

УДК 532.526.4 + 532.5.013

## **ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ НА ТЕЛЕ ВРАЩЕНИЯ ПРИ ПЕРИОДИЧЕСКОМ ВДУВЕ/ОТСОСЕ**

**В.И. КОРНИЛОВ**

*Институт теоретической и прикладной механики  
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

Экспериментально исследовано влияние периодического вдува/отсоса на характеристики турбулентного пограничного слоя, формирующегося на осесимметричном теле вращения при номинально безградиентном его обтекании несжимаемым потоком. Число Рейнольдса, вычисленное по толщине потери импульса в месте расположения кольцевой щели, через которую осуществлялся вдув/отсос, составляло 1176. Безразмерная ширина щели в единицах закона стенки равнялась 68. Показано, что способ управления погранслоем течением при помощи вдува/отсоса является достаточно эффективным средством воздействия на структуру пристенной турбулентности и обеспечивает выигрыш в сопротивлении трения в сравнении с аналогичной величиной для исходной конфигурации, максимальная величина которого достигает 25–30 %.

Дальнейшее продвижение в понимании структуры пристенных турбулентных течений и механизмов, ответственных за формирование подобной структуры [1], стимулирует исследования, направленные на изучение возможности снижения сопротивления движущегося объекта и в особенности составляющей поверхностного трения. Одним из эффективных путей снижения поверхностного трения является управление энергосодержащими вихрями, формирующимися в пристенной области пограничного слоя. Среди них вдув/отсос через стенку, обеспечивающий нулевой массовый расход газа, привлекает в последнее время особое внимание исследователей. Пока еще немногочисленные литературные данные свидетельствуют о том, что в зависимости от параметров вынуждающего воздействия и геометрии обтекаемой конфигурации этот тип управления может привести к уменьшению локального трения, более эффективному управлению отрывом и даже к возрастанию несущих свойств такой конфигурации.

Управление турбулентным пограничным слоем путем локального вдува и отсоса показало [2], что равномерный вдув через плоскую стенку может уменьшить трение и увеличить интенсивность турбулентности, в то время как равномерный отсос вызывает практически в точности противоположный эффект. Авторы работы [3] обнаружили, что малое локальное периодическое воздействие через трансверсальную щель на плоской пластине уменьшает трение, причем эффективность управления возрастает с частотой воздействия. Важно, что интенсивность турбулентности лишь слабо выше, чем для невозмущенного пограничного слоя, за исключением области течения непосредственно позади щели. В этой работе продемонстрирован, по-видимому, наиболее удачный пример применения периодического воздействия, поскольку в отличие, например от исследований [4], авторам

удалось обеспечить нулевой массовый расход через щель. Не случайно и эффект, достигнутый ими, заметно отличается в большую сторону. Тем не менее, в [4] показано, что стационарный и нестационарный вдувы являются эффективными для целей уменьшения локального трения. Позднее в работе [5] было подтверждено, что максимальное снижение турбулентного трения можно достичь при наибольшей из исследованных вынужденной частоте ( $f^+ = 0,088$ ) и обратном угле наклона щели, равном  $-120^\circ$ . Управление периодическим вдувом/отсосом через трансверсальную щель, прорезанную в стенке плоской пластины, помещенную в водяной канал, было выполнено также в [6]. Отмечено устойчивое снижение сопротивления трения (порядка 18 %), которое оценивалось по градиенту скорости вблизи стенки. В то же время обнаружено столь же устойчивое возрастание интенсивности турбулентности во всей области измерений позади щели.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию эффективности использования в турбулентном сдвиговом потоке локального периодического воздействия в виде вдува/отсоса варьируемых частоты и амплитуды. В цитируемых выше работах анализировались результаты воздействия периодического вдува/отсоса в турбулентном пограничном слое, формирующемся вдоль плоской поверхности. Как отмечалось выше, в некоторых случаях [3, 4] продемонстрирована весьма высокая результативность такого способа управления течением. Однако, насколько известно автору, подобные исследования на телах фюзеляжеобразной формы не проводились. Между тем именно такие конфигурации представляют наибольший практический интерес, поскольку в отличие, например, от крыловых поверхностей, где формируется достаточно обширная область ламинарного течения и где существует широкий спектр методов управления, на указанных телах пограничный слой нередко почти с самого начала находится в турбулентном состоянии, и способы воздействия на такое течение носят ограниченный характер. При этом нет никакой уверенности в том, что полученные на плоской поверхности результаты можно механически переносить на случай обтекания тела вращения. Таким образом, необходимость проведения подобных исследований очевидна.

## 1. УСЛОВИЯ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Опыты проводились в дозвуковой аэродинамической трубе Т-324 ИТПМ СО РАН при скорости невозмущенного потока в контрольном сечении  $U_\infty = 10$  м/с. Число Рейнольдса  $Re^{**}$ , вычисленное по толщине потери импульса в сечении расположения кольцевой щели, составляло 1176.

Исследования выполнялись на модели тела вращения  $I$  (рис. 1) длиной  $L$  2555 мм, установленной в рабочей части трубы с помощью хвостовой державки на пилоне 2. Модель состоит из головной части, представляющей собой эллипсоид вращения с большой полуосью, равной 300 мм, цилиндрического участка диаметром 100 мм длиной 1915 мм и хвостовой части, координаты которой описываются соотношением [7]:

$$\frac{r}{r_{\text{цил}}} = \left[ \frac{x}{l_{\text{хв}}} \left( 2 - \frac{x}{l_{\text{хв}}} \right) \right]^{0,9},$$

где  $r/r_{\text{цил}}$  — текущий радиус хвостовой части, обезразмеренный по радиусу цилиндрического участка,  $l_{\text{хв}}$  — ее длина,  $x_{\text{хв}}$  — расстояние от вершины.

С целью обеспечения развитого турбулентного течения на большей части модели пограничный слой был искусственно турбулизован путем установки в месте сопряжения головной части и цилиндрического участка кольца 3 из проволоки диаметром 1,6 мм, позади которого наклеена полоса наждачной бумаги 4 длиной

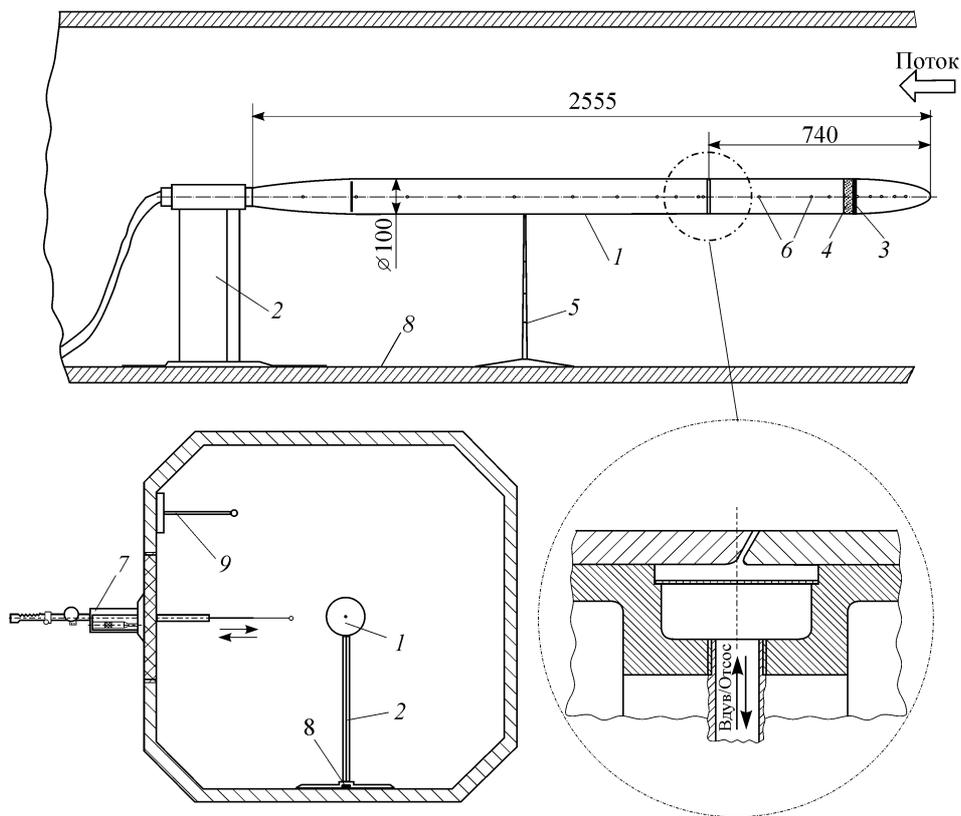


Рис. 1. Модель тела вращения с кольцевой щелью и координатное устройство.

25 мм. Для исключения прогиба и достижения необходимой жесткости модель имеет дополнительную хорошо обтекаемую опору 5. Вдоль одной из образующей тела вращения выполнено 20 дренажных отверстий 6 диаметром 0,4 мм.

Локальный вдув/отсос осуществлялся через наклонную кольцевую щель, которая располагалась на расстоянии 740 мм вниз по потоку от носика тела вращения. Хотя конструкция модели позволяла регулировать ширину щели, на данном этапе эксперименты выполнялись при постоянном ее значении, равном 1,6 мм. Угол наклона щели выбран  $-120^\circ$ , что в соответствии с данными [5], полученными на плоской пластине, обеспечивает наибольший эффект снижения поверхностного трения. Ширина щели в единицах закона стенки  $s^+ = sv/v_*$  составляла 68 и выбрана приблизительно равной характерному размеру основных энергосодержащих вихрей. Особое внимание уделялось проблеме обеспечения равномерной подачи масс газа в окружном направлении тела вращения. С этой целью непосредственно под щелью располагалась единая кольцевая камера, отделенная от щели решеткой, с системой дросселирующих отверстий диаметром 0,5 мм. Импульсная подача воздуха в камеру и затем в щель и обратно осуществлялась от динамического громкоговорителя мощностью 25 Вт, вынесенного за пределы рабочей части трубы. Выход громкоговорителя, представляющий собой осесимметричный конфузор, связан при помощи гладкого армированного шланга (внутренний диаметр 28 мм) с кольцеобразным каналом плавной геометрии, обеспечивающим доступ к восьми радиальным отверстиям диаметром 8 мм, расположенным под углом  $45^\circ$  друг к другу, и от них к камере. Управление динамическим громкоговорителем производилось при помощи усилителя мощности У7-1 и генератора звуковых колебаний

ГЗ–33 с синусоидальным выходом контролируемых частоты и амплитуды. Вынужденная частота сначала задавалась с помощью генератора, а затем контролировалась на выходе из щели. Амплитуда вынужденного сигнала также определялась на выходе из щели при помощи одностороннего датчика термоанемометра в условиях отсутствия потока в рабочей части трубы. Датчик был предварительно откалиброван во внешнем потоке с целью получения его скоростной и угловой характеристик. При этом диапазон скоростей потока существенно перекрывал скорости, реализующиеся непосредственно в эксперименте. Полученные данные показывают, что в пределах примерно 5%-ой ошибки используемый датчик нечувствителен к углам скоса потока, достигающим  $40^\circ$ .

При отсутствии потока выполнены подробные измерения скорости вынужденной струи по ширине щели на расстоянии около 0,5 мм от стенки. Обнаружена несимметрия течения по ширине щели, составляющая около 15 %, что свидетельствует о том, что вдув/отсос осуществлялся не вполне оптимальным способом. В точке максимума измеренная поперечная скорость  $v$ , обусловленная локальным импульсным воздействием, обнаруживает форму, близкую к типично синусоидальной  $v_f(t) = (v_f)_{\max} \sin(2\pi ft)$  (рис. 2), где  $t$  — время, а  $T$  — период колебаний. Однако, в отличие от [3], в настоящих экспериментах не удалось обеспечить строгую симметрию между фазой вдува и фазой отсоса через щель. Поэтому вызывает некоторое сомнение, что периодический вдув/отсос обеспечивает в данном случае нулевой массовый расход через щель. Одна из вероятных причин состоит в особенностях геометрии щели, которая со стороны камеры выполнена с плавными входами, тогда как со стороны внешнего потока такая форма, естественно, недопустима. Как следствие, это привело к различию динамических потерь на внешней и внутренней сторонах стенки модели и, соответственно, к асимметрии сигнала на фазе вдува и фазе отсоса.

Амплитуда вынужденного сигнала

$$A_0 = (v_f)_{\max} / U_\infty$$

менялась и составляла  $A_0 = 0,2, 0,3, 0,4$ . Выборочные измерения выполнены также при  $A_0 = 0,5$ . Степень неравномерности амплитуды вынужденного сигнала в окружном направлении проверялась лишь при двух значениях угла  $\varphi$  ( $0^\circ$  и  $180^\circ$ ). В пределах погрешности измерений эту величину можно считать постоянной.

Частота вынужденного сигнала в единицах закона стенки

$$f^+ = fv/v_*^2$$

устанавливалась равной  $f^+ = 0,0048, 0,0074, 0,0096, 0,0122$ .

Основные параметры исходного пограничного слоя в сечении расположения кольцевой щели, толщина  $\delta_0$  которого, определенная из условия  $U/U_\infty = 0,99$  и равная 12,9 мм, приведены в таблице. Здесь  $H = \delta^*/\delta^{**}$  — формпараметр пограничного слоя, где  $\delta^*$  и  $\delta^{**}$  — толщины вытеснения и потери импульса

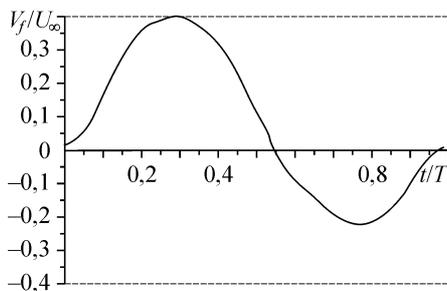


Рис. 2. Измеренная скорость периодического движения на расстоянии  $y = 0,5$  мм от щели при  $f^+ = 0,0048$ ,  $A_0 = 0,4$  и отсутствии внешнего потока.

Основные параметры исходного пограничного слоя в сечении расположения кольцевой щели

$\delta^*$ , мм	$\delta^{**}$ , мм	$H$	$v_*$	$Re^{**}$
2,361	1,773	1,332	0,466	1176

$$\delta^* = \int_0^{\delta} (1 - U/U_e)(1 + (y/R)) dy, \quad \delta^{**} = \int_0^{\delta} (U/U_e)(1 - U/U_e)(1 + (y/R)) dy,$$

а  $v_* = \sqrt{\tau_w / \rho} = U_e \sqrt{C_f / 2}$  — динамическая скорость, в которой  $\tau_w$  — касательное напряжение,  $\rho$  — плотность воздуха и  $U_e$  — скорость на внешней границе пограничного слоя.

Для выполнения измерений в пограничном слое использовался координатник 7 (см. рис. 1) с тремя степенями свободы, установленный на боковой стенке рабочей части трубы с ее внешней стороны. Поскольку ход координатника в направлении оси  $x$  был ограничен, в конструкции модели предусмотрена возможность ее перемещения по длине рабочей части трубы с помощью специальной направляющей 8.

Скоростной напор набегающего потока  $q_\infty$  контролировался по перепаду между полным  $P_0$  и статическим  $P_\infty$  давлениями, измеряемому с помощью трубки Пито – Прандтля 9, установленной в невозмущенном потоке, и регистрируемому наклонным спиртовым микроанометром системы DISA, а также дублировался путем измерения перепада ( $P_{0ф} - P_{рч}$ ), где  $P_{0ф}$  и  $P_{рч}$  — давление торможения в форкамере трубы и статическое давление в рабочей части соответственно.

Средняя скорость  $U$  и продольная компонента пульсаций скорости  $\sqrt{u'^2}$  в исследуемой точке поля сдвигового потока измерялись с помощью комплекта термоанемометрической аппаратуры фирмы DANTEC. Блок-схема измерений включала термоанометр 55M01, к выходу которого подключен линейризатор 55D10. Сбор измеряемой информации осуществлялся следующим образом. Сигнал с выхода линейризатора подавался на многоканальный высокочастотный 14-разрядный внешний модуль E-440 фирмы L-CARD, предназначенный для преобразования входных аналоговых сигналов в цифровую форму, и с его выхода через USB порт передавался в персональный компьютер. В каждой измеряемой точке пограничного слоя в компьютер вводилось 120000 отсчетов. Время сбора информации составляло 3 с. Постоянная составляющая линейризованного сигнала, соответствующая средней скорости течения, параллельно измерялась вольтметром постоянного тока 55D31. Визуальный контроль за характером пульсационного сигнала производился с помощью осциллографа C1-73. В качестве первичного преобразователя использовался миниатюрный датчик с чувствительным элементом в виде вольфрамовой нити диаметром 5 мкм и длиной 1,2 мм.

Для определения местных значений коэффициента поверхностного трения  $C_f$  в исходном течении применялся метод Престона [8] и фиксированный датчик термоанометра (Wall-Fixed Hot-Wire), а при наличии вдува/отсоса — вычислительный метод Престона (Computational Preston method) [9]. В первом случае  $C_f$  определялся при помощи трубок Престона с внешним диаметром 1,602 мм и 1,06 мм. Этот метод очень хорошо известен и широко применяется в литературе. Напомним лишь, что в этом случае связь между измеряемым трубкой Престона безразмерным динамическим давлением  $(P_0 - P_w)d^2/4\rho v^2$  и касательным напряжением

$\tau_w d^2 / 4\rho\nu^2$  обычно представляется одной или несколькими эмпирическими функциями. В настоящей работе использовалась калибровочная зависимость, предложенная Пейтелем [10].

Что касается второго метода, то он менее известен, поэтому дадим краткую его характеристику. Заменяя формально характерный линейный масштаб  $d/2$  в калибровочной зависимости, справедливой для трубки Престона, на величину  $h$ , характеризующую расстояние датчика термоанемометра от стенки, можно получить аналогичную связь для указанного датчика в виде

$$\tau_h^+ = f(U_h^+),$$

где  $\tau_h^+ = \tau_w h^2 / \rho\nu^2$  и  $U_h^+ = 0,5(U_h h/\nu)^2$ , при этом  $U_h$  — средняя скорость потока на высоте  $h$ . В таких координатах на рис. 3 представлена заимствованная из [9] калибровочная зависимость  $\tau_h^+ = f(U_h^+)$  (линия), полученная авторами в широком диапазоне значений  $h$  и скоростей потока. Вся область значений  $U_h^+$  описывается четырьмя полиномиальными и экспоненциальными уравнениями, которые плавно сшиваются на границах соответствующего диапазона ( $U_h^+ = 10^2, 10^4, 10^6$ ). Здесь для сравнения приведены также данные настоящей работы (символы), полученные на основе калибровки используемого датчика термоанемометра с помощью плавающего элемента, позволяющего прямо взвешивать силу трения, приложенную к элементу поверхности диаметром 12 мм. В целом имеет место удовлетворительное совпадение двух групп экспериментальных данных. Лишь в области низких значений  $U_h^+$  обнаружено некоторое разногласие, что послужило основанием для последующего использования калибровочной кривой, полученной на основе сравнения с данными плавающего элемента. Как отмечается в [9], достоинство такого подхода состоит в том, что, в отличие от метода Престона, он менее чувствителен к отклонению от закона стенки, поскольку дает возможность проводить успешные измерения скорости потока ближе к поверхности.

Напомним теперь кратко сущность вычислительного метода Престона. Известно, что обычный метод Престона ограничен областью существования закона стенки в равновесном (по Клаузеру) турбулентном пограничном слое, где профиль скорости заранее известен. В этом случае касательное напряжение может быть легко определено, если имеется измеренная величина скорости в одной точке вблизи поверхности. Вычислительный метод Престона, предложенный в [9], основан на использовании профиля скорости (в общем случае неравновесного)

$$U^+ = u/v_* = \int_0^{y^+} \frac{2(1 + K_3 y^+) dy^+}{1 + \{1 + 4(K_1 y^+)^2 (1 + K_3 y^+) [1 - \exp(-y^+ \sqrt{1 + K_3 y^+ / K_2})]^2\}^{0.5}} \quad (1)$$

со свободными параметрами  $K_1, K_2, K_3$ . (В стандартных условиях  $K_1$  формально соответствует константе Кармана, равной 0,4,  $K_2$  — демпфирующему множителю ван Дриста, равному 26,  $K_3$  — безразмерному

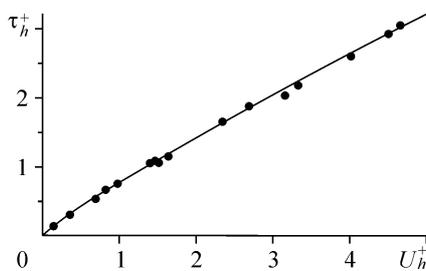


Рис. 3. Калибровочная зависимость датчика термоанемометра.

Линия — зависимость [9], представленная полиномиальными и экспоненциальными уравнениями, символ — эксперимент, настоящая работа.

градиенту давления, и тогда уравнение (1) принимает вид, который применяется для обычного метода Престона.) В вычислительном методе средняя скорость зависит не только от координаты  $y^+ = yv_*/\nu$ , но и от параметров, которые в общем случае неизвестны. Причем  $K_1$  принимается как главный итерационный параметр, в то время как  $K_2$  обычно берется равным 26, а  $K_3$  в условиях безградиентного течения считается равным нулю. Важно подчеркнуть, что касательное напряжение и неизвестные параметры могут быть численно найдены лишь в том случае, если безразмерный динамический напор  $(P_0 - P_w)d^2/4\rho\nu^2$  измерен не менее чем двумя трубками Престона различного диаметра  $d$ .

Стоит, однако, заметить, что при использовании этого метода необходимо регистрировать безразмерный перепад давления  $(P_0 - P)_{\text{эф}}d^2/4\rho\nu^2$  на эффективной высоте  $y_{\text{эф}}$  расположения приемного отверстия трубки Престона (см. штриховые линии на рис. 7). Здесь  $y_{\text{эф}} = Kd/2$ , где  $K$  — эмпирический коэффициент, учитывающий истинное гидродинамическое положение трубки Престона, которое соответствует измеренному полному напору. В соответствии с данными [11] величина  $K$  хотя и меняется, но в широком диапазоне значений  $y^+$  может быть принятой равной 1,3. Таким образом процедура определения касательного напряжения на основе вычислительного метода Престона кратко сводится к следующему:

1. Измеряется перепад давления  $(P_0 - P)_{\text{эф}}$  с помощью не менее, чем двух трубок Престона различного диаметра и на основе этих измерений определяется средняя скорость на эффективной высоте  $y_{\text{эф}}$  расположения каждой трубки;

2. Задавая начальные значения  $K_1 = 0,4$ ,  $K_2 = 26$  и  $K_3 = 0$  в уравнении (1) и варьируя величину  $v_*$ , находится такое значение средней скорости (при  $y = y_{\text{эф}}$ ), чтобы разница между вычисленным значением и измеренным была достаточно мала. Если это условие не выполняется, проводится дальнейшая итерация. Этот пункт процедуры по существу такой же, как и в классическом методе Престона;

3. Методом проб и ошибок сравниваются друг с другом значения динамической скорости  $v_*$ , полученные для различных трубок Престона. Если разница между ними превышает допустимые пределы, регулируется значение итерационного параметра  $K_1$ . Причем для каждого заданного значения  $K_1$  осуществляется вариация величины  $v_*$  так, чтобы искомая разница уменьшалась по мере увеличения количества итерационных шагов. Итерация выполняется до тех пор, пока не будет получено сходящееся значение динамической скорости для каждой используемой трубки Престона.

В заключение отметим, что случайная погрешность основных измеряемых величин (расстояний от стенки  $y$  и вниз по потоку  $x$ , коэффициента давления  $C_p$ , скоростного напора  $q_\infty$ , средней скорости  $U_\infty$  и  $U$ , касательного напряжения  $\tau_w$ , пульсаций скорости  $\sqrt{u'^2}$ ) составляет:  $y$  — 0,005 мм,  $x$  — 0,2 мм,  $C_p$  —  $\pm 1,0$  %,  $q_\infty$  —  $\pm 0,25$  %,  $U_\infty$  —  $\pm 0,5$  %,  $\tau_w$  — 5 %,  $U$  —  $\pm 0,5$  %,  $\sqrt{u'^2}$  —  $\pm 2$  %.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для повышения точности измерений и получения достоверной информации об эффективности используемого способа управления величиной трения все исследования как на исходной конфигурации, так и при наличии периодического вдува/отсоса выполнены в единой серии опытов. В соответствии с этим сначала проводились эксперименты при отсутствии вынужденного воздействия, а затем, не меняя положения модели, — с вариацией амплитуды  $A$  и частоты  $f$  вдува/отсоса.

Чтобы сузить круг поиска приемлемых значений  $A$  и  $f$ , были выполнены предварительные эксперименты, смысл которых состоял в изучении эффективности данного способа управления в отдельных точках поля течения.

### 2.1. Исходное течение

Целью начальной стадии экспериментов был анализ состояния пограничного слоя на исходной конфигурации, т. е. при отсутствии локального вдува/отсоса. Как показали результаты измерений, начиная с расстояния  $\bar{x} = x/L \geq 0,3$ , реализуется участок стабилизации течения, на котором статическое давление в пределах погрешности эксперимента можно считать почти постоянным. Это означает, что на большей части поверхности достигнут номинально безградиентный характер течения, который поддерживался таковым во всей серии опытов.

Для понимания характера исходного течения выполнены достаточно подробные измерения профилей средней скорости в пограничном слое и среднеквадратичных значений ее продольных пульсаций в полосе частот от 1 до  $50 \cdot 10^3$  Гц, а также поверхностного трения в среднем в пятнадцати поперечных сечениях по длине модели. При этом соотношение между толщиной формирующегося на теле вращения пограничного слоя и радиусом поперечного сечения тела менялось в пределах  $0,26 \div 0,31$ , т. е. было таким, что свойства исследуемого сдвигового течения не могли анализироваться в рамках подходов, справедливых для плоского пограничного слоя. Поэтому такой анализ выполнялся с учетом влияния поперечной кривизны [12]. Он показывает, что характеристики исходного сдвигового потока не противоречат физическим представлениям о свойствах турбулентного пограничного слоя, формирующегося на теле с поперечной кривизной при номинально безградиентном его обтекании.

В качестве примера на рис. 4 в полулогарифмических координатах представлены экспериментальные профили скорости в пограничном слое тела вращения на различном безразмерном расстоянии  $\Delta x/\delta^*$  от задней кромки кольцевой щели в переменных закона стенки  $U^+ = f(\lg \eta^+)$

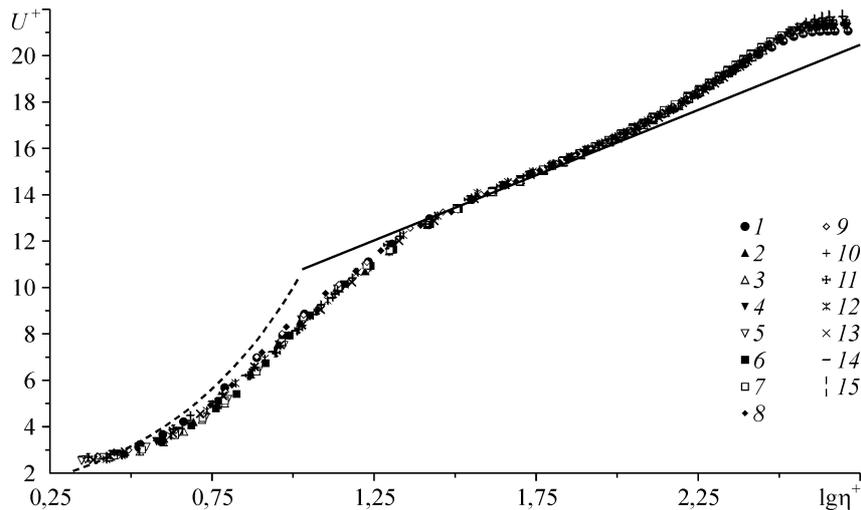


Рис. 4. Профили средней скорости в переменных закона стенки (исходное течение).

Значение  $\Delta x/\delta^*$ : -2,117 (1); 0,932 (2); 1,270 (3); 1,778 (4); 2,964 (5); 4,234 (6); 6,436 (7); 8,469 (8); 12,703 (9); 16,938 (10); 23,374 (11); 31,758 (12); 44,461 (13); 65,633 (14); 83,841 (15).

$$U^+ = U/v_*, \quad \eta^+ = 4\eta / \left(1 + \sqrt{1 + \eta/\eta_0}\right)^2,$$

где  $\eta = yv_*/\nu$ ;  $\eta_0 = Rv_*/\nu$ , а  $R$  — радиус цилиндрической части тела вращения.

Здесь для сравнения показан также профиль скорости  $v$   $U^+ = A \lg \eta^+ + B$  (сплошная линия) с коэффициентами  $A = 5,62$  и  $B = 5,0$ , рекомендованными в качестве канонических материалами известной Стэнфордской конференции 1968 г [13], и профиль скорости в ламинарном подслое, удовлетворяющий условию  $U^+ = \eta^+$  (штриховая линия). Как видно, экспериментальное распределение скорости не содержит ничего необычного и вполне соответствует классическому, что свидетельствует, в первом приближении, о формировании развитого турбулентного пограничного слоя по длине модели.

На рис. 5 приведены сравнительные данные изменений коэффициента поверхностного трения  $C_f$  по длине модели, полученного методом Престона и фиксированным термоанемометром. Как видно, на значительной длине исследуемой области результаты измерений согласуются друг с другом в пределах погрешности, не превышающей 1 %. Лишь в окрестности щели имеет место расхождение, достигающее 3–4 %. Представляется, что данное расхождение отнюдь не случайно. По-видимому, щель, как таковая, представляет собой микрокаверну, и термоанемометр, как более тонкий прибор, чувствует ее воздействие на течение.

Распределение других интегральных характеристик, в частности, толщин вытеснения  $\delta^*$  и потери импульса  $\delta^{**}$  (см. далее рис. 9), также не содержит ничего необычного.

Профили турбулентных пульсаций скорости также подтверждают, что характеристики исходного течения на теле вращения не противоречат физическим представлениям о свойствах турбулентного пограничного слоя, формирующегося на теле с поперечной кривизной. Действительно, как видно из рис. 6, представленного, как и рис. 4, в переменных закона стенки  $\sqrt{u'^2}/v_* = f(\lg \eta^+)$ , наблюдается четкая автомодельность свойств течения по длине исследуемой области. Возможное занижение пульсаций скорости в зоне максимума вызвано недостаточной пространственной разрешающей способностью датчика термоанемометра, обусловленной отсутствием требуемого соотношения между колмогоровским масштабом турбулентности и длиной чувствительного элемента датчика.

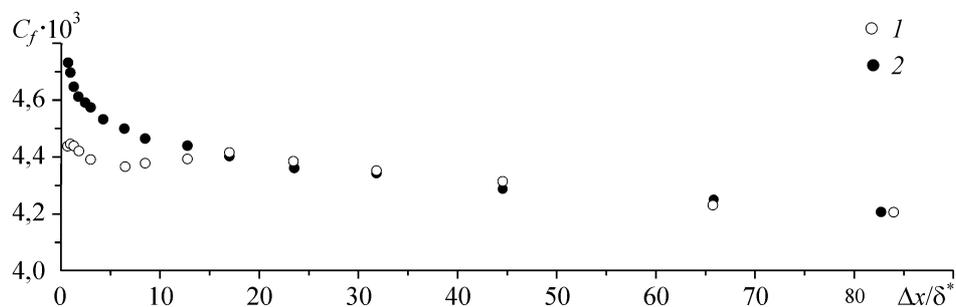


Рис. 5. Изменение местного коэффициента поверхностного трения по длине исследуемой области (исходное течение): по методу Престона (1) и фиксированным термоанемометром (2).

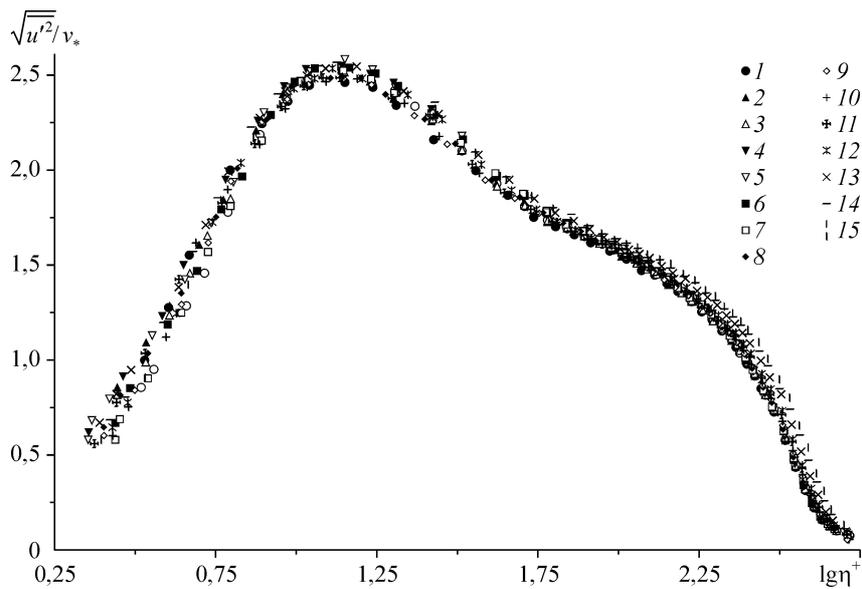


Рис. 6. Профили турбулентных пульсаций скорости в переменных закона стенки (исходное течение).

Значение  $\Delta x/\delta^*$ : -2,117 (1); 0,932 (2); 1,270 (3); 1,778 (4); 2,964 (5); 4,234 (6); 6,436 (7); 8,469 (8); 12,703 (9); 16,938 (10); 23,374 (11); 31,758 (12); 44,461 (13); 65,633 (14); 83,841 (15).

## 2.2. Эффект локального вдува/отсоса на свойства течения

Поскольку некоторые из полученных результатов основаны на использовании пневмометрических методов (например, метода Престона), представляется важным рассмотреть данные об изменении давления в пограничном слое. На рис. 7 в виде зависимости  $C_p = f(\bar{y})$ , где  $C_p = (P_i - P_\infty)/q_\infty$  — коэффициент давления,

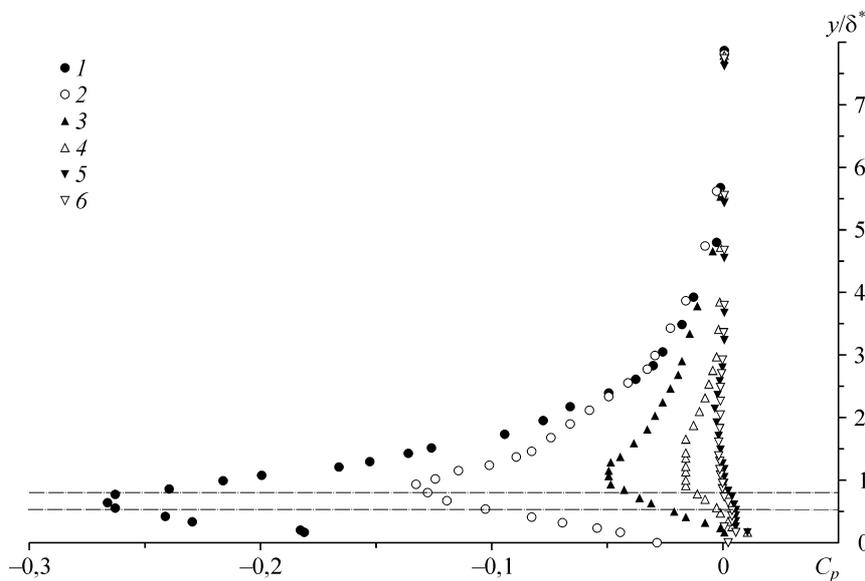


Рис. 7. Профили статического давления по длине и высоте исследуемой области при  $f^+ = 0,0096$  и  $A_0 = 0,4$ .

Значение  $\Delta x/\delta^*$ : 1,736 (1); 2,795 (2); 4,234 (3); 6,352 (4); 12,703 (5); 23,289 (6). Значения  $C_p$  при  $y/\delta^* = 0$  получены по данным распределения статического давления на поверхности модели.

а  $\bar{y} = y/\delta^*$  — относительная поперечная координата, приведены профили статического давления по высоте исследуемой области при относительных значениях частоты и амплитуды, равных  $f^+ = 0,0096$  и  $A_0 = 0,4$ , и выборочных значениях продольной координаты  $\Delta x/\delta^*$ , где, как и ранее, координата  $\Delta x$  отсчитывается от задней кромки щели. Измерения выполнены при помощи миниатюрного зонда статического давления диаметром 0,7 мм с полусферической головной частью, который в пределах 1 % ошибки имеет область нечувствительности к углам скоса потока порядка  $\pm 10^\circ$ .

Как видно, имеет место весьма существенный градиент давления как в продольном, так и в поперечном направлениях, индуцируемый периодическим воздействием. По мере удаления вниз по потоку характер изменения давления становится все более плавным, и на расстоянии  $\Delta x$  порядка  $23\delta^*$  коэффициент давления по высоте исследуемой области практически не меняется. При этом результаты измерений на стенке модели с помощью приемных отверстий (в двух точках) хорошо согласуются с данными, полученными зондом статики. Что касается поперечного направления, то, как оказалось, влияние периодического воздействия зависит главным образом от амплитуды последнего и в приведенном случае ограничивается областью  $y \leq (5-6)\delta^*$ .

Одной из основных определяющих величин для оценки эффективности периодического вдува/отсоса является местный коэффициент поверхностного трения. В [11] показано, что большинство анализируемых методов, особенно эмпирических, не гарантирует абсолютной надежности определения трения в условиях течения с существенными вдоль координаты  $x$  градиентами  $C_f$ , наличие которых можно предполагать и в данном случае. В тоже время предпочтение можно отдать вычислительному методу Престона и методу фиксированного термоанемометра, обнаруживающим удовлетворительное согласование друг с другом

Полученные таким образом значения касательного напряжения (а, значит, и динамической скорости) использовались для представления экспериментальных профилей скорости в переменных закона стенки  $U^+ = f(\lg \eta^+)$ , пример которых показан на рис. 8 при  $f^+ = 0,0048$  и  $A_0 = 0,4$ . Как и для исходного течения, здесь для сравнения приведен также канонический профиль скорости  $U^+ = A \lg \eta^+ + B$  (сплошная линия) с коэффициентами  $A = 5,62$  и  $B = 5,0$ . Обращает на себя внимание наличие заторможенной области течения (пониженные значения скорости) вблизи стенки при  $\Delta x \leq 17\delta^*$ . По мере удаления от щели вниз по потоку эта область постепенно смещается от стенки и при  $\Delta x \geq 23\delta^*$  практически исчезает. При  $\Delta x \cong 84\delta^*$  возмущенные профили скорости полностью совпадают с классическим профилем. Подобная тенденция обнаружена также в экспериментах [3] на плоской пластине и может служить признаком формирования области течения с пониженным трением. Кроме того, данный факт, по-видимому, служит косвенным доказательством более существенного влияния на среднее течения вдува в сравнении с отсосом. Аналогичный эффект отмечается в [3] даже в случае обеспечения нулевого массового расхода через щель.

В дополнение к результатам рис. 8 необходимо также отметить заметное влияние периодического воздействия на внешнюю область ( $1,5 \leq \lg y^+ \leq 1,9$ ), в которой имеет место увеличение средней скорости течения, а также уровня продольной компоненты пульсаций скорости практически по всей высоте слоя. Однако, как показали результаты эксперимента, увеличение турбулентных пульсаций скорости в значительной степени обусловлено акустическими колебаниями используемого динамического громкоговорителя, а не является следствием возбуждения

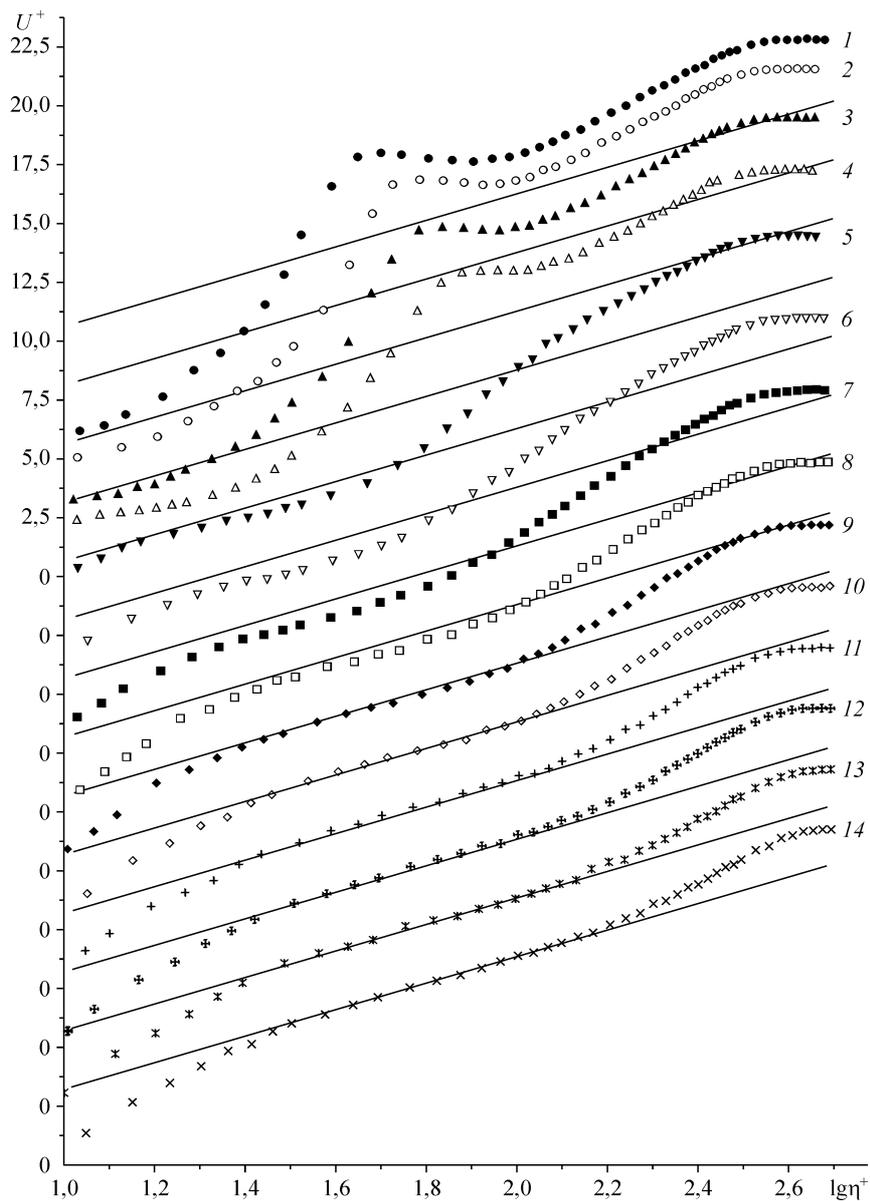


Рис. 8. Профили средней скорости в переменных закона стенки при  $f^+ = 0,0048$  и  $A_0 = 0,4$ .  
 Значение  $\Delta x/\delta^*$ : 0,212 (1); 0,423 (2); 0,635 (3); 0,932 (4); 4,234 (5); 6,436 (6); 8,469 (7); 12,703 (8); 16,938 (9); 23,374 (10); 31,758 (11); 44,461 (12); 65,633 (13); 83,841 (14).

течения в окрестности щели. В дальнейших экспериментах необходимо, по-видимому, уделить особое внимание использованию источника периодических возмущений, обладающего лучшими акустическими характеристиками.

Для определения касательного напряжения нередко используется также интегральное уравнение импульсов, которое для осесимметричного пограничного слоя, формирующегося на выпуклых (вогнутых) поверхностях, в предположении малости члена, характеризующего изменение кривизны стенки, имеет следующий вид [14]:

$$\frac{d\delta^{**}}{dx} + \frac{1}{U_e} \frac{dU_e}{dx} (2\delta^{**} + \delta^*) = R \frac{C_f}{2}, \quad (2)$$

где  $\delta^{**}$ ,  $\delta^*$  — экспериментально измеренные значения площади потери импульса и вытеснения пограничного слоя.

На рис. 9 в виде зависимости  $\delta^{**} = f(\Delta x/\delta^*)$  при  $f^+ = 0,0048$  и  $A_0 = 0,4$  приведены результаты измерений толщины потери импульса  $\delta^{**}$  в сравнении с аналогичными данными для исходной конфигурации. В целом можно выделить три характерных области течения. В первой из них ( $\Delta x \leq 2\delta^*$ ) имеет место отчетливо выраженное уменьшение величины  $\delta^{**}$ . К тому же, поскольку второй член уравнения (2) отрицателен (см. рис. 7), то ясно, что в этой области можно ожидать существенного уменьшения трения. Во второй области ( $2\delta^* \leq \Delta x \leq 13\delta^*$ ) наблюдается сильный рост  $\delta^{**}$ , хотя второй член уравнения продолжает оставаться отрицательным. Ясно, что в этой области трение может возрастать. Наконец, в третьей области ( $13\delta^* \leq \Delta x$ ) наблюдается асимптотическое приближение величины  $\delta^{**}$  к соответствующему значению, имеющему место в исходном течении. Поскольку разница в значениях  $d\delta^{**}/dx$  в сравнении с исходной конфигурацией невелика, а второй член уравнения практически равен нулю, вряд ли в этой области следует ожидать существенного снижения трения.

Некоторые из отмеченных выше особенностей подтверждаются данными о распределении линий равных скоростей  $U/U_\infty = \text{const}$ , представленными на рис. 10 при  $f^+ = 0,0048$  и  $A_0 = 0,4$  в ограниченной области значений  $\Delta \bar{x}$  и  $\bar{y}$ . На самом деле течение, конечно, имеет нестационарный характер, и чтобы выделить организованное движение и понять специфику развития такого движения по времени, необходимо регистрировать не только амплитуду, но и фазу возмущений (фазовое осреднение). Такой подход предполагается осуществить на следующей стадии работы. Вместе с тем данный рисунок дает основание полагать, что в пристенной области течения ( $0 \leq \Delta \bar{x} \leq 2$ ;  $0 \leq \bar{y} \leq 2$ ) формируется нестационарный когерентный вихрь, генерируемый вынужденным периодическим воздействием. Хотя прямых измерений, характеризующих направление вращения вихря, нет, нетрудно предположить, что оно — по часовой стрелке. Действительно, по крайней мере на

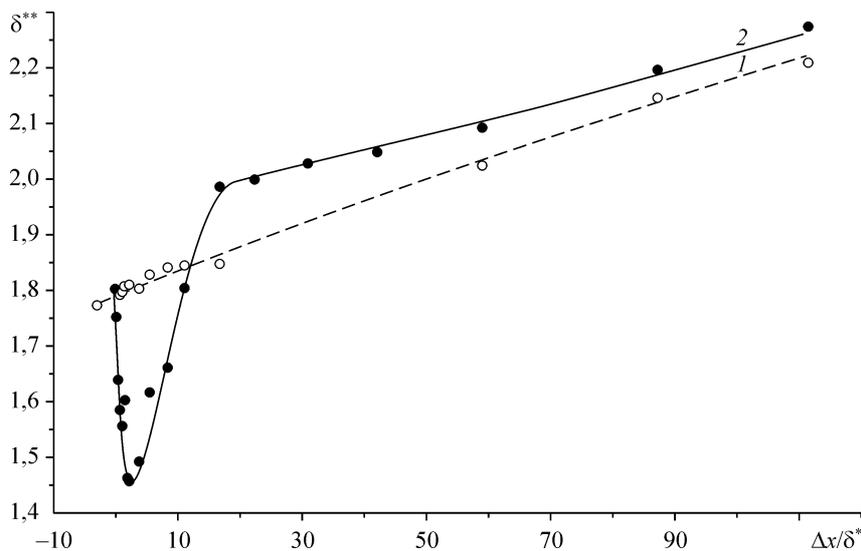


Рис. 9. Изменение толщины потери импульса по длине исследуемой области:

1 — исходное течение; 2 — вдув/отсос,  $f^+ = 0,0048$ ;  $A_0 = 0,4$ .

фазе вдува, основное течение, видимо, временно блокируется поперечным потоком, направленным от стенки через щель. Вследствие этого давление в области течения непосредственно за щелью резко уменьшается (см. рис. 7) и происходит обрушение потока с формированием возвратно-рециркуляционной области. Последующая за тем фаза отсоса способствует дальнейшему повышению устойчивости формирующегося вихревого движения с направлением вращения по часовой стрелке. Надо полагать, с увеличением расстояния  $\Delta x$  эта крупномасштабная структура постепенно удаляется от стенки и затем полностью диссипирует.

Структура вихревого течения наверняка имеет более сложный характер. Вполне вероятно, что в области течения  $0 \leq \Delta \bar{x} \leq 1,5$ ;  $0 \leq \bar{y} \leq 0,5$  (см. рис. 10) реализуется вихрь противоположного направления вращения, который вовлекается опускным движением основного вихря. Этот вопрос требует дополнительного изучения.

Один из основных вопросов, который возникает при применении способа управления, основанного на использовании периодического воздействия, состоит в том, имеется ли снижение локального трения и если да, то какова протяженность этой области вдоль оси  $\Delta x$ . Типичные результаты для случая  $f^+ = 0,0048$  и  $A_0 = 0,4$  приведены на рис. 11 в виде зависимости  $C_f = f(\Delta x/\delta^*)$ , где координата  $\Delta x$ , как и ранее, отсчитывается от задней кромки кольцевой щели. Здесь для сравнения показаны также данные измерений, полученные на исходной конфигурации. Напомним, что в основном вычислительный метод Престона использовался здесь для определения поверхностного трения. Вместе с тем при двух значениях координаты  $\Delta x$  (см. рис. 11, 2)  $C_f$  определен также методом масляной капли на базе однолучевого лазерного интерферометра (Laser Interferometer Skin Friction Meter) [15]. По крайней мере, в этих точках согласование результатов измерений вполне удовлетворительное.

Как видно,  $C_f$  непосредственно позади щели резко уменьшается и при  $\Delta x/\delta^* \approx 2-3$  достигает минимума, положение которого, как оказалось, незначительно смещается вниз по потоку с изменением вынужденной частоты. В представленном

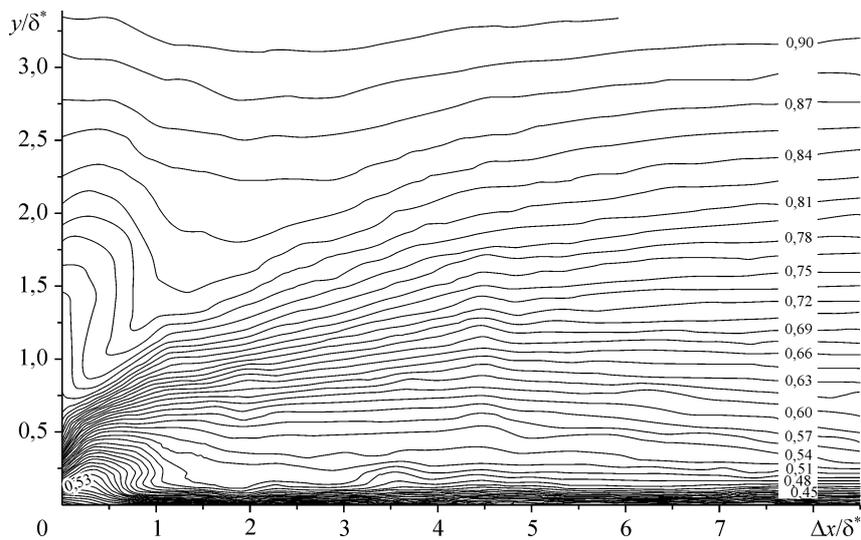


Рис. 10. Линии равных скоростей  $U/U_e = \text{const}$  в ближней области течения при  $f^+ = 0,0048$  и  $A_0 = 0,4$ .

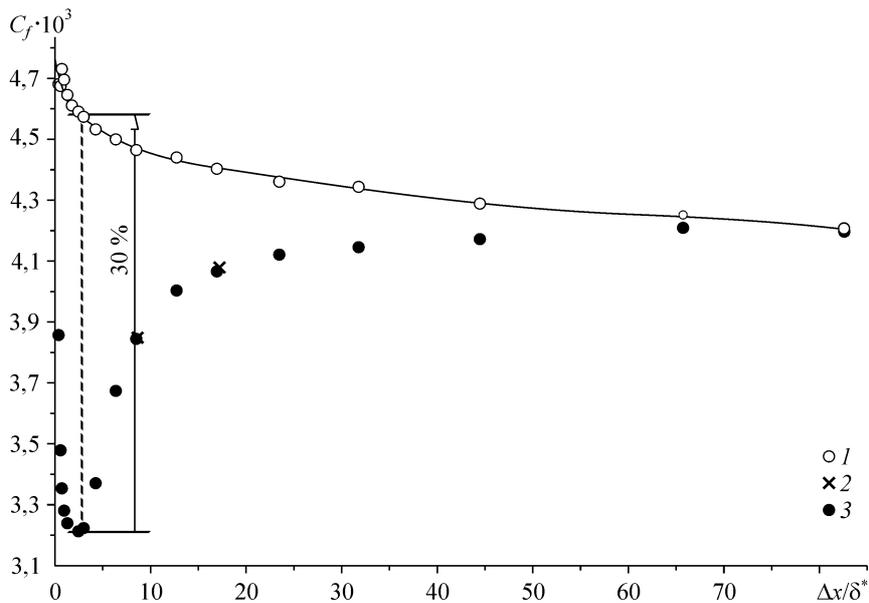
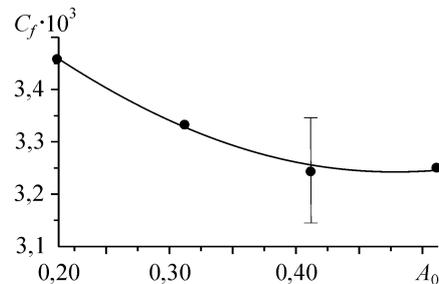


Рис. 11. Изменение местного коэффициента поверхностного трения по длине исследуемой области при  $f^* = 0,0048$  и  $A_0 = 0,4$ :  
1 — исходное течение; 2 — LISF; 3 — вдув/отсос, вычислительный метод Престона.

случае максимальное снижение турбулентного трения достигает примерно 30 %. При дальнейшем увеличении расстояния вниз по потоку величина  $C_f$  сначала резко, а затем плавно возрастает, приближаясь к своему значению в исходном течении. В достаточно широкой области, вплоть до значения  $\Delta x/\delta^*$ , достигающего 90, при котором осуществляется полный выход локального трения к исходному состоянию, величина  $C_f$  остается ниже соответствующего значения, характерного для указанного состояния.

На рис. 12 в виде зависимости  $C_f = f(\Delta x/\delta^*)$  представлены аналогичные результаты, характеризующие влияние амплитуды  $A_0$  периодического вдува/отсоса. Эти данные получены с помощью фиксированного термоанемометра с достаточно большой ошибкой измерений (вертикальная линия). Тем не менее, нет сомнений, что увеличение амплитуды колебаний способствует повышению эффективности такого способа управления. Что касается частоты колебаний, то можно отметить следующее. Нельзя утверждать вполне определенно, но полученные здесь неполные результаты дают основание полагать, что, в отличие от случая течения на плоской пластине, явного влияния частоты вынужденного воздействия на величину снижения трения не наблюдается.

Рис. 12. Зависимость местного коэффициента поверхностного трения от амплитуды колебаний при  $f^* = 0,0048$  и  $\Delta x/\delta^* = 1,778$  (фиксированный термоанемометр).



## ВЫВОДЫ

Выполнена серия экспериментальных исследований, направленных на изучение эффективности локального периодического вдува/отсоса через кольцевую щель на свойства турбулентного пограничного слоя, формирующегося на осесимметричном теле вращения при его обтекании несжимаемым потоком. Полученные данные позволяют сделать следующие выводы:

– периодический вдув/отсос является достаточно эффективным средством воздействия на структуру пристенной турбулентности и обеспечивает выигрыш в сопротивлении трения в сравнении с аналогичной величиной для исходной конфигурации. Начиная с расстояния от щели, составляющего около толщины вытеснения пограничного слоя  $\delta^*$  и далее вниз по течению вплоть до  $90 \delta^*$ , наблюдается устойчивое снижение локального трения, максимальная величина которого достигает 30 %;

– увеличение амплитуды вынужденного воздействия способствует повышению эффективности такого способа управления. Нельзя утверждать вполне определенно, но полученные здесь неполные результаты дают основание полагать, что в отличие от случая течения на плоской пластине, явного влияния частоты на величину снижения трения не наблюдается;

– дальнейшие усилия должны быть направлены как на улучшение техники и методики эксперимента (регистрация не только амплитуды, но и фазы возмущений, использование более совершенных датчиков термоанемометра и источника периодического воздействия с пониженными акустическими характеристиками), так и на изучение особенностей течения в окрестности кольцевой щели при различных режимах вдува/отсоса. Особого внимания заслуживает проблема корректного измерения не только локальных значений поверхностного трения, но и пульсаций касательного напряжения, что чрезвычайно важно в условиях изучаемого типа воздействия. Для измерений средней величины поверхностного трения прямой LISF-метод представляется наиболее подходящим инструментом при проведении подобных экспериментов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Choi Kwing-So.** Turbulent drag-reduction mechanisms: strategies for turbulence management // CISM Courses and Lectures No. 415 / Ed. by A. Soldati and R. Monti. — Springer-Verlag, 2001.
2. **Park J., Choi H.** Effects of uniform blowing or suction from a spanwise slot on a turbulent boundary layer flow // *Phys. of Fluids*. — 1999. — Vol. 11. — P. 3095–3105.
3. **Park S.-H., Lee I., Sung H.J.** Effect of local forcing on a turbulent boundary layer // *Exp. in Fluids*. — 2001. — Vol. 31. — P. 384–393.
4. **Tardu S.F.** Active control of near-wall turbulence by local oscillating blowing // *J. of Fluid Mech.* — 2001. — Vol. 439. — P. 217–253.
5. **Park Y.S., Park S.H., Sung H.J.** Measurement of local forcing in a turbulent boundary layer // *Proc. 5th Intern. Symp. on Particle Image Velocimetry; Pusan, Korea, Sept. 22–24, 2003*.
6. **Iuso G., Di Cicca G.M., Spazzini P.G., Malvano R., Audino F.M., Onorato M.** Flat plate turbulent boundary layer under the action of a periodic forcing // *Proc. 11th Int. Symp. on Flow Visualization, Aug. 9–12, 2004, Univ. of Notre Dame*. — Notre Dame, Indiana, USA. — P. 55–65.
7. **Гудилин И.В., Лашков Ю.А., Шумилкин В.Г.** Экспериментальное исследование влияния риблетов и разрушителей вихревых структур на сопротивление тела вращения // *Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа*. — 1996. — № 3. — С. 154–157.
8. **Престон Д.** Определение турбулентного поверхностного трения при помощи трубок Пито // *Механика: Сб. переводов и обзор иностр. период. литературы*. — 1955. — № 6. — С. 64–83.
9. **Nitsche W., Haberland C., Thunker R.** Comparative investigations of friction drag measuring techniques in experimental aerodynamics // *Proc. 14th Cong. of the Intern. Council of the Aeronautical Sci., Sept. 9–14, 1984, Toulouse*: — 1984. — P. 391–403.
10. **Patel V.C.** Calibration of the Preston-tube and limitations on its use in pressure gradient // *J. Fluid Mech.* — 1965. — Vol. 23, Pt. 1. — P. 185–208.

11. **Корнилов В.И., Литвиненко Ю.А.** Сравнительный анализ методов измерений поверхностного трения в несжимаемом градиентном турбулентном пограничном слое. — Новосибирск, 2001. (Препр. / РАН. Сиб. отд-ние. Ин-т теорет. и прикл. механики; № 1–2001). — 44 с.
12. **Smits A.J., Joubert P.N.** Turbulent boundary layers on bodies of revolution // J. of Ship Research. — 1982. — Vol. 26, No. 2. — P. 135–147.
13. **Computation of Turbulent Boundary Layer** / Proc. Stanford Conf. AFOSR–IFP, 1968 — 1969. — Stanford University. — Vol. 2. — 519 p.
14. **Федяевский К.К., Гиневский А.С., Колесников А.В.** Расчет турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости. — Л.: Судостроение, 1973. — 256 с.
15. **Корнилов В.И., Меклер Д.К., Павлов А.А.** К методике измерения поверхностного трения однолучевым лазерным интерферометром // Тр. 5 Школы по методам аэрофизических исследований, Абакан, 7–16 июля 1989. — Новосибирск. — 1990. — С. 144–151.

*Статья поступила в редакцию 26 апреля 2006 г.*