

УДК 532.526.4 + 532.526.72

Три способа измерения среднего трения на стенке в пристеночных течениях*

Е.-С. Занун¹, Л. Еринг², С. Эгберс²

¹Американский университет в Каире, Новый Каир, Египет

²Бранденбургский технический университет, Коттбус, Германия

E-mail: ezanoun@aucegypt.edu

Проанализированы данные по среднему трению на стенке в ламинарном и турбулентном пограничных слоях, полученные с использованием двух оптических и одного теплового методов, а именно: лазерной доплеровской анемометрии, интерферометрии масляной пленки и поверхностной пленочной термоанемометрии. Дано сравнение трех методов, показавшее близкое совпадение данных по среднему поверхностному трению, полученных из измерений методом интерферометрии масляной пленки и из профиля средней скорости течения в пристеночной области, измеренного методом лазерной доплеровской анемометрии. С другой стороны, метод поверхностной пленочной термоанемометрии дает существенно завышенные данные по среднему поверхностному трению (на 3,5–11,7 % по сравнению с данными лазерной доплеровской анемометрии и интерферометрии масляной пленки в зависимости от теплопроводности материалов подложки и клея, калибровки и загрязненности датчика, величины температурного дрейфа и числа Рейнольдса потока). Тем не менее, данные, полученные всеми тремя методами в течениях с большими числами Рейнольдса $Re_x > 10^6$, согласуются друг с другом и с точностью $\pm 5\%$ совпадают с опубликованными ранее эмпирическими зависимостями. Кроме того, прецизионные данные по скорости течения в инерциальном подслое, полученные методом лазерной доплеровской анемометрии, подтверждают применимость метода Клаузера для определения величины поверхностного трения при надлежащем выборе констант в логарифмическом профиле скорости.

Ключевые слова: поверхностное трение, лазерная доплеровская анемометрия, масляная пленка, пленочная термоанемометрия, теплопроводные и изолирующие материалы.

Введение

Данные по поверхностному трению важны при изучении турбулентности и в ряде практических приложений (см. рис. 1, заимствованный из работы [1]). Рисунок 1 проясняет критические факторы пристеночных сдвиговых течений, в частности, величину сопротивления трения, которая для магистральных дозвуковых лайнеров вносит вклад в полное аэродинамическое сопротивление порядка 50 % [1]. Согласно работе [2], сопротивление трения наземных транспортных средств может составлять до 30 % величины полного аэродинамического сопротивления. Следовательно, выбор адекватного метода измерения поверхностного трения представляет собой важную задачу в тех случаях, когда требуется получение точных данных по трению в потоке невозмущающими методами.

* Работа выполнена при финансовой поддержке немецкого федерального министерства экономики и технологий (грант 20 F 0301).

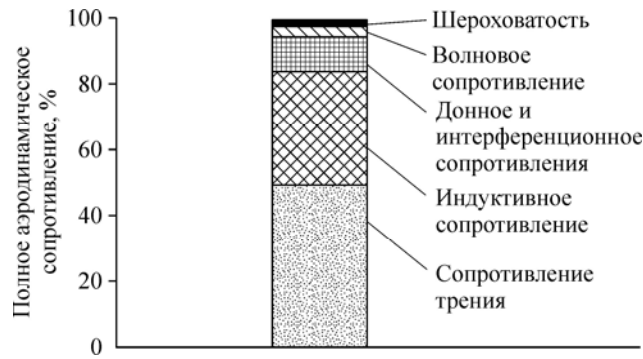


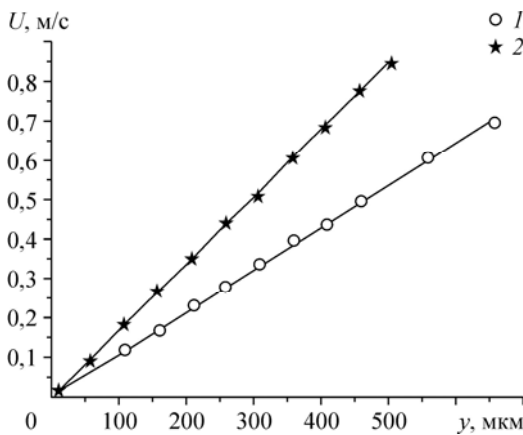
Рис. 1. Вклад различных компонент в величину полного аэродинамического сопротивления дозвуковых пассажирских магистральных лайнеров (согласно работе [1]).

Согласно работе [3], для большинства обычных методов точность определения поверхностного трения в двумерных течениях составляет 1,4–10 %. Например, лазерная доплеровская анемометрия (ЛДА) и интерферометрия масляной пленки (ИМП) являются прямыми бесконтактными методами, позволяющими получать достаточно точные данные с высоким пространственным разрешением; тем не менее, некоторые факторы, такие как рабочая среда, метод введения частиц в поток, качество поверхности (степень ее шероховатости), а также затраты на проведение измерений, могут оказаться обстоятельствами, ограничивающими применение указанных методов. В противоположность этому, поверхностная пленочная термоанемометрия (ППТА) представляет собой относительно малозатратную методику, которая, однако, вносит заметные искажения в изучаемое течение. К тому же, ППТА обладает присущими ей недостатками в применении к пристеночным течениям из-за наличия дополнительных потерь тепла, обусловленных тепловым потоком к стенке (см. [3–11]).

Еще одним параметром, требующим рассмотрения при выборе метода исследований, является размер наименьшей области течения, в которой могут быть выполнены измерения. Например, если минимальный измерительный объем относительно невелик, так что оказывается возможным разрешить ламинарный подслой, то могут быть осуществлены детальные измерения средней скорости в непосредственной близости от стенки (см. рис. 2).

Такие измерения представляют собой общую базу для получения с помощью различных методик зависимости касательного напряжения τ_w от градиента скорости dU/dy_w :

$$\tau_w = -\mu(dU/dy)_w \quad (1)$$



Для этого, однако, требуется получение надежных данных о скорости течения в вязком подслое, которые были бы свободны от эффектов, связанных с наличием стенки (см., например, [6, 7]). Напротив, если измерительный объем недостаточно мал для того, чтобы оказалось возможным достичь разрешения

Рис. 2. Профили средней скорости в вязком подслое при малых числах Рейнольдса.

$Re_\theta = 92$ (1), 264 (2), $dU/dy = 1069,53405$ (1), 1681,81818 (2) c^{-1} , отсечка составляет +0,00573 (1), +0,00232 (2).

ламинарного слоя, тогда для оценки величины поверхностного трения следует использовать так называемый инерциальный подслой. Действительно, на основании утверждения, что независимо от конфигурации течения в непосредственной близости от стенки реализуется универсальный профиль скорости $U = f(y, r_w)$, в котором локальная скорость определяется лишь расстоянием от стенки (y) и величиной касательного напряжения (τ_w), в работе [12] был предложен метод измерения поверхностного трения, основанный на предположении, что универсальный логарифмический профиль скорости распространяется также и на область вне вязкого подслоя, то есть на инерциальный подслой. Этот способ измерения применяется несмотря на то обстоятельство, что недавно появились сомнения относительно точного вида закона стенки, а именно, относительно того, изменяется ли скорость потока в пристеночной области логарифмически или степенным образом; также имеются сомнения относительно величины констант в этом законе [13, 14]. В настоящее время используются новейшие значения обеих констант, константы фон Кармана и аддитивной константы для логарифмической области пограничного слоя плоской пластины, полученные в работах [13, 15]. В результате метод Клаузера [12] нашел обоснованное применение для определения величины поверхностного трения, в частности, с применением трех методов, обсуждаемых в настоящей работе.

1. Оборудование и методика измерений

1.1. Аэродинамическая труба

Эксперименты проводились в низкоскоростной аэродинамической трубе Отделения аэро- и газодинамики Брандербургского технического университета (BTU-Cottbus). Используемая аэродинамическая труба представляла собой установку замкнутого типа с поперечным сечением рабочей части $0,6 \times 0,5 \text{ м}^2$ и полной длиной 1,8 м (рис. 3), предназначенную для проведения экспериментов при скоростях невозмущенного воздушного потока до 50 м/с и степени естественной турбулентности в ядре менее 0,5 %. Настоящие измерения проводились при $Re_\theta \leq 10^4$, где Re_θ — число Рейнольдса, вычисляемое по толщине потери импульса (θ) и скорости невозмущенного потока (U_∞). Были подготовлены две гладкие плоские сменные пластины, которые могли помещаться в рабочую часть аэродинамической трубы так, чтобы обеспечивался свободный доступ для измерений в любой точке пограничного слоя. Каждая из пластин имела размеры $1050 \times 595 \times 18 \text{ мм}^3$. Одна из пластин была изготовлена из анодированного алюминия и представляла собой стенку с высокой теплопроводностью. Другая пластина была выполнена из стекла и представляла собой адиабатическую стенку. Анодирование алюминиевой пластинки производилось для получения черной неотражающей поверхности, что позволило бы избежать отражений от стенки при проведении измерений методом ЛДА и тем самым увеличить результирующее отношение



Рис. 3. Фотография рабочей части аэродинамической трубы с установленным миниатюрным термоанемометром FlowLite фирмы Dantec, а также с оптической установкой, реализующей измерения методом интерферометрии масляной пленки.

сигнал/шум. Каждая из пластин тщательно ориентировалась в рабочей части трубы так, чтобы обеспечивалось ее безградиентное обтекание потоком. Для реализации турбулентных пограничных слоев использовались два турбулизирующих устройства: устройство для печати этикеток ДУМО и наждачная бумага. Устройство для печати этикеток ДУМО позволяло выбивать латинскую литеру X ($0,7 \times 5$ мм — высота \times ширина) на паре линий-строк, расположенных на переднем крае пластины. Полоски наждачной бумаги с различной зернистостью ($0,17\text{--}1,8 \times 10$ мм — высота \times ширина) так же помещались вблизи переднего края пластины (см. также [16]).

1.2. Лазерная доплеровская анемометрия

Для измерений скорости потока использовался HeNe лазер FlowLite мощностью 10 мВт с длиной волны излучаемого света 632,8 нм, работающий в двухлучевом режиме с обратной геометрией рассеяния. Размер минимального измерительного объема обычно составлял $dx \times dy \times dz = 0,074 \times 0,074 \times 0,553$ мм³, при этом длинная ось объема ориентировалась параллельно поверхности стенки (см. [16] и [17]). Помимо этого, для измерения скорости потока в вязком подслое использовалась миниатюрная система лазерной доплеровской анемометрии, оснащенная лазерным диодом мощностью 12,1 мВт с длиной волны излучения 635 нм. Миниатюрный сенсор системы, работающий в режиме обратного рассеяния, был подсоединен к блоку обработки сигнала, снабженному полосовым фильтром, что позволяло измерять скорости потока до 32 м/с (см. [17]). Особенностью миниатюрного сенсора являлось то, что оба лазерных пучка проникали сквозь поверхность пластины (см. рис. 3), в то время как обычные аналогичные системы посылают пучок параллельно поверхности. Измерительный объем миниатюрной анемометрической системы имел типичные размеры $dx \times dy \times dz = 0,037 \times 0,039 \times 0,137$ мм³, причем длинная ось этого объема ориентировалась перпендикулярно поверхности стенки, в результате чего обеспечивалось достаточно высокое пространственное разрешение при измерениях внутри вязкого подслоя. Толщина вязкого подслоя в исследуемом пограничном слое в зависимости от величины числа Рейнольдса потока находилась в диапазоне 50–500 мкм.

1.3. Интерферометрия масляной пленки

Интерферометрия масляной пленки представляет собой удобный альтернативный метод прямого измерения касательного напряжения на стенке, который используется тогда, когда точные данные методом ЛДА в окрестности стенки не могут быть получены, например, из-за малого отношения сигнал/шум и/или из-за сложностей, возникающих при введении частиц в приповерхностную область течения. Основная идея применения тонких пленок для измерения касательного напряжения состоит в измерении наклона поверхности освещенной тонкой масляной пленки при ее растекании в газовом потоке (рис. 4).

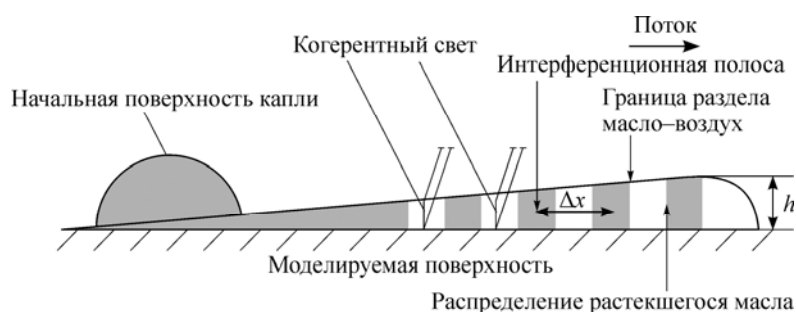
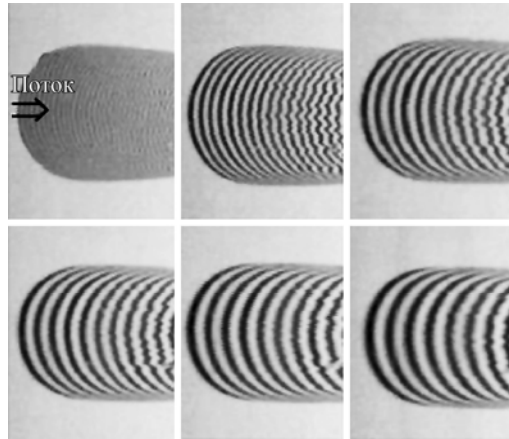


Рис. 4. Схема, иллюстрирующая принцип интерферометрии масляной пленки [18].

Рис. 5. Набор изображений масляной пленки с интерференционными полосами, возникающими в результате отражения света от верхней и нижней поверхностей пленки в условиях постоянного касательного напряжения на стенке (Δx порядка нескольких сотен микрон).



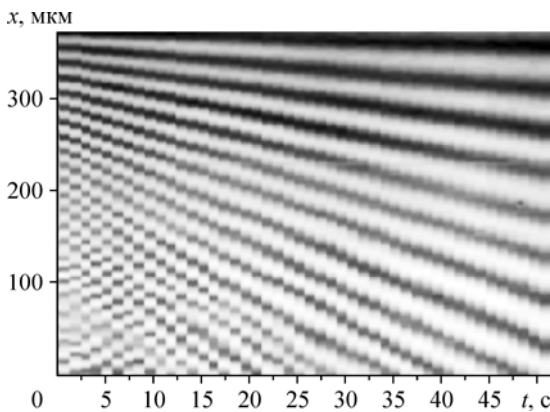
В безградиентном пограничном слое изменение толщины масляной пленки $h = h(x, t)$ под действием постоянного касательного напряжения на стенке хорошо описывается следующим упрощенным уравнением адвекции:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\tau_w h}{\mu_0} \frac{\partial h}{\partial x} = 0. \quad (2)$$

Здесь h — толщина масляной пленки, Δx — расстояние между соседними полосами, а μ_0 — вязкость масла. Уравнение (2) показывает, что для того, чтобы получить величину касательного напряжения на стенке, необходимо измерить величины h , dh/dx и dh/dt . Детали решения уравнения (2) могут быть почерпнуты из работ [4, 8, 19, 20]; в результате для касательного напряжения на стенке может быть получено следующее выражение:

$$\tau_w = \mu_0 u_k \frac{2 \left[n^2 - \sin^2 \alpha \right]^{1/2}}{\lambda \left[k + h_0 / \Delta h \right]}, \quad (3)$$

где k — номер полосы, h_0 — толщина пленки в месте наблюдения нулевой темной полосы на краю пленки (при $k = 0$ (рис. 4) в начале пуска в случае малой скорости течения величина h_0 является величиной порядка 100 мкм, точное значение которой зависит также и от вязкости масла), h_k — толщина пленки в месте, где наблюдается k -ая темная полоса, Δh — разность толщин пленки в месте наблюдения соседних полос (см. рис. 4 и 5), λ — длина волны света ($\lambda = 0,589$ мкм), n — коэффициент преломления масла ($n = 1,4$), а α — угол обзора камеры. Величины μ_0 , n , α и λ обычно известны, а наклон контурных линий на x - t диаграмме (рис. 6) позволяет определить скорость перемещения полос $u_k = dx/dt$, и тогда величина касательного напряжения на стенке может быть получена с использованием уравнения (3) посредством аппроксимации по методу наименьших квадратов.



В условиях, различающихся значениями параметров (индекс преломления масла, длина волны света, угол обзора камеры, температура масляной пленки), была записана последовательность изображений, подобная

Рис. 6. Диаграмма x - t , иллюстрирующая рост толщины масляной пленки во времени вдоль прямой линии трения.

показанной на рис. 5. Полученные данные дали возможность оценить значения касательного напряжения на стенке. Чтобы учесть зависимость вязкости масла от температуры, мы провели тщательные измерения вязкости силиконового масла при разных температурах с помощью капиллярного вискозиметра (точность выше чем $\pm 1,7\%$).

Оптическая установка для реализации метода интерферометрии масляной пленки показана на рис. 3. Она состояла из ПЗС камеры VCAM040 CCD-Kam, регистрирующей изображения в оттенках серого с разрешением 752×582 пикселей (модель CSB-305), и 30-ваттной натриевой лампы, использовавшейся для засветки масляной пленки излучением с длиной волны 589 нм. Для лучшего фокусирования изображения камера была снабжена увеличивающим объективом. Для оцифровки аналогового сигнала видеокамеры с заданным временным интервалом использовалась PCI-совместимая видеокарта модели 600067. Перемещения видеокамеры для получения четких изображений движения масла и возникающих интерференционных полос (см. рис. 5) производились с использованием координатника с двумя степенями свободы. Угол между осью камеры и направлением нормали к стеклянной стенке составлял 15° ; во время измерений этот угол поддерживался постоянным. С нижней стороны стеклянная пластинка была зачернена для того, чтобы получить неотражающую поверхность.

1.4. Пленочная термоанемометрия

Для проведения термоанемометрических измерений использовался многоканальный термоанемометр постоянной температуры мини-СТА 54N81 фирмы Dantec. Измерения производились при степени перегрева $a = 0,2-0,4$, где перегрев определяется как $a = (R_w - R_a)/R_a$ (R_w — сопротивление нагретой пленки, а R_a — сопротивление пленки в воздухе при температуре окружающей среды). Для упрощения обработки данных степень перегрева a определялась как $a = \Delta T/T_a$, где $\Delta T = (T_f - T_a)$ (T_f — температура пленки, а T_a — температура окружающего воздуха). Пленочный сенсор представлял собой датчик с заделкой заподлицо (см. рис. 7).

Чувствительный элемент датчика был приготовлен из тонкой никелевой пленки, осажденной на каптоновую фольгу толщиной 50 мкм. Элемент представлял собой полосу шириной 100 мкм с эффективной длиной 0,9 мм, снабженную позолоченными контактами. Сопротивление элемента при температуре окружающей среды 20°C составляло примерно 10 Ом. Обычно сенсор наклеивался непосредственно на стенку. Использовалась калибровка “*in situ*” (в рабочем положении), которая проводилась с учетом данных, полученных при помощи ЛДА-системы DANTEC Flowlite или данных, полученных методом ИМП. В своей основе концепция пленочного анемометрического сенсора основана на аналогии между местным касательным напряжением на стенке и потерями тепла от чувствительного элемента. Потери тепла связаны с касательным напряжением на стенке степенным законом Кинга

$$E^2 = A + B\tau_w^{1/3}, \quad (4)$$

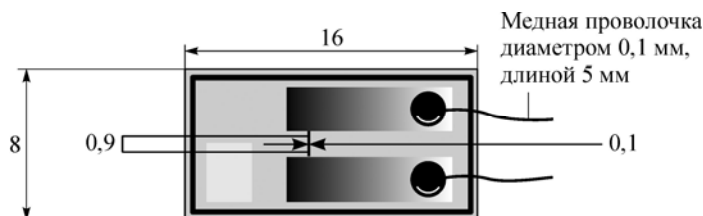


Рис. 7. Пленочный термоанемометрический сенсор DISA 55 R47 (заимствовано из каталога фирмы Dantec “Dantec Dynamics Catalog: Standard hot-wire and hot-film probes”).

где A и B — константы, определяемые в ходе калибровки пленочного элемента, осуществляемой посредством сравнения с данными лазерной доплеровской термоанемометрии или интерферометрии масляной пленки, а E и τ_w — соответственно среднее значение сигнала датчика и касательное напряжение на стенке. Значения калибровочных констант A и B весьма чувствительны к изменениям температуры окружающей среды, форме и загрязненности датчика, а также зависят от свойств стенки. Адиабатические стенки поэтому лучше подходят для выполнения калибровки пленочного сенсора *in situ* и далее для измерений. Из-за дополнительных потерь тепла от чувствительного элемента в подложку и тепловой обратной связи от подложки к среде потери тепла от тонкой пленки могут отклоняться от зависимости, даваемой кубическим корнем из касательного напряжения на стенке (см. [8]). В результате вышеприведенное уравнение модифицируется и может быть записано как

$$E^2 = A + B\tau_w^n. \quad (5)$$

где A , B и n — константы, значения которых должны определяться одновременно посредством наилучшего соответствия калибровочных данных методу наименьших квадратов (см. [5] и [21]). Следует отметить, что температура воздушного потока во время калибровки измерялась и поддерживалась постоянной с тем, чтобы обеспечить надежные показания пленочного сенсора. Тем не менее, при наличии неустраняемых изменений температуры вносилась поправка на температурный дрейф (см., например, работу [5], в которой было показано, что изменение температуры на 1°C приводит к появлению погрешности в определении касательного напряжения величиной 5 %).

2. Результаты и обсуждение

Точные независимые измерения поверхностного трения $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho}$ с высоким пространственным разрешением представляют собой насущную задачу при изучении ламинарных и турбулентных пристеночных течений со сдвигом скорости. Например, в научном сообществе широко распространено мнение, согласно которому внутренний слой пристеночных течений обладает критерием подобия по скорости трения. Кроме того, поверхностное трение играет важную роль при рассмотрении полного аэродинамического сопротивления. В связи с этим в настоящей работе дается сравнение данных по скорости трения на стенке, полученных с использованием трех методов измерения этой величины.

В области, непосредственно примыкающей к стенке, а именно внутри вязкого подслоя, согласно общему мнению, средняя скорость подчиняется линейному распределению:

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho} \frac{dU}{dy}} = \sqrt{\nu \frac{U}{y}} \Rightarrow \frac{U}{u_\tau} \equiv \frac{yu_\tau}{\nu}. \quad (6)$$

Поэтому на первый взгляд кажется, что измерение средней скорости течения как функции расстояния до стенки в пределах вязкого подслоя представляет собой легко выполнимую задачу, так что в непосредственной близости от стенки величина поверхностного трения может быть легко вычислена из соответствующих экспериментальных данных. Между тем, в большинстве аэродинамических задач вязкий подслой обладает слишком малой толщиной для того, чтобы его можно было надежно разрешить в измерениях; это приводит к трудностям при получении данных по скорости течения внутри этого слоя, в частности, при высоких числах Рейнольдса. Поэтому если локальность применяемого метода является недостаточно высокой для того, чтобы можно было разрешить ламинарный подслой, можно полагать, что данные по поверхностному трению могли бы быть получены при проведении измерений в логарифмическом слое. В связи с этим в работе [12]

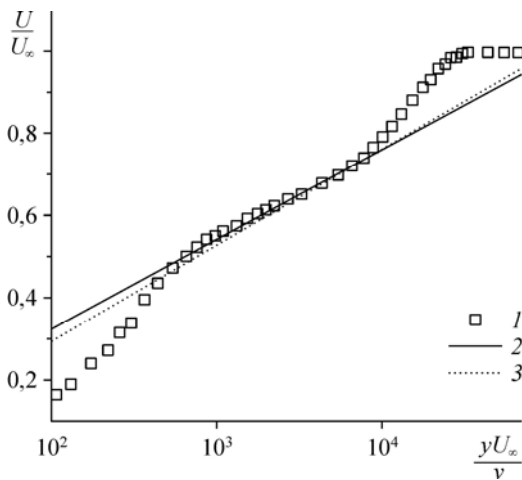
было предложено использовать следующий широко известный график, основанный на законе распределения скорости течения в окрестности стенки в логарифмическом виде:

$$\frac{U}{u_\tau} = \Lambda \log_{10} \left(\frac{yu_\tau}{x} \right) + C. \quad (7)$$

Формула (7) может быть переписана в виде

$$\frac{U}{U_\infty} = \sqrt{\frac{c_f}{2}} \left[\Lambda \log_{10} \left(\frac{yU_\infty}{v} \right) + \Lambda \log_{10} \left(\sqrt{\frac{c_f}{2}} \right) + C \right], \quad (8)$$

где $\Lambda \equiv \ln(10)/\kappa$, κ — константа фон Кармана, а C — аддитивная константа. Возможность использования графика Клаузера подтверждается справедливостью логарифмического закона распределения скорости течения в инерциальном подслое пограничных слоев [11–15]. Для определения величины поверхностного трения в методе Клаузера обычно используют наложение графика Клаузера, а именно: данные, вычисленные с использованием уравнения (8) для разных значений c_f , накладываются на измеренные профили скорости течения в логарифмической области инерциального подслоя. Соответствующая величина коэффициента поверхностного трения c_f затем может быть получена, если удастся добиться совпадения графика Клаузера с профилем средней скорости течения в логарифмической области течения (см. рис. 8). Между тем из уравнения (8) видно, что имеет место зависимость полученной величины коэффициента поверхностного трения от принятых в расчетах значений константы фон Кармана κ и аддитивной константы C . В работе [22] был сделан вывод, что предсказываемая величина u_τ проявляет чувствительность к значениям констант κ и C в логарифмическом распределении скорости течения таким образом, что изменение наклона $1/\kappa$ на величину $\pm 0,5$ приводит к изменению значения u_τ на 12 %. Таким образом, необходим тщательный выбор значений обеих констант. При использовании точных величин для обеих констант, недавно полученных в работах [13] и [15] из измерений в пограничном слое плоской пластины, метод Клаузера дает результаты, весьма близкие к величинам поверхностного трения, полученным с применением трех использованных в настоящей работе методик. Величины коэффициента поверхностного трения c_f , полученные с использованием уравнения (8) со значениями констант, предложенными в работе [13] ($\Lambda = 6,059$ для $\kappa = 0,38$, $C = 4$) и в работе [15] ($\Lambda = 5,996$ для $\kappa = 0,384$ и $C = 4,127$), оказались совпадающими с точностью ± 1 % со значениями c_f , полученными с использованием наиболее широко употребляемых значений ($\Lambda = 5,616$ для $\kappa = 0,41$ и $C = 5,0$), предложенных в работе [23] для турбулентных пограничных слоев (см. рис. 8). Наиболее свежие значения для констант κ и C , полученные в работах [13] и [15], поразительно близки



значениями c_f , полученными с использованием наиболее широко употребляемых значений ($\Lambda = 5,616$ для $\kappa = 0,41$ и $C = 5,0$), предложенных в работе [23] для турбулентных пограничных слоев (см. рис. 8). Наиболее свежие значения для констант κ и C , полученные в работах [13] и [15], поразительно близки

Рис. 8. График Клаузера, наложенный на один из случаев экспериментального распределения средней скорости, полученного методом ЛДА.

$Re_\theta = 3358$ (1), график Клаузера: $\kappa = 0,41$, $B = 5$ (2) и $\kappa = 0,384$, $B = 4,127$ (3).

к величинам $k = 0,3806$ ($\Lambda = 6,05$), и $C = 4,05$ которые были предложены более сорока лет назад в работе [24]. Следует отметить, что значения обеих констант в логарифмическом профиле скорости относятся к случаю безградиентного обтекания гладких плоских поверхностей.

В дополнение к методикам ЛДА и ИМП для получения данных о среднем трении на стенке и положении перехода течения к турбулентности использовался метод поверхностной пленочной термоанемометрии. Согласно наблюдениям, величина потерь тепла от датчика (\dot{q}), помещенного в область сдвигового течения вблизи стенки, зависела помимо формы датчика также и от сдвигового напряжения в пристеночной области (τ_w) или, другими словами, от величин градиента средней скорости на стенке ($d\bar{U}|dy|_w$), коэффициента теплопроводности материала стенки (λ_w) и перегрева ($\Delta T/T_a$):

$$\dot{q} = f \left[\frac{d\bar{U}}{dy} \Big|_w, \lambda, \frac{\Delta T}{T_a} \right]. \quad (9)$$

Влияние теплопроводности стенки на показания датчика поэтому изучалось в опытах с пленкой, обладающей высокой теплопроводностью (алюминий), и с адиабатической стенкой (стекло), с тем, чтобы верифицировать зависимости от основных параметров, определяемых уравнением (9). Некоторые результаты для одной и той же величины перегрева $a = 0,4$ показаны на рис. 9. Согласно рисунку, при одной и той же величине касательного напряжения на стенке величина тепловых потерь пленочного анемометрического датчика сильно зависит от теплопроводности подложки. В отсутствие течения, т. е. при $\tau_w = 0$, выходной сигнал датчика, обозначенный в калибровочном уравнении $E^2 = A + B\tau_w^n$ буквой A , равен E_0^2 , и, как ожидается, в области над теплопроводящей пластиной он должен иметь бóльшую величину ($A = 2,657 \text{ В}^2$), нежели чем в области над адиабатической пластиной ($A = 1,894 \text{ В}^2$). В результате для различных величин касательного напряжения на стенке значения разности ($E^2 - E_0^2$), измеренной над теплопроводящей подложкой, должны быть меньше таковых для случая адиабатической подложки (см. рис. 9).

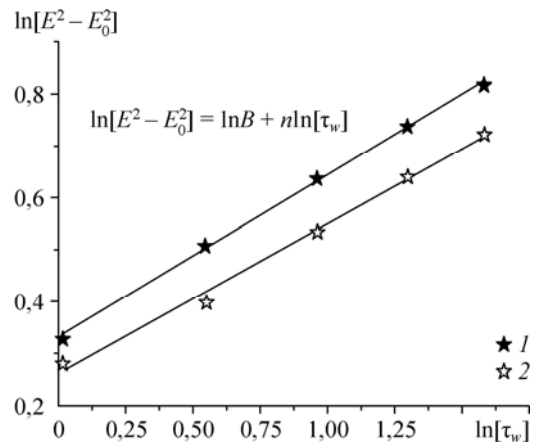
Влияние теплопроводности подложки на показания пленочного анемометрического датчика можно лучше понять, рассматривая безразмерное нестационарное уравнение теплопроводности:

$$\rho^* c_p^* \frac{\partial T^*}{\partial t^*} = \lambda^* \frac{\partial^2 T^*}{\partial x_i^{*2}} \left[\frac{\lambda_c t_c}{\rho_c c_{pc} l_c^2} \right], \quad t_c = \frac{l_c^2}{\alpha_c}, \quad \alpha_c = \frac{\lambda_c}{\rho_c c_{pc}}, \quad (10)$$

где α_c — “характерная” величина температуропроводности; ρ^*, c_p^*, λ^* — безразмерные плотность, теплоемкость и коэффициент

Рис. 9. Результаты, полученные методом ППТА при одной и той же степени перегрева $a = 0,4$ над подложкой, обладающей высокой теплопроводностью (алюминий: $\lambda_w/\lambda_{air} \approx 6400$) и над адиабатической стенкой (стекло: $\lambda_{glass}/\lambda_{air} \approx 32$). Здесь $\lambda_{air} = 0,02559 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$, см. [25].

Пластины: стеклянная (1) и алюминиевая (2); показатель соответствия выбранной модели экспериментальным данным $R^2 = 0,99697$ (1), $0,99455$ (2), $\ln b = 0,33124 \pm 0,00604$ (1), $0,26373 \pm 0,01275$ (2), $n = 0,31231 \pm 0,0058$ (1), $0,28662 \pm 0,01225$ (2).



теплопроводности подложки, отнесенные к соответствующим “характеристическим” значениям ρ_c, c_{pc} и λ_c ; T^* и t^* — безразмерные значения температуры стенки и времени диффузии тепла, отнесенные к “характерной” температуре T_c и характерному времени диффузии тепла t_c ; l_c — “характеристический” масштаб длины для обезразмеривания расстояния от стенки. Для двух использованных в наших экспериментах подложек с одной и той же “характеристической” длиной (l_c) отношение “характерных” времен процесса диффузии тепла (t_c) в алюминии и в стекле обратно пропорционально отношению соответствующих коэффициентов температуропроводности, то есть $[t_c]_{Al}/[t_c]_{glas} = [\lambda_c/\rho_c c_{pc}]_{glas}/[\lambda_c/\rho_c c_{pc}]_{Al} = \alpha_{glas}/\alpha_{Al}$, где $\alpha_{Al} \approx 8,42 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ и $\alpha_{glas} \approx 14\text{--}22,6 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$, здесь a — коэффициент температуропроводности стенки. Отсюда ясно, что более теплопроводящая подложка отбирает больше тепла от пленочного анемометрического датчика и быстрее отводит его в сравнении с подложкой, обладающей меньшей теплопроводностью. Это объясняет различие показаний пленочного датчика в экспериментах с теплопроводящей и адиабатической стенкой (рис. 9). Кроме того, в окрестности стенки выполняется условие относительной малости эффекта плавучести ($Gr^{1/3} < Re$), и потому выталкивающая сила слабо влияет на величину тепловых потерь анемометрического датчика (см. также [26]).

Мы имеем следующее уравнение для нормированного распределения тепловой энергии, которое определяет перенос тепла к стенке:

$$U_i = \underbrace{\frac{\partial T^*}{\partial x_i^*}}_I = \underbrace{\left[\frac{1}{Re Pr} \right] \lambda^* \frac{\partial^2 T^*}{\partial x_i^{*2}}}_{II} + \underbrace{\left[\frac{Ec}{Re} \right] \phi^*}_{III}. \quad (11)$$

В окрестности стенки, где скорость течения мала, при использовании метода ППТА имеют место дополнительные потери тепла от датчика из-за диффузии тепла в подложку, определяемые членом (II) в уравнении (11) при постоянном числе Pr. Можно заключить поэтому, что потери тепла в методе ППТА определяются диффузией тепла, а не конвекцией. Другим важным параметром, определяющим величину тепловых потерь при применении метода ППТА, является материал клея, при помощи которого пленочный анемометрический датчик приклеивается к подложке (см. работу [27]).

Итог результатов измерения поверхностного трения на стенке, полученных для диапазона чисел Рейнольдса $Re_x \leq 2 \cdot 10^6$ с помощью трех методов, а именно ЛДА, ИМП и ППТА, представлен на рис. 10. Здесь Re_x — число Рейнольдса, вычисленное по расстоянию x

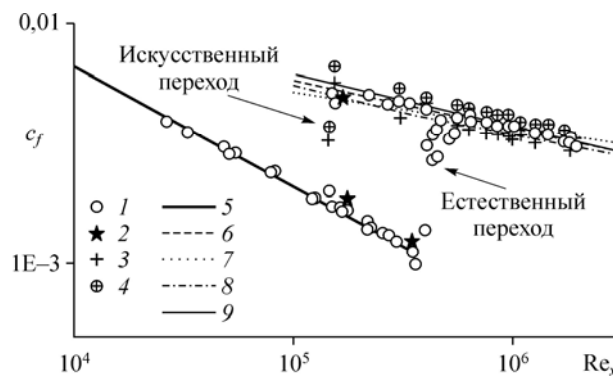


Рис. 10. Результаты измерения поверхностного трения в сопоставлении с расчетами по модифицированным формулам для ламинарного и турбулентного течений из работы [15].

1 — система ЛДА фирмы Dantec, 2 — система мини-ЛДА, 3 — методика ИШМ, 4 — метод ППТА; $c_f = 0,664 \cdot Re_x^{-0,5}$ (5), $0,058 \cdot Re_x^{-0,2}$ (Прандтль, 1927) (6), $0,22358 \cdot Re_x^{-1/7}$ (модифицированный закон 1/7) (7), $0,4177 [\ln(0,06 \cdot Re_x)]^{-2}$ (модифицированная зависимость Уайта (8), $0,3457 [\log(Re_x - 0,407)]^{-2,64}$ (модифицированная зависимость Шульца–Грюнова) (9).

вдоль потока от передней кромки пластины, скорости набегающего потока (U_∞) и кинематической вязкости воздуха. Следует отметить, что данные по поверхностному трению на стенке в методе ЛДА были получены с использованием зависимости напряжения от деформации, то есть уравнения (1), в тех случаях, когда оказывалось возможным получить надежные данные по скорости течения в вязком подслое (например, в случае ламинарного течения). С другой стороны, в случае турбулентного течения величина поверхностного трения на стенке вычислялась с применением графика Клаузера, то есть уравнения (8). На рис. 10 дано сравнение данных по поверхностному трению, полученных при помощи всех трех использованных в настоящей работе методик.

Из рис. 10 можно видеть, что поверхностный пленочный датчик дает значения поверхностного трения, завышенные на 4,5–20 % по сравнению с данными, полученными методами ЛДА и ИМП. Величина превышения зависит от теплопроводности материала подложки и клея, а также от числа Рейнольдса потока. С другой стороны, имеет место хорошее совпадение данных по поверхностному трению, полученных методами ИМП и ЛДА, включая данные, полученные способом Клаузера. Несколько заниженными оказываются данные по поверхностному трению, полученные методом ИМП; эту недооценку можно отнести к погрешности измерения вязкости масла и/или к влиянию температуры поверхности стенки в месте проведения измерений. Кривые из работы [15], воспроизводящие зависимости для поверхностного трения, сопоставляются с экспериментальными результатами настоящей работы на рис. 10. Наблюдается хорошее согласие с модифицированным соотношением Шульца–Грюнова [28, 29], а также со степенным законом Прандтля. Также на рис. 10 представлено сравнение с другими данными небольшого количества экспериментальных точек для ламинарных и турбулентных пограничных слоев, полученных с применением методики мини-ЛДА [17]. Из рис. 10 можно также заключить, что при искусственной турбулизации пограничного слоя имеет место ранний переход к турбулентному режиму, наблюдающийся при $Re_x \approx 1,45 \cdot 10^3$ (в то время как естественный переход имеет место при $Re_x \approx 5 \cdot 10^5$).

При использовании ЛДА системы FlowLite, тщательно ориентированной в рабочем участке аэродинамической трубы, при правильном выборе трассерных частиц (по типу, размеру и плотности) и использовании современных систем сбора и обработки данных, а кроме того, при использовании плоской анодированной алюминиевой пластины средняя скорость потока может быть измерена с точностью выше ± 1 %. Величина погрешности определения коэффициента c_f методом интерферометрии масляных пленок в основном определяется величинами вязкости масла, градиента давления, разрешением полос, а также помехами при запуске и останове аэродинамической трубы [30]. Величина полной погрешности определения величины поверхностного трения методом интерферометрии в настоящей работе составила приблизительно 5 %; эта оценка хорошо согласуется с результатом работы [8], где соответствующая погрешность подобных измерений не превышала ± 4 %, а также с результатом работы [30], где погрешность определения величины поверхностного трения после тщательного проведенного анализа методики была менее $\pm 2,8$ – $3,8$ %. Метод ППТА дает данные по поверхностному трению, с точностью 3,5–11,7 % согласующиеся с результатами, полученными методами ЛДА и ИМП.

Выводы

Три методики — две оптические (ЛДА и ИМП) и одна тепловая (ППТА) — были использованы для измерения среднего поверхностного трения в ламинарном и турбулентном пограничных слоях. Было проведено сравнение результатов, полученных тремя методами, и показано хорошее соответствие между данными по поверхностному трению, полученными из пристеночных профилей средней скорости потока, измеренных методами ИМП и ЛДА. Помимо этого, анализ данных, полученных методом ЛДА

в инерциальном подслое, подтверждает применимость графиков Клаузера для оценки средней величины поверхностного трения если для обеих констант (k , C) в логарифмической области используются подходящие величины, а данные по скорости потока являются достаточно точными. Результаты, полученные с использованием методики мини-ЛДА, находятся в хорошем соответствии с данными, полученными с помощью ИМП и ЛДА, реализованной на аппаратуре FlowLite. С другой стороны, согласно нашим наблюдениям, метод ППТА дает существенно завышенные значения величины поверхностного трения (на 3,5–11,7 % по сравнению с ЛДА и ИМП). Отклонение данных ППТА определяется теплопроводностью материалов подложки и клея, а также калибровкой и загрязнением датчика, температурным дрейфом и числом Рейнольдса потока. Тем не менее, все три метода дают близкие результаты при больших значениях числа Рейнольдса $Re_x > 10^6$, и полученные величины в пределах $\pm 5\%$ совпадают со значениями, рассчитываемыми из опубликованных ранее эмпирических соотношений.

Несмотря на то, что в случае измерений методом ППТА использовалась калибровка “*in situ*”, а также на то, что эффекты, обусловленные близостью стенки, учитывались посредством рассмотрения модифицированного закона Кинга, то есть уравнения (5), обеспечивающего надежные измерения методом ППТА в окрестности стенки, полученные данные о поверхностном трении оказались ошибочными. Основным дополнительным источником тепловых потерь от пленочного анемометрического датчика в стенку оказалась температуропроводность, а не естественная конвекция. Кроме того, согласно работе [31], течение под пластиной, а именно, соответствующая скорость сдвига на стенке напротив места расположения анемометрического датчика (т. е. в месте, где производились измерения) изменяет тепловые граничные условия вокруг датчика. Между тем, для лучшего понимания влияния разных факторов (теплопроводности подложки, толщины стенки, материала клея, степени перегрева, числа Рейнольдса, а также скорости сдвига напротив места расположения пленочного датчика) на показания термоанемометра необходимо выполнить дополнительные локальные измерения температуры в широком диапазоне чисел Рейнольдса с помощью термодатчиков, встроенных в подложку. Таким образом, может быть получена поправочная кривая для измерений методом ППТА, в частности, производимых над теплопроводящей стенкой. В дополнение к этим выводам, рис. 10 указывает на реализацию раннего перехода к турбулентному режиму при $Re_x = 1,45 \cdot 10^3$, вызванного искусственной турбулизацией пограничного слоя, по сравнению с естественным переходом, наблюдаемым при $Re_x \approx 5 \cdot 10^5$.

Авторы благодарны Astro- und Feinwerktechnik Adlershof GmbH Berlin и Университету прикладных исследований в Вилдау.

Список литературы

1. **Корнилов В.И.** Проблемы снижения турбулентного трения активными и пассивными методами (обзор) // Теплофизика и аэромеханика. 2005. Т. 12, № 2. С. 175–196.
2. **Patten J., McAuliffe B., Mayda W., Tanguay B.** Review of aerodynamic drag reduction devices for heavy trucks and buses // Technical Report CSTT-HVC-TR-205: National Research Council Canada, May 11, 2012.
3. **Winter K.G.** An outline of the techniques available for the measurement of skin friction in turbulent boundary layers // Prog. Aerospace Sci. 1977. Vol. 18. P. 1–57.
4. **Tanner L.H., Blows L.G.** A study of the motion of oil films on surface in air flow, with application to the measurements of skin friction // J. Phys. E: Sci. Instr. 1976. Vol. 9, No. 3. P. 194–202.
5. **Nitsche W., Haberland C., Thünker R.** Comparative investigations on friction drag measuring techniques in experimental aerodynamics // Proc. 14th Congress Int. Council Aeronautical Sci., September 9–14, 1984, Toulouse, France. P. 391–403.
6. **Durst F., Kikura H., Jovanovic J., Ye Q.** Wall shear stress determination from near-wall velocity data in turbulent pipe and channel flows // Exp. Fluids. 1996. Vol. 20. P. 417–428.
7. **Durst F., Zanoun E.-S., Pashtrapanska M.** In situ calibration of hot wires close to highly heat-conducting walls // Exp. Fluids. 2001. Vol. 31. P. 103–110.
8. **Fernholz H.H., Janke G., Schober M., Wagner P.-M., Warnack D.** New developments and applications of skin-friction measuring technique // Meas. Sci. Tech. 1996. Vol. 77. P. 1396–1409.

9. **Durst F., Zanoun E.-S.** Experimental investigation of near-wall effects on hot-wire measurements // *Exp. Fluids*. 2002. Vol. 33. P. 210–218.
10. **Ruedi J.D., Nagib H., Österlund J., Monkewitz P.A.** Evaluation of three techniques for wall-shear measurements in three-dimensional flows // *Exp. Fluids*. 2003. Vol. 35. P. 389–396.
11. **Zanoun E.-S., Nagib H., Durst F.** Refined Cf relation for turbulent channels and consequences for high Re experiments // *Fluid Dyn. Res.* 2009. Vol. 41. P. 021405-1–021405-12.
12. **Clauser F.H.** Turbulent boundary layers in adverse pressure gradients // *J. Aeronaut. Sci.* 1954. Vol. 21. P. 91–108.
13. **Österlund, J.M. Johansson A.V., Nagib H.M., Hites M.H.** Wall shear stress measurements in high Reynolds number boundary layers from two facilities // *AIAA Paper*. 1999. Paper No. 99–3814.
14. **Zanoun E.-S., Durst F., Nagib H.** Evaluating the law of the wall in two-dimensional fully developed turbulent channel flows // *Phys. Fluids*. 2003. Vol. 15, No. 10. P. 3079–3089.
15. **Nagib H.M., Chauhan K.A., Monkewitz P.A.** Approach to an asymptotic state for zero pressure gradient turbulent boundary layers // *Phil. Trans. Royal Soc. A*. 2007. Vol. 365, No. 1852. P. 755–770.
16. **Kito M., Zanoun E.-S., Jehring L., Egbers C.** Laser-doppler anemometry in turbulent boundary layers induced by different tripping devices compared with recent theories // *Fachtagung “Lasermethoden in der Strömungsmechanik” GALA e.V.*; 5–7 September 2006, Braunschweig, Germany.
17. **Jehring L., Zanoun E.-S., Egbers C., Kito M., Wiener A., Schultz C., Suchland D.** Near-wall flow measurements by means of miniaturized LDV flow sensor combined with hot-film anemometry // *13th Inter. Conf. on Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2007)*, February 5–10, 2007, Novosibirsk, Russia. 5 p.
18. **Bourassa C., Thomas F.O., Nelson R.C.** Experimental investigation of turbulent boundary layer relaminarization with application to high-lift systems: preliminary results // *AIAA Paper*. 2000. P. 2000–4017.
19. **Österlund J.M.** Experimental studies of zero pressure-gradient turbulent boundary layer flow // *PhD Thesis*, Royal Institute of Technology, Stockholm, 1999.
20. **Zanoun E.-S.** Answers to some open questions in wall-bounded laminar and turbulent shear flows // *PhD Thesis*, Universität Erlangen Nürnberg, 2003.
21. **Goldstein R.J.** *Fluid mechanics measurements*. New York: Hemisphere Publishing Corporation, 1983. 630 p.
22. **Crook A.** Skin-friction estimation at high Reynolds numbers and Reynolds-number effects for transport aircraft // *Center for Turbulence Research Annual Research Briefs 2002*. Stanford, Califig, 2002. P. 427–438.
23. **Computation of turbulent boundary Layers-1968**, Proc. of AFOSR–IFP–Stanford Conf., Vol. 2, Thermosciences Div., Dept. of Mechanical Engineering, Stanford Univ., Stanford, CA, 1969. Vol. 2. / ed. by D.E. Coles, E.A. Hirst.
24. **Winter K.G., Gaudet L.** Turbulent boundary-layer studies at high Reynolds numbers at Mach numbers between 0.2 and 2.8 // *ARC R & M*. 1970. No. 3712.
25. **Bruun H.H.** *Hot-wire anemometry: principles and signal analysis*. Oxford University Press, 1995. 507 p.
26. **Collis D.C., Williams M.J.** Two-dimensional convection from heated wires at low Reynolds numbers // *J. Fluid Mech.* 1959. Vol. 6. P. 357–384.
27. **Zanoun E.-S., Egbers C., Jehring L.** Modified optical and thermal anemometers for laminar and turbulent boundary layers investigations // *4th Inter. Conf. on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, HEAT2005*, September 19th –22nd, 2005, Cairo, Egypt.
28. **White F.M.** *Viscous fluid flow*. 3rd edn. The McGraw-Hill Book Company, 2006. 629 p.
29. **Schultz-Grunow F.** New frictional resistance law for smooth plates. *NASA Technical Memorandum–986*, 1940. 24 p.
30. **Zilliac G.G.** Further developments of the fringe-imaging skin friction technique // *NASA Technical Memorandum–986*, 1940. 24 p.
31. **Zanoun E.-S., Durst F., Shi J.** The physics of heat transfer from hot wires in the proximity of walls of different materials // *Int. J. Mass and Heat Transfer*. 2009. Vol. 52, No. 15–16. P. 3693–3705.

*Статья поступила в редакцию 18 марта 2013 г.,
после доработки — 1 июля 2013 г.*