

УДК 532.517.6

Касательные напряжения в турбулентном пульсирующем потоке в канале*

А.Е. Гольцман¹, И.А. Давлетшин^{1,2}, Н.И. Михеев^{1,2}, А.А. Паерелий¹

¹Казанский научный центр РАН

²Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева

E-mail: davlet60@mail.ru

Проведено экспериментальное исследование структуры пульсирующего потока воздуха в гладком канале. Пульсации потока искусственным образом накладывались на основной поток путем периодического перекрытия сечения на выходе из канала. Предложен метод определения дополнительных касательных напряжений в потоке, связанных с наложенной нестационарностью. Суть метода заключается в определении напряжений на основе динамики поля скоростей потока, измерения которого проводились оптическим методом по результатам цифровой видеосъемки картины течения. Получены профили скоростей, ускорений и дополнительных касательных напряжений в течение периода наложенных пульсаций.

Ключевые слова: наложенные пульсации потока, частота колебаний потока, фаза колебаний, профили скоростей, касательные напряжения.

Введение

Современное состояние экспериментальных и расчетных исследований пульсирующих течений позволяет в определенной мере судить об особенностях тепловых и гидродинамических процессов в гладких каналах [1–3] и при отрыве потока [4, 5]. С учетом влияния наложенных пульсаций на структуру потока предложено несколько классификаций пульсирующих течений [6–9]. Однако зачастую полученные данные носят противоречивый характер. Например, в разных исследованиях наложенные пульсации приводили как к приросту [1, 10–11], так и к уменьшению [12–14] или оставляли неизменными значения осредненных величин (относительно стационарных) гидравлического сопротивления и теплоотдачи в потоке. Такое положение, очевидно, связано с тем, что анализ данных в каждом случае проводился без учета всех факторов, влияющих на процессы в пульсирующем течении. В частности, в ряде случаев те или иные процессы рассматривались в зависимости от частоты наложенных пульсаций без учета их амплитуды [15]. Такой подход чаще всего связан с тем, что эксперименты проводятся с варьированием частоты, а амплитуда при этом не регулируется.

* Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 13-08-00359, 13-08-00504, 13-08-97050, 13-08-97063, 14-01-31067).

Выявление закономерностей процессов, происходящих в потоках, в том числе и пульсирующих, проводится на основе информации о структуре течений и ее динамике. К числу важнейших характеристик потоков можно отнести тензор напряжений, который в целом определяет гидравлические потери в потоке. Отдельное внимание при этом уделяется касательным напряжениям. Если для ламинарных течений они определяются по градиенту скорости в поперечном направлении, то в турбулентных потоках появляются дополнительные (рейнольдсовы) напряжения, связанные с пульсациями компонент скорости [16].

Применительно к пульсирующим течениям картина выглядит более сложной. Тем не менее, по некоторым особенностям таких течений в настоящее время имеется значительная экспериментальная и расчетная информация. В частности, выявлено, что в турбулентных пульсирующих течениях наблюдается несоответствие турбулентного напряжения и градиента продольной скорости, приводящее к отрицательному значению турбулентной вязкости, определяемой согласно гипотезе Буссинеска [17]. Установлены М-образный вид профилей амплитуды колебаний продольной скорости на определенных режимах, немонотонный характер зависимости амплитуды касательного напряжения на стенке от частоты [18]. Отмечены запаздывание по времени пульсационных характеристик по сравнению с изменениями средних параметров [19], заметное влияние наложенных пульсаций на средние параметры при высоких относительных амплитудах колебаний скорости потока ($> 0,25$).

Выявление механизмов, действующих в нестационарных течениях в целом и пульсирующих потоках в частности, требует больших массивов данных как по пространству, так и по времени. В свете таких задач в последние годы получили большое развитие оптические методы исследований. К их преимуществам следует отнести отсутствие вмешательства в структуру потока измерительными средствами (за исключением подмешивания небольшого количества частиц). К числу наиболее распространенных в настоящее время оптических методов следует отнести метод PIV (Particle Image Velocimetry) [20]. Основой метода является измерение перемещений частиц (трассеров), освещаемых лазерным импульсом, в заданной области потока жидкости или газа за известный промежуток времени посредством записи этих перемещений с помощью цифровой камеры. PIV-система позволяет получать мгновенное двумерное поле как двух, так и трех компонент скорости в определенном сечении потока. На основе этой информации могут быть определены поля пульсаций скорости потока, завихренности, сдвиговых напряжений. Однако применительно к измерениям нестационарных течений метод имеет существенное ограничение по быстродействию — доступные для широкого круга исследователей PIV-системы имеют частоту измерений порядка единиц герц.

В настоящей работе также использовался оптический метод, основанный на кадровой обработке цифрового видеозображения с целью получения актуальной экспериментальной информации о профилях дополнительных касательных напряжений в пульсирующем турбулентном потоке, связанных с наложенной нестационарностью.

Постановка эксперимента

Для исследования структуры пульсирующих потоков использовалась экспериментальная установка, схема которой представлена на рис. 1. Рабочий участок (2) установки представлял собой канал квадратного сечения $50 \times 50 \text{ мм}^2$ длиной 1,2 м. Для обеспечения подсветки и съемки стенки канала изготавливались из прозрачных материалов (стекло и оргстекло). Расход воздуха и его пульсации задавались устройством 4 (пульсатором), периодически перекрывающим проходное сечение канала и установленным в выходном сечении. Управление частотой вращения двигателя пульсатора, на валу которого закреплена заслонка, позволяло проводить эксперименты в диапазоне частот наложенных пульсаций от 0 до 190 Гц. Таким образом, пульсатор обеспечивал возможность изменения среднерасходной скорости потока, частоты и амплитуды ее пульсационной составляющей. Для стабилизации среднего расхода воздуха за рабочим участком установлен ресивер (5)

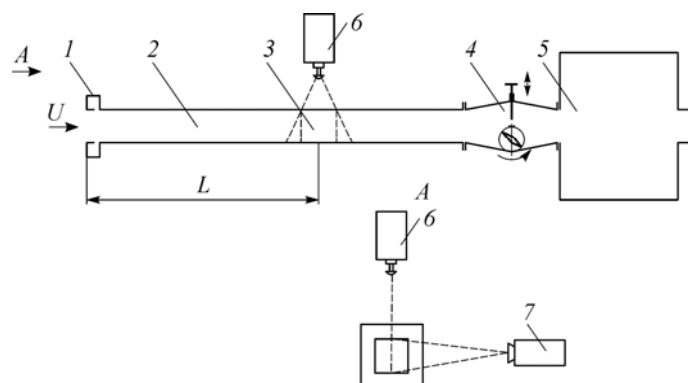


Рис. 1. Экспериментальная установка.

1 — генератор аэрозоля, 2 — рабочий участок, 3 — исследуемая область, 4 — пульсатор, 5 — ресивер, 6 — лазер, 7 — видеокамера.

объемом $1,3 \text{ м}^3$. Контроль среднего расхода рабочей среды осуществлялся ультразвуковым расходомером ИРВИС-РС4-Ультра, установленным за ресивером.

Визуализация структуры потока производилась с помощью аэрозоля, который подавался на вход канала при помощи генератора Safex (1). Аэрозоль представлял собой водный раствор глицерина со средним размером частиц порядка $0,1\text{--}5 \text{ мкм}$. Подсветка в измерительной области (3) создавалась лазером непрерывного действия (6) с диодной накачкой (DPSS-Laser) KLM-532/5000-h. Регистрация картины течения выполнялась высокоскоростной монохромной видеокамерой Fastec HiSpec (7) (на рисунке вид со стороны входа в канал) с максимальным разрешением одного кадра 1280×1024 пикселя (при скорости съемки 500 кадр/с). Камера была оснащена светосильным объективом Navitar $1''\text{F}/0,95$ с фокусным расстоянием 25 мм и ручным управлением фокусировкой. Позиционирование камеры и лазерного излучателя относительно исследуемой области обеспечивалось координатным устройством. В экспериментах исследовался поток на участке, расположенном в плоскости симметрии канала на расстоянии $L = 1 \text{ м}$ от входа. Для предотвращения засветки области измерений посторонними источниками света во время выполнения эксперимента установка закрывалась плотным светозащитным чехлом.

Измерения поля скоростей рабочей среды производились оптическим методом, основанным на результатах цифровой видеосъемки структуры течения. Суть метода заключается в измерении перемещений турбулентных молей рабочего потока (рис. 2), сохраняющих целостность на протяжении некоторого промежутка времени между кадрами K и $K + 1$. На рисунке сплошным прямоугольником показано положение исходного наблюдаемого фрагмента, пунктирным — положение фрагмента, максимально похожего на исходный фрагмент кадра K . Метод позволяет получать покадровую динамику поля

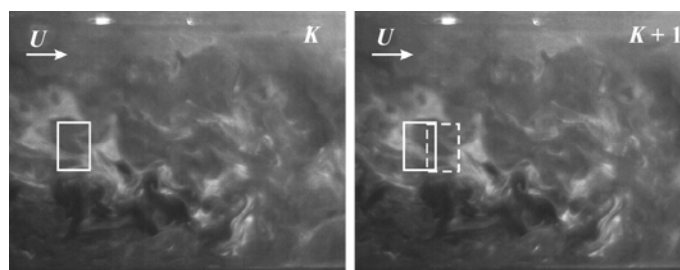


Рис. 2. Последовательность кадров видеосъемки.

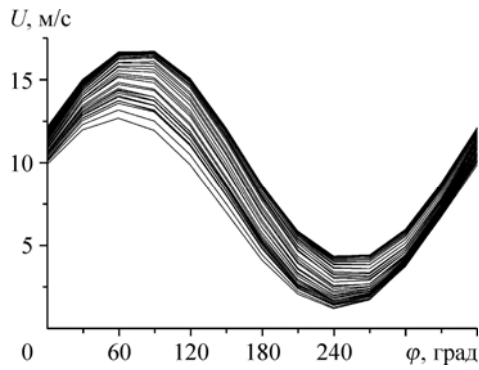


Рис. 3. Изменения продольной компоненты скорости потока при расходе воздуха $65 \text{ м}^3/\text{ч}$ и частоте пульсаций 6 Гц.

скоростей в исследуемой области (плоскости, подсвеченной «световым ножом»). Достоинством метода является возможность получения большого массива данных по потоку (по пространству и времени) без помещения в него датчиков и, соответственно, без нарушения его структуры.

Таким образом, результатом измерений является совокупность полей перемещений элементов потока в исследуемой области в течение всего периода наблюдений. Соответственно, для видеофильма, состоящего из N кадров, может быть получен массив из $N - 1$ полей. Отсюда с учетом информации о временном интервале между соседними кадрами получают поля скоростей потока. Для каждой точки определяются продольная и поперечная компоненты скорости. На основе этой первичной информации могут быть построены осциллограммы продольной и поперечной компонент скорости в любой точке потока, поля скоростей в интересующих областях канала в любой момент времени, могут быть определены осредненные характеристики течения и т.д. В качестве примера на рис. 3 приведены изменения осредненной по фазам продольной компоненты скорости потока в исследуемом сечении канала в течение периода наложенных пульсаций. Кривые относятся к различным точкам сечения канала (от $y = 1,5 \text{ мм}$ до $y = 48,5 \text{ мм}$ с шагом примерно $0,5 \text{ мм}$ вблизи стенки и $1,5 \text{ мм}$ в ядре потока): верхние относятся к точкам вблизи оси канала, нижние — к пристеночным точкам.

Тестовые измерения на стационарном режиме показали наличие логарифмического участка в профилях скоростей (рис. 4). Однако их наклон в координатах закона стенки оказался более пологим относительно универсального логарифмического закона для развитого турбулентного трубного профиля. Такое отклонение, по-видимому, является следствием пространственного характера течения в исследуемой области в силу различных факторов: квадратная форма сечения канала, близость к начальному участку (отсюда не полностью развитые профили скоростей и некоторая их асимметрия). В целом же использованная система измерений показала хорошую работоспособность и адекватность.

Профили скоростей

Исследование проводилось при следующих значениях режимных параметров: расход воздуха $Q = 65 \text{ м}^3/\text{ч}$, среднерасходная скорость потока $U = 7,2 \text{ м/с}$, число Рейнольдса $Re = Ud/\nu = 2,4 \cdot 10^4$ ($d = 0,05 \text{ м}$ — эквивалентный диаметр канала), частота наложенных пульсаций $f = 6 \text{ Гц}$. В экспериментах работа пульсатора обеспечивала относительную амплитуду пульсаций скорости $\beta = A_U/U_0 = 0,59$. Следует отметить, что амплитуда A_U и средняя скорость U_0 в представленных результатах имеют локальный характер и относятся к точке на оси измерительного сечения. В других сечениях, ввиду волновой структуры пульсирующего течения, амплитуды, очевидно, будут иметь иные значения.

Рис. 4. Профили скоростей на стационарном режиме при различных среднерасходных скоростях потока.

$U = 2,2$ (1), $4,3$ (2), 7 (3) м/с; 4 — расчет по универсальному логарифмическому закону $u/v_\tau = 5,75 \lg(y \cdot v_\tau/\nu) + 5,5$.

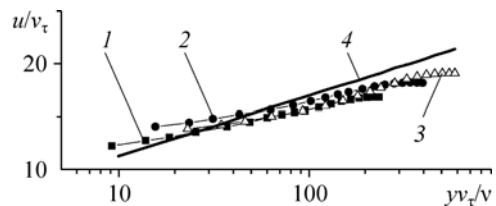


Рис. 5. Профили скоростей в различных фазах наложенных пульсаций.

По результатам измерений на основе метода условного усреднения получены профили продольных компонент скоростей U в сечении на расстоянии 1 м от входа (рис. 5). Условие для усреднения принималось по осциллограмме скорости потока на оси канала в том же сечении по длине, из которой предварительно с помощью цифрового фильтра была удалена турбулентная составляющая. Здесь и далее за нулевое значение фазового угла $\varphi = 0^\circ$ принят момент достижения скоростью на оси канала своего среднего значения в период нарастания. Были рассмотрены профили скоростей в двенадцати фазах наложенных пульсаций с шагом 30° по фазовому углу. Скорости потока, относящиеся к конкретным фазам, определялись осреднением в соответствующих диапазонах, полученных разбиением периода наложенных пульсаций на двенадцать одинаковых интервалов. Следует отметить, что профили при $\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 360^\circ$ совпадают, как и следовало ожидать для периодического процесса.

Заметное различие профилей скоростей проявляется в их форме. При пульсациях потока наблюдаются довольно значительные их деформации (см. рис. 5). В то же время некоторые общие черты профилей наблюдаются в пределах определенных промежутков времени. Оказалось, что в фазах нарастания (рис. 6a) и убывания (рис. 6b) скорости потока профили имеют примерно одинаковые формы, хотя определенная их эволюция наблюдается и в рамках рассматриваемых полупериодов. Совпадение форм профилей при минимальных и максимальных скоростях соответствует тому, что эти профили относятся к фазам перехода из одной группы в другую, т.е. они общие для обеих групп.

Полученные данные позволяют судить о степени наполненности профилей скоростей. Сравнение их форм и толщин вытеснения пограничного слоя по отдельным промежуткам времени показывает, что в фазе нарастания скорости профили становятся более наполненными, в фазе замедления — менее наполненными. Это положение согласуется с известными представлениями о нестационарных течениях [2].

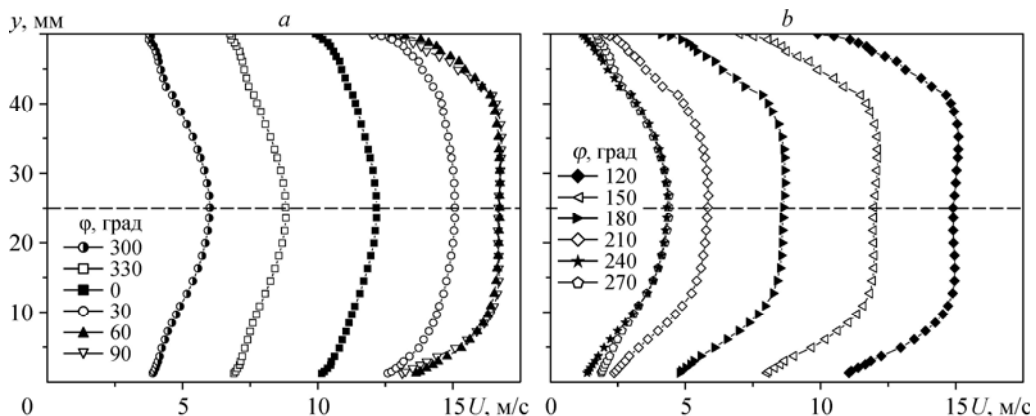
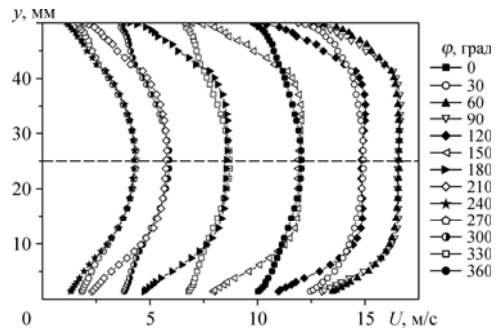


Рис. 6. Профили скоростей в фазах ускорения (a) и торможения (b).

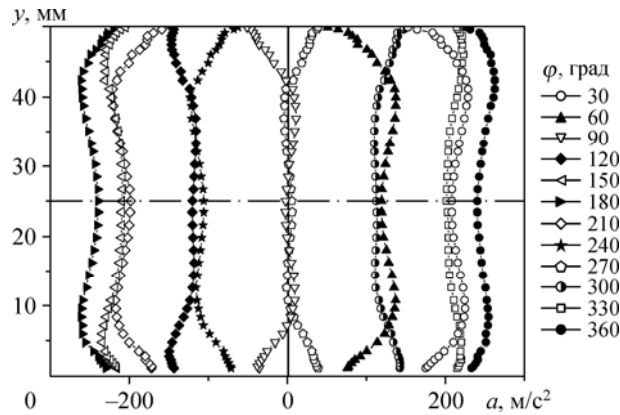


Рис. 7. Профили ускорений.

В нестационарных потоках существенную роль в гидродинамических и тепловых процессах, очевидно, играют дополнительные силы (напряжения), которые и обуславливают переменность параметров потока. При этом под совокупным действием динамических и вязких сил изменяется скорость потока. Соответственно, величины ускорений можно рассматривать как характеристики этих сил. В этой связи некоторые особенности ускорения потока могут быть выявлены по их профилям (рис. 7). Здесь величина ускорения определялась как отношение $a = \Delta U / \Delta t$, где ΔU — разность скоростей между соседними фазами колебаний, $\Delta t = T/12 = 1/(12f)$ — промежуток времени между фазами. Как видно из графиков, профили ускорений имеют заметные особенности: М-образный вид с локальными экстремумами вблизи стенки. Положения этих экстремумов на разных фазах различны.

Так же как и для профилей скоростей, оказалось возможным рассмотрение динамики форм профилей ускорений в рамках отдельных промежутков времени: в фазах высоких $U > U_{cp}$ (рис. 8a) и низких $U < U_{cp}$ (рис. 8b) скоростей потока. В рамках одного полупериода наблюдается плавное изменение форм профилей ускорений. При этом профили, относящиеся к противоположным фазам (отстоящие друг от друга на 180°), показали симметричность своих форм.

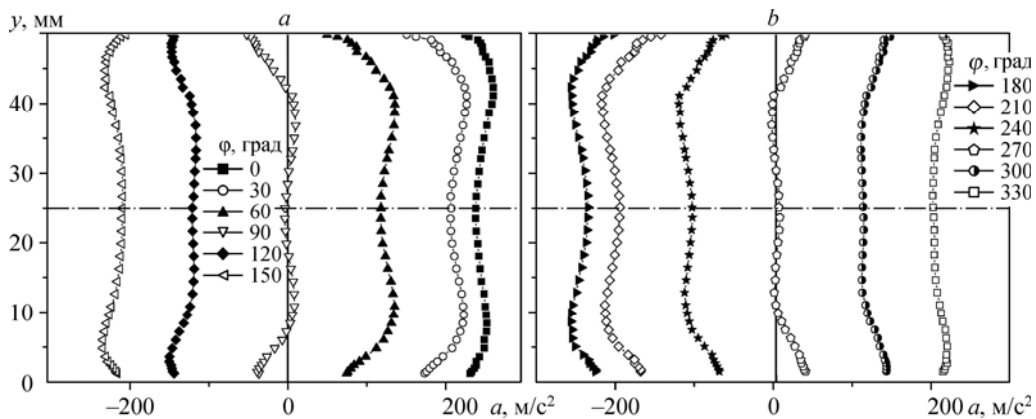


Рис. 8. Профили ускорений в фазах $U > U_{cp}$ (a) и $U < U_{cp}$ (b).

Касательные напряжения

Информация об ускорениях потока дает возможность определения действующих в нем суммарных напряжений. В свою очередь, на основе этих напряжений возможна оценка дополнительных касательных напряжений путем вычленения нормальных напряжений. Под словом «дополнительные» здесь имеется в виду та часть напряжений, которая влияет на деформации профилей скоростей в процессе наложенной нестационарности. «Стационарные» части касательных и нормальных напряжений, связанные со стационарным профилем скоростей, в данном случае не рассматриваются. Дополнительные нормальные напряжения определяются по ускорениям потока на оси канала, где касательных напряжений нет. Далее обсуждаются именно дополнительные напряжения, связанные только с колебательным движением. Суть метода в рамках двумерной плоской задачи представлена на рис. 9.

Для элементарного объема газа уравнение движения может быть записано следующим образом:

$$(\Delta U_i / \Delta t) \cdot \rho \Delta x \Delta y \Delta z = (P^0 - P^1) \Delta y \Delta z - (\tau_{i+1} - \tau_i) \Delta x \Delta z,$$

где $\Delta U_i / \Delta t$ — ускорение, ρ — плотность, $\Delta x \Delta y \Delta z$ — объем рассматриваемого элемента (x, y, z — продольная, поперечная, трансверсальная координаты), P^0 и P^1 — нормальные напряжения, действующие на элемент выше и ниже по потоку, τ_{i+1} , τ_i — касательные напряжения. Все остальные (не указанные) напряжения считаются компенсированными.

Касательные напряжения на оси канала $\tau_0 = 0$.

Дополнительные нормальные напряжения по всему сечению канала принимаются одинаковыми и могут быть определены по параметрам на оси, учитывая условие $\tau_0 = 0$, следующим образом:

$$P^0 - P^1 = \Delta P_0 = (\Delta U_0 / \Delta t) \cdot \rho \Delta x.$$

Таким образом, для плоской задачи распределение по нормали к стенке дополнительных касательных напряжений может быть определено соотношением

$$\tau_i = \frac{\rho \Delta y}{\Delta t} \sum_{k=0}^{k=i} (\Delta U_0 - \Delta U_k),$$

где ΔU_0 , ΔU_k — приращения скорости на оси канала и в k -ой точке за промежуток времени Δt .

Соответственно, для канала квадратного сечения без учета угловых эффектов в потоке соотношение для касательных напряжений примет вид:

$$\tau_i = \frac{\rho \Delta y}{\Delta t} \sum_{k=0}^{k=i} \left[(\Delta U_0 - \Delta U_k) \cdot \left(1 + \frac{y_k}{y_{k+1}}\right) \right], \quad (1)$$

где y — поперечная координата, берущая начало от оси канала.

Предложенный метод определения дополнительных касательных напряжений, безусловно, является упрощенной моделью реальных процессов, протекающих в канале. Течение в канале квадратного сечения, особенно в угловых зонах, будет иметь явный трехмерный характер. В этой ситуации измеренные профили скоростей, а также полученные профили ускорений и касательных напряжений относятся только к плоскости измерений, проходящей через ось канала

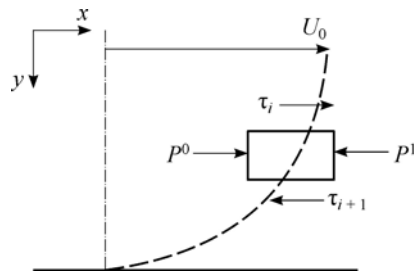


Рис. 9. Схема действия напряжений.

и параллельной двум его стенкам. При этом параметры потока вблизи угловых зон будут заметно отличаться. Например, касательные напряжения на стенке двугранного угла на стационарном режиме показывают резкое снижение (до 60 % и ниже от значений вдали от угла) при приближении к месту сопряжения поверхностей [21]. Аналогичные распределения можно ожидать и в пульсирующих течениях. Однако предлагаемая модель представляется обоснованной исходя из следующих положений:

- течение в канале квадратного сечения обладает в некотором роде свойствами плоского и осесимметричного течений, причем после смыкания пограничных слоев ($\delta = 25$ мм) течение в большей степени будет соответствовать трубному;
- течение симметрично относительно плоскости, на которой определяются параметры потока, значит, силы, поперечные этой плоскости, в целом компенсированы;
- в любом случае закон сохранения импульса в продольном направлении по оси канала должен выполняться.

Даже при определении параметров потока с некоторой погрешностью, а определяются они одинаково для всех фаз наложенных пульсаций, остается возможность проследить динамику параметров в течение периода пульсаций. Важнейшей частью исследований нестационарных процессов является сопоставление параметров потоков с соответствующими параметрами стационарных течений. В этом плане предлагаемая модель дает такую возможность по касательным напряжениям в гладком прямом канале постоянного сечения.

Результаты, полученные по соотношению (1), представлены на рис. 10–11. Касательные напряжения нормированы по величине скоростного напора при средней скорости потока на оси канала. На рис. 10 представлены профили дополнительных касательных напряжений в двенадцати фазах за весь период наложенных пульсаций.

Так же как и для профилей ускорений, динамика форм профилей дополнительных касательных напряжений может рассматриваться в полупериодах высоких $U > U_{cp}$ (рис. 11a) и низких $U < U_{cp}$ (рис. 11b) скоростей потока с аналогичной симметричностью форм в противоположных фазах. Профили напряжений показали наличие до трех локальных экстремумов: на оси и на некоторых расстояниях от стенок.

Оценка величин полученных дополнительных напряжений может быть проведена сопоставлением с напряжениями на стационарном режиме. Для потока в канале реализуется продольный градиент давления

$$\frac{\Delta P}{\Delta x} = \xi \frac{\rho U^2}{2d},$$

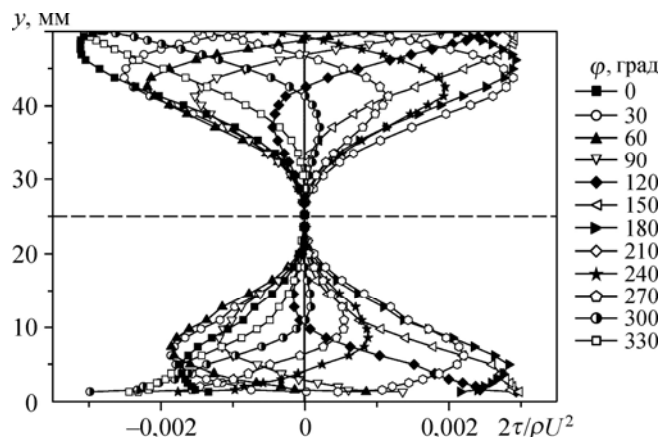


Рис. 10. Дополнительные касательные напряжения.

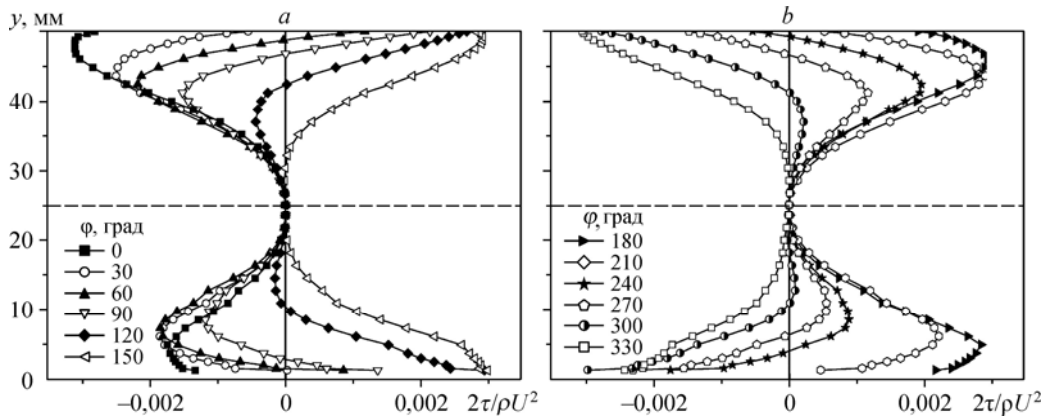


Рис. 11. Дополнительные касательные напряжения в фазах $U > U_{cp}$ (a) и $U < U_{cp}$ (b).

здесь для течения воздуха с той же среднерасходной скоростью $U = 7,2$ м/с коэффициент потерь составит $\xi = 0,3164/Re^{0,25} = 0,025$. Отсюда градиент давления в стационарном потоке $\Delta P/\Delta x = 16,5$ Па/м.

В пульсирующем потоке максимальные значения градиента давления (без учета направления) составили $(\Delta P/\Delta x)^{\max} = a^{\max} \rho = 301$ Па/м, где $a^{\max} = 250$ м/с² — максимальное (по модулю) ускорение потока на оси канала (см. рис. 7), $\rho = 1,205$ кг/м³ — плотность воздуха. Эти максимальные значения относятся к определенным моментам времени, когда достигаются наибольшие ускорения потока.

Коэффициент трения в стационарном потоке $c_f = 2\tau/(\rho U^2) = \xi/4 = 0,0062$. При этом максимальные по модулю значения дополнительных касательных напряжений вблизи стенок в экспериментах составили $c_f^{\max} = 0,003$.

Проведенное сопоставление показывает, что пульсирующий режим течения можно характеризовать наличием дополнительного градиента давления, превышающего по значениям стационарный до ~ 20 раз, и дополнительных касательных напряжений, значения которых имеют порядок соответствующих стационарных величин.

В целом совокупное воздействие нормальных и касательных напряжений приводит к следующей картине течения. При отклонении скорости потока от ее средней по периоду величины ускорения (положительные и отрицательные) пристеночных слоев имеют минимальные (по модулю) значения. Максимальные ускорения при этом имеют промежуточные слои (между стенкой и ядром потока). При приближении к средней величине, наоборот, ускорения пристеночных слоев максимальны, а ускорения промежуточные слои минимальны. Во всех случаях значения ускорений ядра потока находятся между величинами ускорений пристеночных и промежуточных слоев. Иными словами, напряжения способствуют поддержанию скоростей пристеночных слоев вблизи средних значений, росту наполненности профилей скоростей при максимальных скоростях потока и уменьшению наполненности профилей при минимальных скоростях. Еще одной заметной особенностью потока является эффект, когда в фазах минимума и максимума скорости различные слои потока в один и тот же момент времени двигаются с ускорением и торможением.

Следует отметить, что выявленные особенности относятся к исследуемому здесь режиму течения. На иных режимах, при других соотношениях нормальных и касательных напряжений, картина течения, по-видимому, может быть другой.

Заключение

Выполнено экспериментальное исследование структуры пульсирующего течения воздуха в гладком канале квадратного сечения. Оптическим методом измерений, основанным на цифровой видеосъемке, получены профили скоростей, ускорений и дополнительных касательных напряжений потока. Выявлено, что при наложенных колебаниях потока профили скоростей имеют различную форму в фазах ускорения и торможения. Такие же деформации наблюдаются и в профилях ускорений. Они имеют М-образный вид с локальными экстремумами в ядре потока и вблизи стенок, положения которых различны в разных фазах.

Предложен метод определения дополнительных касательных напряжений, связанных с наложенными пульсациями. Построены профили этих напряжений. Выявлено наличие в них локальных экстремумов на оси потока и в пристеночных областях. Показаны особенности этих профилей в различных фазах наложенных пульсаций.

Список литературы

1. Галицкий Б.М., Рыжов Ю.А., Якуш Е.В. Тепловые и гидродинамические процессы в колеблющихся потоках. М.: Машиностроение, 1977. 256 с.
2. Дрейцер Г.А., Краев В.М. Турбулентное течение газа при гидродинамической нестационарности. Красноярск: Сиб. аэрокосм. акад., 2001. 147 с.
3. Давлетшин И.А., Михеев Н.И., Молочников В.М., Романов Д.И. Сопrotивление круглой трубы при пульсационном изменении расхода // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2006. № 3. С. 96–101.
4. Давлетшин И.А., Михеев Н.И., Молочников В.М. Отрыв пульсирующего потока // ДАН. 2007. Т. 417, № 6. С. 760–763.
5. Давлетшин И.А., Михеев Н.И. Структура течения и теплообмен при отрыве пульсирующего потока // Теплофизика высоких температур. 2012. Т. 50, № 3. С. 442–449.
6. Гольцман А.Е., Давлетшин И.А., Паерелий А.А. PIV-метод для исследования структуры пульсирующего течения в гладком канале // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 30, № 3. С. 267–374.
7. Hwang K.S., Sung H.J., Hyun J.M. An experimental study of large-scale vortices over a blunt-faced flat plate in pulsating flow // Experiments in Fluids. 2001. Vol. 30, No. 2. P. 202–213.
8. Ünsal B., Ray S., Durst F., Ertuğ Ö. Pulsating laminar pipe flows with sinusoidal mass flux variations // Fluid Dynamics Research. 2005. Vol. 37, No. 5. P. 317–333.
9. Григорьев М.М., Кузьмин В.В., Фафурин А.В. Классификация пульсирующих турбулентных течений // Инженерно-физический журнал. 1990. Т. 59, № 5. С. 725–735.
10. Валуева Е.П. Пульсирующее турбулентное течение в трубах. Ч. 2. Течение в условиях проявления сжимаемости жидкости // Вестник МЭИ. 2007. № 2. С. 16–22.
11. Пошкас П., Рагайшис В., Шимонис В. Нестационарный теплообмен в винтообразных каналах // Мат. IV Минского междунар. форума по тепло-массообмену, 22–26 мая 2000. Минск, 2000. Т. 10. С. 372–381.
12. Habib M.A., Attya A.M., Said S.A.M., Eid I., Aly A.Z. Heat transfer characteristics and Nusselt number correlation of turbulent pulsating pipe air flow // Heat and Mass Transfer. 2004. Vol. 40. P. 307–318.
13. Iwamoto K., Sasou N., Kawamura H. Direct numerical simulation of pulsating turbulent channel flow for drag reduction // Advances in Turbulence XI Springer Proc. Physics. 2007. Vol. 117. P. 709–711.
14. Choi K.-S. Near-wall structure of turbulent boundary layer with spanwise-wall oscillation // Physics of Fluids. 2002. Vol. 14, No. 7. P. 2530–2542.
15. Gebreegziabher T., Sparrow E.M., Abraham J.P., Ayorinde E., Singh T. High-frequency pulsatile pipe flows encompassing all flow regimes // Numerical Heat Transfer. Part A. Applications. 2011. Vol. 60, No. 10. P. 811–826.
16. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М: Наука, 1974. 712 с.
17. Mizushima T., Maruyama T., Siozaki Y. Pulsating turbulent flow in a tube // J. Chem. Eng. Jap. 1973. Vol. 6, No. 6. P. 487–494.
18. Mao Z.-X., Hanratty T.J. Studies of the wall shear stress in a turbulent pulsating flow // J. Fluid Mech. 1986. Vol. 170. P. 545–564.
19. Jackson J.D., He S. An experimental study of pulsating pipe flow // Abst. papers subm. ICHMT Int. Symp., Lisbon. 1994. Vol. 2. P. 17.3.1–17.3.6.
20. Ахматбеков Е.К., Бильский А.В., Маркович Д.М., Маслов А.А., Поливанов П.А., Цырюльников И.С., Ярославцев М.И. Применение лазерного измерительного комплекса «ПОЛИС» для измерения полей скоростей в сверхзвуковом потоке в аэродинамических трубах // Теплофизика и аэромеханика. 2008. Т. 16, № 3. С. 343–352.
21. Корнилов В.И. Пространственные пристенные турбулентные течения в угловых конфигурациях. 2-е изд. Новосибирск, 2013. 431 с.

*Статья поступила в редакцию 12 августа 2014 г.,
после доработки — 8 октября 2014 г.*