

УПРАВЛЕНИЕ ПРИ ПОМОЩИ РИБЛЕТ
ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНЫМ ПЕРЕХОДОМ
В СТАЦИОНАРНОМ ВИХРЕ НА СКОЛЬЗЯЩЕМ КРЫЛЕ

УДК 532.526

А. В. Бойко, В. В. Козлов, В. В. Сызранцев, В. А. Щербаков

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,
630090 Новосибирск

1. Введение. На практике большое значение уделяется снижению трения транспортных средств. В последние два десятилетия заметное внимание как средству управления турбулентным пограничным слоем отводится риблетам — небольшим канавкам или бороздкам, расположенным примерно вдоль местной скорости потока у стенки. Будучи достаточно простыми по конструкции и не требующими дополнительных затрат энергии при работе, эти устройства способны обеспечить снижение сопротивления трения в некоторых случаях более чем на 10 %.

Обнаружено, что действие риблет в турбулентных пограничных слоях сильно зависит от их геометрических характеристик. Поэтому обычно характерные размеры риблет выражают в «вязких» единицах длины l^* , используемых при описании турбулентных слоев [1]: $l^* = \nu/v_0^*$ (ν — кинематическая вязкость, v_0^* — динамическая скорость на стенке, определенная через модуль местного касательного напряжения на стенке τ_0 и плотность среды ρ как $\sqrt{\tau_0/\rho}$). В дальнейшем расстояния между бороздками и их высота, выраженные в единицах l^* , будут обозначаться соответственно как s^+ и h^+ .

Наибольший эффект обычно достигается при использовании риблет V- или U-образной формы при расстоянии между сегментами порядка высоты $h^+ = 20 \div 30$ [2–4], что не превышает характерную толщину вязкого подслоя. Однако механизмы действия риблет все еще не до конца выяснены (см., например, [5]). Ясно, что риблеты в месте их установки модифицируют граничные условия на стенке и среднее течение. Изменение продольного профиля средней скорости вблизи стенки может влиять на толщину потери импульса, а значит, напрямую приводить к изменению сопротивления трения. Кроме того, могут изменяться свойства устойчивости течения и интенсивность процессов, происходящих в вязком подслое, но механизм этих изменений практически не известен.

В [6, 7] предполагается, что риблеты меняют структуру турбулентности вблизи стенки и подавляют поперечное движение в продольных вихрях, которые, как считается (см. [8]), являются одной из основных структур пристенного слоя. В результате замедляется вынос низкоскоростной жидкости во внешнюю часть пограничного слоя и уменьшается обмен импульсом между слоями жидкости. В [3] приводятся отдельные экспериментальные доказательства справедливости последней гипотезы и отмечается, что пока не обнаружено никаких данных, противоречащих ей. Однако прямая проверка этого и других предположений сопряжена с известными трудностями интерпретации получаемых картин визуализации и измерений, проводимых в условиях нестационарности турбулентного потока [9].

Что касается действия риблет на ламинарные течения, объем имеющихся данных невелик. Определенные факты были получены при рассмотрении структуры кожи быстродвижущихся акул. Анализ, проведенный в [10], показывает, что на ламинарных участках

обтекания кожа довольно гладкая и приобретает риблетную форму там, где можно ожидать возникновения переходных процессов и турбулентности. Таким образом, бионический подход свидетельствует о возможно неблагоприятном или нейтральном действии ребрения на поверхностное трение в ламинарных течениях. Действительно, результаты прямых численных расчетов по уравнению Навье — Стокса [11, 12] течения над риблетами в канале и теоретический анализ вязкого течения вблизи риблет [13] свидетельствуют, что в ламинарном невозмущенном течении риблеты, как правило, уменьшают поверхностное трение, но увеличивают полное сопротивление трения из-за большей площади обтекаемой поверхности.

Тем не менее в экспериментах на теле вращения [4, 14] при степени турбулентности набегающего потока $\varepsilon = 0,5\%$ влияние риблет размером $s^+ \approx h^+ = 2 \div 25$ на сопротивление трения на ламинарном участке зафиксировано не было, хотя авторы и отмечают невысокую точность полученных данных в этой области. В то же время максимальное уменьшение сопротивления отмечено для области перехода (даже большее, чем для последующего турбулентного участка) при размерах риблет $h^+ \approx s^+ = 10 \div 15$. Более того, для переходной области, в отличие от турбулентной, эффект был положителен для всех рассмотренных размеров риблет. Вероятным объяснением этого служит затягивание перехода риблетами рассмотренных размеров, поскольку значительное уменьшение сопротивления трения обычно наблюдается именно при смене режимов обтекания.

При изучении перехода в экспериментах [15, 16] основное внимание уделялось местоположению перехода, а не сопротивлению трения. Эксперименты [15] были выполнены при степени турбулентности набегающего потока $\varepsilon = 0,3\%$ для риблет размером $h^+ \approx s^+ \approx 0,3 \div 30$. Риблеты покрывали поверхность модели, захватывая области перехода и турбулентного течения. В отличие от [4, 14], благоприятного воздействия на переход при ориентации ребер как вдоль, так и поперек потока замечено не было. Точка перехода, определенная по максимуму среднеквадратичной интенсивности пульсаций, смещалась вверх по потоку или оставалась неизменной.

В [16] при $\varepsilon = 1,5 \div 3\%$ риблеты покрывали всю поверхность пластины, начиная от передней кромки. Было найдено, что они могут как задерживать, так и ускорять переход в зависимости от наличия локальных отрывов вблизи точки растекания. При наличии этих отрывов риблеты высотой $h^+ \approx 15$ смещали точку перехода вниз по потоку на $20 \div 50\%$. Можно предположить, что при наличии отрывов риблеты оказывали влияние на пограничный слой конечной толщины, а в отсутствие отрывов риблеты действовали у передней кромки как турбулизаторы. Остальные противоречия между результатами экспериментов [4, 14–16] по действию риблет на область перехода тоже, вероятно, связаны с изменением механизма перехода к турбулентности в пограничном слое в зависимости от степени турбулентности набегающего потока ε и, возможно, других факторов.

В частности, в экспериментах [17] на плоской пластине при очень малой степени турбулентности набегающего потока ($\varepsilon \approx 0,04\%$) было показано, что риблеты высотой $h^+ \approx 17 \div 25$ значительно дестабилизируют усиление волн Толлмина — Шлихтинга. Это может объяснить неблагоприятное влияние риблет в работе [15], где они устанавливались, начиная с числа Рейнольдса Re_{δ^*} , близкого к критическому $Re_{кр}$, при котором начинается усиление волн Толлмина — Шлихтинга.

Асимптотический анализ, проведенный в [18], также свидетельствует, что в ламинарном течении риблеты оказывают дестабилизирующее влияние на развитие волн Толлмина — Шлихтинга, но стабилизируют продольные вихри, возникающие в результате, например, неустойчивости Гертлера. Последнее косвенно подтверждается также в модель-

ных экспериментах [19, 20] при $\epsilon \approx 0,04\%$ для риблет размером $h^+ \approx s^+ = 17 \div 25$, где обнаружено подавление развала Λ -вихрей на плоской пластине.

С ростом степени турбулентности набегающего потока ϵ до $0,5 \div 1\%$ наряду с волнами Толлмина — Шлихтинга в переходе большую роль начинают играть возникающие продольные вихревые структуры, вероятно, качественно сходные с наблюдаемыми в турбулентных течениях [21]. При $\epsilon > 1\%$ эти структуры становятся определяющими в переходе к турбулентности, а роль волн Толлмина — Шлихтинга не столь очевидна [22].

Описанные выше эксперименты проводились в ламинарных двумерных пограничных слоях, и, насколько известно авторам (см. также [6, 14]), подобных детальных экспериментов для трехмерных или несимметричных ламинарных течений до сих пор не проводилось. Вместе с тем результаты работы [23], где было проведено упрощенное экспериментальное моделирование поведения среды в вязком пристенном слое с наложенным поперечным движением, и сопутствовавший им теоретический анализ показывают, что риблеты приносят анизотропию в среду, смещая эффективное начало профиля поперечной скорости относительно продольной, что может непосредственно способствовать уменьшению обмена импульсом между слоями жидкости. Таким образом, наличие пар противовращающихся вихрей, что обычно предполагается при анализе эффективного действия риблет в турбулентных течениях, может быть необязательным, а пристенные поперечные движения жидкости могут быть вызваны даже отдельным продольным вихрем или набором совращающихся вихрей, что имеет место при неустойчивости поперечного течения на вращающихся дисках, конусах или скользящих крыльях [24].

Изучение неустойчивости искусственно созданного мощного одиночного вихря с поперечными размерами порядка толщины пограничного слоя δ проводилось в [25, 26]. В этих работах использовалось скользящее крыло, отличающееся тем, что большая часть его рабочей поверхности, за исключением области вблизи передней кромки, представляла собой плоскую поверхность, расположенную под нулевым углом атаки, что сближает такую конфигурацию со скользящей плоской пластиной. Наличие плоской поверхности сильно упрощает термоанемометрические измерения, их обработку и интерпретацию результатов по сравнению с криволинейными поверхностями.

Цель данной работы — экспериментальное моделирование влияния риблет, расположенных вдоль стационарного вихря, описанного в [25, 26], на ламинарно-турбулентный переход и структуру течения в вихре.

2. Методика проведения эксперимента. Эксперименты проводились в дозвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 (Институт теоретической и прикладной механики СО РАН) замкнутого типа с закрытой рабочей частью квадратного сечения 1×1 м и длиной 4 м. Степень турбулентности потока в рабочей части ϵ при проведении эксперимента не превышала $0,04\%$ от скорости набегающего потока U_∞ .

Схема эксперимента приведена на рис. 1. В качестве рабочей модели выбран высоконесущий крыловой профиль С-12 [27] с углом скольжения 30° и хордой 500 мм, состоящий из симметричного оживального носика толщиной в самой широкой части 16% хорды и длиной 5,6 см, сопряженного с двумя одинаковыми сходящимися плоскими поверхностями. Профиль располагался вертикально и жестко крепился к горизонтальным стенкам рабочей части так, чтобы его рабочая поверхность представляла собой плоскую пластину, расположенную под нулевым углом атаки.

Стационарное возмущение развивалось за выступом, прикрепленным к поверхности, форма, размеры и положение которого на крыле показаны на рис. 1. Во избежание срывов потока с расположенного выше по потоку конца выступа этот выступ был продолжен на

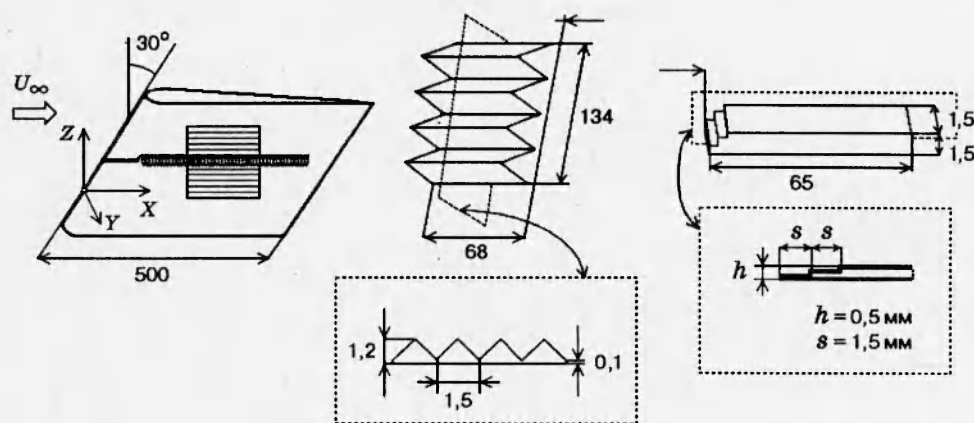


Рис. 1

нерабочую сторону крыла. Другой его конец, находящийся ниже по потоку, был сглажен.

Использовалась система координат, в которой ось X направлена параллельно набегающему потоку, ось Z — вдоль размаха модели и в сторону тока поперечного течения вблизи передней кромки, ось Y отсчитывается от поверхности крыла по нормали к ней. Начало координат находится в произвольно выбранной точке на носике модели. Координатное устройство, удерживающее датчик термоанемометра, обеспечивало перемещение вдоль поверхности крыла с точностью 0,5 мм, а по нормали к крылу — 0,01 мм. Координата $Y = 0$ определялась путем линейной экстраполяции до нуля невозмущенных профилей средней скорости ламинарного пограничного слоя вне вихря с погрешностью $< 0,1$ мм.

Измерения скорости набегающего потока проводились по разности полного и статического давления, определяемой с помощью комбинированного насадка Пито — Прандтля, подсоединенного к микроманометру. Основные термоанемометрические измерения велись в центральной части модели, в диапазоне $\Delta Z = 34$ мм, где вторичное течение уже практически отсутствовало. Измерялись только продольные компоненты средней и пульсационной скоростей U и u' . Эти величины определялись с помощью термоанемометра фирмы DISA типа 55M01, откуда они поступали через аналого-цифровой преобразователь в персональный компьютер, где сигналы в ходе эксперимента были линеаризованы и подвергались при необходимости спектральному анализу при помощи быстрого преобразования Фурье. Способ линеаризации датчика описан в [25].

Для контролируемого возбуждения бегущих волн в пристенном течении использовалась методика преобразования звуковых колебаний в вихревые возмущения той же частоты сдвигового слоя на локальной неоднородности поверхности. Акустические колебания генерировались динамическим громкоговорителем, находящимся за моделью в диффузоре трубы и излучавшим звук против направления потока. Частота звука и его амплитуда задавались с помощью генератора звуковых сигналов.

Известно, что при возбуждении звука в замкнутом пространстве аэродинамических труб возможно образование стоячих волн, которые могут препятствовать формированию и изучению развития бегущих возмущений. Однако, как показали специальные измерения, в данных экспериментах амплитуда и фаза звука вне пограничного слоя вблизи области генерации и развития волн неустойчивости были однородными.

Риблетная накладка размером 134×68 мм устанавливалась на расстоянии 90 мм от ближайшего конца наклейки. Это расстояние было выбрано в связи с тем, что при

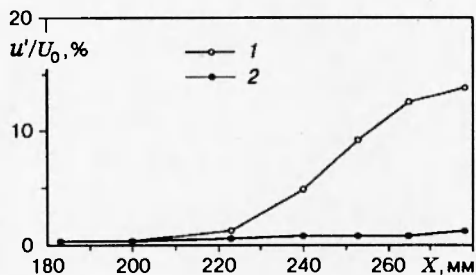


Рис. 2

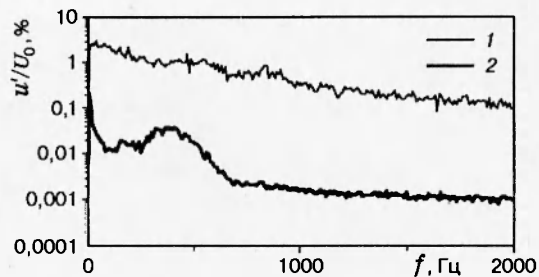


Рис. 3

исследуемых скоростях набегающего потока, начиная примерно с $X = 90$ мм, в вихре усиливаются бегущие возмущения и оценка влияния риблет на их развитие — одна из задач данной работы. Поперечные размеры риблетной накладки выбраны такими, чтобы были много больше поперечных размеров вихря и отдельных ребер, из которых состояла накладка. Риблеты представляли собой набор ребер треугольной формы высотой $h = 1,2$ мм и основанием $s = 1,5$ мм, выполненных из вулканизированной резины. Обратная сторона риблет смачивалась водой и плотно прижималась к поверхности крыла. Оценки показали, что толщина основания и слоя воды порядка 0,1 мм.

Специальной оптимизации размеров и формы риблет в настоящих экспериментах не делалось, однако они были выбраны исходя из следующих соображений. До сих пор в данной работе размеры риблет для сопоставления с результатами других работ давались в «вязких» (внутренних) единицах длины. Для ламинарных и переходных течений представляется более естественным нормирование на внешние переменные типа толщины вытеснения δ^* . Тогда высоты риблет, использованные в [15, 16, 20], составляют соответственно $h = 0,02 \div 0,5$; $0,6 \div 1,9$ и $1,25 \div 2,0$ от δ^* . Сравнение результатов этих работ позволяет предположить, что наиболее эффективно влияют на переход к турбулентности риблеты размером порядка толщины вытеснения пограничного слоя δ^* и даже больше. В настоящей работе риблеты тоже имели высоту в области проведения исследований порядка местной величины δ^* (см. п. 4).

Чувствительный элемент датчика термоанемометра постоянной температуры представлял собой вольфрамовую нить диаметром 5 мкм, расположенную параллельно поверхности модели. Длина нити $\approx 0,8$ мм, т. е. меньше характерных размеров отдельных ребер, что позволяло проследить их влияние на локальные характеристики течения в вихре.

Датчик термоанемометра тарировался в свободном потоке напротив трубки Пито — Прандтля при скоростях потока в диапазоне $2 \div 10$ м/с, чтобы погрешность в определении средней скорости была меньше 1 %.

В большинстве случаев расстояния по координатам X , Y , Z и частоты приведены в размерном виде, поскольку в рассматриваемом течении существует ряд различных характерных параметров (хорда крыла, размеры риблет, толщина пограничного слоя, поперечный размер вихря и т. п.) и на данном этапе исследований далеко не очевидно, что нормировка на какие-то из них предпочтительней.

3. Наблюдения влияния риблет на развитие бегущих возмущений в вихре.

На рис. 2 представлены результаты измерений интегральных по спектру интенсивностей пульсаций u' вдоль оси вихря в отсутствие акустического возбуждения течения без риблет и с риблетами (линии 1 и 2 соответственно). Пульсации представлены в процентах от скорости набегающего потока $U_\infty = 7,8$ м/с. Измерения проводились вблизи максимума

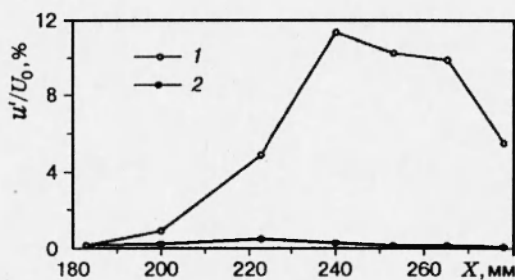


Рис. 4

интенсивности пульсаций в каждой плоскости YZ . На гладкой поверхности пульсации быстро нарастают, начиная с координаты $X \approx 200$ мм, и достигают к концу участка измерения амплитуд ≈ 13 % от местной скорости внешнего течения U_0 . В то же время над риблетами (линия 2) уровень возмущений меняется незначительно и достигает 0,8 %.

В результате интенсивности возмущений в рассматриваемых случаях в конце участка измерения отличаются более чем на порядок.

Изменения, происходящие над риблетами, демонстрируются на рис. 3 спектрами, полученными при $X = 278$ мм и координатах Y и Z , соответствующих рис. 2. По сравнению с невозмущенным спектром (линия 1) над риблетами (линия 2) происходит мощное затухание активности на различных частотах. Можно заключить, что при данных условиях течение из переходного, где происходит постепенное заполнение спектра уже на частотах f порядка нескольких килогерц, становится более стационарным или ламинарным с возмущениями, концентрирующимися в низких (до 700 Гц) частотах.

В [25] рассмотрен процесс перехода к турбулентности при искусственном возбуждении в потоке одной из частотных компонент естественного пакета волн, развивающегося в вихре. Для выяснения того, насколько эффективно влияние риблет в этом случае, была выбрана частота $f_0 = 420$ Гц, близкая к максимально усиливающейся в естественном пакете. Поведение среднеквадратичных интенсивностей возмущений в полосе частот 4 Гц вниз по потоку при возбуждении течения звуком частоты $f_0 = 420$ Гц показано на рис. 4. Измерения проводились вблизи максимума интенсивности возмущений, т. е. так же, как для данных, представленных на рис. 2. Рис. 4 демонстрирует более быстрый рост возбуждаемых возмущений и переход к турбулентности на гладкой поверхности (линия 1), фиксируемый по положению максимума пульсаций при координате $X = 240$ мм. В течении с риблетами (линия 2) пульсации не превышают 0,5 % от U_∞ и затухают, начиная от координаты $X \approx 220$ мм. В результате в описываемом случае риблеты снижают уровень пульсаций в десятки раз и приводят к ламинаризации течения в области, где в вихре на гладкой пластине наблюдается переход к турбулентности.

На рис. 5, а–в показаны спектры, снятые в вихре при $X = 183; 200$ и 223 мм без риблет (линия 1) и с ними (линия 2) при возбуждении течения звуком на частоте $f_0 = 420$ Гц по методике, аналогичной использованной для получения данных на рис. 2 и 4. Пакет волн с частотами $f \approx 1100 \div 1800$ Гц, видимый на рис. 5, а и изучавшийся в [26], значительно уменьшается при установке риблет, хотя интегральная интенсивность пульсаций меняется слабо (от 0,32 до 0,28 % от U_0). В следующем спектре (рис. 5, б) заметно уменьшение интенсивности колебаний в области низкочастотного пакета, при этом интегральная интенсивность колебаний в точке измерения уменьшается от 0,82 до 0,35 % от U_0 . В последнем спектре интенсивность колебаний уменьшается практически для всех частот, а

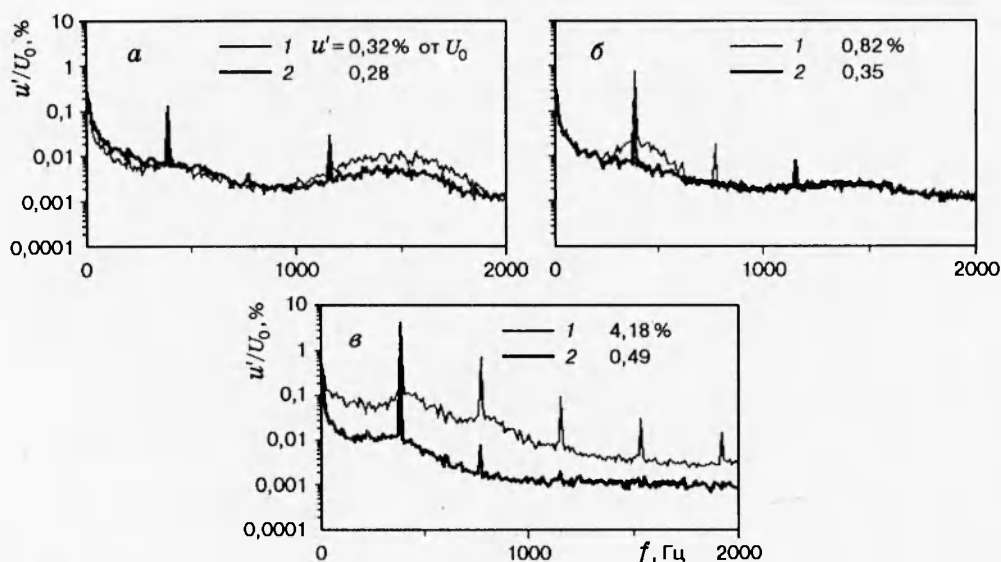


Рис. 5

интегрально интенсивность меняется от 4,18 до 0,49 %. Таким образом, данные риблеты в описываемом случае способны существенно замедлить переход к турбулентности. Причем их действие на вихрь накапливается, т. е. оно тем больше, чем ниже по потоку от начала оребренного участка производится наблюдение.

4. Некоторые механизмы влияния риблет на переход к турбулентности в вихре. *Влияние риблет на окружающий вихрь пограничный слой.* На рис. 6 показаны профили средней скорости, нормированные на местную скорость внешнего течения U_0 , в зависимости от нормальной координаты Y , нормированной на толщину вытеснения δ^* . Профили получены при $X = 278$ мм вне вихря в отсутствие и в присутствии риблет, причем профиль над риблетами сдвинут на $Y = 0,9$ мм так, чтобы точки, соответствующие нулевой скорости профилей, совпали. Положения нуля скорости обоих профилей получены линейной экстраполяцией экспериментальных данных вблизи поверхности. По этим профилям интегрированием по методу трапеций найдены некоторые характеристики пограничного слоя.

Толщина потери импульса ϑ над риблетами и гладкой поверхностью практически одинаковая: $\vartheta = (0,50 \pm 0,01)$ мм. Вместе с тем толщина вытеснения δ^* меняется от $(1,26 \pm 0,01)$ мм над гладкой поверхностью до $(1,33 \pm 0,01)$ мм над риблетами. Локальное число Рейнольдса при этом меняется от $Re_{\delta^*} = 655$ до $Re_{\delta^*} = 692$.

Таким образом, риблеты делают профиль средней скорости вне вихря менее наполненным, однако сопротивление обтекаемой поверхности, пропорциональное толщине потери импульса, остается практически неизменным. Менее наполненный профиль пограничного слоя в принципе может способствовать усилению волн Толлмина — Шлихтинга в рассматриваемом пограничном слое аналогично действию риблет на плоской пластине [17], однако дополнительных исследований этого эффекта здесь проведено не было.

Влияние амплитуд возмущений на средние характеристики вихря. В [25] показано, что по мере движения вниз по потоку в вихре происходит переход к турбулентности, сопровождающийся изменением распределения средней скорости в поперечном направлении. По мере увеличения начальной интенсивности возмущений можно добиться смещения точки перехода вверх по потоку, причем изменение в профилях тоже будет смещаться вверх.

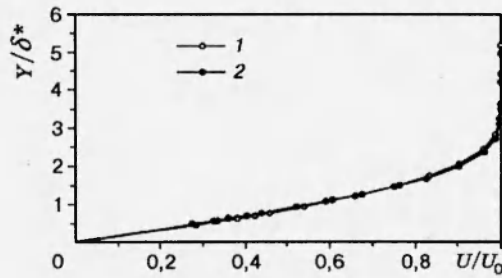


Рис. 6

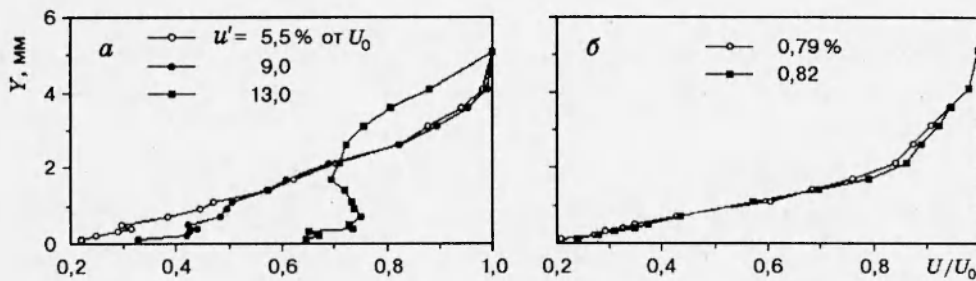


Рис. 7

Задача состояла в том, чтобы подобрать такой режим обтекания, при котором даже сильные (в несколько раз) изменения интегральных амплитуд пульсаций не приводили бы к искажению профилей средней скорости в конце области измерений ($X = 278$ мм). Возбуждение течения проводилось на частоте $f_0 = 420$ Гц при скорости набегающего потока $U_\infty = 7,8$ м/с, т. е. на частоте, близкой к максимально усиливающейся в данном случае. Следует заметить, что распределенное по частотам возбуждение колебаний, вероятно, давало бы качественно сходные результаты, поскольку при возбуждении дискретной частоты происходит нелинейное перераспределение энергии между различными частотными компонентами, сходное с тем, которое имеет место при переходе к турбулентности в других течениях (см. [28]).

Профили средней скорости, полученные без звука и при двух различных интенсивностях возбуждения, показаны на рис. 7 (*а* — над гладкой поверхностью, *б* — над риблетами). Эти профили сняты в вихре при $X = 278$ мм, где над гладкой поверхностью уже наблюдается сильная нелинейная активность волн. Координата Z соответствует сечению, в котором находится максимум амплитуд пульсаций в вихре ($Z = 15$ мм). Видно, что с ростом интенсивности интегральных колебаний в точке измерения от $u' = 5,5\%$ до $u' = 9,0\%$ от U_0 профиль средней скорости $U(Y)$ над гладкой поверхностью искажается сначала вблизи стенки, а при $u' = 13\%$ полностью перестраивается, превращаясь из наполненного в перегибный. В течении над риблетами таких изменений не наблюдается, при этом возбуждение звука уровня, приводящего к перестройке профиля в случае без риблет, вызывает лишь незначительное увеличение интенсивности возмущений в точке измерения от 0,79 до 0,82 % от U_0 . Некоторые отличия в профилях в случае с риблетами связаны, скорее, с неточностью установки датчика по координате Z в точке измерения, где велик градиент скорости по координате Z , а не с нелинейной активностью волн.

В данных условиях уровень естественных возмущений в вихре на гладкой поверхности $u' = 5,5\%$ от U_0 почти в 7 раз превосходит уровень над риблетами. Поэтому можно предполагать, что замеченное уменьшение интенсивности естественных колебаний над

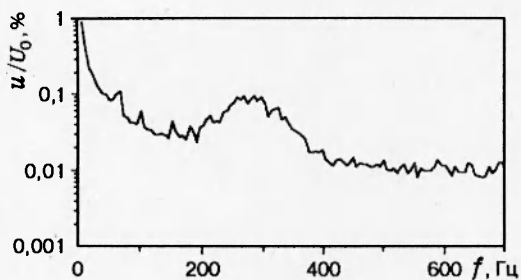


Рис. 8

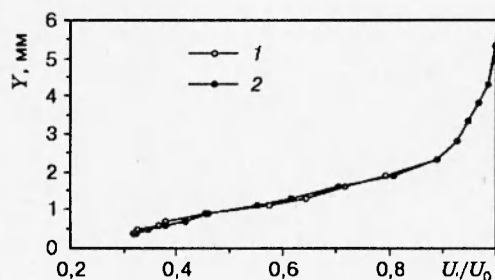


Рис. 9

риблетами способно изменить также распределение средней скорости в вихре, т. е. привести к восстановлению профилей средней скорости, искаженных нелинейной активностью возмущений.

По этой причине скорость набегающего потока была уменьшена до $U_\infty = 6,8$ м/с. Интенсивность вихря и скорость нарастания возмущений в нем тоже уменьшились. Спектр, снятый при $U_\infty = 6,8$ м/с, $X = 278$ мм над гладкой поверхностью в максимуме интегральных пульсаций, показан на рис. 8. Как и ожидалось (см. [25, рис. 9]), центральная частота пакета тоже стала меньше и близкой к 290 Гц. Тогда при $X = 278$ мм интегральная интенсивность возмущений на гладкой поверхности без звука не превышала 1,3 % от U_0 , а при возбуждении звука большой интенсивности на частоте $f = 290$ Гц составляла 2,4 % от U_0 . Профили средней скорости, соответствующие этим режимам, показаны на рис. 9 линиями 1, 2. В отличие от течения при скорости набегающего потока $U_\infty = 7,8$ м/с, здесь не наблюдается сильных изменений в профилях, поэтому дальнейшие измерения проводились при $U_\infty = 6,8$ м/с.

Влияние риблет на течение в вихре. Известно, что в некоторых случаях влияние риблет на течение в вихре может быть обусловлено особенностями их конструкции, не связанными напрямую с наличием ребер. Выступ поверхности способен создавать локальный градиент давления и микроотрыв пограничного слоя, которые могут сильно сказаться на дальнейшем развитии течения. В турбулентных потоках по этой причине часто проводят сравнение данных, полученных для риблет и для гладкой накладки (см., например, [4, 14]). В работах [18, 19] в ламинарном пограничном слое на плоской пластине также было обнаружено, что в условиях эксперимента выступ поверхности, создаваемый риблетами, меняет в его окрестности наполненность профилей средней скорости.

При подборе накладки возникает вопрос о выборе ее толщины, поскольку вытеснение, вызываемое риблетами, неоднородно по координате Z . Осредненную величину проникновения профиля средней скорости в бороздки между вершинами риблет принято называть глубиной проникновения. Теоретически показано [3], что для большинства типов риблет эта глубина не превышает примерно 25 % от расстояния между ребрами. В нашем случае это составляет $\approx 0,37$ мм. Тогда осредненную толщину риблет можно оценить как 0,83 мм (без основания, к которому крепились ребра, толщиной $\approx 0,1$ мм). Экспериментальные тесты, основанные на экстраполяции профилей средней скорости вблизи поверхности риблет вне вихря, также дали суммарную толщину порядка $(0,9 \pm 0,1)$ мм (см. выше обсуждение рис. 6). Тем не менее в дальнейшем использовалась более толстая гладкая накладка толщиной 1,2 мм.

На рис. 10 показаны распределения средней скорости в вихре по трансверсальной координате Z , снятые при $U/U_0 = 0,21$ (вне вихря) над гладкой поверхностью крыла, над

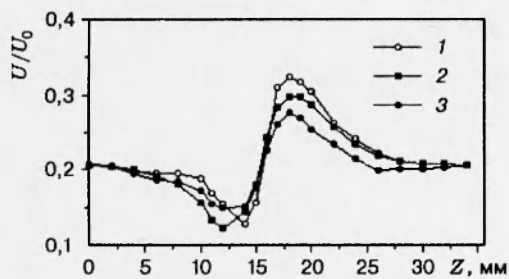


Рис. 10

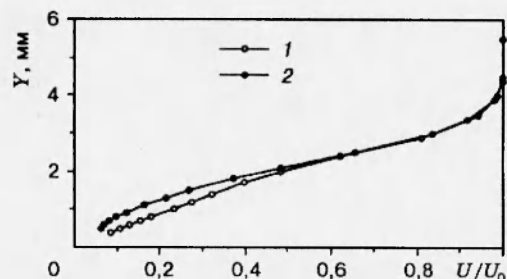


Рис. 11

подложкой и над риблетами (линии 1–3 соответственно). Видно, что если над гладкой поверхностью в данном сечении разница между максимальной и минимальной величинами средней скорости $\Delta U = 21\%$ от местной скорости внешнего течения U_0 , то над гладкой подложкой $\Delta U = 17\%$, а над риблетами $\Delta U = 13\%$.

Подобные измерения проводились при различных U/U_0 и дали качественно сходные результаты. Поскольку эффективная толщина подложки примерно в 1,25 раза больше, чем толщина риблет, изменение распределения скорости над риблетами можно объяснить действием выступа лишь отчасти. Оставшиеся отличия могут быть обусловлены тем, что граничные условия на гладком и риблетном выступах разные, что может приводить к различию в распределениях средних скоростей сразу за выступом. Кроме того, в п. 3 отмечалось, что риблеты влияют на вихрь по всей его длине, приводя к плавному по X изменению в амплитудах пульсаций. Можно предположить, что такое распределенное воздействие риблет будет приводить и к плавному изменению профилей средней скорости вниз по потоку. Следующий тест подтверждает, что в рассматриваемом случае имели место оба эффекта.

Из рис. 10 видно, что наибольшему изменению подвергается течение вблизи минимума и максимума в распределении средней скорости по Z . На рис. 11, 12 (для $X = 190$ и 278 мм соответственно) показаны профили скорости, снятые над гладкой поверхностью и риблетами (линии 1 и 2) вблизи минимума распределений ($Z = 12,5$ мм), где происходит вынос низкоскоростной среды во внешнюю часть пограничного слоя. Другими словами, эти профили получены при $X = 190$ мм вблизи начала оребренного участка, где может сказываться действие выступа, и далеко от выступа ниже по потоку, в сечении при $X = 278$ мм, соответствующем предыдущим измерениям. Из графиков видно, что при $X = 190$ мм основные изменения в профилях происходят вблизи поверхности и, вероятно, связаны с образованием области релаксации за выступом. При $X = 278$ мм в большей степени меняется удаленная от поверхности часть профиля, что может быть обусловлено изменением в обмене импульсами между слоями жидкости под действием риблет.

Во всех предыдущих измерениях риблеты устанавливались единообразно, чтобы положения их сегментов совпадали. Результаты последовательных измерений распределений $U(Z)/U_0$ при смещении риблет по Z на половину периода сегмента показаны на рис. 13. Измерения проводились при движении датчика на высоте $Y = (1,3 \pm 0,1)$ мм от эффективного начала риблет или на высоте примерно $0,9$ мм от вершин ребер. Уже на этом расстоянии от поверхности смещение риблет не вызывает искажения в распределении средней скорости $U(Z)$, превышающего 1% , что сравнимо с погрешностью измерений. Можно заключить, что на большую часть профиля, отстоящую от стенки, риблеты оказывают интегральное воздействие, не зависящее от конкретного расположения ребер относительно тех или

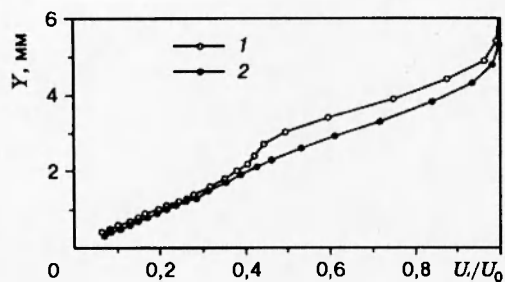


Рис. 12

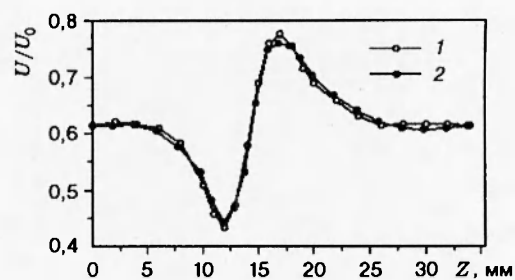


Рис. 13

иных особенностей вихря. Это согласуется с результатами теоретического анализа [3], где также было обнаружено, что на расстояниях от вершин ребер порядка расстояния между сегментами течение становится практически однородным.

5. Выводы и обсуждение результатов. В работе показано, что риблеты, расположенные на скользящем крыле, могут значительно продлить ламинарный режим, подавляя развитие неустойчивых волновых пакетов, возникающих при «естественном» переходе к турбулентности в одиночном стационарном вихре, а также развитие искусственно возбуждаемых колебаний в нем. Течение над риблетами подвергается комплексному воздействию различных факторов, привносимых риблетами. Тем не менее путем экспериментального моделирования удалось показать принципиальную роль продольных бороздок в подавлении интенсивности вихревого движения. Вне вихря в ламинарном пограничном слое риблеты искажают профиль средней скорости так, что сопротивление трения поверхности остается практически неизменным, но тем самым может способствовать дестабилизации волн Толлмина — Шлихтинга. Уменьшение усиления возмущений в вихре лишь частично объяснимо изменением условий, окружающих вихрь; в большей степени это затухание является следствием изменения самого вихря над риблетами.

Дальнейшее продвижение в понимании механизмов влияния риблет может быть связано с варьированием их характеристик и более полной документацией структуры получаемого вихря (особенно в пристенной области) измерением других компонент скорости в нем, а также моделированием возникновения вихрей от неровностей других форм и размеров. Далеко не очевидно влияние риблет на периодическую систему вихрей такого рода, причем эксперименты [19, 20] показывают, что в определенных случаях это влияние может быть весьма большим.

До сих пор слабо исследовано влияние градиентов давления на течения над риблетами. В данных экспериментах выступ поверхности, возникающий в начале ребренного участка, создает локальный градиент давления и определенно сказывается на дальнейшем развитии вихря. К тому же выводу относительно влияния риблет на переход на плоской пластине приводит анализ результатов экспериментов работы [16], где отмечено, что в зависимости от распределения давления вблизи передней кромки пластины действие риблет может быть как положительным, так и отрицательным. То, что отрыв потока может быть существенным фактором, влияющим на действие риблет в турбулентных течениях, отмечается и в [5].

Относительно распределенного градиента давления в [5] указывается, что вплоть до параметров Фокнера — Скэн $\beta \approx 0,2$ изменения в действии риблет в турбулентном пограничном слое на плоской пластине незначительны и уменьшают сопротивление трения, по крайней мере, до $\beta = 0,5$. При изучении действия риблет на теле вращения, расположен-

ном под углом атаки, в [4] также получено, что в области перехода риблеты уменьшают сопротивление трения до углов атаки не менее $\alpha = 7^\circ$. В данных экспериментах влияние распределенного градиента давления на течение в вихре над риблетами не рассматривалось и требует своего изучения.

Авторы благодарят Г. Р. Грека за техническое содействие в проведении исследований.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-13-17359).

ЛИТЕРАТУРА

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969.
2. Walsh M. J. Riblets as a viscous drag reduction techniques // AIAA J. 1983. V. 21, N 4. P. 485-486.
3. Bechert D. W., Bartenwerfer M. The viscous flows on surfaces with longitudinal ribs // J. Fluid Mech. 1989. V. 206. P. 105-129.
4. Neumann D., Dinkelacker A. Drag mechanisms on V-grooved surfaces on a body of revolution in axial flow // App. Sci. Res. 1991. V. 48. P. 101-114.
5. Savill A. M. Drag reduction by passive devices — a review of some recent developments // Structure of Turbulence and Drag Reduction / Ed. A. Gyr. Berlin: Springer, 1991. P. 429-465.
6. Choi K.-S. Drag reduction mechanisms and near-wall turbulence structure with riblets // Ibid. P. 553-560.
7. Smith C. R., Walker J. D. A., Haidari A. H., Taylor B. K. Hairpin vortices in turbulent boundary layers: the implications for reducing surface drag // Ibid. P. 51-58.
8. Robinson S. K. A review of vortex structures and associated coherent motions in turbulent boundary layers // Ibid. P. 23-50.
9. Kurosaka M., Sundaram P. Illustrative of streaklines in unsteady vortices: interpretational differences revised // Phys. Fluids. 1986. V. 29, N 10. P. 3474-3477.
10. Dinkelacker A., Nitsche-Kowsky P., Reif W.-E. On the possibility of drag reduction with the help of longitudinal ridges in the walls // Turbulent Management and Relaminarization / Eds H. W. Liepmann, R. Narasimha. Berlin: Springer, 1988. P. 109-120.
11. Chu D. C., Henderson R., Karniadakis G. E. Parallel spectral-element-Fourier simulation of turbulent flow over riblet-mounted surfaces // Theor. Comput. Fluid Dynam. 1992. V. 3, N 4. P. 219-229.
12. Chu D. C., Karniadakis G. E. Direct numerical simulation of flow over riblets // J. Fluid Mech. 1993. V. 250. P. 1-42.
13. Luchini P. Effects of riblets on the growth of laminar and turbulent boundary layers // 7th Eur. Drag Reduction Meeting, Sept. 24-25, 1992. Berlin, Germany: Submitted Abstrs.
14. Schneider M., Dinkelacker A. Drag reduction by means of surface riblets on an inclined body of revolution // 7th Eur. Drag Reduction Working Meeting, Sept. 24-25, 1992. Berlin, Germany: Submitted Abstrs.
15. Белов И. А., Енютин Г. В., Литвинов В. Н. Влияние продольного и поперечного оребрения плоской пластины на ламинарно-турбулентный переход // Уч. зап. ЦАГИ. 1990. Т. 21, № 6. С. 107-111.
16. Kozlov V. E., Kuznetsov V. R., Mineev B. I., Secundov A. N. The influence of free stream turbulence and surface ribbing on the characteristics of a transitional boundary layer // Near Wall Turbulence: Zoran Zaric Memorial Conf., Hemisphere Publ. Corp., 1990.

17. Грек Г. Р., Козлов В. В., Титаренко С. В. Исследование влияния оребрения поверхности (риблет) на процесс развития двумерных возмущений (волн Толлмина — Шлихтинга) в ламинарном пограничном слое // Сиб. физ.-техн. журн. 1993. Вып. 6. С. 26–30.
18. Luchini P. Effects of riblets upon transition // 8th Eur. Drag Reduction Meeting, Sept. 23–24, 1993. Lausanne, Switzerland: Submitted Abstrs.
19. Грек Г. Р., Козлов В. В., Титаренко С. В. Исследование влияния оребрения поверхности на процесс развития уединенного волнового пакета (Λ -вихря) в ламинарном пограничном слое // Сиб. физ.-техн. журн. 1993. Вып. 2. С. 29–36.
20. Грек Г. Р., Козлов В. В., Титаренко С. В. Исследование развития Λ -вихря, генерируемого вдув-отсосом в ламинарном пограничном слое на плоской пластине, и влияния риблет на него // Сиб. физ.-техн. журн. 1993. Вып. 6. С. 31–45.
21. Westin K. J. A., Boiko A. V., Klingmann B. G. B., et al. Experiments in a boundary layer subjected to free stream turbulence. Pt I. Boundary layer structure and receptivity // J. Fluid Mech. 1994. V. 281. P. 193–218.
22. Boiko A. V., Westin K. J. A., Klingmann B. G. B., et al. Experiments in a boundary layer subjected to free stream turbulence. Pt II. The role of TS-waves in the transition process // J. Fluid Mech. 1994. V. 281. P. 219–245.
23. Bechert D. W., Bartenwerfer M. Turbulent drag reduction by nonplanar surfaces — a survey on some recent research at TU/DLR Berlin // Structure of Turbulence and Drag Reduction / Ed. A. Gyr. Berlin: Springer, 1991. P. 525–543.
24. Kohama Y. Some expectation on the mechanism of cross-flow instability in a swept-wing flow // Acta Mech. 1987. V. 66. P. 21–38.
25. Бойко А. В., Козлов В. В., Сызранцев В. В., Щербаков В. А. Экспериментальное исследование процесса перехода к турбулентности на одиночном стационарном возмущении в пограничном слое скользящего крыла // ПМТФ. 1995. Т. 36, № 1. С. 72–84.
26. Бойко А. В., Козлов В. В., Сызранцев В. В., Щербаков В. А. Экспериментальное исследование высокочастотных вторичных возмущений в пограничном слое скользящего крыла // ПМТФ. 1995. Т. 36, № 3. С. 74–83.
27. Занин Б. Ю., Лушин Н. В. Сравнительные исследования обтекания профиля крыла в двух аэродинамических трубах // Сиб. физ.-техн. журн. 1991. Вып. 2.
28. Kachanov Yu. S. Physical mechanisms of laminar-boundary-layer transition // Ann. Rev. Fluid Mech. 1994. V. 26. P. 411–482.

Поступила в редакцию 9/II 1995 г.
