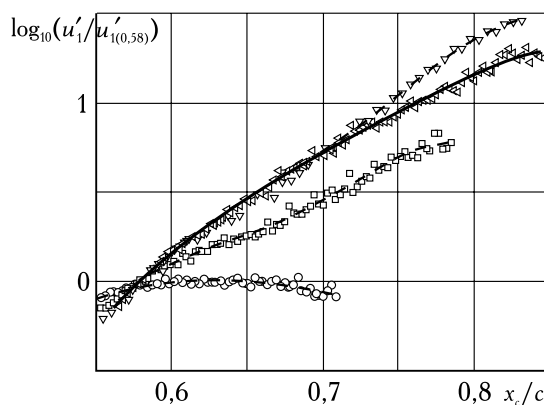


Рис. 18. Кривые нарастания амплитуды вторичного возмущения для случаев развивающихся независимо друг от друга (∇ , $\square$) и взаимодействующих ($\circ$) полосчатых структур [61]

2.3. Управление неустойчивостью полосчатой структуры в трехмерном пограничном слое

Рассмотрим управление неустойчивостью полосчатой структуры в трехмерном пограничном слое скользящего крыла с помощью распределенного и локализованного отсоса [63]. В качестве модели использовалось прямое крыло, установленное в рабочей части трубы под углом скольжения 45° . Стационарные возмущения генерировались с помощью элемента шероховатости, установленного на поверхности крыла. Элемент шероховатости генерировал на каждом из своих трансверсальных торцев продольный стационарный вихрь. Трансверсальный размер шероховатости (порядка десяти толщин пограничного слоя) позволял обоим вихрям развиваться независимо друг от друга, по крайней мере, в области проводимых исследований. По этой причине, измерения проведены в области развития стационарного вихря, генерированного на торце элемента шероховатости, расположенного ближе к набегающему потоку. Бегущие волны были возбуждены периодическим вдувом-отсосом газа через отверстие в области развития стационарного вихря по трансверсальной координате. Управление развитием возмущений в пограничном слое осуществлялось с помощью отсоса газа через ряд отверстий, расположенные в области развития стационарного вихря по трансверсальной координате. Отсос происходил непрерывно через группу отверстий, либо отдельно через каждое из шести, но при одинаковом объеме отсасываемого газа для каждой ситуаций. С целью эффективного воздействия на управляемый процесс интенсивность отсоса могла регулироваться.

При распределенном отсосе через все шесть отверстий на контурной диаграмме изолиний средней скорости можно было наблюдать появление новой области дефекта скорости, что указывает на трансформацию одиночной полосчатой структуры на две полосчатых структуры при сохранении, практически, глубины модуляции пограничного слоя. Данный факт связан с тем, что отсос через каждое отверстие генерирует в пограничном слое новую полосчатую структуру и, по-видимому, это приводит к дроблению первичной полосчатой структуры, генерированной элементом шероховатости. Генерация полосчатых структур отсосом через локализованное отверстие была обнаружена специально проведенными исследованиями. При отсосе через малые отверстия, трансверсальный масштаб генерируемых при этом полосчатых структур значительно меньше трансверсального масштаба полосчатой структуры, управление развития которой осуществляется на большом расстоянии вниз по потоку. Вполне допустимо, что наложение мелкомасштабных структур на крупномасштабную может привести к дроблению последней, что мы и наблюдаем. Каково же влияние распределенного отсоса на развитие высокочастотного вторичного возмущения. Контурная диаграмма изолиний пульсаций скорости показывает снижение уровня пульсаций примерно в два раза при отсосе [63]). С другой стороны, максимум интенсивности вторичного возмущения стал располагаться ближе к стенке. Следует отметить, что положение максимума интенсивности вторичного возмущения по трансверсальной координате находится на стыке областей превышения и дефекта скорости, т.е. в точке перегиба в профиле средней скорости в трансверсальном направлении.

Более интересен результат влияния локализованного отсоса на развитие вторичного высокочастотного возмущения (см. рис. 19). Наибольшее влияние на снижение интенсивности пульсаций оказал отсос через отверстие 5, расположенное в области точки перегиба в профиле средней скорости. По сравнению со случаем без отсоса, максимум интенсивности пульсаций снизился примерно в 1,8 раза (с $5,5\% U_0$ до $3\% U_0$). Отсос через другие отверстия оказал слабое влияние, либо вообще не повлиял на снижение амплитуды вторичных возмущений.

Однако можно наблюдать на рис. 19, что бегущие возмущения затухают при распределенном отсосе почти в 3 раза по сравнению с отсутствием отсоса. Наибольшее снижение максимума интенсивности пульсаций скорости до $1,5\% U_0$ (максимум интенсивности пульсаций скорости без отсоса составляет $5,5\% U_0$) наблюдается при отсосе через группу отверстий (3–6). Таким образом, лишь снижение амплитуды пульсаций при распределенном отсосе через группы отверстий (3–6) в какой-то степени коррелирует с выводами теории локальной перегибной неустойчивости профиля средней скорости. В случае же отсоса через группу отверстий (1–4) такой корреляции не наблюдалось. В связи с этим, можно высказать предположение, что основной вклад в снижение интенсивности пульсаций бегущих по полосчатой структуре возмущений связан не с влиянием отсоса на изменения трансверсального градиента средней скорости, а с генерацией мелкомасштабных полосчатых структур на каждом из отверстий отсоса.

В целом, результаты исследований показали, что распределенный отсос является более эффективным способом подавления интенсивности вторичных возмущений, бегущих по стационарной полосчатой структуре в пограничном слое скользящего крыла, по сравнению с локализованным отсосом. Следует сделать, однако, определенный комментарий к данному выводу. В проведенных ранее исследованиях по управлению развитием бегущих возмущений, развивающихся на стационарных полосчатых структурах в пограничном слое скользящего крыла [8, 64–66] было показано, что локализованный отсос на начальной стадии развития как полосчатой структуры, так и бегущих по ней вторичных возмущений подавлял развитие последних вплоть до полной ламинизации течения. Данный эффект был связан прежде всего с воздействием отсоса на изменение трансверсального градиента средней скорости, делая его более устойчивым по отношению к вторичным возмущениям. Главное отличие эксперимента [63] состоит в том, что управление осуществлялось в области, расположенной

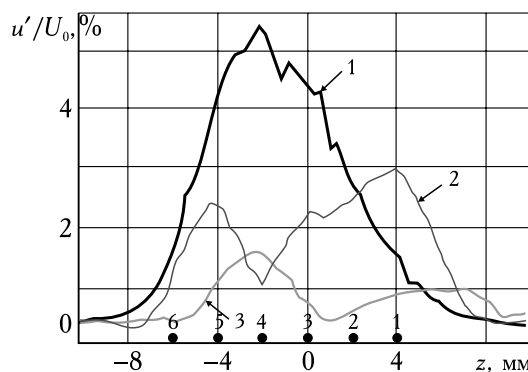


Рис. 19. Распределение пульсаций скорости по трансверсальной координате в пограничном слое скользящего крыла в области неблагоприятного градиента давления при локализованном отсосе через отверстие 5(2), при распределенном отсосе через группу отверстий 3–6 (3) и без отсоса (1)

значительно дальше вниз по потоку, где полосчатая структура и вторичное возмущение на ней прошли значительный этап развития по сравнению с экспериментом [8,64–66]. Естественно, что методика управления могла подвергнуться определенным изменениям и коррективам, связанным с воздействием на довольно развитое по пространству течение.

Таким образом, турбулизация течения в пограничном слое скользящего крыла связана с развитием вторичных высокочастотных возмущений на полосчатых структурах, модулирующих течение в трансверсальном направлении. Локализованный отсос не оказывает существенного влияния на подавление интенсивности вторичных возмущений. Распределенный отсос через несколько локализованных в трансверсальном направлении отверстий (при равной величине отсасываемого газа с отсосом через одно отверстие) снижает как интенсивность полосчатой структуры, так и интенсивность вторичных возмущений и коэффициент этого снижения растет с увеличением количества отверстий, через которые ведется отсос. Показано, что распределенный отсос через ряд отверстий, общая протяженность которых занимает весь трансверсальный размер полосчатой структуры, подавляет интенсивность развития вторичных возмущений в три раза и, таким образом, затягивает турбулизацию течения.

Предполагается, что механизм воздействия на развитие возмущений связан с генерацией в каждой точке отсоса новых полосчатых структур, трансверсальный масштаб каждой из которых более чем на порядок меньше аналогичного масштаба исследуемой полосчатой структуры. По этой причине, только распределенный отсос, когда трансверсальный масштаб управляющего возмущения все ближе приближается к масштабу управляемой структуры, способен подавлять амплитуду последней и вторичное возмущение развивающееся на ней из-за их пространственной соизмеримости. В данном случае можно говорить о трансформации локализованного отсоса в целевой отсос.

3. ОТРЫВ ПОТОКА И УПРАВЛЕНИЕ ИМ

3.1. Структура отрывного течения

Другим важным аспектом изучения механизмов развития пристенных сдвиговых течений является исследование отрыва пограничного слоя. Отрыв возникает в условиях неблагоприятного градиента давления, когда энергия потока не может преодолеть нарастающего давления. Чаще всего это наблюдается в градиентных течениях (на крыловом профиле) и особенно на больших углах атаки. Отрыв может быть ламинарным и турбулентным (см. рис. 20). В первом случае, можно наблюдать два сценария отрыва пограничного слоя: ламинарный отрыв, переход оторвавшегося течения в турбулентное состояние и турбулентное его присоединение, т.е. образование, так называемого, отрывного пузыря. Второй сценарий связан со срывом потока с передней кромки крыла при больших углах атаки, когда переход в турбулентное состояние оторвавшегося ламинарного пограничного слоя не приводит к его присоединению из-за слишком большого

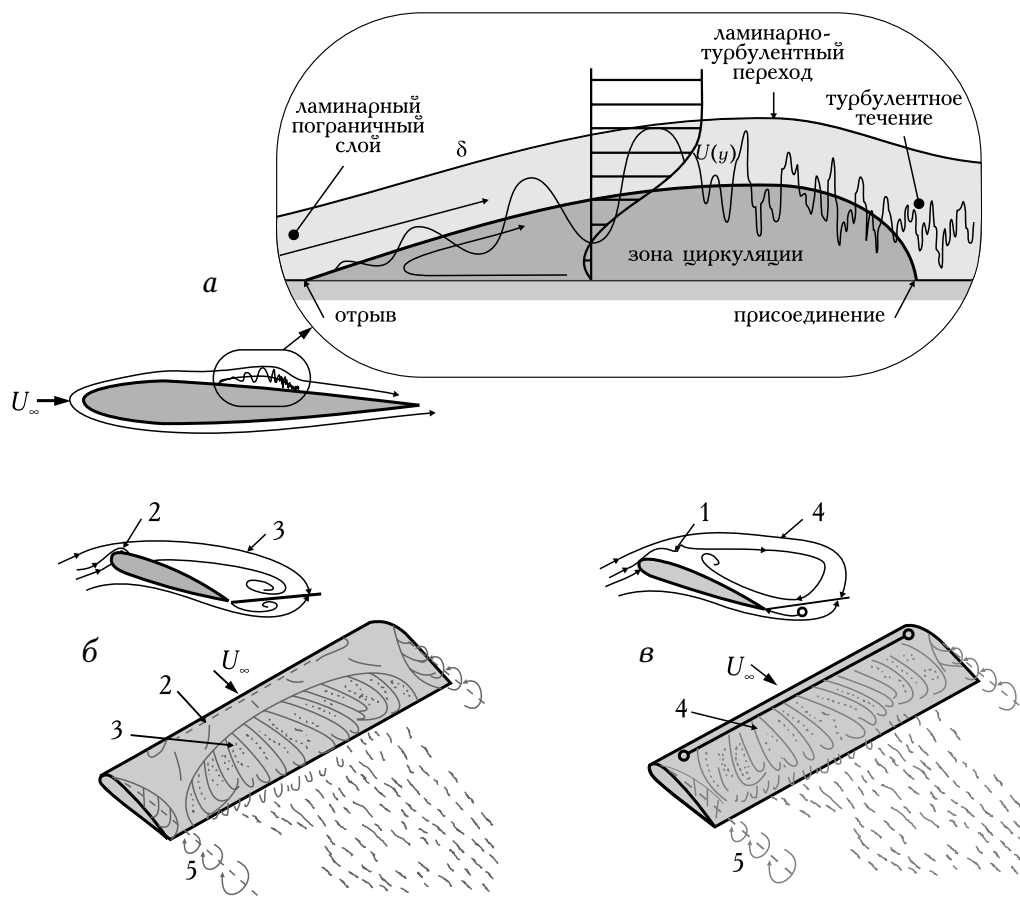


Рис. 20. Схемы отрывных течений над верхней поверхностью крыла:
 1 — переход ламинарного течения к турбулентному; 2 — зона ламинарного отрыва;
 3 — область отрыва турбулентного течения; 4 — область срыва потока;
 5 — вихри по концам крыла

неблагоприятного градиента давления, такой отрыв иногда называют глобальным. Во втором случае, отрыв чисто турбулентного пограничного слоя проходит ряд этапов: ламинарный отрыв и турбулентное присоединение через отрывной пузырь; турбулентный пограничный слой и его отрыв в области задней кромки крыла. Для разработки новых способов управления обтеканием крыльев актуальным вопросом является изучение трехмерной вихревой структуры отрывных течений и влияния на нее параметров внешнего потока. Впервые данные о картине течения при отрыве на крыле малого удлинения были получены в работах [44, 45], где было обнаружено появление сложного вихревого течения с обширной циркуляционной зоной в середине крыла.

Изучению пространственной вихревой структуры отрывных течений был посвящен целый ряд работ [35–43], которые показали, что отрывное обтекание прямых крыльев различного удлинения не является двумерным в отношении как средних во времени, так и мгновенных характеристик течения, а обладает сложной трехмерной вихревой структурой, в которой доминируют скоррелиро-

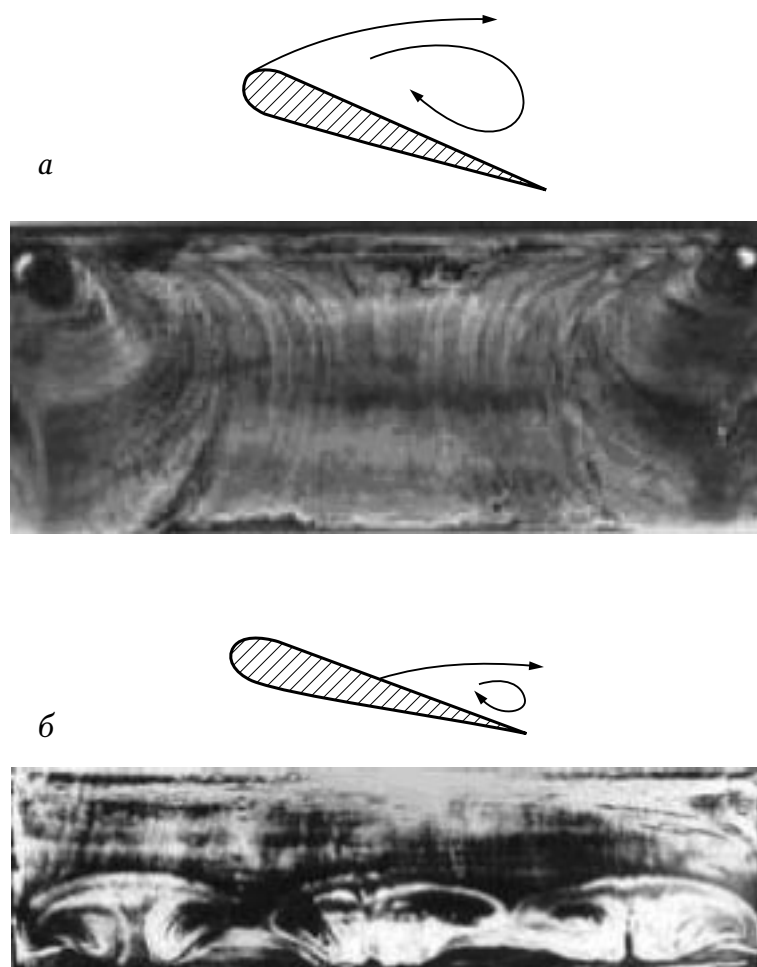


Рис. 21. а — срыв потока с передней кромки: $U_{\infty} = 16$ м/с, $Re = 6 \times 10^5$;
б — турбулентный отрыв на задней кромке: $U_{\infty} = 32$ м/с, $Re = 2 \times 10^5$

ванные между собой крупномасштабные вихревые образования с осью вращения, нормальной к поверхности крыла (см. рис. 21).

3.2. Управление отрывом

Известно, что отличительной особенностью крупномасштабных вихрей, возникающих в области отрыва, является их высокая восприимчивость к внешним возмущениям, что дает возможность управлять течением, воздействуя на эти вихри. Оказалось, что создавая дополнительные возмущения течения внутри области отрыва (с помощью точечных выступов на поверхности крыла) можно аналогичным образом влиять на вихревые структуры и управлять обтеканием [80]. Пример такого управления показан на рис. 22, где с помощью пяти точечных выступов изменилась структура вихрей турбулентного отрыва пограничного слоя на модели прямого крыла (вместо трех пар вихрей стало шесть).

Из работ других авторов, изучавших отрывные течения в двумерном при-

ближении, известно, что с помощью звука можно добиться, в определенном диапазоне частот акустического поля, углов атаки модели и скоростей потока, полного устранения срыва [68–78]. Впоследствии было показано, что при воздействии звука существенно изменяется пространственная структура срывной зоны [79]. На рис. 23 представлена схема воздействия пространственно-однородного (а, б) и сфокусированного (в, г) акустического поля на глобальный срыв пограничного слоя на модели прямого крыла. Видно, что в первом случае наблюдается обширная область присоединения пограничного слоя по краям модели, а во втором — целенаправленно устранен срыв пограничного слоя на правой стороне крыла.

Необходимость изучения влияния возмущений на срыв объясняется тем, что устранение срыва значительно увеличивает подъемную силу крыла и уменьшает его лобовое сопротивление. Предыдущие результаты показали, что внешнее воздействие существенно изменяет пространственную структуру такого течения и приводит, в некоторых случаях, к полному устранению отрыва. Наблюдения за развитием возмущений и перестройкой картины течения позволяют найти наиболее эффективные способы управления отрывом.

В заключении следует отметить, что результаты исследований показали многообразие форм вихревого течения при срыве на прямых крыльях. Обнаружены как

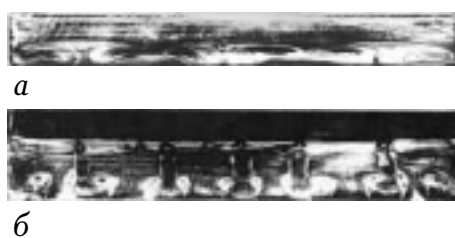


Рис. 22. Управление структурой отрывного течения с помощью точечных выступов: а — без выступов; б — шесть выступов

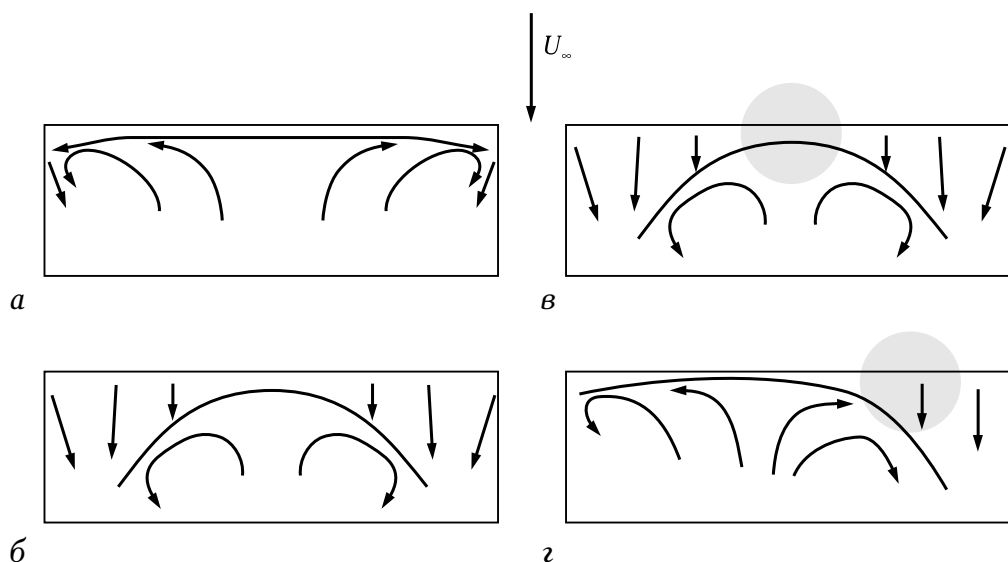


Рис. 23. Управление срывом пограничного слоя с помощью акустического воздействия. Схемы обтекания верхней поверхности прямого крыла при срыве потока без возбуждения течения (а), при возбуждении однородным акустическим полем (б), звуковым пучком, сфокусированным на оси симметрии крыла (в) и звуковым пучком, сфокусированным у его края (г)

общие свойства таких течений, выражающиеся в образовании крупномасштабных парных вихрей, вращающихся в плоскости крыла, так и отличия в топологии при изменении краевых условий. Существование таких вихрей открывает новое направление в изучении явления отрыва потока, так как принципиально изменяет физическую картину течения, первоначально предполагавшуюся двумерной и требует создания новой модели явления отрыва, с учетом его трехмерности.

3.3. Отрывное обтекание волнистого крыла для малоразмерных летательных аппаратов

Группы летательных аппаратов с малым полетным числом Рейнольдса по хорде крыла.

В настоящее время все большее распространение получают летательные аппараты, полетное число Рейнольдса которых, (по хорде крыла) не превышает 10^6 . Имеет смысл выделить две группы таких летательных аппаратов, имеющих большое практическое значение.

Первая группа — это парaplаны и планирующие парашюты. Диапазон чисел Рейнольдса лежит в пределах $Re = 0,5 - 1 \cdot 10^6$. Особенной этих крыльев в том, что в силу конструктивных особенностей поверхность крыльев этих летательных аппаратов не является гладкой. Практическая ценность таких аппаратов очевидна.

Планирующие парашюты имеют в 4–6 раз меньшую площадь, чем обычные круглые парашюты при этом скорость вертикального снижения на посадке может быть сведена к нулю [81]. Такие планирующие парашюты имеют возможность маневрировать и пролетать большие расстояния от места выброски. Так же, более, чем в два раза, увеличивается максимальная скорость ветра, при которой возможно десантирование. Парaplаны, в подходящих условиях, могут осуществлять набор высоты в восходящих потоках воздуха и часами находиться в полёте. Парapлан, оснащённый силовой установкой, может самостоятельно взлетать с гладких поверхностей и осуществлять полёт в более широком диапазоне погодных условий [81].

Вторая группа летательных аппаратов, имеющая практический интерес. Это беспилотные летательные аппараты [82], которые с развитием электроники уменьшаются до размеров птиц. Типичные числа Рейнольдса для крыльев этих аппаратов $Re = 10^4 - 10^5$. Такие аппараты (см. рис. 24) интересны как в военном, так и в гражданском использовании с целью воздушного наблюдения [83].

Объединяет две вышеописанные группы летательных аппаратов малое полетное число Рейнольдса, к которым относятся $Re = 10^4 - 10^6$. Можно выделить две области чисел Рейнольдса до 10^6 и свыше 10^6 . Различия в этих



Рис. 24. Дистанционно
Пилотируемый Летательный
Аппарат (ДПЛА)
малых размеров

областях происходит по структуре пограничного слоя на подветренной стороне крыла. На профилях с максимальной толщиной профиля в диапазоне $12 \div 20\%$ и положением максимальной толщины на 25% по хорде при числах Рейнольдса выше 10^6 , ламинарно-турбулентный переход происходит вблизи точки минимума давления без образования локальных зон отрыва. Напротив, при $Re < 10^6$ обычно сначала происходит отрыв ламинарного пограничного слоя, затем ламинарно-турбулентный переход и далее турбулентный пограничный слой вновь присоединяется к поверхности крыла, образуя локальную зону отрыва (отрывной пузырь). Отрывные пузыри с уменьшением числа Рейнольдса вносят всё больший вклад в сопротивление крыла. При уменьшении числа Рейнольдса доля сопротивления давления возрастает и может составлять до 75% от общего сопротивления изолированного крыла. Отрывные пузыри, приводящие к ламинарно-турбулентному переходу, усложняют структуру течения в пограничном слое.

Крыло с волнистой поверхностью для малоразмерных летательных аппаратов.

В работах [84–85] было экспериментально изучено влияние волнистости поверхности крыла на трехмерные вихревые структуры, возникающие при отрыве потока.

На рис. 25 представлены картины визуализации течения в пограничном слое крыла с гладкой и волнистой поверхностью при $Re = 1,7 \cdot 10^5$ и угле атаки равном 0. Можно наблюдать двумерный отрыв ламинарного пограничного слоя, а в задней части отрывного пузыря образуются трёхмерные структуры в случае гладкого крыла. В отличие от гладкого крыла, при тех же условиях, на модели крыла с волнистой поверхностью образуются локальные отрывные пузыри во впадинах, которые не соединяются между собой. Отрыв потока во впадинах происходит раньше, чем на гладком крыле. Показано, что ламинарно-турбулентный переход на начальной стадии в районе отрывных пузырей как на гладком, так и на волнистом крыле, происходит по одному и тому же сценарию, через

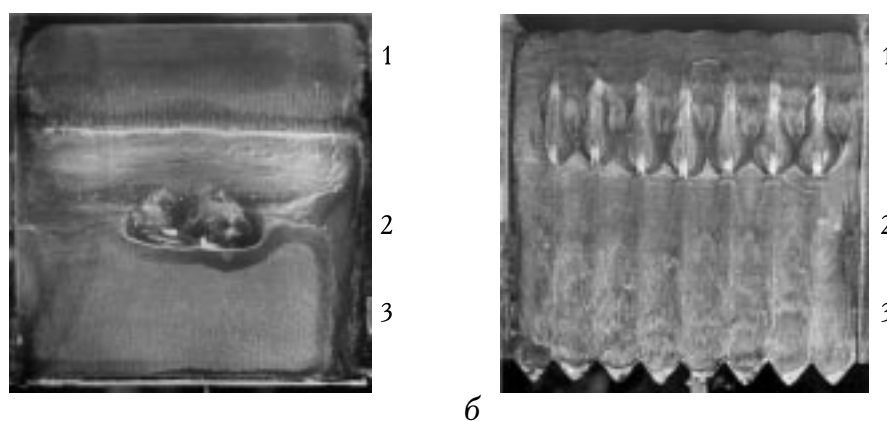


Рис. 25. Визуализация течения над прямым (а) и волнистым (б) крылом. Нулевой угол атаки, скорость набегающего потока $V_\infty = 12 \text{ м/с}$ $Re = 1,7 \times 10^5$.

1 — область ламинарного течения; 2 — область отрывного (отрывных) пузыря (пузырей); 3 — область турбулентного течения

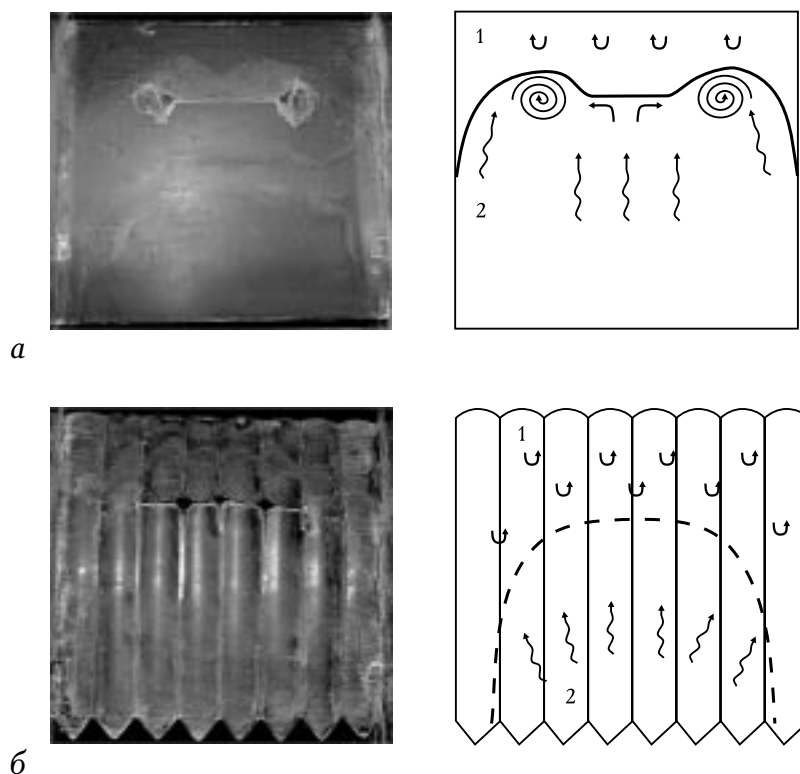


Рис. 26. Визуализация течения над гладким (а) и волнистым (б) крылом и их трактовки: угол атаки (а) 30° , (б) $32,5^\circ$, $Re = 5,6 \times 10^5$. 1 — застойная область; 2 — область интенсивного возвратного течения

зарождение и развитие пакета волн неустойчивости оторвавшегося пограничного слоя. На крыле с волнистой поверхностью ламинарно-турбулентный переход сильно трёхмерен по размаху. Если в районе отрывных пузырей переход происходит около 45% по хорде, то на горбе переход происходит дальше 72% по хорде.

Впервые установлено, что при $Re = 1,4 - 1,7 \cdot 10^5$ и низкой степени турбулентности набегающего потока $\varepsilon < 0,2\%$ критический угол атаки волнистого крыла более чем в 1,5 раза выше, чем у крыла с гладкой поверхностью при этом аэродинамическое качество в диапазоне углов атаки $5 \div 20^\circ$ также выше у крыла с волнистой поверхностью. Это можно отчетливо наблюдать, например, на картине визуализации течения в пограничном слое гладкого и волнистого крыла при больших углах атаки (см. рис. 26). Область присоединенного пограничного слоя в случае волнистого крыла значительно шире аналогичной области на гладком крыле, в то же время можно наблюдать пару противовращающихся вихрей в оторвавшемся слое на гладком крыле, чего не наблюдается в случае волнистого крыла.

Показано, что при $Re = 2,2 \cdot 10^5$ в диапазоне углов атаки $5 \div 20^\circ$ волнистое крыло имеет более высокое аэродинамическое качество, чем у гладкого крыла. По-видимому, это связано с меньшей площадью отрывных пузырей и с большей относительной толщиной профиля в районе горбов.

Выяснено, что при малых числах Рейнольдса очень важную роль для отрывных и срывных течений играет степень турбулентности набегающего пото-

ка. Повышенная степень турбулентности потока приводила как к изменению структуры и размеров зоны ламинарного отрывного пузыря на крыле с гладкой поверхностью, так и к увеличению критических углов атаки гладкого крыла и образованию новых режимов течения с частичным отрывом турбулентного пограничного слоя. Впервые показано, что гладкое крыло имеет значительный гистерезис аэродинамических характеристик в диапазоне углов атаки $25 \div 32^\circ$. В отличие от гладкого для крыла с волнистой поверхностью заметного гистерезиса характеристик не обнаружено. Всё это означает, что аэродинамические характеристики таких летательных аппаратов будут верны только в малотурбулентных аэродинамических трубах, в которых степень турбулентности набегающего потока меньше чем одна десятая процента.

3.4. Управление отрывом с использованием МЭМС-технологии

На рис. 27 показана схема управления отрывом пограничного слоя на модели прямого крыла с помощью МЭМС-технологии. На основе полупроводниковой технологии были изготовлены миниатюрные сенсор и актюатор. Сигнал о состоянии присоединенного или оторвавшегося пограничного слоя (по

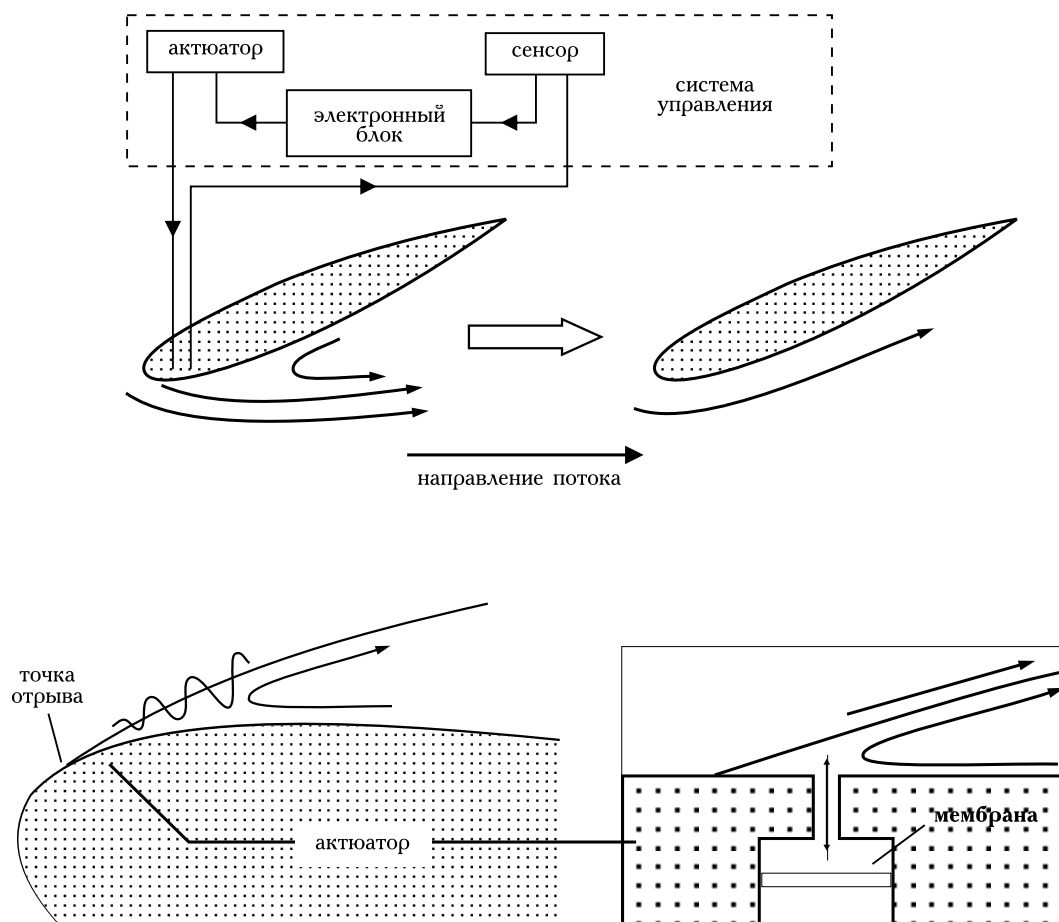


Рис. 27. Схема управления отрывом пограничного слоя на модели прямого крыла с помощью МЭМС-технологии

изменению давления) через малое отверстие на модели поступал на сенсор, который, в случае отрыва, через управляющий микропроцессор, включал актюатор, генерирующий волну неустойчивости, которая турбулизовала ламинарный отрыв пограничного слоя, приводя его в присоединенное состояние. Сенсор фиксировал присоединение пограничного слоя и давал сигнал об отключении актюатора. В случае повторения отрыва, замкнутый цикл с обратной связью сенсор-микропроцессор-актюатор начинал вновь функционировать. Таким образом, осуществлялось непрерывное управление отрывом пограничного слоя на модели прямого крыла.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение обзора исследований по турбулизации пристенных (присоединенных и отрывных) течений и управления ими следует отметить следующее. Представленные выше результаты исследований нелинейных стадий механизма турбулизации сложных течений, таких как градиентные течения в пограничном слое прямого и скользящего крыла, различные типы отрывных течений, и способов управления ими открывают новое направление в изучении и понимании структуры как предтурбулентных когерентных образований, так и их аналогов в турбулентных течениях. Перспективы такого понимания сделают возможным использовать различные способы воздействия на данные структуры вплоть до создания, так называемой, “думающей” поверхности на основе современной МЭМС-технологии. Детально затронутые научные и инженерные аспекты данной проблемы рассматриваются в издаваемой в текущем году монографии [86].

Литература

1. Качанов Ю.С., Козлов В.В., Левченко В.Я. Возникновение турбулентности в пограничном слое. Новосибирск: Наука, 1982, с. 151.
2. Klebanoff P.S., Tidstrom K.D., Sargent L.M. The three-dimensional nature of boundary-layer instability. *J. Fluid Mech.* 12:1-34, 1962.
3. Saric W.S., Kozlov V.V., Levchenko V.Ya. Forced and unforced subharmonic resonance in boundary layer transition. *AIAA Paper* 84-0007.
4. Kachanov Y.S. On a universal mechanism of turbulence production in wall shear flows. *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design. Recent Results in Laminar-Turbulent Transition*. Berlin, Springer, 2003, v. 86, p. 1–12.
5. Floryan J.M. On the Goertler Instability of Boundary Layers, Technical Report of National Aerospace Laboratory TR-1120, 1991, p. 1–45.
6. Bippes H. Experimentelle Untersuchung des laminar-turbulenten Umschlags an einer parallel angestromten konkaven Wand. *Sitzungsberichte der Heidelberger Akademie der Wissenschaften Mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse*, 103–180, Jahrgang, 1972, 3 Abhandlung, (also NASA-TM-72243, March 1978).

7. Ito A. Breakdown Structure of Longitudinal Vortices along a Concave Wall. J. Japan Soc. Aero. Space Sci., 1985, v. 33, p. 166–173.
8. Boiko A.V., Grek G.R., Dougal A.V., Kozlov V.V. The Origin of Turbulence in Near-Wall Flows. Springer-Verlag, 2002, p. 1–263.
9. Pratt P.R., Chernoray V.G., Bakchinov A.A., Loefdahl L. A quantitative flow visualization of a point source disturbance in a swept wing boundary layer. Book of abstracts EUROMECH Colloquium 423 “Boundary Layer Transition in Aerodynamics”, April, 2–4, Stuttgart, 2001.
10. Panton R.L. Overview of the self-sustaining mechanisms of wall turbulence. Progress in Aerospace Sciences, 2001, № 37, p. 341–383.
11. Acarlar M.S., Smith C.R. A study of hairpin vortices in a laminar boundary layer. Part 1. J. Fluid Mech., 1987, p. 1–41.
12. Haidary H.A., Smith C.R. The generation and regeneration of single hairpin vortices. J. Fluid Mech., 1994, p. 127–135.
13. Grek G.R., Kozlov V.V., Katasonov M.M., Chernorai V.G. Experimental study of a Λ -structure and its transformation into the turbulent spot. CURRENT SCIENCE, 2000, v. 79, № 6, p. 781–789.
14. Rist U., Moeller K., Wagner S. Visualization of late-stage transitional structures in numerical data using vortex identification and feature extraction. In Proc. 8th Int. Sym. Flow Visualization, Sorrento, Italy, 1998, № 103.
15. Reuter J., Rempfer D. A hybrid spectral/finite-difference scheme for the simulation of pipe-flow transition. In Laminar-Turbulent Transition (ed. H. Fasel, W.S. Saric) Berlin, Springer-Verlag, 2000, p. 383–390.
16. Zhou J., Adrian R.J., Balachandar S., Kendal T.M. Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow. J. Fluid Mech. 387:353–396, 1999.
17. Adrian R.J., Meinhart C.D., Tomkins C.D. Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer. J. Fluid Mech., 2000, v. 422, p. 1–23.
18. Grek G.R., Kozlov V.V., Ramasanov M.P. Receptivity and stability of the boundary layer at a high turbulence level. IUTAM Symposium, Toulouse, (Eds. D. Arnal, R. Michel), Springer, Berlin, Heidelberg 1989, p. 511–522.
19. Козлов В.В., Грек Г.Р., Лефдаль Л.Л., Чернорай В.Г., Литвиненко М.В. Роль продольных локализованных структур в процессе перехода к турбулентности в пограничных слоях и струях (Обзор). ПМТФ, 2002, т. 43, № 2, с. 62–76.
20. Литвиненко М.В., Козлов В.В., Козлов Г.В., Грек Г.Р. Влияние продольных полосчатых структур на процесс турбулизации круглой струи. ПМТФ, 2004, т. 45, № 3, с. 50–61.
21. Бойко А.В., Чун Ч.Ч., Литвиненко М.В., Козлов В.В., Чередниченко Е.Е., Ли И. О продольных структурах в плоской струе. Доклады Академии Наук, 2005, т. 403, № 1, с. 1–3.
22. Li F., Malik M.R. 1995, Fundamental and subharmonic secondary instabilities of Goertler vortices. J. Fluid Mech., v. 82, p. 255–290.
23. Bottaro A., Klingmann B.G.B. 1996, On the linear breakdown of Goertler vortices. Europ. J. Mech. B/Fluids., v. 15(3), p. 301–330.
24. Skote M., Haritonidis J.H., Henningson D.S. 2002, Varicose instabilities in turbulent boundary layers. Physics of Fluids, v. 4, № 7, p. 2309–2323.

25. *Waleffe F.* 1997, On a self-sustaining process in shear flows. *Phys. Fluids* 9, p. 883–896.
26. *Kawahara G., Jimenez J., Uhlmann M., Pinelli A.* The instability of streaks in near-wall turbulence. Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs, 1998, p. 155–170.
27. *Schoppa W., Hussain F.* Genesis and dynamics of coherent structures in near-wall turbulence: A new look. *Self-sustaining Mechanisms of Wall Turbulence* ed. by R.L. Panton (Computational Mechanics, Southampton), 1997.
28. *Jimenez J., Moin P.* The minimal flow unit in near-wall turbulence. *J. Fluid Mech.*, 1991, v. 225, p. 213–226.
29. *Hamilton J.H., Kim J., Waleffe F.* Regeneration of near-wall turbulence structures. *J. Fluid Mech.*, 1995, v. 287, p. 317.
30. *Brandt L., Henningsson D.S.* 2002, Transition of streamwise streaks in zero-pressure gradient boundary layers. *J. Fluid Mech.*, v. 472, p. 229–261.
31. *Robinson S.K.* The kinematics of turbulent boundary layer structure. NASA TM 103859, 1991.
32. *Asai M., Minagawa M., Nishioka M.* The stability and breakdown of near-wall low-speed streak. *J. Fluid Mech.*, 2002, v. 455, p. 289–314.
33. *Литвиненко Ю.А., Грек, Г.Р. Козлов В.В., Лефдаль Л., Чернорай В.Г.* Экспериментальное исследование варикозной неустойчивости полосчатой структуры в пограничном слое скользящего крыла. *Теплофизика и аэромеханика*, 2004, т. 11, № 1, с. 1–10.
34. *Yasufumi K., Masahito A.* 2004, Experimental investigation of the instability of spanwise-periodic low-speed streaks in a laminar boundary layer. *Japan Fluid Mech. J.*, № 02–1257, p. 55–67.
35. *Winkelmann A.E., Barlow J.B.* A flowfield model for a rectangular planform wing beyond stall. *AIAA J.*, 1980, v. 18, № 8, p. 1006–1008. (Имеется перевод: Винкельманн А.Э., Барлоу Дж.Б. Схема обтекания прямоугольного в плане крыла при срыве. РТК, 1980, т. 18, № 8, с. 180–182).
36. *Bippes H., Jacob H., Turk M.* Experimental investigations of the separated flow around a rectangular wing. DFVLR-FB, 1981, № 81–12 (in German), 55 p.
37. *Tobak M., Peake D.J.* Topological structures on three-dimensional separated flows. *AIAA Paper* 81–1260, 17 p.
38. *Dallman V.* Topological structures on three-dimensional vortex flow separation. *AIAA Paper* 83-1735, 25p.
39. *Weihs D., Katz J.* Cellular patterns in poststall flow over unswept wings. *AIAA J.*, 1983, v. 21, № 12, p. 1757–1759.
40. *Головкин М.А., Горбань В.П., Симусева Е.В., Стратонович А.Н.* Обтекание прямого крыла при стационарных и квазистационарных внешних условиях. Учен. зап. ЦАГИ, 1987, т. 18, № 3, с. 1–12.
41. *Bippes H.* Experimental investigation of topological structures in three-dimensional separated flow. *Boundary-Layer Separation* (eds. F.T. Smith, S.N. Brown). Berlin, Springer-Verlag, 1986, p. 379–382.
42. *Winkelmann A.E.* Flow field studies behind a wing at low Reynolds number. *AIAA Paper* 90–1471, 18 p.
43. *Бойко А.В., Довгаль А.В., Занин Б.Ю., Козлов В.В.* Пространственная структура отрывных течений на крыловых профилях (обзор). *Теплофизика и аэромеханика*.

- 1996, т. 3, № 1, с. 1–14.
44. Нейланд В.Я., Столяров Г.И. Об одном виде отрывного течения на прямоугольном крыле. Учен. зап. ЦАГИ, 1982, т. 13, № 1, с. 83–88.
45. Нейланд В.Я., Столяров Г.И., Табачников В.Г. Влияние относительной толщины прямоугольного крыла малого удлинения и числа Рейнольдса на режимы перестройки структуры обтекания. Учен. зап. ЦАГИ, 1985, т. 16, № 3, с. 1–10.
46. Литвиненко Ю.А., Чернорай В.Г., Козлов В.В., Лефдаль Л., Грек Г.Р., Чун Х.В. О нелинейной синусоидальной и варикозной неустойчивости в пограничном слое (обзор). Теплофизика и Аэромеханика, 2004, т. 11, № 3, с. 339–365.
47. Grek G.R., Kozlov V.V., Titarenko S.V. An experimental study on the influence of riblets on transition. J. Fluid Mech., 1996, v. 315, p. 31–49.
48. Grek G.R., Kozlov V.V., Titarenko S.V. Effects of riblets on vortex development in the wake behind a single roughness element in the laminar boundary layer on a flat plate. La Recherche Aerospaciale, 1996, № 1, p. 1–9.
49. Grek G.R., Kozlov V.V., Klingmann B.G.B., Titarenko S.V. The influence of riblets on a boundary layer with embedded streamwise vortices. Phys. Fluids, Brief Communications, 1995, v. 7(10), p. 2504–2506.
50. Boiko A.V., Kozlov V.V., Syzrantsev V.V., Scherbakov V.A. “Transition control by riblets in swept wing boundary layer with embedded streamwise vortex”. Eur. J. Mech. B/Fluids, 1997, v. 16, № 4, p. 465–482.
51. Kozlov V.V. and Grek G.R. Control of secondary instability of the crossflow and Goertler-like vortices. In Lectures Notes in Physics, Physics of Rotating Fluids (Eds. C. Egbers, G. Pfister) Berlin, Springer-Verlag, 2000, p. 375–394.
52. Kozlov V.V., Grek G.R. Control by stationary and nonstationary streaky structures and their secondary instability. Advances in turbulence VIII, Proc. of the Eighth Turbulence Conference, C. Dopazo et al. (Eds.), CIMNE, Barcelona, 2000, p. 121–124.
53. Walsh M.J. 1980. Drag characteristics of V-groove and transverse curvature riblets. In Viscous Drag Reduction, ed. G.R. Hough, Washington, DC: AIAA, p. 168–184.
54. Litvinenko Ya.A., Chernoray V.G., Kozlov V.V., Grek G.R., Loefdahl L., Chun H.H. Adverse pressure gradient effect on nonlinear varicose instability of a streaky structure in unswept wing boundary layer. Physics of Fluids, 2005, v. 17, № 1, p. 2503–2505.
55. Corbett P., Bottaro A. Optimal perturbations for boundary layers subject to streamwise pressure gradient. Phys. Fluids, 2000, 12, 1.
56. Litvinenko Ya.A., Chernoray V.G., Kozlov V.V., Loefdahl L., Grek, G.R., Chun H. Nonlinear sinusoidal and varicose instability in the boundary layer (Review). Thermophysics and Aeromechanics, 2004, 11, 3.
57. Andersson P., Brandt L., Bottaro A., Henningson D.S. On the breakdown of boundary layers streaks. J. Fluid Mech., 2001, 428, 29.
58. Scote M., Haritonidis J.H., Henningson D.S. Varicose instabilities in turbulent boundary layers. Physics of Fluids, 2002, 14, 7.
59. Fisher T.M., Dallmann U. 1991, Primary and secondary stability analysis of a three-dimensional boundary layer flow. Phys. Fluids A., v. 3(10), p. 2378–2391.
60. Kohama Y., Saric W.S., Hoos J.A. 1991, A high-frequency, secondary instability of crossflow vortices that leads to transition. Proc. Boundary-Layer Transition and Control, London, Royal Aeronautical Society, p. 4.1–4.13.

61. Chernoray V.G., Dougal A.V., Kozlov V.V., Loeftdahl L. 2005 Experiments on secondary instability of streamwise vortices in a swept-wing boundary layer. *J. Fluid Mech.*, v. 534, p. 295–325.
62. White E., Saric W. 2005 Secondary instability of crossflow vortices. *J. Fluid Mech.*, v. 525, p. 49–84.
63. Литвиненко Ю.А., Козлов В.В., Чернорай В.Г., Грек Г.Р., Лефдаль Л. Управление неустойчивостью поперечного течения скользящего крыла с помощью отсоса. *Теплофизика и Аэромеханика*, 2003, т. 10, № 4, с. 1–9.
64. Maddalon D.V., Collier F.S., Montoya L.C., Land C.K. 1989, Transition flight experiments on a swept wing with suction. *AIAA Paper 89-1893*, p. 1–24.
65. Yasuhiro E., Kohama Y. 1996, Control of crossflow dominant boundary layer by distributed suction system. *Book of Abstracts XIXth Intern. Congress of Theoret. And Applied Mech.*, p. 782
66. Бойко А.В., Козлов В.В., Сызранцев В.В., Щербаков В.А. 1999, Активное управление вторичной неустойчивостью в трехмерном пограничном слое. *Теплофизика и Аэромеханика*, т. 6(2).
67. Занин Б.Ю., Козлов В.В., Проскрянов В.Г. Структура турбулентного отрыва на прямом крыле при различных условиях обтекания. *Учен. Записки ЦАГИ*, 1999, т. XXX, № 1–2, с. 77–83.
68. Collins F.G., Zelenevitz J. Influence of sound upon separated flow over wings. *AIAA J.*, 1975, v. 13, № 3, p. 408–410.
69. Каравосов Р.К., Прозоров А.Г. Влияние звукового облучения на обтекание крыла при малых числах Рейнольдса. *Труды ЦАГИ*, 1976, № 1790, с. 12–23.
70. Козлов В.В. Отрыв потока от передней кромки и влияние на него акустических возмущений. *ПМТФ*, 1985, №2, с. 112–115.
71. Довгаль А.В., Козлов В.В., Симонов О.А. Звуковое возбуждение возмущений ламинарного течения на скользящем крыле. *Современные проблемы механики жидкости и газа. Тезисы докладов научной школы-конференции. Иркутск*, 1988, с. 220–221.
72. Довгаль А.В., Козлов В.В. Влияние акустических возмущений на структуру течения в пограничном слое с неблагоприятным градиентом давления. *Изв. АН СССР. Мех-ка жидк. и газа*, 1983, № 2, с. 48–52.
73. Довгаль А.В., Козлов В.В. Восприимчивость отрывных течений как акустическим возмущениям. *Тезисы докладов III Всесоюзного симпозиума по физике акустико-гидродинамических явлений и оптоакустике. Ташкент*, 1982, с. 32.
74. Довгаль А.В., Козлов В.В. Влияние акустических возмущений на структуру течения в пограничном слое с неблагоприятным градиентом давления. *Новосибирск*, 1981, 19 с. (Препринт / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т теорет. и прикл. механики; № 8–81).
75. Жигулев С.В., Федоров А.В. Исследование влияния ультразвукового акустического поля на отрыв пограничного слоя на профиле. *Уч. зап. ЦАГИ*, 1990, т. 21, № 6, с. 58–66.
76. Kozlov V.V., Lushin V.N., Zanin B.Yu. Separated flow reattachment at an airfoil under sonic effect. *Separated Flows and Jets: Proc. IUTAM – Symp. (Eds. V.V. Kozlov, A.V. Dovgal)*, Berlin, Springer-Verlag, 1991, p. 525–528.

77. Лушин В.Н. Обтекание крыла конечного размаха при внешнем звуковом воздействии. Сиб. физ.-техн. журн., 1992, № 4, с.64–68.
78. Kozlov V.V., Grosche F.-R., Dougal A.V., Bippes H., Kuhn A., Stiewitt H. Control of leading- edge separation by acoustic excitation. DLR-IB, 1993, №222–93 (in German), 50 p.
79. Бойко А.В., Довгаль А.В., Занин Б.Ю., Козлов В.В., Лушин В.Н., Сызранцев В.В. Топология глобального отрыва на модели крыла в присутствии источников стационарных возмущений. Теплофизика и аэромеханика, 1995, т. 2, № 1, с. 37–45.
80. Занин Б.Ю., Козлов В.В., Маврин О.В. О способе управления глобальным отрывом потока. Теплофизика и аэромеханика, 1997, т. 4, № 4, с. 381–385.
81. Тюшин В.Н. Парапланы – первый шаг в больше небо. М.: Транзиткнига, 2004, 312 с.
82. Thomas J. Mueller, James D. DeLauerier Aerodynamics of small vehicles. by Annual Reviews, 2003, p. 89–111.
83. Fulghum D.A. Miniature Air Vehicles Fly Into Army's Future. Aviation Week & Space Technology, 1998, Nov. 9, p. 37–38.
84. Kozlov V., Zanin B., Zverkov I. Experimental studies of separated flow on unswept wings with smooth and wavy surface at small Reynolds numbers. Europ. Conf. for Aerospace Sci., July 4–7, 2005, Moscow, Russia. (CD-ROM) Paper EUCASS 2005 2.11.07, 6 p.
85. Зверков И.Д., Занин Б.Ю., Козлов В.В. Новый вид несущей поверхности для малоразмерных летательных аппаратов. Авиация и космонавтика: Тез. докл. 4-й Междунар. конф., 10–13 октября 2005, Москва. М.: МАИ, 2005, с. 14.
86. Бойко А.В., Довгаль А.В., Грек Г.Р., Козлов В.В. Физические механизмы перехода к турбулентности в открытых течениях. Ижевск: РХД, 2006, в печати.