

УДК 536.24 + 532.5

## ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ И ТЕПЛОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПУЛЬСИРУЮЩЕМ ТЕЧЕНИИ

Н.И.Михеев, В.М.Молочников, И.А.Давлетшин, Ф.С.Занько, Г.В.Стинский

Исследовательский центр проблем энергетики КазНЦ РАН

### Аннотация

Представлен краткий обзор современного состояния исследований нестационарных течений и результаты экспериментального и теоретического изучения пульсирующих потоков, полученные, главным образом, за последние три – пять лет в Исследовательском центре проблем энергетики Казанского научного центра РАН. Получена и обобщена обширная экспериментальная информация о структуре турбулентного пульсирующего течения и теплообмене в гладких каналах. Выполнено моделирование таких течений. Предложен метод определения гидравлического сопротивления трубы при пульсационном изменении расхода. Представлены результаты экспериментального исследования гидродинамики и теплообмена турбулентного отрывного течения в условиях периодических пульсаций потока. Выявлена существенная перестройка пространственно-временной структуры отрывного течения под действием наложенной нестационарности. Обнаружены явления сокращения продольных размеров отрывной области и существенной интенсификации теплообмена в отрывной области пульсирующего потока. Описан физический механизм этих явлений.

### Введение

В трактах энергоустановок, теплообменников, систем охлаждения, трубопроводов и других технических устройств часто возникают или создаются пульсирующие потоки. Источниками пульсаций может являться как периодическое изменение конфигурации элементов тракта, например, при работе лопаточных и поршневых машин, механизмов систем управления и регулирования, так и турбулентность потока. Важную роль в возбуждении колебаний потока играют акустические характеристики тракта, которые способствуют усилению определенных гармоник колебаний от источников пульсаций.

Пульсирующие течения весьма многообразны. Это многообразие связано с большим набором чисел подобия, определяющих режим пульсирующего течения. Для стационарного потока обычно используют числа Маха и Рейнольдса. Для пульсирующих течений к ним добавляются еще как минимум два числа подобия, характеризующие относительную частоту и относительную амплитуду пульсаций. Необходимо также учитывать условия возникновения резонансных явлений в тракте. Неслучайно, что, несмотря на важные инженерные приложения, пульсирующие течения все еще относительно плохо изучены.

Существующие на сегодняшний день экспериментальные и теоретические результаты исследования пульсирующих течений получены, главным образом, для пограничного слоя и течения в гладких каналах [1-13]. Установлено существенное влияние ускорения и замедления потока на профили осредненной скорости и турбулентную структуру потока. Выявлено, что гидравлическое сопротивление каналов в условиях нестационарности выше при нарастании и ниже при уменьшении скорости потока по сравнению со стационарным течением. Предложено несколько классификаций пульсирующих турбулентных течений. Показана ограниченность применения квазистационарных подходов при их изучении. Попытки использовать для моделирования пульсирующих течений в каналах осредненные по Рейнольдсу нестационарные уравнения Навье-Стокса не дали приемлемых количественных результатов из-за невозможности подобрать адекватную модель турбулентности [14]. Наиболее достоверно нестационарные турбулентные потоки моделируются с помощью прямого численного

моделирования и метода крупных вихрей [15], однако таких работ сравнительно мало, они трудоемки и требуют высокой квалификации исследователя.

Результаты большинства исследований пульсирующих потоков, выполненных в зарубежных научных центрах и лабораториях, суммированы в обзоре [16, 17]. Там же обозначены наиболее значимые, требующие решения проблемы. К ним относятся:

- оценка длины прямого участка трубы, необходимого для формирования полностью развитого турбулентного пульсирующего течения. Изучение влияния на этот параметр числа Рейнольдса, амплитуды и частоты вынужденных пульсаций. Решение этой проблемы важно и с точки зрения методики проведения экспериментов;
- систематическое изучение изменения усредненного по фазе профиля осевой компоненты скорости в зависимости от числа Рейнольдса, амплитуды и частоты вынужденных пульсаций, а также получение информации о структуре генерации турбулентности в нестационарных турбулентных течениях;
- детальное изучение механизма генерации турбулентности в пульсирующих и осциллирующих потоках в трубе, в том числе определение характерной частоты турбулентных всплесков и влияния вынужденных пульсаций на структуру течения при частоте вынужденных колебаний, близкой к частоте турбулентных всплесков.
- изучение процесса распространения турбулентности от стенки в направлении оси трубы;
- оценка влияния частоты и амплитуды наложенных пульсаций на осредненные по времени характеристики потока, в том числе на потери на трение в широком диапазоне изменения параметров течения и наложенной нестационарности;

В отличие от нестационарных пограничных слоев и течений в гладких каналах, изучению гидродинамики и теплообмена отрывных течений в условиях гидродинамической нестационарности посвящены лишь единичные работы [18-20]. В них рассматриваются отдельные конфигурации течения, результаты этих исследований неполны и далеки от обобщения.

Не претендуя на полноту представленного здесь краткого анализа состояния исследований нестационарных течений, авторы считают необходимым обозначить, по крайней мере, две проблемы, которые в подавляющем большинстве случаев остались без внимания.

Во-первых, практически все полученные экспериментальные результаты основаны на одновременном измерении только одного параметра течения и только в одном сечении потока. Это соответствует допущению, что, подобно стационарному случаю, параметры потока во всех сечениях в одинаковые моменты времени остаются неизменными. Однако такое допущение чаще всего не соответствует действительности, о чем свидетельствуют приведенные в настоящей работе данные. Кроме того, при таком подходе из рассмотрения исчезает пространственно-временная структура течения и теплообмена и эволюция турбулентных структур.

Во-вторых, в проведенных исследованиях, как правило, отсутствует анализ взаимодействия наложенных (внешних) пульсаций потока с собственными акустическими свойствами каналов. Это относится к течениям с периодической нестационарностью. Тем не менее, такое взаимодействие может приводить на некоторых режимах к возникновению резонансных явлений в каналах (трубах), оказывающих определяющее влияние на процессы течения и теплообмена.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований нестационарных течений, выполненных за последние три – пять лет в лаборатории гидродинамики и теплообмена Исследовательского центра проблем энергетики (до 2005 года – Отдела энергетики) Казанского научного центра РАН.

### **Пульсирующие течения в гладких трубах**

Гидродинамическое сопротивление и теплообмен гидравлически гладкой круглой трубы при стационарном развитом турбулентном течении детально изучены. Обширные экспериментальные результаты по сопротивлению при течении в трубах хорошо аппроксимируются известными эмпирическими зависимостями: законом сопротивления Блазиуса [1], который применим для чисел Рейнольдса  $Re \leq 10^5$ , и формулой Никурадзе [21],

которая дает близкие к эксперименту результаты в диапазоне чисел Рейнольдса  $4 \times 10^3 \leq Re \leq 3.2 \times 10^6$  и в явном виде описывает связь коэффициента сопротивления  $\lambda$  с числом Рейнольдса. Теплообмен для различных режимов вынужденного течения жидкости в трубах описывается хорошо известными критериальными соотношениями [22]. Для неустановившегося течения в трубе на сегодняшний день не существует общепринятой методики определения сопротивления и характеристик теплообмена.

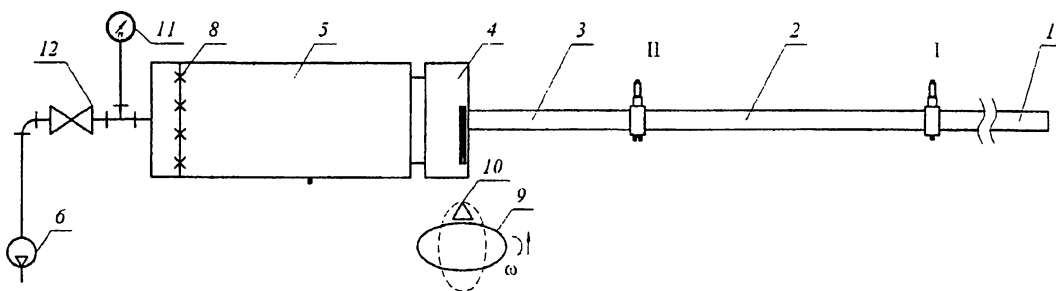
При определении сопротивления гладкой трубы в условиях нестационарности в практических расчетах потери удельной энергии обычно определяют так же, как для стационарного режима [23]. Такое допущение вызвано недостаточным объемом и, зачастую, противоречивостью опытных данных по влиянию гидродинамической нестационарности на сопротивление каналов.

Для получения экспериментальных данных о сопротивлении и турбулентной структуре течения в круглой трубе с периодической нестационарностью потока была разработана специальная экспериментальная установка, схема которой представлена на рис.1.

Средний по времени расход воздуха в тракте установки обеспечивался турбокомпрессором 6, работающим на всасывание, и поддерживался постоянным в пределах одной серии измерений при помощи набора критических сопел 8. В экспериментах использовались поверенные критические сопла, обеспечивающие значение расхода с погрешностью не более 0.25%. Воздух из рабочего участка поступал в устройство для создания пульсаций расхода 4, основным элементом которого являлась плоская вращающаяся заслонка 9 эллиптической формы, периодически перекрывающая выходное отверстие 10 рабочего участка. Заслонка приводилась во вращение электроприводом с регулируемой и стабилизируемой частотой вращения. Перед критическими соплами (за устройством для создания пульсаций расхода) был установлен ресивер 5 объемом около  $0.5 \text{ м}^3$ , предназначенный для демпфирования пульсаций давления.

В состав установки входил набор сменных рабочих участков, что позволило в дальнейшем использовать ее для проведения исследований различных типов течений с наложенными пульсациями расхода.

Для изучения пульсирующего потока в трубах использовался рабочий участок, представляющий собой круглую гидравлически гладкую трубу с внутренним диаметром  $d = 64 \text{ мм}$ . Он состоял из предвключенного 1, измерительного 2 и поствключенного 3 участков. Длина измерительного участка составляла  $l_x = 2.16 \text{ м}$ . Предвключенный участок имел длину 5 м (78 калибров) и 7 м (109 калибров), что на стационарном режиме в обоих случаях обеспечивало развитое турбулентное трубное течение в измерительном участке. При этом длина рабочего участка установки составляла  $L = 8 \text{ м}$  и  $10 \text{ м}$  соответственно. При  $L = 8 \text{ м}$  длина измерительного участка  $l_x$  (расстояния между сечениями I и II, в которых измерялись параметры течения (рис.1)) оставалась неизменной, а при  $L = 10 \text{ м}$  –



**Рис.1. Схема экспериментальной установки**

1 – предвключенный участок; 2 – измерительный участок; 3 – поствключенный участок; 4 – устройство для создания пульсаций расхода; 5 – ресивер; 6 – турбокомпрессор; 8 – набор критических сопел; 9 – вращающаяся заслонка; 10 – входное отверстие устройства для создания пульсаций расхода; 11 – вакуумметр; 12 – отсечная задвижка.

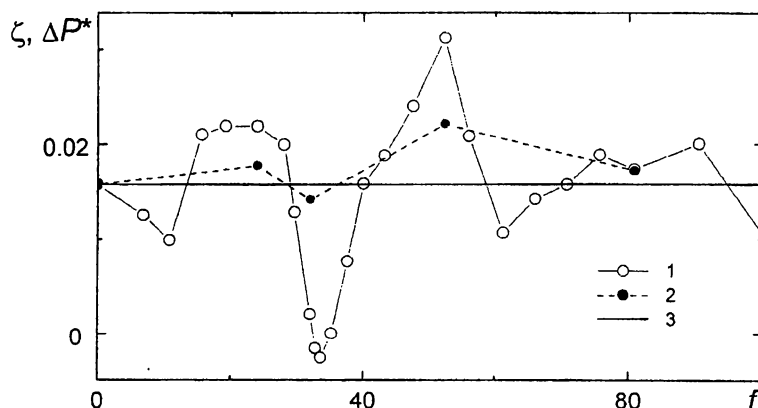
дискретно изменялась в диапазоне от 2,16м до 0,56м при помощи изменения положения сечения II при фиксированном положении сечения I.

На границах измерительного участка выполнялись одновременные измерения перепада статического давления  $\Delta P = p_1 - p_2$ , пульсационной составляющей статического давления  $p'$ , профилей скорости потока  $u(y)$ , а в сечении II – и продольной компоненты вектора поверхностного трения  $\tau_x$ . В измерениях использовались U-образный манометр, микрофоны и акустическая аппаратура RFT, нитяной термоанемометрический датчик и термоанемометрический датчик продольной компоненты вектора поверхностного трения [24] совместно с термоанемометрической аппаратурой DISA 55M. Сбор и обработка опытных данных по пульсациям давления, скорости потока и поверхностного трения выполнялись при помощи автоматизированной системы, включающей ПЭВМ и восьмиканальный аналого-цифровой преобразователь с параллельным опросом каналов. При выполнении измерений частота опроса датчиков в зависимости от частоты пульсаций расхода варьировалась от 5 до 10 кГц, а время опроса – от 2 до 1 с соответственно.

При измерении перепада статического давления в состав пневмотрассы, соединяющей отверстие отбора давления с манометром, включался капилляр (тонкая длинная металлическая трубка), наличие которого исключало массообмен между пневмотрассой и трактом установки и, соответственно, устраняло искажения при измерении среднего давления в пульсирующих потоках [25].

Перед проведением исследований нестационарного течения были выполнены тестовые эксперименты по определению гидравлического сопротивления  $\zeta = (dl_x) \Delta P / (\rho <U>^2 / 2)$  измерительного участка трубы на стационарном режиме, которые показали, что в исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса  $Re = <U> d / \nu = (0.7-1.5) \times 10^5$  отличие в величине  $\zeta$  от известных экспериментальных данных Никурадзе [21] не превышает 4 %. Здесь  $\rho$  – плотность воздуха при условиях проведения эксперимента;  $<U>$  – средняя скорость потока;  $\nu$  – кинематическая вязкость. Сопоставление измеренных профилей скорости потока с известным степенным (по закону 1/7) профилем [1] также показало их хорошее совпадение. Измеренные профили интенсивности среднеквадратичных пульсаций скорости потока хорошо согласуется с известными экспериментальными данными [1] для участка стабилизированного турбулентного течения в круглой трубе.

Экспериментальные исследования пульсирующего течения в трубе проводились при среднем значении расхода воздуха  $Q$  в диапазоне от 207 до 386 м<sup>3</sup>/ч ( $Re = (0.7-1.5) \times 10^5$ ) и частоте пульсаций расхода  $f$  от 0 до 200 Гц.



**Рис.2. Зависимости потерь статического давления  $\Delta P^*$  (1) и сопротивления  $\zeta$  (2) круглой трубы от частоты наложенных пульсаций потока  $f$ ; сопротивление трубы на стационарном режиме течения (3)**

Результаты измерений показали существенно немонотонный характер приведенного перепада давления  $\Delta P^* = (dl_x) \Delta P / (\rho <U>^2 / 2)$  на измерительном участке установки ( $L = 8$  м) от частоты  $f$  во всем диапазоне ее изменения (кривая 1 на фиг.1), который остается практически

неизменным при варьировании среднего значения расхода  $\bar{Q}$ . Можно выделить несколько достаточно узких диапазонов изменения частоты пульсаций, в которых  $\Delta P^*$  принимает минимальное(максимальное), а при некоторых значениях  $f$  – отрицательное значение. Следует отметить, что полученные данные хорошо воспроизводятся при многократном повторении эксперимента.

При увеличении длины рабочего участка установки до  $L = 10$  м немонотонный характер изменения приведенного перепада давления от частоты пульсаций расхода сохраняется (рис.3), однако положения экстремумов  $\Delta P^*(f)$  несколько смещаются в сторону меньших значений  $f$ . При этом характер зависимости  $\Delta P^*(f)$  остается практически неизменным при варьировании длины измерительного участка  $l_x$  (расстояния между сечениями I и II).

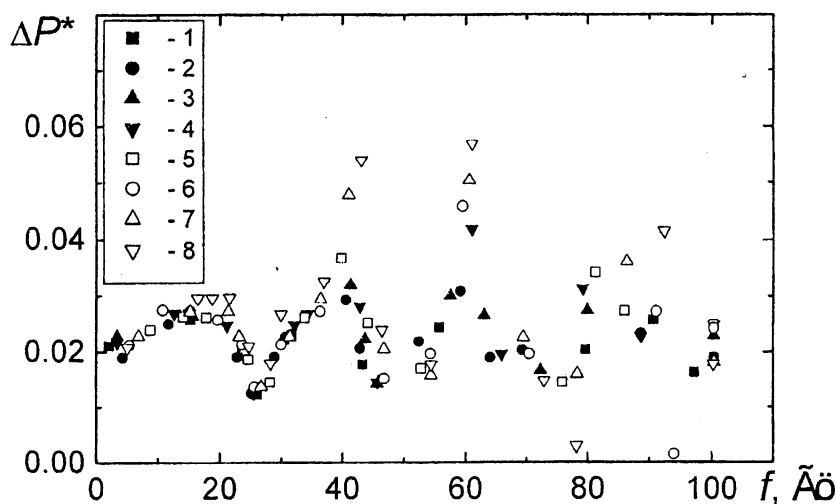


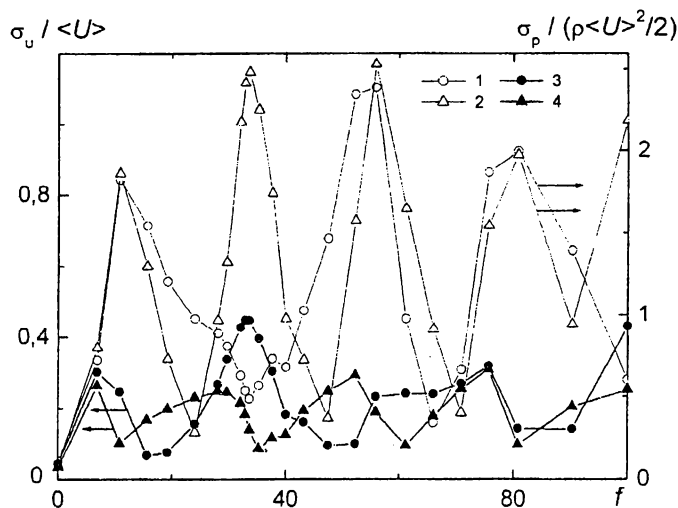
Рис.3. Зависимость перепада давления на измерительном участке от частоты пульсаций расхода при  $L = 10$  м: 1 –  $l_x = 2,18$  м; 2 –  $2,02$  м; 3 –  $1,68$  м; 4 –  $1,52$  м; 5 –  $1,18$  м; 6 –  $1,02$  м; 7 –  $0,68$  м; 8 –  $0,52$  м

Зависимости интенсивности среднеквадратичных наложенных пульсаций давления  $\sigma_p^* = \sigma_p / (\rho \langle U^2 \rangle / 2)$  и скорости потока  $\sigma_u^* = \sigma_u / \langle U \rangle$  на границах измерительного участка от частоты пульсаций  $f$ , полученные по данным одновременных измерений (фиг.4), показывают, что, несмотря на одинаковый закон изменения площади расходного отверстия пульсатора,  $\sigma_p^*$  и  $\sigma_u^*$  в измерительных сечениях сильно изменяются от частоты  $f$  и имеют выраженные экстремумы. На некоторых режимах по  $f$  минимальному значению  $\sigma_u^*$  во входном сечении измерительного участка соответствуют максимальные значения  $\sigma_u^*$  в выходном сечении, и наоборот. Области максимального значения  $\sigma_u^*(f)$  практически совпадают с областями минимальных значений  $\sigma_p^*(f)$ , и наоборот.

Полученные результаты свидетельствуют о наличии резонансных явлений в рабочем участке установки, которые являются следствием взаимодействия наложенных периодических пульсаций расхода и собственных акустических колебаний столба воздуха в рабочем участке. Расчетные значения различных мод резонансных частот, определенные на основе известной длины рабочего участка и реализованных в эксперименте граничных условиях, как правило, соответствуют областям экстремумов зависимости  $\Delta P^*(f)$ . На резонансных режимах в рабочем участке установки могут возникать стоячие волны: в различных сечениях трубы появляются пучности и узлы давления (скорости потока). Амплитуда пульсаций давления на некоторых режимах течения может многократно превышать величину среднего скоростного напора в трубе.

Как показали результаты измерений, пульсации давления (скорости потока) приводят к существенной деформации средних профилей скорости по сравнению с профилем развитого турбулентного трубного течения на стационарном режиме. Эта деформация неодинакова в

различных сечениях трубы. На резонансных режимах степень этой деформации возрастает, увеличивается интенсивность пульсаций скорости потока, в результате чего вблизи стенки трубы возможно появление кратковременных возвратных течений, что было подтверждено прямыми измерениями продольной компоненты мгновенного вектора поверхностного трения в [25].



**Рис.4.** Зависимости интенсивности средневладратичных пульсаций давления (1, 2) и скорости потока на оси трубы (3, 4) на границах измерительного участка ( $L=8$  м) от частоты  $f$ : 1, 3 – входное сечение; 2, 4 – выходное сечение измерительного участка

Деформация средних профилей скорости свидетельствует об изменении количества движения и кинетической энергии потока в рассматриваемом сечении трубы. Это изменение различно в разных участках течения. Следовательно, перепад статического давления на этих участках не будет соответствовать гидравлическому сопротивлению канала.

Для более ясного понимания пространственно-временной структуры пульсирующего течения в трубах и объяснения физических механизмов выявленных эффектов требуется, наряду с достоверными экспериментальными данными, привлечение методов теоретического анализа. Однако аналитическое решение уравнений гидродинамики даже со значительными допущениями в подавляющем большинстве случаев встречается непреодолимые трудности. На практике расчетные значения параметров течения чаще всего получаются численным решением системы уравнений, устанавливающих взаимосвязи между параметрами в рамках той или иной модели.

В настоящей работе для определения параметров пульсирующего потока в канале использовалось одномерное моделирование течения газа по схеме Годунова. При этом сечение канала может изменяться по длине. Течение считается адиабатическим. Метод реализован для дозвуковых скоростей потока в канале на основе решения уравнений неразрывности, сохранения импульса и энергии в виде:

$$\frac{\partial}{\partial \tau}(\rho F) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u F) = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau}(\rho u F) + \frac{\partial}{\partial x}\left[F\left(\rho u^2 + p\right)\right] = -\frac{\partial}{\partial x} I_{\text{comp}} + p \frac{\partial F}{\partial x}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau}\left[\rho F\left(e + \frac{u^2}{2}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial x}\left[\rho u F\left(e + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2}\right)\right] = 0.$$

где  $\tau$  - время,  $x$  – координата,  $\rho$  - плотность газа,  $p$  - давление,  $u$  – скорость потока,  $F$  – площадь сечения канала.

Для определения потерь количества движения на трение и местных потерь на участке  $\Delta x$  используются коэффициенты сопротивления трения  $\xi_{mp}$  (на калибр трубы эквивалентного диаметра  $d$ ) и местного сопротивления  $\xi_u$ :

$$I_{\text{сопр}} = \frac{\rho u^2}{2} \left( \xi_{mp} \frac{\Delta x}{d} + \xi_u \right) F$$

Замыкает систему уравнение состояния идеального газа

$$e = e(p, \rho). \quad (2)$$

В качестве граничных условий допускается использовать закон изменения давления  $p$  или площади поперечного сечения  $F$  канала в его входном и выходном сечениях:

$$\begin{aligned} p &= p_{cp} + \sum A_{p_i} \sin(2\pi f_i \tau + \varphi_i), \\ F &= F_{cp} + \sum A_{F_i} \sin(2\pi f_i \tau + \varphi_i), \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $p_{cp}$  и  $F_{cp}$  – среднее значение давления и площади поперечного сечения канала;  $A_{p_i}$  и  $A_{F_i}$  – амплитуда колебаний давления и площади проходного сечения канала;  $f$  – частота наложенных пульсаций;  $\tau$  – время;  $\varphi_i$  фазовый угол.

Более подробно метод описан в [26]. К его преимуществам следует отнести небольшое время вычислений, которое позволяет использовать метод в инженерных расчетах. Тестовые расчеты, выполненные для резонатора Гельмгольца и классического полуволнового резонатора (открытая с обоих концов труба) показали хорошее согласование с известными представлениями о колебательных процессах.

С использованием предложенного метода было выполнено моделирование пульсирующего потока в рабочем участке установки (рис.1).

При моделировании в качестве граничных условий задавалось постоянное полное давление на входе, постоянное статическое давление в ресивере и изменение площади проходного сечения  $F(\tau)$ , а в качестве начальных – равенство нулю скорости потока и постоянство значения давления и температуры по длине канала. Таким образом, постановка задачи и граничные условия соответствовали реализованным в эксперименте.

Сравнение результатов моделирования с экспериментом выполнено для режима течения, соответствующего среднерасходной скорости потока  $u=36$  м/с ( $Re_d=1,6 \times 10^5$ ). На рис.5 показана зависимость приведенного перепада статического давления  $\Delta p^* = (d/l_x) \Delta p / (\rho u^2 / 2)$  на измерительном участке для  $L=8$  м от частоты наложенных пульсаций  $f$ , а на рис.6 представлены данные по интенсивности среднеквадратичных пульсаций скорости потока на оси канала во входном (на расстоянии 5 м от входа в канал) и выходном (на расстоянии 7,18 м) сечениях измерительного участка.

Как видно из рисунков, в области низких частот ( $f < 100$  Гц) наблюдается хорошее количественное и качественное согласование экспериментальных и расчетных данных. В области высоких частот характер зависимостей  $\Delta p^*(f)$  и  $\sigma_u/U$  качественно согласуется с экспериментом, однако имеет место некоторое количественное различие, которое связано, по-видимому, с относительно более существенным (по сравнению с низкочастотными вынужденными колебаниями) вкладом турбулентной составляющей пульсаций, что не учитывается при численном моделировании.

Аналогичные результаты получены и для рабочего участка установки длиной  $L = 10$  м.

Безусловный интерес представляет информация о распределении параметров пульсирующего потока по длине канала. Ее получение экспериментальным путем является весьма трудоемкой задачей, поэтому она была решена при помощи предлагаемого метода моделирования. Расчеты выполнялись в диапазоне изменения частоты вынужденных пульсаций  $f = 0 \dots 200$  Гц. Как показали результаты, при всех значениях  $f$  во входном сечении трубы наблюдается режим течения, близкий к узлу давления и пучности скорости, а режим течения в выходном сечении (на границе с переменной площадью поперечного сечения) может быть различным в зависимости от частоты наложенных пульсаций.

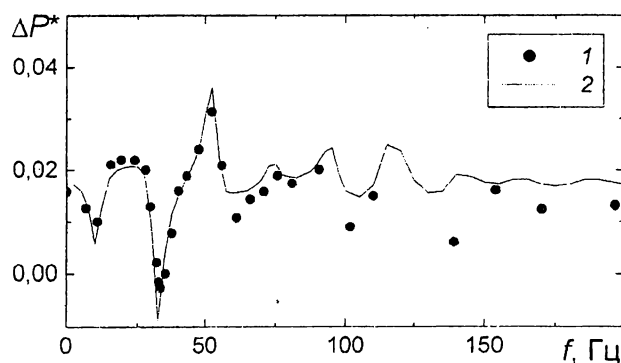
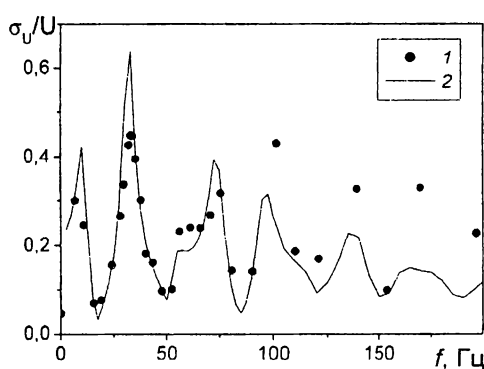
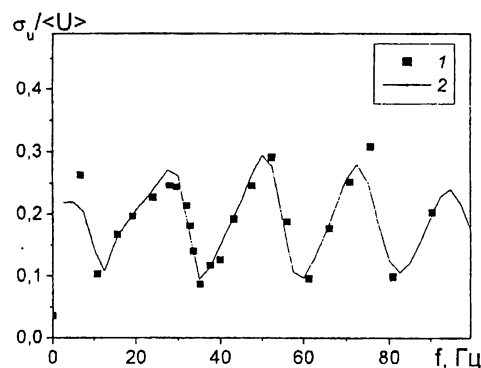


Рис. 5. Зависимость потерь статического давления на участке круглой трубы от частоты  $f$ : 1 – эксперимент; 2 – расчет



а



б

Рис. 6. Относительные среднеквадратичные пульсации скорости на оси канала во входном (а) и выходном (б) сечениях измерительного участка: 1 – термоанемометрические измерения; 2 – расчет

В качестве примера на рис.8 показаны расчетные распределения статического давления и скорости потока (на оси канала) по длине рабочего участка трубы  $L = 8$  м в различные моменты времени при характерной частоте наложенных пульсаций потока  $f = 30$  Гц, приблизительно соответствующей второй моде и  $f = 50$  Гц – третьей моде резонансных колебаний.

Анализ полученной информации свидетельствует, что на большей части длины канала существуют моменты времени, когда статическое давление превышает давление на входе в канал, т.е. амплитуда пульсаций давления может существенно превышать величину скоростного напора. Так, среднее значение скоростного напора для приведенных на рис.8 расчетных случаев составляет приблизительно 550 Па, следовательно, амплитуда пульсаций давления может достигать 10...15 кратного значения скоростного напора. Полученный результат согласуется и с представленными выше данными экспериментов. Следует отметить, что на близких к резонансным частотам вынужденных пульсаций потока амплитуды колебаний параметров заметно выше, чем на остальных режимах.

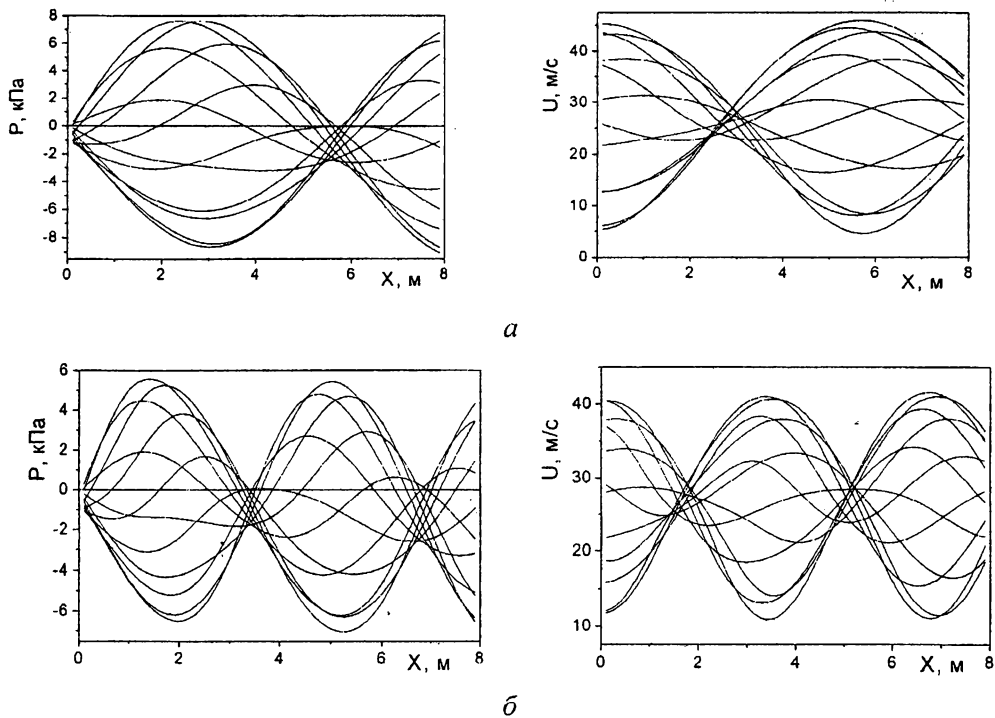


Рис. 8. Распределения статического давления  $P$  и скорости потока  $U$  по длине рабочего участка в различные моменты времени: а –  $f = 30$  Гц; б –  $f = 50$  Гц

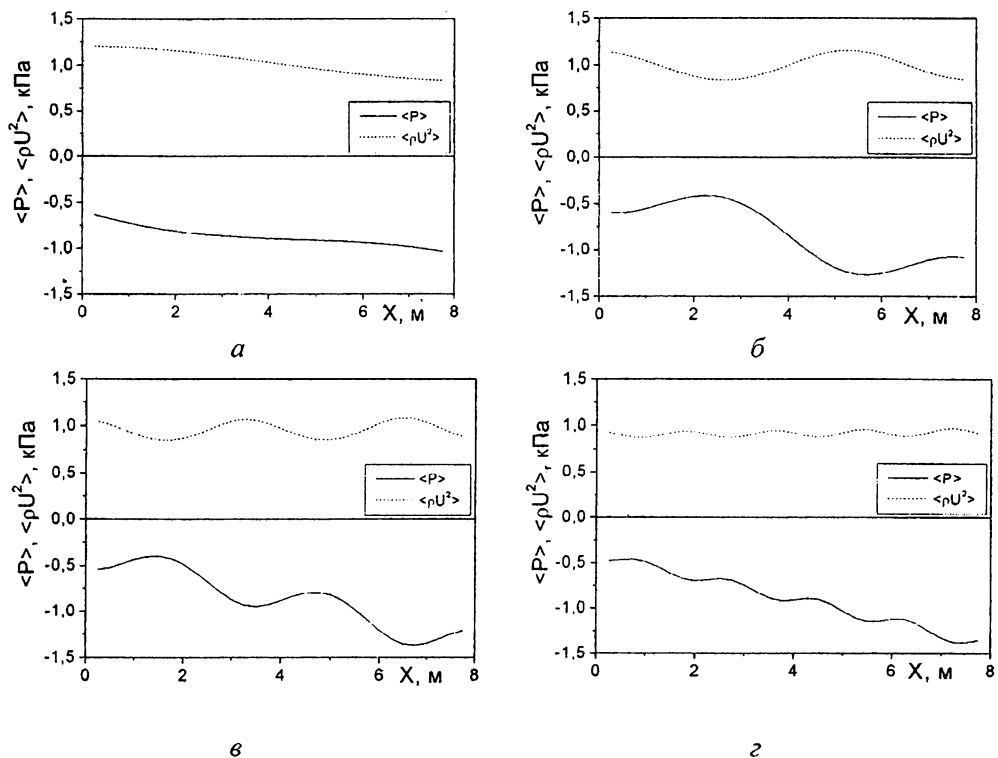


Рис. 9. Распределения средних по времени значений статического давления  $\langle P \rangle$  и скоростного напора  $\langle \rho U^2 \rangle$  по длине трубы  $L = 8$  м на резонансных режимах: а –  $f = 10$  Гц; б –  $32,5$  Гц; в –  $52,5$  Гц; г –  $95$  Гц.

Результаты расчетов подтверждают сделанный на основе анализа экспериментальных данных вывод о наличии резонансных явлений в рабочем участке установки. Пульсации параметров в различных сечениях канала различны, а по длине канала чередуются области с повышенным и пониженным уровнями пульсаций. Такое распределение параметров свидетельствует о наличии стоячих волн. Однако, в отличие от классических стоячих волн, здесь нет выраженных узлов скорости (давления) с нулевыми амплитудами пульсаций параметров в любой момент времени (рис.8).

Средние по времени значения статического давления  $\langle P \rangle$  и скоростного напора  $\langle \rho U^2 \rangle$  имеют существенную нелинейность и немонотонность по длине канала. Причем вблизи резонансных частот эта немонотонность усиливается, а распределение  $\langle \rho U^2 \rangle$  по длине канала становится немонотонным даже при наблюдаемом в эксперименте, близком к линейному, характере распределения средней скорости  $\langle U \rangle$ . Соответствующие распределения  $\langle P \rangle(x)$  и  $\langle \rho U^2 \rangle(x)$  на режимах течения, близких к резонансным, представлены на рис.9.

Из рисунков видно, что координаты экстремумов  $\langle P \rangle$  и  $\langle \rho U^2 \rangle$  практически совпадают, причем максимуму  $\langle P \rangle$  соответствует минимум  $\langle \rho U^2 \rangle$  и наоборот. Анализ приведенных данных позволяет дать следующее объяснение немонотонному характеру распределения осредненного статического давления по длине канала, следствием которого может быть наблюдаемый в эксперименте рост статического давления вниз по потоку на отдельных участках течения. Из законов сохранения энергии и импульса следует, что увеличение (уменьшение) осредненного скоростного напора должно приводить к уменьшению (увеличению) осредненного статического давления. Иными словами немонотонность распределения по длине канала осредненного статического давления вблизи резонансных частот вызывается немонотонностью распределения осредненного скоростного напора, появление которой вызвано наличием узлов и пучностей с большими амплитудами колебаний скорости потока. При достаточно высокой амплитуде пульсаций скорости потока на некотором участке течения (например, вблизи пучности скорости) статическое давление может быть меньшим, чем в расположенной ниже по течению области, где пульсации давления малы (вблизи узла скорости). Эта ситуация и может привести к нарастанию среднего значения статического давления в направлении потока.

Для определения гидравлического сопротивления горизонтальной трубы при пульсационном изменении расхода можно воспользоваться уравнением Бернулли, правая часть которого в этом случае дополняется инерционным членом, определяющим изменение во времени удельной кинетической энергии потока, обусловленной локальным ускорением [23]:

$$p_1 + \alpha_1 \langle \rho U \rangle^2 / 2 = p_2 + \alpha_2 \langle \rho U \rangle^2 / 2 + \Delta p_f + \Delta p_{in} \quad (4)$$

где  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  – коэффициенты кинетической энергии (коэффициенты Кориолиса) во входном и выходном сечениях измерительного участка;  $\Delta p_f$  – потери напора на измерительном участке;  $\Delta p_{in}$  – инерционный напор;

$$\Delta p_{in} = \rho \alpha' l_x \frac{dU}{dt} \quad (5)$$

Здесь  $F$  – площадь сечения трубы;  $\alpha'$  – коэффициент количества движения (коэффициент Буссинеска) [3].

Поскольку инерционный напор  $\Delta p_{in}$  выражает обратимые преобразования энергии, то в случае периодической нестационарности потока его величина, осредненная за один период пульсаций расхода, равно как и за все время измерений, равна нулю. Тогда выражение для определения коэффициента сопротивления  $\zeta$  измерительного участка трубы при периодических пульсациях расхода можно записать в виде:

$$\zeta = (\rho \langle U \rangle^2 / 2)^{-1} (d/l_x) \Delta p_f = (d/l_x) [(p_1 - p_2) (\langle \rho U \rangle^2 / 2)^{-1} + (\alpha_1 - \alpha_2)] \quad (6)$$

Расчет  $\zeta$  проводился для  $Q = 207 \text{ м}^3/\text{ч}$  ( $Re = 0.7 \times 10^5$ ) с использованием измеренных значений перепада давления (рис.2). Определение коэффициента Кориолиса выполнялось для четырех режимов по  $f$ , преимущественно соответствующих локальным экстремумам  $\Delta P^*(f)$  с использованием результатов измерения профилей скорости потока на границах измерительного участка. Эти результаты показали, что профиль скорости и, следовательно, коэффициент Кориолиса  $\alpha$  сильно изменяются по фазе  $\varphi$  наложенных пульсаций расхода. Характер этого изменения зависит как от режима по частоте пульсаций расхода, так и от положения сечения, в котором проводятся измерения. Пример зависимости  $\alpha(\varphi)$  на границах измерительного участка установки для режимов  $f = 32.4$  и  $80 \text{ Гц}$  показан на рис.10.

В таких условиях входящие в выражение (6) коэффициенты Кориолиса необходимо определять при помощи осреднения за период наложенных пульсаций расхода

$$\alpha = \frac{1}{T} \int_0^T \alpha_\varphi dT$$

Здесь  $T$  – период наложенных пульсаций расхода.

Для определения  $\alpha_\varphi$  использовались условно осредненные профили скорости потока, полученные по экспериментальным данным с использованием техники условного осреднения

$$\alpha_\varphi = (\rho \langle U^3 \rangle F)^{-1} \int_F \rho U_\varphi^3 dF,$$

где  $U_\varphi$  – полученное из эксперимента условно осредненное значение скорости потока при фиксированном значении  $\varphi$ .

При реализации техники условного осреднения в качестве условия использовался сигнал датчика пульсаций давления, расположенного во входном сечении измерительного участка. Осреднение  $U(\varphi)$  проводилось в моменты времени, соответствующие значениям фазового угла  $\varphi$  (изменения  $p'$ )  $\varphi = 0 - 360^\circ$  через  $22.5^\circ$ . За  $\varphi = 0$  принято условие  $p' = 0$  в фазе нарастания давления. Обработка сигналов проводилась цифровым методом.

Полученное в результате изменение сопротивления трубы  $\zeta$  от частоты  $f$  и уровень  $\zeta$  для стационарного режима течения показаны на рис.2 (пунктирная линия). Как видно, по сравнению с  $\Delta P^*$  сопротивление трубы  $\zeta$ , определенное с учетом изменения профилей скорости, приближается к значению  $\zeta$  на стационарном режиме. Однако влияние наложенной нестационарности на  $\zeta$  значительно и достигает 30%.

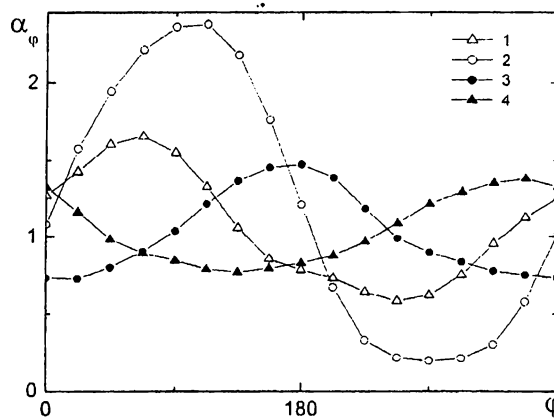


Рис.10. Изменение коэффициента Кориолиса по фазе наложенных пульсаций расхода на режимах  $f = 32.4$  (1, 2) и  $80 \text{ Гц}$  (3, 4) на границах измерительного участка установки: 1, 3 – входное и 2, 4 – выходное сечения измерительного участка

Для экспериментального исследования теплоотдачи на стенке круглой трубы в пульсирующем потоке использовалась представленная на рис.1 экспериментальная установка с рабочим участком, схема которого показана на рис.11. Рабочий участок представлял собой трубу длиной  $L=788$  мм с внутренним диаметром  $d=64$  мм, толщиной стенки 6 мм и состоял из предвключенного и измерительного участков. Материал трубы - нержавеющая сталь 12Х18Н10Т.

Длина рабочего участка выбиралась из условий максимально возможного исключения резонансных явлений в исследуемом диапазоне частот вынужденных колебаний расхода. Предвключенный участок имел длину 500 мм, а измерительный – 288 мм. На наружной стенке последнего были выполнены поперечные пазы, назначение которых – существенное снижение теплопередачи вдоль стенки (в направлении оси трубы) вследствие теплопроводности. Внешняя стенка измерительного участка препарировалась 24 хромель-копелевыми термопарами и была выполнена теплоизолированной, что позволило использовать в качестве граничного условия на ней отсутствие теплообмена. Термопары устанавливались с шагом 10 мм между пазами вдоль образующей измерительного участка.

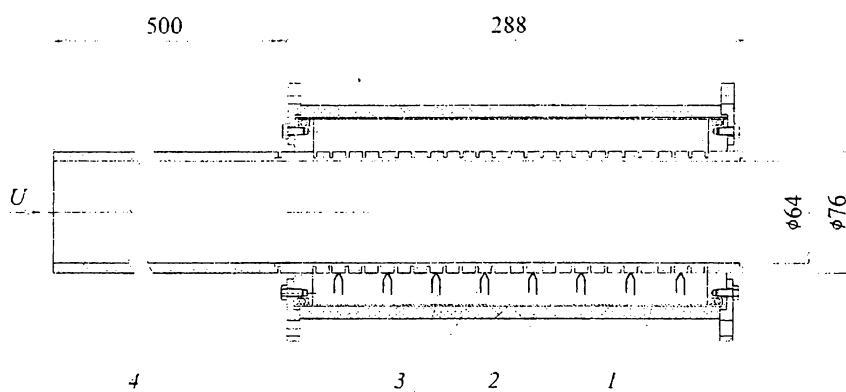


Рис.11. Рабочий участок для исследования теплоотдачи: 1 – измерительный участок; 2 – теплоизоляция; 3 – термопары; 4 – предвключенный участок

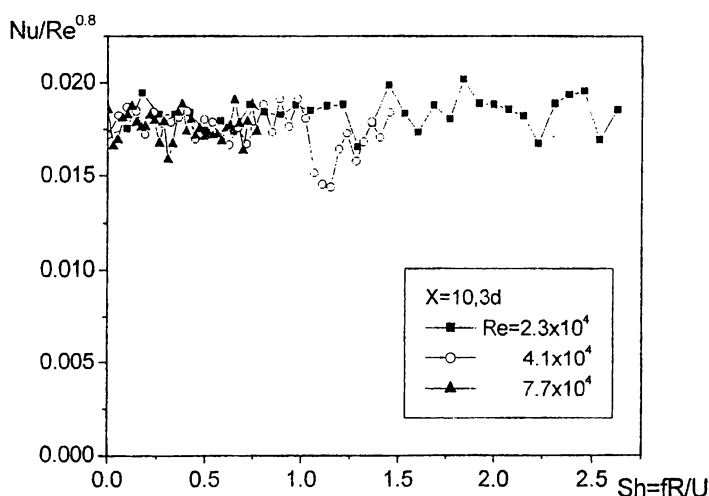


Рис.12. Зависимость безразмерного коэффициента теплоотдачи круглой трубы на начальном участке течения от частоты вынужденных пульсаций расхода.

В экспериментах определение коэффициента теплоотдачи на внутренней стенке трубы проводилось на основе решения двумерной задачи нестационарной теплопроводности в осесимметричной постановке [27] по заданному (измеренному) закону изменения температуры наружной поверхности трубы. В качестве начального приближения использовалось

распределение коэффициента теплоотдачи, полученное из решения уравнения теплового баланса.

Эксперименты проводились в диапазоне чисел Рейнольдса  $Re = 2,3 \dots 7,7 \times 10^4$ , вычисленных по диаметру проходного сечения трубы и среднерасходной скорости потока  $U$ , и частот пульсаций скорости потока  $f = 0 \dots 377$  Гц. Амплитуда пульсаций скорости при этом составляла приблизительно  $0,5 U$ . Измерения проводились в области начального участка течения. Полученные значения коэффициента теплоотдачи для  $x/d = 10,3$  в виде зависимости комплекса  $Nu/Re^{0,8}$  от безразмерной частоты вынужденных пульсаций потока  $Sh = fR/U$  показаны на рис. 12. Здесь  $R$  – радиус проходного сечения трубы. Из приведенных на рисунке результатов видно, что пульсации потока в исследуемом диапазоне частот и амплитуд практически не оказывают влияния на уровень теплоотдачи гладкой трубы.

### Турбулентный отрыв потока в условиях гидродинамической нестационарности

Как уже упоминалось, турбулентные отрывные течения в условиях гидродинамической нестационарности изучены слабо. Обширный экспериментальный материал об отрыве потока, накопленный за несколько последних десятилетий, получен для стационарных течений. Современные представления о гидродинамических и тепловых процессах в турбулентных отрывных течениях сформированы в обзорах и обобщениях, к наиболее ранним из которых относятся [28-31]. В последние годы база данных по тепловой и гидродинамической структуре турбулентных отрывных течений интенсивно пополняется [32-37]. Одним из интересных явлений, возникающих при отрыве потока, является нестационарность течения в отрывной области при стационарных граничных условиях. Важную роль в этом явлении играет динамика взаимодействия крупных вихрей сдвигового слоя со стенкой [38]. Для отрывного течения в динамике характерно одновременное существование нескольких зон прямого и обратного течения вблизи стенки.

Основываясь на представлениях о нестационарности отрывных течений, можно ожидать их чувствительность к периодическим пульсациям внешнего потока. Изменение структуры отрывного течения под действием вынужденных колебаний потока интересно и с точки зрения влияния этих процессов на локальную и среднюю теплоотдачу в отрывной области. В связи с этим авторами предпринята попытка экспериментального изучения гидродинамики и теплообмена турбулентного отрывного течения в условиях наложенной внешней нестационарности потока.

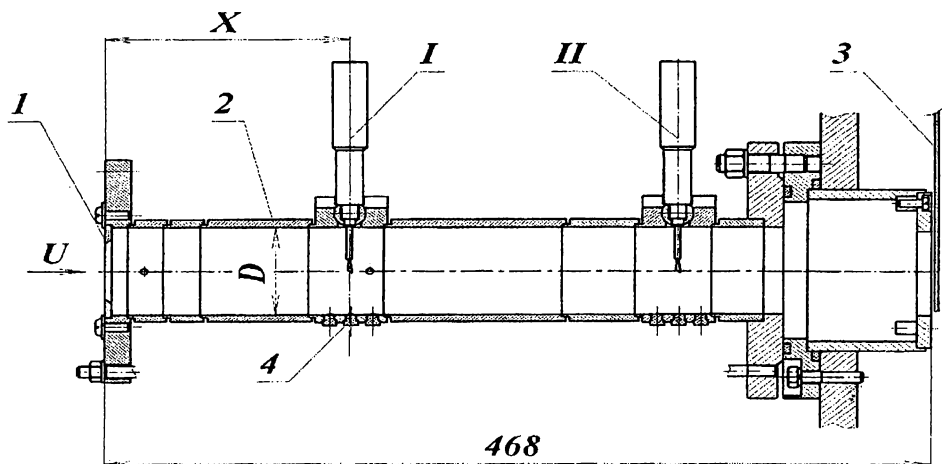
Для экспериментов выбран классический объект исследования – турбулентное отрывное течение за диафрагмой, расположенной на входе в круглый канал. Использовались два рабочих участка одинаковой конфигурации, но разного конструктивного исполнения. Один из них предназначался для изучения гидродинамической структуры нестационарных отрывных течений, второй – для тепловых экспериментов. Рабочие участки использовались совместно с экспериментальной установкой, схема которой показана на рис. 1.

Схема рабочего участка, в котором проводились измерения гидродинамических параметров отрывного течения, показана на рис. 13.

Сменная диафрагма 1 с диаметрами проходного сечения  $d=40$ ; 30 и 20 мм устанавливалась во входном сечении рабочего участка – трубы с внутренним диаметром  $D = 64$  мм. Основной объем экспериментальных исследований проводился с диафрагмой, имеющей отверстие  $d = 40$  мм. При этом высота выступа, в качестве которой принималось расстояние от острой кромки диафрагмы до стенки канала, составляла  $h=12$  мм.

Длина рабочего участка выбиралась минимально возможной, чтобы, с одной стороны, избежать резонансных явлений, связанных с близкими частотами наложенных пульсаций и акустических колебаний столба газа в канале, с другой – не нарушать условия присоединения потока. Расстояние от кромки диафрагмы до вращающейся заслонки составляет  $39h$ , что приблизительно в три раза больше расстояния до средней точки присоединения потока за выступом в условиях стационарного течения в канале. Использование короткого канала позволило расширить диапазон частот, в котором отрывная область находится в условиях

наложенных пульсаций именно скорости внешнего потока. Как показали результаты исследований отрыва потока в нестационарных условиях, выполненные авторами с использованием относительно длинного (для выбранного диапазона частот) канала, амплитуды пульсаций давления и скорости потока существенно изменяются [39], что связано с возбуждением различных мод резонансных



**Рис.13. Схема рабочего участка:** 1 – диафрагма; 2 – набор втулок; 3 – вращающаяся заслонка; 4 – измерительный вкладыш с отверстием для отбора статического давления, координатным устройством с термоанемометрическим датчиком скорости потока, датчиком продольной компоненты вектора трения, микрофоном для измерения пульсационной составляющей давления на стенке

колебаний. Это изменение имеет место как по длине канала на режиме постоянной частоты пульсаций, так и в одной точке при изменении частоты, что делает весьма затруднительной интерпретацию результатов измерений.

В сечениях I и II (рис.13) выполнялись измерения мгновенных значений скорости потока на оси канала, пульсаций давления на стенке и продольной компоненты вектора поверхностного трения (только в сечении I). Кроме того, измерялся перепад среднего давления на стенке между сечением, расположенным вблизи диафрагмы, и сечением I, а также между сечением II и ресивером установки. Рабочий участок был выполнен из герметично стыкующихся взаимозаменяемых секций, что позволяло перемещать сечение I по координате  $x$  с шагом 20 мм при неизменной общей длине канала. Сечение II располагалось на расстоянии 100 мм от заслонки.

Работа термоанемометрических датчиков скорости потока и поверхностного трения поддерживалась аппаратурой DISA 55M. Для измерения поверхностного трения использовался апробированный датчик [24], чувствительный к мгновенному направлению потока вблизи стенки. Пульсации давления измерялись с помощью микрофонов и аппаратуры RFT, а перепад статического давления – с использованием датчиков ПРОМА. В экспериментах использовалась автоматизированная система сбора, хранения и обработки экспериментальных данных.

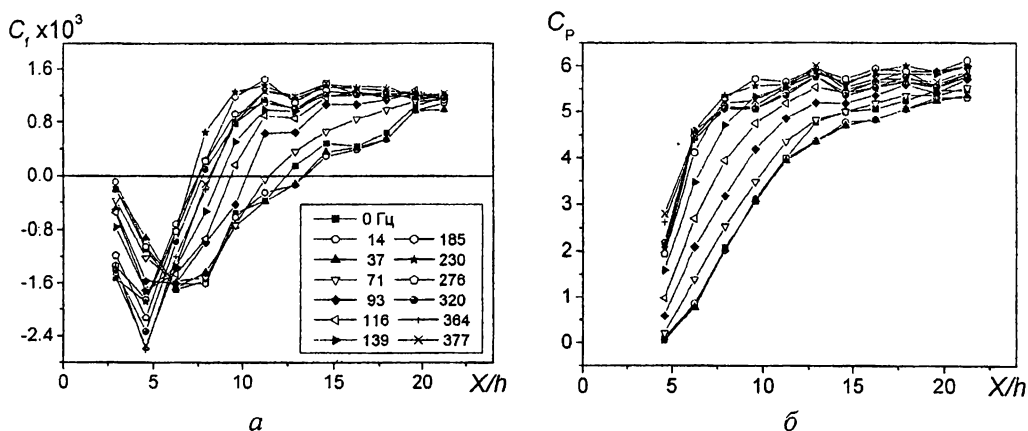
Эксперименты выполнялись как при стационарном расходе воздуха через рабочий участок, так и при максимальной степени перекрытия проходного сечения на входе в ресивер в диапазоне частот наложенных пульсаций от 5 до 380 Гц на трех режимах по среднему расходу через рабочий участок обеспечиваемых соответствующим набором критических сопел. Фактический средний расход воздуха через рабочий участок уточнялся с использованием измеренных значений температуры воздуха, давления в ресивере и перепада давления между рабочим участком и ресивером. При этом средняя по времени и по сечениям скорость потока составляла: на срезе диафрагмы  $U_0 = 11.7 \dots 42.4$  м/с, в канале ниже точки присоединения потока  $U = 4.6 \dots 16.6$  м/с. Число Рейнольдса  $Re = U_0 h / \nu$  изменялось в диапазоне  $(0.93 \dots 3.3) \times 10^4$ .

Закон изменения по времени скорости потока, измеренной термоанемометрическим датчиком на оси канала вблизи диафрагмы, был близок к гармоническому

$u/u_0 = 1 + \beta \sin(2\pi f t + \phi)$ , где  $u_0$  - средняя скорость потока в точке измерения. Относительная амплитуда пульсаций скорости  $\beta$  потока в среднем составляла 0.3. Несмотря на одинаковый закон изменения площади проходного сечения пульсатора по углу вращения заслонки на всех режимах с наложенными пульсациями потока в исследуемом диапазоне расходов и частот величина  $\beta$  изменялась в пределах от 0.2 до 0.35.

Результаты измерений поверхностного трения и давления на стенке в отрывной области пульсирующего турбулентного потока, полученные для одного из режимов по среднему расходу воздуха через рабочий участок, приведены на рис.14. Для нормировки данных использовался скоростной напор при средней по времени и по сечению скорости потока в канале ниже точки присоединения.

Для стационарного режима (линии и точки 0 Гц на рис.14) полученные данные хорошо согласуются с известными результатами экспериментов [28, 40] как по распределению поверхностного трения и давления в отрывной области, так и по длине отрывной области при обтекании выступа стационарным турбулентным потоком. При различных частотах наложенных пульсаций зависимости  $C_f$  и  $C_p$  от  $x/h$  сильно расслаиваются, но хорошо согласуются между собой по характеру изменения, как по частоте пульсаций, так и по координате. Как следует из рис.14, положение средней точки присоединения потока  $x_R$ , расстояние до которой называют длиной отрывной области, при высоких частотах наложенных пульсаций существенно приближается к выступу. Координату точки  $x_R$  принято определять по условию  $C_f = 0$ .

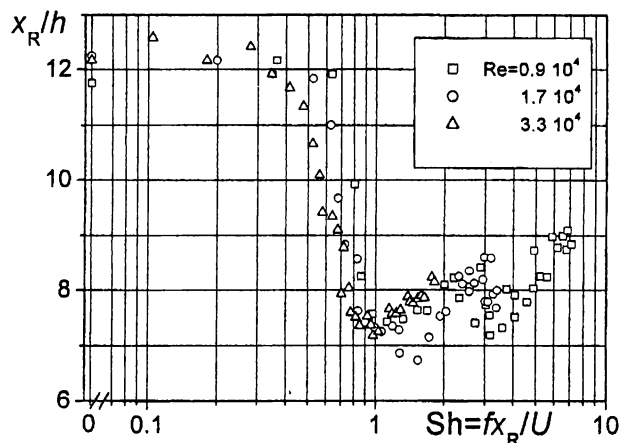


**Рис.14. Распределение коэффициентов продольной компоненты вектора поверхностного трения (а) и давления (б) в отрывной области за диафрагмой  $d = 40$  мм на пульсирующих режимах при расходе  $0.0533 \text{ м}^3/\text{с}$**

Обращает на себя внимание резкая граница (по частоте наложенных пульсаций) между низкочастотными режимами течения, на которых длина отрывной области близка к стационарному случаю, и высокочастотными режимам с практически вдвое меньшей длиной. Эта граница становится еще более резкой при обобщении данных не по частоте наложенных пульсаций, а по числу Струхала, в котором за характерный размер принята длина отрывной области. На рис.15 приведена обобщенная зависимость относительной длины отрывной области от безразмерной частоты наложенных пульсаций скорости внешнего потока  $Sh = f x_R / U$  ( $f$  - частота наложенных пульсаций, Гц).

Три серии экспериментов, выполненных при различных числах Рейнольдса, свидетельствуют об автомодельности по  $Re$  зависимости относительного положения средней точки присоединения потока  $x_R/h$  от числа Струхала. Как видно из рис.15, при  $Sh < 0.5$  длина отрывной области мало отличается от стационарного случая. Увеличение частоты наложенных пульсаций приводит к резкому, почти скачкообразному уменьшению этой длины (в 1.5...2 раза при  $\beta \approx 0.3$ ). Наиболее короткая отрывная область соответствует  $Sh \approx 1$ . Другими словами, наибольший эффект от наложенных пульсаций имеет место при совпадении пути, пройденного

газом за период наложенных пульсаций потока, с длиной отрывной области. По-видимому, при  $Sh \approx 1$  достигается наибольшая интенсивность массообмена между отрывной областью и основным потоком, что и приводит к существенному уменьшению длины отрывной области по сравнению с режимом обтекания препятствия стационарным потоком [41]. При дальнейшем увеличении  $Sh$  положение точки присоединения потока плавно (но не монотонно) удаляется от кромки препятствия, не достигая, однако, положения для стационарного потока.



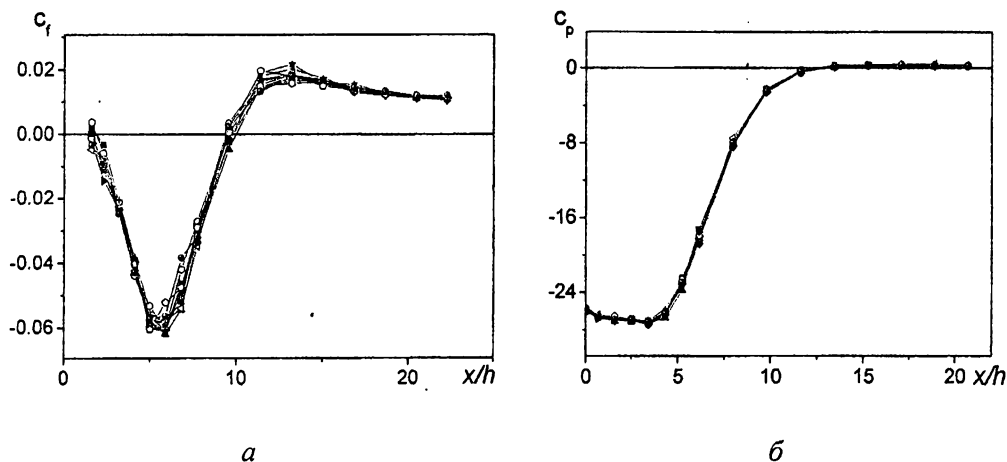
**Рис.15. Изменение длины отрывной области за выступом от частоты наложенных пульсаций потока**

Полученные данные свидетельствуют о высокой чувствительности внутренней нестационарности, присущей турбулентным отрывным течениям, к наложенной внешней нестационарности потока.

При уменьшении диаметра проходного сечения диафрагмы до  $d = 30$  мм наблюдается менее существенное расслоение зависимостей  $C_f(x/h)$  и  $C_p(x/h)$  по частоте наложенных пульсаций и не столь значительное сокращение длины отрывной области при увеличении  $f$ , а при  $d = 20$  мм выявленные эффекты практически не проявляются (рис.16).

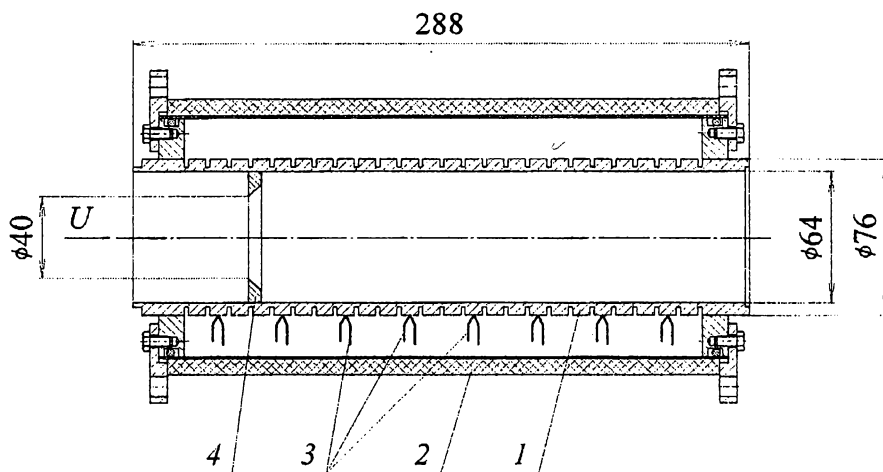
Таким образом, в нестационарном потоке характер изменения продольных размеров отрывной области в осесимметричном канале за диафрагмой зависит от размера диафрагмы. Эту зависимость можно объяснить следующим. Как известно, с увеличением степени турбулентности внешнего потока продольный размер отрывной области уменьшается [42, 43]. При отрыве потока за диафрагмой  $d = 40$  мм протяженность ядра потока, как показали результаты измерений, в 2 – 2,5 раза превышает продольный размер отрывной области. Следовательно, отрыв развивается в условиях низкотурбулентного внешнего течения в ядре потока. В этом случае сокращение размеров отрывной области с увеличением частоты наложенных пульсаций вызвано чувствительностью этой области к воздействию наложенных пульсаций. При уменьшении диаметра диафрагмы протяженность ядра потока сокращается, и отрывная область развивается уже в значительной степени в условиях повышенной внешней турбулентности, образующейся при слиянии слоев смешения. Это обстоятельство подтверждается результатами непосредственных измерений пульсаций скорости потока на оси трубы [44]. В такой ситуации интенсивность наложенных и турбулентных пульсаций потока оказываются соизмеримыми, и влияние наложенных пульсаций расхода на длину отрывной области становится незначительным.

Для исследования конвективного теплообмена в отрывных течениях с наложенными периодическими пульсациями потока использовался рабочий участок, схема которого показана на рис.17. Использовались диафрагмы с диаметром отверстия  $d = 40; 30$  и  $20$  мм. Диафрагма диаметром  $d = 40$  мм располагалась на расстоянии  $54$  мм от входного сечения трубы (между 3 и 4 термopарами), а диафрагмы  $d = 30$  и  $20$  мм – во входном сечении. Такое различие в расположении диафрагм вызвано необходимостью во всех случаях априори обеспечить расположение отрывной области в пределах измерительного участка.

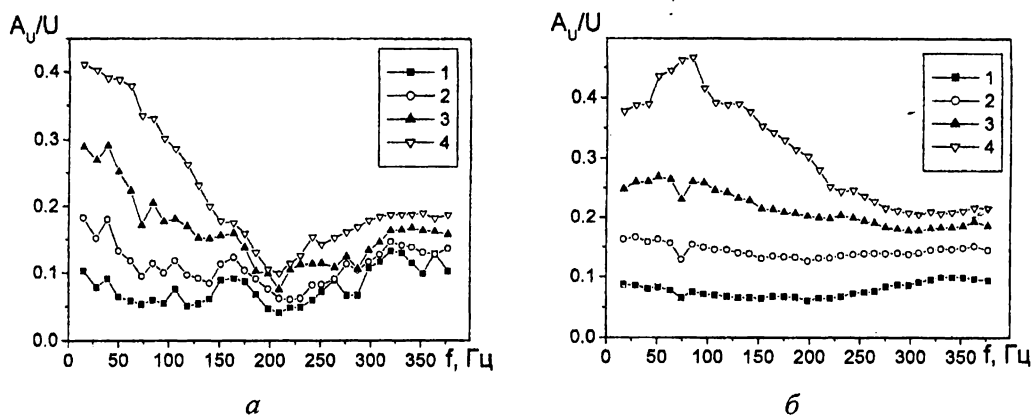


**Рис.16. Распределение коэффициентов продольной компоненты вектора поверхностного трения (а) и давления (б) в отрывной области за диафрагмой  $d = 20$  мм на пульсирующих режимах при расходе  $0.0148 \text{ м}^3/\text{с}$**

Эксперименты проводились при объемных расходах воздуха через установку  $Q=25,7...385 \text{ м}^3/\text{ч}$ . При этом среднерасходные скорости потока в рабочем участке составляли  $U=2,2...31,5 \text{ м/с}$ , а соответствующие значения числа Рейнольдса  $Re = UD/\nu = (1,1...15,4) \times 10^4$ , где  $D$  – внутренний диаметр трубы. Частота наложенных пульсаций расхода воздуха изменялась в диапазоне  $0...377 \text{ Гц}$ , а амплитуда варьировалась путем изменения степени перекрытия заслонкой проходного сечения канала, которая в экспериментах составляла 70; 80; 90; 100%. При этом для одной и той же степени перекрытия амплитуда пульсаций скорости  $A_U$  потока заметно изменялась по частоте наложенных пульсаций. На рис.18 в качестве примера приведены относительные амплитуды пульсаций скорости  $A_U/U$  на различных режимах отрывного течения за диафрагмой диаметром  $d = 40$  мм, полученные по результатам измерений скорости потока на оси трубы в ядре потока непосредственно за диафрагмой ( $x = 20$  мм, см. рис.13). Здесь  $U$  – среднее значение скорости.



**Рис.17. Рабочий участок для исследования теплоотдачи в отрывных течениях: 1 – измерительный участок; 2 – теплоизоляция; 3 – термопары; 4 – диафрагма**



**Рис.18. Относительная амплитуда пульсаций скорости при расходе воздуха  $Q=53,1\text{ м}^3/\text{ч}$  (а) и  $193,39\text{ м}^3/\text{ч}$  (б): 1 – степень перекрытия проходного сечения трубы 70%; 2 – 80%; 3 – 90%; 4 – 100%.**

Для анализа теплоотдачи в отрывном течении в условиях наложенной нестационарности использовался безразмерный комплекс  $Nu/Re^{0.72}$ , где  $Nu = \alpha X_R / \lambda_v$ ,  $Re = UX_R / \nu$  – числа Нуссельта и Рейнольдса, рассчитанные по длине отрывной области  $X_R$ . Выбор такого комплекса связан с попыткой обобщения приведенной в [31] критериальной зависимости

$$Nu_L = 0.0803 Re_L^{0.72} Pr^{0.43}, \quad (7)$$

хорошо аппроксимирующей большое количество экспериментальной информации по коэффициенту теплоотдачи в области отрыва (присоединения) потока для различных типов стационарных отрывных течений, на отрывные течения с наложенными пульсациями потока.

Распределения безразмерного коэффициента теплоотдачи в отрывной области пульсирующего потока для различных частот наложенных пульсаций и значений среднего расхода воздуха представлены на рис.19...21.

Из рисунков видно, что максимум теплоотдачи за диафрагмой наблюдается несколько выше по потоку от точки присоединения – на расстоянии  $(0,6 - 0,8) X_R$  от диафрагмы. Для стационарных режимов ( $f=0$ ) значения  $Nu/Re^{0.72}$  в этой области хорошо согласуются с соотношением (7). В нестационарном потоке максимальное значение теплоотдачи в отрывной области возрастает до 50%, а вблизи диафрагмы – в 2...5 раз по сравнению со стационарным режимом. Влияние вынужденных пульсаций потока на теплоотдачу в области релаксации при  $x > 2X_R$  практически отсутствует. С уменьшением амплитуды наложенных пульсаций скорости потока (степени перекрытия заслонкой выходного сечения рабочего участка) степень влияния пульсаций на теплоотдачу в отрывной области снижается.

Следует отметить, что относительная амплитуда наложенных пульсаций скорости потока в экспериментах изменялась по частоте (рис.18). При постоянной относительной амплитуде следует ожидать еще более существенного расслоения данных по частоте пульсаций.

Полученные данные по максимальному значению теплоотдачи за диафрагмой  $d = 40$  мм (рис.19-21) в исследуемом диапазоне расходов воздуха и частот наложенных пульсаций хорошо аппроксимируются следующей зависимостью:

$$Nu_{\max} = 0,11 Re^{0.72} Pr^{0.43} (1 + \beta K), \quad (8)$$

где множитель  $(1 + \beta K)$  учитывает влияние наложенной нестационарности. Здесь  $\beta$  – относительная амплитуда пульсаций скорости потока на оси канала вблизи диафрагмы;  $K$  – коэффициент нестационарности:

$$K = 0.61 Sh \exp(-Sh^3/700) \quad (9)$$

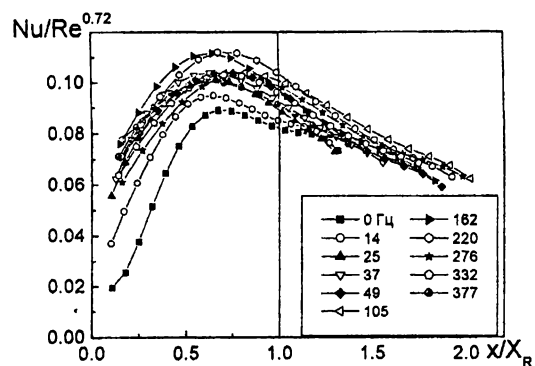


Рис. 19. Распределение безразмерного коэффициента теплоотдачи за диафрагмой  $d = 40$  мм при  $Q=53,1$  м<sup>3</sup>/ч.

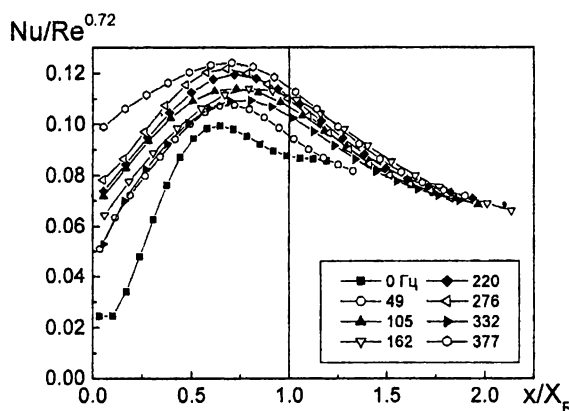


Рис. 20. Распределение безразмерного коэффициента теплоотдачи за диафрагмой  $d = 40$  мм при  $Q=97,2$  м<sup>3</sup>/ч.

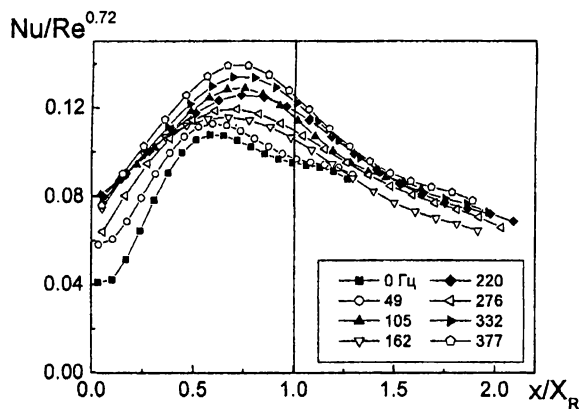


Рис. 21. Распределение безразмерного коэффициента теплоотдачи за диафрагмой  $d = 40$  мм при  $Q=191,89$  м<sup>3</sup>/ч.

Выражение (9) получено путем обобщения экспериментальных данных (рис.22). Из рисунка видно, что зависимость  $K(Sh)$  близка к автомодельной в исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса. Следует отметить, что ввиду ограниченности экспериментальных данных выражение (9) справедливо только в пределах изменения реализованных в эксперименте параметров подобия (числа Струхала  $Sh$ , Рейнольдса  $Re$  и относительная амплитуда пульсаций  $\beta$ ).

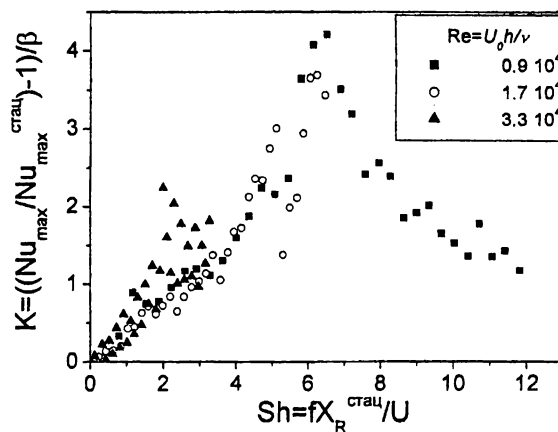


Рис.22. Экспериментальные значения коэффициента нестационарности  $K$

Безразмерная частота (число Струхала)  $Sh = fX_R^{\text{стационар}}/U$  определялась по длине области отрыва потока  $X_R^{\text{стационар}}$  для стационарного течения и среднерасходной скорости  $U$  в канале. Относительная амплитуда пульсаций скорости  $\beta = A_U/U$  измерялась на оси трубы (в ядре потока) вблизи диафрагмы. Числа Рейнольдса в экспериментах составляло  $Re = UX_R^{\text{стационар}}/\nu = (5,0 \dots 18,6) \times 10^4$ , безразмерная частота пульсаций скорости потока  $Sh = 0 \dots 12$ , а относительная амплитуда пульсаций скорости потока изменялась в диапазоне  $\beta = 0 - 0,4$ .

По полученным в экспериментах распределениям  $\alpha(x/X_R)$  была проведена оценка интегрального эффекта интенсификации теплообмена в отрывном пульсирующем потоке [45]. С этой целью для исследуемого диапазона частот наложенных пульсаций скорости потока были определены осредненные значения коэффициента теплоотдачи  $\alpha_{cp}$  по длине отрывной области  $X_R$ :

$$\alpha_{cp} = \frac{1}{x_R} \int_0^{x_R} \alpha(x) dx \quad (10)$$

Зависимость  $\alpha_{cp}/\alpha_{cp}^{\text{стационар}}$  для  $Re = (0,9 \dots 3,3) \times 10^4$  приведена на рис.23. Как видно из рисунка, интегральное увеличение коэффициента теплоотдачи  $\alpha_{cp}$  в отрывной области достигает 60% по сравнению со стационарным режимом. Наибольший темп нарастания  $\alpha_{cp}/\alpha_{cp}^{\text{стационар}}$  наблюдается в диапазоне  $Sh$  от 0 до 1, где изменение продольного размера отрывной области наиболее значительно.

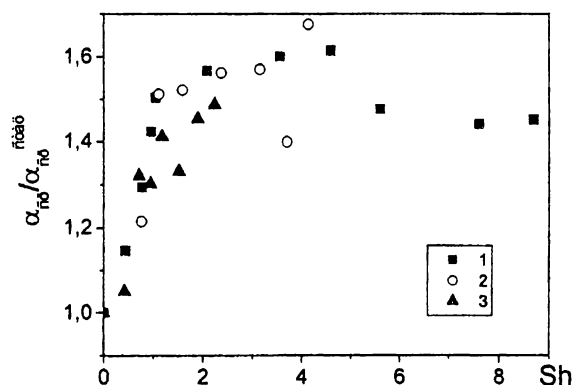


Рис.23. Интегральный эффект интенсификации теплоотдачи в отрывной области за диафрагмой  $d=40$  мм: 1 –  $Re_h=0,9 \times 10^4$ ; 2 –  $1,7 \times 10^4$ ; 3 –  $3,3 \times 10^4$ .

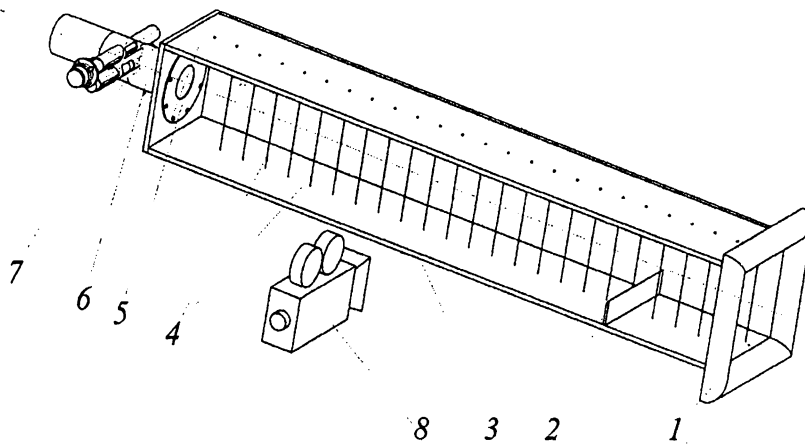
Для более ясного представления о влиянии вынужденных пульсаций потока на пространственно-временную структуру турбулентных отрывных течений и о механизмах выявленных эффектов (сокращение продольных размеров области отрыва потока и существенная интенсификация теплообмена в отрывной области в условиях наложенной нестационарности) были выполнены визуальные исследования нестационарного отрыва потока.

Эксперименты проводились на специально созданной установке визуализации (рис. 24). В состав установки входил рабочий участок 3 квадратного поперечного сечения 400×400 мм с плавным входом 1, выходной патрубком 6 с устройством для создания наложенных пульсаций потока 7, диафрагма 5 для измерения расхода воздуха через установку на стационарном режиме. Одна из стенок рабочего участка была выполнена светопрозрачной для обеспечения наблюдения за картиной течения и видеосъемки, проводимых камерой 8. Визуализация течения выполнялась методом дымящихся проволочек, для чего поперек канала с шагом 110 мм были натянуты тонкие проволочки из углепластиковой нити. Проволочки препитывались маслом. При пропускании через них тока образовывался дымовой след. В рабочем участке устанавливались препятствия 2 различного вида. Течение в рабочем участке установки создавалось вентилятором, работающим на отсос.

Параметры течения выбирались таким образом, чтобы эффекты, связанные с периодической нестационарностью, проявлялись в экспериментах в области низких частот, доступных для визуального наблюдения и видеосъемки. Исходя из этого требования, исследования проводились в диапазоне частот наложенных пульсаций  $f = 0 \dots 8$  Гц. В этих условиях при соответствующем выборе характерного размера препятствия (например, выступа) удавалось обеспечить число Струхала  $Sh = fX_p/U \sim 1$ , в окрестности которого влияние наложенных пульсаций на отрывную область наиболее существенно.

Визуальные исследования пульсирующего отрывного течения были проведены за одиночным выступом; за двумя выступами, расположенными симметрично относительно оси канала и за диафрагмой.

На отсос



**Рис.24. Схема экспериментальной установки для визуализации нестационарных отрывных течений**

Фотографии (стоп-кадры) некоторых характерных моментов пульсирующего течения за одиночным выступом представлены на рис.25. Высота выступа составляла  $h = 0,07$  м,  $Sh \approx 1$ .

Как показали результаты исследования, в фазе ускорения потока непосредственно за выступом формируется «разгонный» вихрь достаточно большой интенсивности, который затем сносится в направлении основного потока с частотой, равной частоте наложенных пульсаций. Поперечный размер «разгонного» вихря в момент его отрыва от препятствия достигал  $2h$  ( $h$  – высота препятствия) в зависимости от режимных параметров потока. В начале движения вихря вниз по потоку наблюдается некоторое его смещение в направлении стенки, что вызвано, по-

видимому, образованием области пониженного давления в угловой зоне непосредственно за выступом в фазе формирования вихря (фазе ускорения потока). Наиболее значительно эти эффекты проявляются в непосредственной близости от препятствия.

Аналогичная картина наблюдалась и при обтекании двух выступов  $h^* = 0,07$  м каждый, расположенных симметрично на противоположных стенках рабочего участка.

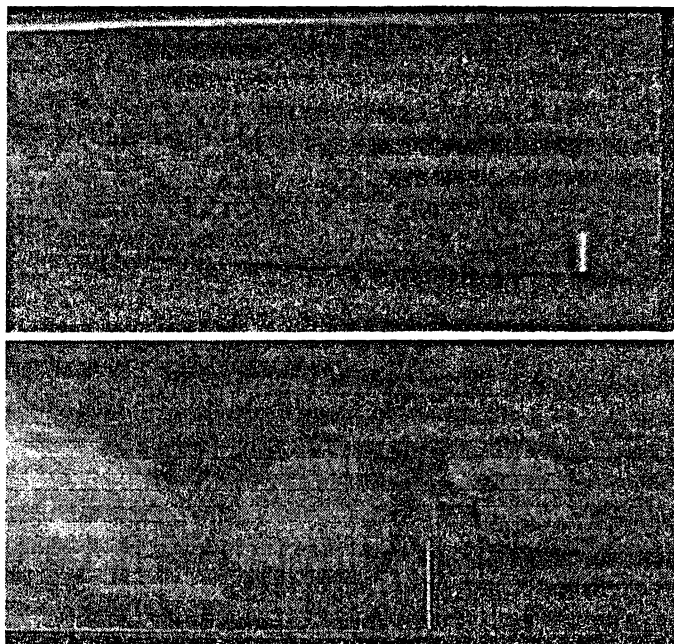


Рис.25. Визуализация структуры течения за одиночным выступом (поток справа налево)

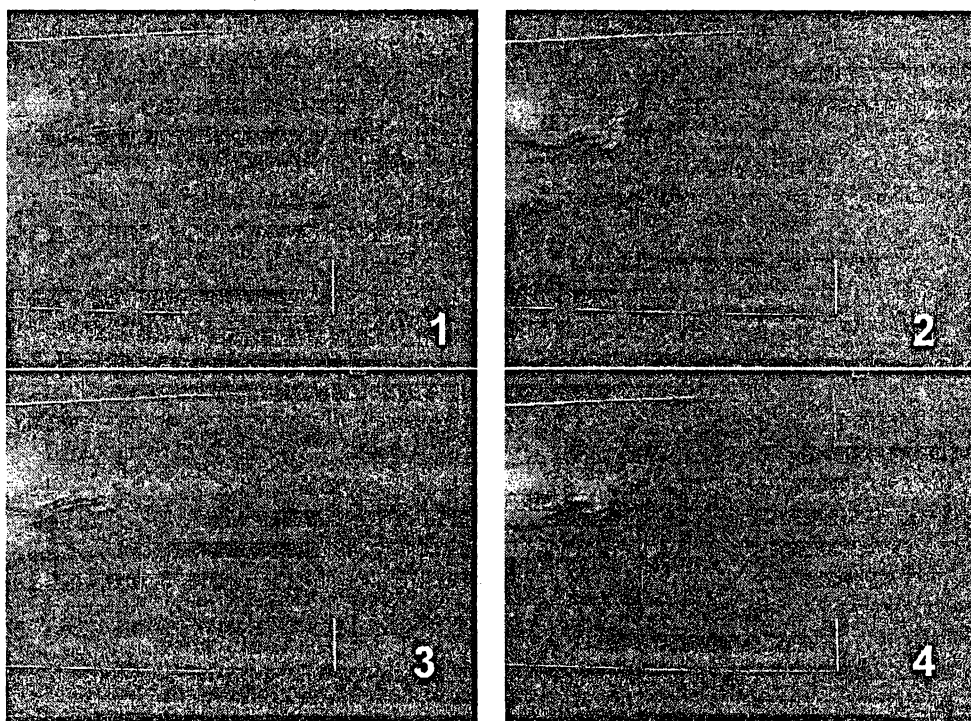


Рис.26. Визуализация структуры течения за двумя выступами (поток справа налево)

Результаты визуализации этого типа отрывного течения для ряда последовательных моментов времени показаны на рис.26. Из рисунков видно, что за препятствиями в фазе ускорения потока одновременно формировалась пара вихрей, которая затем сносилась вниз по течению и впоследствии сносилась и разрушалась. В отличие от обтекания единичного выступа, в этой конфигурации течения явного движения вихрей в направлении стенки после отрыва от препятствий не наблюдалось.

Картина течения пульсирующего потока за диафрагмой с диаметром отверстия  $d = 0,2$  м представлена на рис. 27. Видно, что за кромкой диафрагмы в фазе ускорения потока формируются тороидальные вихри с частотой, равной частоте наложенных пульсаций. В отличие от обтекания плоских препятствий (одного или двух выступов) пульсирующим потоком, после отрыва тороидального вихря от кромки диафрагмы вблизи оси канала наблюдается область ускоренного течения, которая вместе с тороидальным вихрем образует грибообразную структуру. При движении вниз по потоку эта структура теряет осевую симметрию, а затем разрушается.

Формирующиеся в пульсирующем течении за препятствиями крупномасштабные вихревые структуры существенно интенсифицируют массо- и теплообмен в отрывной области. Наиболее значительно это проявляется в ближней за препятствием области течения.

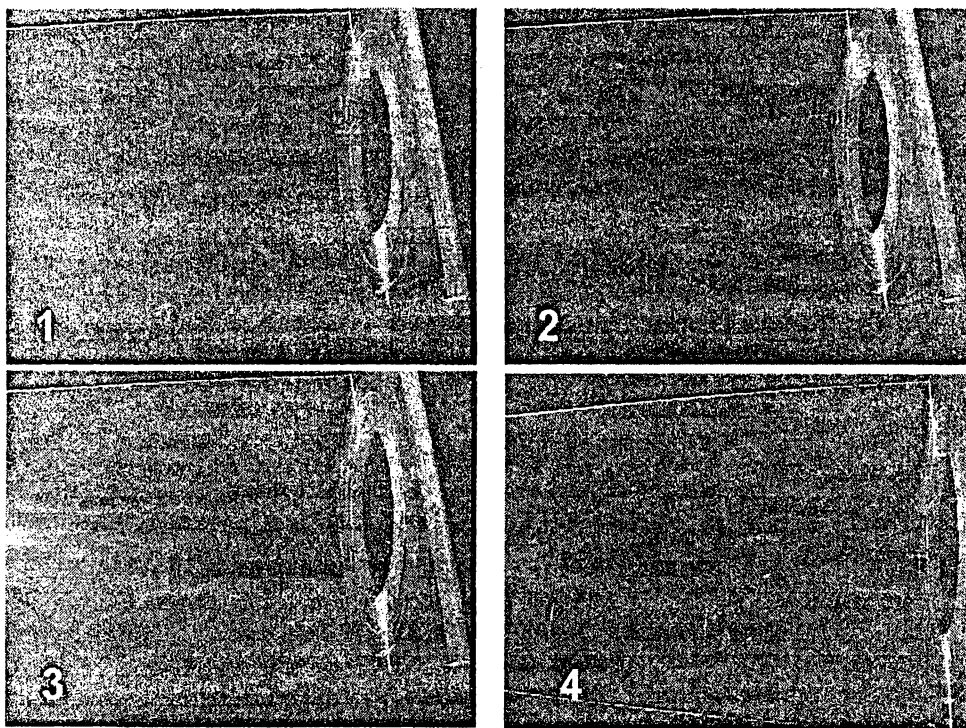


Рис.27. Визуализация структуры течения за диафрагмой (поток справа налево)

Выявленные на основе визуальных исследований особенности пространственно-временной структуры течения за препятствиями позволяют объяснить полученные в экспериментах эффекты резкого сокращения продольных размеров области отрыва потока и существенной интенсификация теплообмена в отрывной области в условиях наложенной нестационарности.

#### Обтекание тел пульсирующим потоком

Известно, что при соблюдении определенных условий в следе за телом, обтекаемым потоком вязкой жидкости, образуется регулярная цепочка расположенных в шахматном порядке вихрей – дорожка Кармана [46]. Частота формирования и срыва вихрей в следе за

плохообтекаемым телом определяется размерами вихревого следа (отрывной области) за телом и скоростью потока на внешней границе отрывной области.

Размеры вихревого следа в значительной мере определяются соотношением инерционных и вязких сил в потоке – числом Рейнольдса. Инерционные силы способствуют увеличению ширины следа за телом, вязкие – уменьшению. При обтекании тела стационарным потоком с увеличением числа Рейнольдса, вычисленного по характерному размеру обтекаемого тела, размеры отрывной области увеличиваются, а безразмерная частота срыва вихрей (число Струхала) – снижается. Такая тенденция продолжается до  $Re=10^4 \dots 10^5$  [4], в зависимости от формы тела, степени неравномерности и турбулентности набегающего потока. При больших значениях числа Рейнольдса размеры отрывной области и безразмерная частота срыва вихрей стабилизируется (автомодельный режим течения).

Закономерности формирования вихревой дорожки Кармана за поперечным цилиндром или пластиной в равномерном стационарном течении изучались достаточно подробно, однако лишь небольшое число исследований посвящено изучению влияния на этот процесс наложенных пульсаций внешнего потока.

Влияние наложенной периодической нестационарности на процесс вихреобразования за плохообтекаемым телом в потоке с равномерным профилем скорости изучалось на примере поперечного обтекания плоской пластины, расположенной в коротком участке круглой трубы. Плоская пластина в поперечном сечении имела форму трапеции высотой 10 мм и широким основанием  $b = 30$  мм, ориентированным навстречу потоку. Пластина устанавливалась в рабочем участке, который представлял собой круглую трубу диаметром 122,5 мм, снабженную плавным входом. В месте расположения пластины профиль скорости набегающего потока был практически равномерным, за исключением пограничного слоя на стенках трубы, толщина которого не составляла около 4 мм.

Частота наложенных пульсаций расхода в экспериментах поддерживалась приблизительно постоянной, равной 38 Гц. При этом скорость потока перед телом обтекания изменялась по закону, близкому к гармоническому. Варьирование частоты вихреобразования за пластиной осуществлялось за счет изменения средней скорости потока в диапазоне от 2 до 8 м/с. Относительная амплитуда пульсаций изменялась от 0 (стационарные режимы) до 0,25 средней скорости потока.

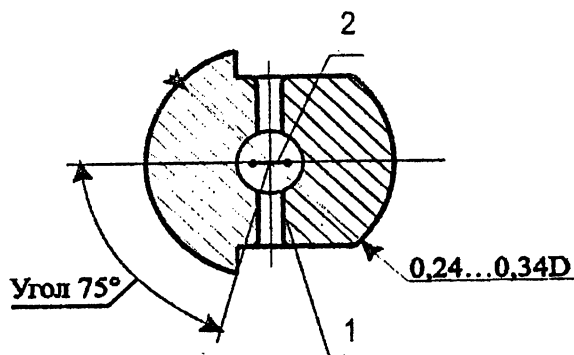
Скорость потока на оси трубы перед телом обтекания  $u_0$  измерялась при помощи термоанемометрического датчика. Нить второго термоанемометрического датчика устанавливалась на лобовой поверхности пластины вблизи одной из ее кромок. Место установки этой нити было выбрано из условия максимального отношения амплитуд регулярной и турбулентной пульсационных составляющих скорости потока.

Кроме того, было проведено несколько серий экспериментов, в которых изучался механизм формирования вихревой дорожки за обтекаемым телом вихревого расходомера в пульсирующем потоке. В качестве объекта исследования использовались расходомеры ВРСГ-1 и РС4 с условными диаметрами проточной части 50 и 100 мм. Обтекаемое тело расходомеров представляло собой цилиндр с фрезерованными по всей длине пазами (рис.29), образующими острую кромку, которая была предназначена для фиксации положения точки отрыва потока. Частота вихреобразования фиксировалась нитяным термоанемометрическим датчиком, расположенным в канале перетока обтекаемого тела.

В экспериментах независимо варьировались частота наложенных пульсаций набегающего потока и его среднерасходная скорость в широком диапазоне изменения этих параметров.

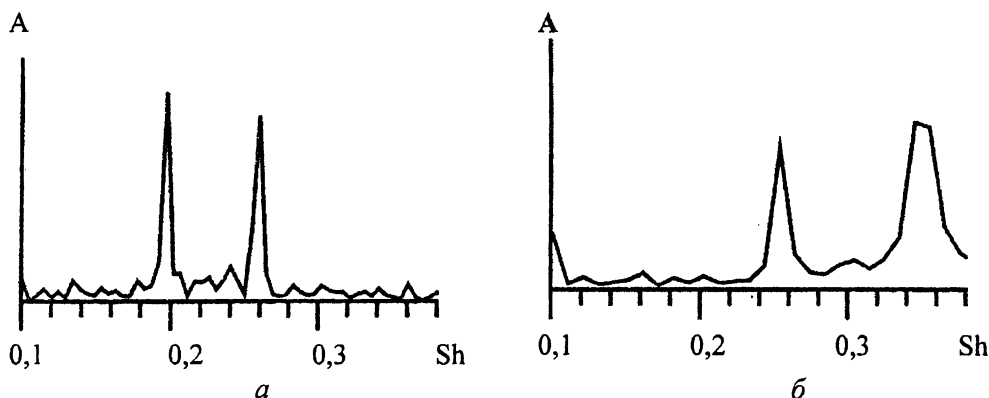
Анализ проведенных исследований показал, что частота срыва вихрей в пульсирующем потоке зависит от его мгновенной скорости: осциллограмма пульсаций скорости (давления) вблизи кромки тела имеет выраженную частотную модуляцию. В этих условиях использование спектрального анализа для выделения характерной частоты вихреобразования не может использоваться.

Было установлено, что в широком диапазоне частот наложенных пульсаций регулярность вихревой дорожки сохраняется в поточных координатах. Это означает, что при обтекании тела потоком с изменяющейся скоростью расстояние, пройденное газом в период между срывом вихрей, остается постоянным и близким к стационарному случаю.



**Рис.29. Обтекаемое тело вихревого расходомера:**  
1 – канал перетока; 2 – нить термоанемометра

На рис.30 в качестве примера показаны спектры пульсаций скорости потока вблизи кромки поперечно обтекаемой пластины. В полученных спектрах можно выделить два отчетливых максимума. Один из них соответствует частоте наложенных пульсаций, а второй – частоте срыва вихрей  $Sh \approx 0,26$  (по скорости перед телом обтекания), второй – частоте наложенных пульсаций. Такое же значение числа Струхали  $Sh_0 \approx 0,26$  было получено и в случае обтекания пластины стационарным потоком. Анализ спектров показал, что наложенные пульсации не оказывают влияния на безразмерную частоту срыва вихрей, если относительная частота наложенных пульсаций  $\tilde{f} = f_n / f_{\text{вихр}} \leq 0,8$  или  $\tilde{f} \geq 1,2$  от частоты вихреобразования  $f_{\text{вихр}}$ , соответствующей средней скорости в стационарных условиях.



**Рис.30. Спектры пульсаций скорости вблизи кромки пластины: а –  $\tilde{f} = 0,75$ ; б –  $1,35$**

Однако при некоторых условиях может наблюдаться эффект подстройки частоты вихреобразования за телом под частоту наложенных пульсаций. Этот эффект проявляется только при разнице в частотах  $f_n$  и  $f_{\text{вихр}}$  не более 20% и высокой амплитуде наложенных пульсаций.

Аналогичные результаты получены и при изучении процесса вихреобразования за обтекаемым телом вихревого расходомера. Выявленные эффекты подтверждаются и результатами визуализации обтекания цилиндра в поперечном потоке, выполненными на ранее описанной экспериментальной установке (рис.24).

Читателя, заинтересованного в более подробной информации о результатах этих исследований, можно отослать к работам [47-49].

## Выводы

Выполнено комплексное систематическое экспериментальное и теоретическое изучение турбулентных течений в условиях наложенной периодической нестационарности. Результаты обобщения полученной информации позволили установить следующее.

В пульсирующем турбулентном течении в канале установлена немонотонная зависимость пульсаций скорости и давления от частоты. При этом резонансные моды соответствуют четвертьволновому и полуволновому резонаторам в зависимости от граничных условий. Положение пучностей давления практически совпадает с положением узлов скорости, и наоборот. Установлена существенная деформация средних профилей скорости по сравнению с профилем развитого турбулентного трубного течения на стационарном режиме. Предложен и апробирован метод моделирования таких течений, основанный на модели одномерной нестационарной газовой динамики. Выявлен механизм немонотонного распределения статического давления по длине трубы. Получены данные о гидравлическом сопротивлении трубы при пульсационном изменении расхода.

Выявлена существенная перестройка пространственно-временной структуры отрывного течения в каналах под действием наложенной нестационарности потока. Обнаружен эффект резкого уменьшения размера отрывной области от частоты наложенных пульсаций расхода газа (при определенной степени загромождения сечения канала препятствием). Эффект подтверждается независимыми измерениями поверхностного трения и статического давления в отрывной области.

Установлен факт существенной интенсификации теплообмена в отрывной области за препятствиями в пульсирующем потоке. Показано, что вблизи препятствия может иметь место многократное (до 4 раз) увеличение теплоотдачи по сравнению со стационарным течением. Интегральный эффект интенсификации теплообмена в отрывной области может достигать 60% от стационарного значения. Предложено критериальное соотношение для определения максимальной теплоотдачи в отрывной области пульсирующего потока.

На основе данных визуализации течения описан физический механизм, объясняющий эффекты сокращения продольных размеров отрывной области и существенной интенсификации теплообмена за препятствиями в пульсирующем турбулентном потоке.

Анализ полученной информации и накопленный опыт исследования пульсирующих турбулентных течений позволяет авторам дополнить обозначенный во введении к настоящей работе перечень требующих решения проблем следующим:

- частота и амплитуда наложенных пульсаций не полностью характеризуют пульсирующее течение в канале, поскольку для таких течений характерно существенное изменение амплитуды пульсаций параметров потока по длине канала. Необходимы экспериментальные исследования, направленные на изучение связи осредненных по фазе профилей скорости и турбулентности потока не только с локальной амплитудой в данном сечении, но и положением сечения к волновой структуре потока по длине канала.

- экспериментальная информация по гидродинамическим и тепловым процессам в отрывной области пульсирующего потока, представленная в данной работе, получена для условий расположения препятствия вблизи пучности скорости, т.е. при относительно низкой амплитуде пульсаций давления и высокой амплитуде пульсаций скорости внешнего потока, обтекающего препятствие. Безусловный интерес представляет подобная экспериментальная информация для расположения препятствия вблизи пучности давления, а также для промежуточных положений между пучностями скорости и давления.

- формирование мощного “разгонного” вихря при обтекании препятствия пульсирующим потоком происходит не для всех сочетаний размеров препятствия, средней скорости потока, амплитуды и частоты наложенных пульсаций. Необходимо определить четкие критерии его формирования.

- обнаруженная высокая чувствительность структуры течения и генерации турбулентности к наложенным пульсациям потока совместно с акустическим усилением определенных гармоник колебаний в канале может служить механизмом возбуждения автоколебаний потока. Представляют интерес исследования, направленные на изучение условий и механизмов автоколебаний потока в каналах.

– обнаруженный эффект интенсификации теплообмена при обтекании одиночного препятствия пульсирующим потоком позволяет ожидать подобного эффекта в дискретно шероховатых каналах. Необходимо систематическое изучение гидродинамических и тепловых процессов при обтекании системы препятствий пульсирующим потоком.

– безусловный интерес представляет изучение взаимодействия “разгонных” вихрей и вихрей Кармана при поперечном обтекании тел пульсирующим потоком.

– в процессах переноса в пульсирующем течении, особенно при отрыве потока важную роль играют когерентные вихревые структуры. На механизм их формирования, по-видимому, основное влияние оказывает переменная составляющая инерционных сил в потоке. Поэтому можно ожидать, что пульсирующие течения, в том числе отрывные могут удовлетворительно моделироваться с использованием осредненных по Рейнольдсу уравнений в двумерной постановке (для простых конфигураций канала). Ввиду высокой чувствительности волновой структуры потока в канале к условиям на границе необходимо четко моделировать граничные условия. Например, принципиально отличаются результаты моделирования пульсирующего течения в канале при замене переменной площади на входе или выходе канала на более удобное для моделирования условие переменного давления при постоянной площади.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 06-08-00521, 07-08-00330 и 08-08-12181-офи) и гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ (проект НШ-4334.2008.8).*

### Литература

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука. 1974, 711с.
2. Галицкий Б.М., Рыжов Ю.А., Якуш Е.В. Тепловые и гидродинамические процессы в колеблющихся потоках. М.: Машиностроение. 1977. 256 с.
3. Кошкин В.К., Калинин Э.К., Дрейцер Г.А. Нестационарный теплообмен // М.: Машиностроение, 1973. –328 с.
4. Дрейцер Г.А. Нестационарный конвективный теплообмен при турбулентном течении газов и жидкостей в каналах // Теплоэнергетика, 1998. – №12. – С. 29–38.
5. Дрейцер Г.А., Краев В.М. Турбулентное течение газа при гидродинамической нестационарности. Красноярск: Сиб. аэрокосм. акад. 2001. 147 с.
6. Валуева Е.П., Попов В.Н. Особенности гидродинамического сопротивления при турбулентном пульсирующем течении жидкости в круглой трубе // Изв. АН СССР. Энергетика. 1994. № 2. С.122-131.
7. Григорьев М.М., Кузьмин В.В., Фафурин А.В. Классификация пульсирующих турбулентных течений // Инж.-физ. ж. 1990. Т.59. № 5. С. 725-735.
8. Ramaprian B.R., Tu S.W. Fully developed periodic turbulent pipe flow // J. Fluid Mech. 1983. Vol. 137. P. 59-81.
9. Mizushima T., Maruyama T., Siozaki Y. Pulsating turbulent flow in a tube //J. Chem. Engrs. Jap. 1973. V.6. №6. P. 487-494.
10. Ковальногов Н.Н. Пограничный слой в потоках с интенсивными воздействиями. Ульяновск: УлГТУ. 1996. 246 с.
11. Ковальногов Н.Н. Структура течения и особенности турбулентного обмена в пограничном слое динамически нестационарного потока в каналах // Изв. АН. Энергетика. 1995. №2. С.107-117.
12. Кусто Ж., Депозер А., Худевиль Р. Структура и развитие турбулентного пограничного слоя в осциллирующем внешнем потоке // Турбулентные сдвиговые течения. Т.1. М.: Машиностроение. 1982. С.159-177.
13. Scotti A. Numerical simulation of turbulent channel flow // Physics Fluids. 2001. Vol.13, N5. С.1367-1384.
14. Scotti A., Piomelli U. Turbulence models in pulsating flows // AIAA Paper. 2001. No. 2001-0729
15. Rida S., Dan-Tran K. Direct simulation of turbulent pulsed plane channel flow // Eighth Symposium on Turbulent Shear Flows. Munich, Germany, 9-11 September, 1991.
16. Gündoğdu M.Y., Çarpınlioğlu M.Ö. Present State of Art on Pulsatile Flow Theory (Part 1: Laminar and Transitional Flow Regimes) // Jap. Soc. Mech. Eng. – B. 1999. Vol.42. No.3. P.384-397.

17. Gündoğdu M.Y., Çarpınlioğlu M.Ö. Present State of Art on Pulsatile Flow Theory (Part 2: Turbulent Flow Regimes) // Jap. Soc. Mech. Eng. – B. 1999. Vol.42. No.3. P.398-410.
18. Chin S., Sung H.J. Large-Scale Vortical Structure of Turbulent separation Bubble Affected by Unsteady Wake // te Hangi kuohag hvinon mun chib. B=Trans. Kor. Soc. Mech. Eng. B.– 2002. No.9. P.1218-1225.
19. Hvang K.S., Sung H.J., Hyun J.M. An exspermental study of large-scale vortices over a blunt-faced flat plate in pulsating flow // Exp. Fluids.– 2001. No.30. P.202-213.
20. Tavoularis S., Singh R.K. Vortex Detachment and Reverse Flow in Pulsating Laminar Flow Through Axisymmetric Sudden Expansions // Trans. ASME. 1999.– Vol.121. P.574-579.
21. Никурадзе И. Закономерности турбулентного движения жидкостей в гладких трубах // Проблемы турбулентности. М.; Л.: ОНТИ. 1936. С.75-150.
22. Теория тепломассообмена: Учебник для вузов/ С.И.Исаев, И.А.Кожин, В.И.Кофанов и др.; Под ред. А.И.Леонтьева.– М.: Высш. Школа, 1979.– 495 с.
23. Штеренлихт Д.В. Гидравлика. В 2-х кн.: Кн.1. М.: Энергоатомиздат, 1991. 349с.
24. Козлов А.П., Михеев Н.И., Молочников В.М., Сайкин А.К. Термоанемометрические измерения поверхностного трения в отрывных течениях. Казань: АБАК, 1998. 134 с.
25. Михеев Н.И., Молочников В.М., Давлетшин И.А., Стинский Г.В., Феоктистова Л.А., Душин Н.С., Душина О.А. Экспериментальное исследование развитого турбулентного течения в круглой трубе с периодическими пульсациями расхода. Часть 1. Потери давления и резонансные явления. // Известия РАН. Энергетика. 2005.- №6. С.25-31.
26. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н., Прокопов Г.П.. Численное решение многомерных задач газовой динамики // М.: Наука, 1976. – 400с.
27. Михеев Н.И., Давлетшин И.А. Метод измерения осредненных значений коэффициента теплоотдачи в сложных течениях // Изв. РАН. Энергетика. 2005. №6. С. 16-19.
28. Итон Д.К., Джонстон Дж.П. Обзор исследований дозвуковых турбулентных присоединяющихся течений // Ракетная техника и космонавтика. - 1981. - Т.19, №10.- С.7-19.
29. Симпсон Р. Обзор некоторых явлений, возникающих при отрыве турбулентного потока // Теоретические основы инженерных расчетов. - 1981. - Т.103, №3. - С.131-149.
30. Simpson R.L., Chen Y.-T., Shivaprasad B.G. The structure of a separating turbulent boundary layer // J. Fluid Mech. - 1981. - Vol.113. - P.23-73.
31. Леонтьев А.И., Ивин В.И., Грехов Л.В. Полуэмпирический способ оценки уровня теплообмена за точкой отрыва пограничного слоя // ИФЖ. - 1984. Т.47. №4. С.543-550.
32. Терехов В.И., Ярыгина Н.И., Жданов Р.Ф. Особенности течения и теплообмена при отрыве потока за уступом и ребром. 1. Структура течения // ПМТФ. 2002.– Т.43, №6.– С.126-133.
33. Терехов В.И., Ярыгина Н.И., Жданов Р.Ф. Особенности течения и теплообмена при отрыве потока за уступом и ребром. 2. Теплообмен в отрывном течении // ПМТФ. 2003.– Т.44, № 6.– С.83-94.
34. Терехов В.И., Ярыгина Н.И., Смутьский Я.И. Особенности теплообмена в отрывном течении за плоским ребром, расположенным под углом к основному потоку, при изменении внешней турбулентности // Теплофизика и аэромеханика. 2008.– Т.15. №2.– С.219-227.
35. Исаев С.А. Леонтьев А.И., Кудрявцев Н.А. Численное исследование гидродинамики и теплообмена при турбулентном обтекании «траншеи» на плоской поверхности / ТВТ. 2005.– Т.43, №1.– С.86-99.
36. Wall-Pressure Fluctuations Measurement Using Microphone Array. Correlation Analysis of Coherent Structure in Backward-Facing Step Flow / Y.Liu, F.Ke, H.J.Sung // Shanghai jiaotong daxue xuebao = J. Shangnai Jiaotong Univ.– 2005.– Vol.39, № 8.– P.1371-1374.
37. Turbulent flow through a plane sudden expansion of modest aspect ratio / M.P.Escudier, P.J.Oliveira, R.J.Poole // Phys. Fluids.– 2002.– Vol.14, № 10.– P.3641-3652
38. Михеев Н.И. Динамика пространственных полей поверхностного трения в турбулентном отрывном течении // Доклады Академии наук.-1999.-Т.364, №4. С.479-482.
39. Давлетшин И.А., Михеев Н.И., Молочников В.М., Романов Д.И. Сопротивление круглой трубы при пульсационном изменении расхода // Изв. РАН. МЖГ. 2006. №3. С.96-101.
40. Козлов А.П., Михеев Н.И., Молочников В.М., Сайкин А.К. Характеристики вектора поверхностного трения в турбулентных отрывных и присоединяющихся течениях // Известия РАН. Энергетика. 1998. №4. С.3-31.

41. Давлетшин И.А., Михеев Н.И., Молочников В.М. Отрыв пульсирующего потока. // Доклады Академии наук. 2007.– т.417., №6.– С.1-4.
42. Алемасов В.Е., Глебов Г.А., Козлов А.П. Термоанемометрические методы исследования отрывных течений. Азань: КФ АН СССР. 1990. 177с.
43. Дыбан Е.П., Эпик Э.Я. Тепломассообмен и гидродинамика турбулизированных потоков. Киев: Наукова думка. 1985. 67 с.
44. Давлетшин И.А. Отрывное течение за препятствием в канале на резонансных режимах пульсаций потока // Изв. Вузов. Авиационная техника. 2007. №3. С.42-45.
45. Давлетшин И.А., Михеев Н.И., Молочников В.М. Теплообмен в турбулентной отрывной области при наложенных пульсациях потока // Теплофизика и аэромеханика 2008. - Т.15, № 2.- С.1-9.
46. Жукаускас А.А. Конвективный перенос в теплообменниках. М.: Наука. 1982.
47. Козлов А.П., Михеев Н.И., Стинский Г.В., Сухоруков О.В. Процесс вихреобразования при поперечном обтекании тел пульсирующим потоком // Изв. РАН. Энергетика. 2001. N3. С.80-82.
48. Д.В.Кратиров, Н.И.Михеев, С.М.Мекешкин, В.М.Молочников, А.К.Сайкин, А.А.Огарков. Вихревая дорожка Кармана при поперечном обтекании тела ограниченным неравномерным потоком // Труды III Российской национальной конф. по теплообмену. 21-25 октября 2002 г, Москва, Изд-во МЭИ, т.1, с.211-214.
49. Молочников В.М., Михеев Н.И., Кратиров Д.В., Давлетшин И.А. Вихревая дорожка Кармана в условиях пульсирующего потока // Материалы VI Межд. Школы-семинара «Модели и методы аэродинамики». Евпатория, 5-14 июня 2006 г. М.: МЦНМО. 2006. С.71-72.