

В. И. Корнилов¹, А. В. Бойко^{1,2}, И. Н. Кавун¹, А. Н. Попков¹

¹ *Институт теоретической и прикладной механики
им. С. А. Христиановича СО РАН
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия*

² *Тюменский государственный нефтегазовый университет
ул. Володарского, 56, Тюмень, 625500, Россия*

kornilov@itam.nsc.ru, boiko@itam.nsc.ru, i_k@list.ru, popkov@itam.nsc.ru

ВДУВ ВОЗДУХА В ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЫ С ПРЕРЫВИСТОЙ ПО ЕЕ ДЛИНЕ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ*

Представлен обобщенный анализ результатов расчетно-экспериментальных исследований вдува воздуха в турбулентный пограничный слой через мелкоперфорированную поверхность, состоящую из чередующихся по ее длине проницаемых и непроницаемых участков варьируемой протяженности, обеспечивающих внезапное изменение условий течения на их границах. Коэффициент вдува C_b , определенный по величине массового расхода воздуха, приходящего на «живую» площадь перфорированного образца, менялся в диапазоне от 0 до 0,008. Показано, что при увеличении C_b средний коэффициент поверхностного трения C_F уменьшается на величину порядка 65 %. При поддержании одинакового для всех исследуемых конфигураций массового расхода воздуха Q величина C_F остается постоянной, не зависящей от геометрических параметров проницаемого и непроницаемого участков. Увеличение длины последнего по потоку проницаемого участка способствует росту протяженности релаксационной области, характеризующейся пониженными значениями трения на непроницаемой части пластины.

Ключевые слова: плоская пластина, непроницаемые и проницаемые участки, вдув воздуха, турбулентный пограничный слой, трение.

Введение

Настоятельная необходимость уменьшения сопротивления трения и аэродинамических сил, действующих на движущиеся объекты, в частности летательные аппараты, суда, подводные лодки и торпеды, стимулирует интерес к поиску новых экономических способов управления турбулентным сдвиговым течением [1–3]. Эта проблема является ключевой в аэродинамике, поскольку во многих практических приложениях просто невозможно установить / поддерживать ламинарный поток и поэтому приходится изы-

скивать пути и возможности уменьшения величины турбулентного сопротивления. Примеры такого рода течений приведены в обзорной статье [4]. Один из методов управления, который в свое время не нашел должной оценки и логического завершения, – это инжекция (вдув) газа в турбулентный пограничный слой, хотя исследования в этом направлении проводились еще в 60–70-е гг. прошлого века (см. [5–8] и др.). Основная причина, по мнению многих исследователей, состояла в том, что энергетические затраты, обусловленные вдувом газа через стенку с достаточно высокой шерохо-

* Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 14-08-00020).

ватостью чрезвычайно велики [9]. Тем не менее главное достижение, которое следует отнести практически ко всем выполненным в то время работам, заключается в том, что сопротивление трения, отнесенное к соответствующей величине при отсутствии вдува, существенно уменьшается.

С разработкой в 80–90-х гг. более совершенных технологий (лазерная, электронно-пучковая), позволяющих производить проницаемые материалы на качественно новом уровне, гидравлические потери на вдув оказались возможным существенно уменьшить. В этом случае низкая шероховатость поверхности дает возможность использовать микроотверстия с относительно небольшой проходной площадью, максимальная степень проницаемости которой ограничивается величиной порядка 23 % [10]. Поиск эффективных путей управления турбулентным пограничным слоем при помощи вдува воздуха через проницаемую стенку, изготовленную на основе современных технологий, с целью снижения аэродинамического сопротивления – одна из актуальных задач наших дней. Не случайно данная проблема привлекает специалистов в области не только экспериментальной [11–13], но и вычислительной [14–16] аэродинамики. В последнем случае такой класс задач моделировался лишь в общей постановке, т. е. без рассмотрения специфики течения на ограниченных участках проницаемой поверхности. В работе [14] численное решение выполнено в приближении осредненных по ансамблю уравнений сохранения массы, количества движения и энергии с привлечением для замыкания $k-\omega$ /SST модели турбулентности для сжимаемого течения. В работе [15] использовались осредненные по Фавру уравнения Навье – Стокса с привлечением для замыкания $k-\omega$ /SST модели турбулентности с двумя уравнениями, предложенными Менгером (Menter).

В рамках продолжения подобного рода исследований ранее нами [13] обнаружено существование обширной области пониженного трения не только на самой проницаемой поверхности, но и вниз по потоку от нее. В этой связи на перфорированном образце искусственно моделировались перемежающиеся по его длине проницаемые и непроницаемые участки [17], чтобы понять, возможно ли за счет выключенных из процесса вдува участков сэкономить часть

энергетических затрат и тем самым обеспечить более высокую эффективность данного способа управления. В этом отношении наиболее близкой является работа [16], в которой в рамках полных уравнений Навье – Стокса для вязкой несжимаемой жидкости и $k-\varepsilon$ модели турбулентности численно исследуется влияние интенсивности вдува через отдельные фрагменты поверхности на изменение локального и интегрального коэффициентов трения, причем задача решалась в двумерном и трехмерном приближениях. Показано, что при сохранении общей интенсивности вдува интегральное значение трения практически не зависит от количества участков вдува, если их число достигает некоторого вполне определенного значения.

Настоящая работа посвящена обобщению выполненных нами расчетно-экспериментальных исследований вдува воздуха в несжимаемый турбулентный пограничный слой через мелкоперфорированную поверхность, состоящую из чередующихся по ее длине проницаемых и непроницаемых участков.

Техника, методика и условия исследований

Эксперимент

Эксперименты проводились в дозвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 ИТПМ СО РАН и охватывали диапазон скоростей невозмущенного потока в контрольном сечении U_∞ от 9 до 35 м/с, что соответствовало числам Рейнольдса на 1 м $Re_1 = (0,61-2,06) \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. Аэродинамическая модель представляла собой плоскую пластину из дюралюмина Д16Т с размерами $2204,5 \times 993 \text{ мм}^2$ в плане и толщиной 6 мм [18]. Передняя и задняя части пластины с «нерабочей» стороны выполнены в виде полуэллипса с соотношением полуосей $b/a = 1 : 12$. На оси симметрии пластины – 13 приемников статического давления диаметром 0,4 мм. Конструкция модели предусматривала возможность установки заподлицо с основной ее поверхностью плоского сменного перфорированного образца достаточно больших размеров в плане ($420 \times 250 \text{ мм}^2$). Положение начала x_s и конца x_f образца от передней кромки пластины составляло соответственно $\bar{x}_s = x_s/L = 0,468$

и $\bar{x}_r = x_r/L = 0,668$. Прерывистый (по потоку) вдув воздуха обеспечивался за счет заклеивания в трансверсальном направлении внутренней поверхности перфорированного образца на нескольких участках по длине x . Таким образом, участки с проницаемой поверхностью чередовались с участками с непроницаемой для вдува поверхностью.

Параметры проницаемости собственно перфорированного образца составляют: пористость 17,1 %, средний диаметр пор (отверстий), расположенных в шахматном порядке $D = 0,17$ мм, толщина стенки $t = 1,1$ мм, удлинение пор $\lambda = t/D = 6,47$.

Пограничный слой на рабочей стороне пластины был искусственно турбулирован путем размещения в области максимального изменения давления (окрестность передней кромки) полосы крупнозернистого калиброванного песка длиной 30 мм с размером зерна $h = 0,8$ мм. Параметры турбулизатора выбраны из условия обеспечения развитого турбулентного течения по длине пластины во всем исследуемом диапазоне скоростей набегающего потока.

Подача воздуха в камеру давления, которая располагалась непосредственно под перфорированным образцом, а из нее через проницаемые участки поверхности в пограничный слой, осуществлялась от штатной системы сжатого воздуха, обеспечивающей давление 5,88 бар, сначала по единому трубопроводу, а затем с помощью 18 коротких распределительных шлангов, гидравлическое сопротивление которых было подобрано одинаковым. Для достижения большей равномерности расхода вдуваемого в пограничный слой воздуха непосредственно под самим образцом устанавливался мелкоячеистый двухслойный фильтр SEFAR PET 1500 150/380–34У.

Массовый расход вдуваемого воздуха измерялся с помощью расходомера фирмы Aalborg (Model GFM 67). При этом максимальное значение осредненного (по площади) коэффициента вдува $C_b = \rho_b v_b / \rho_\infty U_\infty$ было равным 0,008. Величина $2C_b/C_{f0}$, которую нередко используют в качестве характерного параметра, в нашем случае достигала значения 5,3.

Скоростной напор набегающего потока q_∞ контролировался по перепаду между полным P_0 и статическим P_∞ давлением,

измеряемому с помощью трубки Пито – Прандтля, установленной в контрольном сечении, и регистрируемому наклонным спиртовым микроманометром системы DISA, а также дублировался путем измерения перепада давления торможения в форкамере трубы и статического давления в рабочей части.

Основные измерения выполнены с помощью полностью автоматизированного дистанционно управляемого координатного устройства с двумя степенями свободы (x, y). Перемещение рабочего органа координатника по высоте пограничного слоя y осуществлялось по заранее заданной программе, предусматривающей выбор шага, минимальное значение которого составляло 1 мкм. Сбор и обработка регистрируемой в ходе эксперимента информации осуществлялись непосредственно в темпе эксперимента и оперативно анализировались программными средствами, разработанными на базе пакета MATLAB.

Мгновенная скорость u в исследуемой точке поля сдвигового потока измерялась с помощью комплекса термоанемометрической аппаратуры 55M0 фирмы DANTEC. Сигнал с выхода линейризатора подавался на многоканальный высокочастотный 14-рядный 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. Сбор информации в каждой измеряемой точке поля потока осуществлялся в течение 5 с с частотой 10 кГц. В качестве первичного преобразователя использовался миниатюрный датчик, известный в литературе как датчик пограничного слоя, с чувствительным элементом в виде вольфрамовой нити диаметром 5 мкм и длиной 1,2 мм, который эксплуатировался в режиме постоянной температуры при перегреве 1,7. При движении к стенке (отрицательное направление оси y) датчик касался поверхности пластины концами токоподводов, причем момент касания контролировался по электрическому контакту. При движении датчика от стенки (положительное направление оси y) момент его отрыва от поверхности фиксировался лишь после выборки естественного механического люфта.

Местный коэффициент поверхностного трения C_f , как одна из основных величин,

определялся по методике [19]. Суть методики состоит в том, что, кроме обычной калибровки датчика термоанемометра (во внешнем потоке), выполняется также тщательная его калибровка в зависимости от поперечной координаты y при различных значениях скорости потока U_∞ в окрестности ее режимного значения. Это позволяет учесть охлаждающий эффект стенки на показания термоанемометра и корректно описывать распределение скорости в пристенной части профиля и, как следствие, определять C_f не только по логарифмической части профиля скорости (если таковая имеется), но и используя для этой цели область ламинарного подслоя турбулентного пограничного слоя.

Более подробно описание модели, схемы измерений и методики эксперимента можно найти в [17; 18].

Методология численного решения

Численное решение задачи обтекания пластины с прерывистым по ее длине вдувом выполнено в пакете ANSYS Fluent в двумерном приближении. Использовались осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье – Стокса для вязкой несжимаемой жидкости. Для замыкания системы уравнений применялась дифференциальная двухпараметрическая модель турбулентности Лаундера – Сполдинга k - ϵ [20]. Расчетная область представляет собой прямоугольник, верхним и нижним основаниями которого служили соответственно потолок и пол рабочей части трубы, а входная и выходная границы располагались на расстоянии 1 000 мм от передней и задней кромок пластины. На входной границе задавались величина скорости набегающего потока U_∞ , интенсивность турбулентности ϵ_∞ и отношение турбулентной вязкости к молекулярной $\mu_{t\infty}/\mu_\infty$. Значение ϵ_∞ , равное 0,05 %, выбрано исходя из характеристик поля потока в аэродинамической трубе, а отношение вязкостей, равное 1, устанавливалось по рекомендациям разработчиков пакета, в соответствии с которыми типичные значения для свободного потока лежат в диапазоне $\mu_{t\infty}/\mu_\infty \approx 1$ –10. Расчетная модель включала непроницаемый участок пластины перед перфорированным образцом, сам образец,

разделенный перемежающимися участками, и заднюю (непроницаемую) часть пластины. Для упрощения расчета перфорированная стенка заменена поверхностью с равномерно расположенными по длине x поперечными щелями (шаг 1 мм). Ширина щели соответствовала диаметру отдельного микроотверстия и равнялась 0,17 мм. Расчетная сетка вблизи стенки построена таким образом, чтобы в явном виде разрешить ламинарный подслой турбулентного пограничного слоя. Для этого выполнено сгущение сетки в направлении поперечной к стенке координаты y , безразмерное значение $y^+ = y \cdot \nu_* / \nu$ которой достигало примерно 0,2. В окрестности щелей сетка строилась таким образом, чтобы на ширину каждой щели приходилось 10 расчетных ячеек, в то время как на промежуток между ними – 25 ячеек. Всего расчетная область содержала 2,8 млн прямоугольных ячеек. Значение коэффициента трения на каждом участке перфорированного образца между соседними щелями осреднялось.

Отдельные расчеты авторами выполнены в приближении пограничного слоя, хотя справедливость подобного подхода при достаточной большой интенсивности вдува следует поставить под сомнение. В этом случае использовалась алгебраическая модель турбулентности – модель пути перемешивания Прандтля l . В исходных уравнениях к вязкости добавляется турбулентная вязкость, в которой длина пути перемешивания во внутренней и внешней областях пограничного слоя аппроксимируется стандартными выражениями, используемыми в литературе. Переход от одной формулы к другой осуществляется таким образом, чтобы соблюсти условие непрерывности турбулентной вязкости.

Результаты и обсуждение

Исходное (немодифицированное) течение

Достаточно подробные измерения профилей средней скорости и мгновенных значений продольных пульсаций скорости в рабочей полосе частот, а также поверхностного трения в различных поперечных сечениях по длине модели показывают [17], что характеристики сдвигового потока на пер-

форированной поверхности полностью соответствуют физическим представлениям о свойствах турбулентного пограничного слоя, формирующегося на непроницаемой плоской пластине при номинально безградиентном ее обтекании. В частности, распределение средней скорости в логарифмической области пограничного слоя вполне удовлетворительно описывается классическим законом стенки

$$u^+ = A \log y^+ + B,$$

где

$$u^+ = u/v_*, \quad y^+ = yv_*/\nu$$

с коэффициентами $A = 5,62$ и $B = 5,0$, рекомендованными в качестве канонических материалами известной Стэндфордской конференции [21], где ν – кинематический коэффициент вязкости. Причем в ламинарном подслое опытные данные хорошо описываются также линейным законом распределения скоростей $u^+ = y^+$ [22]. Это и понятно, поскольку сам перфорированный материал изготовлен с использованием современных технологий и, как следствие, имеет низкую шероховатость рабочей поверхности. Поэтому локальное трение при обтекании такой поверхности практически не отличается от гидравлически гладкого аналога. Данный факт является необходимой предпосылкой для корректной оценки эффективности метода управления турбулентным течением с помощью вдува.

Распределения интегральных характеристик пограничного слоя, и в частности толщины потери импульса δ^{**} , также обнаруживают ожидаемые свойства течения. Кроме того, хорошее согласование экспериментальных данных, представленных в виде зависимости $C_f = f(Re^{**})$ [17; 18], характеризующей изменение местного коэффициента поверхностного трения от Re^{**} , где Re^{**} – число Рейнольдса, определенное по толщине потери импульса пограничного слоя, с данными расчета по методике Себеси [23] является прямым подтверждением того важного факта, что обтекание такой стенки практически эквивалентно обтеканию гидравлически гладкого аналога.

Наконец, профили продольной компоненты пульсаций скорости в переменных закона стенки $u'_{rms}/v_* = f(\log y^+)$, где $v_* =$

$= \sqrt{\tau_w/\rho}$ – динамическая скорость, спектры возмущений, а также хорошее согласование измеренных и вычисленных турбулентных касательных напряжений $u'v'$ в слое постоянного напряжения сдвига подтверждают, что характеристики исследуемого течения не противоречат физическим представлениям о свойствах турбулентного пограничного слоя, формирующегося на плоской пластине в условиях безградиентного течения [17].

Модифицированное течение

Достаточно подробное изложение свойств турбулентного пограничного слоя в условиях вдува воздуха через стенку с перемежающимися по длине пластины проницаемыми и непроницаемыми участками можно найти в [18]. Поэтому ограничимся здесь лишь перечислением наиболее важных из них. Отметим, что во внутренней области пограничного слоя экспериментальный профиль средней скорости в переменных закона стенки $u^+ = f(y^+)$ обнаруживает явно выраженный рост безразмерной скорости u^+ в сравнении с каноническими значениями, причина которого – в уменьшении динамической скорости v_* при наличии вдува. Как следствие, профиль скорости в этом случае становится менее наполненным. При этом характер распределения средней скорости в пограничном слое имеет такой же вид, как и в случае вдува через единую проницаемую стенку (базовый вариант). Что касается внешней области, то в целом здесь оказались справедливыми подходы, предложенные в [24–26]. В частности, профили скорости в пограничном слое в виде

$$(U_\infty - u)/U_\infty \delta^*/\delta_{99} = f(y/\delta_{99}),$$

нормированные с использованием масштаба скорости $U_\infty \delta^*/\delta_{99}$, стремятся к единой зависимости как при наличии, так и при отсутствии вдува воздуха.

В части, касающейся поведения профилей продольной компоненты пульсаций скорости $u'_{rms}/U_e = f(y/\delta^{**})$, следует подчеркнуть примечательную особенность. Она состоит в возрастании величины u'_{rms} в диапазоне значений поперечной координаты $0,11 \leq y/\delta^{**} \leq 4,8$ и, напротив, ее уменьше-

нии при значениях поперечной координаты $0 \leq y/\delta^{**} \leq 0,11$ над проницаемыми участками поверхности [17]. Это свидетельствует об утолщении вязкого подслоя и, как следствие, уменьшении ламинарной составляющей поверхностного трения под воздействием вдува.

В целом, для всех исследованных конфигураций, характеризующихся различным соотношением между протяженностью проницаемого и непроницаемого участков, присуще важное свойство турбулентных пульсаций скорости, проявляющееся в областях течения над искусственно образованными непроницаемыми участками поверхности. Оно состоит в том, что при натекании потока на непроницаемую часть поверхности в профиле пульсаций $u'_{rms}/U_e = f(y)$ формируются два максимума, один из которых носит обычный характер и располагается близко к стенке, а другой смещен в направлении внешней области пограничного слоя. Отличие лишь в том, что на коротком участке эти особенности менее выражены.

Обтекание пластины с прерывистым по длине вдувом характеризуется интенсивным уменьшением локального коэффициента трения C_f на проницаемых участках поверхности и его ростом на искусственно созданных непроницаемых для вдува участках. Подобный характер распределения C_f имеет место для всех исследуемых конфигураций, в том числе и для представленной на рис. 1, геометрия которой отличается наличием достаточно коротких проницаемых (обозначения 1–4) и соответственно длинных непроницаемых участков. Важно, что при коэффициенте вдува C_b , определенного по величине массового расхода воздуха, приходящего на «живую» (проницаемую) площадь перфорированного образца, составляющем здесь 0,008, явных признаков глобального отрыва пограничного слоя за счет вдува не наблюдается.

Вместе с тем величина приращения C_f на непроницаемых участках поверхности относительно некоего базового значения (единая проницаемая стенка) очень слабо зависит (в исследованных пределах) от протяженности этих участков. Это особенно наглядно видно на примере зависимости $C_f = f(x)$ (рис. 2, где символ 0 – базовый

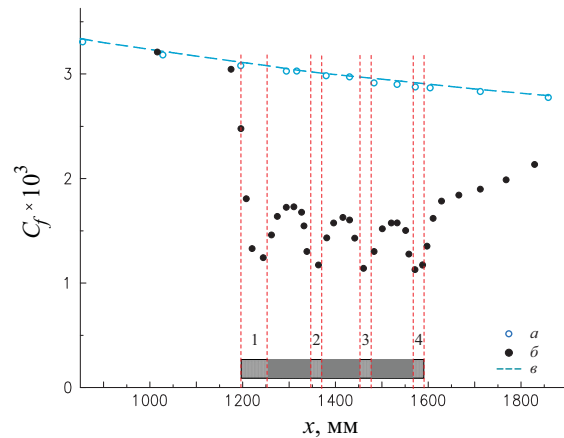


Рис. 1. Изменение локального коэффициента поверхностного трения по длине модели: $C_b = 0$ (а), $C_b = 0,008$ (б), $C_b = 0$ (в) (расчет по методике [23])

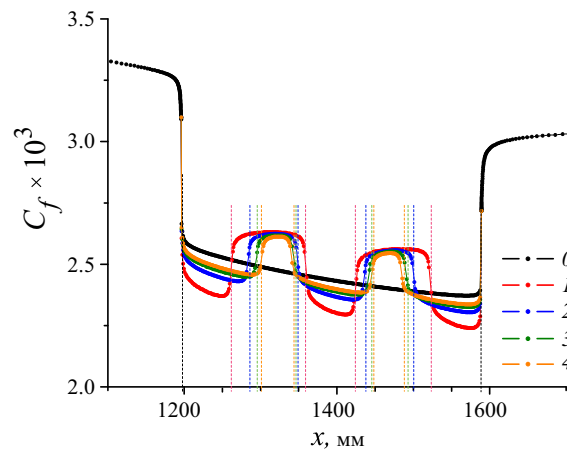


Рис. 2. Изменение локального коэффициента поверхностного трения по длине модели (численное решение): $F_{жив}/F$, %: 100 (0), 50 (1), 33,3 (2), 25 (3), 20 (4). $C_b = 0,0035$

вариант вдува), полученной по данным численного решения, выполненного в рамках осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье – Стокса при $C_b = \text{const}$ и варьируемом соотношении $F_{жив}/F$ между площадью проницаемых участков и общей площадью перфорированного образца. При этом обращает также на себя внимание тот факт, что с уменьшением протяженности проницаемого участка (см., например, 1) наблюдается более интенсивное снижение трения. Причина этого вполне понятна и состоит в том, что с уменьшением $F_{жив}$ скорость вдуваемого воздуха v_b на этих участках возрастает.

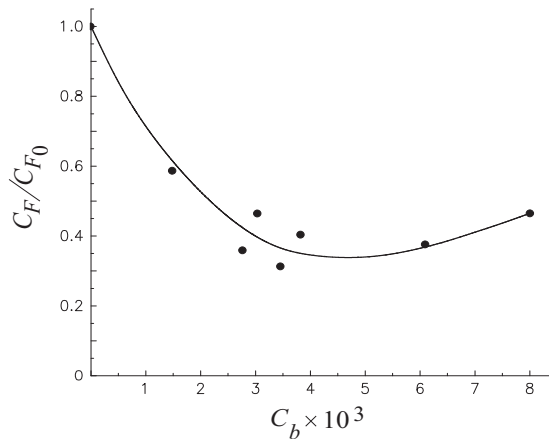


Рис. 3. Изменение нормированного среднего коэффициента поверхностного трения в зависимости от коэффициента вдува. Эксперимент, $F_{\text{жив}}/F = \text{var}$

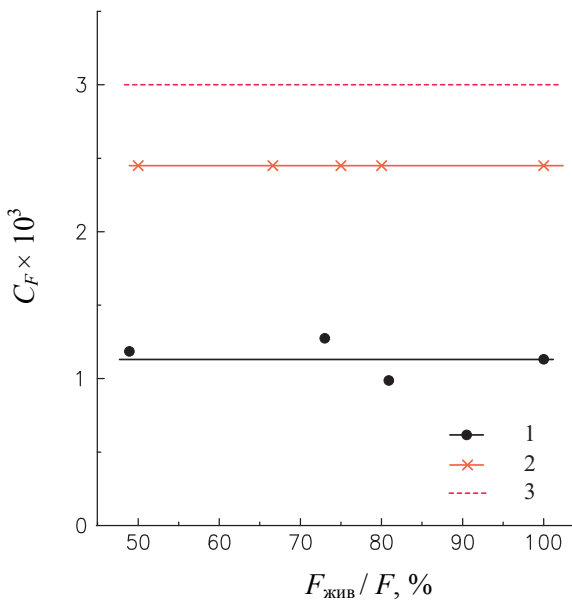


Рис. 4. Изменение среднего коэффициента поверхностного трения в зависимости от «живой» (проницаемой) площади: эксперимент (1), численное решение (2), эксперимент (осредненные данные) при отсутствии вдува (3)

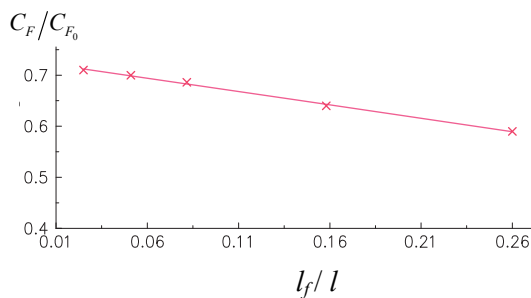


Рис. 5. Изменение относительного среднего коэффициента поверхностного трения в зависимости от длины последнего проницаемого участка. $x = 0 - 1,3$ длины перфорированного образца

Отмеченные выше особенности изменения величины C_f вдоль координаты x приводят к необходимости оценивать в такой ситуации эффективность вдува по изменению среднего коэффициента поверхностного трения C_F . В качестве примера на рис. 3 представлено экспериментальное распределение нормированного значения среднего коэффициента поверхностного трения C_F/C_{F0} по длине модели при переменном значении коэффициента вдува C_b . Здесь

$$C_F = \frac{1}{\Delta l} \int_{l_1}^{l_2} C_f(x) dx,$$

а C_{F0} – соответствующее значение при отсутствии вдува. При определении величин C_F и C_{F0} длина области интегрирования ($l_2 - l_1$) условно ограничивалась лишь продольным размером Δl собственно перфорированного образца. Важная релаксационная область вниз по потоку от границы «перфорированный образец / собственно пластина», т. е. при $x > l_2$, здесь пока не учитывалась. Значения C_b получены по величине массового расхода воздуха, приходящего на «живую» (проницаемую) площадь $F_{\text{жив}}$ перфорированного образца.

Как видно, за исключением некоторых особенностей, в частности наличия минимума C_F , данная зависимость в целом имеет вид, близкий к тому, который наблюдается при изменении локальных значений трения $C_f = f(C_b)$, и характеризующийся существенным уменьшением C_f при увеличении коэффициента вдува. Максимальное снижение трения по отношению к исходному пограничному слою ($C_b = 0$) достигает примерно 65 %.

Недостаток данной зависимости состоит в том, что она не позволяет выявить роль параметра $F_{\text{жив}}/F$, а следовательно, и соотношения между протяженностью проницаемого и непроницаемого участков. Тем не менее, рассуждая логически, можно прийти к следующему заключению. Отношение протяженности непроницаемого участка к протяженности проницаемого должно находиться в пределах 0,17–0,21, что подтверждает результаты ранее выполненных нами экспериментов [18]. Полученный вывод

вполне объясним. Действительно, при наличии короткого проницаемого участка величина C_f в значительной степени определяется близостью его передней и задней границ. Сдвиговой поток, по существу, не успевает сформироваться после прохождения передней границы, как начинает испытывать влияние задней границы. Напротив, при наличии достаточно протяженного участка C_f уменьшается до некоего равновесного (по Клаузеру) значения, не испытывая, по-видимому, сколько-нибудь существенного влияния его задней границы. Данный факт подтверждается результатами исследований для случая, когда проницаемый участок занимал всю длину перфорированного образца [22]. В этом случае C_f резко падает при пересечении передней границы, разделяющей саму пластину и перфорированный образец, достигая равновесного значения.

Интересно, что при поддержании одинакового для всех исследуемых конфигураций массового расхода воздуха Q средний коэффициент поверхностного трения C_F остается постоянным, не зависящим от геометрических параметров проницаемого и непроницаемого участков. В этом можно убедиться из рассмотрения рис. 4, на котором показана зависимость $C_F = f(F_{\text{жив}}/F)$, где величина $F_{\text{жив}}/F$ характеризует относительную площадь (в процентах), занимаемую проницаемыми участками. Некоторое отклонение экспериментальных значений C_F (кружки) от осредненного значения, скорее всего, обусловлено тем, что расход воздуха не поддерживался строго одинаковым, поскольку в разных опытах мог меняться в пределах $\pm(15-20)$ л/мин. Это предположение наглядно подтверждается результатами численного решения (крестики), выполненного в рамках осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье – Стокса, откуда следует, что постоянство величины C_F при изменении $F_{\text{жив}}/F$ соблюдается с точностью до пятого знака после запятой. Необходимо, однако, признать, что зависимость $C_F = f(F_{\text{жив}}/F)$ не может быть обобщающей, поскольку при отличающихся значениях C_b она расслаивается, и становится непонятно, за счет чего это снижение C_F достигается. Вместе с тем она позволяет сделать важный

вывод. Любая комбинация проницаемых и непроницаемых участков, по крайней мере в пределах собственно перфорированного образца, не обеспечивает сколько-нибудь заметного выигрыша в трении по сравнению с базовым вариантом вдува. В этом случае снижение трения на проницаемых участках поверхности, по сути, компенсируется ростом трения в промежутках между ними.

Ситуация меняется, если принять во внимание важную релаксационную область течения, расположенную вниз по потоку от стыка «последний проницаемый участок / собственно пластина». Определение протяженности Δl_r этой области в эксперименте было затруднено вследствие ограниченных размеров пластины позади перфорированного образца. Поэтому обратимся к данным расчета, выполненного в приближении пограничного слоя при $C_b = \text{const}$. Возьмем достаточно большое расстояние x вниз по потоку от перфорированного образца, составляющее 1,3 его длины. В этом случае зависимость $\Delta C_f = f(l_f/l)$, где l_f/l – относительная длина последнего проницаемого участка, характеризующая отличие ΔC_f (в процентах) местного коэффициента поверхностного трения от равновесного значения, показывает, что увеличение длины указанного участка способствует росту протяженности релаксационной области Δl_r .

Данный факт, несомненно, является позитивным, поскольку в общем балансе сопротивления, т. е. с учетом энергетических затрат на процесс вдува, можно за счет этого обеспечить дополнительное снижение полного сопротивления. Подтверждением этого являются расчетные данные рис. 5, на котором показана зависимость $C_F/C_{F0} = f(l_f/l)$, где значения C_F и C_{F0} получены путем интегрирования данных о распределении $C_f(x)$, начиная от передней границы перфорированного образца вплоть до координаты x вниз по потоку, составляющей 1,3 его длины и охватывающей значительную часть релаксационной области. Как видно, в целом протяженность последнего проницаемого участка l_f/l действительно является важной величиной, с увеличением которой выигрыш в среднем коэффициенте

поверхностного трения возрастает. Правда, характер изменения данной зависимости при малых значениях l_f/l не совсем понятен, поскольку в этом диапазоне l_f/l величина C_F/C_{F0} , казалось бы, должна возрастать более интенсивно.

Выводы

Выполнен анализ расчетно-экспериментальных исследований возможности снижения поверхностного трения пластины в условиях вдува воздуха в несжимаемый турбулентный пограничный слой через мелкоперфорированную плоскую стенку, состоящую из чередующихся по ее длине проницаемых и непроницаемых участков. Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы.

- Средний коэффициент поверхностного трения C_F при увеличении коэффициента вдува C_b , определенного по величине массового расхода воздуха, приходящего на «живую» площадь перфорированного образца, и изменении количества участков вдува и их протяженности уменьшается на величину порядка 65 %.

- При поддержании одинакового для всех исследуемых комбинаций массового расхода воздуха Q средний коэффициент поверхностного трения C_F остается постоянным, не зависящим от геометрических параметров проницаемого и непроницаемого участков.

- Анализ зависимости $C_F/C_{F0} = f(C_b)$, каждая точка которой соответствует определенной конфигурации «проницаемый / непроницаемый участок», позволяет сделать осторожный вывод о том, что величина $F_{жив}$ должна составлять не менее 80 % общей площади. В то же время любое сочетание проницаемых и непроницаемых участков не позволяет получить сколько-нибудь ощутимого преимущества в сравнении базовым вариантом вдува.

- Увеличение длины последнего по потоку проницаемого участка способствует росту протяженности релаксационной области Δl_r вниз по потоку от перфорированного образца, характеризующейся пониженными значениями трения, что обеспечивает дополнительный ресурс снижения полного

сопротивления в общем балансе сопротивления.

- С точки зрения практического использования (например, применительно к панели крыла самолета) несущая поверхность с выборочными для вдува участками, безусловно, является более предпочтительной в сравнении со сплошной перфорированной поверхностью, поскольку даже при той же эффективности обеспечивает большую жесткость конструкции и лучшие эксплуатационные возможности.

Список литературы

1. *Coustols E., Savill A. M.* Turbulent Skin-Friction Drag Reduction by Active and Passive Means // AGARD. 1992. Report 786. Pt 1, 2. P. 8-1–8-80.
2. *Wood R.* Impact of Advanced Aerodynamic Technology on Transportation Energy Consumption // SAE International TP-2004-01-1306. 2004. 21 p.
3. *Корнилов В. И.* Проблемы снижения турбулентного трения активными и пассивными методами (обзор) // Теплофизика и аэромеханика. 2005. Т. 12, № 2. С. 183–208.
4. *Bushnell D. M.* Turbulent Drag Reduction of External Flows // AIAA. 1983. Paper 1983-0227.
5. *Jeromin L. O. F.* The Status of Research in Turbulent Boundary Layers with Fluid Injection // Progress in Aeronautical Sciences / Ed. by D. Kuchemann. N. Y.: Pergamon Press, 1966. P. 65–189.
6. *Dershin H., Gallaher W. H., Leonard C. A.* Direct Measurement of Skin Friction on a Porous Flat Plate with Mass Injection // AIAA J. 1967. Vol. 5. P. 1934–1939.
7. *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 // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1969. Vol. 12. No. 7. P. 771–789.
8. *Healzer J. M., Moffat R. J., Kays W. M.* The Turbulent Boundary Layer on a Porous Rough Plate: Experimental Heat Transfer with Uniform Blowing // ASME. 1974. Paper No. 74-HT-14.
9. *Hwang D. P.* A Proof of Concept Experiment for Reducing Skin Friction by Using a Micro-Blowing Technique // NASA Technical Memorandum. 1997. No. 107315.
10. *Hwang D.* Experimental Study of Characteristics of Micro-Hole Porous Skins for Tur-

bulent Skin Friction Reduction // Proc. 23rd Cong. of the Int. Council of the Aeronautical Sci. / Ed. by I. Grant. Toronto, Canada: Optimage Ltd., 2002. P. 2101.1–2101.7.

11. Hwang D. Review of Research into the Concept of the Microblowing Technique for Turbulent Skin Friction Reduction // Progress in Aerospace Sciences. 2004. Vol. 40. P. 559–575.

12. Tillman T. G., Hwang D. P. Drag Reduction on a Large-Scale Nacelle Using a Microblowing Technique // 37th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, NV, 1999. AIAA Paper 1999-0130.

13. Kornilov V. I., Boiko A. V. Efficiency of Air Microblowing through Microperforated Wall for Flat Plate Drag Reduction // AIAA J. 2012. Vol. 50. No. 3. P. 724–732.

14. Lin Y. L., Chyu M. K., Shih T. I. P., Willis B. P., Hwang D. P. Skin Friction Reduction through Micro Blowing // AIAA. 1998. Paper No. 0359.

15. Li J., Lee C.-H., Jia L., Li X. Numerical Study on the Flow Control by Micro-Blowing // 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting. Orlando, FL, 2009. AIAA No. 2009-779.

16. Bazovkin A. V., Kovenya V. M., Kornilov V. I., Lebedev A. S., Popkov A. N. Effect of Micro-Blowing of a Gas from the Surface of a Flat Plate on its Drag // J. Applied Mechanics and Technical Physics. 2012. Vol. 53. No. 4. P. 490–499.

17. Kornilov V I, Boiko A V. Flat-Plate Drag Reduction with Streamwise Noncontinuous Microblowing // AIAA J. 2014. Vol. 52. No. 1. P. 93–103.

18. Kornilov V I, Boiko A V., Кавун И. Н. Трение плоской пластины в условиях вдува воздуха через стенку с перемежающейся по длине проницаемостью // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2015. Т. 10, вып. 3. С. 48–62.

19. Бойко А. В., Корнилов В. И. Измерение локального коэффициента поверхностного трения с помощью термоанемометра // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17, № 4. С. 613–623.

20. Launder B. E., Spalding D. B. Lectures in Mathematical Models of Turbulence. L.; N. Y.: Academic Press, 1972. 169 p.

21. Computation of Turbulent Boundary Layer: Proc. Stanford Conf. AFOSR-IFP, 1968–1969 / Eds. D. E. Coles, E. A. Hirst. Stanford, 1969. Vol. 2. 519 p.

22. Корнилов В. И., Бойко А. В. Особенности формирования турбулентного пограничного слоя при вдуве воздуха через стенку с резким изменением граничных условий // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21, № 4. С. 439–458.

23. Cebeci T. Analysis of Turbulent Flows. Oxford: Elsevier Ltd, 2004. 376 p.

24. Zagarola M. V., Smits A. J. A New Mean Velocity Scaling for Turbulent Boundary Layers // Proc. of 1998 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting. Washington DC, 1998. P. 1–6.

25. Castillo L., Walker D. J. Effect of Upstream Conditions on the Outer Flow of Turbulent Boundary Layers // AIAA J. 2002. Vol. 40. No. 7. P. 1292–1299.

26. Cal R. B., Castillo L. Similarity Analysis for Transpired Turbulent Boundary Layers Subjected to External Pressure Gradients // AIAA J. 2005. Vol. 43. No. 9. P. 1913–1922.

V. I. Kornilov¹, **A. V. Boiko**^{1,2}, **I. N. Kavun**¹, **A. N. Popkov**¹

¹*Institute of Theoretical and Applied Mechanics of SB RAS
4/1 Institutskaya Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

²*Tyumen State Oil and Gas University
56 Volodarskiy Str., Tyumen, 625500, Russian Federation*

kornilov@itam.nsc.ru, boiko@itam.nsc.ru, i_k@list.ru, popkov@itam.nsc.ru

AIR BLOWING INTO BOUNDARY LAYER OF A FLAT PLATE WITH LENGTH-DEPENDENT PERMEABILITY

A generalized analysis of the results of numerical and experimental studies of air blowing into a turbulent boundary layer through finely perforated surface consisting of alternating permeable and impermeable sections of varying length providing a sudden change in the flow conditions at the boundaries of these sections is presented. The air blowing coefficient C_b determined by the mass flow rate per unit area of the active perforated sample varied in the range from 0 to 0.008. It is shown that as C_b grows, the maximum reduction in the mean surface skin-friction coefficient C_F , which is the value through the permeable area of perforated sample, reaches about 65 %. When keeping the equal mass flow rate Q for all tested combinations, the mean skin-friction coefficient remains constant, independent of geometrical parameters of permeable and impermeable sections. Increasing the length of the last permeable section leads to the growth of relaxation region which is characterized by the reduced skin friction values on the impermeable part of the flat plate.

Keywords: flat plate, permeable and impermeable sections, air blowing, turbulent boundary layer, skin friction.