

УДК 532.526.4 + 533.694.72+ 533.69.048.2 + 533.6.013.124

## Моделирование процесса управления вдувом воздуха на осесимметричном теле в низкоскоростном потоке газа\*

**В.И. Корнилов, А.Н. Попков**

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

E-mails: kornilov@itam.nsc.ru, popkov@itam.nsc.ru

Представлены результаты экспериментальных и численных исследований свойств турбулентного пограничного слоя, модифицированного управляющим воздействием в виде распределенного вдува воздуха через высокотехнологичную перфорированную стенку, являющуюся частью поверхности удлиненного осесимметричного тела в условиях его обтекания низкоскоростным потоком газа. Число Рейнольдса  $Re^{**}$ , вычисленное по толщине потери импульса  $\delta^{**}$  впереди перфорированного участка, образованного отверстиями диаметром 0,14 мм с микроканалами малого удлинения, составляет 2660. Осредненный по площади коэффициент вдува  $C_b$  меняется в диапазоне 0–0,00885. Показано, что по мере увеличения продольной координаты вплоть до расстояния  $550\delta^{**}$  от области вдува наблюдается устойчивое снижение локального трения, наибольшая величина которого достигает 64 % непосредственно в области вдува при максимальной его интенсивности.

**Ключевые слова:** управление пограничным слоем, турбулентный пограничный слой, распределенный вдув, осесимметричное тело, перфорированная поверхность, трение.

### Введение

Успехи в изучении пристенных турбулентных течений при наличии даже сложных граничных условий, в частности, градиента давления, кривизны поверхности, теплообмена, очевидны. Вместе с тем в большинстве случаев анализ таких течений ограничивается гладкими непроницаемыми стенками, в то время как проницаемые (например, пористые, перфорированные) стенки оказались в значительной степени менее исследованы, хотя они имеют важные практические приложения. Тем не менее, на протяжении ряда лет предпринимались попытки использования технологии вдува (или отсоса) для управления свойствами турбулентного пограничного слоя в основном на плоских проницаемых поверхностях [1–3 и др.]. На ранней стадии исследований проницаемость самих материалов с относительно большими отверстиями (порядка 1 мм и больше) обеспечивалась с помощью технологии порошковой металлургии. Отметим, что в этот период было затрачено немало усилий на получение законов подобия, простых аппроксимационных

---

\* Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-29-00003). Эксперименты проведены на базе ЦКП «Механика».

формул, описывающих распределение скоростей в турбулентном пограничном слое при вдуве, и инженерных подходов для определения трения главным образом в предположении гидравлически гладкой пористой стенки.

После разработки более совершенных технологий (лазерной, электронно-пучковой и отчасти электроэрозионной), позволяющих наладить производство проницаемых материалов на качественно новом уровне, ситуация существенно изменилась к лучшему. В результате стало возможным изготавливать перфорированные материалы с диаметром отверстий от нескольких десятков микрон до нескольких миллиметров с высоким качеством отделки поверхности. Главное достижение, которое присуще многим выполненным за эти годы исследованиям [4–13 и др.], состоит в том, что сопротивление трения при наличии вдува, отнесенное к соответствующей величине при отсутствии вдува, уменьшается. Характер снижения трения зависит от ряда параметров: интенсивности вдува, формы отверстий и схемы их расположения, диаметра отверстий  $d$ , пористости (суммарная относительная площадь проходного сечения отверстий в процентах), удлинения (отношение толщины стенки  $t$  к диаметру  $d$ ), плотности вдуваемого газа, числа Стантона и пр. Следует отметить, что степень влияния многих из этих параметров на свойства течения и сопротивление трения обтекаемой поверхности точно неизвестна до сих пор. Более того, механизм уменьшения сопротивления обтекаемого тела и глобальная эффективность технологии микровдува, а также ряд важнейших аспектов применения мелкоперфорированной стенки как элемента управления пристенным турбулентным течением остаются не вполне изученными даже для плоских конфигураций поверхностей. Основная причина состоит в том, что рассматриваемая проблема очень сложна, поскольку представляет собой многомасштабные взаимодействия микроструй с основным сдвиговым потоком. Примером могут служить исследования [4], в которых при численном моделировании четырех рядов отверстий для выполнения расчета потребовалось 10 часов процессорного времени на компьютере Cray YMP. Установлено, что поток пограничного слоя (ПС) может проникать в отверстие на глубину, в два раза превышающую диаметр отверстия, прежде чем снова выйти из него в виде очень сложной вихревой структуры. Следовательно, этот процесс можно рассматривать как смешение массива микроструй с макропоперечным потоком, а учитывая отмеченные выше особенности течения в отверстиях, — как обтекание тела с вдувом/отсосом. Кроме того, необходимо иметь в виду, что поскольку вихревая структура может быть нестационарной, оценивать характеристики пристенного течения в стационарном приближении затруднительно. В части, касающейся обтекания тел вращения (ТВ), особенно ТВ большого удлинения, указанный метод управления до сих пор не нашел должной оценки. Более того, даже базовые (при отсутствии управляющего воздействия в виде вдува) осесимметричные ПС не были исследованы с той степенью полноты, как плоские. Основная причина — трудности, связанные прежде всего с обеспечением соосности обтекания осесимметричного тела и отсутствием его прогиба [14]. Следует, однако, заметить, что и способы воздействия на такое течение не отличаются большим разнообразием. По существу, исследования, где эта проблема рассматривается в той или иной степени, ограничены несколькими работами. В частности, в экспериментах [15] использовалось ТВ с удлинением 10, передняя его часть была образована непроницаемой гладкой стенкой. Позади нее располагалась слабошероховатая цилиндрическая пористая стенка, через которую осуществляется вдув воздуха. Пористая стенка изготавливалась путем спекания стальных частиц, размер которых колебался от 40 до 70 мкм (75 %), а также более мелких частиц, количество которых в общем объеме составляло 25 %. В процессе измерений даже при отсутствии

вдува был обнаружен рост локального трения на обтекаемой поверхности примерно на 30 %. При наличии вдува в низкоскоростной турбулентный поток было получено снижение трения порядка 36 %. Однако уменьшение трения ниже той величины, которая определялась на непроницаемой гладкой стенке, оказалось возможным лишь при существенной интенсивности вдува. Очевидно, что состояние проницаемой поверхности играет важную роль в процессе снижения турбулентного трения. Неслучайно автор исследования [16] констатировал важность выбора оптимальных геометрических параметров перфорированной поверхности.

Перфорированные материалы, изготовленные, прежде всего, с использованием электронно-пучковой технологии, существенно повышают возможности управляемого вдува, в том числе на ТВ. В работе [17] было показано, что микроструйный вдув воздуха через перфорированный участок длиной  $\Delta/L = 0,0474$  с относительно крупными отверстиями (порядка 0,32 мм) позволяет обеспечить устойчивое снижение локального трения не только в самой области вдува, но и существенно ниже по течению.

При выполнении исследований на ТВ возникают трудности специфического характера. В силу ряда причин в этом случае приходится использовать перфорированный материал с микроотверстиями относительно небольшого удлинения ( $t/d$  порядка 1–2). В подобной ситуации установить влияние качества перфорированной стенки сложнее, чем в традиционном, более детально изученном случае непроницаемой поверхности. Принципиальное отличие состоит в том, что по мере роста интенсивности вдува воздействие внутренней шероховатости также увеличивается, хотя сама поверхность остается гидравлически гладкой. Это особенно хорошо видно из результатов работы [18], в которой была представлена модель турбулентности, позволяющая учитывать комбинированное влияние шероховатости поверхности и вдува. В подобных случаях, по-видимому, присутствует эффект возрастания турбулизации пристенного потока на стенках микроканалов, что отчасти и приводит к необходимости соблюдения формального требования [4, 16], состоящего в том, что величина  $t/d$  должна быть порядка 6. Таким образом, качество изготовления отверстий играет далеко не последнюю роль. Вследствие влияния отмеченной выше турбулизации предельный закон трения, сформулированный в работе [19] для области бесконечных чисел Рейнольдса, смысл которого состоит в том, что величина  $(C_f/C_{f0})|_{Re_x}$  в случае вдува приближается к нулю при  $(2C_b/C_{f0})|_{Re_x} \approx 4$ , становится трудно достижимым. Все это свидетельствует о том, что поиск оптимальных проницаемых материалов по-прежнему остается актуальной задачей. Более того, возникает потребность в апробации эффективных математических моделей для описания свойств турбулентного пограничного слоя на ТВ, формирующегося при обтекании указанной выше специфической перфорированной стенки.

С учетом вышеизложенного, целью настоящей работы является анализ эффективности распределенного вдува воздуха в турбулентный ПС осесимметричного тела через перфорированную стенку, изготовленную на основе современной электронно-пучковой технологии с микроотверстиями диаметром порядка 0,14 мм относительно небольшого удлинения, и оценка возможности численного предсказания такого течения с использованием современных моделей турбулентности.

В перспективе для решения рассматриваемой задачи весьма обнадеживающим представляется подход, изложенный в работе [20]. Он основан на глубоком машинном обучении, т.е. на использовании искусственного интеллекта, суть которого состоит в том, что машина пытается решить задачу разными способами, ошибается, но учится на своих ошибках и тем самым шаг за шагом улучшает показатели.

### 1. Модель. Методика эксперимента и численного расчета

Эксперименты проводились в дозвуковой аэродинамической трубе (АТ) Т-324 Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН с размерами рабочей части  $1 \times 1 \times 4 \text{ м}^3$  при основной режимной скорости невозмущенного потока в контрольном сечении  $U_\infty = 25 \text{ м/с}$ , что соответствовало значению числа Рейнольдса  $Re_L$ , вычисленному по длине модели  $L$ , равному  $4,33 \cdot 10^6$ . В этом случае число Рейнольдса  $Re^{**}$ , вычисленное по толщине потери импульса в сечении, расположенном на расстоянии 42,5 мм ( $x/L = 0,34$ ) вверх по потоку от перфорированной секции, составляло 2660.

В качестве объекта исследования использовалась модель ТВ (рис. 1) длиной  $L = 2530,9 \text{ мм}$ , установленная вдоль оси симметрии рабочей части АТ на пилоне с помощью хвостовой державки. Модель состоит из головной части, представляющей собой эллипсоид вращения с большой полуосью, равной 300 мм, цилиндрического участка диаметром 100 мм, длиной 1976,9 мм и хвостовой части, контур которой, как и в [21], описывается соотношением  $r/r_{\text{цил}} = [1 - (x_{\text{хв}}/l_{\text{хв}})^2]^{0,9}$ , где  $l_{\text{хв}}$  — длина хвостовой части,  $x_{\text{хв}}$  — продольная координата, отсчитываемая от сечения сопряжения хвостовой и цилиндрической частей ТВ. Вдоль одной из образующих ТВ располагается 17 приемников давления диаметром 0,4 мм.

Чтобы избежать асимметрии обтекания ТВ в окружном направлении, в частности, вследствие формирования переходной области течения, пограничный слой искусственно турбулизировался. Турбулизирующее устройство представляло собой комбинацию проволочного кольца из прутка диаметром 0,8 мм и самоклеящейся противоскользкой

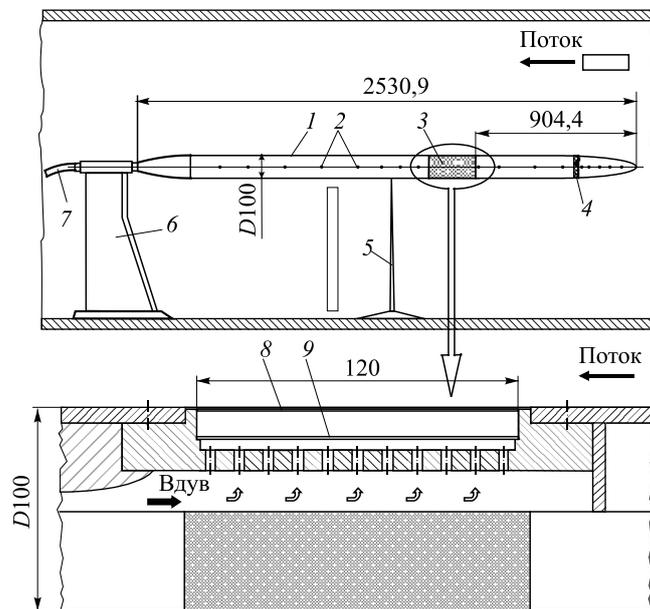


Рис. 1. Экспериментальная модель.

- 1 — тело вращения, 2 — приемники давления,  
 3 — секция вдува воздуха, 4 — турбулизатор пограничного слоя,  
 5 — стойка, 6 — пилон, 7 — магистраль подвода воздуха,  
 8 — мелкоперфорированная поверхность с высокомодульной  
 полиэфирной сеткой, 9 — выравнивающая мелкоячеистая  
 проволочная сетка; размеры приведены в мм.

ленты средней зернистости высотой  $h = 0,6$  мм и длиной 25 мм, установленных в месте сопряжения головной части модели и цилиндрического участка. Положение и размеры турбулизатора для данных аэродинамических условий подбирались итерационным путем, конечной целью которого было обеспечение равновесного (по Клаузеру) турбулентного течения непосредственно перед областью вдува.

Для организации распределенного вдува воздуха использовалась заделанная заподлицо с основной поверхностью ТВ цилиндрическая перфорированная секция длиной 120 мм ( $\Delta/L = 0,0474$ ), передняя граница которой располагалась на расстоянии 904,4 мм ( $x/L = 0,357$ ) от носка ТВ (см. рис. 1). Средний диаметр расположенных в шахматном порядке отверстий равнялся 0,14 мм, что в долях толщины пограничного слоя перед перфорированной секцией составляет 0,011. Подвод сжатого воздуха в пограничный слой ТВ осуществлялся через трубопровод диаметром 28 мм, который проходил через хвостовую державку и внутреннюю полость ТВ и заканчивался цилиндрическим диффузором, переходящим в основную камеру давления диаметром 60 мм. Равномерность распределения расхода вдуваемого воздуха в продольном и окружном направлениях ТВ обеспечивалась следующим образом. После поступления в основную камеру давления воздух распределялся через 252 радиальных отверстия диаметром 5 мм, расположенных в 11 сечениях под углом  $15^\circ$  друг к другу, и проходил через выравнивающую мелкоячеистую сетку, дополнительную камеру давления и, наконец, через перфорированную стенку, внутренняя поверхность которой была снабжена полиэфирной сеткой SEFAR PET 1500 150/380 –34Y PW.

В качестве количественной характеристики вдуваемого воздуха использовался безразмерный осредненный по площади коэффициент вдува  $C_b = \rho_b v_b / \rho_\infty U_\infty$  ( $\rho_b v_b$  — произведение плотности и осредненной по площади скорости вдуваемого воздуха,  $\rho_\infty U_\infty$  — произведение плотности и скорости набегающего потока), который определялся по объемному расходу воздуха, контролируемому с помощью расходомера Electronic Mass Flow Meter фирмы AALBORG (США) с погрешностью, не превышающей 1,5 % максимального значения.

Измерения средней скорости  $U$  и продольной компоненты пульсаций скорости  $u'_{rms}$  в исследуемой точке поля потока выполнялись с помощью комплекса термоанемометрической аппаратуры 55M фирмы DANTEC. Сбор измеряемой информации осуществлялся с использованием усовершенствованного для целей работы программного обеспечения. Сигнал с выхода моста 55M10 и информация о положении датчика в потоке подавались на многоканальный высокочастотный 14-разрядный внешний модуль E-440 фирмы L-Card, предназначенный для преобразования входных аналоговых сигналов в цифровую форму, и далее с его выхода через USB-порт передавался в персональный компьютер. В каждой измеряемой точке пограничного слоя в компьютер вводилось 35 000 отсчетов. Время сбора информации составляло 7 с. В качестве первичного преобразователя использовался датчик термоанемометра с чувствительным элементом в виде вольфрамовой нити диаметром 5 мкм и длиной 1,2 мм в режиме постоянной температуры при перегреве 1,7.

Перемещение измерительных датчиков (зонда статического давления и датчика термоанемометра) в потоке осуществлялось с помощью модернизированного для решения данной задачи координатного механизма с тремя степенями свободы, смонтированного на боковой стенке АТ.

Скоростной напор набегающего потока  $q_\infty$  контролировался по перепаду между полным  $P_0$  и статическим  $P_\infty$  давлениями. Последнее измерялось с помощью штатной трубки

Пито-статики, установленной впереди модели на расстоянии, позволяющем избежать попадания от нее следа в исследуемую область.

Локальные значения коэффициента поверхностного трения  $C_f$  на ТВ определялись с помощью метода Престона [22]. Для повышения надежности измерений использовались две трубки Престона с внешними диаметрами  $d_*$ , равными 1,06 и 1,602 мм, и отношением внутреннего диаметра к внешнему, равным 0,62. Как известно, связь между измеряемым трубкой Престона безразмерным динамическим давлением  $(P_0 - P_w)d_*^2/4\rho v^2$  и касательным напряжением  $\tau_w d_*^2/4\rho v^2$  представляется в этом случае одной или несколькими эмпирическими функциями. В настоящей работе вычисление касательного напряжения  $\tau_w$  осуществлялось на основе градуировочной зависимости [23], выполненной для трубок Престона с указанным выше соотношением между внутренним и внешним диаметрами. Причем из-за влияния трубки Престона на показания расположенного рядом с ней приемника статического давления предпочтение было отдано отдельному способу измерения величин  $P_0$  и  $P_w$ . Это позволило регистрировать показания  $P_w$  при удаленной из зоны измерений трубке Престона. Хорошее согласование результатов, полученных с использованием трубок Престона разного диаметра (как будет далее показано на рис. 8), указывает на корректность выполненных измерений. Это означает, что обе трубки находятся в формирующейся вблизи стенки универсальной области подобия, которая является общей для развитого турбулентного течения в трубах и пограничного слоя, что, как следствие, приводит к одинаковому значению коэффициента  $C_f$ . Справедливость вывода о формировании такой области над плоской проницаемой стенкой в условиях вдува показана в работе [24].

Случайная погрешность определения наиболее характерных величин, в частности, местного коэффициента поверхностного трения, находилась по результатам трехкратных измерений указанного выше перепада давления  $P_0 - P_w$  при отсутствии вдува и составила  $\pm 3\sigma_{C_f} = 1,5\%$ .

Цель численного моделирования состояла в обработке методологии расчета локальных, распределенных и интегральных характеристик турбулентного ПС при осесимметричном обтекании ТВ, в том числе в условиях вдува, и сравнении полученных результатов с экспериментальными данными. Решалась система осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (RANS) в предположении стационарного, несжимаемого турбулентного потока воздуха:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{V} &= 0, \\ (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} &= -\nabla p / \rho + \nabla \cdot (\nu \nabla \mathbf{V} + \boldsymbol{\sigma}_{t\,ij}),\end{aligned}$$

где  $\mathbf{V}$  — вектор скорости,  $p$  — давление,  $\rho = 1,225 \text{ кг/м}^3$  — плотность воздуха,  $\boldsymbol{\sigma}_{t\,ij} = -\overline{u_i u_j}$  — дополнительные касательные напряжения Рейнольдса. Для замыкания системы уравнений использовались две модели турбулентности:  $(k-\omega)$ -SST [25] и Спаларта–Аллмараса [26], тестирование которых осуществлялось путем сравнения полученных численных результатов с данными эксперимента в свободном (безграничном) потоке. При этом обе модели показали достаточно близкий результат. Поэтому представленные ниже данные численного моделирования основаны на использовании модели  $(k-\omega)$ -SST.

При моделировании обтекания ТВ в АТ расчетная область имела C-топологию и ее основные размеры определялись величинами  $13D$  (перед ТВ),  $25D$  (в осевом направлении) и  $12D$  (за ТВ), где  $D$  — диаметр цилиндрической части ТВ. В поперечном направлении

расчетная сетка ограничивалась стенкой АТ и осью симметрии ТВ и составляла  $5D$ . Внутри этой области с помощью модуля Gambit строилась структурированная прямоугольная сетка, сгущение которой по мере приближения к поверхности ТВ выбиралось таким образом, чтобы известный безразмерный параметр  $y_1^+$  не превышал значения 2,6 при общем количестве узлов порядка 270000.

На входной границе задавались средняя скорость набегающего потока и параметры турбулентности. Интенсивность турбулентности составляла 0,05 % величины средней скорости, а отношение коэффициентов турбулентной и молекулярной вязкости было выбрано равным единице. На верхней и нижней границах расчётной области, соответствующих стенкам АТ и поверхности ТВ, задавалось условие прилипания. На выходной границе расчётной области задавались «мягкие» граничные условия, вычисляемые как средневзвешенное между параметрами потока внутри расчётной области и опорными параметрами на выходной границе. Давление на выходной границе задавалось равным стандартной атмосфере (101325 Па), а параметры турбулентности здесь выбирались такими же, как на входной границе. Максимальные допустимые остаточные значения невязок  $\varepsilon$  в зависимости от моделируемых переменных несколько менялись, но не превышали значений  $10^{-8}$ . Результаты верификации сетки для модели  $(k-\omega)$ -SST показали, что дальнейшее увеличение числа узлов не приводит к изменениям в результатах численных расчетов, а лишь увеличивает вычислительные затраты.

## 2. Результаты исследований

### 2.1. Исходное течение

Ранее авторами было показано, что неточность установки модели ТВ относительно вектора скорости набегающего потока, близость стенок рабочей части АТ и относительные размеры модели могут заметно повлиять на характер развития пограничного слоя на ТВ. В этой связи в процессе эксперимента осуществлялся тщательный контроль за распределением коэффициента статического давления  $C_p = (P_w - P_\infty)/q_\infty = f(x/L)$  вдоль ТВ, где индекс “w” относится к условиям на поверхности. Как видно из рис. 2, величина  $C_p$  в пределах погрешности эксперимента не зависит от скорости потока  $U_\infty$  при ее изменении от 13,1 до 29,8 м/с. Очевидно, что при малых значениях продольной координаты ( $x/L \leq 0,25$ ) характер распределения давления определяется ускорением потока на носовой части модели и последующим его локальным торможением в окрестности турбулизатора ПС,

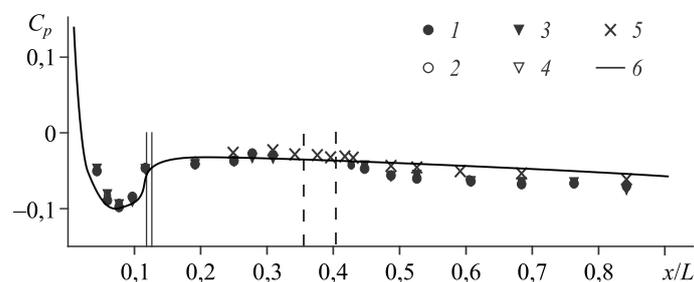


Рис. 2. Изменение коэффициента статического давления вдоль тела вращения.

Измерения  $C_p$  приемниками давления при  $U_\infty = 13,1$  (1), 19,9 (2), 24,7 (3), 29,8 (4) м/с; измерения зондом статического давления при  $U_\infty = 24,7$  (5) м/с; численный расчет при  $U_\infty = 24,7$  (6) м/с.

положение которого изображено сплошными вертикальными линиями. Важно, что в окрестности перфорированного участка поверхности  $x/L = 0,357-0,405$ , показанного на рисунке вертикальными штриховыми линиями, сколько-нибудь существенного изменения давления не видно. Однако разгонный по длине рабочей части характер течения, обусловленный нарастанием ПС на стенках АТ и на самом ТВ, приводит к понижению уровня давления на ТВ и формированию слабого отрицательного градиента давления по его длине. Данный факт подтверждается удовлетворительным согласованием полученных результатов с результатами независимых измерений с помощью миниатюрного зонда статического давления диаметром 0,75 мм с полусферической головной частью, который в пределах 1-процентной ошибки имеет область нечувствительности к углам скаса потока порядка  $\pm 7,5^\circ$ .

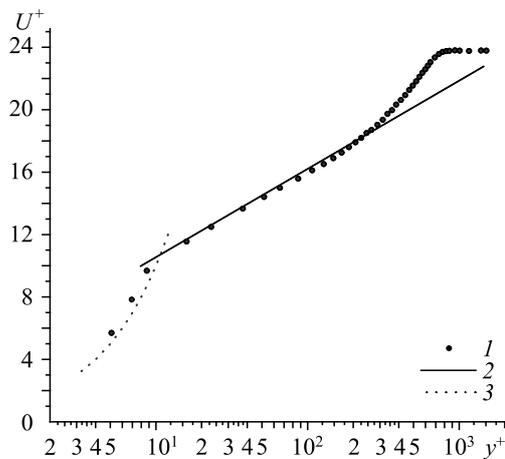
При изучении эффективности управления пограничным слоем на ТВ важным этапом является априорное достижение классических свойств базового сдвигового потока непосредственно перед перфорированной секцией, через которую осуществляется вдув. Отметим предварительно, что, хотя обтекание осесимметричного тела может описываться лишь двумя независимыми переменными ( $x, r$ ), между таким течением и двумерным может оказаться существенная разница. Эта разница возрастает по мере уменьшения радиуса кривизны  $R$  ТВ. По этой причине на рис. 3 представлен экспериментальный профиль средней скорости в пограничном слое ТВ в переменных закона стенки в виде  $U^+ = f(\eta^+)$ , т.е. с учетом влияния поперечной кривизны [27]:

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

$$\eta = yv_*/\nu, \quad \eta_0 = Rv_*/\nu,$$

где  $v_* = (\tau_w/\rho)^{1/2}$  — динамическая скорость, в которой  $\tau_w$  — касательное напряжение;  $\nu$  — кинематическая вязкость воздуха,  $R$  — радиус цилиндрической части ТВ. Для сравнения здесь также приведен профиль скорости  $U^+ = A \lg y^+ + B$  (линия 2) с коэффициентами  $A = 5,62$  и  $B = 5$ , рекомендованными для плоской пластины в качестве канонических материалами известной Стэнфордской конференции 1968 года [28]. Как видно, экспериментальное распределение скорости не содержит ничего необычного и вполне удовлетворительно соответствует каноническому профилю [28]. Важно отметить, что приведенный здесь экспериментальный профиль получен непосредственно над перфорированной поверхностью и отмеченное согласование в первом приближении указывает на соответствие качества ее обработки условиям гидравлической гладкости.

Представляет интерес возможность физического и математического моделирования важнейших характеристик пограничного слоя: толщины вытеснения  $\delta^*$



Представляет интерес возможность физического и математического моделирования важнейших характеристик пограничного слоя: толщины вытеснения  $\delta^*$

Рис. 3. Профиль средней скорости в переменных закона стенки в сечении  $x/L = 0,398$ .

1 — эксперимент, 2 —  $U^+ = 5,62 \lg y^+ + 5$  [28],  
3 —  $U^+ = y^+$ .

и толщины потери импульса  $\delta^{**}$  на ТВ большого удлинения. В нашем случае указанные интегральные толщины также определялись с учетом влияния поперечной кривизны ТВ [27]:

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

Полученные в таком виде данные представлены на рис. 4 в виде зависимостей  $\delta^*(x/L)$  и  $\delta^{**}(x/L)$  для случая обтекания базовой конфигурации. Здесь для сравнения показаны также экспериментальные данные [29] (символы 4). Имея в виду вполне естественный разброс как измеренных, так и вычисленных значений  $\delta^*$  и  $\delta^{**}$ , следует признать, что согласование между расчетными и экспериментальными значениями анализируемых интегральных параметров является удовлетворительным. Обращает также на себя внимание тот факт, что в области течения над перфорированной поверхностью каких-либо аномалий в распределении интегральных характеристик не наблюдается. В этих условиях формпараметр  $H$ , представляющий собой отношение  $\delta^*/\delta^{**}$ , слабо меняется по длине ТВ и в среднем составляет 1,33, что хорошо согласуется с данными [29]. Известный параметр равновесности Клаузера  $G = [(H - 1)/H](2/C_f)^{1/2}$  изменяется примерно в пределах 5,8–6, что близко к значению 6,5, характерному для равновесного безградиентного турбулентного ПС на плоской пластине.

На рис. 5 приведены также данные об изменении толщины пограничного слоя  $\delta$ , определенной из условия  $U/U_e = 0,99$ , где индекс “e” относится к внешней границе пограничного слоя. Как видно, по мере приближения к хвостовой части модели величина  $\delta$  при отсутствии вдува (линия 1) достигает 24 мм, но, как и в предыдущем случае, изменение функции  $\delta(x/L)$  над перфорированной стенкой имеет вполне гладкий характер. Вместе с тем, как ранее было показано авторами, интенсивное нарастание ПС вдоль ТВ совместно с ростом ПС на стенках АТ способствует искусственному увеличению аэродинамического сопротивления ТВ в трубном эксперименте в сравнении со случаем свободного обтекания.

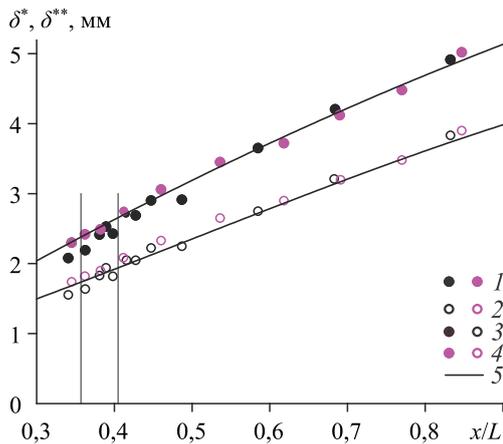


Рис. 4. Распределение интегральных характеристик пограничного слоя вдоль тела вращения при  $C_b = 0$ .

1 — толщина вытеснения, 2 — толщина потери импульса, 3 — данные настоящего эксперимента, 4 — данные работы [29], 5 — численный расчет.

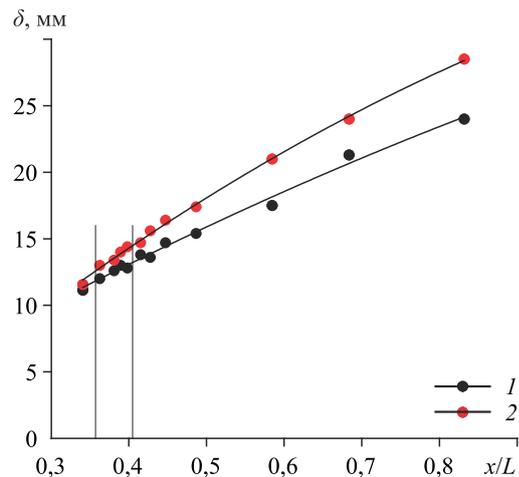


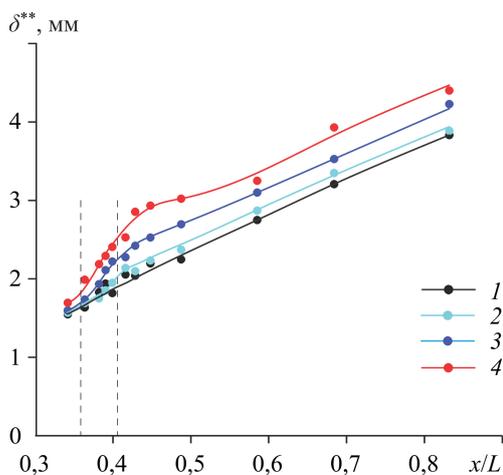
Рис. 5. Изменение толщины пограничного слоя вдоль тела вращения при  $C_b = 0$  (1) и 0,00885 (2).

## 2.2. Модифицированное течение

Для понимания характера модифицированного течения выполнены достаточно подробные измерения профилей средней скорости  $U/U_e = f(y)$  в пограничном слое в среднем в 12 поперечных сечениях по длине ТВ. Из них следует, прежде всего, что признаки отрыва ПС отсутствуют даже при максимальной интенсивности вдува. Однако анализ экспериментальных профилей скорости в переменных закона стенки  $U^+ = f(\eta^+)$  указывает на их существенное отклонение от классической зависимости [28] с коэффициентами  $A = 5,62$  и  $B = 5$ , что вполне понятно. Действительно, в работе [18] была предложена корреляция, в соответствии с которой при обтекании даже гладкой стенки необходимо корректировать безразмерную скорость  $u^+$  на величину  $\Delta u^+$ , которая зависит от относительной скорости вдува  $v_b/v_*$ . При этом факт существования логарифмической области ПС в условиях вдува можно считать установленным. Указанная корреляция не охватывает диапазон параметров настоящей работы, но динамика изменения скорости  $u^+$  при изменении интенсивности вдува имеет аналогичный характер, что подтверждает ее справедливость.

Также представляет интерес характер изменения интегральных характеристик ПС при варьируемом расходе вдуваемого воздуха. Типичные результаты приведены на рис. 6, из которого отчетливо видно поведение толщины потери импульса  $\delta^{**}$  как непосредственно в области вдува, так и за ее пределами. Как отмечалось выше, при  $C_b = 0$  (линия 1) характер изменения величины  $\delta^{**}$  вдоль ТВ не содержит каких-либо особенностей и следует обычной тенденции. По мере увеличения интенсивности вдува (линии 2–4) темп изменения толщины потери импульса постепенно изменяется, обнаруживая заметный ее рост в области вдува. Причем интенсивность роста этой величины даже возрастает вниз по течению от указанной области с увеличением интенсивности вдува  $C_b$ . При дальнейшем увеличении продольной координаты ( $x/L \geq 0,5$ ) темп возрастания величины  $\delta^{**}$  явно ослабевает, плавно приближаясь к своему естественному состоянию. Отметим также факт существенного увеличения толщины пограничного слоя  $\delta$ , которая в последнем измерительном сечении достигает значения 27 мм (линия 2 на рис. 5).

Характер изменения зависимости  $C_f = f(C_b)$  может дать ценную информацию о состоянии используемой перфорированной поверхности и, как следствие, об эффективности применяемого метода управления ПС. Поэтому один из основных вопросов, который



возникает при применении распределенного вдува, состоит в том, происходит ли снижение коэффициента поверхностного трения  $C_f$  и какова протяженность этой области по длине ТВ. Как отмечалось выше, для определения величины  $C_f$  использовался метод Престона, предусматривающий измерение перепада давления ( $P_0 - P_w$ ). Поскольку непосредственно на перфорированной поверхности приемники давления для измерения статического

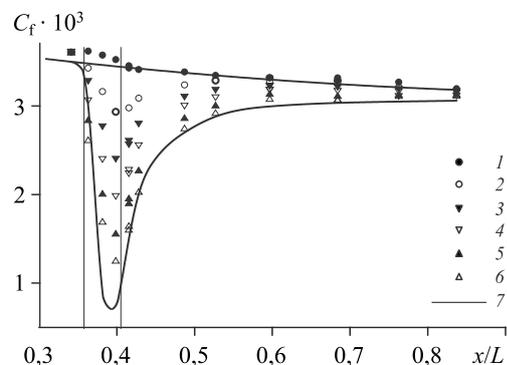
Рис. 6. Изменение толщины потери импульса вдоль тела вращения при  $C_b = 0$  (1), 0,00185 (2), 0,00531 (3) и 0,00885 (4).

давления на стенке смонтировать не представлялось возможным, соответствующие величины  $P_w$  определялись по показаниям миниатюрного зонда статического давления. Окончательные данные представлены на рис. 7 в виде зависимости  $C_f = f(x/L)$ , где координата  $x$  отсчитывается от носка ТВ, а в качестве параметра используется интенсивность вдува  $C_b$  (чтобы не загромождать рисунок, результаты измерений приведены лишь для одной трубки Престона). Видно, что непосредственно в области вдува, обозначенной штриховыми линиями,  $C_f$  резко уменьшается, достигая минимума, величина которого существенно зависит от интенсивности вдува. Наибольшее снижение коэффициента трения, составляющее 64 %, достигается при вдуве максимальной интенсивности  $C_b = 0,00885$ . При дальнейшем увеличении расстояния вниз по потоку величина  $C_f$  сначала резко, а затем плавно возрастает, приближаясь к своему значению, реализуемому в базовом течении. Таким образом, в достаточно широкой области, вплоть до значения  $\Delta x/\delta^{**} \approx 550$ , где  $\Delta x$  отсчитывается от конца пронизаемого участка, величина  $C_f$  остается ниже соответствующего значения, характерного для базового течения. Причем сравнение с данными [17], полученными для перфорированной стенки с относительно крупными отверстиями, указывает на схожесть результатов. В первом приближении это свидетельствует об определенной консервативности ПС к выбору отмеченного параметра, по крайней мере, в незначительном диапазоне его изменения даже в условиях обтекания гидравлически гладкой перфорированной поверхности. Действительно, в работе [17] при вдуве интенсивностью  $C_b = 0,00885$  было получено максимальное снижение локального трения на уровне 56,5 %. Это означает, что важным резервом повышения эффективности вдува может являться внутреннее состояние микроканалов, в частности, качество обработки стенок. Однако данный вывод требует дополнительных исследований, имеющих прямое отношение к практической реализации технологии микровдува через мелкоперфорированные поверхности оптимальной геометрии.

На рис. 7 для случая максимальной интенсивности вдува  $C_b$  приведены также данные численного расчета (при других значениях  $C_b$  получены сходные результаты). Как видно, используемая расчетная модель ( $k-\omega$ )-SST позволяет, по крайней мере, на качественном уровне воспроизвести особенности динамики полученной экспериментальной зависимости  $C_f(x/L)$ . Для повышения разрешающей способности и точности вычислений при учете массообмена целесообразна апробация моделей турбулентности с более сложной гибридной структурой, адаптированной к условиям вдува.

Важно также отметить, что практически во всей исследуемой области значений  $x/L$  результаты измерений величины  $C_f$  двумя методами согласуются друг с другом в пределах погрешности, не превышающей 3–4 %. В этом можно убедиться при рассмотрении рис. 8, где приведена зависимость  $C_f = f(C_b)$  в поперечном сечении  $x/L = 0,415$ , т.е. непосредственно позади секции вдува. Аналогичное согласование наблюдалось также при других значениях  $x/L$ . Вместе с тем,

Рис. 7. Изменение локального коэффициента поверхностного трения вдоль тела вращения при  $C_b = 0$  (1), 0,00185 (2), 0,00354 (3), 0,00531 (4), 0,00708 (5), 0,00885 (6); символы — данные эксперимента, линии — результаты численного расчета (7).



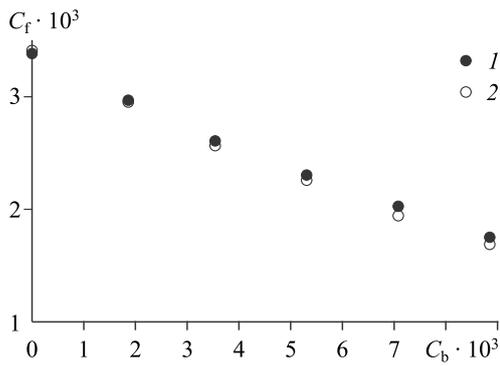


Рис. 8. Изменение локального коэффициента поверхностного трения в зависимости от коэффициента вдува в сечении  $x/L = 0,415$  с использованием трубки Престона с  $d_* = 1,06$  (1), 1,602 (2) мм.

поскольку данный результат получен в предположении существования универсальной области подобия вблизи стенки на ТВ в условиях вдува, прямые доказательства наличия которой отсутствуют, целесообразно уточнение отмеченного

эффекта путем измерения трения дополнительным независимым способом.

В целом, учитывая факт значительного уменьшения составляющей трения, которая в такого рода течениях является преобладающей в общем балансе сопротивления, можно рассчитывать на снижение полного аэродинамического сопротивления всей компоновки. Указанную информацию авторы предполагают получить на следующем этапе работ.

Несомненный интерес представляют данные о распределении турбулентных пульсаций скорости в ПС. В качестве примера на рис. 9 в виде зависимости  $u'_{rms}/U_e = f(y/\delta^*)$  представлены профили среднеквадратичных (rms) пульсаций продольной компоненты скорости в поперечном сечении  $x/L = 0,381$  (середина перфорированной секции) при различных значениях  $C_b$ . Вполне очевидно, что при отсутствии вдува (символы 1) профиль пульсаций имеет типичный для классического турбулентного пограничного слоя вид.

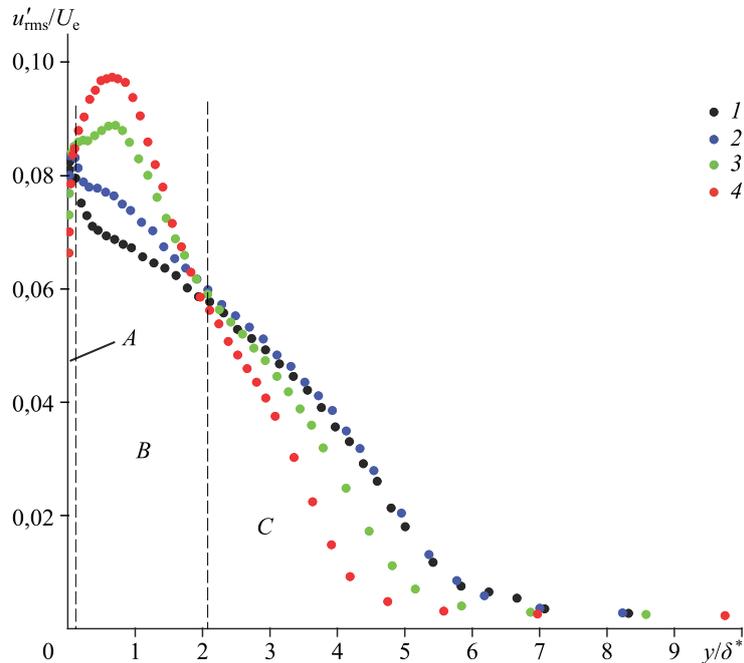


Рис. 9. Профили среднеквадратичных пульсаций продольной компоненты скорости в сечении  $x/L = 0,381$  при  $C_b = 0$  (1), 0,00185 (2), 0,00531 (3) и 0,00885 (4).

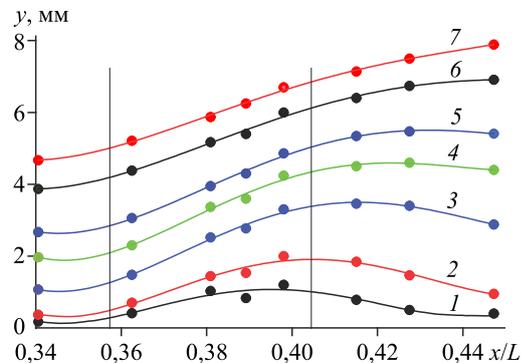
Что касается влияния интенсивности вдува, то представляется важной следующая особенность. Как и в случае управляемого вдувом течения на плоской пластине [8], распределение интегральной интенсивности пульсаций скорости  $u'_{rms}$  по высоте ПС характеризуется наличием трех характерных областей течения: с пониженными (в сравнении с исходным течением) значениями  $u'_{rms}$  непосредственно вблизи стенки (область  $A$ ), с повышенными значениями  $u'_{rms}$  при удалении от стенки (область  $B$ ) и вновь с пониженными значениями  $u'_{rms}$  (область  $C$ ). Механизм формирования области  $A$  вполне понятен. Он обусловлен тем, что в узкой области, непосредственно примыкающей к обтекаемой поверхности ТВ, вследствие вдува происходит оттеснение максимума турбулентных пульсаций скорости от стенки, соответствующее утолщение вязкого подслоя и, как следствие, снижение поверхностного трения. Механизм формирования области  $B$  обусловлен постепенным затормаживанием низкоскоростного вдуваемого воздуха и ослаблением его «пробивных» свойств по мере увеличения поперечной координаты  $y$  с одновременным повышением роли оттесненных от стенки пульсаций скорости. Очевидно, что с увеличением интенсивности вдува, а, следовательно, давления и начальной скорости истечения воздуха, дальнобойность микроструй возрастает. Формирование области  $C$ , скорее всего, вызвано интенсивным нарастанием пограничного слоя в области вдува и, как следствие, существенным ростом толщины вытеснения, которая используется здесь в качестве нормировки.

Наличие описанных выше областей подтверждается распределением линий равных скоростей  $U/U_e = \text{const}$  на рис. 10, которые получены из экспериментальных профилей средней скорости в области вдува (вертикальные штриховые линии) и ее окрестности. Хорошо виден эффект оттеснения линий  $U/U_e = \text{const}$  вдуваемым воздухом, особенно в пристенной области, с постепенным его ослаблением по мере приближения к внешней границе ПС. Понятно, что с увеличением поперечной координаты  $y$  вклад компоненты скорости, обусловленной вдувом, уменьшается, тогда как вклад компоненты скорости основного потока возрастает. Поэтому максимум изолиний  $U/U_e = \text{const}$  смещается вниз по потоку, включая область за пределами перфорированной секции.

На рис. 11а, 11б для случаев  $C_b = 0$  (линии 1) и  $C_b = 0,00885$  (линии 2) представлены сравнительные амплитудно-частотные спектры возмущений в пограничном слое в поперечном сечении, расположенном в конце перфорированного участка. Видно, что в области течения, расположенной близко к стенке (рис. 11а), уровень возмущений при наличии вдува во всем диапазоне частот заметно ниже, а сам спектр не содержит ничего необычного и, что самое важное, не имеет выделенных дискретных частот. Наоборот, при увеличении относительной координаты  $y/\delta^*$  (рис. 11б) уровень возмущений при наличии вдува заметно выше, но сам спектр также не содержит выделенных дискретных частот. Вместе с тем

Рис. 10. Линии равных скоростей в окрестности области вдува при  $C_b = 0,00531$ .

$U/U_e = 0,484$  (1),  $0,559$  (2),  $0,655$  (3),  $0,713$  (4),  $0,752$  (5),  $0,804$  (6),  $0,836$  (7).



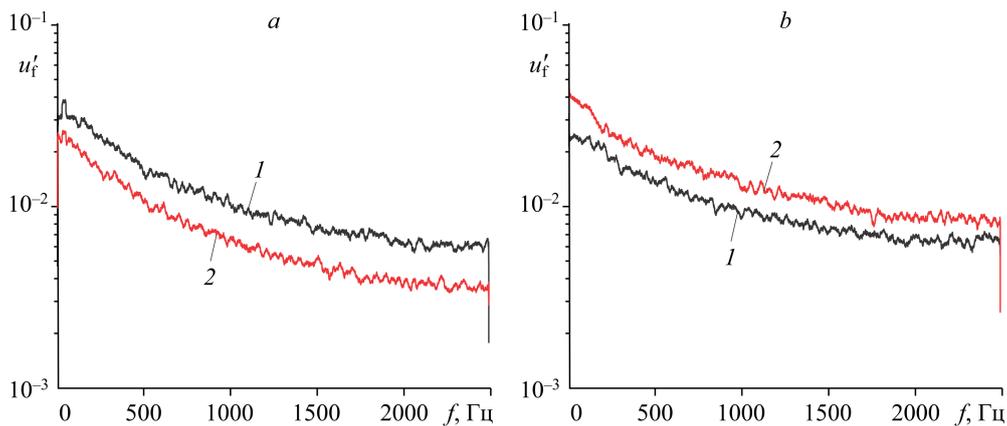


Рис. 11. Амплитудно-частотные спектры возмущений в пограничном слое в конце области вдува.

$y/\delta^* = 0,028$  (а), 1 (б);  $C_b = 0$  (1), 0,00885 (2).

увеличение уровня турбулентности (см. рис. 9) и утолщение пограничного слоя (см. рис. 5) может способствовать росту составляющей сопротивления, обусловленной силами давления. Поэтому окончательный вывод об эффективности анализируемого метода управления может быть сделан с учетом этого фактора.

### Заключение

1. Распределенный вдув через участок перфорированной поверхности длиной  $\Delta/L = 0,0474$  с отверстиями диаметром 0,14 мм и микроканалами малого удлинения обеспечивает существенный выигрыш в сопротивлении трения тела вращения в сравнении с аналогичной величиной для базовой конфигурации. Начиная с задней границы указанного участка и далее вниз по течению, вплоть до расстояния  $x \approx 550\delta^{**}$ , наблюдается устойчивое снижение локального трения, величина которого достигает 64 % непосредственно в области вдува при максимальной его интенсивности.

2. Численное моделирование обтекания базовой конфигурации тела вращения в целом демонстрирует адекватное физическим представлениям и полученным экспериментальным данным воспроизведение основных характеристик течения на основе используемой в работе модели турбулентности. При наличии вдува варьируемой интенсивности расчетная модель позволяет воспроизвести особенности динамики полученной экспериментальной зависимости  $C_f(x/L)$  на качественном уровне. Для повышения разрешающей способности и точности вычислений при учете массообмена целесообразна апробация моделей турбулентности с более сложной гибридной структурой, адаптированной к условиям вдува.

3. Обнаруженное усиление турбулентности и утолщение пограничного слоя с ростом интенсивности вдува может способствовать росту составляющей аэродинамического сопротивления тела вращения, обусловленной силами давления. Поэтому окончательный вывод об эффективности анализируемого метода управления может быть сделан с учетом этого фактора.

## Список литературы

1. **Simpson R.L., Moffat R.J., Kays W.M.** The turbulent boundary layer on a porous plate: experimental skin friction with variable injection and suction // *Int. J. Heat Mass Transf.* 1969. Vol. 12, No. 7. P. 771–789.
2. **Simpson R.L.** Characteristics of turbulent boundary layers at low Reynolds numbers with and without transpiration // *J. Fluid Mech.* 1970. Vol. 42, No. 4. P. 769–802.
3. **Jimenez J., Uhlmann M., Pinelli A., Kawahara G.** Turbulent shear flow over active and passive porous surfaces // *J. Fluid Mech.* 2001. Vol. 442. P. 89–117.
4. **Hwang D.** Review of research into the concept of the microblowing technique for turbulent skin friction reduction // *Prog. Aerosp. Sci.* 2004. Vol. 40. P. 559–575.
5. **Li J., Lee C.-H., Jia L., Li X.** Numerical study on the flow control by micro-blowing // *Proc. 47th AIAA Aerospace Sci. Meeting, Orlando, FL.* 2009. AIAA 2009-779.
6. **Базовкин А.В., Ковеня В.М., Корнилов В.И., Лебедев А.С., Попков А.Н.** Влияние микровдува газа с поверхности пластины на ее сопротивление // *Журн. прикл. механики и техн. физики.* 2012. № 4. С. 26–37.
7. **Kametani Y., Fukagata K., Orlu R., Schlatter Ph.** Effect of uniform blowing/suction in a turbulent boundary layer at moderate Reynolds number // *Int. J. Heat Fluid Flow.* 2015. Vol. 55. P. 132–142.
8. **Kornilov V.I.** Current state and prospects of researches on the control of turbulent boundary layer by air blowing // *Prog. Aerosp. Sci.* 2015. Vol. 76. P. 1–23.
9. **Fan Y., Zhang Y., Ye Z., Zou J., Zheng Y.** Effect of micro-blowing on flow characteristics in a turbulent flat plate boundary layer and its mechanism of drag reduction // *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica.* 2020. Vol. 41, No. 10. P. 123814-1–123814-14.
10. **Mahfoze O.A., Laizet S., Wynn A.** Bayesian optimisation of intermittent wall blowing for drag reduction of a spatially evolving turbulent boundary layer // *Tenth Intern. Conf. on Computational Fluid Dynamics (ICCFD10), Barcelona, Spain, July 9-13, 2018.* ICCFD10-2018-53. 17 p.
11. **Mahfoze O.A., Moody A., Wynn A., Whalley R.D., Laizet S.** Reducing the skin-friction drag of a turbulent boundary-layer flow with low-amplitude wall-normal blowing within a Bayesian optimization framework // *Phys. Review Fluids.* 2019. Vol. 4. P. 094601-1–094601-23.
12. **Xie L., Zheng Y., Zhang Y., Ye Z., Zou J.** Effects of localized micro-blowing on a spatially developing flat turbulent boundary layer // *Flow, Turbulence and Combustion.* 2021. Vol. 107, Iss. 11. P. 51–79.
13. **Prokein D., Wolfersdorf J.** Numerical simulation of turbulent boundary layers with foreign gas transpiration using open FOAM // *Acta Astronautica.* 2019. Vol. 158. P. 253–263.
14. **Kumar P., Mahesh K.** Analysis of axisymmetric boundary layers // *J. Fluid Mech.* 2018. Vol. 849. P. 927–941.
15. **Schetz J.A., Nerney B.** Turbulent boundary layer with injection and surface roughness // *AIAA J.* 1977. Vol. 15, Iss. 9. P. 1288–1294.
16. **Hwang D.** Experimental study of characteristics of micro-hole porous skins for turbulent skin friction reduction // *Proc. 23rd Congress of Intern. Council of the Aeronautical Sci., 8–13 September, 2002, Toronto, Canada.* P. 2101-1–2101-7.
17. **Корнилов В.И.** Турбулентный пограничный слой на удлиненном осесимметричном теле при наличии вдува воздуха и шероховатости проницаемой поверхности // *Теплофизика и аэромеханика.* 2022. Т. 29, № 4. С. 507–525.
18. **Marchenay Y., Chedevergne F., M. Olazabal Loumé.** Modeling of combined effects of surface roughness and blowing for Reynolds-averaged Navier–Stokes turbulence models // *Phys. Fluids.* 2021. Vol. 33. P. 045116-1–045116-14.
19. **Кутателадзе СС, Леонтьев АИ.** Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергоатомиздат, 1985. 318 с.
20. **Vinuesa R., Lehmkühl O., Lozano-Durán A., Rabault J.** Flow control in wings and discovery of novel approaches via deep reinforcement learning. Review // *Fluids.* 2022. Vol. 7, No. 62. P. 1–15.
21. **Гудилин И.В., Лашков Ю.А., Шумилкин В.Г.** Экспериментальное исследование влияния риблетов и разрушителей вихревых структур на сопротивление тела вращения // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа.* 1996. № 3. С. 154–157.
22. **Preston J.H.** The determination of turbulent skin friction by means of pitot tubes // *J. Royal Aeronautical Society.* 1954. Vol. 58. P. 109–121.
23. **Patel V.** Calibration of the Preston-tube and limitations on its use in pressure gradient // *J. Fluid Mech.* 1965. Vol. 23, Iss. 2. P. 185–208.
24. **Корнилов В.И.** Распределение скорости в турбулентном пограничном слое на проницаемой стенке в условиях вдува воздуха // *Теплофизика и аэромеханика.* 2012. Т. 19, № 1. С. 9–17.
25. **Menter F.R.** Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // *AIAA J.* 1994. Vol. 32, No. 8. P. 1598–1605.

26. **Spalart P.R., Allmaras S.R.** A one-equation turbulence model for aerodynamic flows // AIAA Paper. 1992. No. 92-0439.
27. **Smits A.J., Joubert P.N.** Turbulent boundary layers on bodies of revolution // J. Ship Research. 1982. Vol. 26, No. 2. P. 135–147.
28. **Computation** of turbulent boundary layers / Eds D.E. Coles, E.A. Hirst // Proc. Stanford Conf. AFOSR-IFP, Stanford University, 1968–1969. Vol. 2. 519 p.
29. **Корнилов В.И., Шквар Е.А.** Физическое и математическое моделирование осесимметричного турбулентного обтекания тела вращения большого удлинения // Журн. прикл. механики и техн. физики. 2021. № 3. С. 137–147.

*Статья поступила в редакцию 6 июня 2022 г.,  
после доработки — 8 июля 2022 г.,  
принята к публикации 2 сентября 2022 г.*