

УДК 532.526.4 + 532.546.6 + 532.526.72

Особенности формирования турбулентного пограничного слоя при вдуве воздуха через стенку с резким изменением граничных условий*

В.И. Корнилов, А.В. Бойко

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

E-mail: kornilov@itam.nsc.ru

Экспериментально исследованы особенности развития несжимаемого турбулентного пограничного слоя при вдуве воздуха через мелкоперфорированную плоскую поверхность, которая состоит из пронизаемого и расположенного следом за ним непроницаемого участков. Массовый расход вдуваемого воздуха Q на единицу площади менялся в пределах от 0 до 0,2 (кг/с)/м². Получены подробные данные о внутренней структуре пограничного слоя в области течения, характеризующейся резким изменением условий течения на границе пронизаемого и непроницаемого участков. Показано устойчивое уменьшение локальных значений коэффициента поверхностного трения как по длине пронизаемого образца, так и при возрастании величины Q , достигающее 90 % при максимальном значении Q . Выявлена существенная с точки зрения снижения поверхностного трения роль области течения позади участка с резким изменением граничных условий.

Ключевые слова: эксперимент, несжимаемый турбулентный пограничный слой, плоская пластина, вдув воздуха, трение, резкое изменение граничных условий.

Введение

Проблема сбережения энергоресурсов является одной из самых актуальных проблем нашего времени. Существующие данные [1] показывают, что для преодоления аэродинамического сопротивления, возникающего при движении всех видов транспортных средств, в настоящее время только в США расходуется до 25 % потребляемой энергии. В то же время, согласно авторитетным оценкам, использование перспективных технологий для снижения сопротивления наземного и воздушного транспорта в состоянии обеспечить лишь в США ежегодную экономию порядка нескольких десятков миллиардов долларов.

При крейсерском режиме полета дозвукового транспортного самолета до 60 % полного сопротивления составляет сопротивление трения, уменьшение которого является одной из важнейших задач современной прикладной аэродинамики. По этой причине интерес к поиску новых и экономичных способов управления турбулентным сдвиговым течением с целью уменьшения сопротивления трения и аэродинамических сил, действующих не только на летательные аппараты, но и на суда, подводные лодки и торпеды, продолжает оставаться в центре внимания исследователей.

* Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 14-08-00020).

Основные способы воздействия на турбулентный пограничный слой за счет использования различных пассивных и активных методов рассмотрены в специализированной литературе [2–4]. Отметим лишь, что еще в 70-е годы прошлого века были выполнены достаточно подробные эксперименты с вдувом различных газов в турбулентный пограничный слой для случая безградиентного течения на плоской пластине [5–9 и др.], на основе которых получен ряд важных результатов. Главное достижение, которое можно отнести практически ко всем выполненным в то время работам, состоит в том, что было обнаружено, что сопротивление трения, отнесенное к соответствующей величине, при отсутствии вдува существенно уменьшается.

При появлении более совершенных проницаемых материалов в конце 90-х годов была выдвинута [10] и позднее подтверждена концепция [11, 12], касающаяся использования так называемого микровдува через перфорированную стенку, изготовленную на основе новейших технологий. Достоинства такого подхода продемонстрированы в последующих экспериментальных [13–15] и расчетных [16–18] работах. Краткий обзор исследований, относящихся к управлению турбулентным сдвиговым потоком путем микровдува через проницаемую поверхность, представлен в работе [15]. Отметим лишь, что выполненные в этой работе эксперименты на плоской пластине при ее обтекании дозвуковым потоком газа и более ранние исследования этих авторов подтвердили высокую эффективность высокотехнологичных поверхностей, обладающих низкой эффективной шероховатостью. В этом случае получено устойчивое уменьшение локальных значений коэффициента поверхностного трения по длине перфорированного образца, достигающее 70 % при максимальном (использовавшемся в эксперименте) значении коэффициента вдува. Наряду с этим было обнаружено существование обширной области пониженного трения не только на самом перфорированном образце, но и вниз по потоку от него. В таком случае представляется важным искусственно создать на перфорированном образце позади области вдува обширный участок непроницаемой поверхности с тем, чтобы более подробно изучить свойства указанной выше области течения, проанализировать ее роль и значимость с точки зрения повышения эффективности такого способа управления. Другой, не менее важной целью работы является распространение исследований до больших (в сравнении с рассмотренными в работе [15]) значений массового расхода вдуваемого воздуха Q . Используемый ранее термин “микровдув” в этом случае, по-видимому, становится уже неприемлемым.

Более детальному изучению этих двух аспектов посвящена настоящая работа.

1. Условия и методика экспериментов

Эксперименты проводились в дозвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе Т–324 с размерами рабочей части $1 \times 1 \times 4 \text{ м}^3$ Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН и охватывали диапазон скоростей невозмущенного потока в контрольном сечении U_∞ от 9 до 23 м/с, что соответствовало числам Рейнольдса на 1 м $Re_1 = (0,60–1,53) \times 10^6 \text{ м}^{-1}$.

Измерения выполнялись на модели плоской пластины из дюралюмина Д16Т с размерами $2204,5 \times 993 \text{ мм}^2$ в плане и толщиной 6 мм, установленной горизонтально в рабочей части трубы на боковых направляющих рельсах. Как передняя, так и задняя части пластины с нерабочей стороны выполнены в виде полуэллипса с соотношением полуосей $b/a = 1 : 12$ (рис. 1). Форма собственно передней кромки характеризуется радиусным скруглением $r = 0,4 \text{ мм}$. На оси симметрии пластины выполнено тринадцать приемников статического давления диаметром 0,4 мм. Задняя часть модели оборудована регулируемым хвостовым закрылком с хордой 170 мм, установленным по всей ширине рабочей части трубы, с помощью которого осуществлялось управление характером течения в окрестности носика. Распределение давления на остальной части пластины могло корректироваться за счет небольшого изменения угла установки направляющих рельсов.

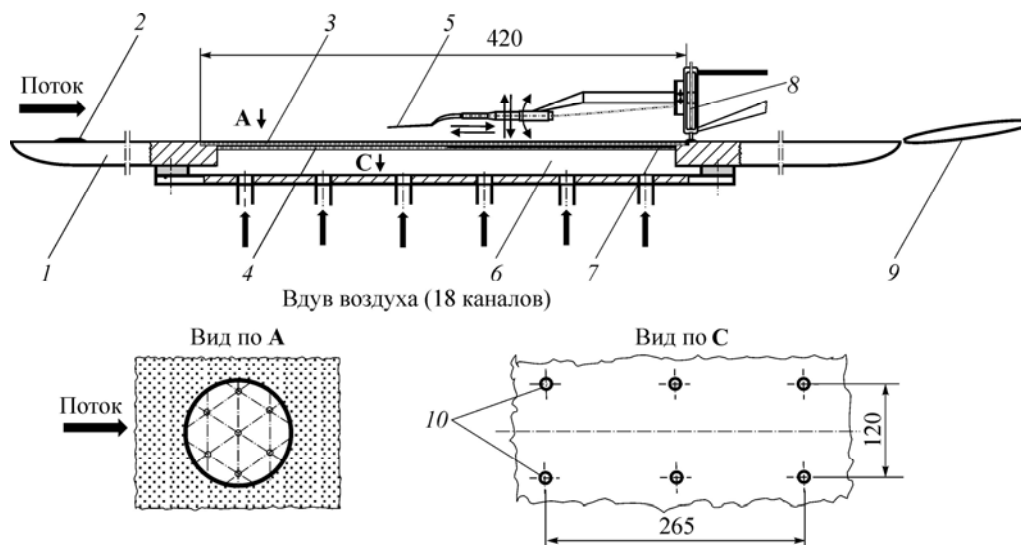


Рис. 1. Условная схема эксперимента.

1 — модель плоской пластины, 2 — турбулизатор пограничного слоя, 3 — мелкоперфорированная вставка, 4 — проницаемая подложка, 5 — датчик термоанемометра, 6 — камера давления, 7 — непроницаемая подложка, 8 — передняя часть координатника, 9 — хвостовой закрылок, 10 — приемники давления.

Конструкция пластины предусматривала возможность установки заподлицо с основной ее поверхностью сменных плоских образцов (как непроницаемого, так и перфорированного) больших размеров в плане ($420 \times 250 \text{ мм}^2$), что позволяло контролировать локальные свойства течения (среднюю скорость, трение, пульсации скорости) на значительной длине x . Положение образцов по длине пластины определяется следующими величинами: $\bar{x}_н = x_н/L = 0,486$ (начало) и $\bar{x}_к = x_к/L = 0,668$ (конец). Задняя половина перфорированного образца была выключена из процесса вдува за счет заклеивания внутренней поверхности образца по всей его ширине, что обеспечило возможность изучения характера течения при резком изменении граничных условий. Наличие детальных измерений распределенных параметров течения позволяет также выявить роль памяти потока на нижерасположенной непроницаемой части поверхности и, как следствие, вносить соответствующие изменения в конструкцию для достижения максимальной эффективности развиваемого метода управления.

Параметры проницаемого материала составляют: пористость — 17,1 %, средний диаметр пор (отверстий), расположенных в шахматном порядке, $D = 0,17 \text{ мм}$, толщина стенки $t = 1,1 \text{ мм}$, удлинение пор $\lambda = t/D = 6,47$. Соотношение между диаметром отверстий и толщиной исходного пограничного слоя перед перфорированным образцом на основном режиме испытаний составляет 1/125. Указанные геометрические параметры были выбраны на основе анализа результатов работы [19], показывающих, что подобная конфигурация отверстий эффективна с точки зрения решения проблемы снижения трения. Из этой же работы следует, что вряд ли целесообразно применять поверхность с пористостью больше 23 %, хотя численные данные [20], полученные, правда, для дискретных отверстий и при достаточно больших скоростях вдува, достигающих 1 % от скорости внешнего потока, не подтверждают данный факт. Однако предыдущие результаты [15] свидетельствуют о том, что даже при относительно невысокой степени пористости таким методом управления можно обеспечить величину снижения трения, которая приближается к предельно достижимому при $2C_b/C_{f0} = 4$ теоретическому значению [21] ($C_b = \rho_b v_b / \rho_\infty U_\infty$ — коэффициент вдува, а C_{f0} — коэффициент поверхностного трения при отсутствии вдува). Сжатый воздух сначала подавался в камеру давления,

которая располагалась непосредственно под перфорированным образцом, а из нее через проницаемую часть поверхности в пограничный слой. Это осуществлялось от штатной системы сжатого воздуха, обеспечивающей давление 5,88 бар, сначала по трем трубопроводам, а затем с помощью восемнадцати коротких распределительных шлангов, подходящих к камере давления, гидравлическое сопротивление которых было подобрано строго одинаковым. При этом температура вдуваемого воздуха была близка к температуре набегающего потока. Более подробно организация системы подачи воздуха в пограничный слой изложена в работе [15]. Отметим лишь, что, хотя конструкция системы подвода воздуха неоднократно совершенствовалась и дорабатывалась, на данном этапе работ она оказалась не вполне удачной. Хотя используемый здесь принцип подвода позволил несколько улучшить равномерность расхода вдуваемого газа, тем не менее полное гидравлическое сопротивление подводящих трубопроводов оказалось заметно больше, чем в предыдущем случае [15].

Суммарный расход воздуха измерялся с помощью расходомера Electronic Mass Flow Meter фирмы Aalborg (Model GFM 67) в диапазоне 0–500 стандартных л/мин с погрешностью, не превышающей 1,5 % от максимального значения. В процессе экспериментов массовый расход вдуваемого воздуха на единицу площади менялся в пределах от 0 до 0,2 кг/с/м². При этом средний (по площади) коэффициент вдува C_b не превышал величины 0,00775. Поскольку в качестве параметра часто используют величину $2C_b/C_{f0}$, отметим, что в нашем случае максимальное значение $2C_{b\max}/C_{f0}$ было равным 5.

Пограничный слой плоской пластины был искусственно турбулизован путем размещения в области максимального изменения давления (окрестность передней кромки) полосы крупнозернистого калиброванного песка длиной 30 мм с размером зерна $h = 0,8$ мм. Выбор указанных параметров турбулизатора обусловлен необходимостью обеспечения развитого турбулентного течения по длине пластины при минимальной скорости потока 9 м/с. При увеличении скорости потока, в том числе при достижении режимной, такой турбулизатор приводил к некоторому утолщению пограничного слоя.

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

Основные измерения выполнялись с помощью полностью автоматизированного дистанционно управляемого координатного устройства с двумя степенями свободы (x, y). Перемещение рабочей части координатника по высоте пограничного слоя y осуществлялось по заранее заданной программе, предусматривающей выбор требуемого шага (до 1 мкм), а также потребные параметры сбора всей необходимой информации о полях средней скорости и параметрах турбулентности. При этом как сбор, так 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. Блок-схема измерений включала термоанемометрический мост 55M10, к выходу которого подключен линеаризатор 55D10. Сбор измеряемой информации осуществлялся следующим образом. Сигнал с выхода линеаризатора 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. Сбор информации в каждой измеряемой точке поля потока осуществлялся в течение 15 с с частотой 10 кГц. Постоянная составляющая сигнала, соответствующая средней скорости в пограничном слое, параллельно контролировалась вольтметром постоянного тока 55D31. Визуальный контроль за характером турбулентного сигнала производился с помощью осциллографа С1–73.

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. В процессе измерений корпус датчика ориентировался под углом примерно 5° к вектору скорости набегающего потока. Тем самым при движении к стенке (отрицательное направление оси y) датчик касался поверхности пластины концами токоподводов. Торцы токоподводов используемого датчика представляют собой “пяточки” диаметром около 76 мкм. Таким образом, в момент касания, который контролировался по наличию электрического контакта со стенкой, расстояние от поверхности до середины диаметра нити было постоянным и равным 38 мкм. При движении датчика от стенки (положительное направление оси y) момент его отрыва от поверхности происходит лишь после выборки естественного механического люфта, который составляет около 15 мкм. Ложные (в пределах отмеченного люфта) отсчеты отбраковывались. Оцениваемая погрешность такой процедуры составляет ± 2 мкм.

В процессе экспериментов выполнена специальная проверка, направленная на изучение влияния линеаризатора 55D10 как промежуточного звена в цепи измерений, в частности корректности выбора констант линеаризации, на точность калибровочной характеристики используемого датчика термоанемометра. В процессе калибровки нижний предел скорости потока опускался до уровня десятых метра в секунду. Проверка не выявила какого-либо влияния этого прибора; естественные шумы сохранялись на прежнем уровне. Оказалось, что показатель степени в законе Кинга при наличии линеаризатора и его отсутствии отличается в третьем знаке после запятой.

Температура потока в рабочей части трубы контролировалась с помощью термопары J -типе, установленной в невозмущенном потоке, и регистрировалась с помощью мультиметра 34970А фирмы Agilent.

Известно, что одной из основных определяющих величин при оценке эффективности различных способов управления турбулентным пограничным слоем, в том числе и при обтекании проницаемых стенок, является местный коэффициент поверхностного трения C_f . Однако многие из существующих методов его определения вызывают сомнения в их надежности при использовании в условиях вдува через перфорированную стенку. Например, эффективно использовавшийся авторами, а также применяемый в других работах ([22 и др.]) в ряде течений оптический метод требует нанесения масляной капли (пленки) на обтекаемую поверхность, что в данной ситуации, к сожалению, не пригодно. С учетом этого, в работе [23] на основе точного измерения осредненных по времени данных с однопочечного датчика термоанемометра вблизи стенки была усовершенствована методика определения величины C_f в неканоническом турбулентном течении, который, в частности, может формироваться при наличии вдува. 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, 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

Таблица 1

Сравнение вычисленных и измеренных значений касательного напряжения

$x_{\text{эфф}}$, мм	Re^{**}	$\delta_{0,99}^*$, мм	y , мм	$C_f \cdot 10^3$	v_* , м/с	$v_t \cdot 10^4$, м ² /с	du/dy , с ⁻¹	$-\overline{u'v'}$	$\frac{-20\overline{u'v'}}{U_e^2}$	Данные работы [24]
1128	3189	18,4	1,84	3,167	0,836	6,15	1040	0,640	0,0289	0,0280
1420	3846	21,7	2,17	2,958	0,808	7,01	940	0,659	0,0299	
1475	4014	22,6	2,26	2,955	0,807	7,30	853	0,622	0,0282	
1598	4362	24,5	2,45	2,829	0,790	7,74	813	0,629	0,0285	
1828	4783	27,5	2,75	2,864	0,795	8,74	754	0,659	0,0298	

пограничного слоя. При этом вся процедура определения C_f базируется на комплексе программ, отлаженных в рамках пакета MatLab, и практически не зависит от пользователя.

Случайная погрешность измерения наиболее характерных величин, в частности, толщин вытеснения ($\sigma\delta^*$) и потери импульса ($\sigma\delta^{**}$), а также местного коэффициента поверхностного трения σC_f определялась по результатам восьмикратных измерений этих величин в пограничном слое при отсутствии вдува и составляла $\pm 3\sigma\delta^* = 0,90$; $\pm 3\sigma\delta^{**} = 0,84$; $\pm 3\sigma C_f = 0,51$. Подчеркнем более определенно, что здесь приведены не полные погрешности, а лишь случайные их значения, которые, строго говоря, отражают стабильность работы используемого измерительного оборудования. Фактически же в эксперименте могут присутствовать другие типы погрешностей (например, систематические), существование которых выявить удастся далеко не всегда.

Корректность определения трения указанным выше способом проверялась путем сравнения полученных данных с результатами прямых измерений [24]. Известно, что в рамках локально равновесной модели напряжение трения $\overline{u'v'}$ можно определить через турбулентную вязкость ν_t как

$$-\overline{u'v'} = \nu_t (du/dy), \quad (1)$$

где $\nu_t = \kappa v_* y$, $v_* = \sqrt{\tau_w / \rho}$ — динамическая скорость, а κ — константа Кармана. Вычисления соответствующих значений $\overline{u'v'}$ выполнялись при условии, что $y^+ < 30$ ($y/\delta_{0,99}^* = 0,1$), т.е. в слое постоянного напряжения трения. Полученные для выборочных поперечных сечений x данные сведены в табл. 1 для случая отсутствия вдува. Здесь $x_{\text{эфф}}$ — эффективное начало развития турбулентного пограничного слоя, которое определялось из условия совпадения в первом измерительном сечении экспериментально найденного значения δ^{**} и вычисленно по методике [25], разработанной в рамках уравнений пограничного слоя и последующего расчета вверх по течению до точки x , в которой величина $\delta^{**} = 0$, а формпараметр пограничного слоя $H = \delta^*/\delta^{**}$. Для простоты изложения в дальнейшем индекс “eff” будет опускаться.

Как видно, максимальное отклонение относительных значений $\overline{u'v'}$, полученных в настоящей работе, от данных работы [24] не превышает 6 %.

2. Результаты и обсуждение

2.1. Исходное течение

Целью начальной стадии экспериментов был анализ состояния пограничного слоя на исследуемой плоской пластине при отсутствии вдува. Как показали результаты измерений распределения статического давления на поверхности модели, непосредственно в рабочей области исследований ($0,10 \leq x/L \leq 0,90$), где L — длина пластины, реализуется участок практически безградиентного течения, на котором статическое давление в пределах

погрешности эксперимента можно считать почти постоянным. Дополнительные измерения средней скорости потока в окрестности внешней границы пограничного слоя, выполненные с помощью термоанемометра в восемнадцати точках по длине пластины, показали, что максимальная разница

$$\frac{U_{\max} - U_{\min}}{U_{\text{aver}}} 100 \%$$

не превышает 0,8 %, где индексы “max”, “min” и “aver” относятся соответственно к максимальному, минимальному и среднему значению скорости. Это достигалось за счет установки пластины на небольшой (порядка 10°) положительный угол атаки и регулировкой характера течения в окрестности носика с помощью хвостового закрылка.

Для понимания свойств течения непосредственно в пограничном слое выполнены достаточно подробные измерения профилей средней скорости и мгновенных значений ее продольных пульсаций в рабочей полосе частот, а также поверхностного трения в нескольких поперечных сечениях по длине модели в центральной ее плоскости симметрии ($z = 0$). Анализ показывает, что характеристики сдвигового потока на перфорированной поверхности полностью соответствуют физическим представлениям о свойствах турбулентного пограничного слоя, формирующегося на непроницаемой гладкой плоской пластине при номинально безградиентном ее обтекании. Например, распределения интегральных характеристик пограничного слоя, в частности толщины потери импульса δ^{**} , обнаруживают свойства течения, близкие к стандартным.

Более показательным примером является зависимость $C_f = f(\log \text{Re}^{**})$ (рис. 2), характеризующая изменение местного коэффициента поверхностного трения C_f от Re^{**} , где Re^{**} — число Рейнольдса, определенное по толщине потери импульса пограничного слоя δ^{**} . Сплошной линией показаны значения C_f , которые прямо следуют из логарифмического закона стенки

$$C_f = 2 \left(\frac{1}{\kappa} \ln \text{Re}^{**} + C \right)^{-2},$$

с коэффициентами $\kappa = 0,409$, $C = 5$, рекомендованными в качестве канонических материалами известной Стэнфордской конференции [26]. Вполне естественно, что рассчитанные таким образом коэффициенты C_f в этом случае имеют хорошее согласование с экспериментально определенными по методике [23] значениями C_f . На рисунке для

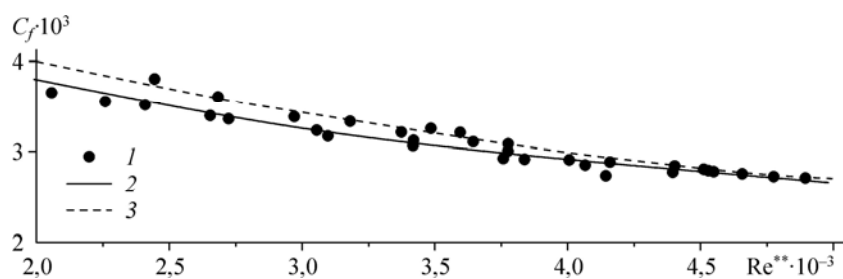


Рис. 2. Изменение коэффициента поверхностного трения в зависимости от числа Рейнольдса по толщине потери импульса при $C_b = 0$.

1 — настоящая работа, 2 — из логарифмического закона трения $C_f = 2 \left(\frac{1}{\kappa} \ln \text{Re}^{**} + C \right)^{-2}$, 3 — расчет по методике [25].

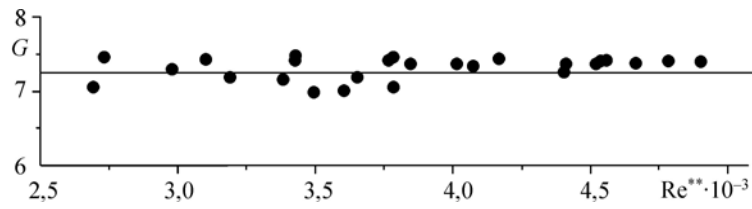


Рис. 3. Параметр равновесности Клаузера как функция от числа Рейнольдса по толщине потери импульса при $C_b = 0$.

сравнения приведены также данные расчета по методике [25]. Максимальное отклонение экспериментальных значений C_f от расчетных, в том числе полученных на проницаемой поверхности, не превышает 3–4 %. Данный результат является прямым подтверждением того важного факта, что обтекание мелкоперфорированной стенки практически эквивалентно обтеканию гидравлически гладкого аналога.

Известно, что в соответствии с эмпирической формулой [27] параметр равновесности Клаузера G для безградиентного течения составляет величину близкую 6,7. Хотя в нашем случае величина G несколько выше (рис. 3), тем не менее в исследованном диапазоне чисел Re^{**} этот параметр имеет постоянное (в пределах экспериментального разброса) значение, что свидетельствует о формировании равновесного течения.

Профили турбулентных пульсаций скорости в пограничном слое в переменных закона стенки $\sqrt{u'^2}/v_* = f(\log y^+)$ также подтверждают, что характеристики сдвигового течения не противоречат физическим представлениям о свойствах турбулентного пограничного слоя, формирующегося на гладкой плоской пластине в условиях безградиентного течения.

Для удобства локальные и интегральные характеристики исходного пограничного слоя (толщины вытеснения δ^* и потери импульса δ^{**} , формпараметр $H = \delta^*/\delta^{**}$ и C_f) сведены в табл. 2, где представлены результаты измерений лишь для основного режима течения, соответствующего скорости набегающего потока $U_\infty = 21$ м/с.

Таблица 2

Основные характеристики исходного пограничного слоя

$x_{\text{эфф}}$, мм	Re^{**}	δ^* , мм	δ^{**} , мм	H	$C_f \cdot 10^3$
828	2453	2,446	1,752	1,396	3,402
928	2692	2,696	1,923	1,402	3,301
1028	2979	2,995	2,128	1,407	3,192
1128	3189	3,191	2,278	1,401	3,167
1205	3382	3,367	2,416	1,394	3,107
1265	3494	3,449	2,496	1,382	3,127
1310	3604	3,557	2,574	1,382	3,105
1362	3653	3,631	2,609	1,391	3,054
1370	3784	3,729	2,703	1,380	3,043
1420	3846	3,834	2,747	1,395	2,958
1475	4014	4,001	2,867	1,395	2,955
1535	4152	4,153	2,965	1,400	2,869
1663	4411	4,385	3,151	1,392	2,922
1728	4537	4,514	3,241	1,393	2,897
1778	4665	4,628	3,332	1,389	2,879
1828	4783	4,749	3,417	1,390	2,864

2.2. Модифицированное течение

2.2.1. Распределение локальных и интегральных характеристик пограничного слоя

Полученные данные показывают, что во внутренней области пограничного слоя распределение средней скорости при нулевом значении коэффициента вдува C_b 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 $B = 5,0$ [26]. При увеличении C_b наблюдается явно выраженное отклонение экспериментальной зависимости $u^+ = f(y^+)$ от классического закона стенки, обусловленное уменьшением динамической скорости v_* , что ранее отмечалось в литературе. Для обобщения данных при наличии массообмена предложено следующее [28], по крайней мере для низких скоростей потока, уравнение для аппроксимации профилей скорости на гладкой плоской пластине:

$$u_p^+ \equiv (2/v^+) [(1 + v^+ \cdot u^+)^{1/2} - (1 + 11v^+)^{1/2}] = A \cdot \log(y^+/11), \quad (1)$$

где $v^+ = v/v_*$ — параметр вдува или относительная компонента скорости по нормали к стенке, а A — эмпирический коэффициент, равный 5,6. Нетрудно заметить, что при отсутствии вдува через проницаемую стенку ($v^+ = 0$) это уравнение, вообще говоря, имеет особенность, вследствие чего его использование становится затруднительным. Поэтому преобразуем уравнение (1) следующим образом:

$$u_p^+ \equiv 2(u^+ - 11) / [(1 + v^+ \cdot u^+)^{1/2} + (1 + 11v^+)^{1/2}], \quad (2)$$

при $v^+ = 0$ оно принимает вид $u_p^+ \equiv (u^+ - 11)$, т.е. типичный для логарифмического закона стенки на гладкой непроницаемой поверхности, но сдвинутый по оси ординат на постоянную величину K , равную 11.

На рис. 4 сделана попытка обобщения экспериментальных профилей скорости в пограничном слое при выборочных значениях параметра вдува v^+ с использованием для этой цели аппроксимации $u_p^+ = f(y^+)$ (2). Данные получены в сечении $\bar{x} = x_{\text{eff}}/L = 0,621$, расположенном в конце проницаемого участка. При этом распределение скорости в вязком подслое скорректировано в соответствии с методикой [23], кратко изложенной выше. Для сравнения показаны также результаты расчета распределения скорости, полученные из правой части уравнения Симпсона (7). Нельзя утверждать, что согласование между экспериментом и аппроксимацией Симпсона вполне удовлетворительное, поскольку по мере увеличения параметра вдува расхождение между ними возрастает. Вполне возможно, что коэффициент K в нашем случае несколько иной.

Для проверки возможности описания свойств модифицированного вдувом течения во внешней области пограничного слоя использовался подход, разработанный в работе [29], где для указанной области предложен масштаб скорости в виде $U_\infty \delta^*/\delta_{99}$. Справедливость такого подхода продемонстрирована в работе [30], где проанализированы различные методы масштабирования, среди которых нормирование по $U_\infty \delta^*/\delta_{99}$ признано как наиболее удачное. На рис. 5 представлены экспериментальные профили скорости $(U_\infty - u)/U_\infty (\delta^*/\delta_{99}) = f(y/\delta_{99})$ в пограничном слое проницаемой части пластины, нормированные с использованием указанного выше масштаба $U_\infty \delta^*/\delta_{99}$. В общей сложности здесь использовалось 23 профиля скорости, полученных при варьируемом расходе воздуха,

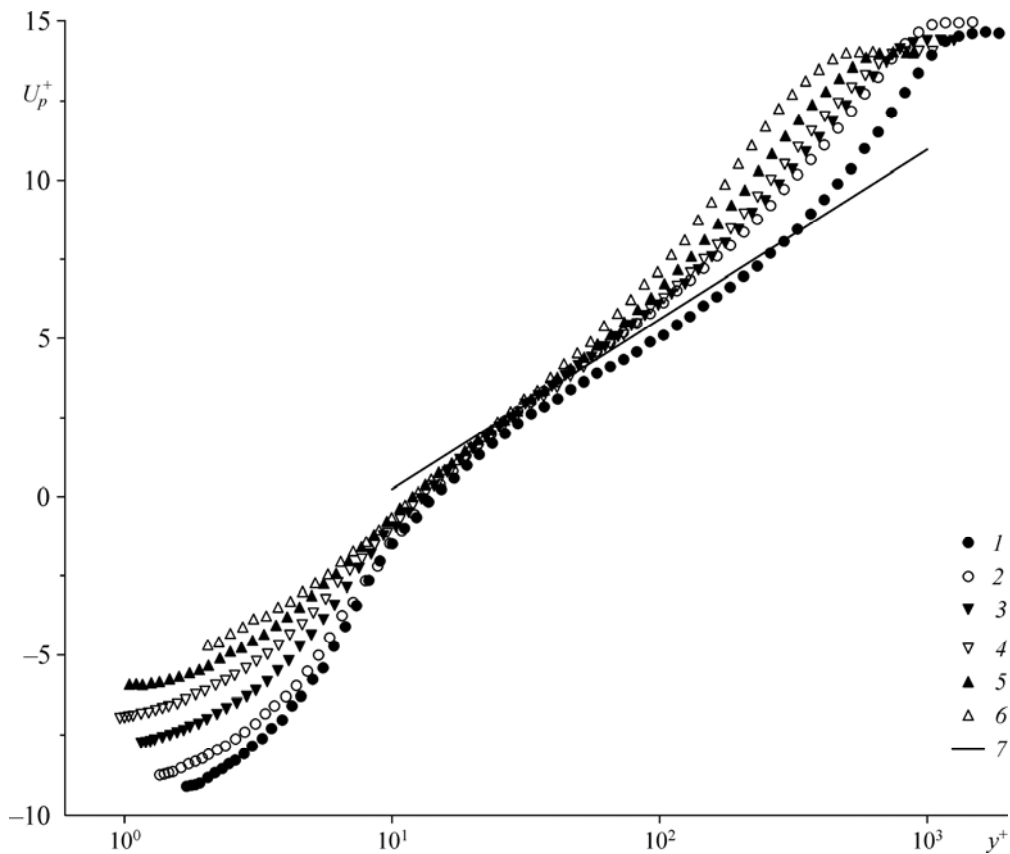


Рис. 4. Экспериментальные профили скорости в переменных закона стенки $u_p^+ = f(y^+)$.
 $u^+ = 0$ (1), 0,0463 (2), 0,108 (3), 0,194 (4), 0,324 (5), 0,541 (6), 7 — расчет по уравнению (2).

в том числе при максимальном его значении, а также при его отсутствии. Видно, что при такой нормировке приведенные профили в пределах некоторого разброса стремятся к единой зависимости. Можно полагать, что в представленном виде распределение скорости при наличии вдува через мелкоперфорированную поверхность может, по-видимому, успешно описываться вплоть до появления отрыва пограничного слоя.

Поведение турбулентных пульсаций скорости u'_{rms} также представляет несомненный интерес. Данные об изменении этой величины приведены на рис. 6 в виде профиля $u'_{rms}/U_e = f(y/\delta^{**})$ в сравнении с соответствующими данными при отсутствии вдува. Можно выделить три характерные области по высоте пограничного слоя, в которых наличие вдува с увеличением поперечной координаты y вызывает разный эффект. В частности, очевиден рост u'_{rms} в области $0,11 \leq y/\delta^{**} \leq 2,3$ и последующее уменьшение этой величины при $y/\delta^{**} \geq 2,3$. Если рассмотреть область течения, непосредственно примыкающую к стенке ($0 \leq y/\delta^{**} \leq 0,11$) (рис. 7), то здесь также можно заметить пониженные значения u'_{rms} . Подобный характер изменения этой величины по высоте пограничного слоя имеет место при всех исследованных значениях C_b . Это указывает на то, что с увеличением вдува происходит смещение максимума турбулентных пульсаций скорости от стенки, что в свою очередь свидетельствует об утолщении вязкого подслоя и, как следствие, о снижении поверхностного трения. Рисунок 8, на котором показано изменение толщины ламинарного подслоя δ_L в зависимости от коэффициента вдува C_b , является достаточным тому подтверждением (здесь величина δ_L определена как расстояние от стенки, начиная

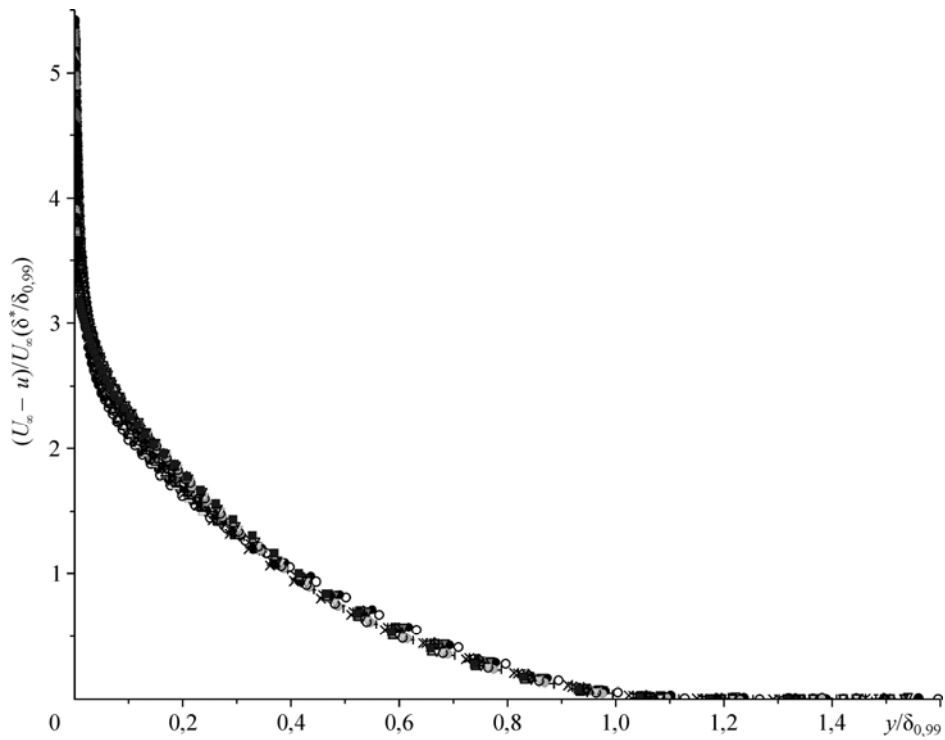


Рис. 5. Экспериментальные профили скорости в сечении $x = 1370$ мм, нормированные с использованием масштаба скорости для внешней области $U_\infty \delta^* / \delta_{99}$, $C_b = 0 - 7,75 \times 10^{-3}$.

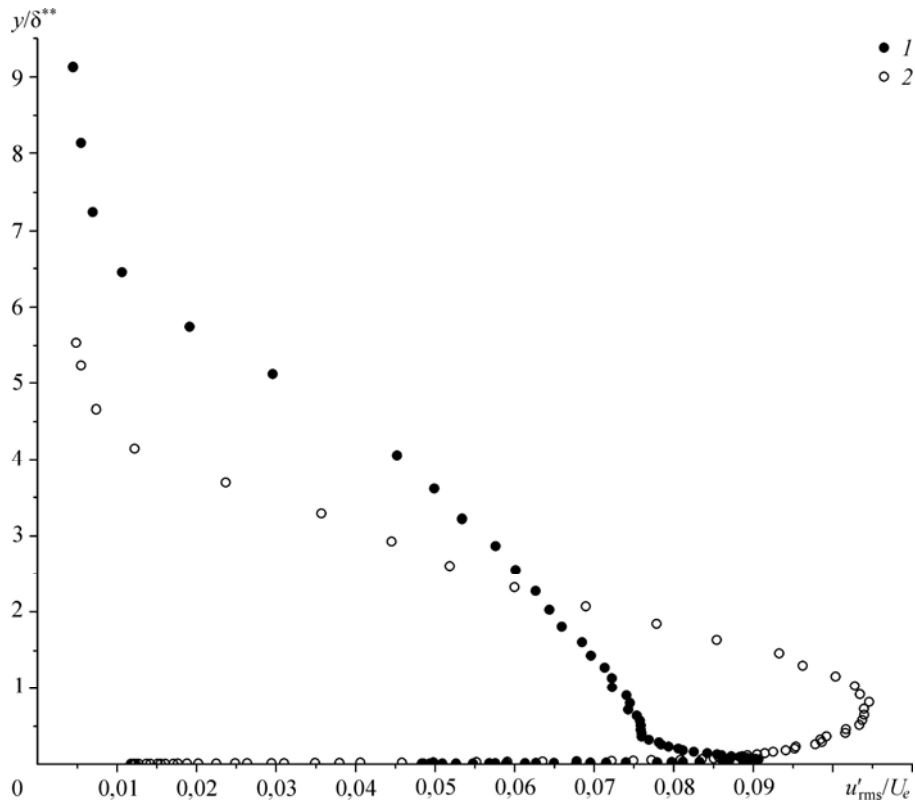


Рис. 6. Безразмерные профили интегральной интенсивности пульсаций скорости при $C_b = 0$ (1), $6,09 \times 10^{-3}$ (2).

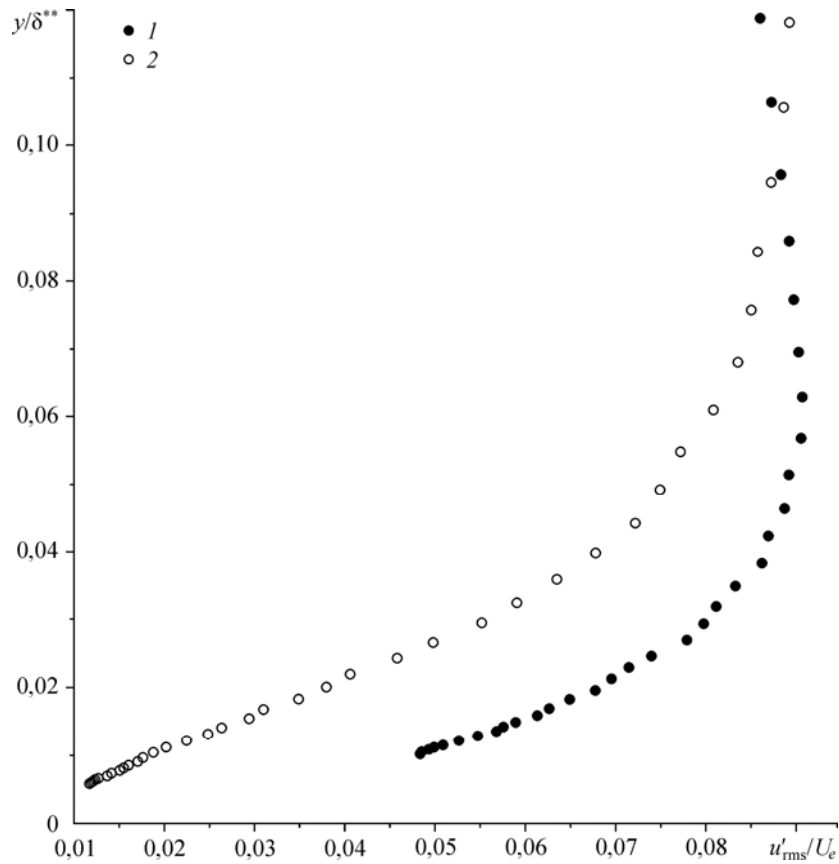


Рис. 7. Безразмерные профили интегральной интенсивности пульсаций скорости при $y/\delta^{**} \leq 0,11$. $C_b = 0$ (1), $6,09 \times 10^{-3}$ (2).

с которого распределение средней скорости отклоняется от классической линейной зависимости $u^+ = y^+$. Как видно, δ_L непрерывно возрастает при увеличении C_b . Правда, при этом имеет место немонотонный характер изменения зависимости $\delta_L = f(C_b)$, что, вообще

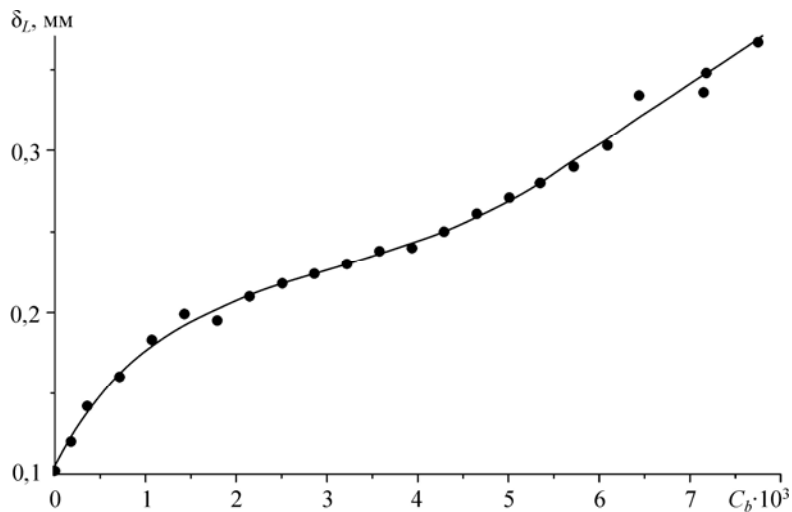


Рис. 8. Зависимость толщины ламинарного подслоя от коэффициента вдува в сечении $x = 1370$ мм.

говоря, не вполне понятно. Можно лишь высказать предположение, что это, возможно, вызвано граничными эффектами, поскольку сечение измерений ($x = 1370$ мм) располагалось достаточно близко к началу непроницаемого участка поверхности.

На рис. 9 представлены также сравнительные амплитудно-частотные спектры возмущений в пограничном слое в сечении $x = 1370$ мм для случаев $C_b = 0$ и $C_b = 6,09 \times 10^{-3}$, полученные на расстоянии $y/\delta^{**} = 0,018$ от стенки (рис. 9, *a, b*), где разница между пульсациями продольной компоненты скорости отрицательна, и на расстоянии $y/\delta^{**} = 0,94$ (рис. 9, *c, d*), где эта разница положительна. Как видно, в области течения, расположенной близко к стенке (рис. 9, *a, b*), уровень возмущений во всем диапазоне частот при наличии вдува заметно ниже, а сам спектр не содержит ничего необычного и, что самое важное, не имеет выделенных дискретных частот. Наоборот, при увеличении относительной координаты y/δ^{**} (рис. 9, *c, d*), уровень возмущений при наличии вдува заметно выше, но сам спектр также не содержит выделенных дискретных частот. При дальнейшем увеличении относительной координаты y/δ^{**} (например, при $y/\delta^{**} = 7$) уровень возмущений при наличии вдува вновь понижается в сравнении с исходным течением (спектр не показан).

На рис. 10 представлено также изменение толщины ламинарного подслоя δ_L по длине модели при $C_b = 6,09 \times 10^{-3}$ (здесь и далее передняя и задняя границы проницаемого участка перфорированного образца показаны вертикальными штриховыми линиями). Как видно, перед участком вдува ($x \leq 1200$ мм) имеет место обычный рост толщины ламинарного подслоя, составляющей порядка 1 % толщины пограничного слоя. На участке вдува ($1200 \text{ мм} \leq x \leq 1400 \text{ мм}$) происходит интенсивное нарастание этой величины, которая в долях от местной толщины пограничного слоя достигает более чем 1,7 раза. По окончании активного участка вдува ($x \approx 1400$ мм) наблюдается резкое обрушение величины δ_L до уровня, который примерно соответствует тому значению δ_L , которое реализуется при отсутствии вдува. Причем по мере удаления вниз по потоку ($x \geq 1400$ мм) не видно сколько-нибудь заметного роста толщины ламинарного подслоя. Несомненно, что свойства течения в этой области в немалой степени обусловлены памятью потока от вышерасположенной области вдува.

Обращает на себя внимание также интересная особенность течения, которую можно заметить на примере распределения турбулентных пульсаций скорости при изменении продольной координаты x . В частности, на рис. 11 представлены данные о положении максимума среднеквадратичных пульсаций продольной компоненты скорости $y_{u'_{\max}}$

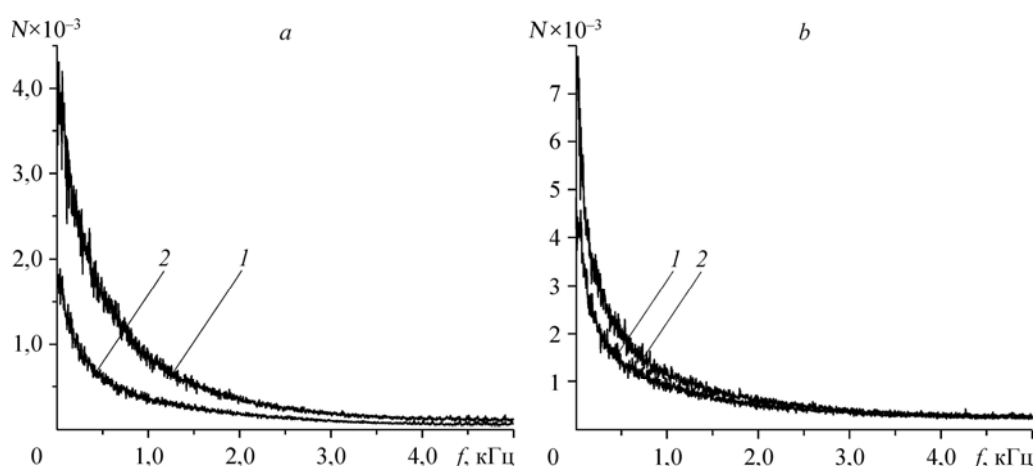


Рис. 9. Амплитудно-частотные спектры возмущений в пограничном слое в сечении $x = 1370$ мм. $y/\delta^{**} = 0,018$ (*a*), $0,94$ (*b*): $C_b = 0$ (*1*), $6,09 \times 10^{-3}$ (*2*).

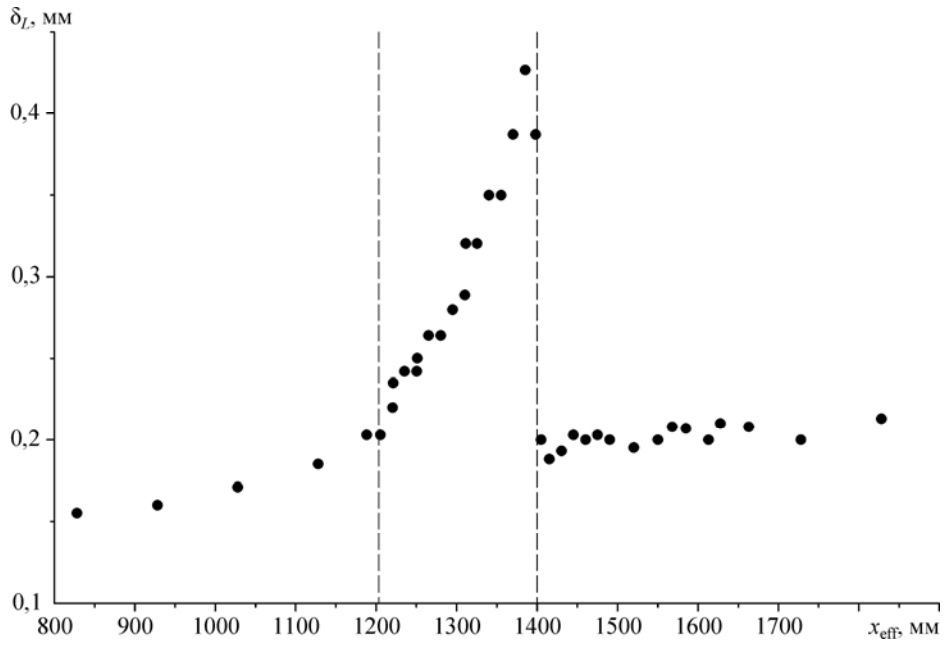


Рис. 10. Изменение толщины ламинарного подслоя по длине модели при $C_b = 6,09 \times 10^{-3}$.

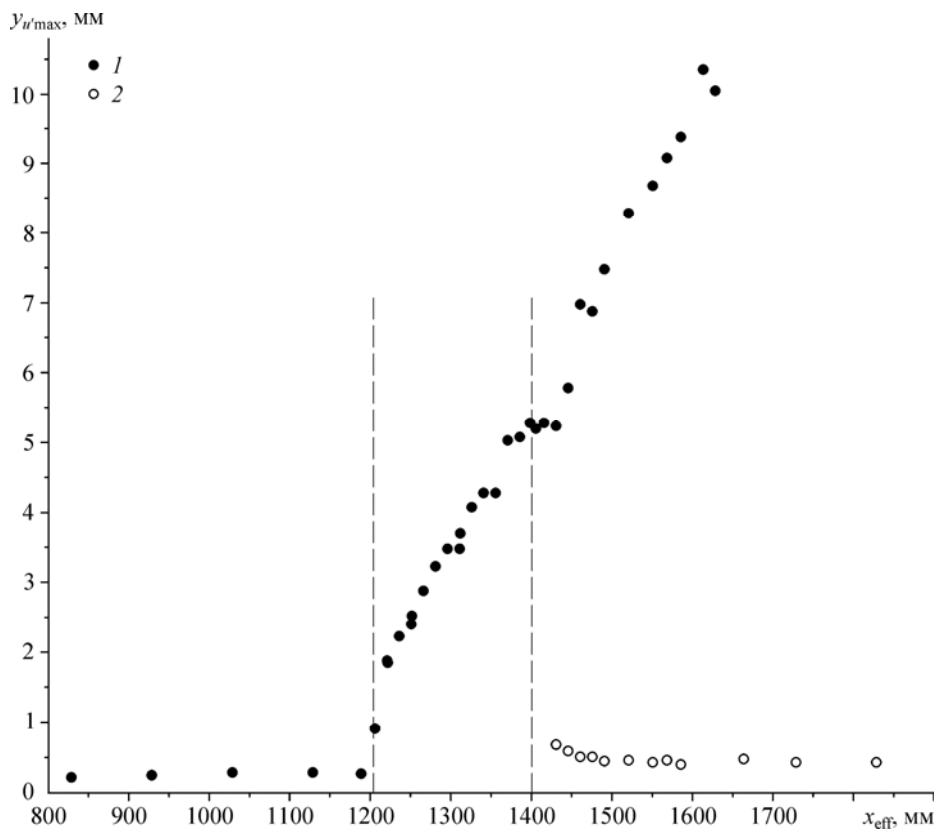


Рис. 11. Изменение положения максимума турбулентных пульсаций скорости по длине модели при $C_b = 6,09 \times 10^{-3}$.

1 — основной максимум, 2 — дополнительный максимум.

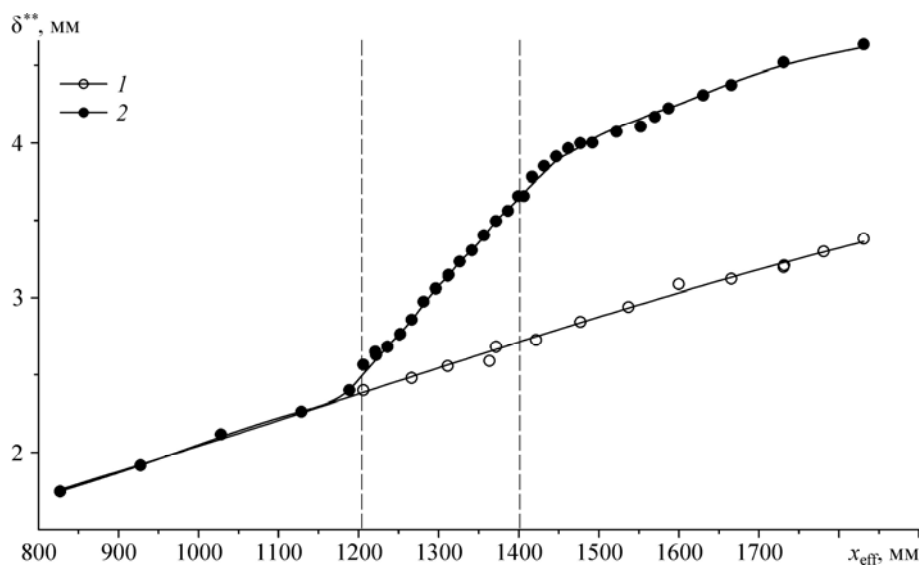


Рис. 12. Изменение толщины потери импульса по длине модели при $C_b = 0$ (1), $6,09 \times 10^{-3}$ (2).

по длине модели при $C_b = 6,09 \times 10^{-3}$. Перед участком вдува ($x \leq 1200$ мм) реализуется обычный пристенный максимум, который традиционно связывают с максимальным порождением кинетической энергии турбулентности. На участке вдува ($1200 \text{ мм} \leq x \leq 1400$ мм) происходит активное смещение положения $y_{u/\max}$ в направлении от стенки. На границе раздела участка вдува и непроницаемой поверхности ($x \approx 1400$ мм) хотя и происходят локальные изменения в положении $y_{u/\max}$, однако при дальнейшем увеличении продольной координаты x ($x \geq 1400$ мм) характер поведения этой величины в принципе сохраняется. При еще больших расстояниях ($x \geq 1650$ мм) точное положение максимума выявить достаточно сложно.

Более важным является факт зарождения при $x \geq 1400$ мм нового слоя, о чем свидетельствует появление непосредственно в пристенной области нового максимума пульсаций скорости (2), который, по-видимому, также можно идентифицировать с локальным максимумом кинетической энергии турбулентности. Заметим, что явных признаков возникновения двух максимумов над самим участком вдува не наблюдается. Отсюда очевиден благоприятный эффект вдува, отсутствие которого приводит к формированию нового пограничного слоя со всеми вытекающими отсюда последствиями.

На рис. 12 представлены данные об изменении толщины потери импульса δ^{**} по длине модели при промежуточном значении коэффициента вдува $C_b = 6,09 \times 10^{-3}$ ($2C_b/C_{f0} = 4$). Для сравнения приведены также соответствующие результаты при отсутствии вдува. Распределение приведенной интегральной величины не содержит ничего необычного. Однако обращает на себя внимание интенсивный рост δ^{**} на участке вдува ($1200 \text{ мм} \leq x \leq 1400$ мм), который распространяется даже на начальный участок непроницаемой поверхности ($x \geq 1400$ мм). Лишь при $x \geq 1460$ мм темп роста величины δ^{**} становится соизмеримым с тем, который имеет место при отсутствии вдува.

2.2.2. Распределение трения

На рис. 13 представлены результаты измерений локальных значений коэффициента поверхностного трения C_f в зависимости от коэффициента вдува C_b в сечении $x = 1370$ мм. Как видно, при увеличении расхода величина C_f постепенно уменьшается и при максимальном

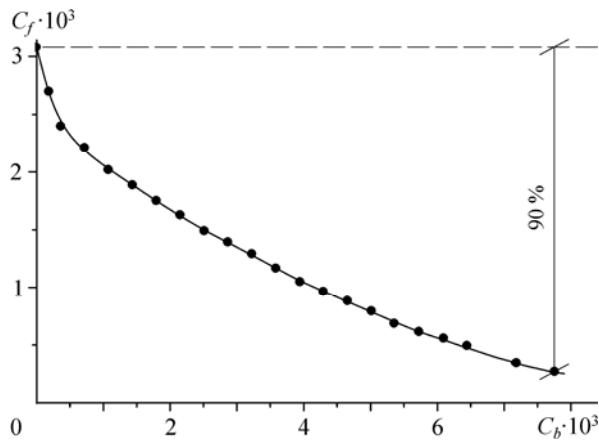


Рис. 13. Изменение коэффициента поверхностного трения в зависимости от коэффициента вдува в сечении $x = 1370$ мм.

значении C_b , реализованном в эксперименте, снижение коэффициента поверхностного трения, выраженное в виде ΔC_f

$$\Delta C_f = (C_{f\text{рег}} - C_f) / C_f$$

где индекс “рег” относится к исходному пограничному слою, достигает 90 %. Отметим, однако, что

приведенные здесь данные имеют качественное и количественное отличие от экспериментальной зависимости $C_f = f(C_b)$, полученной в работе [11] при числе Маха $M_\infty = 0,3$. В указанной работе уже при $C_b = 6 \times 10^{-3}$ достигается минимум C_f с тенденцией к его увеличению, тогда как в рассматриваемых экспериментах такой минимум не достигнут даже при большем значении C_b . Важный вывод, сделанный в работе [11], состоит в том, что положение минимума зависит от качества проницаемой поверхности. Чем оно хуже, тем раньше реализуется отмеченный минимум, что, в свою очередь, ограничивает возможности данного метода управления. Если так, то это свидетельствует о высоком качестве используемой нами перфорированной поверхности. При этом, судя по характеру зависимости $C_f = f(C_b)$, резерв снижения поверхностного трения еще не исчерпан. В самом деле, отрывное состояние пограничного слоя не достигается даже при максимальном значении C_b . В этом можно убедиться из рассмотрения профилей скорости, представленных на рис. 14 в координатах закона стенки $u^+ = f(y^+)$, ограниченных областью ламинарного подслоя. Как видно, в этой области при всех исследованных значениях C_b действительно имеет место линейный характер распределения средней скорости, хорошо согласующийся с классической зависимостью $u^+ = y^+$. Эти, а также представленные выше результаты позволяют считать, что одной из основных причин уменьшения поверхностного трения при вдуве является оттеснение пристенных слоев пограничного слоя от стенки, увеличение толщины ламинарного подслоя и, как следствие, уменьшение локальной скорости вблизи обтекаемой поверхности. Таким образом, величина локального трения в немалой степени определяется состоянием ламинарного подслоя турбулентного пограничного слоя.

Нельзя, однако, исключать и другой, возможно, даже более важный механизм снижения трения, который состоит в следующем. Известно [31], что в развитом турбулентном пограничном слое реализуются два основных типа движения, именуемых выбросами, один из которых направлен от стенки (ejection), а другой — к стенке (sweep). Установлено, что именно движение sweep является основной причиной повышения трения, поскольку такое направленное движение способствует перемещению высокоскоростных слоев жидкости или газа к стенке. Отсюда ясно, что вдув, нормальная составляющая скорости которого направлена от стенки, должен способствовать подавлению sweep-движения, а, следовательно, уменьшению трения.

Отмеченный выше эффект снижения трения также находит свое подтверждение на рис. 15, где представлены аналогичные данные об изменении C_f вдоль плоской пластины при промежуточном значении массового расхода, соответствующем значению

$C_b = 6,09 \times 10^{-3}$ ($2C_b/C_{f0} = 4$). Для сравнения приведены также соответствующие данные при отсутствии вдува ($C_b = 0$), которые, как было указано выше, удовлетворительно согласуются с результатами расчета (3) по методике [25]. Для наглядности изображения характера изменения величины C_f в самой области вдува и позади нее распределение C_f впереди проницаемого участка не показано.

Как видно, вдув воздуха через мелкоперфорированную стенку существенно уменьшает коэффициент поверхностного трения, в результате чего в конце проницаемого участка снижение ΔC_f достигает величины порядка 80 %. При этом темп изменения величины C_f вдоль проницаемого участка практически отражает обычный характер изменения C_f , свойственный увеличивающемуся числу Рейнольдса. Важно также отметить, что область пониженных значений C_f охватывает не только проницаемую часть образца, но и распространяется на непроницаемую поверхность плоской пластины. Действительно, хотя непосредственно позади границы раздела коэффициент поверхностного трения резко возрастает, однако при последующем увеличении x ($x \approx 1415$ мм) темп роста C_f существенно замедляется. Видно, что в этой области C_f не возвращается (по крайней мере, скачкообразно) к величине, соответствующей исходному состоянию. Причем область пониженных значений C_f достаточно протяженная, она распространяется вниз по потоку на расстояние порядка длины самого перфорированного участка, что подтверждается

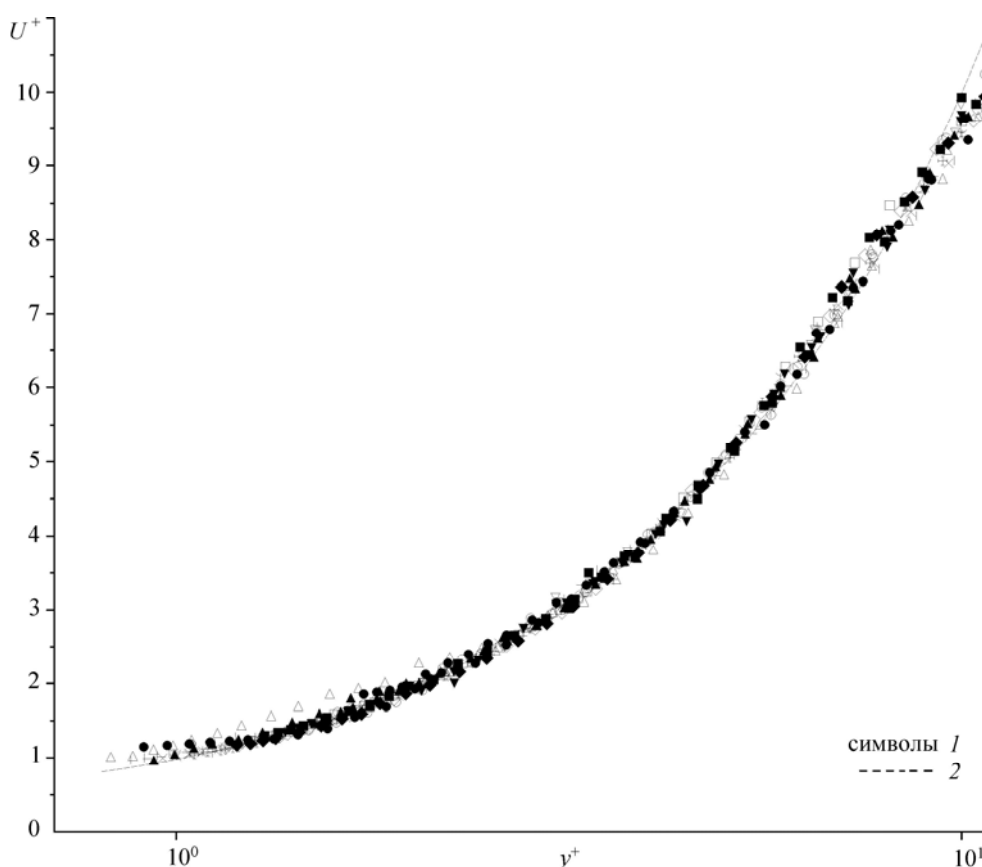


Рис. 14. Профили скорости в переменных закона стенки $u^+ = f(y^+)$, ограниченные областью ламинарного подслоя. $C_b = 0 - 7,75 \times 10^{-3}$; 1 — эксперимент, 2 — $u^+ = y^+$.

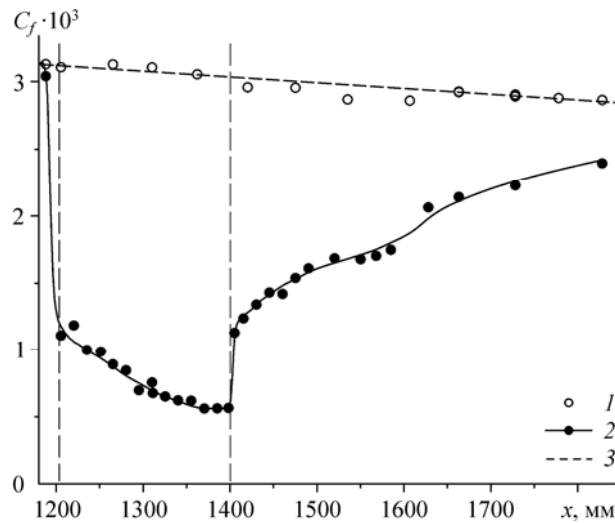


Рис. 15. Изменение коэффициента поверхностного трения по длине модели.

$C_f = 0$ (1), $6,09 \times 10^{-3}$ (2), расчет по методике [25] (3).

также результатами численного расчета [18]. Заметим кстати, что прямые измерения действующей на перфорированный образец силы трения, например путем использования весов того или иного типа, не могут быть признаны корректными, поскольку не охватывают релаксационную область течения позади самого образца.

Причина указанного выше поведения C_f состоит в резком изменении условий течения на границе раздела “проницаемая/непроницаемая стенка”. Для сдвигового потока, по-видимому, не столь важно, каким образом произошло изменение граничных условий: за счет перехода от шероховатой поверхности к гладкой, резкого изменения градиента давления, путем вдува (отсоса) или каким-либо другим способом. При переходе от проницаемого к непроницаемому участку пограничный слой “помнит” свое предыдущее состояние и не может мгновенно адаптироваться к новым условиям вследствие своих естественных наследственных свойств. Поэтому реакция потока на смену граничных условий будет проявляться в форме медленной релаксации основных характеристик течения, в том числе трения, к состоянию полного гидродинамического равновесия.

Отметим в заключение, что факт медленной релаксации поверхностного трения в области течения позади границы “проницаемая/непроницаемая стенка”, т.е. после внезапного изменения граничных условий на стенке, имеет немаловажное значение при оценке энергетических затрат на процесс вдува. Действительно, коэффициент полного аэродинамического сопротивления пластины C_x представляет собой сумму внешнего коэффициента сопротивления, определяемого по потере импульса в пограничном слое, и внутреннего коэффициента сопротивления, эквивалентного затрачиваемой на процесс вдува мощности. Поскольку первая составляющая полного сопротивления определяется по результатам интегрирования зависимости $C_f = C_f(x)$ вдоль пластины, включая область течения позади границы раздела, понятно, что получится выигрыш в сравнении с исходным течением. Учитывая большую протяженность релаксационной области C_f позади отмеченной границы, фактический выигрыш в C_x может оказаться существенным.

Заключение

Результаты экспериментальных исследований, направленных на изучение влияния вдува воздуха через мелкоперфорированную плоскую стенку с внезапным изменением граничных условий на свойства формирующегося на ней несжимаемого безградиентного турбулентного пограничного слоя, позволяют сделать следующие выводы.

1. Расширение диапазона расхода вдуваемого воздуха, характеризующегося безразмерным коэффициентом вдува C_b до значений $7,75 \times 10^{-3}$, не обнаруживает сколь угодно принципиальных изменений в динамике поведения зависимости $C_f = f(C_b)$. Увеличение C_b способствует существенному уменьшению локального значения коэффициента поверхностного трения C_f , достигающему 90 % при максимальном реализованном в эксперименте значении C_b .

2. В исследованном диапазоне коэффициентов вдува C_b толщина ламинарного подслоя δ_L турбулентного пограничного слоя возрастает более чем в 3,5 раза, сохраняя линейный характер распределения скорости по всей высоте подслоя. При этом отрывное состояние пограничного слоя не достигается даже при максимальном значении C_b , что свидетельствует о хороших возможностях данного метода и сохранении резерва для дальнейшего снижения C_f .

3. Подтвержден факт формирования позади участка вдува обширной области течения, характеризующейся пониженными значениями трения, протяженность которой соизмерима с продольным размером перфорированного образца.

4. Прямые измерения действующей на перфорированный образец силы трения, выполняемые с использованием, например, весов тензометрического либо иного типа, не могут быть признаны в качестве вполне приемлемого для подобных случаев инструментария, поскольку не охватывают область течения, расположенную позади участка вдува.

Список литературы

1. Wood R. Impact of advanced aerodynamic technology on transportation energy consumption // SAE International. 2004. Technical Paper 2004-01-1306. 21 p.
2. Coustols E., Savill A.M. Turbulent skin-friction drag reduction by active and passive means. Parts 1, 2 // AGARD Rept. 786. 1992. P. 8-1–8-80.
3. Bushnell D.M. Turbulent drag reduction of external flows // AIAA Paper. 1983. No. 0227.
4. Корнилов В.И. Проблемы снижения турбулентного трения активными и пассивными методами // Теплофизика и аэромеханика. 2005. Т. 12, № 2. С. 183–208.
5. Jeromin L.O.F. The status of research in turbulent boundary layers with fluid injection / Ed. by D. Kuchemann // Progr. Aeronautical Sci. N.Y.: Pergamon, 1966. P. 65–189.
6. Heazler J.M., Moffat R.J., Kays W.M. The turbulent boundary layer on a porous rough plate: Experimental heat transfer with uniform blowing // American Society of Mechanical Engineers Paper. 1974. Fairfield. No. 74-HT-14. 166 p.
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 // Inter J. of Heat Mass Transfer. 1969. Vol. 12, No. 7. P. 771–789.
8. 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.
9. 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.
10. Hwang D.P. A proof of concept experiment for reducing skin friction by using a micro-blowing technique // NASA Technical Memorandum 107315. AIAA Paper. 1997. No. 97-0546.
11. Hwang D. Review of research into the concept of the microblowing technique for turbulent skin friction reduction // Progr. Aerospace Sci. 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 Sci. Meeting and Exhibit, Reno, 1999. AIAA Paper. No. 99-0130.
13. Корнилов В.И., Бойко А.В. Использование микровдува воздуха через пористую стенку для снижения трения на плоской пластине // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2010. Т. 5, вып. 3. С. 38–44.
14. Корнилов В.И. Распределение скорости в турбулентном пограничном слое на проницаемой стенке в условиях вдува воздуха // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т. 19, № 1. С. 35–52.
15. 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.
16. Lin Y.L., Chyu M.K., Shih T.I.P., Willis B.P., Hwang D.P. Skin friction reduction through micro blowing // AIAA Paper. 1998. No. 98-0359.
17. Li J., Lee C.-H., Jia L., Li X. Numerical study on the flow control by micro-blowing // 47th AIAA Aerospace Sci. Meeting, Orlando, 2009. AIAA Paper. 2009-779.

18. Базовкин А.В., Ковеня В.М., Корнилов В.И., Лебедев А.С., Попков В.Н. Влияние микровдува газа с поверхности пластины на ее сопротивление // Прикл. механ. и технич. физика. 2012. Т. 53, № 4. С. 26–37.
19. Hwang D. Experimental study of characteristics of micro-hole porous skins for turbulent skin friction reduction // Proc. 23rd Cong. of the Inter. Council of the Aeronautical Sci., Toronto, Canada, 2002: Optimage Ltd. / Ed. by I. Grant. P. 2101.1–2101.7.
20. Parkhe V. A parametric study on flow over a flat plate with microblowing // M.S. Thesis. The Graduate Faculty of the Univ. of Akron, 2009. 114 p.
21. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергоатомиздат, 1985. 318 с.
22. Корнилов В.И., Меклер Д.К., Павлов А.А. К методике измерения поверхностного трения однолучевым лазерным интерферометром // Тр. V школы “Методы аэрофизических исследований”. Абакан, 7–16 июля 1989. Новосибирск, 1990. С. 144–151.
23. Бойко А.В., Корнилов В.И. Измерение локального коэффициента поверхностного трения с помощью термоанемометра // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17, № 4. С. 613–623.
24. Klebanoff P.S. Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient // NACA Rept. 1247. 1955. P. 1135–1153.
25. Cebeci T. Analysis of Turbulent Flows. Oxford: Elsevier Ltd, 2004. 376 p.
26. Computation of turbulent boundary layers // Proc. Stanford Conf. AFOSR-IFP. 1968–1969 / Eds. D.E. Coles, E.A. Hirst // Stanford University, 1969. Vol. 2. 519 p.
27. Nash J.F. Turbulent boundary layer behaviour and the auxiliary equation // NPL Aeron. Rep. 1965. No. 1137.
28. Simpson R.L. The turbulent boundary layer on a porous wall // Ph. D. Thesis. Stanford Univ., 1968. 122 p.
29. Zagarola M.V., Smits A.J. A new mean velocity scaling for turbulent boundary layers // Proc. 1998 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, June 21–25, 1998, Washington DC. P. 1–6.
30. 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.
31. Sterk G., Jacobs A.F.G., Van Boxel J.H. The effect of turbulent flow structures on saltation sand transport in the atmospheric boundary layer // Earth Surface Processes and Landforms. 1998. Vol. 23, No. 10. P. 877–887.

Статья поступила в редакцию 24 декабря 2013 г.