

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе Сибирского отделения
Российской академии наук

На правах рукописи

Назаров Никита Андреевич

**АЭРОДИНАМИКА ТУРБУЛЕНТНОГО ПУЛЬСИРУЮЩЕГО
ТЕЧЕНИЯ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ ПРИ ОТРЫВЕ ПОТОКА**

1.1.9. Механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,

профессор РАН

Терехов Владимир Викторович

Новосибирск – 2026

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	3
Глава 1. Обзор литературы.....	7
1.1. Общие подходы к описанию пульсирующих течений и безразмерные параметры.....	8
1.2. Турбулентный пульсирующий поток в каналах и трубах. Классификация режимов.....	16
1.3. Отрывные пульсирующие турбулентные потоки.....	32
1.4. Новейшие оптические методы диагностики пульсирующих потоков.....	42
Заключение к главе 1.....	50
Глава 2. Методы измерений и экспериментальный стенд.....	51
2.1. Описание экспериментального стенда.....	52
2.1.1. Параметры пульсатора.....	54
2.2. Методика PIV измерений.....	59
2.2.1. Система фазовой синхронизации PIV измерений.....	62
2.3. Методика измерения трения на стенке.....	66
2.3.1. Конструкция теплового датчика трения. Синхронизация измерений.....	69
2.3.2. Калибровка датчика трения.....	70
Заключение к главе 2.....	73
Глава 3. ГП реализация алгоритма анализа PIV экспериментов.....	74
3.1. Описание разработанного алгоритма.....	75
3.2. Валидация алгоритма.....	80
3.3. Производительность разработанного метода.....	90
Заключение к главе 3.....	94
Глава 4. Аэродинамика квазистационарного пульсирующего течения в гладком канале.....	95
4.1. Рассмотренные режимы пульсирующего потока в прямоугольном канале.....	96
4.2. Профили скорости и динамика интегральных характеристик.....	99
4.3. Трение в пульсирующем потоке.....	104
Заключение к главе 4.....	112
Глава 5. Пульсирующее течение в системе ребер.....	113
5.1. Динамика пульсирующего течения за одиночным ребром.....	114
Заключение.....	124
Список литературы.....	125

Введение

Актуальность темы диссертации. Проблема теплопередачи в отрывных пульсирующих течениях представляет как фундаментальный, так и технический интерес с точки зрения управления плотностью теплового потока в современных инженерно-технических системах. Отрывные потоки возникают практически во всех современных системах охлаждения, например при охлаждении серверной микроэлектроники, системах со вдувом, как при охлаждении лопаток газовых турбин, при охлаждении помещений. При этом отрывные потоки характеризуются наличием областей рециркуляции, которые могут как приводить к ухудшению теплообмена, так и к его повышению за счет интенсификации массопереноса. Нестационарные характеристики потока и тепловые колебания наблюдаются вокруг точки отрыва потока и повторного присоединения, и этот механизм очень сложен. Одним из наиболее простых в реализации способов интенсификации тепло-массо переноса в системах с отрывными течениями является добавление пульсаций расхода. Также большой интерес вызывают исследования сопротивления пульсирующих потоков в гладких каналах и трубах, поскольку они являются неотъемлемой связующей частью охладительных систем.

Для широкого диапазона колебательных частот, амплитуд и чисел Рейнольдса большинство осредненных по времени характеристик потока в каналах и трубах совпадает со значением, ожидаемым для стационарного потока. При этом, в различные фазы колебаний поток имеет различную степень турбулентности и его характеристики могут существенно отличаться от стационарных. Это обобщение не распространяется на параметры трения, средние по времени значения которых отличаются от стационарных. Несмотря на значительное число исследований, в литературе практически отсутствует детальное описание динамики пристенных характеристик пульсирующих течений. Отсутствует универсальный закон трения и не определены чёткие границы применимости квазистационарных моделей. Недостаточно данных о процессах ламинаризации и турбулизации потока при высокоамплитудных колебаниях.

В системах с наличием рециркуляции и отрыва потока практически всегда отмечается наличие оптимальной частоты пульсаций, при которой происходит значительное усиление теплообмена. Однако добавление пульсаций не всегда сопровождается качественной перестройкой потока и резонансом. При этом механизмы взаимодействия пульсаций потока с вихревыми структурами могут значительно отличаться для разных геометрий. Обобщению поддаются геометрии с резким отрывом потока (ребра,

диафрагмы), которые сглаживают влияние предистории потока на вихревые структуры за препятствием.

Цель работы. Целью работы является экспериментальное исследование аэродинамических параметров пульсирующего потока и структуры квазистационарного течения в различных геометриях в широком диапазоне чисел Рейнольдса. Проверка применимости модели стационарного стратифицированного безградиентного течения для нахождения коэффициента трения в квазистационарном потоке в широком диапазоне чисел Рейнольдса.

Поставлены и решены следующие задачи: Создание стенда для измерения аэродинамических свойств турбулентных пульсирующих течений, обладающей высоким пространственным и временным разрешением; усовершенствование алгоритмов анализа PIV экспериментов; исследование динамики интегральных характеристик турбулентного квазистационарного пульсирующего течения в канале. сравнение различных методик измерения трения в пульсирующем потоке; исследование динамики рециркуляционной зоны в квазистационарном пульсирующем потоке за ребром.

Научная новизна основных положений, результатов и выводов, полученных в диссертации: Впервые проведено систематическое сравнение двух независимых методов определения напряжений трения на стенке — теплового датчика трения и метода Клаузера на основе PIV-данных — в условиях квазистационарного пульсирующего течения в прямоугольном канале. Впервые разработан способ анализа PIV-данных с помощью графических процессоров за счет использования высокоуровневых предкомпилированных библиотек для тензорных вычислений. Впервые исследована структура течения и аэродинамические свойства в каналах с системой ребер в квазистационарном режиме пульсирующего турбулентного течения.

Теоретическая и практическая значимость работы: Полученные данные о характере изменения пристенного трения при пульсациях расхода востребованы при проектировании теплообменников, систем охлаждения и других устройств, работающих в условиях нестационарного течения. Предложена и обоснована концепция построения высокопроизводительных алгоритмов обработки PIV-данных на основе высокоуровневых фреймворков глубокого обучения (PyTorch/CUDA) без необходимости написания низкоуровневого CUDA-кода пользователем.

Степень достоверности результатов: Достоверность результатов подтверждается оценкой погрешностей измерений, высокой воспроизводимостью экспериментальных данных в исследованных режимах, а также их согласованностью с данными других авторов, установленной в ходе верификационных экспериментов.

Личный вклад автора: Личный вклад автора заключается в разработке, сборке и модернизации экспериментальных установок, настройке и калибровке измерительной аппаратуры, проведении экспериментов по аэродинамике пульсирующих течениях в различных геометрия, разработке программного обеспечения для обработки и интерпретации экспериментальных данных, а также в подготовке научных докладов и публикаций. Все представленные в диссертации результаты получены автором самостоятельно. Постановка задач исследования осуществлена научным руководителем — д.ф.-м.н. В.В. Тереховым.

Список работ автора по тематике диссертации, опубликованных в ведущих рецензируемых научных журналах и изданиях, рекомендованных ВАК:

- *Nazarov N.A., Terekhov V.V.* High level GPU-accelerated 2D PIV framework in Python // *Computer Physics Communications*. 2024. V. 295. P. 109009. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2023.109009>.
- *Назаров Н.А., Герасимов А.С., Терехов В.В., Терехов В.И.* Экспериментальное исследование пульсирующего потока в прямоугольном канале // *Теплофизика и аэромеханика*. 2024. Т. 36. № 6. С. 1063-1069.
- *Назаров Н.А., Герасимов А.С., Леманов В.В., Стерлягов С.А., Терехов В.И.* Влияние пульсаций расхода газа на касательные напряжения на стенке плоского канала // *Изв. РАН. МЖГ*. 2026. (Статья принята к публикации).
- *Назаров Н.А.* Программа для расчета и визуализации скоростей и статистических характеристик групп частиц в сечении потока с возможностью использования GPU (Torch PIV). Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ 2022669638, 21.10.2022. Заявка № 2022668760 от 07.10.2022.

Апробация работы:

- Назаров, Н. А. Обработка PIV при помощи графических ускорителей / Н. А. Назаров // Тезисы XXIII Всероссийской конференции молодых учёных по математическому моделированию и информационным технологиям : Тезисы докладов, Новосибирск, 24–28 октября 2022 года. – Новосибирск: Федеральное государственное бюджетное научное учреждение "Федеральный исследовательский центр информационных и вычислительных технологий", 2022. – С. 58-59.
- Назаров, Н. А. Разработка высокоуровневой библиотеки для анализа PIV экспериментов с поддержкой GPU / Н. А. Назаров // Оптические методы исследования потоков : Труды XVII Международной научно-технической конференции, Москва, 26–30 июня 2023 года. – Москва: Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, 2023. – С. 11-20.

- Назаров, Н. А. Torch PIV: Фреймворк для анализа двумерных PIV экспериментов с поддержкой CUDA / Н. А. Назаров // Тезисы XXIV Всероссийской конференции молодых учёных по математическому моделированию и информационным технологиям: Тезисы докладов, Красноярск, 23–27 октября 2023 года. – Новосибирск: Федеральный исследовательский центр информационных и вычислительных технологий, 2023. – С. 57-58.

- Н.А. Назаров, А.С. Герасимов, В.В. Терехов, В.И. Терехов Экспериментальное исследование аэродинамики пульсирующего потока в прямоугольном канале / Н.А. Назаров // Тезисы Всероссийской конференции с международным участием «XL Сибирский теплофизический семинар», посвященной 110-летию со дня рождения академика С. С. Кутателадзе и 300-летию Российской академии наук. : Тезисы докладов, Новосибирск, 20-23 августа 2024 года.

Глава 1. Обзор литературы

В данной главе представлены общие подходы к описанию пульсирующих потоков, безразмерные параметры, а также области их применения. Рассмотрены различные способы классификации режимов пульсирующих потоков в гладких каналах и трубах. Рассмотрены различные механизмы воздействия пульсаций потока на отрывные течения, классификации режимов отрывных пульсирующих турбулентных потоков для различных типов препятствий. Обозначены зоны теоретического и практического интереса в применении пульсирующих течений. Представлен обзор существующих алгоритмов анализа экспериментов. Указаны наиболее популярные направления развития совершенствования методов цифровой обработки экспериментальных данных.

1.1. Общие подходы к описанию пульсирующих течений и безразмерные параметры.

На сегодняшний день существует множество вариантов классификации режимов пульсирующих течений, основанных как на теоретических выводах, так и на экспериментально полученных результатах. Поток в трубе или канале с произвольной геометрией, где градиент давления изменяется со временем таким образом, что на ненулевое временное среднее значение расхода массы накладывается периодическая вариация расхода массы, обычно называется пульсирующим потоком. Условие прилипания на стенке требует, чтобы при наложении вариаций расхода в пограничном слое генерировалась дополнительная вихревая сила, меняющаяся во времени. Таким образом возбуждаются когерентные сдвиговые волны, которые распространяются от стенки в жидкость и затухают по мере распространения.

Теоретическое обоснование разделения различных режимов пульсирующего потока тесно связано с решением задачи Стокса для ламинарного нестационарного потока [1]. В своей работе Стокс показал, что при обтекании пластины периодическим потоком амплитуда сдвиговых волн экспоненциально затухает на расстоянии:

$$l_s = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}} \quad (1.1.1)$$

от стены, где ν — кинематическая вязкость жидкости, ω — угловая частота пульсации. Безразмерное значение длины Стокса является широко распространённым характерным параметром и называется числом Вомерсли [2]:

$$Wo = \frac{L\sqrt{2}}{l_s} = L\sqrt{\frac{\omega}{\nu}} \quad (1.1.2)$$

где L — характерный линейный размер. В англоязычной литературе число Вомерсли также принято обозначать как α или Ω .

В то время как задача в работе Стокса сформулирована для обтекания плоской пластины, аналитическое решение задачи ламинарного несжимаемого пульсирующего потока в трубе впервые было получено в работе Womersley [2]. Несмотря на широкую известность работы Womersley, примерно в то же время Uchida [3] опубликовал более детальное решение этой задачи, включающее анализ асимптотик, касательных напряжений и диссипации. Линеаризация уравнений Навье-Стокса в работах Uchida и Womersley достигалась за счет допущения об осевом параллельном течении потока. Из допущения следует, что градиент давления в задаче является только функцией времени, а скорость

потока только функцией расстояния от оси трубы. Таким образом уравнение движения жидкости принимает вид:

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial u}{\partial r} \right), \\ u &= u(r, t), \\ p &= p(x, t).\end{aligned}\tag{1.1.3}$$

При этом градиент давления представляется в виде ряда Фурье в комплексной форме:

$$-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} = \kappa_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \kappa_n e^{in\omega t}, \quad \kappa_n = \kappa_{cn} - i\kappa_{sn},\tag{1.1.4}$$

где κ_{cn} и κ_{sn} — константы, представляющие амплитуды элементарных колебаний. Решение уравнения (1.1.3) также ищется в виде ряда Фурье:

$$u = u_0 + \sum_{n=1}^{\infty} u_n e^{in\omega t}, \quad u_n = u_{cn} - iu_{sn},\tag{1.1.5}$$

где коэффициенты u_{cn} и u_{sn} являются функциями только r . Подставляя (1.1.4) и (1.1.5) в (1.1.3) получаем уравнения для коэффициентов разложения:

$$\frac{d^2 u_0}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{du_0}{dr} + \frac{\kappa_0}{\nu} = 0,\tag{1.1.6}$$

$$\frac{d^2 u_n}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{du_n}{dr} + \frac{-i\omega n}{\nu} u_n + \frac{\kappa_n}{\nu} = 0.\tag{1.1.7}$$

Не трудно заметить, что при граничных условиях $u = 0$ при $r = R$, где R – радиус трубы и ограничение скорости ($u_0 < \infty$), решение уравнения (1.1.6) – течение Пуазейля с параболическим профилем скорости. Решение (1.1.7) находится в виде функции Бесселя нулевого порядка, таким образом полное решение (1.1.3) с учетом граничных условий записывается в виде:

$$u(r, t) = \frac{\kappa_0}{4\nu} (R^2 - r^2) - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i\kappa_n}{n\omega} \left[1 - \frac{J_0 \left(r \sqrt{\frac{n\omega}{\nu}} i^{\frac{3}{2}} \right)}{J_0 \left(R \sqrt{\frac{n\omega}{\nu}} i^{\frac{3}{2}} \right)} \right] e^{in\omega t},\tag{1.1.8}$$

где, $\overline{(-\partial p / \partial x)} = \rho \kappa_0$ представляет временное среднее градиента давления. Можно заметить, что полный средний массовый расход, как и средняя скорость, в пульсирующем потоке совпадает с установившимся потоком Пуазейля при том же среднем градиенте давления:

$$\bar{G} = \frac{\pi R^4}{8\mu} \left(\overline{-\frac{\partial p}{\partial x}} \right),\tag{1.1.9}$$

$$\bar{U} = \frac{R^2}{8\mu} \left(-\frac{\partial p}{\partial x} \right). \quad (1.1.10)$$

Соотношения (1.1.9) и (1.1.10) выполняются при любой частоте пульсаций.

В своей работе Uchida рассмотрел предельные случаи (1.1.9) для низких и высоких частот $R\sqrt{(n\omega/\nu)}$. При $R\sqrt{(n\omega/\nu)} \ll 1$ выражение (1.1.8) преобразуется к виду:

$$u(r, t) = \frac{1}{4\nu} (R^2 - r^2) \left[-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \right]. \quad (1.1.11)$$

Распределение скорости описывается параболой, как и в случае установившегося потока Пуазейля, тогда как величина скорости изменяется периодически в фазе с градиентом давления.

При быстрых пульсациях $R\sqrt{(n\omega/\nu)} \gg 1$ значение скорости на оси, где $r\sqrt{(n\omega/\nu)} \rightarrow 0$ определяется как

$$u(r, t) = \frac{\kappa_0}{4\nu} (a^2 - r^2) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\kappa_n}{n\omega} e^{i(n\omega t - \frac{\pi}{2})}. \quad (1.1.12)$$

Иными словами, жидкость течет в центре трубы с фазовым запаздыванием в 90° относительно волны градиента давления, и амплитуда колебаний скорости уменьшается с ростом частоты относительно колебаний градиента давления.

На стенках, при $r\sqrt{(n\omega/\nu)} \rightarrow R\sqrt{(n\omega/\nu)} \rightarrow \infty$ вычисления (1.1.8) значительно усложняются, фазовый сдвиг скорости начинает зависеть от расстояния до стенки. Упрощенный вид данной асимптотики из ур. 29 [3] можно записать как

$$u(r \rightarrow R, t) = \frac{\kappa_0}{4\nu} (R^2 - r^2) + \sum_{n=1}^{\infty} \kappa_n \frac{\Psi_n(r, n\omega)}{Wo_n^2}. \quad (1.1.13)$$

где $\Psi_n(r, n\omega)$ – ограниченная функция. При этом амплитуда колебаний скорости у стенки также уменьшается с ростом частоты, но пропорционально $1/[R^2(n\omega/\nu)]$, или Wo_n^{-2} . То есть, у стенки с ростом частоты, колебания скорости затухают значительно быстрее чем на оси.

Колебания средней скорости в поперечном сечении трубы, или среднерасходной скорости, также отличаются от колебаний градиента давления. В простом случае одной колебательной гармоники она записывается как

$$u_m(t) = \bar{U} \left(1 + \frac{\kappa}{\kappa_0} \sigma_u \cos(\omega t - \delta_u) \right), \quad (1.1.14)$$

где κ – амплитуда колебаний напора, $\sigma_u(Wo)$ и $\delta_u(Wo)$ – амплитудные и фазовые сдвиги среднерасходной скорости. При росте частоты пульсаций, амплитуда и фазовая задержка стремятся к 0 и $\pi/2$ соответственно, рис. 1.1.1.

Касательные напряжения на стенке τ_w записываются в аналогичной форме:

$$\tau_w(t) = \frac{\rho \bar{U}^2}{2} \cdot \frac{16}{Re} \left(1 + \frac{\kappa}{\kappa_0} \sigma_\tau \cos(\omega t - \delta_\tau) \right), \quad (1.1.15)$$

и также испытывают фазовую задержку и имеют меньшую амплитуду относительно пульсаций градиента давления. При этом оказывается, что фаза среднерасходной скорости значительно запаздывает относительно пульсирующей волны градиента давления, тогда как фаза касательных напряжений δ_τ запаздывает меньше и $\delta_\tau \rightarrow \pi/4$ при $Wo \rightarrow \infty$, рис. 1.1.2.

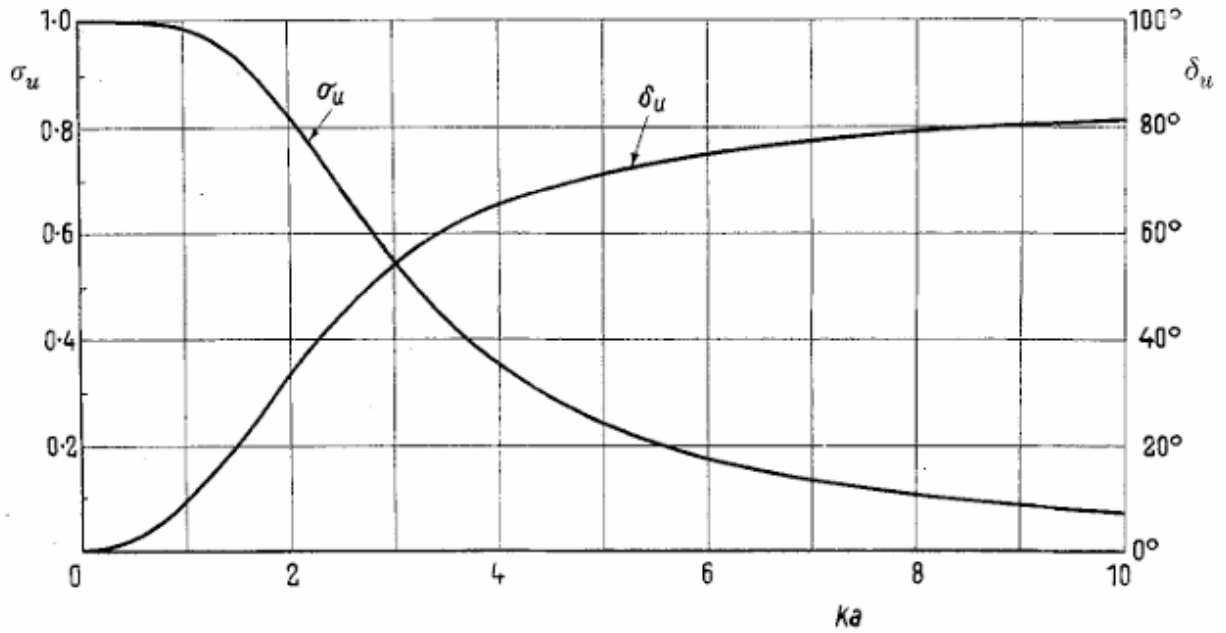


Рис. 1.1.1. Влияние частоты пульсаций градиента давления на σ_u , δ_u – амплитудный и фазовый сдвиг среднерасходной скорости в трубе [3]. ka – число Вомерсли (Wo), рассчитанное по радиусу трубы.

Уравнения движения (1.1.3) для гладкого канала отличается отсутствием цилиндрического слагаемого с множителем $1/r$, что дает отличающееся от (1.1.8) решение:

$$u(y, t) = \frac{\kappa_0}{4\nu} (h^2 - y^2) - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i\kappa_n}{n\omega} \left[1 - \frac{\cos\left(y \sqrt{\frac{n\omega}{\nu}} i^{\frac{3}{2}}\right)}{\cos\left(h \sqrt{\frac{n\omega}{\nu}} i^{\frac{3}{2}}\right)} \right] e^{in\omega t}, \quad (1.1.16)$$

где h – половина высоты канала, $y \in [-h, h]$. Различие решений (1.1.8) и (1.1.16) детально рассмотрено в работе Majdalani [4]. При этом Majdalani также приводит анализ асимптотик и проводит количественное сравнение с работой [3], а также вводит параметр амплитуды градиента давления

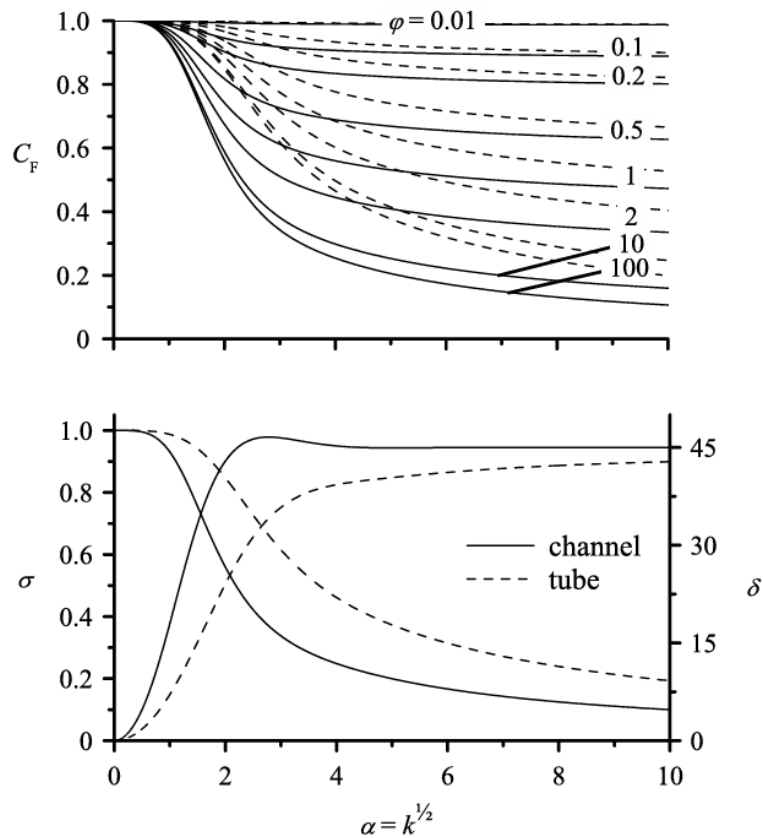


Рис. 1.1.2. Влияние амплитуды и частоты пульсаций градиента давления на касательные напряжения на стенке в трубе и канале. $C_F = \tau_{max}/\tau_{steady}$ – амплитуда колебаний трения, α – число Вомерсли, рассчитанное по полувысоте канала ($h = H/2$) и радиусу трубы R соответственно. σ, δ – амплитудная и фазовая задержка τ_w относительно градиента давления [4].

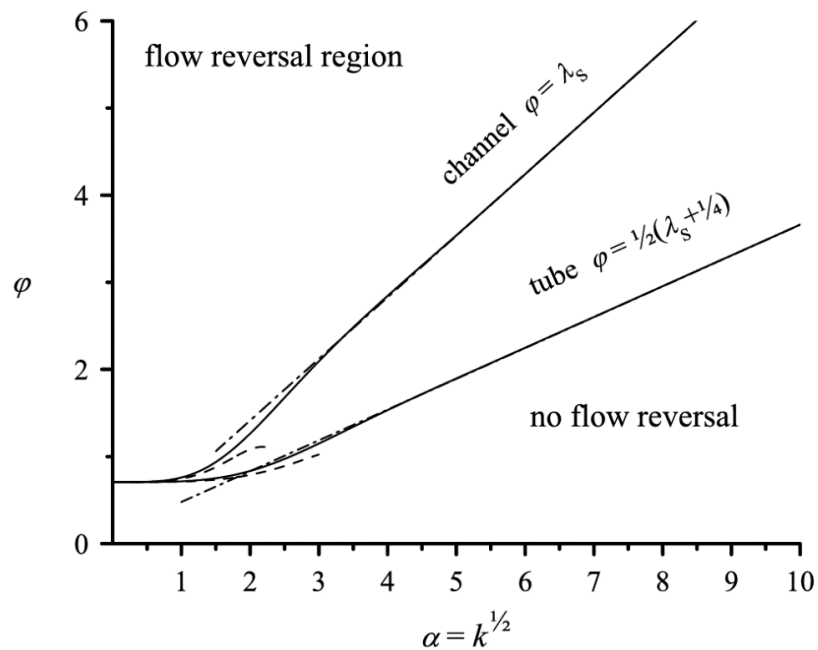


Рис. 1.1.3. Определение условий возникновения обратного потока в канале и трубе.

α – число Вомерсли (Wo), $\lambda_s = Wo/\sqrt{2}$ – число Стокса [4].

$$\varphi = \frac{\kappa}{\kappa_0}. \quad (1.1.17)$$

В работе Majdalani демонстрируется, что потоки в канале и трубе во многом схожи, однако асимптотическое поведение трения, фазовых и амплитудных задержек в канале наступает при меньших частотах и амплитудах пульсаций, рис. 1.1.2. Также в работе [4] проведено вычисление условий формирования обратного тока жидкости в зависимости от частоты и амплитуды колебаний градиента давления. Отмечается, что обратный ток в трубе появляется при значительно меньших амплитудах колебаний, рис. 1.1.3.

Несмотря на небольшие различия поведения пульсирующего потока в канале и трубе они следуют тому же паттерну при росте частоты. Их принято относить к одной категории и использовать схожие диапазоны параметров для классификации режимов. Не трудно в этом убедиться, если на диаграммах фазовых и амплитудных задержек, рис. 1.1.2, представлять число Вомерсли в зависимости от половины гидравлического диаметра канала, который как правило в 1.5-2 раза больше его высоты. Чем выше частота пульсации, тем тоньше слой Стокса и тем сильнее затухание. За пределами места, где сдвиговая волна эффективно полностью затухает, модуляция поля скоростей становится почти однородной по сечению канала, и поток на оси можно рассматривать как колеблющийся вокруг средней по времени скорости.

Помимо традиционных параметров, получаемых из аналитического подхода, для пульсирующих потоков принципиально важны частотные безразмерные числа. Наряду с уже упомянутым числом Вомерсли используют число Струхала, которое сравнивает временной масштаб пульсаций со временем конвекции через характерную длину [5–7]:

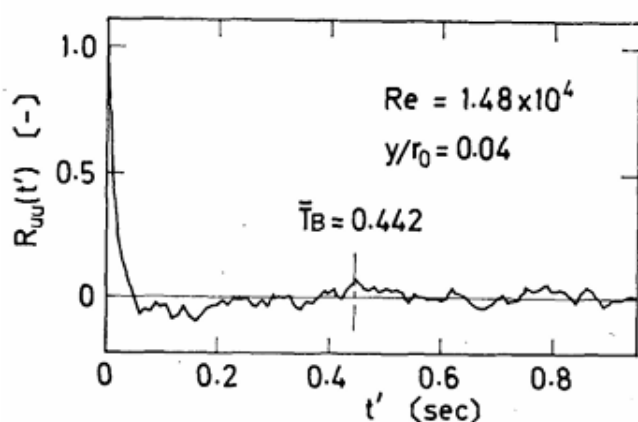
$$Sh = \frac{fL}{\bar{u}}, \quad (1.1.18)$$

где $\bar{}$ – означает усреднение по времени, f – частота пульсаций. Число Струхала активно применяется при описании как ламинарных, так и турбулентных пульсирующих потоков с наличием областей рециркуляции, например отрывных потоков [8], задач обтекания твердых тел [9,10], потоков в траншеях и кавернах [11].

В ранних экспериментальных работах по исследованию турбулентных потоков в трубах Mizushima [12,13] вводится концепция критического периода пульсаций, T_c . Значение данного критического периода соответствует максимальному временному промежутку между турбулентными всплесками в пограничном слое ($y^+ < 100$), $\bar{T}_{B_p}$, где индекс p отвечает пульсирующему режиму. Значение $\bar{T}_{B_p}$ при этом определяется как время, при котором возникает второй пик автокорреляции флуктуаций скорости вокруг огибающего за период значения в пульсирующем потоке, рис. 1.1.4 а. Согласно [12], при

периоде пульсаций потока $T > T_c$, $\bar{T}_{Bp}$ резко понижается и остается постоянным при дальнейшем росте периода пульсаций, 1.1.4 б. В своих работах Mizushima показывает, что при $T < T_c$, профили скорости в турбулентном потоке отклоняются от стационарных профилей скорости, в пульсациях скорости наблюдаются ярко выраженные фазы турбулизации и ламинаризации потока. Понятие критического периода и частоты турбулентных всплесков пограничного слоя продолжает встречаться в дальнейших исследованиях, но пользуется малой популярностью при классификации режимов турбулентного пульсирующего потока.

а)



б)

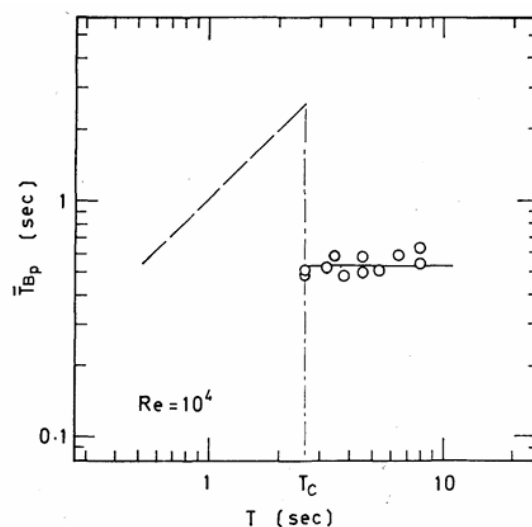


Рис. 1.1.4. Демонстрация метода определения критического периода колебаний, T_c . а) – вид автокорреляционной функции и значение периода турбулентных всплесков, б) – зависимость периода турбулентных всплесков от периода пульсаций [12].

Очевидно, существует много других способов комбинирования различных масштабов скорости и длины для характеристики различных эффектов, которые относятся к конкретным режимам. Однако, ранее введенные безразмерные параметры не обладали достаточной полнотой для описания турбулентных процессов в гладких каналах и трубах. Числу Струхала не хватало вязкости, а числу Вомерсли скорости среди характерных параметров течения. Характерные амплитудные и фазовые сдвиги скорости и трения на стенке в турбулентных потоках появляются при значительно больших частотах пульсаций, чем предсказывает ламинарная теория рис. 1.1.1, 1.1.2. Чем больше частота, тем тоньше слой Стокса и тем больше сдвиговых волн помещается вблизи стенки. В турбулентных потоках эффекты фазовых задержек проявляются при взаимодействии сдвиговых волн с вязким подслоем. Если сдвиговые волны распространяются вглубь потока, за пределы вязкого подслоя, то их влияние ослабляется за счет турбулентного перемешивания. В

следствие чего, при описании турбулентных пульсирующих потоков в гладких каналах и трубах наиболее популярным оказался параметр

$$\omega^+ = \frac{\omega \nu}{u_\tau^2} = 2 \left(\frac{\delta_v}{l_s} \right)^2, \quad (1.1.19)$$

который в литературе иногда называют турбулентной частотой Стокса [14], где $u_\tau = \sqrt{\langle \tau_w \rangle} / \rho$ – усредненная по времени динамическая скорость, τ_w – касательное напряжение на стенке, $\delta_v = \nu / u_\tau$ – характерная толщина вязкого подслоя, l_s – толщина слоя Стокса из (1.1.1). Данный параметр представляет отношение вязкого масштаба длины среднего турбулентного потока к среднему масштабу нестационарного ламинарного слоя Стокса у стенки. В работах Tardu и Binder [15], Mao и Hanratty [16] было показано, что он успешно характеризует многочисленные пристеночные особенности в турбулентных потоках в трубах и каналах с нестационарностью, наложенной на средний поток. Использование этого параметра особенно эффективно в случаях, когда пристенные эффекты намного важнее, чем влияние эффектов на масштабах характерной длины.

Однако, интерпретация взаимодействия сдвиговых волн с турбулентной структурой течения в трубах и каналах не ограничивается только вязким подслоем. В одной из широко известных существующих классификаций из работ Ramaprian и Tu [17,18] используется параметр

$$\frac{\omega D}{\overline{u}_\tau} = \frac{Wo^2}{\overline{u}_\tau D / \nu}, \quad (1.1.20)$$

который сравнивает характерный временной масштаб диффузии турбулентности до оси канала или трубы с периодом вынужденных колебаний, также получивший название турбулентного числа Стокса. Аналогично ω^+ , данный параметр позволил объяснить существенные расхождения в поведении ламинарных и турбулентных пульсирующих потоков при схожей частоте пульсаций. То, что считалось довольно высокой частотой в ламинарных течениях ($Wo \gg 1$), как правило не вызывает тех же фазовых и амплитудных сдвигов в турбулентных потоках.

В целом безразмерные параметры, используемые при описании пульсирующих потоков, можно разделить на две категории:

- 1) Внутреннее масштабирование. Такие параметры как ω^+ , $l_s^+ = \sqrt{2/\omega^+} = u_\tau / \sqrt{\omega \nu / 2}$ – число Стокса-Рейнольдса или турбулентная толщина Стокса, а также параметр $\omega D / \overline{u}_\tau$.
- 2) Внешнее масштабирование: числа Струхалы, Вомерсли и их производные с добавлением числа Рейнольдса.

1.2. Турбулентный пульсирующий поток в каналах и трубах. Классификация режимов.

Исследования турбулентного пульсирующего потока ведутся уже более шестидесяти лет, поскольку этот тип течения способен дать ценную информацию о фундаментальных механизмах турбулентности. Особый интерес представляют пульсирующие и нестационарные потоки у стенки, поскольку когерентные структуры, характерные для развитых турбулентных течений вблизи стенки, демонстрируют удивительную устойчивость к внешним возмущениям — в отличие от свободных сдвиговых потоков, таких как струи. Поэтому можно ожидать большего сходства между проявлениями турбулентности в различных нестационарных потоках у стенки, чем в неограниченных потоках.

Нестационарные эффекты в эффектах в пульсирующих пристенных потоках и турбулентных пограничных слоях проявляются как фазовый сдвиг и амплитудное изменение касательных напряжений на стенке $\tau_w(t)$ относительно осевой скорости или градиента давления. При высоких частотах пульсаций скорость вязкого подслоя «отстаёт» по фазе, а амплитуда напряжения может быть выше, чем в стационарном режиме с тем же средним числом Рейнольдса. Кроме того, в турбулентном пограничном слое вязкий подслой и буферная зона генерируют волны и вихри, которые «просеиваются» вовне и меняют логарифмический профиль, приводя к отклонениям от классического закона стенки. При сравнительно высоких частотах большая часть переменной (пульсационной) части вязких эффектов сосредоточена в тонком слое у стенки, тогда как внешняя часть пограничного слоя ведёт себя квазистационарно [19].

Одним из наиболее известных ранних обзоров экспериментальных исследований пульсирующих потоков была работа Carr [20]. В этом обзоре проведено обобщение более 50 экспериментальных работ 50-80х годов прошлого столетия по нестационарным турбулентным пограничным слоям (плоские пластины, трубы, диффузоры, крылья), с каталогом данных по скорости, турбулентности, сдвиговым напряжениям. Carr вводит классификацию различных экспериментов по проявлению не стационарных эффектов в зависимости от числа Струхала, рис 1.2.1 и от критического периода, введенного в работах [12,13], рис. 1.2.2.

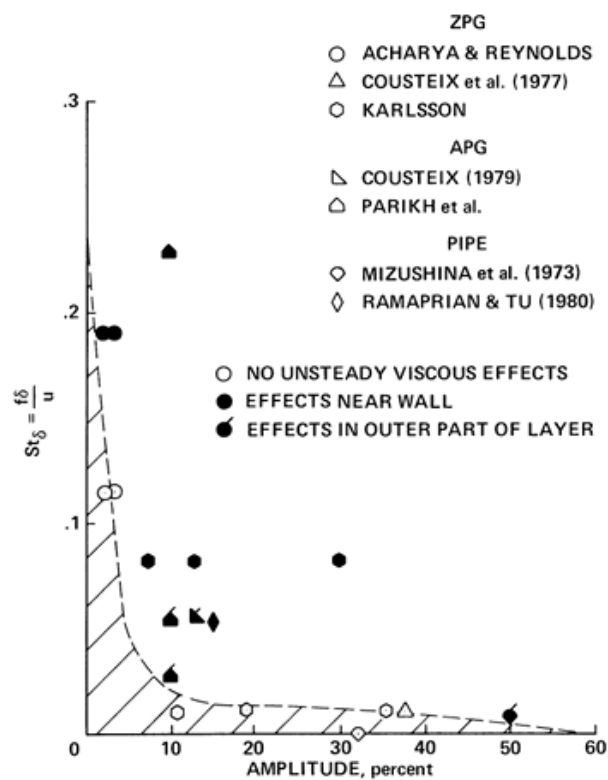


Рис. 1.2.1. Классификация режимов пульсирующего потока в зависимости от числа Струхала, темным цветом – проявление нестационарных вязких эффектов [20].

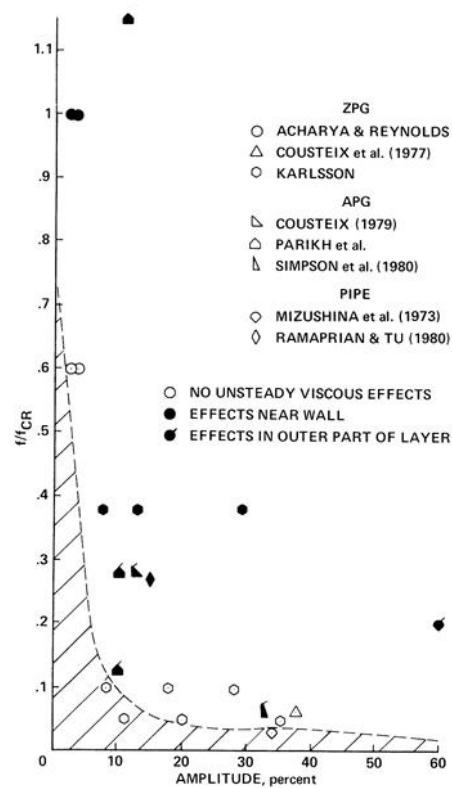


Рис. 1.2.2. Классификация режимов пульсирующего потока в зависимости от критической частоты турбулентных всплесков, темным цветом – проявление нестационарных вязких эффектов [20].

В своем обзоре Carr делает несколько основных выводов:

- 1) Профиль средней скорости, усреднённой по времени, почти всегда совпадает с профилем скорости, который имел бы место в установившемся потоке при эквивалентной средней скорости внешнего потока. Однако, несмотря на совпадение этих средних профилей, могут присутствовать сильные локальные нестационарные вязкие эффекты течения.
- 2) Нестационарные эффекты часто ограничиваются тонким слоем вблизи стенки, в то время как внешняя часть пограничного слоя практически не затрагивается.
- 3) Когда имеющиеся данные представляют в безразмерной частоте, квазистационарные результаты наблюдаются лишь в узком диапазоне амплитуд и частот, при числе Струхала $Sh < 0.01$ или малой амплитуде пульсаций $A < 0.1$.
- 4) Нестационарные эффекты проявляются даже тогда, когда частота наложенных колебаний значительно меньше локальной частоты всплесков турбулентности, особенно при течении с неблагоприятным градиентом давления [12,13].

Большая часть экспериментов, упомянутых в этом обзоре, проходила в условиях турбулентного потока с средними за период числами Рейнольдса порядка $5 \cdot 10^4$ [12,13], что соответствует умеренной турбулентности. Рабочая среда воздух, вода или масло. Классификация режимов течения потока в пульсирующих пограничных слоях в гладких каналах и трубах по числу Струхала не обрела большой популярности в дальнейшей литературе, поскольку никаким образом не учитывала вязкость среды. Использование критического периода в качестве характерного параметра режима тоже редко встречается в более поздних исследованиях, ввиду сложности его точного определения. Несмотря на это, концепция наложения внешне вызванных колебаний потока на собственную частоту турбулентных всплесков в пограничном слое часто встречается в рамках качественного объяснения результатов экспериментов.

Примерно в то же время активно шли исследования по аналитическому описанию пульсирующих турбулентных течений. Фундаментальные работы в этой области были проведены Brown и др. [21], Ohmi и др. [22–24]. Они анализировали структуру пульсирующего турбулентного потока в трубе с допущением, что турбулентная вязкость ε^* пульсирующего потока не отличалась от турбулентной вязкости стационарного потока ε . При этом использовался классический подход рейнольдсова осреднения [25] по ансамблю, с предположением что происходило краткосрочное усреднение, то есть характерное время осреднения было много меньше периода пульсаций потока.

Рассмотрение турбулентного сдвигового потока у стенки в виде временного среднего течения приводит к концепции существования турбулентных напряжений сдвига,

добавляющихся к вязким. Это позволяет описывать такое течение как стационарное, состоящее из отдельных областей, определяемых соотношением между вязкими и турбулентными напряжениями. Аналогичный подход был применен и к турбулентным пульсирующим потокам. Используя усреднение по фазе, поле скоростей можно разложить на среднее по фазе распределение скорости и наложенные на него турбулентные пульсации. Турбулентные флуктуации скорости, возникающие как случайные отклонения мгновенного значения от фазово-усреднённого, позволяют вычислить и охарактеризовать статистические свойства турбулентности. Следовательно, турбулентный пульсирующий поток также можно описывать через систему слоёв, определяемых относительным вкладом вязких и турбулентных напряжений сдвига.

В работах [22–24] рассматривались различные распределения турбулентной вязкости по радиусу трубы, такие как распределение Тейлора-Прандтля или фон Кармана, разделив поперечное сечение трубы на три и четыре области. Предполагалось, что потери на трение для пульсирующего турбулентного потока в трубе не отличались от потерь стационарного турбулентного потока. Осредненные уравнения Навье-Стокса при этом записывались в классическом виде для несжимаемой жидкости:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{u'v'}), \quad (1.2.1)$$

$$\overline{u'v'} = -\varepsilon^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial r}, \quad (1.2.2)$$

$$\rho_0 \frac{d\bar{U}_m}{dt} + \frac{4\bar{\tau}_w}{D} = \frac{\Delta \bar{P}}{L}, \quad (1.2.3)$$

где уравнение (1.2.3) получено интегрированием уравнения (1.2.1) по радиусу трубы, индекс m означает среднее по сечению.

Позднее, также в работе Ohmi и др. [26], был выполнен расчет распределения скорости в пульсирующем несжимаемом турбулентном течении в трубе, используя зависящую от времени турбулентную вязкость ε^* для описания напряжений Рейнольдса. Было обнаружено, что ε^* изменялась с динамической скоростью u^* , соответствующей мгновенному распределению осевой скорости по поперечному сечению трубы. Турбулентная вязкость пульсирующего потока ε^* рассматривалась как состоящая из стационарной компоненты ε и колебательной компоненты $\Delta\varepsilon$, следующим образом:

$$\varepsilon^* = \varepsilon + \Delta\varepsilon(t). \quad (1.2.4)$$

При этом Ohmi указал что четырёхслойная модель фон-Кармана лучше согласуется с экспериментами с учетом нестационарной вязкости.

Обзор большого количества экспериментальных и теоретических работ включающих подход рейнольдсова осреднения был выполнен Gundogdu и Carpinlioglu [27,28]. Данные обзоры приводит следующие обобщения, исходя из работ Ohmi и Brown:

- 1) Четырёхслойная модель, предложенная фон Карманом, была достаточно обоснованной для иллюстрации поведения потока.
- 2) Осевое распределение скоростей на оси трубы, рассчитанное с использованием экспериментальных значений давления, не согласовывалось с экспериментальными результатами при низких частотах без учета колебательной компоненты вязкости $\Delta\epsilon(t)$.
- 3) Для низких частот, $Wo \leq 1.924$, поток находился в квазистационарном состоянии, но для согласования с экспериментом необходимо учитывать $\Delta\epsilon(t)$.
- 4) При высоких частотах, $Wo > 1.924$, поведение потока хорошо описывается моделью с постоянной вязкостью.

Традиционно в литературе обозначение квазистационарного диапазона пульсирующего потока определяется возможностью его описания через стационарные закономерности. Таким образом, результаты модели переменной вязкости из работы [26] идут вразрез с общим трендом, однако они объясняются предельным поведением скорости при росте частоты. При $Wo \rightarrow \infty$, амплитуда колебаний скорости относительно градиента давления стремится к 0, что следует из аналитического решения Womersley и Uchida [2,3].

Позднее стала очевидна необходимость учета всех параметров среды (скорости, масштаба и вязкости) при классификации режимов. В работах [21,29–32] вводится понятие зависящей от числа Рейнольдса предельной квазистационарной частоты $Wo_q(Re_{ta})$ и границы высоких частот (инерционно-доминируемого потока) $Wo_i(Re_{ta})$.

В работе [21] аналитически и экспериментально исследовали отклик пульсирующих турбулентных течений в трубах на колебания малой амплитуды на акустических частотах, соответствующих $31.62 \leq Wo \leq 774.6$, для диапазона средних чисел Рейнольдса $1100 \leq Re_{ta} \leq 10^5$. При этих высоких частотах наблюдаемое затухание согласовывалось с расчетом, основанным на независимом от времени профиле распределения турбулентной вязкости, поскольку структура потока и турбулентность не имели времени приспособиться к быстрым флуктуациям скорости. При этом предельную квазистационарную частоту описывали как $Wo_q = 0.014Re_{ta}^{0.84}$, а границу высокочастотного региона $Wo_i = 2.5 \cdot 10^{-4}Re_{ta}^{1.6}$ для жидкости и газа в трубе с адиабатическими стенками.

В работе [29] измерялось падение давления на трении в течение одного цикла пульсации для диапазонов параметров потока $10^5 \leq Re_{ta} \leq 2 \cdot 10^5$, $A \leq 0.5$ и $44 \leq Wo \leq 57$. Они показали, что экспериментальные значения члена градиента давления $\Delta P/$

L хорошо согласовывались с его значениями, рассчитанными из уравнения (1.2.3). Касательное напряжение для расчета было получено из соотношения:

$$\tau_w = \frac{\lambda_s}{8} \rho U_m^2. \quad (1.2.5)$$

Коэффициент трения трубы λ_s в данной работе был определен из соотношения Кармана-Никурадзе:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_s}} = 1.746 \ln(Re_{ta} \sqrt{\lambda_s}) - 9.195, \quad (1.2.6)$$

где численные значения подбирались из эксперимента. В данной работе был сделан вывод, что квазистационарное приближение выполнялось для всего диапазона исследованных параметров: $Wo_q^2 \geq 0.025 Re_{ta}$.

В работе [30] при помощи разработанной Wood и Funk упрощенной модели пограничного слоя [33] на основе анализа сопротивления потока был выведен квазистационарный диапазон $Wo_q^2 = 0.00105 Re_{ta}^{1.5}$ для средних чисел Рейнольдса $10^4 \leq Re_{ta} \leq 10^5$. При этом работа опиралась на экспериментальные данные [21].

Дальнейшие работы Ohimi и др. [31,32] демонстрировали попытки обобщить границу применимости квазистационарного подхода как функцию $Wo_q^2 = C \cdot Re_{ta}^{0.75}$. Показатель степени 0.75 был выбран из соображения комбинации коэффициента сопротивления труб $\lambda_s \sim Re^{-1/4}$ и числа Рейнольдса. При этом экспериментально квазистационарный режим был подтвержден при $10^5 \leq Re_{ta} \leq 10^7$ для соотношения $Wo_q^2 = 0.066 Re_{ta} \lambda_s$, где λ_s находилось из закона сопротивления Прандтля для труб.

Обобщение вышеизложенных результатов по определению разделов режимов потока в работах [21,29–32] представлено на рис. 1.2.3. Заметны серьезные противоречия между авторами, при этом в некоторых работах было заявлено о валидации критериев на различных средах, воде и воздухе. Таким образом можно сказать, что классификации режимов турбулентного пульсирующего потока по числу Вомерсли и Рейнольдса не оправдала возложенных надежд.

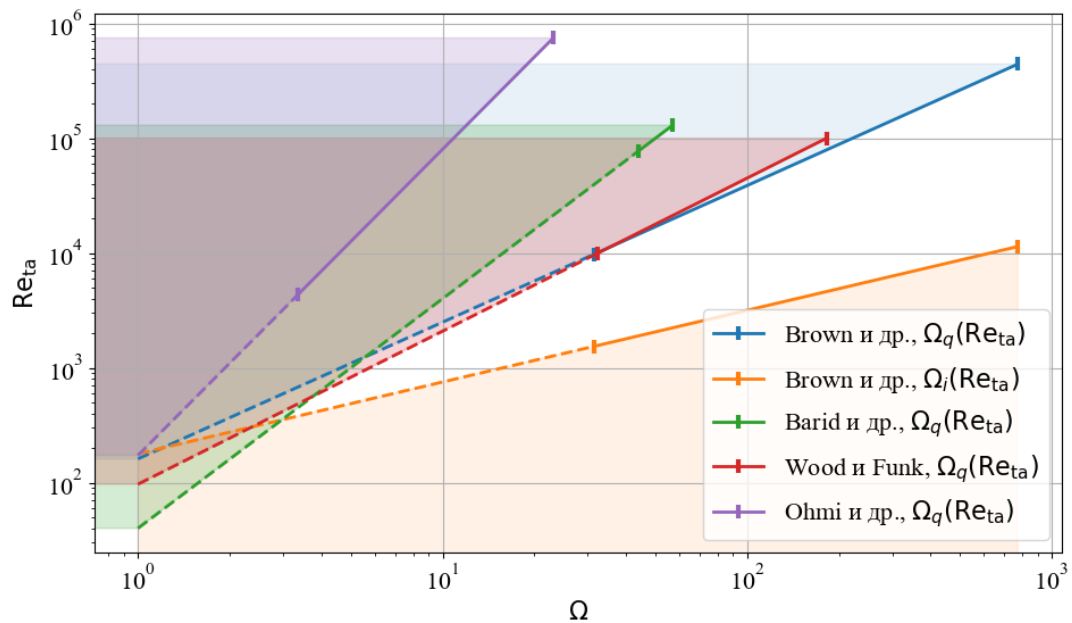


Рис. 1.2.3. Классификация режимов потока зависимости от числа Вомерсли и Рейнольдса. Сплошные линии – экспериментально измеренные диапазоны авторов, прерывистые линии – аппроксимация на область низких частот, закрашенные области – квазистационарный и инерционно-доминируемые режимы соответственно индексам q и i .

Переходя к более поздним исследованиям турбулентного пульсирующего потока в трубах и каналах, фундаментальные работы в этой области были проведены Ramaprian и Tu [17,18,34], Mao и Hanratty [16,35], Tardu и Binder [15,36,37], Shemer и др. [38], Brereton и др. [39–41]. Успех данных исследований во многом состоялся благодаря появлению новых методик измерения параметров потока, таких как LDA, в середине 80х годов прошлого столетия. Эти работы в наше время считаются классическими экспериментальными работами в области пульсирующих потоков.

Работа Ramaprian и Tu [34] в области переходных чисел Рейнольдса показывает, что периодические колебания расхода могут не только повышать критическое число Рейнольдса и частично или полностью ламинаризовать переходное течение, но и заметно менять среднее турбулентное течение при частотах близких к частотам турбулентных всплесков пограничного слоя. На этих критических частотах усиливаются касательное напряжение и потери, профиль скорости у стены приобретает перегиб, при этом турбулентные напряжения и интенсивность во внутренней области оказываются почти «замороженными», что противоречит расчетам. Однако при низких частотах течение ведет себя квазистационарно, касательные напряжения на стенке возможно достаточно точно определять законом сопротивления Блазиуса, рис. 1.2.4.

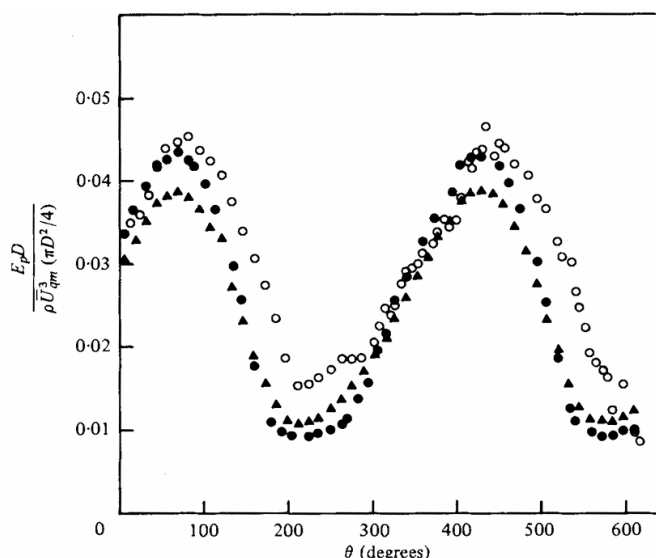


Рис. 1.2.4. Изменение скорости совершения работы силами сдвига в зависимости от фазового угла. $\circ$ — данные для нестационарного турбулентного течения, $f=1.75$ Гц; $\blacktriangle$ — расчёт по квазистационарной формуле Блазиуса, $\lambda = 0.3165 Re^{-0.25}$; $\blacksquare$ — по квазистационарным измерениям перепада давления в реальном переходном течении [34].

В работах [17,18] исследуется полностью развитый периодический турбулентный поток воды в круглой трубе диаметром $D=50$ мм при среднем $Re_{ta} \approx 50\,000$ с синусоидальной модуляцией расхода. Авторы рассматривают всего пару частот, 0.5 и 3.6 Гц, считая меньшую из них квазистационарной, но проводят очень подробное исследование профилей скорости, касательных напряжений профилей турбулентных пульсаций и реинольдсовых напряжений. При этом приводится анализ как усредненных за период параметров потока, так и статистика для данной конкретной фазы пульсаций. Частота 3.6 Гц одного порядка с частотой турбулентных всплесков пограничного слоя. Амплитуда пульсаций составляла 0.64 для частоты 0.5 Гц и 0.15 для частоты 3.6 Гц.

При этом в работах [17,18] сравниваются результаты экспериментов с квазистационарной теорией. В этом заключалась принципиальная новизна исследования, поскольку ранее сравнение эксперимента происходило как правило со стационарными моделями. В качестве квазистационарной теоретической оценки Ramaprian и Tu используют расчет стандартной k - ϵ подобной модели Прандтля для нестационарных осредненных уравнений, нестационарность входила в расчет только через зависимость градиента давления от времени и через зависящую от времени турбулентную кинетическую энергию. Замыкание турбулентных напряжений происходит через усреднённую по ансамблю вихревую вязкость $\nu_t = \frac{1}{2} l q$, но в данном случае авторы используют экспоненциальную интерпретацию:

$$\nu_t = l q^2 \exp\left(-c \frac{q^2}{\nu}\right), \quad (1.2.7)$$

где, $q^2(r, t) = \overline{u'^2 + v'^2 + w'^2}$ – турбулентная энергия, c – константа модели, l – масштаб длины смещения. Масштаб длины l считался независимым от времени, только функцией радиуса:

$$l = \frac{4R}{30} \left(1 - \frac{r}{R}\right). \quad (1.2.8)$$

Все константы и модель диссипации берутся «как есть» из работы [42], то есть это в сущности стационарная модель, применённая в квазистационарной постановке.

Результаты изложенные в [17,18] говорят о том, что теоретически полученные усредненные по времени профили скорости из квазистационарной модели турбулентности очень хорошо согласуются с экспериментом. Однако, данные работы содержат критику универсального логарифмического закона:

$$u^+ = 2.44 \ln y^+ + 5.5, \quad (1.2.9)$$

где $u^+ = u/u^*$, $y^+ = y u^*/\nu$, $u^* = \sqrt{\tau_w/\rho}$ для средних за период значений. Усредненные по фазе, как и усредненные за период, профили скорости плохо укладываются на логарифмический закон, особенно в области низких частот, рис. 1.2.5. Так же было продемонстрировано, что наложенные колебания существенно влияют на усреднённое течение, особенно когда частота осцилляции близка к характерной частоте турбулентности. Профиль усреднённой скорости имеет точку перегиба у стенки и не подчиняется логарифмическому закону. При низких частотах наблюдаются сильные искажения профилей скорости и турбулентной интенсивности, тогда как при высоких — искажения ограничиваются тонким пристенным слоем. Интенсивность турбулентности частично или полностью «заморожена» в течение цикла. Квазистационарные модели (например, модель энергии Прандтля) не способны точно описать влияние нестационарности: предсказывают несущественные изменения усреднённого потока и не воспроизводят динамику турбулентности, хотя на высоких частотах лучше согласуются с внешней зоной течения.

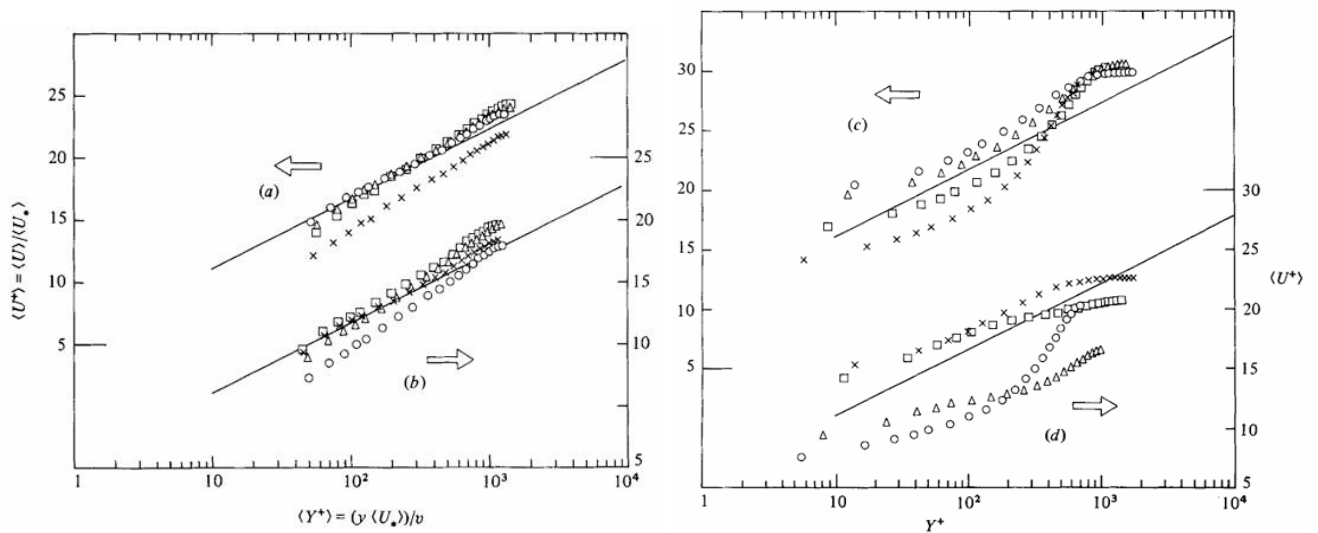


Рис. 1.2.5. Осреднённые по фазе профили скорости в координатах пристеночного слоя при частоте колебаний 3.6 Гц (а, б) и 0.5 Гц (с, д). а, с – фазы торможения потока, б, д – фазы ускорения потока [17].

Для классификации режимов потока Ramaprian и Tu [18] вводят параметр $\omega D / u_\tau$. В зависимости от этого параметра выделено пять режимов течения: квазистационарный (I), низкочастотный (II), промежуточный (III), высокочастотный (IV) и быстрых колебаний (V), рис. 1.2.6. В режиме I ($\omega D / u_\tau \lesssim 0.1$) течение и турбулентная структура квазистационарны, амплитудного и фазового сдвига нет, квазистационарные модели полностью применимы. В режиме II ($0.1 \lesssim \omega D / u_\tau < 1$) среднее течение почти не меняется, но в периодической составляющей по всему сдвиговому слою появляются амплитудный и фазовый сдвиг. Турбулентность при этом остаётся практически квазистационарной, нужны нестационарные расчёты, но с квазистационарным замыканием. В режиме III ($1 \lesssim \omega D / u_\tau < 10$) начинается прямое взаимодействие колебаний с турбулентными всплесками пограничного слоя: и периодическое поле скорости, и турбулентные пульсации отклоняются от квазистационарного, квазистационарные модели становятся всё менее корректными, хотя среднее течение ещё близко к квазистационарному.

В режиме IV ($\omega D / u_\tau \sim 10$) колебания сильно взаимодействуют с всплесками у стенки: средний профиль скорости меняется (возможен перегиб у стенки), периодическое течение существенно изменяется лишь в тонком пристенном слое, а во внешней области ведёт себя почти как невязкое; турбулентность выходит из равновесия, интенсивность во внешней зоне почти «заморожена», квазистационарные модели полностью не работают. В режиме V ($\omega D / u_\tau \sim 100$) взаимодействие с турбулентностью ещё сильнее, но ограничено

еще более тонким пристенным слоем порядка 0.01 диаметра трубы, однако работ в этой области мало для верификации наблюдений.

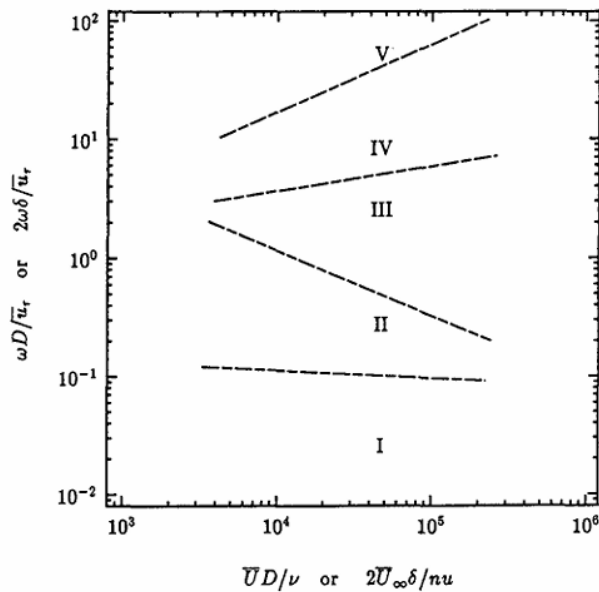


Рис. 1.2.6. Классификация режимов пульсирующего потока в трубах и каналах, согласно [18]. По оси абсцисс – среднее за период число Рейнольдса, ось ординат – безразмерная частота $\omega D/u_\tau$.

В работе Мао и Hanratty [16] измеряется фазовоусреднённое касательное напряжение на стенке в турбулентном течении в трубе с наложенными малой амплитуды синусоидальными колебаниями и исследуется его зависимость от безразмерной частоты ω^+ (1.1.19) в диапазоне 0.0075–0.21. Показано, что при $\omega^+ > 0.08$, когда стоксов слой тоньше вязкого подслоя, измеренные амплитуды колебаний τ_w заметно ниже квазиламинарного предсказания; этот эффект нельзя объяснить ни погрешностями частотного отклика зонда, ни нелинейностью по амплитуде, и он согласуется с независимыми измерениями скоростей у стенки. Делается вывод, что при больших ω^+ в вязком подслое возникают изменения турбулентности, не учтённые существующими моделями: они проявляются, когда частота навязанных колебаний сравнима с характерной частотой турбулентных всплесков ($\omega^+/15 \sim 0.004$), но практически не влияют на средний профиль скорости и усреднённые турбулентные характеристики. В области малых ω^+ , где стоксов слой толстый, квазиламинарная модель Uchida [3] не работает, и прямое использование стандартных моделей турбулентности не воспроизводит эксперимент, в частности резкий скачок фазового угла. Также авторами демонстрируются измерения пульсаций градиентов скорости на стенке и их энергетические спектры, рис. 1.2.7, 1.2.8. Обнаружено, что в рассмотренном диапазоне частот отсутствует зависимость относительной величины пульсаций на стенке от числа Рейнольдса и частоты колебаний. Пульсации потока не

вливают на энергетический спектр градиента скорости на стенке, за исключением пиков на частотах колебаний.

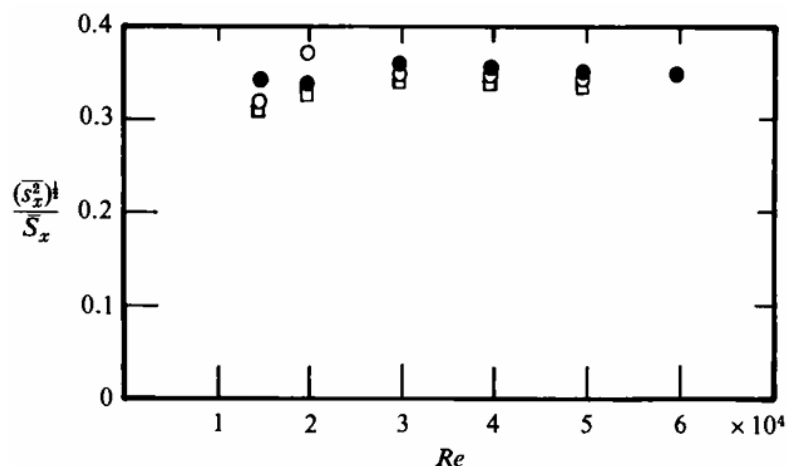


Рис. 1.2.7. Средние по времени интенсивности турбулентных флуктуаций градиента скорости у стенки при разных режимах течения: ● — стационарный режим; ○ — при $f=0.625$ Гц; □ — при $f=0.325$ Гц [16].

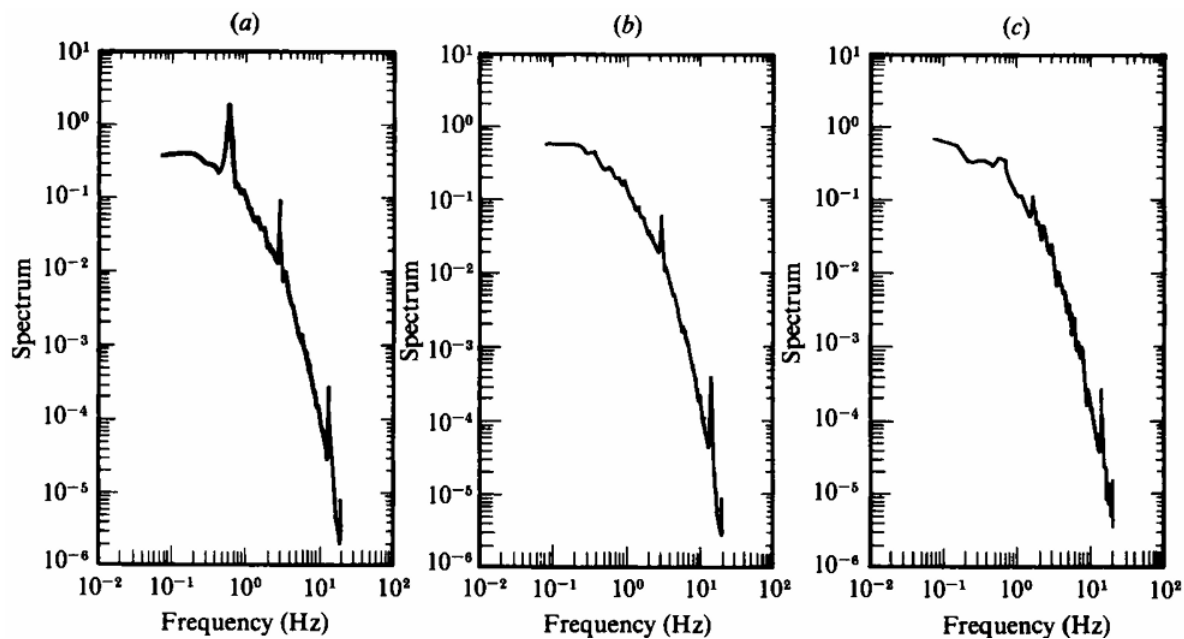


Рис. 1.2.8. Спектр флуктуаций градиента скорости у стенки ($Re = 30000$): (a) при наличии колебаний, $f=0.62$ Гц; (b) после вычитания периодической (осцилляционной) компоненты; (c) при стационарном течении [16].

В более поздней работе Мао и Hanratty [35] исследуется, могут ли навязанные крупноамплитудные колебания в турбулентном трубном потоке снижать сопротивление. Поскольку поле скоростей трудно измерить напрямую, используют измерения градиента скорости у стенки «сэндвич»-зондами и обратный массопереносный анализ. Теоретически

для медленных колебаний (квазистационарный подход) ожидался рост среднего сопротивления, но при достаточно высоких частотах $\omega^+ = 0.0138 - 0.0506$ синусоидальные колебания большой амплитуды не меняют средний коэффициент трения, если нет реверсии потока у стенки. Существенное снижение сопротивления (до 8–13%) наблюдается только при настолько больших амплитудах, что в течение части периода возникает реверсия у стенки, дающая отрицательный вклад в среднюю силу трения. Несинусоидальные колебания низкой частоты, специально подобранные под благоприятный градиент давления, ожидаемого устойчивого ослабления сопротивления не дали, однако при росте числа Рейнольдса с 9700 до 19200 всё же фиксируется снижение сопротивления, вероятно связанное с сокращением временных масштабов турбулентности и недостаточно быстрым откликом потока на резкие изменения градиента давления.

Кроме этого, в работе [35] авторы выдвигают важное обобщение режимов пульсирующего потока в зависимости от частоты ω^+ , которое в свою очередь хорошо согласуется с ламинарной теорией и экспериментами Ramaprian и Tu [17,18], рис. 1.2.9, 1.2.10. При малой частоте $\omega^+ < 0.0138$, амплитудный и фазовый сдвиги градиента скорости на стенке (пропорционален касательному напряжению на стенке) оказываются незначительны относительно колебаний усредненной по фазе скорости на оси трубы, что согласуется с квазистационарным решением. При больших частотах $\omega^+ > 0.0138$ фазовая задержка между осевой скоростью и градиентом скорости на стенке стремится к $\pi/4$, что соответствует выводам из ламинарного решения Uchida [3]. Относительные турбулентные флуктуации градиента скорости слабо зависят от фазы.

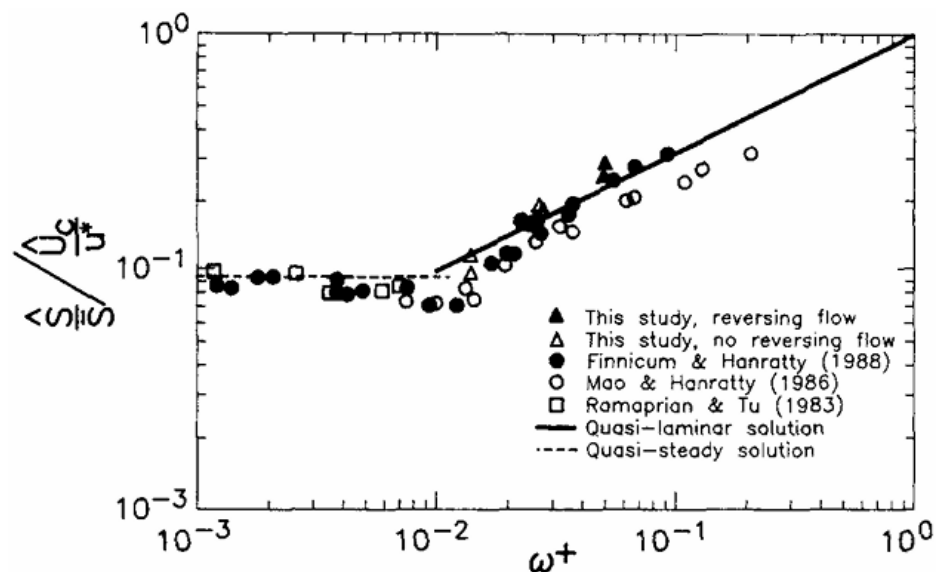


Рис. 1.2.9. Изменение относительной амплитуды градиента скорости на стенке, $\hat{S}$ – амплитуда градиента, $\bar{S}$ – среднее значение градиента за период, $\hat{U}_c$ – амплитуда осевой скорости, u^* – скорость трения [35].

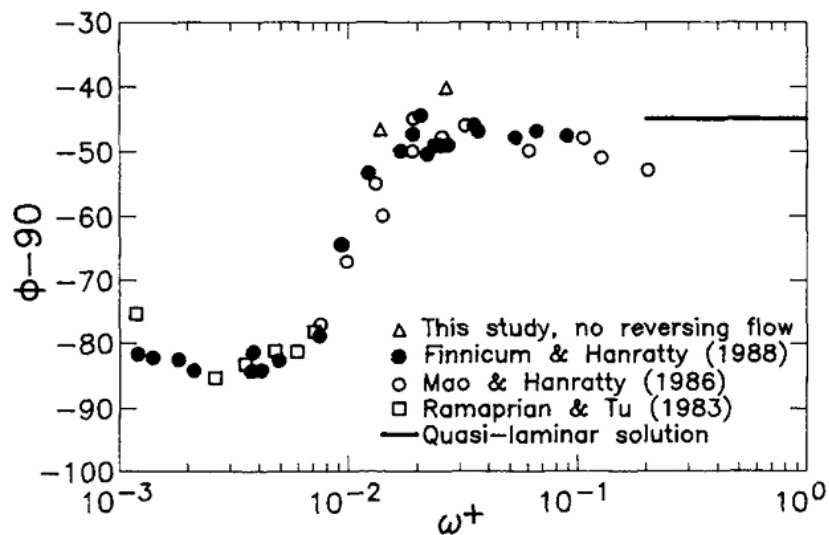


Рис. 1.2.10. Фазовая задержка градиента скорости относительно скорости на оси трубы [35].

Позднее, в работах [15,36,37], проводятся экспериментальные исследования пульсирующих и осциллирующих турбулентных потоков в каналах. В очередной раз подтверждается, что усреднённые по времени характеристики почти не зависят от внешнего воздействия, за исключением интенсивности турбулентности в инерционном подслое, даже при периодической смене направления потока у стенки. Было показано, средний за период профиль скорости подчиняется универсальному логарифмическому закону, при этом проводится сравнение с работами других авторов, рис. 1.2.11. Модуляция турбулентности, описываемая фазовыми осреднениями $\langle u'u' \rangle$ и $\langle \tau'_w \tau'_w \rangle$, зарождается в буферном слое и распространяется от стенки с диффузивностью, близкой к вихревой диффузивности инерционного подслоя; при этом отклик $\langle \tau'_w \tau'_w \rangle$ затухает быстрее, чем $\langle u'u' \rangle$, что указывает на большее время релаксации турбулентности у стенки. Важные изменения структуры турбулентности происходят в диапазоне $l_s^+ \approx 10 - 13$ ($\omega^+ \approx 0.012 - 0.02$), близком к средней частоте турбулентных всплесков пограничного слоя, где взаимодействие осциллирующего потока с турбулентностью в буферной зоне оказывается наибольшим. При более высоких частотах эта зона ведёт себя как поршневой поток, а при более низких реализуется квазистационарный режим. При этом квазистационарная модель хорошо описывает низкочастотное поведение и даёт верный тренд при больших амплитудах. Результаты данных работ хорошо согласуются с классификацией предложенной Мао и Hanratty, рис. 1.2.9, 1.2.10.

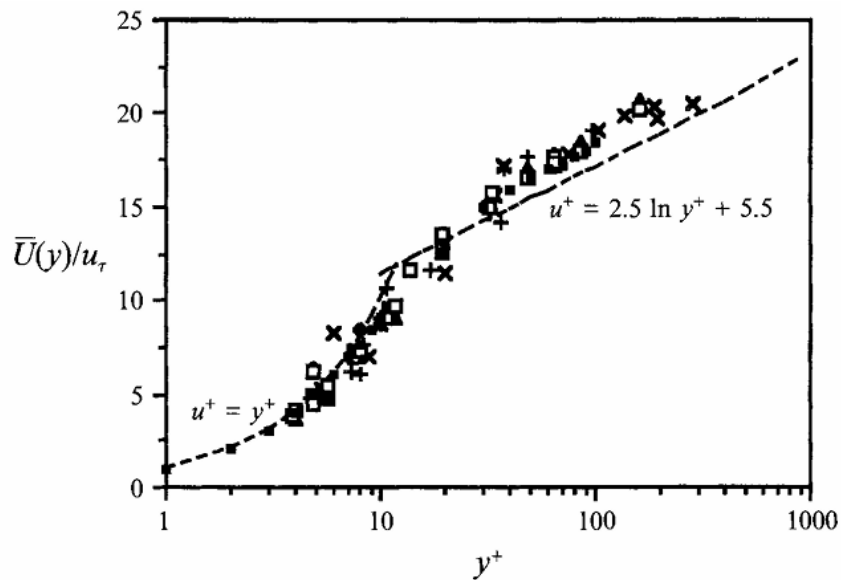


Рис. 1.2.11. Профили средней за период скорости в универсальных координатах. Разные маркеры соответствуют разным амплитудам и частотам пульсаций, а также работам других авторов [35,36].

Исследования Brereton и др. [39–41] сфокусированы на анализе турбулентных характеристик пульсирующего потока. Показано, что отклик турбулентности в основном выражается в периодической организации величин $\langle u'u' \rangle$, $\langle v'v' \rangle$, $\langle u'v' \rangle$ на частоте принудительных колебаний, при этом средние (стационарные) спектральные характеристики и инерционный субдиапазон остаются близки к установившемуся течению. При этом нестационарность турбулентных пульсаций проявляется главным образом в пристенной области. Производство турбулентной энергии $\left(-\langle u'v' \rangle \frac{dU}{dy} \right)$ в пульсирующем потоке фактически есть модуляция обычного производства турбулентности вблизи стенки: пики усредненного за период пульсирующего производства совпадают по положению с пиками среднего производства ($y^+ \approx 8-10$), а амплитуда осцилляций уменьшается с ростом частоты; фазовые сдвиги между $\langle u'u' \rangle$ и $\langle v'v' \rangle$, рис. 1.2.12, интерпретируются как экспериментальное подтверждение механизмов межкомпонентного обмена энергии, известных по DNS осциллирующее производство и осциллирующие напряжения выглядят как модуляция обычного механизма турбулентных всплесков, а не как новый механизм.

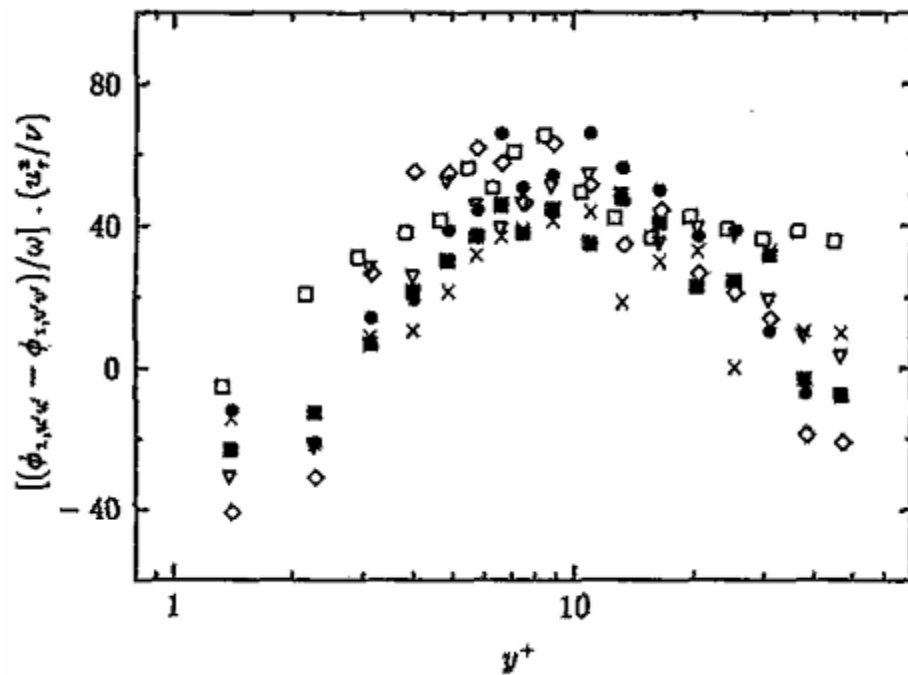


Рис. 1.2.12. Профили вблизи стенки для нормализованного временного запаздывания между максимумами $\langle u'u' \rangle$ и $\langle v'v' \rangle$; $\square$ — 0.2 Гц; ∇ — 0.5 Гц; $\diamond$ — 0.8 Гц; $\bullet$ — 1.0 Гц; $\blacksquare$ — 1.6 Гц; $\times$ — 2.0 Гц. [41].

Результаты классических экспериментальных работ 80х-90х годов подтверждают более новые расчётные исследования [43–46] для широкого диапазона амплитуд пульсации. Среди современных работ достаточно мало экспериментальных исследований пульсирующего потока в пристенной области. Работы [47,48] посвящена анализу осредненных скоростей и турбулентных напряжений, однако отсутствует описание динамики пограничного слоя. В работе [48] детально рассматриваются касательные напряжения в турбулентном пульсирующем потоке, однако при этом практически не уделяется внимание напряжениям на стенке. На сегодняшний день практически отсутствуют экспериментальные исследования по изучению динамики параметров пограничного слоя, таких как толщины потери импульса и вытеснения.

Опираясь на рассмотренные в данной главе исследования можно заключить что пульсации потока оказывают ограниченное влияние на средние по времени характеристики турбулентных течений в гладких геометриях. Однако, совершенно другая тенденция наблюдается в закономерностях, связанных с трением. На практике, в переходных и турбулентных числах Рейнольдса наблюдается существенное повышение сопротивления в пульсирующем потоке относительно усредненного стационарного случая [49].

1.3. Отрывные пульсирующие турбулентные потоки.

Отрывные течения представляют как фундаментальный, так и технический интерес. В современных инженерно-технических и электронных устройствах зачастую возникает необходимость усиления теплообмена с охлаждающей жидкостью. Данные системы как правило обладают сложной геометрией, что приводит к появлению областей рециркуляции потока, которые негативно сказываются на интегральном теплообмене. Формирование отрывных когерентных структур при обтекании твердых тел и их влияние в процессах тепломассопереноса достаточно хорошо изучено на сегодняшний день [50,51]. В отличие от стационарных потоков, пульсирующие отрывные течения изучены более фрагментарно. На фоне ограниченного эффекта на средние во времени характеристики пульсирующего потока в гладких каналах и трубах, эффекты пульсаций значительно выражены при отрыве. При этом возможные механизмы взаимодействия наложенных пульсаций потока с возникающими при отрыве потока структурами довольно многообразны.

Например в работах Rockwell [52–54] рассматривается теоретическое предсказание частот самоподдерживающихся колебаний сдвигового слоя, обтекающего полость. Механизм обратной связи при колебаниях над полостью представляет собой замкнутый петлевой процесс: малое поперечное возмущение сдвигового слоя в точке отрыва на передней кромке полости ($x = 0$) нарастает вниз по потоку в виде волны неустойчивости, достигая максимальной амплитуды у задней кромки ($x = L$) и вызывая периодические флуктуации объёма, который «захватывается» полостью. Поскольку жидкость несжимаема, эти флуктуации порождают флуктуации давления, которые передаются обратно к точке отрыва и вновь отклоняют линию тока — при этом обязательным условием самоподдержания является сдвиг фаз π между флуктуацией объёма и возмущением в точке $x = 0$. Rockwell рассматривает исключительно гидродинамический тип такой обратной связи (низкие числа Маха), при котором длина волны колебаний сдвигового слоя значительно превышает длину полости и акустический резонанс несущественен, а само наличие полости усиливает обратную связь, поддерживая колебания в широком диапазоне скоростей и частот.

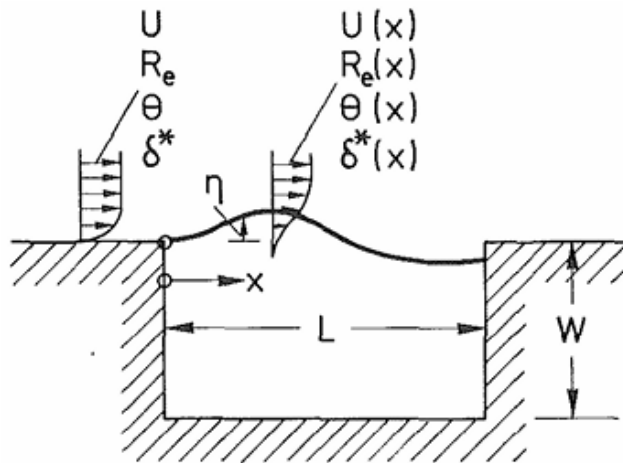


Рис. 1.3.1. Самоподдерживающиеся колебания сдвигового слоя в потоке над полостью произвольной геометрии [52].

Подобный механизм образования собственных колебаний в вихревой системе в совокупности с наложенными пульсациями потока способен приводить к резонансному усилению интегрального теплообмена. Классические численные работы Ghaddar, Patera и др [55,56] в этом направлении подтвердили наличие резонанса в усилении теплообмена. В данных работах рассматривается двумерная ламинарная задача обтекания потоком системы периодических каверн с длиной периода $L = 6.6666 h$, длиной каверны $l = 2.2222 h$, глубиной каверны $a = 1.1111 h$, где h – полувысота канала. Задача решается численно методом DNS, исследуется поток при субкритических числах Рейнольдса $Re = 225 - 1200$ и числе Прандтля $Pr = 1$ в условиях заданного расхода. Верхняя стенка канала считалась адиабатической, а на нижней стенке задавался постоянный тепловой поток. Исследовалась устойчивость подобного течения к малым возмущениям скорости или расхода в рамках линейной и нелинейной теории. Было продемонстрировано наличие неустойчивых колебательных мод. При некотором критическом числе Рейнольдса в данной геометрии за счет малых возмущений возникают незатухающие колебания на определенных частотах.

В рамках линейной теории эти колебания соответствуют волнам Толмина-Шлихтинга с известным из уравнения Орра-Зоммерфельда законом дисперсии. Иными словами, принципы по которым формируются неустойчивые моды в подобной системе каверн диктуются в первую очередь параметрами канала, который данные каверны соединяет. Нелинейная теория при этом показала очень схожие результаты. Далее Ghaddar и Patera продемонстрировали, что при возбуждении колебаний потока внешней силой на частотах данных неустойчивых мод происходит резонансное усиление интегрального теплообмена в данной системе, рис.1.3.2.

Данный резонансный эффект возникает за счет выдавливания вихря в область течения над кавернами в некоторой фазе колебаний, таким образом усиливая массовый и тепловой обмен между холодной жидкостью и более горячей жидкостью в каверне, рис. 1.3.3. В рамках линейной теории коэффициент усиления теплообмена увеличивается при росте амплитуды пульсаций, но неоднородно. При малых амплитудах ($A < 0.08$) усиление теплообмена возрастает квадратично, в то время как при $A > 0.08$ зависимость становится корневой. Авторы связывают это со структурой тепловых пограничных слоев, которые формируются по мере увеличения амплитуды возмущений. При этом данный эффект сильно зависит от геометрии системы. Достоверно показано, что усиление интегрального теплообмена за счет внешних пульсаций расхода способно доходить до 1.9 по сравнению со стационарным случаем.

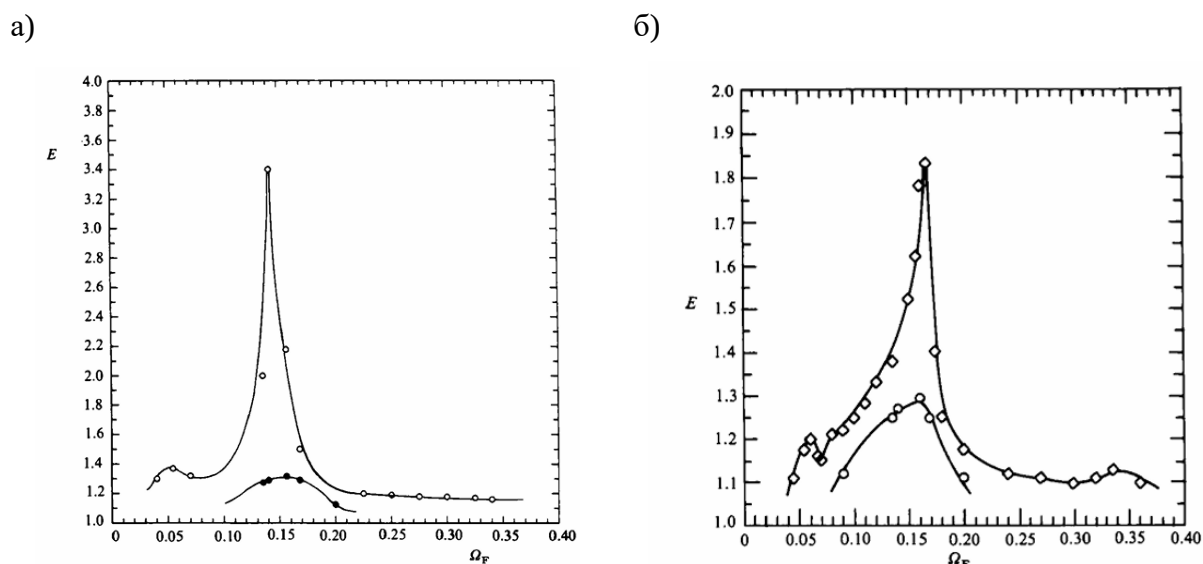


Рис. 1.3.2. Зависимости коэффициента усиления теплообмена E от частоты пульсаций расхода Wo_F при амплитуде возмущения 20%. а) – линейная модель, б) – нелинейная модель. Верхние кривые соответствуют $Re = 525$, нижние – $Re = 225$. Пики соответствуют главной и вторичной неустойчивой моде [56].

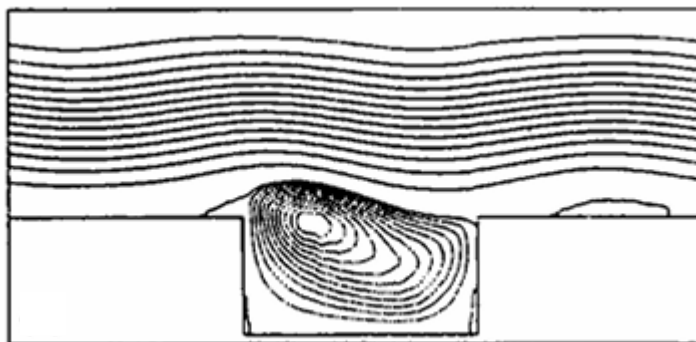


Рис. 1.3.3. Визуализация выхода вихря за пределы каверны на резонансной частоте, при $tWo_F = 0.6$, $A = 0.2$, $Re = 525$ [56].

Работы Ghaddar и Patera продемонстрировали возможность очень высокого усиления интегрального теплообмена (до 2х раз). Однако, описанный ими механизм формирования резонанса за счет колебательных мод неустойчивости не является основным. Кроме влияния на неустойчивость, резонанс может происходить с частотой рециркуляции различных когерентных структур, возникающих при отрыве потока. Воздействие вынужденных пульсаций потока на собственные частоты вихрей может разрушать их, влиять на точку присоединения, повышая этим как локальный, так и интегральный теплообмен.

Интерес здесь представляют общие закономерности формирования вихрей при отрыве течения от поверхности твердых тел. Еще в работах 50х годов прошлого столетия Roshko [57,58] указал на наличие эмпирической закономерности частоты отрыва вихря от кромки твердых тел различной формы: пластина, цилиндр, клин. В работах демонстрируется, что в широком диапазоне умеренных турбулентных чисел Рейнольдса, $5 \cdot 10^3 - 20 \cdot 10^3$, безразмерная частота отрыва вихря, число Струхала, практически не зависит от числа Рейнольдса и оказывается в пределах $0.15 - 0.18$, рис. 1.3.4. При этом число Струхала рассчитывается по скорости на внешних по отношению к вихрям линиях тока и характерной ширине следа за твердым телом:

$$Sh^* = \frac{fd'}{U_s} \approx const, \quad (1.3.1)$$

где f – частота отрыва вихрей, $d' \sim 1.1d - 2.4d$ – поперечная ширина следа за твердым телом, U_s – скорость на внешних линиях тока при отрыве. Зависимость от вязкости среды здесь скрыта в зависимости от числа Рейнольдса. Данный универсальный закон позднее был проверен во многих экспериментальных и расчетных работах [59–63] для стационарных в классическом смысле потоков в различных средах.

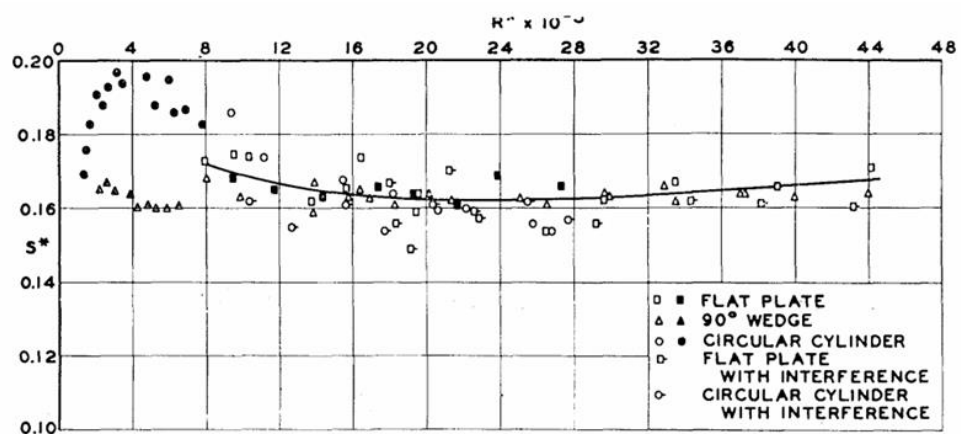


Рис. 1.3.4. Обобщение безразмерной частоты отрыва вихревых структур в зависимости от числа Рейнольдса [57].

Естественно, что при воздействии на отрывное течение пульсациями потока на резонансной частоте может происходить качественное изменение течения. Существование резонансного числа Струхали уже для пульсирующих отрывных течений затем подтверждалось множеством экспериментальных и расчетных исследований. Так в работах [10,64–70] рассматриваются турбулентные потки за ребрами или диафрагмами. В работах Давлетшина и Михеева [66–70] устанавливается четкая закономерность влияния частоты пульсаций потока на расстояние до точки присоединения потока за ребрами и диафрагмами в каналах и трубах для широкого диапазона чисел Рейнольдса, рис. 1.3.5. При достижении резонансной частоты пульсаций $Sh_{res} \approx 1$ расстояние до точки присоединения потока резко сокращалось в полтора-два раза (с $X_R/h \approx 12$ до $X_R/h \approx 7$). Положение точки присоединения определяется условием $\partial U/\partial y|_w(X_R) = 0$.

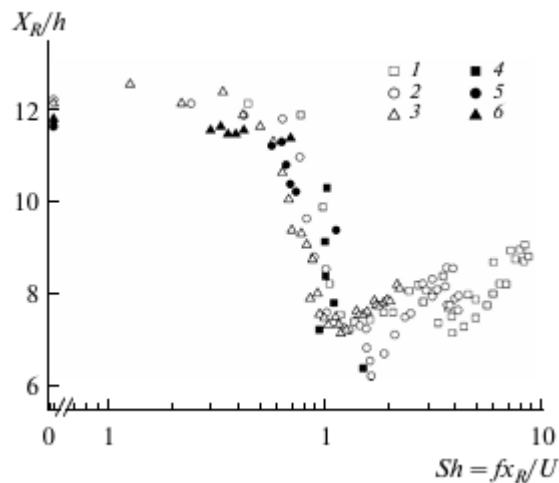


Рис. 1.3.5. Длина отрывной области за диафрагмой. Светлые маркеры – определение по пучностям скорости, темные маркеры – по пучностям давления. Разные индексы в колонках соответствуют разным турбулентным числам Рейнольдса [67].

Число Струхали в данной автомодельной зависимости определялось как $Sh = fX_R/U$, где f – частота пульсаций потока, X_R – расстояние до точки присоединения при текущей частоте, U – среднерасходная скорость. Таким образом наибольший эффект от наложенных пульсаций достигался при совпадении длины отрывной области с расстоянием, пройденным газом за период колебаний. Можно заметить, что данное резонансное число Струхали приблизительно сходится с отрывным резонансным числом Струхали $Sh^* \sim 0.15$ –

0.18 [57], формула (1.3.1), если рассматривать определение по высоте препятствия или по поперечной ширине следа (размеру вихря) в условиях резонанса:

$$\begin{aligned} Sh &= \frac{fh}{U} = Sh_{res} \frac{h}{X_{R_{res}}} \approx 1 \cdot \frac{1}{7} \approx 0.14, \\ Sh &= \frac{fd'_{res}}{U} = Sh_{res} \frac{2h}{X_R^{ct}} \approx 1 \cdot \frac{2}{12} \approx 0.17, \end{aligned} \quad (1.3.2)$$

где $X_{R_{res}} \approx 7h$ – расстояние до точки присоединения при резонансе, $X_R^{ct} \approx 12h$ – точка присоединения в стационарном случае (до резонанса), $d'_{res} \approx 2h$ – размер вихревых структур при резонансе [67].

Также Давлетшин и Михеев вводят классификацию режимов отрывного течения по кинематической и тепловой структуре потока за препятствием разграниченных в плоскости числа Струхаля и относительной амплитуды пульсаций β . Число Струхаля в данной классификации вводится относительно расстояния до точки присоединения в стационарном режиме $Sh = fX_R^{ct}/U$, где $X_R^{ct} = 12h$. Предлагается разделение пульсирующих потоков на 4 типа, рис. 1.3.6, 1.3.7:

1. Квазистационарный режим – структура течения и теплообмен не отличаются от стационарного случая.
2. Низкочастотный режим – за препятствием формируются крупные вихри эллиптической формы, вытянутые вдоль потока, чьи размеры сопоставимы с длиной отрывной зоны.
3. Резонансный режим – за препятствием образуются интенсивные вихри почти круглой формы размером до двух высот выступа, причём период их прохождения через отрывную область совпадает с периодом наложенных пульсаций.
4. Высокочастотный режим – за кромкой препятствия формируются мелкомасштабные вихри, размеры которых не превышают высоты выступа.

При малых частотах и амплитудах ($Sh < 1$ или $\beta < 0.1$) течение остаётся квазистационарным — вихревая структура и теплообмен не отличаются от стационарного режима, рис. 1.3.6(1). С ростом частоты ($Sh \geq 1$) наступает низкочастотный режим с появлением вытянутых эллиптических вихрей, рис. 1.3.6(2) и умеренной интенсификацией теплоотдачи, рис. 1.3.7(б). При $Sh \approx 2.5$ реализуется резонансный режим, когда время жизни вихря в отрывной зоне совпадает с периодом пульсаций — вихри приобретают максимальную интенсивность и круглую форму, что обеспечивает наибольший массообмен между рециркуляционной областью и основным потоком, сокращение длины отрыва в 1.5-2 раза и рост среднего теплообмена до 60% (а непосредственно за диафрагмой — до пятикратного уровня). При дальнейшем повышении частоты наступает высокочастотный

режим, где мелкие вихри локализованы в слое смешения и не достигают стенки, вследствие чего длина отрывной области и теплоотдача возвращаются к значениям, близким к стационарным.

Можно отметить, что линии разделения квазистационарного режима в предложенной Давлетшиным и Михеевым классификации, рис. 1.3.7 (а), качественно соответствуют известным данным из работы Cart [20] для пульсирующих турбулентных пограничных слоев, рис. 1.2.1. Это говорит о вероятной общности в механизмах проявления нестационарных эффектов в отрывных течениях и пограничных слоях.

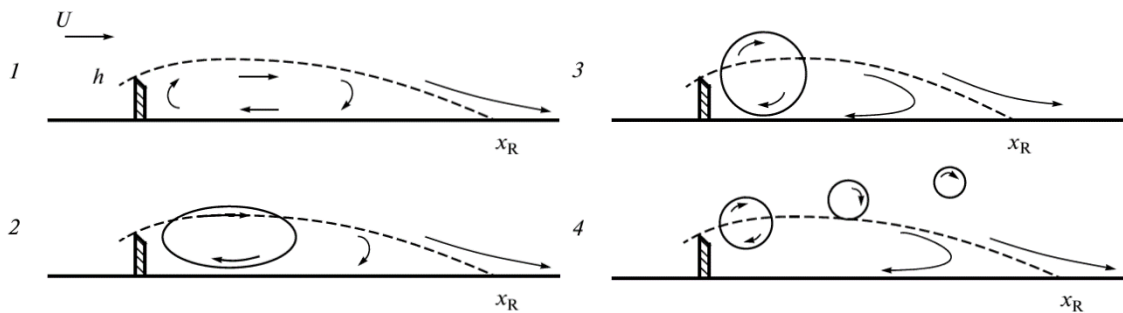


Рис. 1.3.6. Схема структуры пульсирующего отрывного течения в различных режимах. 1 – квазистационарный, 2 – низкочастотный, 3 – резонансный, 4 – высокочастотный [67].

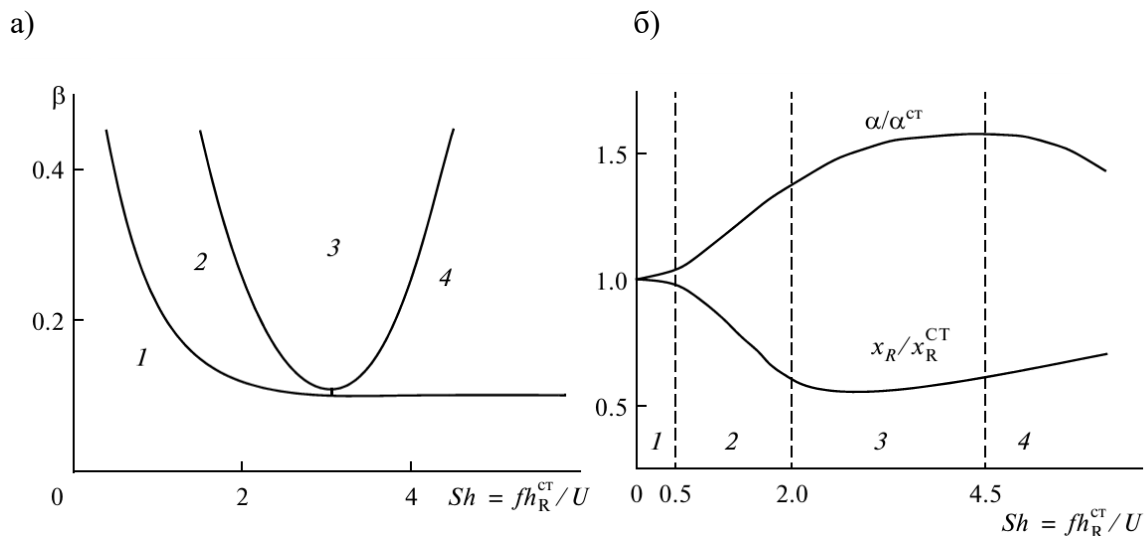


Рис. 1.3.7. а) – карта режимов пульсирующего отрывного течения. б) – относительное значение коэффициента теплоотдачи и длины отрывной области в различных режимах [67]. Число Струхали взято в расчете по расстоянию до точки присоединения в стационарном случае.

Исходя из работ Давлетшина и Михеева обобщение резонансного числа Струхаля, рис. 1.3.5, выполняется при условиях резкого отрыва потока (ребра, диафрагмы) и малом перекрытии канала или трубы препятствием. Так в работе [66] приведены подобные зависимости точки присоединения от “следового” числа Струхаля для диафрагм разного размера, обратного уступа и сопла с закруглённой передней кромкой, рис. 1.3.8. Наблюдалось, что эффект резонансного сокращения точки присоединения ослабевает при увеличении перекрытия трубы. При перекрытии $h/D > 0.34$ влияние пульсаций на точку присоединения потока полностью исчезает. В геометрии обратного уступа и сопла поведение точки присоединения при различных частотах и расходах не обобщались, несмотря на значительное влияние пульсаций. При большей скорости точка присоединения смещалась в сторону препятствия при меньших частотах для обратного уступа и сопла. При этом во всех случаях, где наблюдался эффект пульсаций потока, расстояние до точки присоединения уменьшалось в 1.5-2 раза.

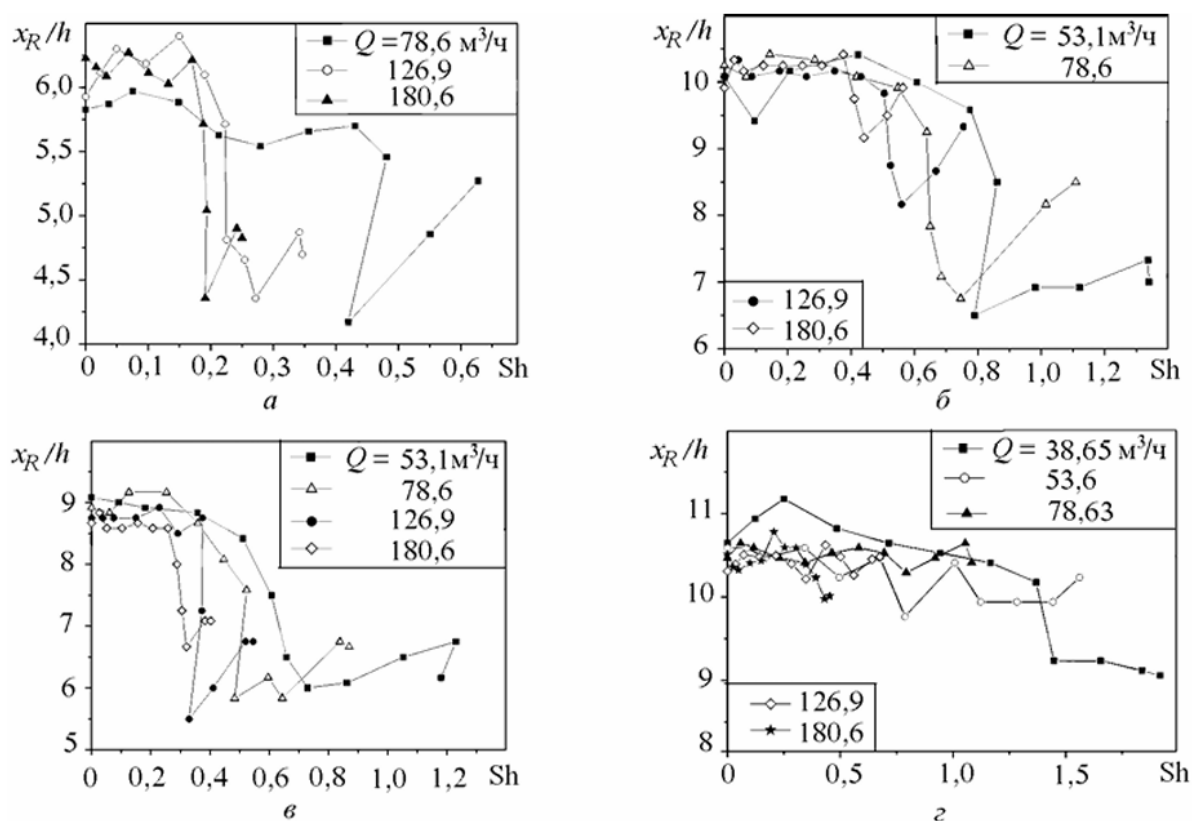


Рис. 1.3.8. Расстояние до точки присоединения для различных геометрий и расходов в трубе. а) – обратный уступ $h/D = 0.11$, б) – диафрагма $h/D = 0.17$, в) – сопло $h/D = 0.17$, г) – диафрагма $h/D = 0.27$. Число Струхаля рассчитано по расстоянию до точки присоединения [66].

При этом предложенные обобщения и классификации режимов обтекания ребра не выполняются и в случае квадратных ребер. В работе [10] рассматривается теплообмен при обтекании квадратного ребра в условиях пульсирующего потока. Течение при обтекании подобного уширенного ребра больше похоже на течение при обтекании обратного уступа. Расстояние до точки присоединения в стационарном случае составляет $6h$. Также демонстрируется сокращение расстояния до точки присоединения приблизительно в 2 раза при числе Струхала $Sh = 0.176$ по высоте ребра, однако наличие резонанса на прямую не обсуждается.

Подобное разобщение в поведении точки отрыва для сопел и обратного уступа при резонансе можно объяснить изначальным отсутствием согласия этих режимов для стационарного потока. В работах [71,72] демонстрируется, что при обтекании обратного уступа перепады давления и турбулентные напряжения за уступом обобщаются значительно хуже, чем при обтекании ребра при разных размерах препятствий и предыстории потока. Перед ребром формируется дополнительный отрыв потока, который ослабляет влияние предыстории и внешних условий, тогда как за уступом на отрыв существенно влияет относительная толщина пограничного слоя, что не позволяет обобщить данные по коэффициентам давления, рис. 1.3.9. Рециркуляционное течение за ребром интенсивнее, чем за уступом, а максимум скорости возвратного течения смещён дальше от зоны присоединения. Это объясняется более толстым слоем смешения и крупными когерентными структурами за ребром, обеспечивающими интенсивный приток массы в рециркуляционную область.

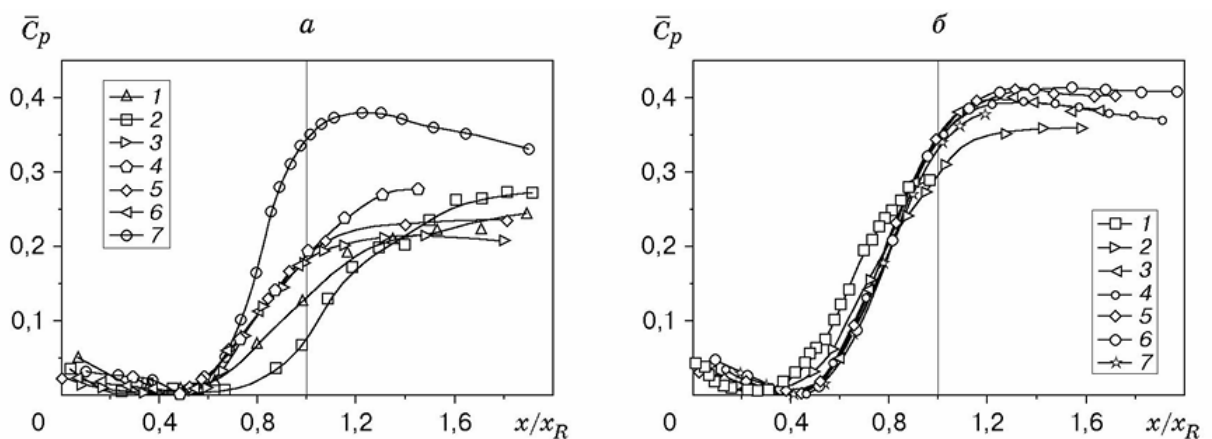


Рис. 1.3.9. Приведенный коэффициент давления в стационарном режиме за уступом а) и ребром б) рассчитанный по формуле $\bar{C}_p = (C_p - C_{p,min})/(1 - C_{p,min})$, где $C_{p,min}$ – коэффициент давления в точке с наименьшим разряжением [71]. Разные маркеры соответствуют разным высотам препятствия.

Кроме всего вышесказанного, при рассмотрении экспериментальных и расчетных работ последних десятилетий по теме влияния пульсаций потока на теплообмен в различных геометриях [11,73–80] начиная от теплообмена в гладких каналах и трубах, кавернах, ребрах, заканчивая волнистыми каналами, каналами с двумерными крыловидными турбулизаторами можно выделить несколько обобщений:

1. В системах с гладкой геометрией или малыми вихрегенераторами усиление теплообмена практически не наблюдается относительно стационарного случая. Размер эффекта пульсаций находится в пределах $0.9-1.1 Nu_0$ от стационарного случая, при чем может происходить как усиление теплообмена, так и его ухудшение.
2. В системах с наличием рециркуляции и отрыва потока практически всегда отмечается наличие оптимальной частоты пульсаций, при которой происходит максимальное усиление теплообмена. Однако добавление пульсаций не всегда сопровождается качественной перестройкой потока и резонансом. При этом механизмы взаимодействия пульсаций потока с вихревыми структурами могут значительно отличаться для разных геометрий.
3. Обобщению поддаются геометрии с резким отрывом потока (ребра, диафрагмы), которые сглаживают влияние предыстории потока на вихревые структуры за препятствием.
4. Необходимая размерная оптимальная частота пульсаций в отрывных потоках увеличивается с ростом числа Рейнольдса.
5. Усиление интегрального теплообмена при оптимальной частоте пульсаций сильнее выражено в более сложных геометриях. При обтекании ребер, каверн, уступов может составлять до $1.5-2 Nu_0$ относительно стационарного случая, но достигает отметки $5 Nu_0$ в каналах с множеством турбулизаторов ценою повышения гидравлического сопротивления [79].

1.4. Новейшие оптические методы диагностики пульсирующих потоков.

Общая тенденция экспериментальных исследований аэродинамики пульсирующих течений заключается в измерении как мгновенных характеристик потока в зависимости от времени, так и усредненных по фазе и ансамблю статистических характеристик. При этом на сегодняшний день в эксперименте доминируют оптические неинвазивные методы, такие как LDA (Laser Doppler Anemometry) и PIV (Particle Image Velocimetry). Широкое использование метода LDA обуславливается возможностью проведения измерений с высоким временным разрешением на частоте десятков кГц, что позволяет проводить тонкие измерения влияния пульсаций потока на спектральные характеристики течения [14]. Метод LDA успешно применялась во многих экспериментальных работах в области пульсирующих течений последних пятидесяти лет [16,18,34,40,81–84].

Несмотря на возможность измерения высокочастотного сигнала, недостатком метода является измерение скорости только в одной точке пространства. В то же время, классический 2D PIV метод позволяет получать пространственное распределение скорости в измеряемом сечении потока. PIV эксперименты с временным разрешением порядка 500 мкс активно используются многими научными коллективами [9,85,86], аналогично LDA, позволяют анализировать спектральные характеристики потока. Однако, непрерывная запись сигнала накладывает ограничение на максимальный размер экспериментальной выборки, связанное с объемом внутренней памяти скоростных камер.

Альтернативой PIV с временным разрешением при изучении пульсирующих потоков является синхронизованное PIV. В такой постановке эксперимента запись пары изображений с камер, необходимой для применения корреляционного алгоритма, синхронизована с фазой пульсатора при помощи электронных датчиков. Количество измерений в данной конкретной фазе течения практически не ограничено, что дает возможность записи представительной статистической выборки, жертвуя временным разрешением. Использование синхронизованного PIV при исследовании пульсирующих потоков влечет за собой необходимость накопления и обработки огромного количества видеоданных, поскольку измерения в каждой фазе колебаний потока являются отдельными экспериментами, содержащими сотни пар снимков потока.

Вследствие увеличения объемов видеоданных возникает необходимость модернизации алгоритмов анализа PIV экспериментов с учетом возможностей современной вычислительной техники. Одним из наиболее распространенных методов повышения производительности при анализе изображений является перенос вычислений на графический процессор (ГП).

Развитие метода PIV началось более 30 лет назад и с тех пор идёт рекордными темпами. В 2005 году Adrian [87] опубликовал обзор, посвящённый зарождению и развитию PIV. На протяжении всего этого времени метод совершенствовался как с точки зрения постановки эксперимента, так и в плане повышения производительности и точности обработки данных. Roth [88] рассмотрел пять методов повышения производительности и точности PIV. Nobach [89,90] применил двумерную гауссову регрессию для оценки подпиксельного смещения трассеров в PIV и показал, что предел точности в экспериментах составляет около 0,1 пикселя.

Общая концепция корреляционного PIV алгоритма показана на рис. 1.4.1. Пара изображений потока разбивается на окна поиска (interrogation windows – IW в зарубежной литературе), которые зачастую перекрываются. Затем вычисляется двумерная корреляция между каждой парой окон поиска и с подпиксельной точностью определяется положение максимума корреляционной функции. Именно положение максимума корреляции является вектором смещения относительно центра окна. Вектор смещения затем может быть преобразован в вектор скорости при известном масштабе изображения и времени между кадрами. Корреляционная функция φ записывается следующим образом [91]:

$$\varphi[m, n] = \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \sum_{i=-\infty}^{+\infty} x[i, j] y[m + i, n + j], \quad (1.4.1)$$

где $x[m, n]$, $y[m, n]$ — яркости пикселей в соответствующих окнах поиска.

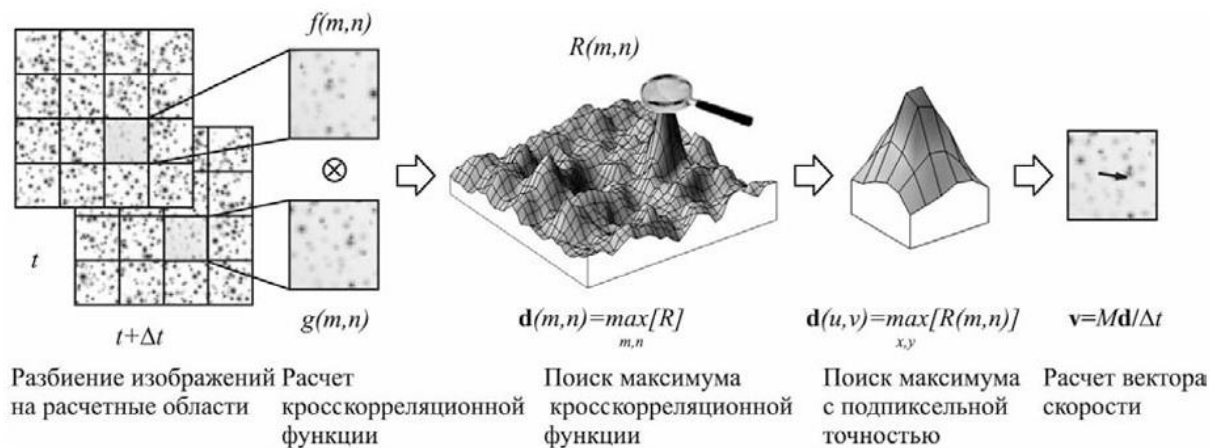


Рис. 1.4.1. Стандартный кросскорреляционный алгоритм вычисления вектора скорости по изображениям частиц в потоке [92].

По своей природе двумерная кросс-корреляция представляет собой двумерную свёртку с зеркально отражённым ядром. Для задач PIV типичный размер окна поиска составляет 32×32 пкс, что является достаточно большим ядром даже при использовании ГП. Во

избежание прямого вычисления кросс-корреляции в программных реализациях применяется метод БПФ, который снижает алгоритмическую сложность с $O(N^2)$ до $O(N \log N)$. Процедура записи формулы БПФ для выражения кросс-корреляции аналогична методу БПФ для быстрой свёртки, с единственным отличием: от одного из изображений в частотной области необходимо взять комплексное сопряжение. Тогда выражение (1.4.1) преобразуется следующим образом:

$$\varphi[m, n] = \text{shift} \{ \text{iFFT} [\overline{\text{FFT}(x)} * \text{FFT}(y)] \}, \quad (1.4.2)$$

где FFT и iFFT – прямое и обратное преобразования Фурье соответственно, $\overline{}$ – операция комплексного сопряжения, $*$ – поэлементное умножение двумерных массивов, shift – операция переноса нулевой частотной компоненты в центр спектра.

После определения координат максимума корреляционной функции следует этап подпиксельной аппроксимации положения максимума. Наиболее распространённым является метод гауссовской трёхточечной аппроксимации, который выражается формулами, описанными в работе [91]:

$$\begin{aligned} S_x &= \frac{\log(\varphi_{x-1,y}) - \log(\varphi_{x+1,y})}{2(\log(\varphi_{x-1,y}) + \log(\varphi_{x+1,y})) - 4 \log(\varphi_{x,y})}, \\ S_y &= \frac{\log(\varphi_{x,y-1}) - \log(\varphi_{x,y+1})}{2(\log(\varphi_{x,y-1}) + \log(\varphi_{x,y+1})) - 4 \log(\varphi_{x,y})} \end{aligned} \quad (1.4.3)$$

где S – субпиксельное положение максимума, $\varphi_{x,y}$ – значение корреляционной функции в точке максимума, а $\varphi_{x-1,y}$, $\varphi_{x+1,y}$, $\varphi_{x,y-1}$, $\varphi_{x,y+1}$ – значения корреляционной функции в окрестности максимума. Смещение максимума корреляционной функции с подпиксельной точностью относительно середины окна поиска и является искомым смещением частиц.

Кроме упомянутой выше трёхточечной гауссовой аппроксимации существуют еще несколько общепризнанных способов подпиксельного определения пика корреляционной функции, такие как параболическая аппроксимация или определение при помощи центра масс. В работе Scarano и Riethmuller [93] проводится сравнение подпиксельных ошибок данных методов, рис. 1.4.2. Наиболее точными методами являются гауссова аппроксимация и приближение параболой при чем методы дают наименьшую ошибку приближаясь к полупыльным положениям максимума. Ошибка становится максимальной при отклонении положения максимума от целого значения на величину порядка 1/4 пикселя и достигает порядка 0.1 пикселя, что и составляет теоретический предел точности метода PIV.

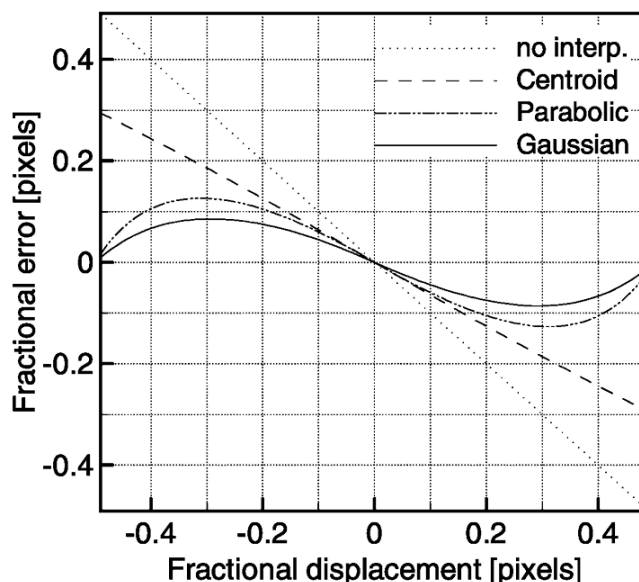


Рис. 1.4.2. Среднеквадратичная ошибка распространённых способов подпиксельного определения смещения частиц [93].

Из-за дискретности функционала (1.4.1) на практике также могут возникать систематические ошибки определения максимума вне зависимости от способа подпиксельной интерполяции. При малых размерах частиц (менее 2 пикселей) пик корреляционной функции становится слишком острым, и интерполяция положения максимума тяготеет к целым значениям (peak-locking эффект). Эта проблема может приводить к снижению точности алгоритма до 0.15 пикселей и приводить к накапливающимся ошибкам. Решение рассмотрено в работе [94], где предложен метод СММ (Correlation mapping method). Вместо того чтобы грубо аппроксимировать пик кривой, метод «виртуально» сдвигает первый кадр на пробное расстояние, строит ожидаемую корреляцию и подбирает такое смещение, при котором ожидаемая корреляция наилучшим образом совпадает с реальной методом наименьших квадратов, что практически полностью компенсирует нежелательный эффект.

Другой фундаментальной проблемой PIV метода является ограниченный динамический диапазон. Размер смещения частицы между двумя кадрами должен быть одновременно достаточно большим (чтобы точно его измерить) и достаточно малым (чтобы частица не покинула окно поиска). Если смещение превышает примерно 1/4 размера окна, частицы «вытекают» из него, корреляционный пик деградирует и возникают ошибочные векторы, так называемый эффект потери пары. Уменьшение же временного интервала между кадрами снижает смещение медленных частиц ниже подпиксельного, что ведёт к эффекту peak-locking и потере точности.

Решение проблемы динамического диапазона метода заключается в добавлении итеративных поправок. На каждой итерации оценивается уточняющая поправка смещения, полученного на предыдущем шаге корреляционного алгоритма. В работах [92,93,95,96] рассматриваются способы внесения итеративных поправок различных порядков. Идея таких методов заключается в компенсации смещения частиц полученного на предыдущем шаге за счет изменения окна поиска. Каждое окно смещается на величину, вычисленную на предыдущем шаге, после чего выполняется корреляция между смещёнными окнами поиска. Новая корреляция используется для вычисления поправки к предыдущему вектору смещения. Окно поиска может уменьшаться между итерациями в совокупности с увеличением начального количества векторов смещений за счет интерполяции, таким образом одновременно увеличивая точность и пространственное разрешение алгоритма на текущем шаге.

С учетом пространственного распределения поля смещений, полученного на текущем шаге, в итерациях может применяться техника деформации окон поиска за счет найденных на текущем шаге градиентов смещения, рис.1.4.3. Это становится возможным за счет разложения искомого реального смещения частиц в ряд Тейлора:

$$u(x, y) = u(x_0, y_0) + (x - x_0) \frac{\partial u}{\partial x} + (y - y_0) \frac{\partial u}{\partial y} + \dots, \quad (1.4.4)$$

где (x, y) – произвольная точка окна поиска, (x_0, y_0) – «центр» окна поиска, в котором получена оценка смещения. Таким образом зная оценку смещения и ее градиенты на текущем шаге, можно произвести индивидуальный сдвиг для каждого пикселя окна поиска. Подробный обзор и иллюстрации применения разных порядков деформации окна поиска представлен в работе Токарева, Марковича [92]. При дробном смещении пикселей окон поиска при итерациях как правило используется билинейная или бикубическая интерполяция. Применение метода деформации окон поиска практически полностью устраняет систематическую ошибку метода PIV, эффект peak-locking.



Рис. 1.4.3. Деформация окна поиска с учетом поправок смещения различных порядков малости в разложении Тейлора [92].

При этом существуют вариации PIV алгоритма использующие отличающиеся варианты функционалов для определения схожести фрагментов изображения и способов подпиксельной аппроксимаций. Так в работах Михеева и Душина [86,97,98] предложен алгоритм Smoke image velocimetry (SIV). Отличительной особенностью SIV является использование функционала

$$\varphi[m, n] = \sum_{j=-\infty}^{+\infty} \sum_{i=-\infty}^{+\infty} |x[i, j] - y[m + i, n + j]|, \quad (1.4.5)$$

который напрямую сравнивает яркости пикселей в окнах поиска на последовательных изображениях. В отличие от кросс-корреляции (1.4.1) в данном случае необходим поиск минимального значения функционала, рис. 1.4.4. Основываясь на анализе поведения функционала (1.4.4) для SIV используется параболическая оценка подпиксельного положения минимума.

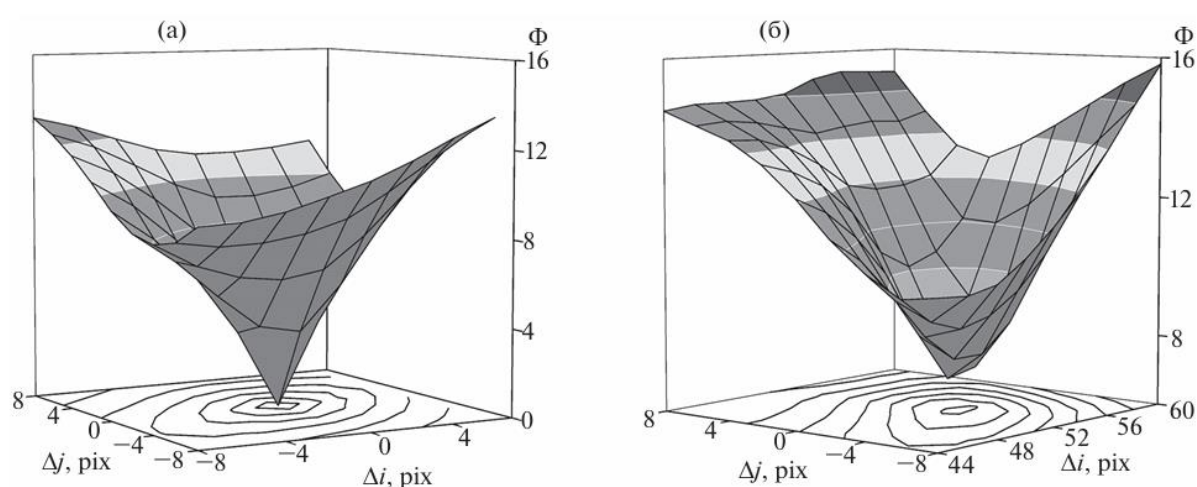


Рис. 1.4.4. Форма поверхности функционала (1.4.4) в окрестности его минимума при смещении изображения на одном кадре (а) и для последовательных кадров (б) [97].

Практическим минусом подхода SIV является не возможность напрямую использовать БПФ для значительного ускорения расчетов, как в случае с корреляционным функционалом (1.4.2). Положительной стороной метода является возможность получения полей скорости при отсутствии видимого паттерна частиц в окнах поиска, как в случаях дымовой визуализации. Двумерная кросс-корреляция, как и двумерная свертка, зарекомендовала себя как мощный инструмент поиска паттернов на изображениях, поскольку эти операции

моделирует работу зрительных нейронов живых существ [99,100]. Таким образом, точность определения корреляционного максимума напрямую связана с узнаваемостью паттерна расположения частиц на последовательных окнах поиска, но меньше подвержена влиянию фонового освещения частиц. В то же время для функционала (1.4.4) важно только различие в яркости пикселей. Алгоритм SIV идеально подходит для использования в экспериментах со скоростной съемкой и постоянным лазерным освещением. Постоянное освещение потока делает ошибку функционала (1.4.4) более предсказуемой.

В последнее десятилетие решение проблемы производительности PIV сместилось в сторону использования массового параллелизма, ставшего доступным благодаря развитию и упрощению применения ГП для вычислений общего назначения. За последние 15 лет было создано множество ГП-реализаций алгоритмов PIV. Одна из первых ГП-реализаций кросс-корреляционного БПФ метода PIV была представлена ещё в 2004 году Schiwietz и Westermann [101]. В первых реализациях все этапы корреляционного алгоритма создавались вручную, без использования специализированных библиотек. Позднее, с развитием технологии CUDA, стали появляться более высокоуровневые, гибкие и сложные решения задачи PIV. Так, Tarashima [102] в 2010 году продемонстрировал CUDA-реализацию итеративного метода прямой кросс-корреляции PIV с деформацией окна поиска. Примерно в то же время [103] рассмотрел метод Лукаса–Канаде [104], реализованный на CUDA, для оценки векторов смещения частиц методом оптического потока.

В последние годы всё большую популярность в области PIV приобретает использование глубоких нейронных сетей в качестве альтернативы классическому корреляционному методу. Liang [105] продемонстрировал эффективность применения нейронных сетей для определения ложных векторов скорости. Нейронные сети также использовались для определения скорости частиц [106–108]. Глубокое обучение может стать перспективным методом анализа PIV-экспериментов, однако в настоящее время оно уступает традиционным методам кросс-корреляции и оптического потока по точности или производительности. Например, Fischer [106] продемонстрировал, что лёгкие нейронные сети не способны предсказывать точные векторы скорости, тогда как сети с более сложной архитектурой [107] оказываются значительно точнее, но ценой весьма длительных вычислений. Кроме того, обучающие данные являются важным фактором для стратегии глубокого обучения.

В целом на сегодняшний день искусственные нейронные сети, как и методы оптического потока, имеют большее время вычислений и более высокую среднеквадратичную погрешность по сравнению с методами кросс-корреляции, однако

лучше работают в пограничном слое и обеспечивают более высокое пространственное разрешение.

Несмотря на большую популярность темы нейронных сетей, использование графических ускорителей для вычисления функции кросс-корреляции также приобрело в последние годы очень широкое распространение [109–111]. Wernet [109] рассматривает реализации алгоритма вычисления кросс-корреляции для различных моделей ГП и демонстрирует возможность сравнения скорости вычислений при использовании различных видеокарт. Недавняя работа Dallas [110] оказала большое влияние на сообщество разработчиков открытого программного обеспечения и продемонстрировала код PIV на Python, адаптированный для одновременного использования нескольких ГП. Несколько лет назад Aguilar-Cabello [111] разработал программный код, позволяющий анализировать 2D PIV-эксперименты на всех существующих архитектурах ГП с использованием языка OpenCL.

На сегодняшний день коммерческие продукты для PIV представляют собой весьма сложные системы, которые, несмотря на высокие стандарты качества и точности анализа экспериментов, не отличаются достаточной производительностью. С другой стороны, существуют некоммерческие проекты с открытым исходным кодом, такие как OpenPIV [112,113], DPIVSoft [111] или PIVlab [114], предназначенные непосредственно для анализа экспериментальных данных. Однако в таких проектах ощущается нехватка стабильных ГП-версий. Таким образом, вопрос создания удобной и эффективной библиотеки для обработки PIV-экспериментов с поддержкой ГП остаётся открытым.

Заключение к главе 1.

Для широкого диапазона колебательных частот, амплитуд и чисел Рейнольдса большинство осредненных по времени характеристик потока в каналах и трубах совпадает со значением, ожидаемым для стационарного потока. При этом, в различные фазы колебаний поток имеет различную степень турбулентности и его характеристики могут существенно отличаться от стационарных. Это обобщение не распространяется на параметры трения, средние по времени значения которых отличаются от стационарных. Несмотря на значительное число исследований, в литературе практически отсутствует детальное описание динамики пристенных характеристик пульсирующих течений, параметров пограничного слоя. Отсутствует универсальный закон трения и не определены чёткие границы применимости квазистационарных моделей. Недостаточно данных о процессах ламинаризации и турбулизации потока при высокоамплитудных колебаниях.

В системах с наличием рециркуляции и отрыва потока практически всегда отмечается наличие оптимальной частоты пульсаций, при которой происходит значительное усиление теплообмена. Однако добавление пульсаций не всегда сопровождается качественной перестройкой потока и резонансом. При этом механизмы взаимодействия пульсаций потока с вихревыми структурами могут значительно отличаться для разных геометрий. Обобщению поддаются геометрии с резким отрывом потока (ребра, диафрагмы), которые сглаживают влияние предыстории потока на вихревые структуры за препятствием. При этом достаточно мало внимания уделяется исследованию динамики когерентных структур при отрыве потока.

На сегодняшний день в исследованиях пульсирующих потоков наиболее информативными и распространёнными являются оптические методы измерений, такие как PIV (Particle Image Velocimetry). Нестационарность потока требует накопления большого количества данных, из-за чего возникает необходимость совершенствования процессов анализа экспериментов. В последние годы всё большую популярность в области PIV приобретает использование графических процессоров для повышения производительности метода.

Глава 2. Методы измерений и экспериментальный стенд.

В данной главе представлено описание экспериментальной установки и используемых методик измерения. Описана конструкция используемого пульсатора, представлены возможные генерируемые данным пульсатором формы волн. Описана структура отрывного участка канала с ребром. Характеристики PIV метода, составляющие его элементы. Методика измерения касательных напряжений на стенке тепловым датчиком трения, его конструкция и калибровка. Описаны преимущества, недостатки и погрешности измерения этих методов.

2.1. Описание экспериментального стенда.

Схема экспериментального стенда представлена на рисунке 2.1.1. Эксперименты проведены в плоском канале длиной 600 мм и поперечным сечением $20 \times 150 \text{ мм}^2$ (рис. 2.1.1). Гидравлический диаметр канала составлял 35 мм. Отношение высоты канала к его ширине составляло 0.133, что позволяло пренебрегать краевыми эффектами. Рабочая среда – воздух. Воздух поступал в систему из проницаемого буфера объемом 1 м^3 , предназначенного для накопления и смешения частиц глицерина. Затем проходил через рабочий участок. На входе в канал был установлен профилированный конфузор со степенью поджатия потока $m = 5.6$, который приводил к выравниванию профиля скорости. После конфузора на входе был установлен треугольный турбулизатор. Пульсации расхода создавались вращающейся заслонкой. Для исключения влияния заслонки на аэродинамику течения она располагалась позади рабочего канала и весь аэродинамический тракт работал на всасывание. После пульсатора поток проходил через воздушный буфер объемом 510 л для обеспечения постоянного разрежения. Затем располагался расходомер и поток направлялся в вентилятор, работавший на всасывание. Выход вентилятора соединялся с проницаемым буфером образуя тем самым замкнутый контур, необходимый для поддержания постоянной концентрации трассеров в PIV экспериментах.

Стенки рабочего участка были выполнены из оргстекла для возможности ведения видеосъемки. Элементы установки соединялись между собой разработанными замковым адаптерами (фланцами) изготовленными при помощи 3д печати, рис. 2.1.2. Различные элементы системы были соединены между собой гофрированными гибкими трубами диаметром 100 мм. Для исключения протечек все соединения установки обрабатывались герметиком.

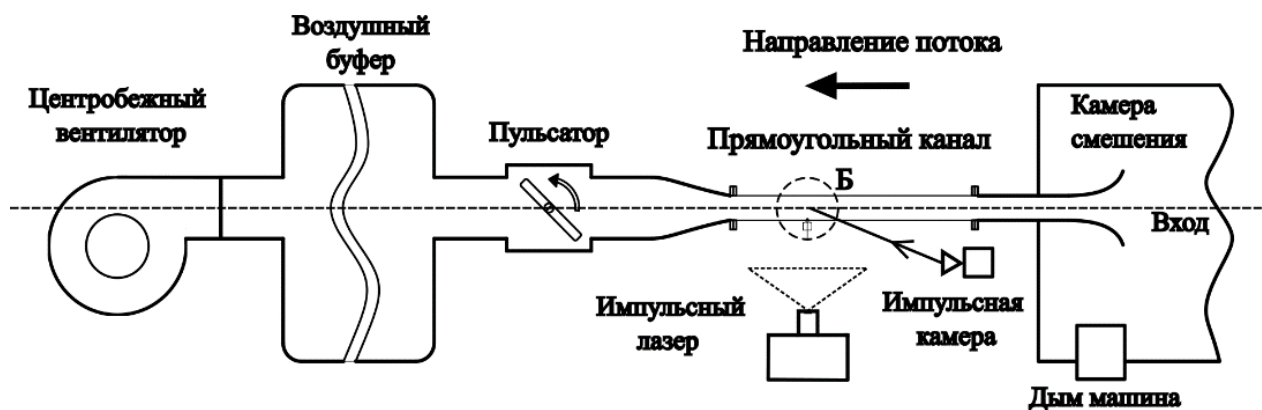


Рис. 2.1.1. Схема экспериментальной установки

Измерение расхода в стационарном режиме измерялось при помощи расходомера ИРВИС-Ультра, рис. 2.1.3. В основе работы ультразвуковых расходомеров лежит смещение акустической волны движущимся по трубе газом. Время этого смещения позволяет



Рис. 2.1.2. Фото замковых соединительных фланцев размеченных на 3д принтере.



Рис. 2.1.3. Фото ультразвукового расходомера «ИРВИС-ультра»

определить скорость потока и его объём. Пьезодатчики регистрирующие звуковые волны, находятся вне измеряемой среды, что делает расходомер пригодным для экспериментов с глицериновой смесью. В модели ИРВИС-Ультра благодаря особой компоновке датчиков путь ультразвука вдвое длиннее, чем в аналогах тех же габаритов, что особенно повышает точность на малых расходах. Первичный преобразователь включает датчики давления, температуры и платы вычислителя. Точность измерения расхода, заявленная производителем, составляет порядка 0.9 % от максимального измеряемого расхода.

Определение значения расхода в различные фазы пульсаций потока было возможно только интегрированием профиля скорости полученного синхронизированным PIV методом, считая течение двумерным. В стационарном режиме расхождение показаний расходомера и полученного интегрированием поля скорости расхода составляло порядка 5%.

2.1.1. Параметры пульсатора.

Пульсации потока создавались стальной вращающейся заслонкой квадратной формы с стороной 100 мм, рис. 2.1.4 а. Заслонка располагалась в металлическом контейнере кубической формы с цилиндрическими выходами диаметром 100 мм и герметизированными отверстиями для вращающегося вала, закрепленного на шариковых подшипниках. Контейнер с заслонкой имел прозрачное окно на верхней грани для визуального контроля системы. Степень перекрытия, создаваемого заслонкой, определялась как отношение площади заслонки к площади сечения проточного тракта в месте установки заслонки и составляла 0.7.

а)



б)



Рис. 2.1.4. Фото элементов пульсатора. а) – стальная заслонка, б) – шаговый двигатель.

Заслонка приводилась во вращение шаговым двигателем FL86STH65-2808B, рис. 2.1.4 б. Частота оборотов двигателя задавалась при помощи драйвера Leadshine M542 с дроблением 1600 шагов на 360° . Максимальная частота вращения заслонки составила 3.4 Гц. В силу симметричной конструкции заслонки фактическая частота пульсаций удваивалась. Драйвер управлялся при помощи модуля Arduino nano.

Данная конструкция пульсатора отличается простотой реализации и стабильностью поддерживаемой частоты вращения шагового двигателя. Схожие варианты заслонок использовались во многих экспериментальных работах в области пульсирующих потоков [17,18,48,83]. В работах по пульсирующим потоками в кавернах и волнистых каналах Zontul и Sahin [11,75,76] использовалась полностью аналогичная конструкция пульсатора рис. 2.1.5.



Рис. 2.1.5. Конструкция заслоночного пульсатора из работы [11].

Изменение расхода, создаваемое заслонкой, было измерено в стационарном режиме потока при различных напорах вентилятора. Измерения проводились, фиксируя положение заслонки на определённом угле поворота, при постоянном разрежении вентилятора. Расход измерялся двумя способами: интегрированием профиля скорости полученного PIV методом и при помощи расходомера, отличие показаний этих способов находилось в пределах 5%, при этом PIV показывал больший расход за счет пренебрежения краевыми эффектами. На рис. 2.1.6 представлено изменение расхода за поворот заслонки на 180° , что соответствовало одному периоду. Измерения происходили с шагом в 15° .

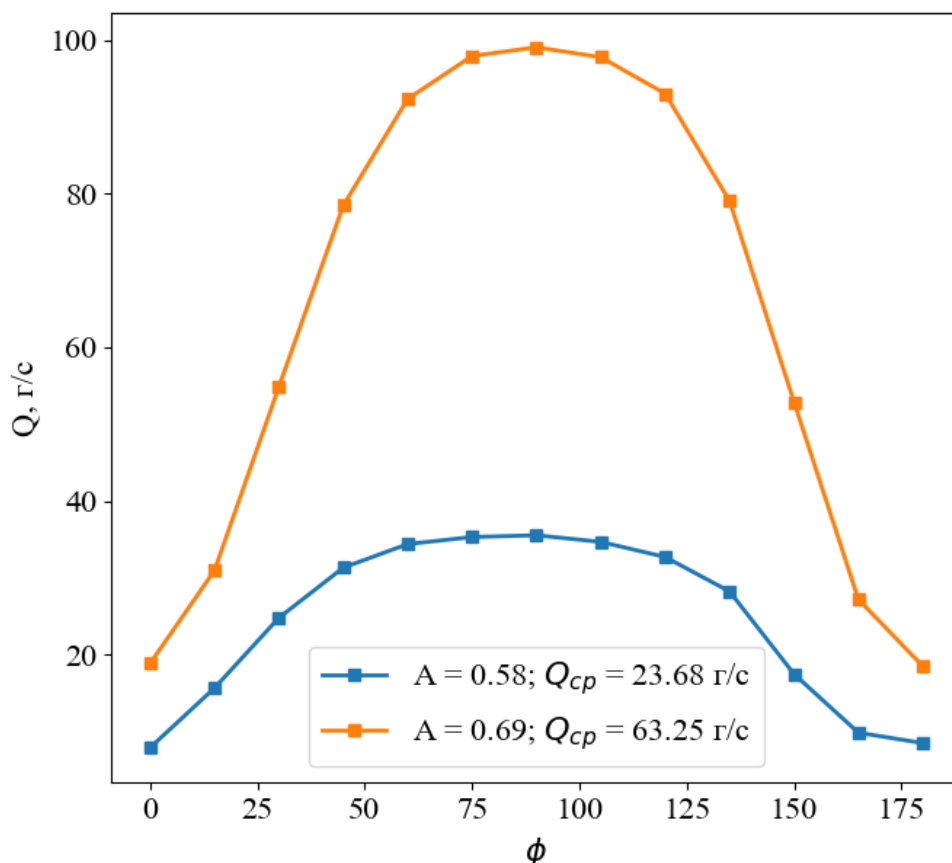
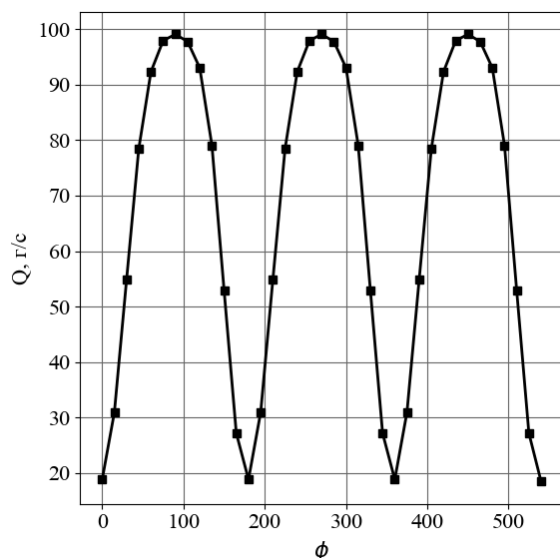


Рис. 2.1.6. Значение расхода при различных углах поворота заслонки в стационарном потоке.

Было установлено что в условиях стационарного потока изменение напора вентилятора не влияет на зависимость расхода от угла поворота заслонки. При этом форма такой стационарной зависимости была достаточно близка к гармонической. Амплитуда изменения расхода возрастала при увеличении напора, что объясняется понижающимся сопротивлением вихревых структур при обтекании заслонки. Далее было проведено уточнение количества гармоник, генерируемое пульсатором в условиях стационарного потока. Для этого изменение расхода, изображенное на рис. 2.1.6, искусственно продлилось на 100 поворотов заслонки за счет циклического соединения данных за один поворот, чтобы

создать видимость периодического сигнала, рис. 2.1.7 а. К полученному искусственному сигналу было применено дискретное преобразование Фурье, рис. 2.1.7 б. Анализ гармоник показал, что такое изменение расхода, без существенной потери точности, описывается четырьмя гармоническими функциями. При этом амплитуда уже четвертой гармоники более чем на 2 порядка меньше главной.

а)



б)

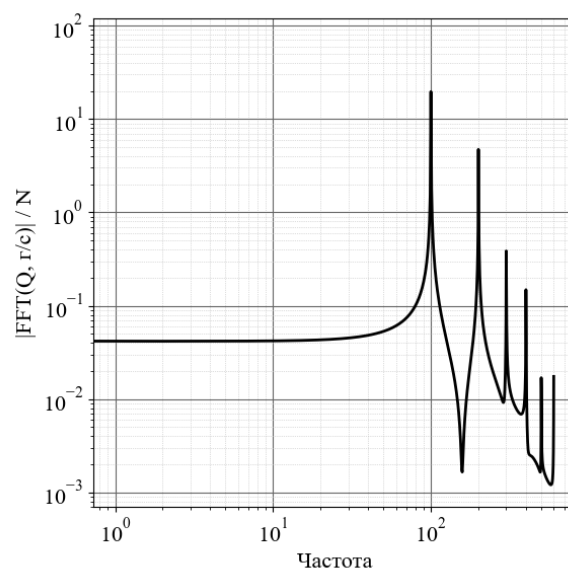
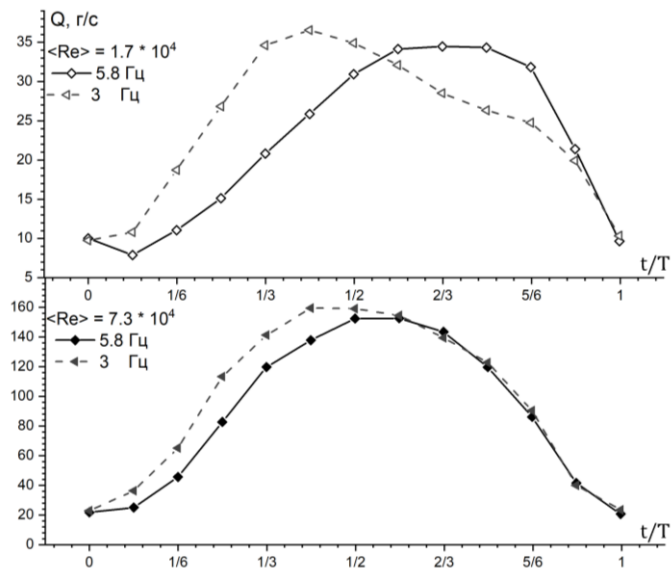


Рис. 2.1.7. Анализ гармоник изменения расхода, генерируемого заслонкой в стационарном потоке. а) – искусственно сгенерированное периодическое изменение расхода, б) – нормализованная магнитуда FFT.

Аналогичный гармонический состав следовало ожидать и в пульсирующем режиме работы установки. Типичное изменение расхода в пульсирующем режиме представлено на рис. 2.1.8 а. Зависимость расхода газа от времени определялась интегрированием профиля скорости для каждой измеренной фазы пульсаций, считая течение двумерным. Наблюдалось что форма волны пульсаций расхода изменялась в зависимости от частоты вращения заслонки и напора вентилятора. Гармонический состав полученных пульсаций был очень схож со стационарным случаем поворота заслонки, рис. 2.1.8 б. Иными словами, в пульсирующем режиме потока для описания колебаний расхода и средней скорости также можно было использовать 4 гармоники, амплитуда и фаза которых варьировалась при изменении напора вентилятора и частоты. Полученные данные имели очень высокую воспроизводимость. При повышении напора вентилятора форма волны становилась более схожей со стационарным случаем.

а)



б)

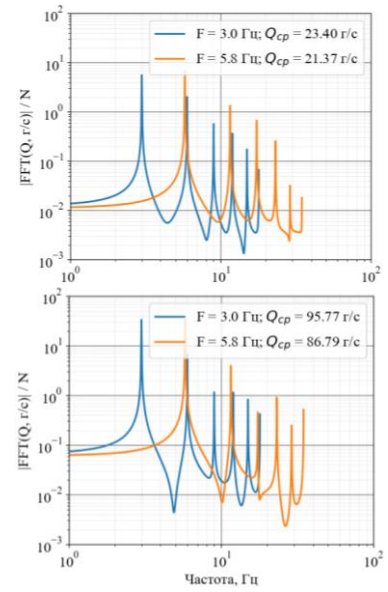


Рис. 2.1.8. Типичное изменение расхода при наличии пульсаций расхода газа. а) – форма волны изменения расхода при различных частотах пульсаций и средней скорости, б) – гармонический состав этих режимов.

2.2. Методика PIV измерений.

Метод PIV (Particle Imaging Velocimetry или трассерная анемометрия по изображениям частиц) позволяет бесконтактным способом измерять поля скоростей в некотором заданном сечении потока. Он заключается в определении скорости течения среды по вычислению перемещения групп специальных трассеров на последовательных изображениях при помощи корреляционного анализа. Метод используется как в промышленности, в таких областях как физическое моделирование технологических процессов в энергетике, химической промышленности, диагностике обтекания реальных и модельных объектов в авиа- и автомобилестроении и т.д., так и в научных исследованиях, например, аэродинамике [115], изучении миграции раковых клеток [116], исследованию кровотока во времени в развивающемся сердце рыбок данио [117], анализе пространственного изменения потенциала плазмы во вращении пылевых частиц в плазме тлеющего разряда с параллельными пластинами [118,119], прогнозе солнечной радиации с помощью индекса адвекции и диффузии облаков [120], реконструкции потоков жидкости, индуцированных микроорганизмами [121] и пр.

Классическая схема проведения эксперимента с использованием данного метода выглядит следующим образом. В канале с прозрачными стенками течёт жидкость или газ, засеянные специальными частицами. Поперечное сечение этого потока освещается лазерным ножом. Освещённое сечение потока затем записывается с помощью высокоскоростной камеры с регулируемым интервалом между кадрами. После сбора достаточного количества кадров (обычно нескольких сотен пар изображений) к ним применяется алгоритм взаимной корреляции PIV для извлечения мгновенных полей скорости потока и получения на их основе полей статистических характеристик течения – таких как средние скорости и статистические моменты высших порядков.

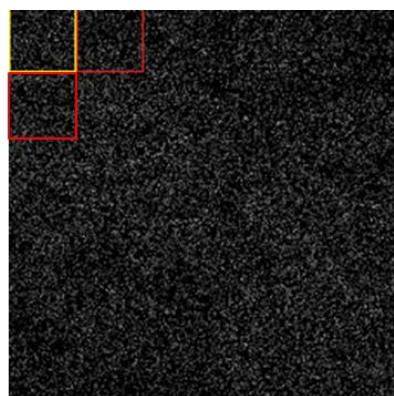
Данный метод обладает рядом существенных преимуществ. Он предоставляет эффективные вычислительные инструменты для быстрого восстановления двух- и трёхмерных полей скорости потока с достаточно высоким пространственным разрешением и подпиксельной точностью определения смещений частиц (до 0.1 пикселя [95]). Метод позволяет анализировать движение частиц при более высоких концентрациях, чем это достижимо методами трассировки отдельных частиц (PTV [122,123]), а также детально описывать их коллективное поведение – волны, вихри, течения и т.п. Помимо этого, он применим к изображениям, полученным не специализированным оборудованием, при условии достаточного качества данных и точно известного временного интервала съёмки.

Вместе с тем метод PIV имеет определённые ограничения. Он, как правило, не позволяет отслеживать движение отдельных частиц и наиболее эффективен в системах с

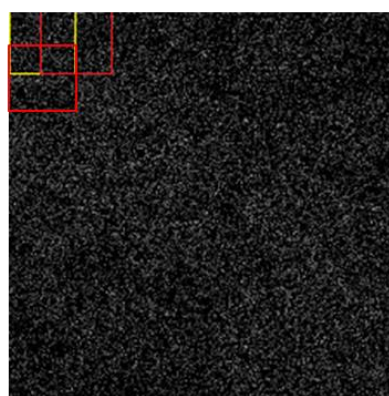
направленным смещением и повышенной плотностью частиц. Кроме того метод обладает относительно низким пространственным разрешением (один вектор соответствует среднему смещению частиц внутри окна поиска). Восстановление трёхмерного движения в методе PIV хотя и возможно, требует значительно более сложной экспериментальной установки (томографические PIV и PTV [124], стерео PIV [125]) с использованием дополнительных камер.

Как было описано в разделе 1.4, алгоритм PIV принимает на вход два изображения с камеры, снятых с интервалом в несколько микросекунд. Каждое изображение разбивается на перекрывающиеся области (16×16 , 32×32 , 64×64 или 128×128 пикселей), рис. 2.2.1, что позволяет получить несколько сотен векторов скорости. К парам соответствующих областей применяется быстрое преобразование Фурье, пик результирующей функции соответствует искомому вектору смещения частиц. Для уточнения положения пика используется подпиксельная интерполяция как правило, двумерная регрессия Гаусса с точностью около 0.1 пикселя. Точность дополнительно повышается за счёт нескольких итераций с последовательным уменьшением шага сетки вдвое и билинейной либо бикубической интерполяцией недостающих векторов. Благодаря параллельной структуре алгоритм эффективно реализуется на графических процессорах; подробное описание используемой в настоящей работе программы приведено в [126].

Важно отметить, что классический алгоритм предполагает однородное движение всех частиц внутри расчетной области. Однако реальное движение потока может отличаться, наличие градиентов скорости может искажать результаты, снижая точность определения смещения. Корректная интерпретация пространственной корреляционной функции как отображение смещения частиц возможна лишь для несжимаемых потоков с однородным распределением “идеальных” трассеров [127]. Если данные условия нарушаются, положение максимума корреляционной функции становится зависимым от движения потока, а также от характеристик распределения частиц в расчетной области.



Перекрытие 0 процентов



Перекрытие 50 процентов

Рис. 2.2.1. Демонстрация разбиения изображений на окна поиска без перекрытия и с перекрытием.

Модель стенда используемого для PIV измерений потока приведена на рис. 2.2.2. PIV система состояла из монохромной скоростной камеры JAI PULNIX RM-4200 GE (4 МП) с объективом Nikon, двойного импульсного лазера BeamtechVlite 200 с длиной волны 532 нм (длительность импульса 6-8 нс, максимальная энергия 200 мДж) и синхронизатора марки «ПОЛИС». Система из канала, лазера и скоростной камеры была расположена на направляющих рельсах для обеспечения ортогональности частей и устойчивости к внешним вибрациям. Импульсный лазер располагался под измерительным участком. Свет лазера попадал в канал с низу отражаясь от стального полированного зеркала, расположенного под углом 45° на регулируемой подставке. Элементы оптической системы (лазер, камера, зеркало) имели возможность менять параллельно сдвигаться вдоль и поперек измерительного участка. Для записи PIV экспериментов использовалось программное обеспечение «Actual flow» версии 1.18 [128].

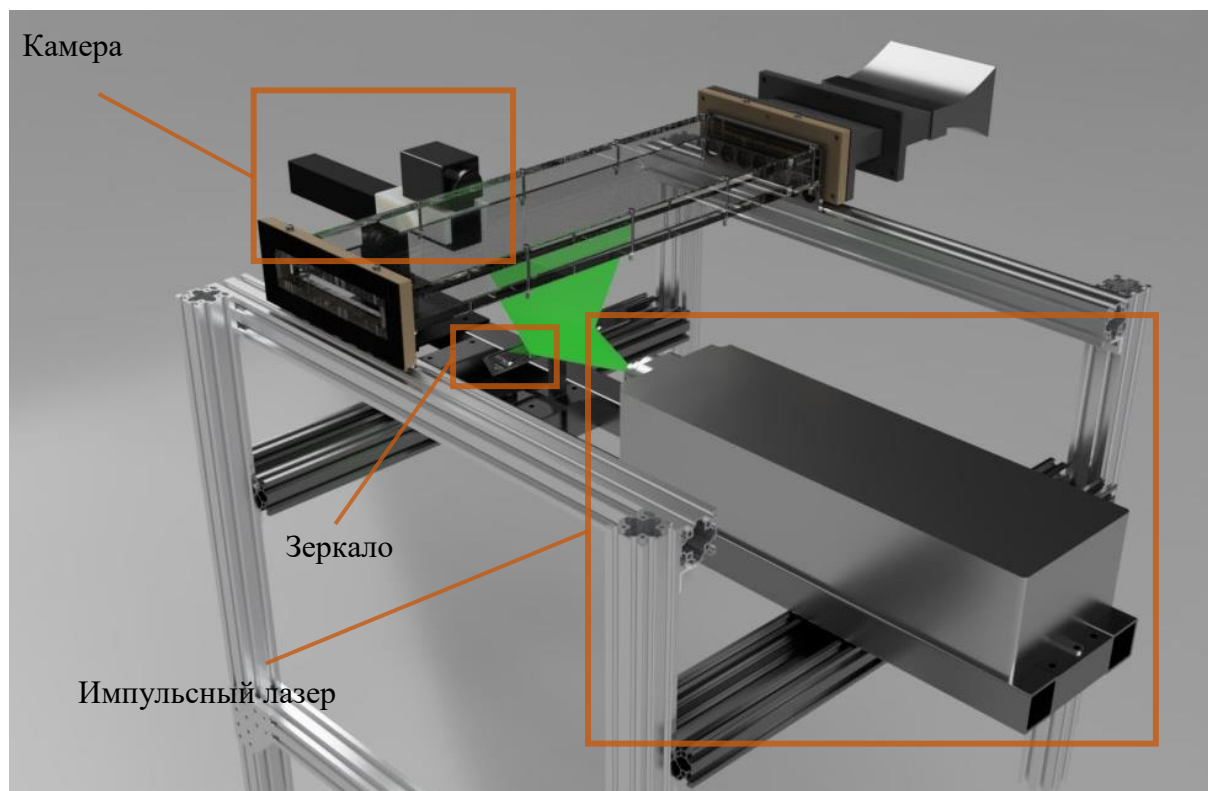


Рис. 2.2.2. Модель измерительного участка.

Засев потока производилось путем подачи частиц глицерина из генератора аэрозоля конденсационного типа INVOLIGHT FM1200 в специальный кубический объем со стороны, из которого смесь воздуха с частицами подавалась в рабочий канал. Стенки камеры смешения были проницаемыми. Типичная концентрация частиц в экспериментах составляла 8 частиц на окно поиска 32×32 пикселя. Диаметр частиц варьировался в пределах 1-3 пикселя или 2-6 мкм, что является допустимым для дозвуковых турбулентных потоков [129].

Для получения полей скорости по изображениям потока использовался разработанный автором кросскорреляционный итеративный алгоритм с непрерывным смещением окна поиска [126]. В стандартных условиях алгоритм применялся с окном поиска 64×64 пикселя, перекрытием окон 50%, двумя итерациями, отсевом и последующей интерполяцией ложных векторов по соотношению сигнал/шум, уменьшением окна поиска до 32×32 пикселя на второй итерации. Область PIV-измерений составляла 20 мм поперёк потока и 40 мм вдоль него. Пространственное разрешение в проведенных экспериментах составляло 0.29×0.29 мм²/вектор.

2.2.1. Система фазовой синхронизации PIV измерений.

PIV система была синхронизована с углом поворота заслонки с шагом в 15° посредством оптического датчика и градуированного диска с прорезью, распложенного на

валу пульсатора, рис. 2.2.3. Для записи измерений определенной фазы пульсаций внешняя сторона диска сдвигалась относительно нулевого положения на определенный угол и фиксировалась на шестерни. Датчик имел цифровой совместимый с TTL выход. Сигнал с оптического датчика служит триггером для записи пары изображений потока с заданным временным промежутком между кадрами. Таким образом при каждом полном обороте заслонки записывалась одна пара изображений потока в заданной фазе. Временной шаг синхронизации составлял $1/12$ периода пульсаций.

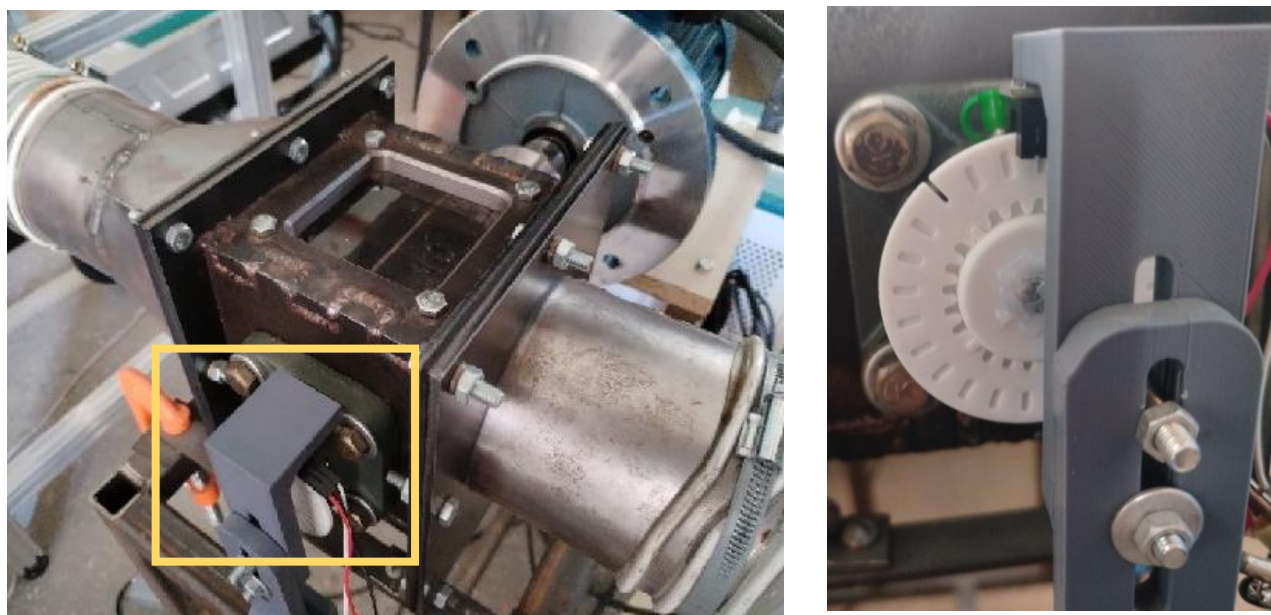


Рис. 2.2.3. Расположения оптического датчика синхронизации фазы.

Общая схема соединений элементов PIV установки представлена на рис. 2.2.4. Сигнал оптического датчика поступал на вход синхронизатора «ПОЛИС», работавшего в режиме внешней синхронизации. Затем необходимая для инициирования записи пары изображений развертка поступала на импульсный лазер и скоростную камеру.

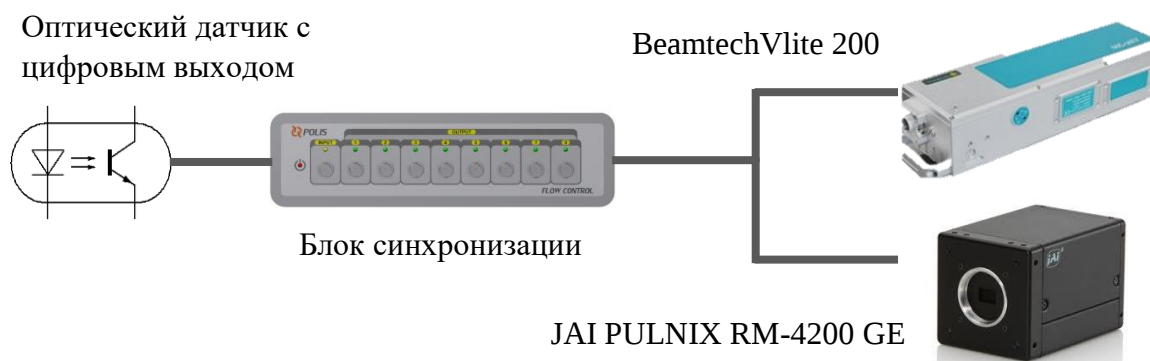


Рис. 2.2.4. Схема соединения элементов PIV системы.

Отличительная особенность импульсного лазера BeamtechVlite 200 заключается в том, что он состоит из двух лазерных ламп, каждая из которых нуждается в сигнале для начала накопления энергии (накачки) и сигнале для поджига лазерной лампы, за которым следует вспышка. Система устроена так, что первая лазерная лампа вспыхивает в момент экспозиции первого кадра, а вторая – второго кадра из пары. В течение экспозиции практически весь световой поток, регистрируемый камерой, формируется отражением лазерного импульса от частиц-трассеров. Длительность импульса составляет 6-8 нс, что обеспечивает практически мгновенную «заморозку» частиц в кадре независимо от установленного времени экспозиции. Таким образом, фактический временной интервал между кадрами определяется исключительно задержкой между сигналами поджига двух лазерных ламп.

Развертка сигналов необходимая для записи одной пары изображений в условиях внешней синхронизации представлена на рис. 2.2.5, со следующими обозначениями. E1 – сигнал для включения накопления энергии на лампе первого канала лазера. Q1 – сигнал для поджига лампы первого канала лазера. E2 – сигнал накачки лампы второго канала лазера. Q2 – сигнал для поджига лампы второго канала лазера. По переднему краю сигналов Q1 и Q2 происходит вспышка. Задержка необходимая для накачки ламп лазера BeamtechVlite 200 фиксирована и составляет 150 мкс. В проведенных экспериментах первая экспозиция камеры JAI составляла 8 мкс, таким образом первый сигнал в развертке после триггера являлся сигналом накачки первой лазерной лампы – E1. Продолжительность сигналов E1, E2, Q1, Q2 составляла 50 мкс.

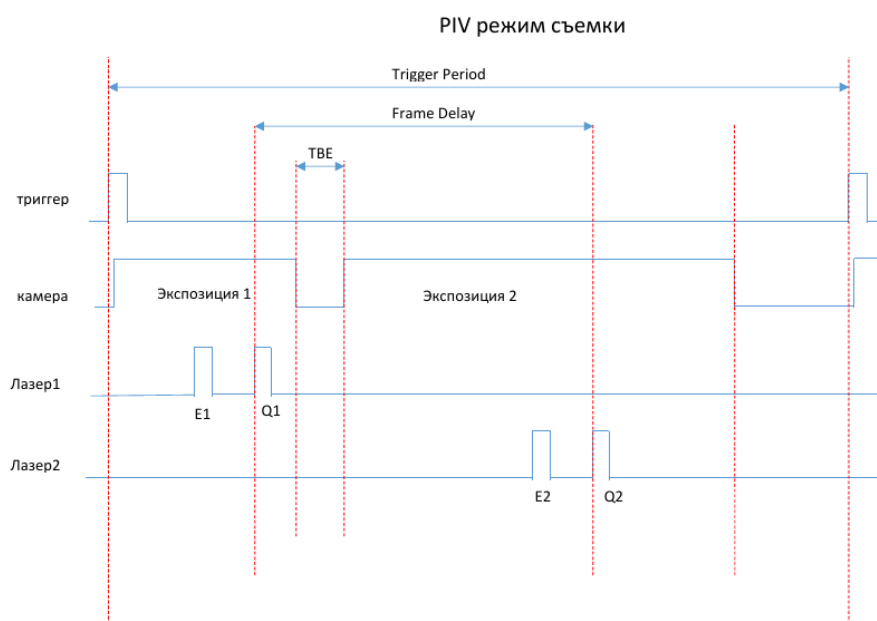


Рис. 2.2.5. Циклограмма PIV съемки в режиме внешней синхронизации [128].

Цифровой сигнал оптического датчика имел продолжительность времени пролета прорези диска между элементами оптопары. Продолжительность сигнала варьировалась от 3 до 18 мс в зависимости от частоты вращения заслонки пульсатора в рассматриваемом диапазоне частот пульсаций. В режиме внешней синхронизации развертка для записи PIV пары генерировалась по переднему краю входного сигнала с оптического датчика. Если время записи пары изображений превышало интервал между триггерными сигналами, очередной сигнал пропусклся. На рис. 2.2.6 приведены измеренные на цифровом осциллографе Rigol DS1054Z циклограммы сигналов синхронизации. Задержка начала записи PIV-пары определялась временем накачки лазерной лампы и наклоном фронта сигнала оптопары.

Срабатывание порога триггера синхронизатора происходило на середине нарастающего фронта входного сигнала, после чего синхронизатор отправлял команду накачки первой лазерной лампы (E1) без какой-либо измеримой задержки. Крутизна фронта сигнала оптопары также зависела от скорости пролёта прорези. Суммарная задержка между триггерным сигналом оптического датчика и поджигом первой лазерной лампы (записью первого PIV кадра из пары) составляла от 200 мкс при максимальной частоте вращения заслонки до 400 мкс при минимальной. При этом отмечалась высокая воспроизводимость триггерного сигнала. Данная задержка повторялась для всех записываемых пар изображений и была одинаковой для экспериментов с одинаковой частотой пульсаций. В рассматриваемом в работе диапазоне параметров пульсирующего потока можно было считать данные задержки несущественными.

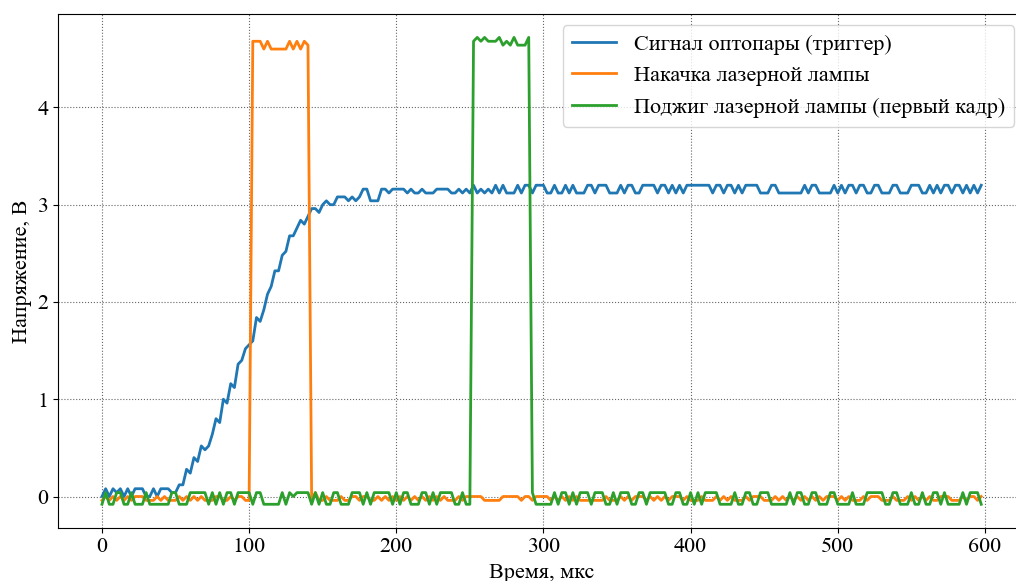


Рис. 2.2.6. Измеренные в экспериментах циклограммы сигналов синхронизации.

2.3. Методика измерения трения на стенке.

Касательное напряжение на стенке представляет интерес как с точки зрения фундаментальной науки, так и с практической точки зрения. Его среднее значение характеризует общую картину обтекания поверхности, а флуктуирующая компонента несёт информацию о конкретных механизмах передачи импульса к стенке. Существующие методы измерения принято разделять на прямые и косвенные, причём последние охватывают как методы, основанные на балансе импульса, так и корреляционные подходы [130].

Корреляционные методы опираются на заранее известные аналитические зависимости и делятся на глобальные и локальные. Так, трубка Престона использует закон стенки, подтверждённый для большого числа типов течений [131]. Поскольку её показания определяются условиями во всём пограничном слое, она относится к глобальным методам. Следует иметь в виду, что корректность результата при использовании трубки Престона гарантирована лишь тогда, когда исследуемое течение действительно подчиняется закону стенки, иначе полученные значения могут оказаться недостоверными. Локальные методы чувствительны к полю течения лишь в непосредственном окружении датчика. По сравнению с глобальными подходами, они охватывают значительно меньшую область вблизи стенки и в меньшей степени реагируют на особенности течения во внешней части пограничного слоя. К приборам данного класса относятся трубка Стантона [132], а также встроенные заподлицо термоплёнки и термоанемометрические датчики [133,134].

Методы баланса импульса базируются на измерении интегральных характеристик: градиента давления вдоль канала или трубы либо толщины потери импульса в пограничном слое на плоской пластине. Однако такие измерения подходят только для гладких или хорошо изученных геометрий. Прямые методы считаются концептуально наиболее совершенными: они измеряют непосредственно силу, приложенную жидкостью к поверхности, и не зависят от конкретной структуры течения или реологических свойств среды. Типичным представителем этого класса является датчик с плавающим элементом. Однако применение подобных методов сопряжено с большим количеством технических трудностей [135,136].

К глобальным корреляционным методам относится метод Клаузера [39,137,138], в котором скорость трения u_τ подбирается итеративно до тех пор, пока нормированный профиль скорости не совпадёт с логарифмическим законом стенки. Метод удобен в применении, однако предъявляет высокие требования к точности измерения профиля скорости. Зачастую используется с такими методами как LDA и PIV или измерениями термоанемометра. Для измерения касательных напряжений на стенке в работе

использовался именно данный класс методов: комбинация метода Клаузера по измеренным PIV профилям скорости и теплового датчика трения.

Метод Клаузера основан на логарифмической области закона стенки, рис. 2.3.1. Закон стенки справедлив в широком диапазоне граничных условий – например, при наличии градиента давления или умеренной шероховатости поверхности. Поэтому он пригоден для определения касательного напряжения на стенке после нахождения скорости трения u^+ , по измеренным профилям скорости. Профили скорости приводятся к универсальным координатам $u^+ = \bar{U}/(U_0\sqrt{C_f/2})$, $y^+ = y/\nu * U_0\sqrt{C_f/2}$, где $C_f/2 = \tau_w/(\rho U_0^2)$, $U_0 = \max(\bar{U})$, таким образом, чтобы логарифмическая часть профиля, $y^+ > 45$, наилучшим образом ложилась на зависимость

$$u^+ = \frac{1}{A} \ln y^+ + B, \quad (2.3.1)$$

где $A = 0.4$ – постоянная Кармана, а $B = 5.5$ – константа, которая для некоторых типов течений и граничных условий зависит от числа Рейнольдса. Данные константы являются универсальными для большинства турбулентных течений [139].

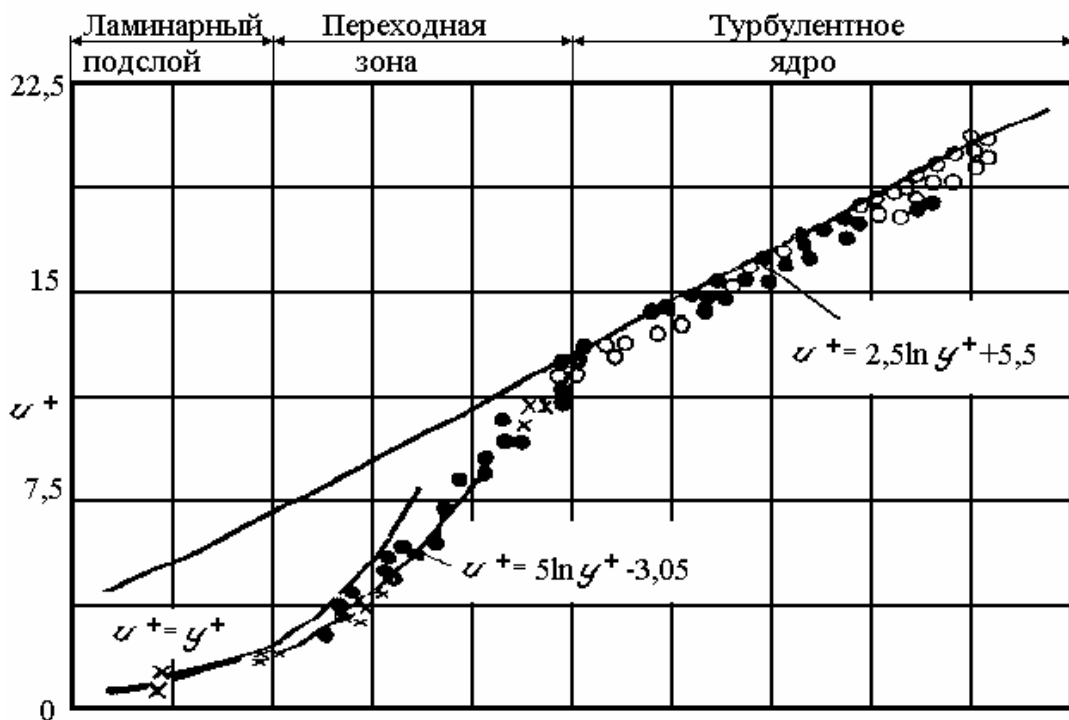


Рис. 2.3.1. Логарифмический закон стенки.

Вопрос о возможности применения метода Клаузера для определения касательных напряжений на стенке в нестационарном потоке является дискуссионным [39]. В настоящей

работе его использование обосновано квазистационарным режимом рассматриваемых в работе потоков.

Методы измерения трения тепловыми датчиками, основаны на законах теплообмена между специальным поверхностным элементом и обтекающей его жидкостью. Принцип работы таких устройств состоит в следующем. Электрическая теплота Джоуля, выделяемая в чувствительном элементе, распределяется между жидкостью и подложкой согласно соотношению

$$Q_J = Q_f + Q_s, \quad (2.3.2)$$

где Q_f – теплота, отводимая жидкостью непосредственно с нагретой поверхности, Q_s – теплота, безвозвратно поглощаемая подложкой.

В основе метода лежит ключевое допущение о том, что тепловой пограничный слой, формирующийся над чувствительным элементом, целиком располагается в линейной (вязкой) области профиля скорости. При дополнительном условии линейного роста амплитуды пульсаций скорости с расстоянием от стенки становится возможным связать пульсации касательного напряжения с пульсациями интенсивности теплообмена. Согласно имеющимся данным, в значительной части вязкого подслоя поле скоростей с хорошей точностью описывается линейными выражениями [140], что позволяет применять данный метод для определения пульсационных компонент трения.

Количественная связь между касательным напряжением и теплотой, отдаваемой жидкости на единицу ширины поверхности, определяется соотношением

$$Nu = 0.807 \cdot \left(\frac{l^2}{\mu a} \tau_w \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (2.3.3)$$

где Nu — число Нуссельта, l – продольный размер нагреваемого элемента, μ – динамическая вязкость, a – коэффициент температуропроводности. Соотношение (2.3.3) впервые было аналитически получено в работе Ludwig [141] для тонкой фольги. Позднее Liermann и Skinner [142] исследовали влияние градиента давления, который приводит к отклонению профиля скорости от линейного в вязкой области. При неблагоприятном градиенте давления вклад нелинейных членов в разложении скорости по длине теплового пограничного слоя существенно возрастает и ими уже нельзя пренебрегать, а вблизи точки отрыва соотношение полностью перестает работать. Для применимости данного подхода тепловой пограничный слой не должен выходить за пределы линейной области. Откуда следует необходимость малого размера теплового датчика.

Практически все тепловые датчики работают в условиях постоянной температуры, таким образом соотношение (2.3.3) определяется только текущим значением касательных напряжений потока. Тепло отводимое от нагреваемого элемента оказывается

пропорционально $\tau_w^{1/3}$. С учетом того, что тепло подводимое к датчику пропорционально квадрату электрического напряжения, выражение (2.3.2) может быть переписано в виде:

$$E^2 = \alpha \tau_w^{1/3} + \beta, \quad (2.3.4)$$

где E – напряжение на датчике, α , β – эмпирические коэффициенты, определяемые калибровкой. При этом коэффициент α определяется только параметрами нагреваемого элемента, а коэффициент β отвечает за вклад передачи тепла через подложку.

Из-за тепловой инертности в условиях флуктуаций скорости и касательных напряжений подложка может не успевать реагировать. В результате при одинаковых мгновенных значениях касательного напряжения теплопередача при пульсациях оказывается меньшей, чем при калибровке. Выходом из этого положения служит минимизация теплопередачи в подложку или максимизация доли теплоты, отводимой жидкостью. Например, расположение датчика непосредственно у стенки в воздухе, позволяет добиться хорошего результата, за счет теплоизолирующих свойств воздушной прослойки [143]. Другим практическим решением является использованием тонких цилиндрических нитей, которые можно крепить непосредственно на подложку, вследствие их малой площади контакта, что демонстрировало хорошую точность определения флуктуирующей компоненты касательных напряжений [144].

2.3.1. Конструкция теплового датчика трения. Синхронизация измерений.

Используемый в работе датчик трения представлял собой вольфрамовую нить диаметром 10 мкм и длиной 2.5 мм закрепленную на тефлоновой подложке, таким образом, чтобы нить по всей длине прилегала к подложке, рис. 2.3.2. Коэффициент теплопроводности подложки составлял $\lambda = 0.25$ Вт/мК. Датчик устанавливался вровень с уровнем стенки, оставляя только нить открытой для обдувания потоком. Данная конструкция датчика выбрана в соответствии с рекомендациями, представленными в работах [145,146]. Вольфрамовая нить была приварена к контактам из нержавеющей стали диаметром 0.8 мм, подключенным к экранированному разъему на внешней стороне канала.

Датчик трения подсоединен с помощью коаксиального экранированного кабеля к блоку термоанометра DISA 55M01. Измерительный блок термоанометра поддерживал постоянную температуру нити со степенью перегрева $T_s/T_0 = 1.3$, где T_s и T_0 – температура нити и газового потока, соответственно. Сигнал с термоанометра в экспериментах считывался с помощью 14-разрядного АЦП L-Card E14-140m с частотой записи 10 кГц.

В условиях пульсирующего потока запись с АЦП была синхронизована с нулевым положением заслонки той же самой системой синхронизации, что при PIV экспериментах (раздел 2.2.1). Таким образом, момент начала записи АЦП соответствовал первому кадру PIV из пары, исключая задержку между измеряемыми в работе полями скорости и

касательными напряжениями. Измерения касательных напряжений проводились отдельно от PIV экспериментов, чтобы избежать влияния частиц аэрозоля на нить. Перед экспериментами с датчиком трения камера смешения, входная и рабочая часть канала очищались от остатков аэрозоля.



Рис. 2.3.2. Фото теплового датчика трения и схема синхронизации при записи пульсирующего режима потока.

2.3.2. Калибровка датчика трения.

Для калибровки датчика трения были проведены серии PIV экспериментов в стационарном потоке при вариации расхода. По данным PIV эксперимента получены профили средней скорости в сечении потока, где расположен датчик трения. Затем к измеренным профилям скорости применялся метод Клаузера для вычисления касательных напряжений на стенке. Калибровочные профили скорости представлены на рис. 2.3.3. Все измерения проходили в турбулентном режиме стационарного потока. Профили скорости в канале хорошо обобщались логарифмическим законом.

Для валидации касательных напряжений, полученных по калибровочным профилям скорости, был рассмотрен закон сопротивления Блазиуса. Для используемого канала закон Блазиуса выполнялся с коэффициентом 0.255, рис. 2.3.4. Значения коэффициента сопротивления было получено через пересчет касательных напряжений по формуле

$$\lambda = \frac{8\tau_w}{\rho U^2}, \quad (2.3.5)$$

где U – среднерасходная скорость. Число Рейнольдса в законе сопротивления рассчитывалось по среднерасходной скорости и гидравлическому диаметру канала.

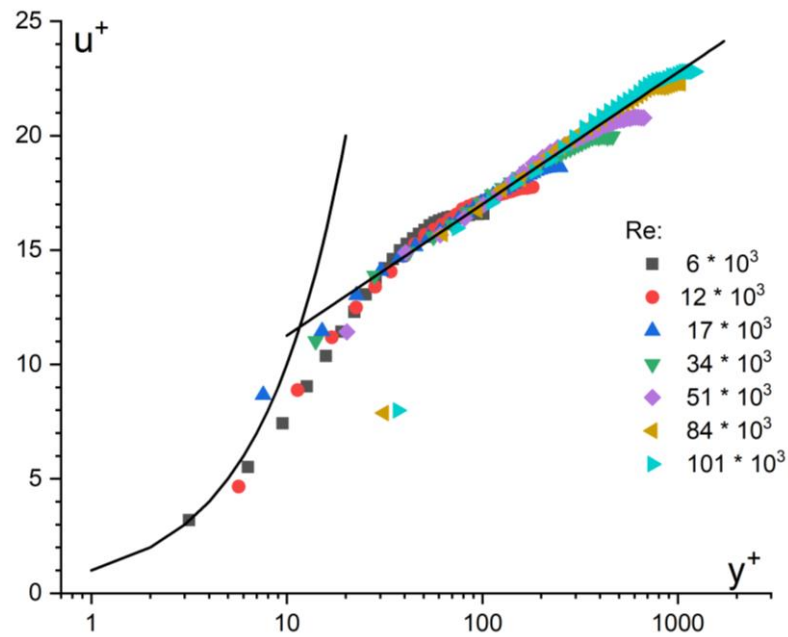


Рис. 2.3.3. Калибровочные профили скорости в универсальных координатах.

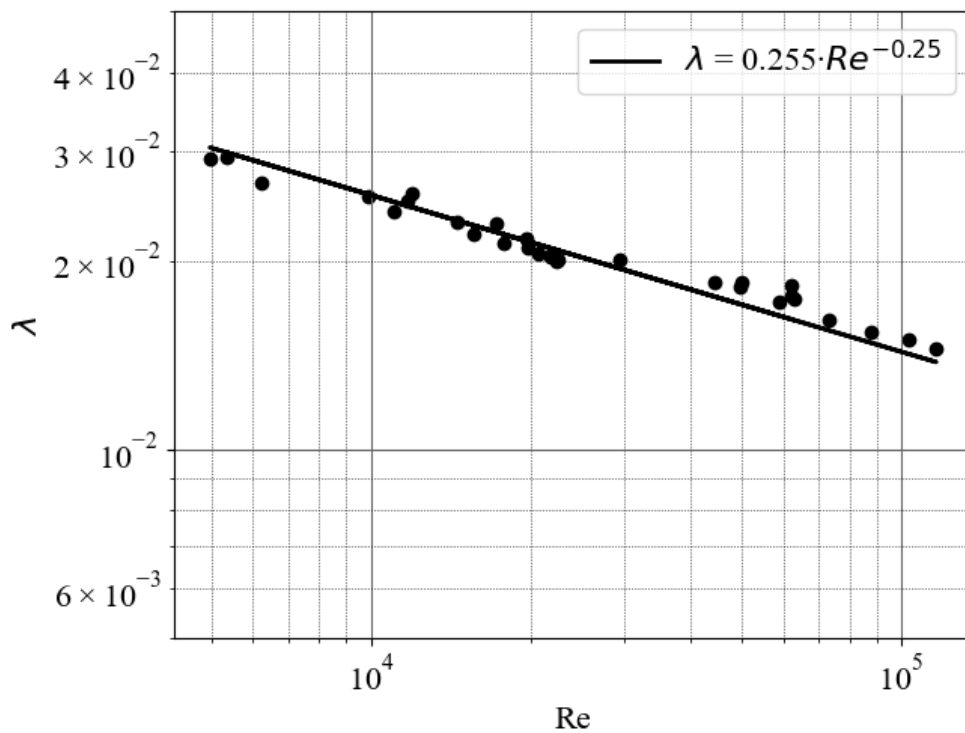


Рис. 2.3.4. Полученные методом Клаузера из калибровочных профилей скорости коэффициенты сопротивления потока.

Поскольку теплообмен нити датчика зависит от окружающих условий, калибровка датчика трения происходила дважды: непосредственно перед началом измерения и после завершения экспериментов, рис. 2.3.5. Отличие измеряемого напряжения до и после записи, как правило, не превышало 10%. Отмечалась, что зависимость среднего измеряемого электрического напряжения от τ_w хорошо описывается формулой (2.3.4). Для пересчета

измеряемого электрического напряжения в касательные напряжения по формуле (2.3.4) использовалась средняя зависимость калибровочных данных.

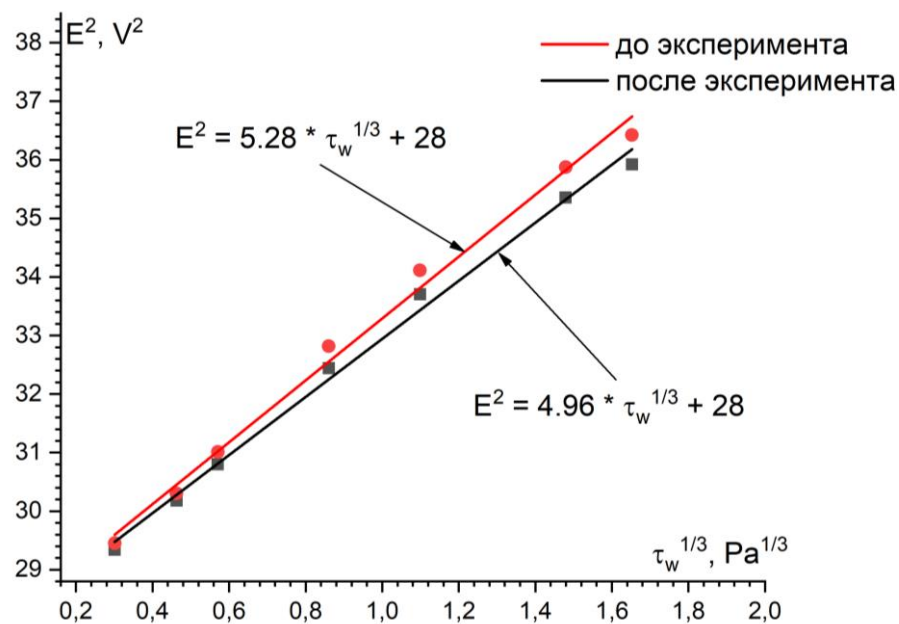


Рис. 2.3.5. Калибровочные зависимости для измерения касательных напряжений. τ_w было получено методом Клаузера из калибровочных профилей скорости потока в стационарном режиме.

Заключение к главе 2.

Создан экспериментальный стенд позволяющий создавать пульсирующий поток при помощи лопаточного пульсатора. Исследован гармонический состав волн изменения расхода, генерируемых данным пульсатором, продемонстрировано наличие четырех главных гармоник.

Разработана оптическая система, позволяющий измерять фазово-усредненные характеристики потока, такие как поля скорости и турбулентные пульсации при помощи разработанной системы синхронизации фазы методом PIV. Достоверность измерений была установлена при помощи сравнения с широко известными в литературе профилями скорости и пульсаций в универсальных координатах в области турбулентных чисел Рейнольдса в стационарном режиме течения.

Создан тепловой датчик трения, основанный на принципах термоанемометра с высоким временным разрешением. Система синхронизации измерения трения полностью повторяла синхронизацию PIV системы, исключая задержки между используемыми методами. Достоверность результатов измерения трения была установлена при помощи закона трения Блазиуса для прямоугольного канала.

Созданный экспериментальный стенд позволил провести комплексные исследования, сочетающие аэродинамику, турбулентность, касательные напряжения и тепловые потоки в пульсирующих турбулентных течениях.

Глава 3. ГП реализация алгоритма анализа PIV экспериментов.

В данной главе представлено описание разработанного алгоритма для анализа PIV экспериментов при помощи графических процессоров (ГП). Приведены и обобщены измерения производительности вычислений при помощи различных моделей ГП. Описан созданный способ генерации синтетических PIV изображений. Рассмотрены и опробованы различные методы валидации алгоритма. Проведены сравнения с существующими реализациями данного алгоритма.

3.1. Описание разработанного алгоритма.

Выбор языка Python для реализации разработанного метода обусловлен совокупностью технических и практических преимуществ данного языка в области научных вычислений. На сегодняшний день Python является де-факто стандартом в научном программировании: ведущие открытые PIV-библиотеки (OpenPIV [110], DPIVSoft [111]) реализованы именно на нём, что обеспечивает совместимость с существующим набором инструментов и широкую доступность разработанной библиотеки для исследовательского сообщества. Выбранная реализация не требует компиляции со стороны пользователя, обладает компактной кодовой базой, способна работать как на центральном процессоре (ЦП), так и на графическом процессоре (ГП) в зависимости от выбора пользователя.

Ключевая идея разработки любого высокоэффективного инструмента анализа данных на Python основана на максимальном использовании специализированных вычислительных библиотек, созданных на более быстрых языках программирования, таких как C или Fortran. Эти библиотеки компилируются при установке и позволяют выполнять операции с массивами с достаточно высокой скоростью. PyTorch является одной из таких библиотек. Изначально PyTorch разрабатывался как фреймворк для создания и обучения нейронных сетей, написанный на языке C/C++ с поддержкой CUDA, однако его удобный интерфейс и высокая степень интеграции с Python позволяют применять его для широкого круга задач. PyTorch также представляется перспективной платформой для реализации метода PIV, поскольку разработанные программы не требуют изменений в зависимости от того, на каком устройстве они выполняются – на центральном или графическом процессоре. Базовыми структурами данных этой библиотеки являются многомерные массивы примитивных типов, которые могут быть инициализированы как на хосте, так и в памяти ГП. При этом большинство операций над массивами оптимизированы с использованием принципа SIMD (Single Instruction, Multiple Data – одна инструкция, множество данных). Операции, выполняемые над массивами на ГП, реализованы с использованием библиотек cuBLAS и cuFFT, что является ключевым фактором для решения задачи PIV.

Детальное описание общего алгоритма анализа PIV данных приедено в разделе 1.4 и представлено на рис. 3.1.1. В разработанной библиотеке (Torch PIV) были реализованы все ключевые этапы этого алгоритма. А именно, были реализованы разбиение изображений на окна поиска с перекрытием, подсчет корреляционной функции методом БПФ, определение положения пика корреляционной функции с подпиксельной точностью через интерполяцию Гаусса, фильтрация ложных векторов по соотношению сигнал/шум при

анализе корреляционных пиков, а также итеративное уточнение начального поля смещений нулевого порядка за счет смещения окон поиска с подпиксельной точностью (CWS метод).

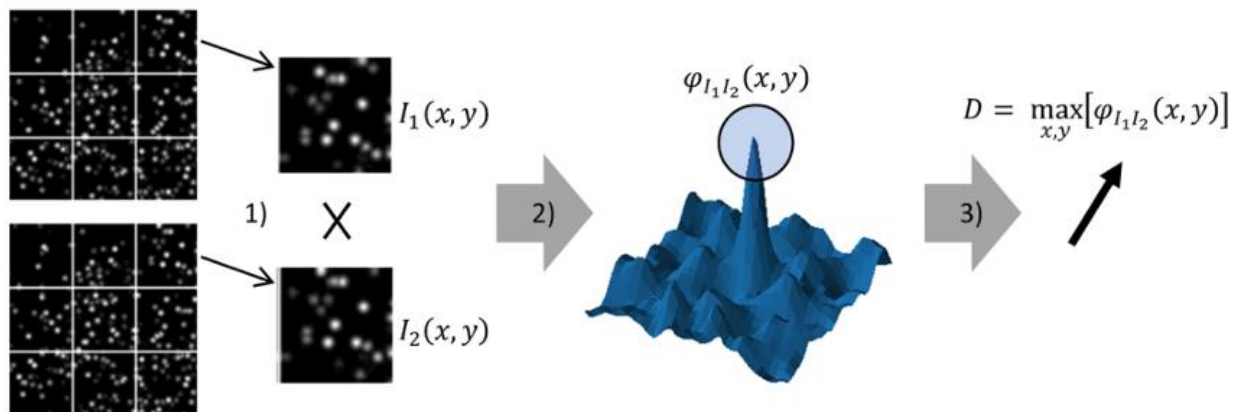


Рис. 3.1.1. Последовательные этапы реализованного алгоритма PIV. 1) – разбиение изображения на окна поиска, 2) – вычисление кросс-корреляции, 3) – определение положения максимума корреляционной функции с подпиксельной точностью.

Оптимальная производительность обработки на ГП достигается прежде всего за счёт минимизации передачи данных между памятью ГП и общей оперативной (памятью хоста) [147]. Для решения этой задачи все шаги алгоритма PIV выполняются исключительно в рамках функций библиотеки PyTorch, благодаря чему данные остаются в памяти ГП. Кроме того, при копировании изображений в память ГП сохраняется исходный тип данных – UInt8 или UInt16, что позволяет сократить время передачи данных.

Этап разбиения на окна запроса с перекрытием реализован путём изменения шага, определяющего начало следующей строки в массиве. Таким образом, двумерный массив размером $[M, N]$ преобразуется в трёхмерный массив размером $[C, W, H]$, где C – количество окон поиска с учетом перекрытий, W, H – размеры окна запроса. Операция копирования выполняется быстрее для меньших типов данных UInt8, однако разница по сравнению с массивами чисел с плавающей запятой, Float32 незначительна. На данном этапе алгоритма используется следующий метод библиотеки: `torch.as_strided(...)`.

За преобразованием пары двумерных изображений в трёхмерные следуют нормализация и вычисление кросс-корреляции методом БПФ. Прямое БПФ, а также обратное БПФ вычисляются по двум последним размерностям массивов с использованием специальных оптимизированных функций для вещественных чисел и двумерных преобразований. Для CUDA массивов эти функции вызываются из предкомпилированной библиотеки cuFFT, обернутой в интерфейс PyTorch. Функция БПФ может быть вызвана с данными целочисленного типа UInt8, при этом массивы автоматически преобразуются в

тип Float32; результат записывается в новый массив типа ComplexFloat32. При преобразовании типов создаётся и копируется новый массив. Затем полученные из двух кадров массивы перемножаются поэлементно и берётся обратное преобразование Фурье. Размерность результирующего массива корреляций также равна $[C, W, H]$. Для реализации данного шага используются следующие функции PyTorch: `torch.fft.rfft2(...)`, `torch.fft.irfft2(...)`.

Далее для каждого перекрывающегося окна поиска определяются индексы максимумов корреляции. На данном этапе вызывается предкомпилированная функция библиотеки: `torch.argmax(...)`. Потом следует этап подпиксельной аппроксимации положения максимума корреляционной функции согласно формулам (1.4.3). На основе результирующего массива индексов максимумов соответствующие «боковые» от максимума значения корреляции извлекаются в отдельные массивы с помощью функции библиотеки `torch.gather()`. Индексы окрестности максимума получаются из исходного массива индексов путём добавления соответствующих сдвигов $[[1,0], [-1,0], [0,1], [0,-1]]$. Далее применяется та же процедура `gather`, из окрестности максимума извлекаются массивы значений корреляции, а операции (1.4.3) записываются через функции работы с массивами, что обеспечивает их эффективное выполнение на ГП посредством модуля линейной алгебры cuBLAS. На данном этапе алгоритма используются следующие методы библиотеки: `torch.gather(...)`, `torch.log(...)`.

Затем выполняется валидация полученных корреляционных пиков методом отношения сигнал/шум. Для этого необходимо найти второй максимум корреляционной функции, не принадлежащий окрестности первого максимума. Иными словами, всем элементам массива корреляций, расположенным в задаваемой пользователем квадратной окрестности первого максимума, присваивается нулевое значение, после чего процедура поиска максимума повторяется. Критерий валидации записывается в следующем виде:

$$\frac{I_1}{I_2} > a, \quad (3.1.1)$$

где I_1, I_2 – первый и второй максимумы корреляционной функции, a – некоторый заданный коэффициент, как правило в экспериментах принято значение $a = 1.2$. Аналогично предыдущему шагу окрестность максимума находится через операции с массивами индексов. Затем применяется метод PyTorch, присваивающий нулевые значения элементам массива корреляций по соответствующим индексам. При этом копия массива корреляций не создаётся – процедура выполняется на месте. Далее, аналогично предыдущему шагу, выполняется поиск новых максимумов корреляции, и соотношение (3.1.1) определяется в виде массива битового типа. Результирующий массив используется в качестве маски при

фильтрации ложных векторов смещения. Данный этап реализован посредством вызовов функций: `torch.gather(...)`, `torch.scatter(...)`.

При итеративном уточнении полученного поля смещений вычисленные векторы используются при повторном разбиении изображений на окна поиска. Для формирования нового разбиения используется массив исходных индексов изображения. К массиву индексов применяется операция разбиения на окна поиска, аналогичная разбиению изображения на первой итерации алгоритма. Затем к индексам окон поиска прибавляется смещение, полученное на предыдущей итерации. На основе массива сдвинутых индексов восстанавливается массив сдвинутых окон запроса, и описанный выше алгоритм повторяется.

В разработанной библиотеке реализованы два метода сдвига окон поиска: дискретный сдвиг (DWS) и непрерывный сдвиг (CWS). При непрерывном сдвиге окон поиска в качестве метода интерполяции используется билинейная интерполяция изображения. При этом реализована возможность уменьшения окон поиска в ходе итераций. Пользователь также может увеличить плотность начального поля векторов скорости. Для увеличения плотности начальных векторов применяется интерполяция двумерным кубическим сплайном. На этапе искусственного увеличения числа начальных векторов с помощью бикубической интерполяции маска валидации также расширяется посредством интерполяции по ближайшим значениям. Таким образом, ближайшие векторы, полученные в результате интерполяции, также помечаются как недостоверные. Время выполнения последующих итераций оказывается значительно больше вследствие затрат на восстановление нового массива окон запроса.

На заключительном этапе векторы смещения копируются в общую оперативную память и умножаются на заданный временной коэффициент. На стороне хоста ложные векторы интерполируются методом билинейной интерполяции. Для выполнения интерполяции используется метод библиотеки SciPy, обеспечивающий высокую скорость обработки массивов на процессоре. Данный этап не требует значительных затрат времени, поскольку двумерные массивы скоростей существенно меньше массивов изображений, окон поиска и корреляций. Результирующие скорости могут храниться в оперативной памяти хоста в виде массива матриц для ускоренного вычисления статистических характеристик потока, исключая необходимость загрузки матриц скоростей с диска. Хранение даже большого числа матриц скоростей в оперативной памяти доступно большинству современных компьютеров, поскольку размеры этих матриц невелики, порядка [200, 200] ячеек, по сравнению с изображениями. Скорости, полученные в

эксперименте с 5000 парами изображений, занимают около 3 ГБ оперативной памяти при использовании чисел с двойной точностью с плавающей запятой.

3.2. Валидация алгоритма.

Точность разработанного метода проверялась на искусственно сгенерированных, или синтетических, PIV-изображениях, а также на экспериментальных данных. Синтетические изображения были сгенерированы для двух случаев:

1. Ламинарное течение Пуазейля в канале.
2. Нестационарное турбулентное течение с резким расширением канала.

Сгенерированные PIV-изображения были получены на основе расчётов, выполненных методом решёточного уравнения Больцмана (LBM) [148] для двумерного случая. Таким образом, поля, полученные методом Torch PIV, сравнивались с реальными значениями скорости. Ламинарное течение Пуазейля использовалось в качестве тестового случая в идеальных условиях для PIV, в отсутствии больших градиентов скорости. Течение с резким расширением канала позволило оценить способность метода корректно воспроизводить поле скоростей в условиях больших градиентов скорости и наличия вихревых структур.

Для генерации синтетических изображений был разработан алгоритм, преобразующий поля скоростей, полученные методом LBM D2Q9 для двумерного газа, в смещения частиц на изображении. На этапе столкновений применялась модель Батнагара-Гросса-Крука (БГК) [149]. Размер расчётной области составлял 500×1000 ячеек, что соответствовало изображениям разрешением 0.5 Мп. Расчёт выполнялся в условиях свободной правой границы. Для течения Пуазейля рассматривался ламинарный случай, при котором в качестве начального значения скорости по всей длине канала задавался параболический профиль. Число Рейнольдса, вычисленное по ширине канала и средней скорости жидкости, равнялось 1000. Параболический профиль скорости задавался также в качестве условия на левой границе расчётной области. Для течения с резким расширением канала в качестве начальных условий задавались прямоугольный профиль скорости на левой границе и нулевое значение скорости в остальной части расчётной области; число Рейнольдса, определённое по начальной скорости на левой границе и ширине канала, составляло 3500. Входное значение скорости в решёточных единицах для обоих случаев равнялось 0,08. Модель каждого течения рассматривалась после нескольких десятков тысяч итераций алгоритма LBM. Примеры полученных полей скоростей представлены на рис. 3.2.1.

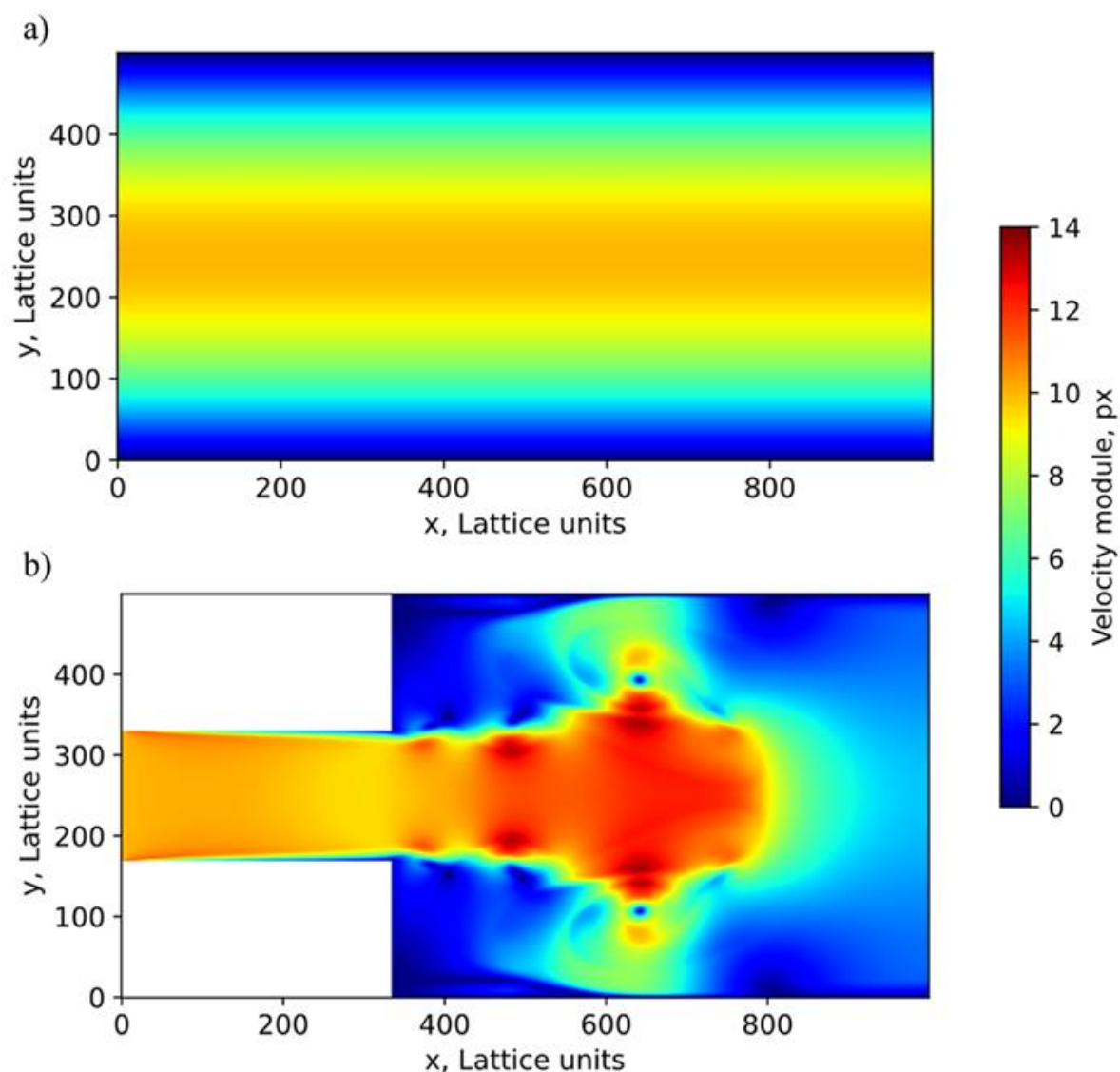


Рис. 3.2.1. Модули двумерного поля скорости, полученные методом LBM. а) – Течение Пуазейля, Re 1000. б) – Поток в канале с резким расширением, Re 3500.

Метод генерации изображений был аналогичен описанному в работе [111]. Частицы случайным образом распределялись по 8-битным изображениям, интенсивность свечения случайно варьировалась в диапазоне яркостей от 0 до 255. Задавалось начальное положение частиц, после чего рассматривалась эволюция их координат. В момент сохранения изображения (каждые несколько десятков итераций LBM) частицы отображались на матрице в виде гауссовых пятен размером 5×5 пикс. Параметр гауссова размытия σ был равен 1. Плотность распределения частиц составляла 30 на окно запроса размером 32×32 пикс. Для моделирования трёхмерного течения при генерации каждого изображения 1% частиц случайным образом исчезал и появлялся вновь в свободных местах. Смещение частиц в ядре потока составляло около 10 пикс., что соответствует типичному экспериментальному случаю, рис. 3.2.2.

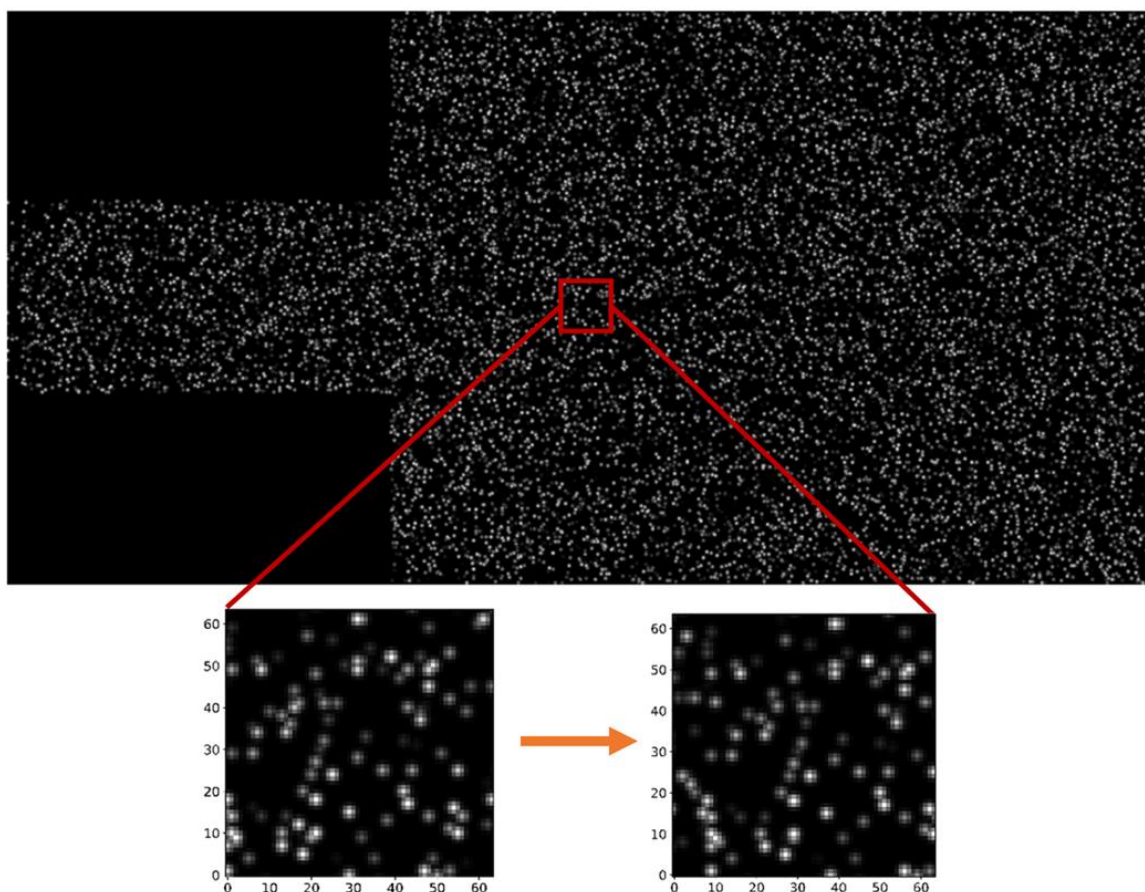


Рис. 3.2.2. Пример синтетического изображения, полученного в результате расчёта методом LBM. Увеличенная область соответствует окну поиска размером 64×64 пикс. На последовательных изображениях показано смещение частиц в пределах одного окна поиска.

Для оценки точности разработанного метода в условиях низкого градиента скорости были проведены тесты на синтетических изображениях, сгенерированных для течения Пуазейля. Разработанный алгоритм PIV применялся с окном запроса 64×64 пикс., перекрытием 48 пикс. и двумя итерациями с непрерывным смещением окна поиска. На каждой итерации алгоритма выполнялась валидация векторов по критерию (3.1.1) со значением коэффициента 1.2 с последующей интерполяцией ложных векторов. На второй итерации начальное количество векторов увеличивалось в четыре раза, а размер окна запроса уменьшался до 32 пикс. Для верификации было сгенерировано 400 пар изображений. Пример полученного мгновенного поля скоростей представлен на рис. 3.2.3.

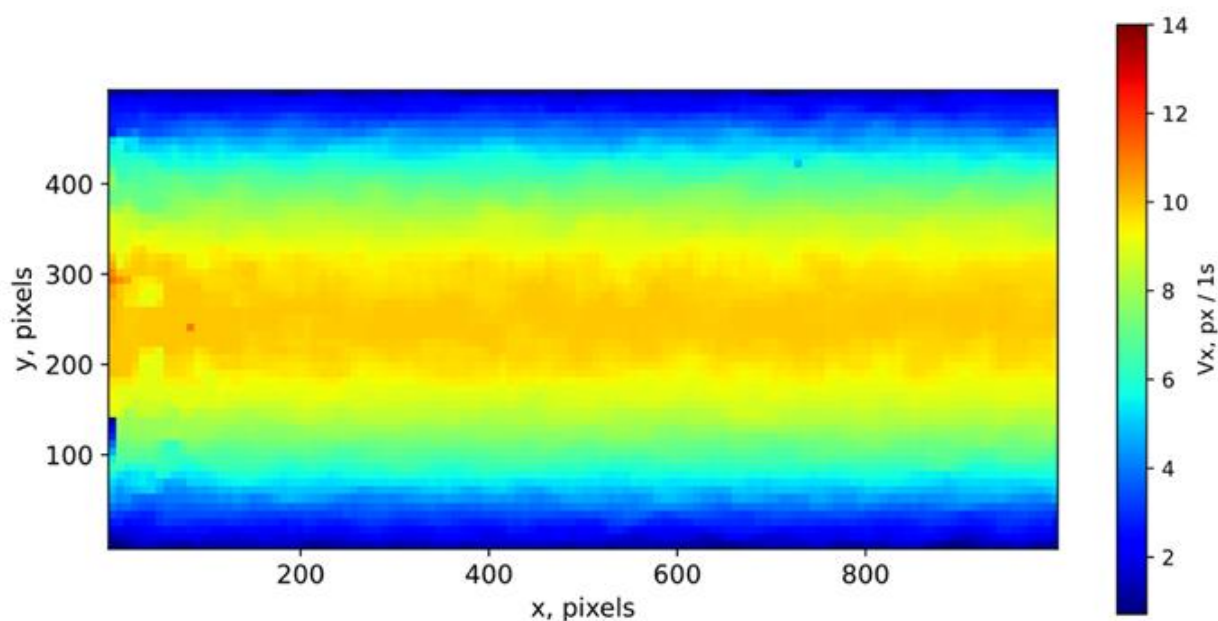


Рис. 3.2.3. Мгновенное поле скоростей, полученное в результате обработки синтетических изображений ламинарного течения Пуазейля методом Torch PIV. Параметры анализа: окно запроса 64×64 пикс., перекрытие окон 48 пикс., две итерации с уменьшением окна и увеличением пространственного разрешения при непрерывном сдвиге окна поиска (CWS).

Далее по 400 полученным полям были определены среднее значение скорости и среднеквадратическое отклонение выборки. Полученные профили скоростей показаны на рис.3.2.4 а. Средний профиль скорости практически совпадает с реальным значением. Мгновенные значения скорости отклоняются от реальных. Среднеквадратическое отклонение полученных полей скоростей возрастало с увеличением модуля скорости. Среднее значение среднеквадратического отклонения, нормированного на соответствующее значение скорости, составляет около 1.5% или 0.15 пикс., что согласуется с возможной погрешностью метода PIV [150].

Профиль среднеквадратического отклонения главной компоненты скорости, известного также как пульсации потока, рассчитанного относительно соответствующей средней скорости, показан на рис. 3.2.4. б. При этом теоретическое значение пульсаций для ламинарного потока строго равно 0, таким образом следует интерпретировать рис. 3.2.4. б как профиль ошибки метода. Наблюдается, что относительная величина пульсаций возрастает вблизи стенок канала. Данный эффект обусловлен совокупностью погрешностей метода PIV. Пристенная область соответствует наибольшему градиенту скорости, при этом векторы скорости оказываются смещены в область высоких значений, что связано с пространственным разрешением метода. Кроме того, в этой области наблюдается наименьшее смещение частиц, что увеличивает относительную погрешность

подпиксельной аппроксимации. На профиле среднеквадратического отклонения наблюдаются характерные волны, которые связаны с эффектом peak-locking. Получаемые смещения частиц в пикселях тяготеют к целым значениям, однако наличие этого эффекта считается нормой для методов не использующих деформацию окна поиска [92].

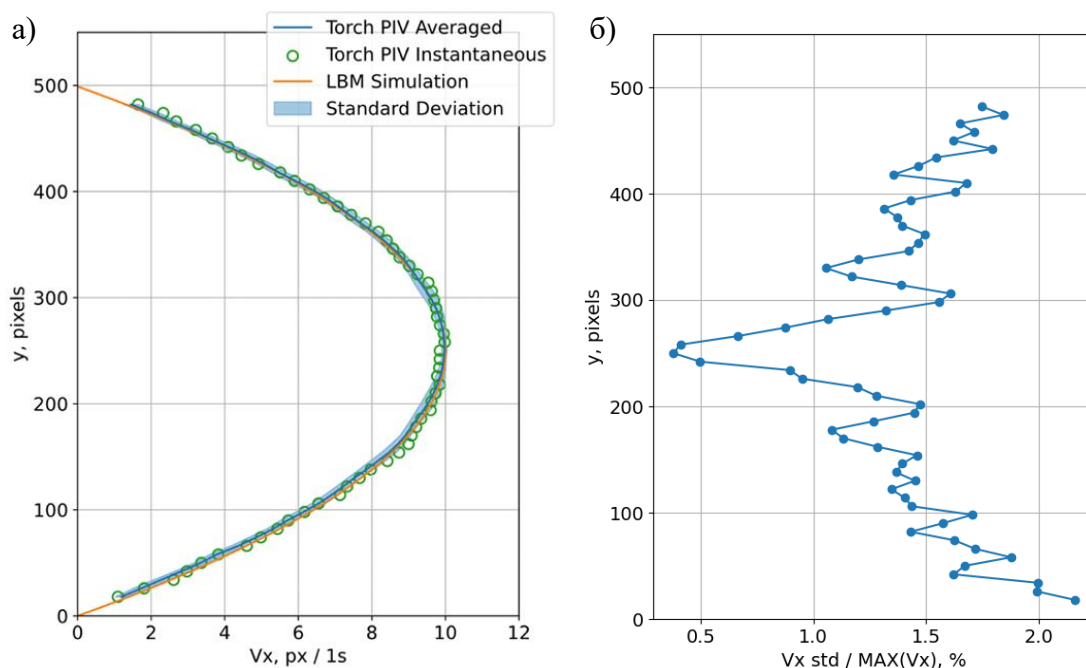


Рис. 3.2.4. а) Сравнение мгновенных и усреднённых профилей главной компоненты скорости, полученных методом Torch PIV, с реальным полем скоростей из расчётов методом LBM. б) Значение полученных относительных пульсаций скорости.

Для нестационарного потока при резком расширении канала рассматривались только мгновенные значения скорости. Поля главной компоненты скорости, полученные в результате обработки синтетических изображений методом Torch PIV, а также их отличие от полей, полученных методом LBM, представлены на рис. 3.2.5. Метод Torch PIV применялся с аналогичными прошлому случаю параметрами. Для сравнения полей скорости к теоретическим значениям было применено пространственное усреднение по окнам поиска. Разработанный метод позволил получить поле скоростей, весьма близкое к реальному.

Далее рассматривались профили скоростей для сечений, указанных на рис. 3.2.5 б) рассматриваются полученные профили скоростей, которые сравниваются с реальными значениями на рис. 3.2.6. Наблюдается хорошее согласование профиля скорости в области малых градиентов, тогда как в пристенной отмечается заметное отклонение от реальных значений. Кроме того, особенности профиля скорости, характерные размеры которых

меньше размеров окна запроса, остаются неразрешёнными, что является допустимым для метода PIV.

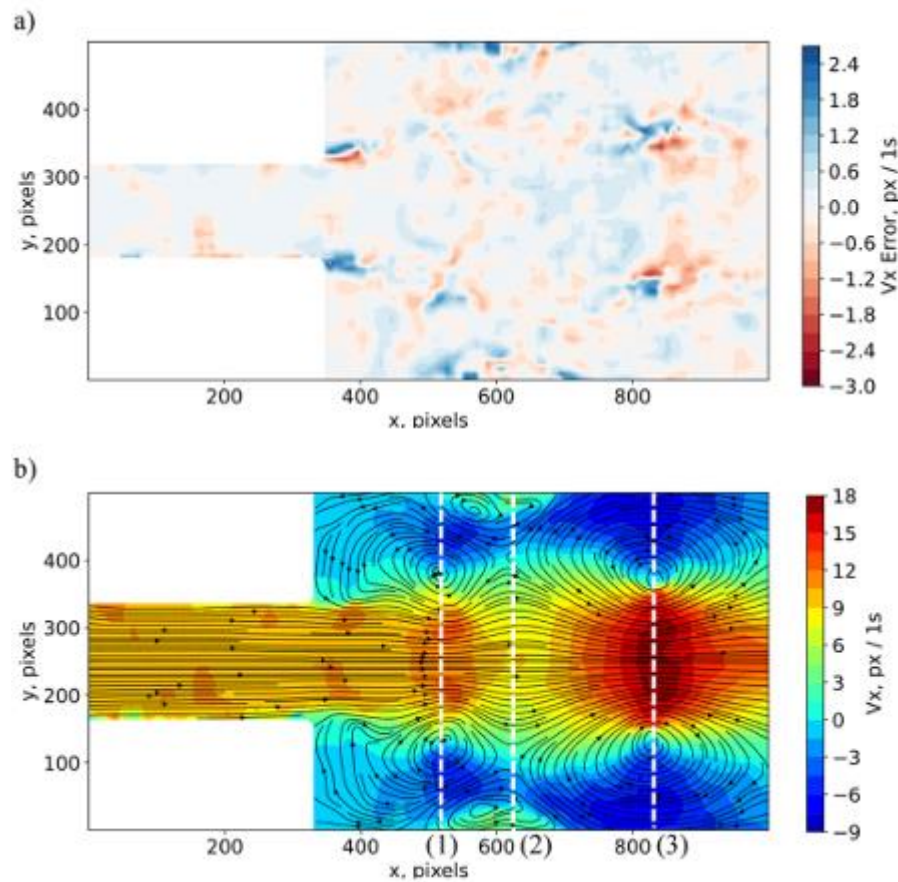


Рис. 3.2.5. а) Разность между мгновенным значением реальной главной компоненты скорости, полученной методом LBM, и значением, полученным методом Torch PIV. б)

Мгновенное поле скоростей, полученное из синтетических изображений методом Torch PIV.

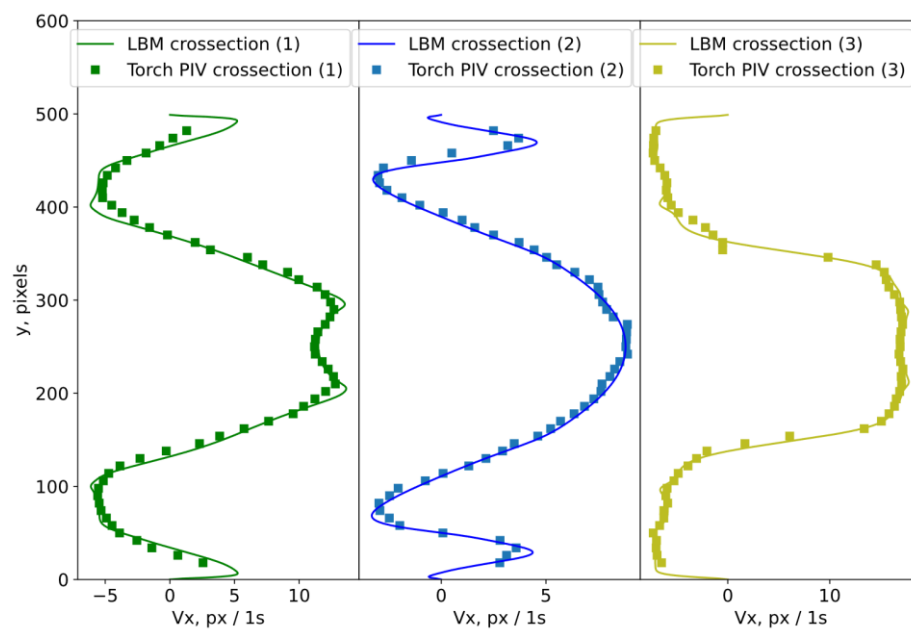
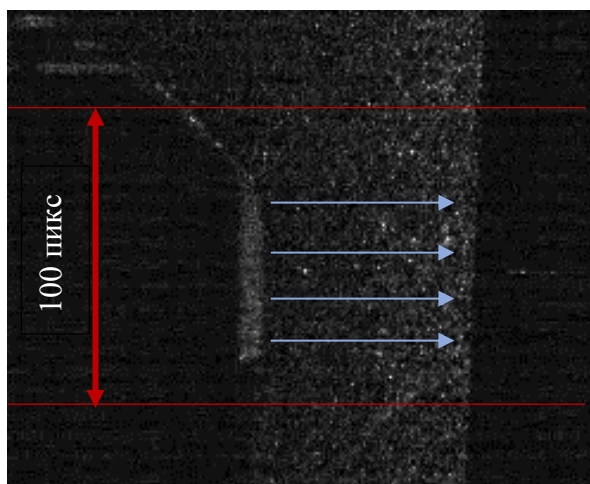


Рис. 3.2.6. Сравнение мгновенных профилей скорости полученных методом Torch PIV с теоретическими данными в рассмотренных сечениях.

Для валидации на экспериментальных данных был выбран тот же подход, что и для OpenPIV [110]. В качестве тестовых изображений была использована открытая база экспериментальных данных, разработанная Neal в 2015 году [151]. База данных представляет собой набор экспериментов, записанных одновременно двумя камерами, одна из которых имела больший динамический диапазон и более высокое разрешение, чем другая. Данные с одной из камер имеют меньшую погрешность и были использованы для определения погрешности разработанного метода (HDR Dataset) [152]. Выбранный эксперимент включал PIV-изображения турбулентной стационарной струи (MS B012 Dataset). В измеряемой области присутствовали ядро течения и зона смешения. Набор из 498 пар изображений струи был обработан с помощью разработанной библиотеки. Плотность частиц в эксперименте составляла 0.03 частицы на пиксель. Для обработки было выбрано окно запроса размером 32×32 пикс, две итерации алгоритма с непрерывным сдвигом окна поиска, валидация векторов по критерию (3.1.1) со значением коэффициента 1.2 и последующая интерполяция недостоверных векторов.

Поскольку область струи занимала малую часть изображения, изображения были обрезаны, а перекрытие окна запроса установлено равным 75%. Так как реальные значения скорости, полученные из базы данных, имели разрешение 1 вектор на пиксель, они усреднялись по окнам запроса для воспроизведения эффекта пространственного усреднения разработанного алгоритма PIV. Сравнение профиля средней осевой скорости потока с его реальным значением и значением среднеквадратической ошибки представлено на рис. 3.2.7.

а)



б)

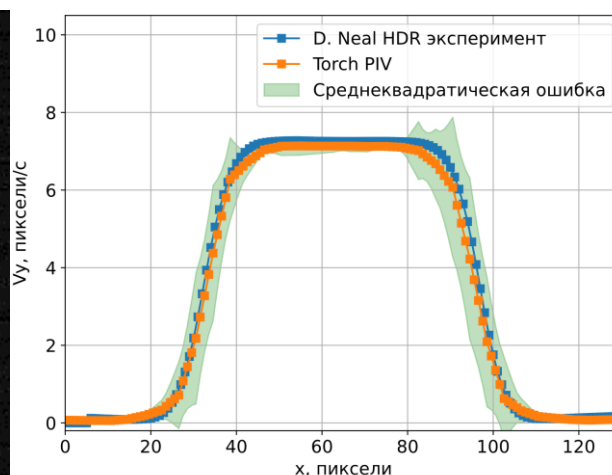


Рис. 3.2.7. а) – Пример используемых экспериментальных PIV данных из базы [151]. б) – Сравнение полученного методом Torch PIV среднего профиля скорости и значение среднеквадратической ошибки относительно тестовых данных Neal [151].

Измерительная сетка истинных полей вектора скорости потока отличалась от сетки, определённой методом Torch PIV. Для их сравнения и вычисления погрешности использовалась билинейная интерполяция. Средние скорости, полученные в результате обработки, достаточно хорошо совпадают с реальными значениями в ядре потока. В ядре потока средняя погрешность составляет приблизительно 0.028 пикселя, или 0.4%, тогда как в зоне смещения струи средняя погрешность может достигать 1.43 пикселя, или 20.5%. Гистограмма распределения погрешности главной компоненты скорости представлена на рис. Средняя погрешность в эксперименте составила 0.15 пикс. Среднеквадратическое отклонение погрешности в данном эксперименте равнялось 1.26 пикс. Доля данных с погрешностью в диапазоне от -1 до 1 пикс. составила 82%. Значительная погрешность в данном эксперименте объясняется малым размером измерительной области, составлявшей всего 100 пикселей по полной ширине струи, а также достаточно простым критерием валидации векторов. В целом можно констатировать, что среднее значение скорости хорошо согласуется с экспериментом.

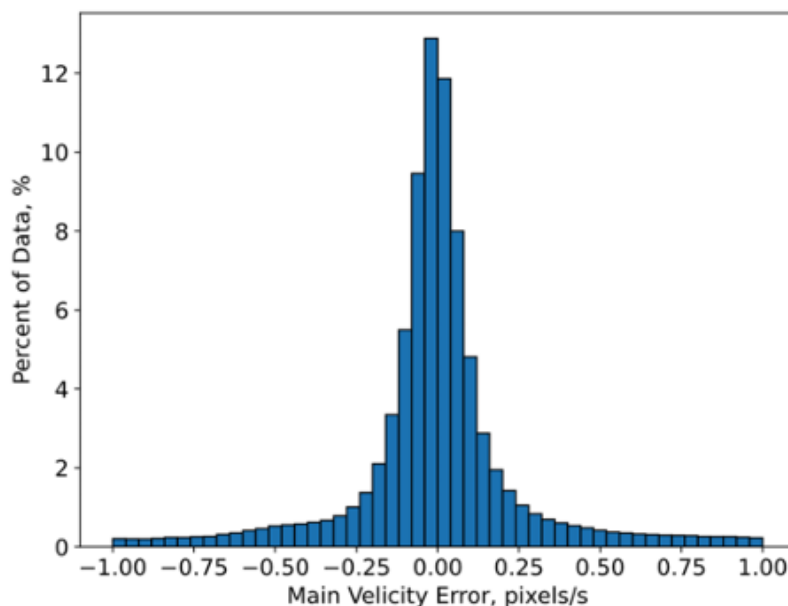


Рис. 3.2.8. Распределение ошибок главной компоненты при валидации на экспериментальных данных из работы [151].

Далее был проведен цикл валидации пространственно-частотного отклика разработанного метода, впервые предложенный Scarano и Riethmuller [93]. Чем меньше длина волны пространственных вариаций смещений по сравнению с размером окна поиска, тем сильнее алгоритм занижает амплитуду – то есть «сглаживает» реальное поле скоростей. Этот эффект аналогичен фильтрации низких частот в обработке сигналов. Именно поэтому в пристенных областях с большими градиентами скорости погрешность PIV выше, чем в ядре потока. Синусоидальное распределение смещений используется как тестовый сигнал: если задать поле смещений в виде синусоиды с известной длиной волны, можно проверить, насколько точно PIV-алгоритм восстановит амплитуду и форму этого распределения при разных соотношениях длины волны и размера окна запроса.

Для этого создаются синтетические изображения с заданными смещением частиц по формуле

$$\vec{u} = A \sin\left(2\pi \frac{x}{\lambda}\right) \vec{e}_y, \quad (3.1.2)$$

где λ – длина волны варьирующаяся от размера окна поиска до нескольких десятков окон поиска. Амплитуду такого смещения принято брать постоянной равной 2 пикселям. Для создания синтетических изображений применялся разработанный генератор, используемый на предыдущих этапах валидации. Сгенерированные изображения имели размер (512, 1024) пикселя. Плотность частиц составляла 0.05 частиц/пиксель. Затем изображения были обработаны созданным алгоритмом с окном поиска 64×64 , с перекрытием окон 50% и поправкой к скорости нулевого порядка методом CWS с уменьшением окна поиска до 32×32 пикселей. На рис. 3.2.9 представлено сравнение полученного пространственного отклика и сопоставление с работами Scarano.

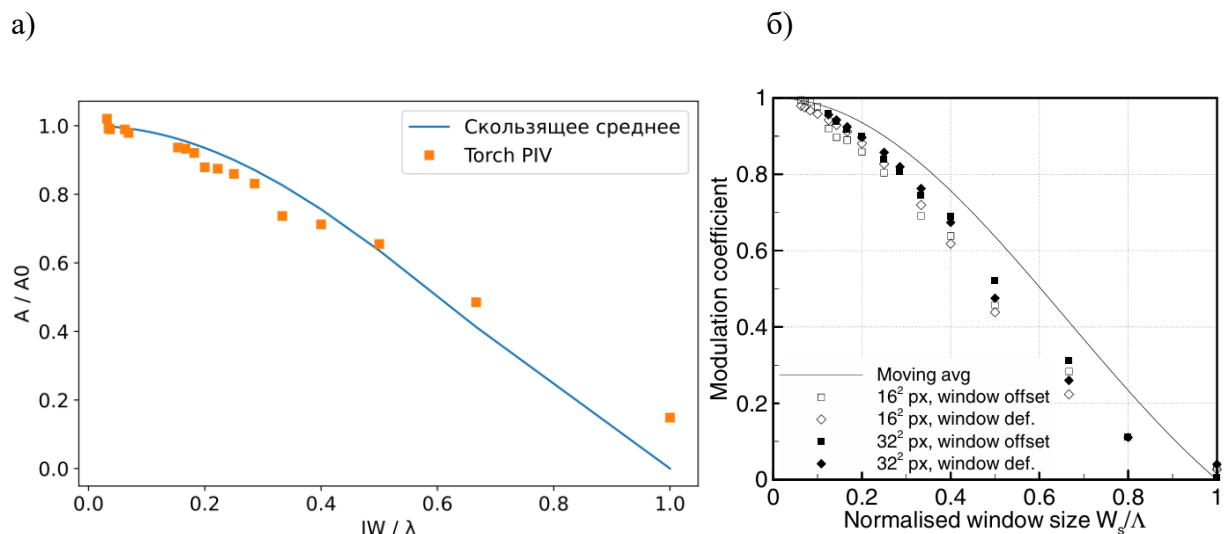


Рис. 3.2.9. Сравнение пространственного отклика метода PIV и оператора скользящего среднего. а) – разработанный алгоритм. б) – данные из работ Scarano [96].

Наблюдалось что зависимость пространного отклика хорошо сходится с известными в литературе данными. Небольшое расхождение в высокочастотной области может быть объяснено простотой реализации разработанного генератора синтетических изображений, который не учитывал толщину лазерного ножа.

3.3. Производительность разработанного метода.

Производительность предложенной реализации метода PIV тестировалась на персональном компьютере, аналогичном тем, которые используются для обработки PIV-данных. Поскольку разработанная библиотека Torch PIV является аппаратно-независимой, имеет смысл измерить производительность как ЦП, так и ГП версий. Для ЦП версии разработанной библиотеки расчёты выполнялись с использованием процессора Intel Core i5 с тактовой частотой 2.9 ГГц и 8 ядрами. На момент проведения работы ГП-версия тестировалась на двух моделях устройств NVIDIA – GeForce GTX 1660 Ti и GeForce GTX 1050 Ti, – которые на сегодняшний день уже давно считаются устаревшими, но тем не менее позволяют провести количественное сравнение в простоте производительности.

Сравнение ЦП-версии разработанной библиотеки и библиотеки OpenPIV, основанной на вычислительной библиотеке NumPy, представлено на рис. 3.3.1. Параметры сравнения для двумерного анализа: пара изображений размером 1024×1024 пикселей, окно поиска размером 32 пикселя, перекрытие 16 пикселей (3969 пар окон), трёхточечная гауссова подпиксельная аппроксимация и вычисление отношения сигнал/шум за одну итерацию. Сравнение проводилось с настройками многопоточности по умолчанию для каждой из библиотек. Как видно из диаграммы, разработанный модуль превосходит OpenPIV по производительности. Это различие в производительности объясняется более высоким уровнем векторизации написанных функций: в коде OpenPIV присутствуют циклы, написанные на Python, которые замедляют вычисления. Производительность разработанного метода примерно в 8 раз выше производительности OpenPIV, что соответствует числу потоков на тестовой машине. Более высокий уровень векторизации позволяет PyTorch использовать многопоточность без необходимости расширения функциональности разработанного модуля.

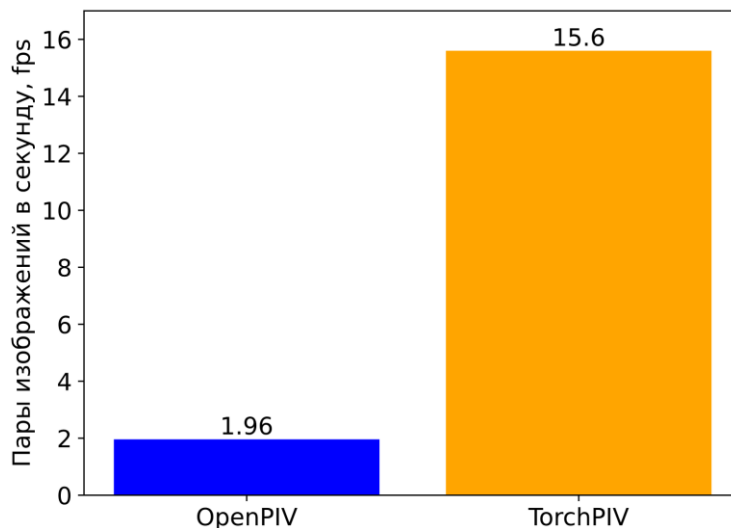


Рис. 3.3.1. Сравнение производительности разработанной библиотеки и OpenPIV при вычислении на центральном процессоре.

Далее было проведено измерение времени, затраченного на выполнение каждого шага разработанного метода с использованием GeForce GTX 1660 Ti, таб. 3.3.1. Видно, что вычисление корреляционной функции занимает большую часть общего времени. Время вычисления корреляционной функции в зависимости от количества окон запроса для GPU-версии GTX-1660 Ti и CPU-версии разработанного метода с 8 потоками показано на рис. 3.3.2. В обоих случаях наблюдается линейный рост временных затрат в зависимости от объёма данных. Использование GTX-1660 Ti обеспечило 75-кратное ускорение по сравнению с одним потоком процессора на первой итерации алгоритма с валидацией векторов скорости и интерполяцией недостоверных векторов.

Таблица 3.3.1. Процентное соотношение времени, затрачиваемого на различные шаги ГП-версии алгоритма Torch PIV. Данные усреднены по 1000 запускам.

Этап алгоритма	Затраченное время, %
Разбиение изображений на окна поиска	3.6
Подсчет корреляции методом БПФ	81.0
Поиск индексов максимума корреляции	3.1
Подпиксельная аппроксимация методом Гаусса	12.3

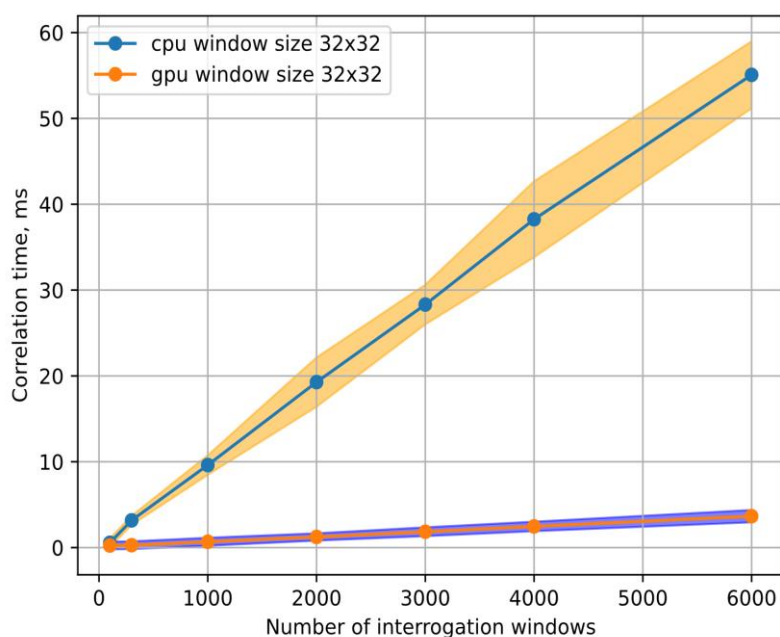


Рис. 3.3.2. Сравнение времени вычисления корреляционной функции ЦП- и ГП-версий Torch PIV в зависимости от количества окон поиска.

Для лучшего понимания низкоуровневой составляющей операций с многомерными массивами был применён встроенный профилировщик библиотеки PyTorch. Время, затрачиваемое на вызовы низкоуровневых операций PyTorch при выполнении первой итерации алгоритма PIV без валидации, представлено в таблице 3.3.2. Согласно таблице, основными операциями алгоритма являются операции копирования и преобразования типов из вещественных в комплексные и обратно при выполнении операции БПФ. Результаты таблиц 3.3.1 и 3.3.2 оказались примерно одинаковыми для обеих моделей видеокарт. В недавних публикациях, представляющих низкоуровневые ГП-решения с использованием пользовательских CUDA-ядер, отмечается, что приблизительно 70% времени при вычислении кросс-корреляции методом БПФ расходуется на управление памятью и лишь 14% на непосредственные вычисления [109,110]. Данные, полученные в ходе профилирования разработанного метода, согласуются с ранее упомянутыми в литературе.

Таблица 3.3.2. Результаты профилирования первой итерации ГП-реализации TorchPIV.

Название операции	Затраченное время, %
aten::copy	29.66
aten::_fft_r2c	15.15
aten::nonzero	10.62
aten::mul	9.04
aten::roll	8.37
aten::_fft_r2c	7.6
aten::add_	6.46
Другие	13.10

Производительность ГП-метода сравнивалась с результатами из работы Wernet [109], в которой была продемонстрирована производительность вычисления корреляционной функции с помощью программы, написанной на CUDA с использованием библиотек cuBLAS и cuFFT, для различных моделей видеокарт. В работе было показано, что скорость вычисления корреляционной функции зависит главным образом от пропускной способности памяти видеокарты.

На рис. 3.3.3 сравниваются данные о производительности, полученные в работе [109], и производительность разработанного метода. Время вычисления приведено на пару окон поиска, поскольку было показано, что время вычисления корреляции линейно

возрастает с увеличением объёма данных. Продемонстрировано что скорость вычисления корреляционной функции в разработанном методе соответствует линии тренда из работы [109]. На основании полученных данных можно заключить, что производительность разработанного высокоуровневого алгоритма на языке Python совпадает с производительностью менее гибкого решения на языке C++.

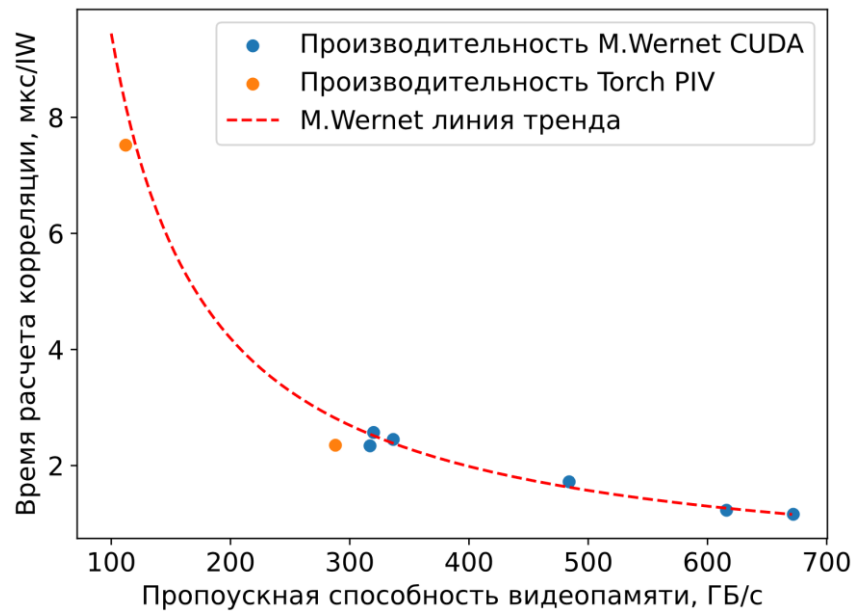


Рис. 3.3.3. Сравнение временных затрат на вычисление корреляционной функции в зависимости от пропускной видеопамати графического процессора и данных из работы Wernet [109].

Заключение к главе 3.

На основе высокоуровневых библиотек языка Python был разработан алгоритм анализа PIV экспериментов при помощи графических процессоров (ГП). Разработанный алгоритм включает в себя подсчет корреляции, нахождение максимума корреляционной функции методом трехточечной аппроксимации Гаусса, отсев ложных векторов по соотношению сигнал/шум, а также итерационное вычисление поправок скорости нулевого порядка.

Проведена валидация созданного алгоритма на синтетических изображениях и открытых экспериментальных данных. Для этого был создан собственный генератор синтетических PIV изображений. Установлено, что созданный алгоритм соответствует современным стандартам точности и пространственного разрешения.

Приведены и обобщены измерения производительности вычислений различных моделей ГП. Проведены сравнения с производительностью существующих реализаций данного алгоритма. Продемонстрировано, что наиболее затратные этапы алгоритма выполняются со скоростью существующих менее гибких реализаций на языке C/C++ (CUDA).

Глава 4. Аэродинамика квазистационарного пульсирующего течения в гладком канале.

В данной главе представлены результаты экспериментального исследования аэродинамических свойств пульсирующего течения в прямоугольном канале. Для установления закономерности трения в пульсирующем турбулентном потоке в данной работе был рассмотрен квазистационарный пульсирующий поток в широком диапазоне чисел Рейнольдса. Выбор квазистационарного диапазона частот пульсаций потока был обусловлен практическим интересом получения данных о применимости стационарных методик измерения трения в каналах и трубах, таких как метод Клаузера, и сравнение с широко-известными стационарными закономерностями трения. Кроме того, для рассмотренных режимов приведены измерения динамики интегральных характеристик пограничного слоя, таких как толщины вытеснения и потери импульса.

Измерения средних и пульсационных характеристик потока проводилось при числах Рейнольдса в диапазоне $Re_{ta} = 1.7 \cdot 10^4 - 7.3 \cdot 10^4$. Значение параметра ω^+ в экспериментах варьировалось в диапазоне $5 \cdot 10^{-5} - 1.7 \cdot 10^{-4}$, что соответствовало квазистационарному режиму потока. Амплитуда пульсаций расхода в различных режимах отличалась и изменялась в пределах $A = 0.5 - 0.75$. Диапазон чисел Струхала в работе составил $Sh = 0.001 - 0.03$. Профили скорости, турбулентные пульсации и интегральные характеристики потока в различные фазы осцилляций измерялись методом PIV. Измерения трения на стенке канала осуществлялось калиброванным тепловым датчиком. Полученные экспериментальные данные сопоставлялись со значениями напряжений трения, определёнными по методу Клаузера на основе фазово-усреднённых распределений продольной скорости.

4.1. Рассмотренные режимы пульсирующего потока в прямоугольном канале.

В работе рассмотрено 15 различных режимов пульсирующего потока в канале, которые отличались между собой главным образом средним за период числом Рейнольдса и частотой пульсаций. По среднему числу Рейнольдса эксперименты делились на три категории: близкий к переходному режим $\langle Re \rangle = 1.7 \cdot 10^4$, режим умеренной турбулентности $\langle Re \rangle = 4.8 \cdot 10^4$ и полностью турбулентный режим $\langle Re \rangle = 7.3 \cdot 10^4$. Для каждого приведенного среднего числа Рейнольдса были рассмотрены частоты колебаний 1, 2, 3, 4 и 5.8 Гц. Эксперименты при различных частотах и одинаковом числе Рейнольдса проходили в условиях постоянного напора всасывающего насоса, поэтому фактическое среднее за период число Рейнольдса или средняя скорость отличалась при различных частотах. Такое отличие проявлялось из-за изменения общего сопротивления тракта за счет вращения заслонки при различных частотах. Полный набор режимов и их параметров представлен в таблице 4.1.1, сортировка таблицы выполнена по параметрам частот.

Таблица 4.1.1. Рассмотренные режимы турбулентного пульсирующего потока в канале

$\omega^+ = \frac{\omega \nu}{u_\tau^2}$ 1 * 10 ⁻³	$Wo = D \sqrt{\frac{\omega}{\nu}}$	Re_{ta}	Re^{**}	f, Гц
0.045	22.577	84025	1262.758	1
0.093	31.929	69731	1039.222	2
0.129	39.105	72267	1111.128	3
0.163	45.154	71130	1123.099	4
0.255	54.373	65440	901.053	5.8
0.075	22.577	47306	764.793	1
0.168	31.929	48399	737.317	2
0.229	39.105	49553	825.533	3
0.281	45.154	49349	841.100	4
0.428	54.373	47014	823.329	5.8
0.322	22.577	18191	336.217	1
0.678	31.929	17040	305.336	2
0.906	39.105	16737	292.687	3
1.122	45.154	17016	292.860	4
1.764	54.373	15647	284.983	5.8

Как уже было отмечено в разделе 2.1, измерение текущего расхода в данной момент периода колебаний было возможно только интегрированием фазово-усредненных профилей скорости, полученным в результате PIV измерений. Измерения проводились в одном сечении канала, расположенном на расстоянии 500 мм от входного конфузора, что соответствовало 25 калибрам по высоте канала или 15 калибрам по гидравлическому диаметру. В стационарном режиме отклонение оптического метода измерения расхода от показаний расходомера варьировалось в пределах 5%. На рис. 4.1.1 представлены полученные оптическим методом измерений волны колебаний расходов для рассмотренных режимов. Также в разделе 2.1 обсуждался гармонический состав волн, создаваемых используемым пульсатором, и было продемонстрировано наличие четырех главных гармоник пульсаций расхода.

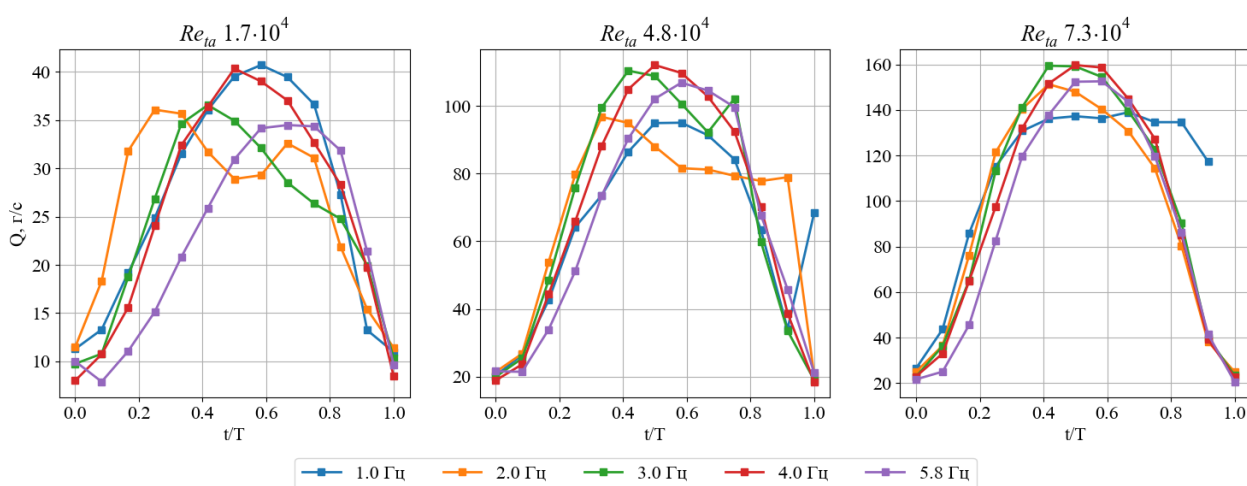


Рис. 4.1.1. Форма волны изменения расхода в рассмотренных режимах пульсирующего потока при различных частотах пульсаций и средних числах Рейнольдса.

Как видно из рис. 4.1.1, форма волны изменения расхода отличалась для различных частот пульсаций и средних чисел Рейнольдса. При этом наиболее близкими к стационарной форме волны (рис. 2.1.6) оказались режимы с наибольшим из рассмотренных средним числом Рейнольдса $\langle Re \rangle = 7.3 \cdot 10^4$. Амплитуда таких волн изменения расхода считалась по упрощенной формуле $A = (Q_{max} - Q_{min}) / (Q_{max} + Q_{min})$, где Q_{max} и Q_{min} – максимальное и минимальное значение расхода за период колебаний, не учитывающий наличие колебательных гармоник. Среднее значение расхода за период определялось интегрированием измеренных временных зависимостей расхода. Для численного интегрирования здесь и далее использовался метод трапеций второго порядка точности. На рис. 4.1.2 представлена зависимость среднего за период расхода газа и амплитуды колебаний от частоты пульсаций с учетом экспериментов для стационарных положений

заслонки пульсатора, если таковые были. Довольно большой разброс амплитуд пульсаций расхода (0.5 – 0.75) обуславливается влиянием дополнительных колебательных гармоник. Несмотря на это, среднее значение расхода за период в экспериментах изменялось достаточно слабо, чтобы разделить данные режимы на три условные категории по средним числам Рейнольдса.

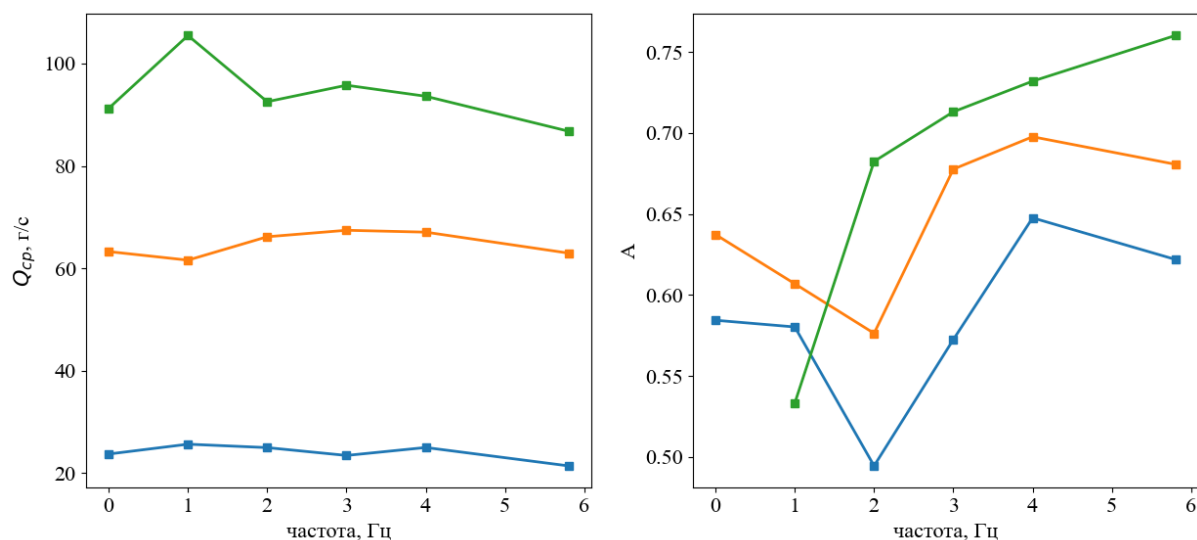


Рис. 4.1.2. Среднее за период значение расхода и амплитуда пульсаций

В проделанном исследовании интерес представляет накопление и анализ представительной выборки экспериментальных данных по аэродинамике пульсирующего турбулентного течения в плоских канале. Разброс рассмотренных режимов по среднему расходу, амплитуде и формам волны пульсаций не помешал сделать важные обобщения касательно интегральных характеристик и динамики трения в квазистационарном пульсирующем потоке, которые будут представлены в следующих разделах данной главы.

4.2. Профили скорости и динамика интегральных характеристик.

Пример изменения профиля скорости по фазе ($0 - 2\pi$) в пределах одного периода колебаний в поперечном сечении пульсирующего потока представлен на рис. 4.2.1. Отмечалось что в квазистационарном режиме потока, профили продольной скорости в различные фазы колебания потока подобны друг другу и являются типичными для стационарных турбулентных течений в каналах. Измерения показали, что при отсутствии вынужденных пульсаций потока, но при различных углах наклона заслонки, профили продольной скорости, в целом, практически не отличаются от таковых в пульсирующем течении. В этом можно убедиться, обратившись рис. 4.2.2, где представлены профили скорости в безразмерной форме, принятой в теории пристенного слоя [139]. При этом в качестве масштаба скорости используется ее значение на оси канала, а линейного масштаба – толщина потери импульса δ^{**} . Эта величина определяется путем интегрирования $\delta^{**} = \int \frac{U}{U_c} (1 - \frac{U}{U_c}) dy$, где U_c – продольная скорость на оси канала. Как видно, результаты измерений как для вращающейся, так и неподвижной заслонки хорошо совпадают между собой при всех фазах, различных средних числах Рейнольдса и частотах пульсаций, и лежат достаточно близко к степенному профилю скорости в развитом турбулентном пристенном слое, описываемым соотношением $0.716(y/\delta^{**})^{1/7}$. Линии на рис. 4.2.2 представляет собой расчет по данной формуле.

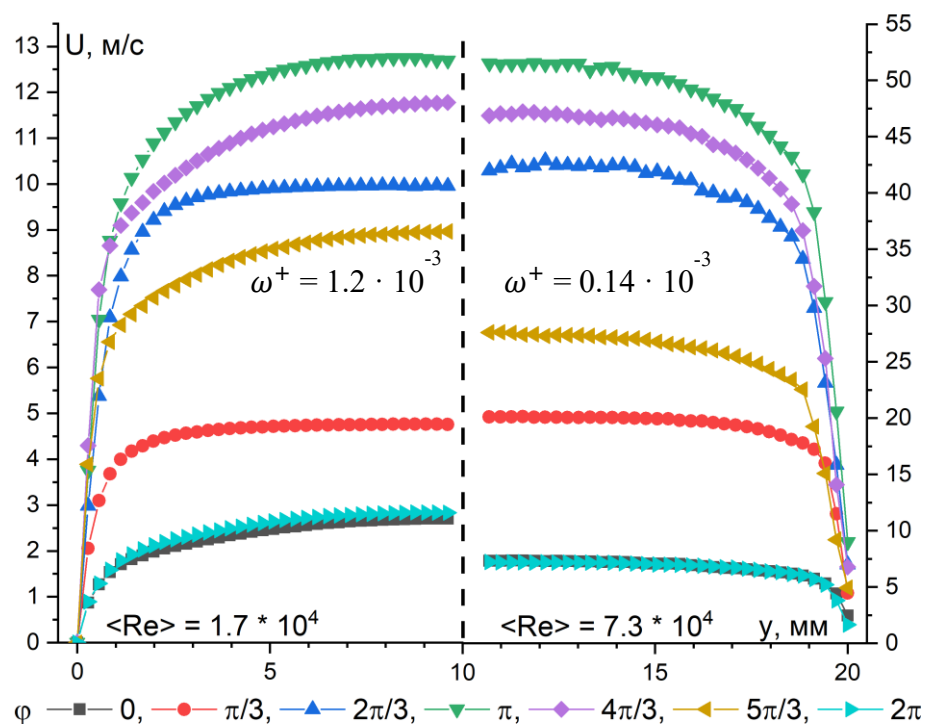


Рис. 4.2.3. Профили продольной компоненты скорости в различные фазы колебаний расхода на частоте 4 Гц. В легенде указаны фазы периода колебаний расхода.

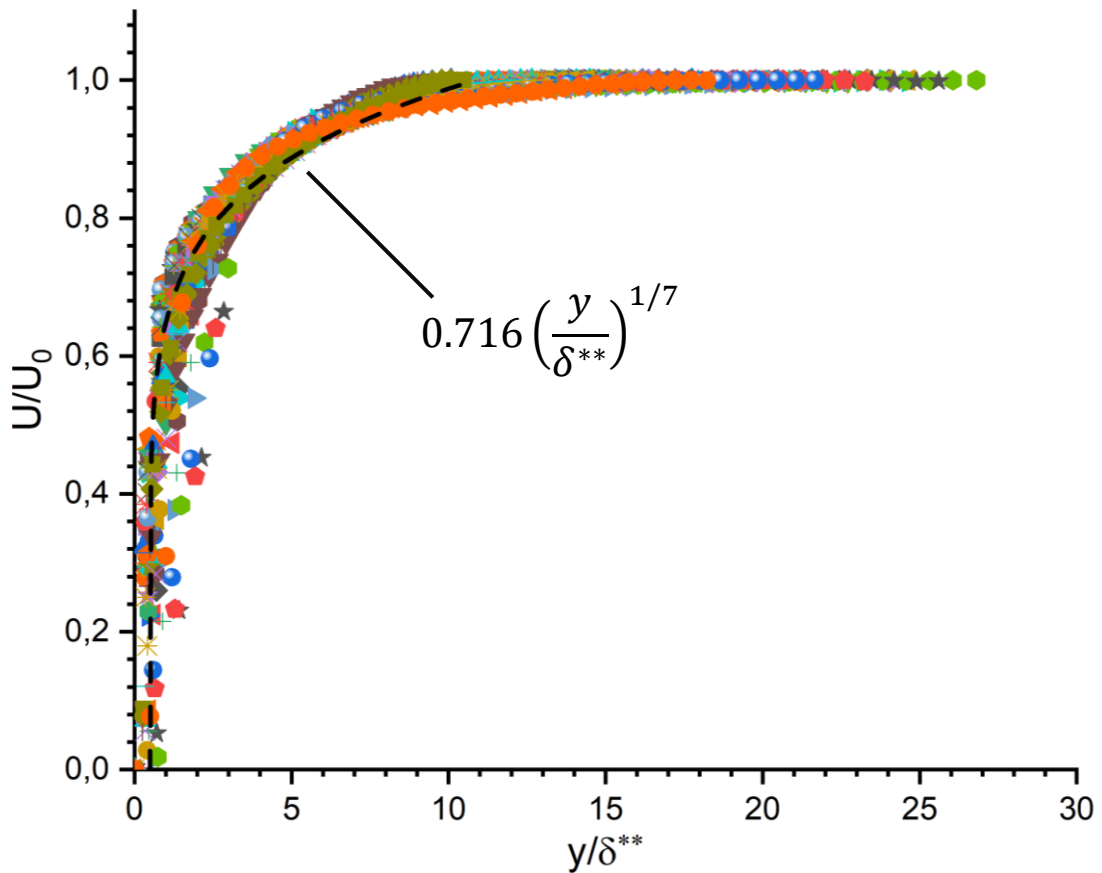


Рис. 4.2.4. Безразмерный профиль скорости в канале при наличии и отсутствии вынужденных пульсаций, различные маркеры соответствуют профилям скорости в различные фазы колебаний различным числам Рейнольдса и частотам пульсаций в квазистационарном режиме. Линия – степенной профиль скорости с $n = 1/7$.

Для близкого к переходному режиму течения в канале при $\langle Re \rangle = 1.7 \cdot 10^4$ наблюдается ламинаризация профиля скорости в фазах ускорения потока ($0 - \pi$), в то время как для течения при $\langle Re \rangle = 7.3 \cdot 10^4$ в течение всего периода профили скорости соответствуют развитому турбулентному течению. Это объясняет небольшой разброс обобщённых профилей скорости на рис. 4.2.2. Как и следовало ожидать, интегральные линейные масштабы пульсирующего потока в канале довольно слабо изменяются на протяжении периода колебаний в чисто турбулентном пульсирующем потоке, рис. 4.2.3 б.

Однако, в режиме близком к переходному наблюдается существенный гистерезис данных характеристик. Такой вывод подтверждается данными рис. 4.2.3 а. Наблюдается существенное различие толщин вытеснения и потери импульса в фазы разгона и торможения потока для переходного режима течения. Это явно указывает на наличие

турбулизации потока на этапе торможения в рамках одного периода. Можно отметить, что этот эффект проявляется и в случае чисто турбулентного течения, однако, на протяжении большей части периода колебаний существенной деформации профиля скорости не наблюдается и опытные данные по толщинам вытеснения и потери импульса близки к результатам для случая стационарного течения.

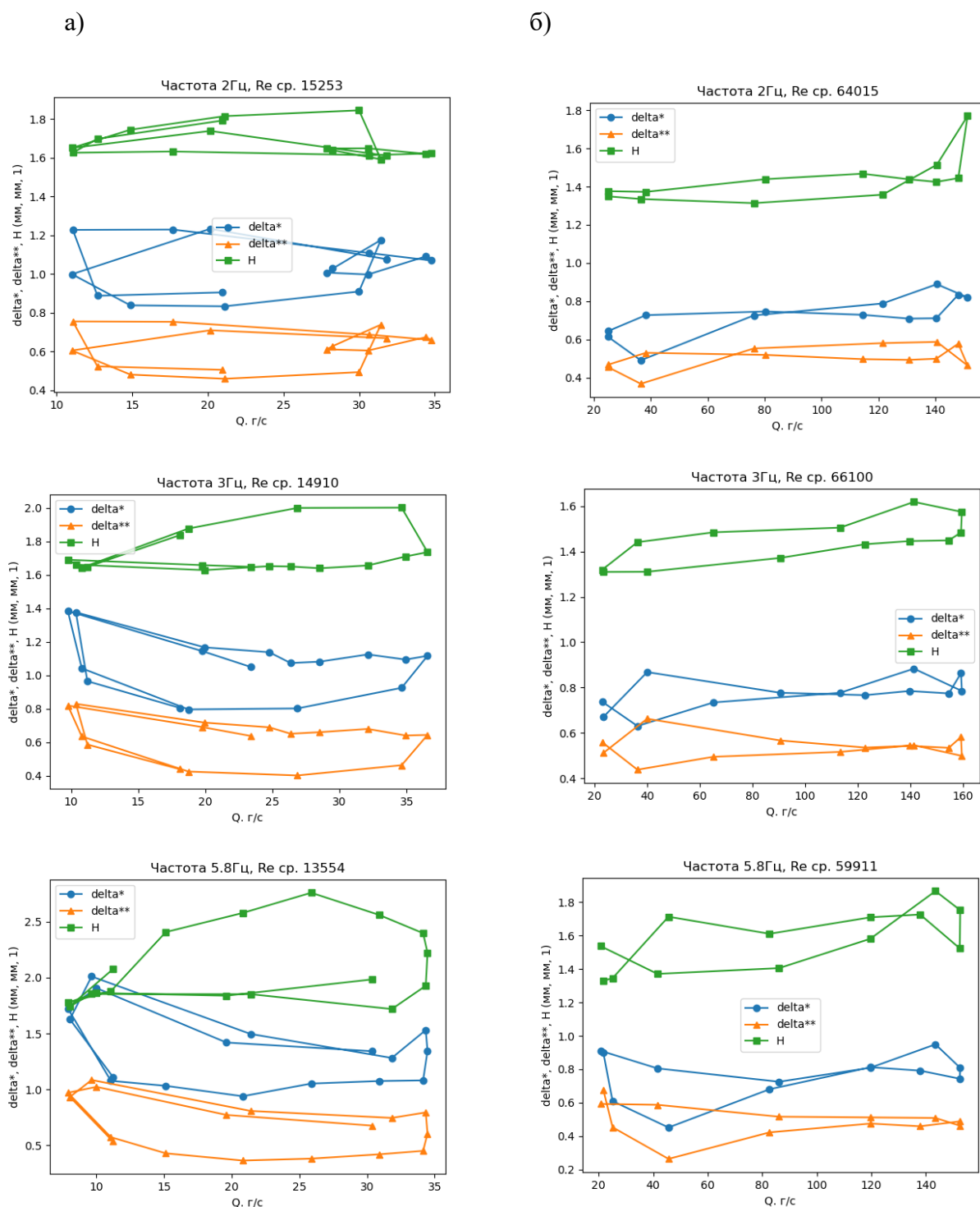


Рис. 4.2.5. Изменение во времени интегральных характеристик пристенного слоя при наличии пульсаций расхода газа.

Данный эффект подтверждается и наблюдается при рассмотрении степени турбулентности потока на оси канала, рис. 4.2.4. Отмечается рост турбулентности в фазы торможения потока. При этом эффект в переходном режиме течения наблюдается значительнее, чем в развитом турбулентном пульсирующем потоке.

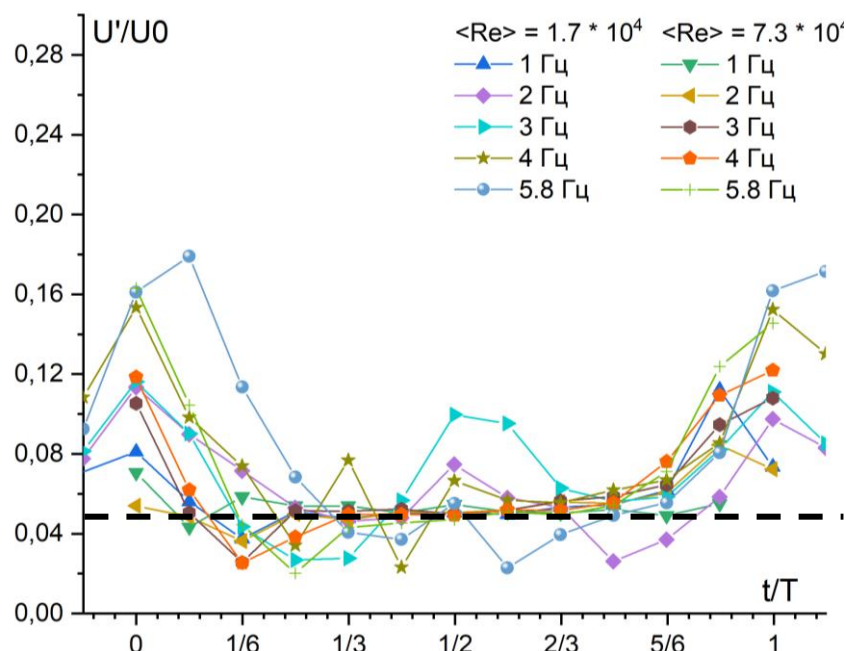


Рис. 4.2.6. Осевое значение степени турбулентности потока в течение периода колебаний.

Данные приведены для различных чисел Рейнольдса и частот пульсаций расхода.

Пунктирная линия – стационарный случай.

Для определения принципиальной возможности применения метода Клаузера для измерения трения на стенке в условиях квазистационарного потока измеренные профили скорости для в различные фазы потока были приведены к универсальным координатам, рис. 4.2.5. Отмечалось хорошее обобщение профилей скорости турбулентном ядре потока, что было прямым следствием применения метода Клаузера. Однако также видно существенное расхождение в поведении линейного подслоя при высоких значениях параметра ω^+ . При этом отмечалось, что в случае близкого к переходному режиму течения, поведение линейного участка могло полностью не соответствовать теоретической зависимости. Результаты данного обобщения профилей скорости говорят о принципиально различном влиянии пульсаций потока на вязкий подслой ($y^+ < 10$) и логарифмический участок.

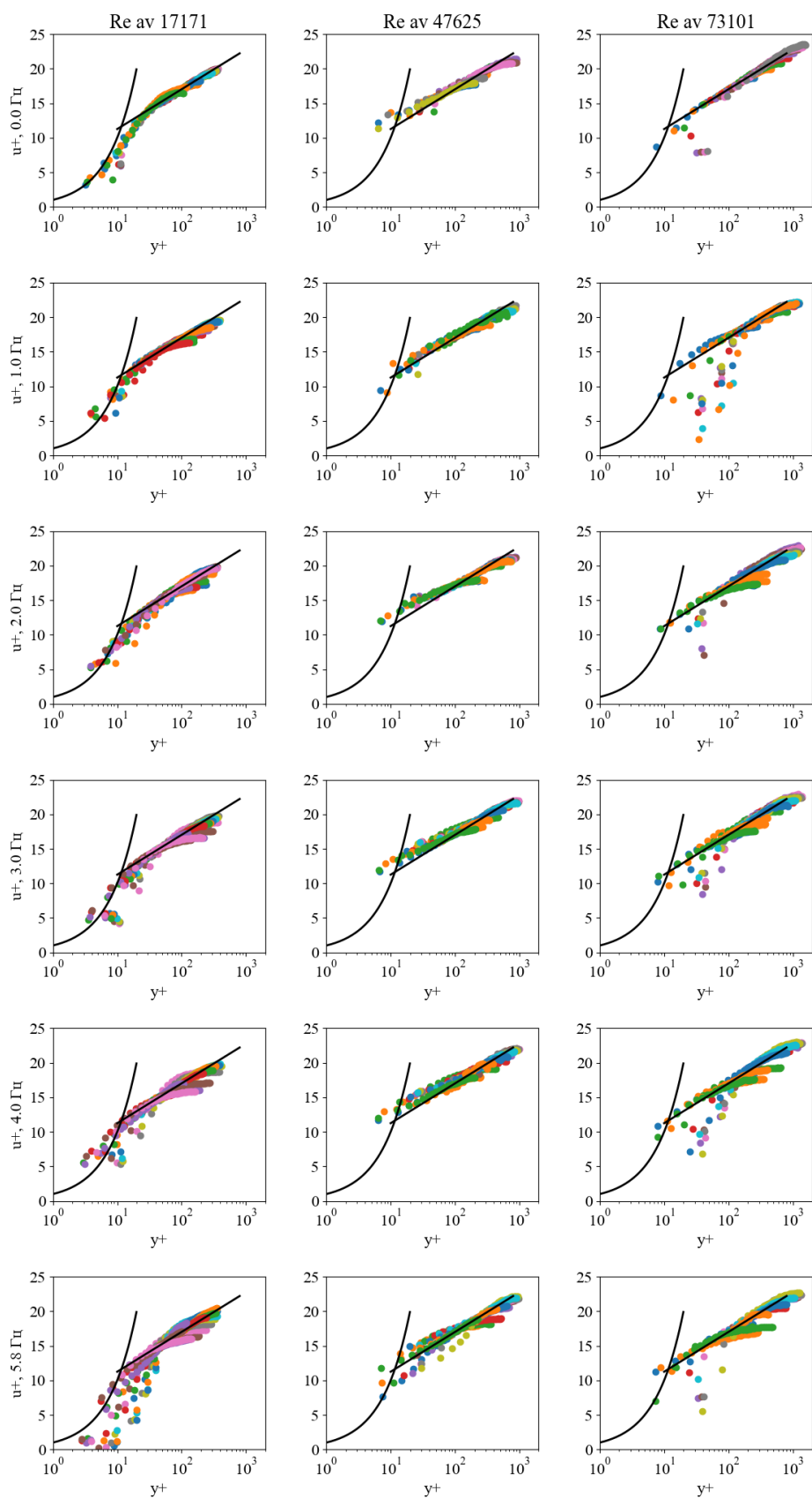


Рис. 4.2.7. Профили скорости в различные фазы колебаний потока в универсальных координатах. Данные приведены для различных частот пульсаций и средних чисел Рейнольдса

4.3. Трение в пульсирующем потоке.

Процедура измерений касательных напряжений при пульсациях расхода газа в целом была аналогичной случаю стационарного течения. Измеряемое электрическое напряжение с датчика трения преобразовано в касательное напряжение при помощи зависимости (2.3.4). Для каждого эксперимента записано порядка 100 периодов колебаний расхода, получены зависимости средних значений касательных напряжений и их дисперсии от времени в рамках одного периода. Результаты измерений средних значений касательных напряжений на стенке канала в течение одного периода колебаний при вариации частоты и числа Рейнольдса демонстрируются на рис. 4.3.1. Представлены два метода определения трения на стенке: с помощью теплового датчика трения, по измеренным профилям продольной скорости в пристенной области с использованием метода Клаузера. Наблюдалось, что для обоих вариантов форма распределения касательных напряжений, в течение периода колебания, качественно повторяет изменение расхода потока по времени, рис. 4.1.1. Два метода дают качественно подобные результаты, также отсутствует фазовая задержка между трением, полученным из профиля скорости и измерениями датчика трения, что характерно для квазистационарного потока. Максимальная величина трения на стенке остается примерно одной и той же при всех исследованных частотах пульсаций.

Однако количественные значения трения на стенке, полученные этими двумя методами, как это следует из рис. 4.3.1, отличаются друг от друга. Для низкого числа Рейнольдса ($\langle Re \rangle = 1.7 \cdot 10^4$) наблюдается завышение показаний, полученных датчиком трения относительно PIV измерений, тогда как при высоком ($\langle Re \rangle = 7.3 \cdot 10^4$) – наблюдается обратная картина: метод Клаузера дает более высокие значения трения по сравнению с тепловым датчиком трения. В промежуточных числах Рейнольдса методы дают очень схожие количественно результаты.

Вопрос о возможности применения метода Клаузера для определения касательных напряжений на стенке в нестационарном потоке является дискуссионным [39]. В настоящей работе его использование обосновано относительно малой частотой пульсаций расхода (1–5.8 Гц) и квазистационарным характером течения. Для подтверждения такого подхода была измерена автокорреляционная функция с помощью датчика трения в процессе калибровки в стационарном потоке. Характерное время затухания корреляции, при котором значение функции уменьшалось до 10% от начального значения, варьировалось в диапазоне от 0.02 с при числе Рейнольдса $Re = 6 \cdot 10^3$ до 0.0013 с при числе Рейнольдса $Re = 10^5$, что намного меньше периода изменения расхода в рассмотренных экспериментах (0.17 – 1 с).

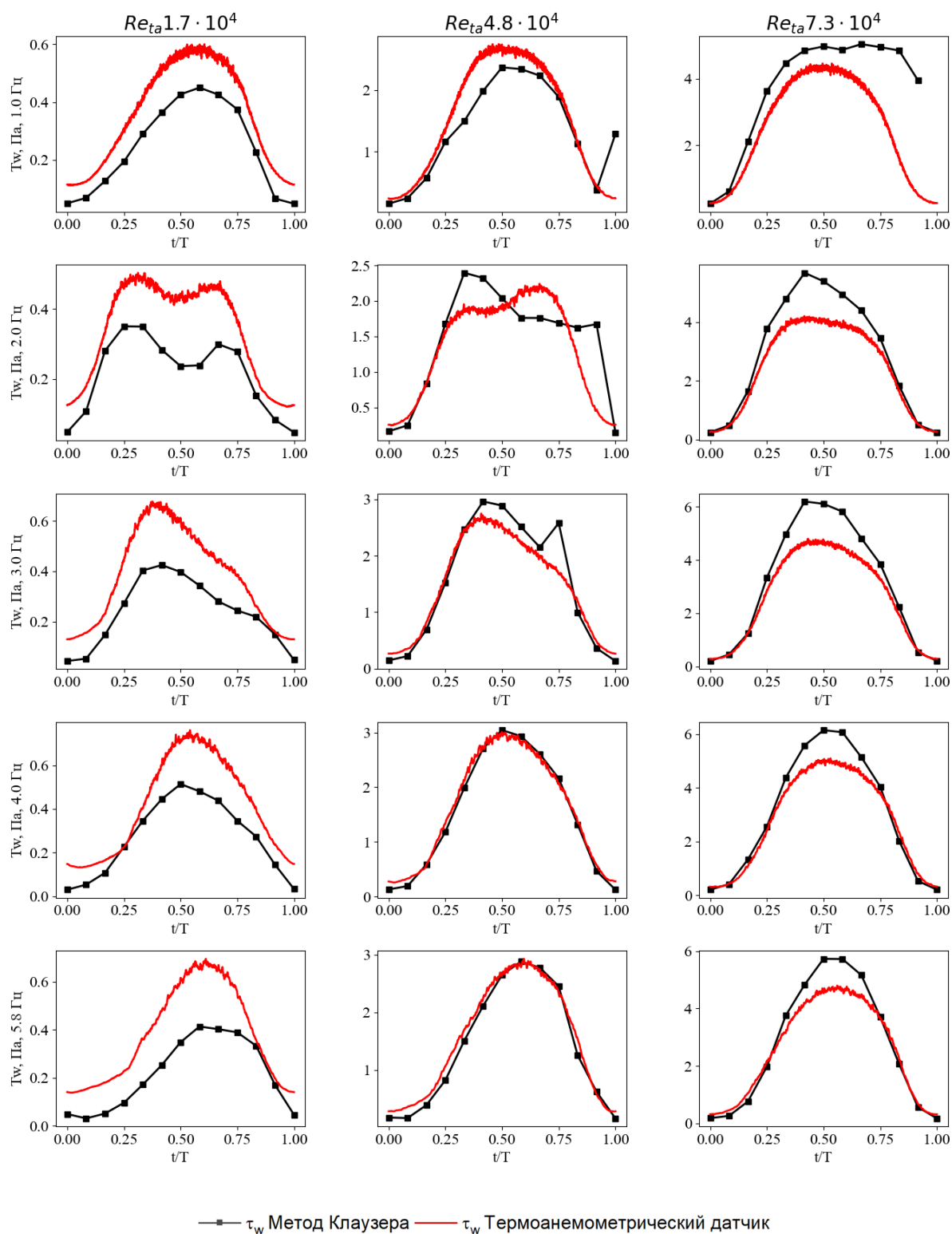


Рис. 4.3.1. Сравнение значений касательных напряжений на стенке, полученных тепловым датчиком трения и методом Клаузера в течение одного периода колебаний

Результаты измерений касательных напряжений были обобщены для рассмотренных частот, амплитуд и чисел Рейнольдса. Была рассмотрена динамика коэффициента трения в зависимости от текущей фазы колебаний потока, определенного как

$$\lambda(t) = \frac{8\tau_w(t)}{\rho U_m^2(t)}, \quad (4.3.1)$$

где $\tau_w(t)$, $U_m(t)$ – измеренные значения касательных напряжений и среднерасходной скорости в различные фазы одного периода колебаний. Расчет коэффициента трения (4.3.1) был проделан как для данных, полученных методом Клаузера, так и для измерений при помощи теплового датчика. Поскольку шаг синхронизации фазы в оптических экспериментах составлял 1/12 периода, временное разрешение значений $\lambda(t)$, тоже составило 1/12 периода колебаний. На рис. 4.3.2 приведен пример зависимостей $\tau_w(t)$, $U_m(t)$ используемых для расчета коэффициента трения. Значение ρ использованное для расчета было взято для воздуха в нормальных условиях при комнатной температуре, 1.22 кг/м³.

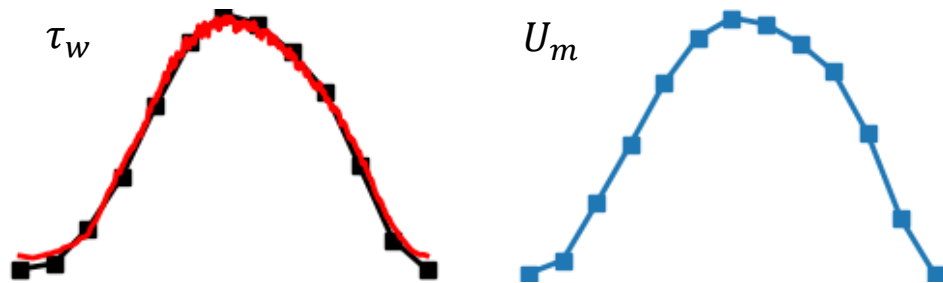


Рис. 4.3.2. Пример временных зависимостей $\tau_w(t)$, $U_m(t)$ использованных для расчета коэффициента сопротивления потока по формуле (4.1.1) для режима $Re_{ta} = 4.8 \cdot 10^4$, $f = 4$ Гц.

Было установлено, что при подобном обобщении коэффициент трения, измеренный методом Клаузера, полностью согласуется со стационарным режимом течения $\lambda(t/T) = 0.28 \cdot Re(t/T)^{-0.25}$, рис. 4.3.3 а, что идет в разрез с известными данными о пульсирующих потоках [49]. Иными словами, логарифмический участок профиля скорости в квазистационарном режиме течения ведет себя как в стационарном потоке. Однако, измерение трения непосредственно на стенке при помощи датчика демонстрируют совершенно другую динамику. Согласно этим измерениям коэффициент трения оказывается выше стационарного случая и имеет другую степенную зависимость от текущего фазово-усредненного числа Рейнольдса:

$$\lambda(t/T) = 22.59 \cdot Re(t/T)^{-0.66}, \quad (4.3.2)$$

рис. 4.3.3 б. Число Рейнольдса зависящее от времени было рассчитано по среднерасходной скорости, полученной интегрированием фазово-усредненных профилей скорости, и гидравлическому диаметру канала.

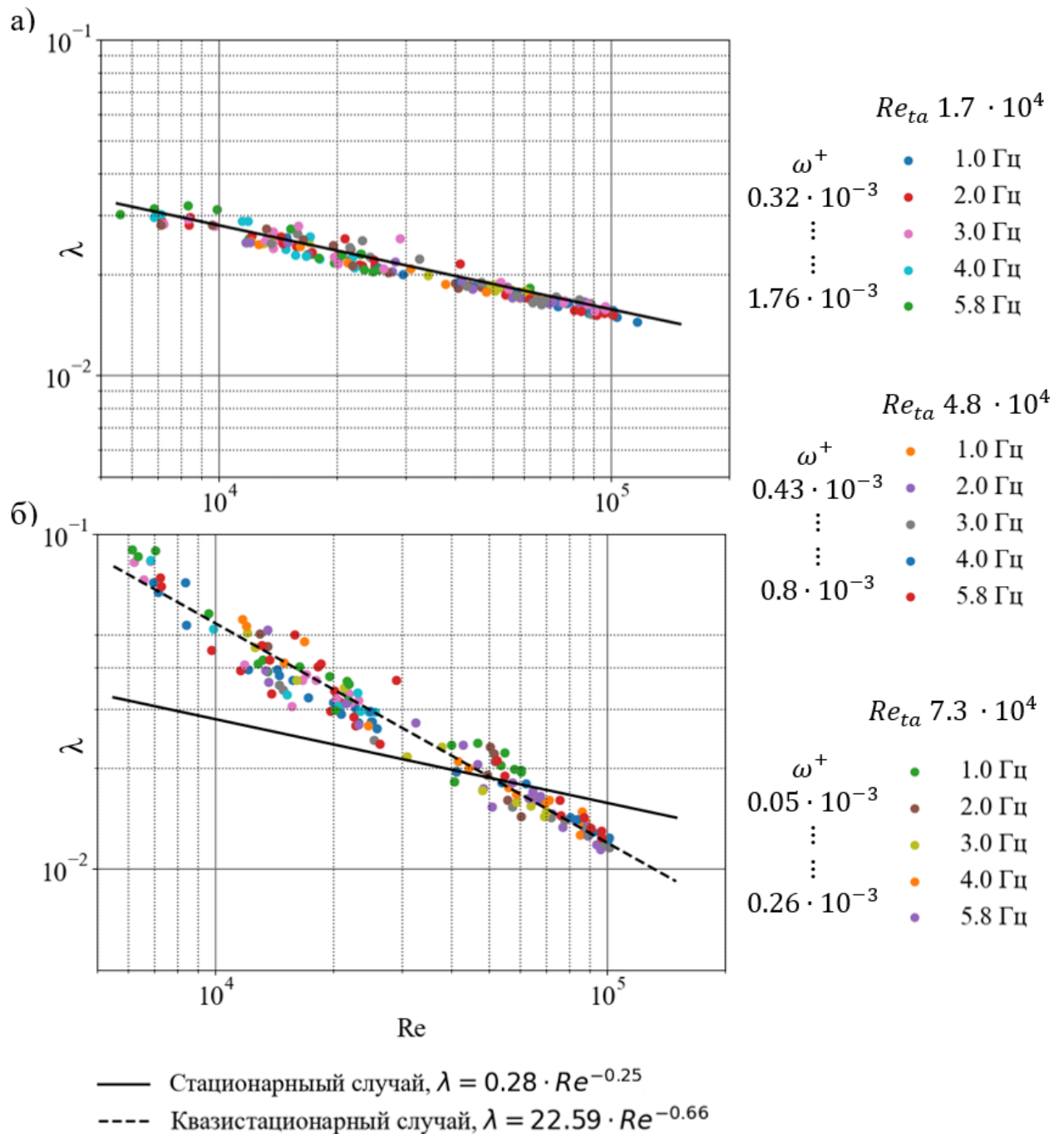


Рис. 4.3.3. Измеренный при помощи метода Клаузера (а) и теплового датчика трения (б) динамический закон сопротивления в пульсирующем потоке. Различные маркеры соответствуют разным средним числам Рейнольдса и частотам пульсаций. Различные точки соответствуют разным фазам колебаний потока.

Обобщение (4.3.2) было экспериментально получено впервые и выполняется вне зависимости от формы волны колебаний потока, частоты колебаний и среднего числа Рейнольдса в рассмотренных режимах. При этом результаты измерений τ_w тепловым датчиком трения, рис. 4.3.1, повторялись при использовании различных экземпляров

датчика, в различные дни проведения экспериментов и при использовании различных калибровочных зависимостей. Таким образом, полученный динамический закон трения (4.3.2) нельзя назвать случайным совпадением. Динамический закон трения показывает, что в различные фазы колебаний потока гидравлическое сопротивление зависит исключительно от «мгновенного» числа Рейнольдса для скорости в конкретно взятой фазе.

Осредненные значения полученных по формуле (4.3.1) коэффициентов трения также в целом укладывается на зависимость (4.3.2), рис. 4.3.3. Для временного осреднения при этом была использована формула:

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{8\tau_w(t)}{\rho U_m^2(t)} dt. \quad (4.3.3)$$

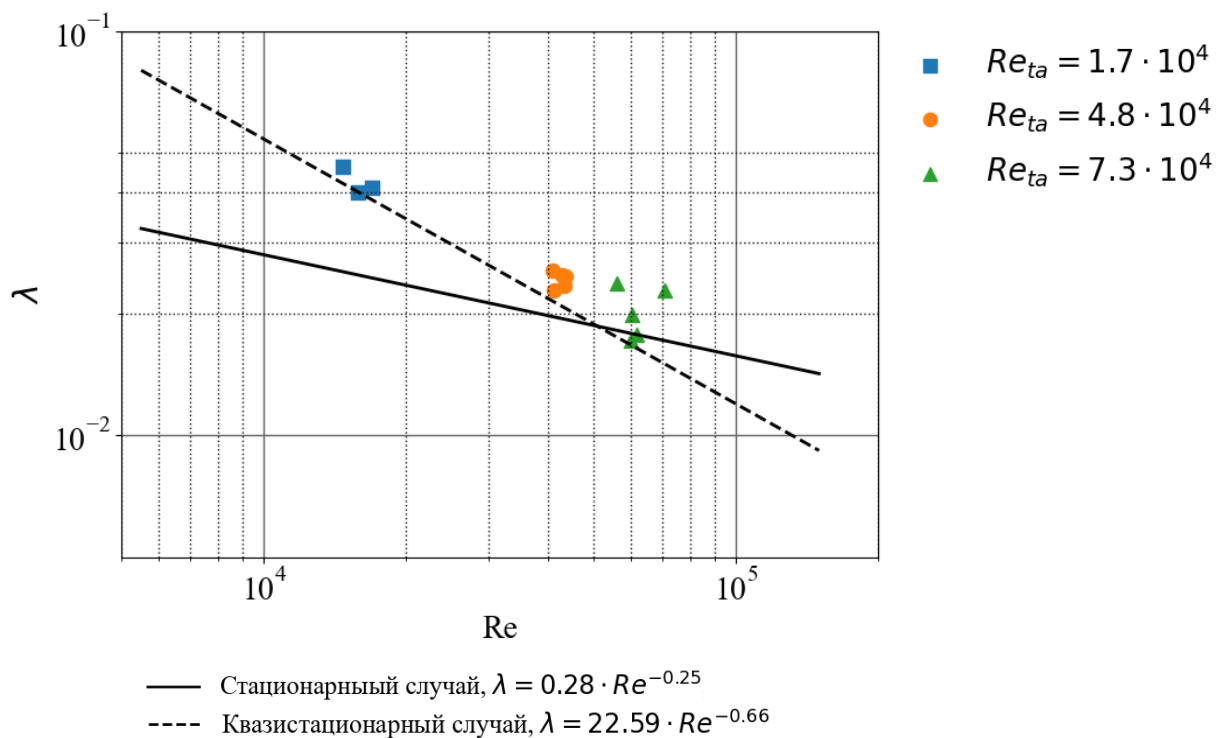


Рис. 4.3.4. Усредненный по времени коэффициент трения в рассмотренных режимах пульсирующего потока.

Обработка экспериментальных данных показала, что распределение осредненных по фазе среднеквадратичных значений пульсаций касательных напряжений на стенке τ'_w в периодическом потоке полностью повторяло форму профиля средних значений трения τ_w (см. рис.4.3.1). В пределах периода наблюдался экстремум τ_w и τ'_w , отсутствовала фазовая задержка между данными параметрами, рис 4.3.5.

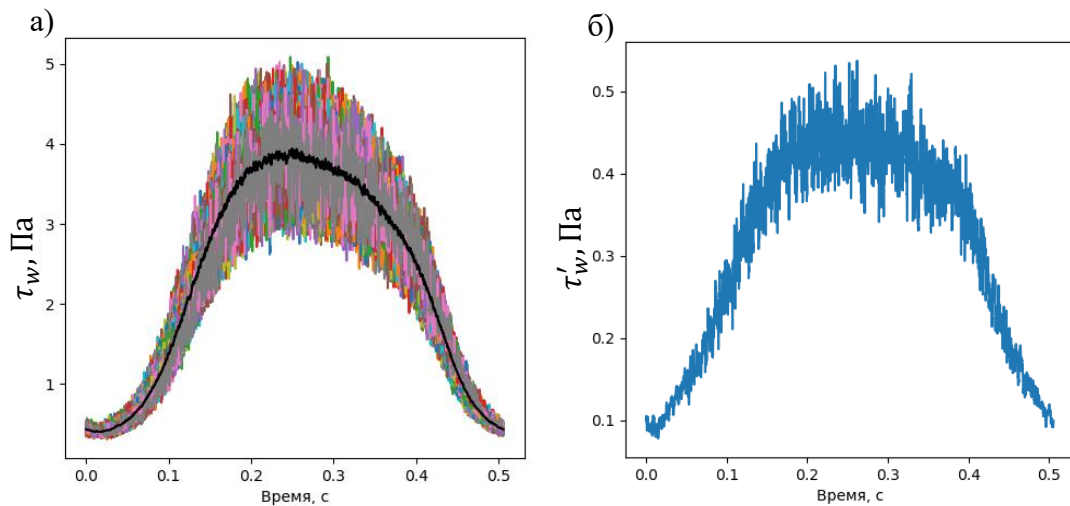


Рис. 4.3.5. Пример измеренных тепловых датчиком трения касательных напряжений (а) и их пульсаций (б). Черная линия на рис. (а) соответствует усредненной по фазе зависимости $\tau_w(t)$, цветные линии – различные периоды.

На рис. 4.3.6 представлены усредненные по фазе относительные пульсации касательных напряжений τ'_w/τ_w в зависимости от текущего времени, в пределах одного периода колебания потока, при различных частотах изменения расхода. Величина τ'_w/τ_w получена для всех фаз ($0 - 2\pi$) пульсаций расхода. В качестве масштаба интенсивности турбулентных флуктуаций использовалось осредненное по фазе колебаний расхода значение трения τ_w . Было обнаружено, что относительные пульсации τ'_w/τ_w качественно повторяют относительные значения пульсаций скорости на оси канала, рис. 4.2.4. Наблюдаются ярко выраженные фазы торможения и разгона потока. Однако, наблюдается совершенно обратная зависимость усиления пульсаций в фазы торможения от числа Рейнольдса и частоты чем в случае пульсаций скорости. При измерении пульсаций скорости в режиме близком к переходному, $\langle Re \rangle = 1.7 \cdot 10^4$ эффект усиления пульсаций вызванный турбулизацией потока оказывался значительно сильнее, чем в случае чисто турбулентного потока при $\langle Re \rangle = 7.3 \cdot 10^4$. Также в случае пульсаций скорости эффект ослабевал при уменьшении частоты пульсаций, из-за большего запаса времени на перестройку потока.

Для пульсаций трения эффект турбулизации наиболее выражен при высоких числах Рейнольдса, при этом влияния частоты пульсаций на данный эффект в рассмотренных режимах не обнаружено. Кроме этого, видно, что фазе максимально высокой скорости значение пульсаций трения совпадают с значением при таком же среднем числе Рейнольдса в стационарном режиме (пунктирные линии на рис. 4.3.6). Интенсивность пульсаций трения

по мере роста числа Рейнольдса в пульсирующем режиме незначительно снижается с $\tau_w'/\tau_w = 0.12$ при $\langle Re \rangle = 1.7 \cdot 10^4$ до 0.08 при $\langle Re \rangle = 7.3 \cdot 10^4$.

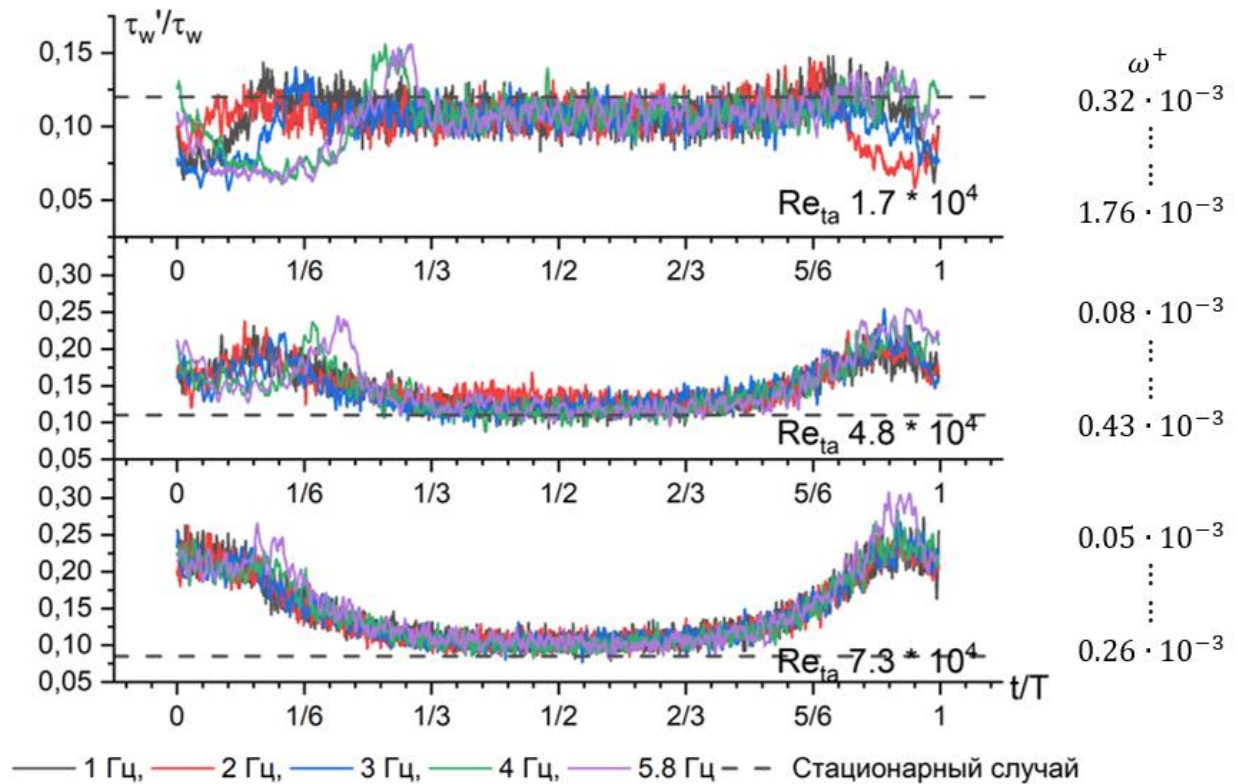


Рис. 4.3.6. Сравнение значений касательных напряжений на стенке, полученных тепловым датчиком трения и методом Клаузера в течение одного периода колебаний.

Перейдем к рассмотрению спектров флуктуаций касательных напряжений, как в стационарном случае, так и при наличии пульсаций расхода газа в канале. В первом случае (рис. 4.3.3 а) показана спектральная плотность мощности пульсаций касательных напряжений, полученная из временных рядов при калибровке датчика трения. При увеличении числа Рейнольдса наблюдается увеличение амплитуды флуктуаций τ_w и расширение спектра в сторону более высоких частот. Низкочастотная часть спектров увеличиваются примерно на три порядка в частотном диапазоне стационарных режимов течения. Спектры стационарных режимов монотонно убывают с увеличением частоты и имеют общий угол наклона в логарифмических координатах в инерционной области частот. Наличие единого угла наклона спектров, говорит о связи касательных напряжений с энергетическим каскадом турбулентности. Однако, более точное определение степенного закона для диссипации касательных напряжений пока остается темой для дальнейших исследований. По-видимому, высокочастотная граница изменяющейся части спектра, характеризует временное разрешение теплового датчика трения. В целом, результаты

данной работы по спектральному распределению флуктуаций касательных напряжений в стационарном потоке хорошо согласуются с известными данными [153,154].

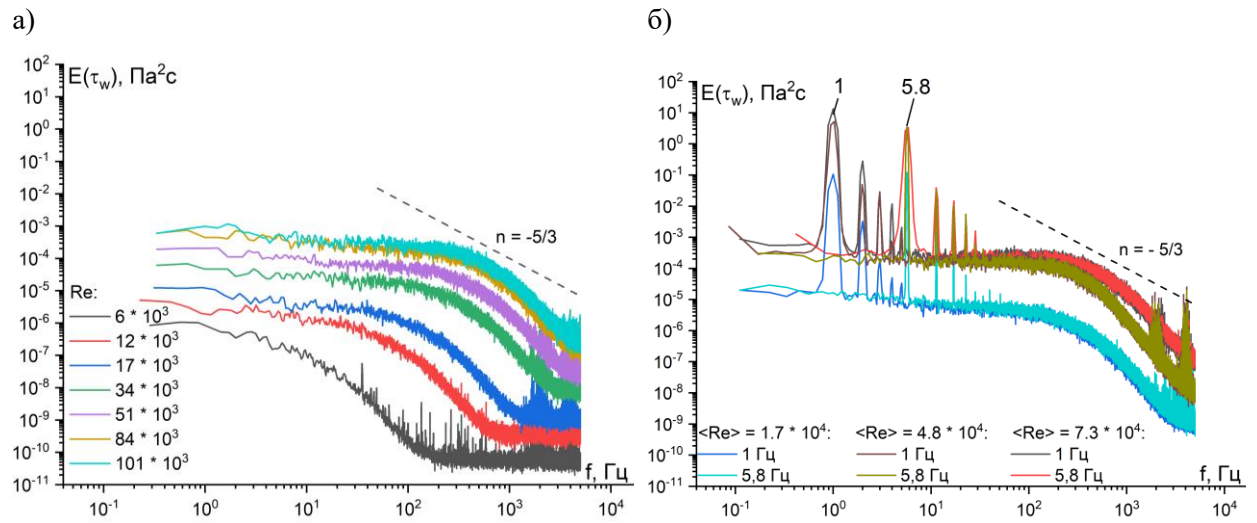


Рис. 4.3.7. Спектры флуктуаций касательных напряжений. а) – стационарный режим. б) – пульсирующие режимы.

Спектры флуктуаций τ_w пульсирующего потока демонстрируется на рис. рис. 4.3.7 б, при этом приводятся лишь крайние значения частоты пульсаций (1 и 5.8 Гц). Как видно из рисунка спектры содержат узкие пики на частотах пульсаций расхода (1 и 5.8 Гц) и кратные им высшие гармоники, что обусловлено отклонением формы колебаний расхода от гармонического закона. При такой сильной зависимости интенсивности спектральной мощности от числа Рейнольдса в стационарном режиме ожидалось увидеть необычное поведение спектра при пульсациях расхода, однако этого не наблюдается. При этом, пульсирующий режим повторяет спектры стационарного течения, как в области низкочастотных пульсаций, так и в поведении инерционного участка. Аналогичные результаты были получены для флуктуаций градиента скорости ранее в работе [16] о периодическом турбулентном течении в трубе, данные [16] представлены для смежного диапазона чисел Струхала и ω^+ , но малых амплитудах пульсаций ($A = 0.05 - 0.1$).

Заключение к главе 4.

В экспериментах было использовано два способа определения касательных напряжений на стенке, при помощи теплового датчика трения и по усредненным по фазе профилям скорости методом Клаузера. Наблюдалось отсутствие фазовой задержки результатов измерений между рассмотренными методами. В обоих случаях изменение касательных напряжений следовало той же форме волны, что и изменение расхода или осевой скорости в потоке. Оба метода показали хорошее качественное подобие данных, тогда как количественного совпадения не наблюдается.

Относительное значение турбулентных пульсаций касательных напряжений в рассмотренных режимах возрастает при торможении потока относительно стационарного режима течения, аналогично пульсациям скорости. При этом интенсивность пульсаций трения на стенке по мере роста числа Рейнольдса, как для пульсирующего, так и для стационарного режимов понижается.

Были получены спектры касательных напряжений на стенке в стационарном и пульсирующем режимах. Установлено, что спектры пульсирующих режимов течения повторяют спектр стационарного течения при одинаковом среднем числе Рейнольдса, за исключением наличия пиков на частотах пульсаций расхода. При этом было показано, что временные спектры касательных напряжений имеют близкий степенной наклон в инерционной области частот при вариации чисел Рейнольдса, частот и амплитуд колебаний расхода в измеренных режимах.

Глава 5. Пульсирующее течение в системе ребер.

В главе детально рассмотрена вихревая динамика в пульсирующем потоке за одиночным ребром и в системе ребер в квазистационарном режиме пульсирующего потока. Относительно предыдущей главы в данном разделе основным характерным параметром является число Струхали, показывающее отношение характерного времени конвекции к периоду пульсаций. Рассмотрены режимы течения при числе Рейнольдса $Re_{ta} = 4.3 \cdot 10^4$ и диапазоне чисел Струхали $Sh = f \cdot h / \overline{U_m} = 0.0004 - 0.0024$, что соответствует квазистационарному режиму течения. Амплитуда колебаний расхода в рассмотренных режимах составила $A = 0.7$. Выбор квазистационарного диапазона частот пульсаций был обусловлен частым его возникновением в системах воздушного охлаждения.

Методом PIV были измерены фазово-усредненные двумерные поля скорости и распределения пульсаций. На основе полученных линий тока усредненных полей скорости были исследованы зависимости координат центров рециркуляции от времени в рамках одного периода колебаний. Для этого был разработан собственный метод определения центра рециркуляционной зоны, основанный на анализе углов наклона векторов скорости.

5.1. Динамика пульсирующего течения за одиночным ребром.

Для проведения экспериментов использовалась та же фазово-синхронизованная PIV система, что и в случае гладкого канала с пространственным разрешением 0.29×0.29 мм²/вектор. Высота ребер в проведенных экспериментах составляла 8 мм или 0.4 калибра по высоте канала. Первое ребро располагалось на расстоянии 320 мм от входного конфузора или 16 калибров по высоте канала. Толщина ребер составляла 1.8 мм, соотношение высоты ребер к толщине составляло 4.44. На рис. 5.1.1 представлена продольная компонента скорости и линии тока за одиночным ребром в стационарном режиме при числе Рейнольдса $4.3 \cdot 10^4$, рассчитанному по среднерасходной скорости и гидравлическому диаметру канала – 35 мм. Измерительная область PIV метода составляла 20 мм в высоту и 40 мм в ширину, или $2.5 h$ и $5 h$ соответственно. Для получения данных рис. 5.1.1 была проведена сшивка четырех PIV экспериментов. Размер выборки для получения усредненной картины течения составил 500 полей скорости для каждой измерительной области.

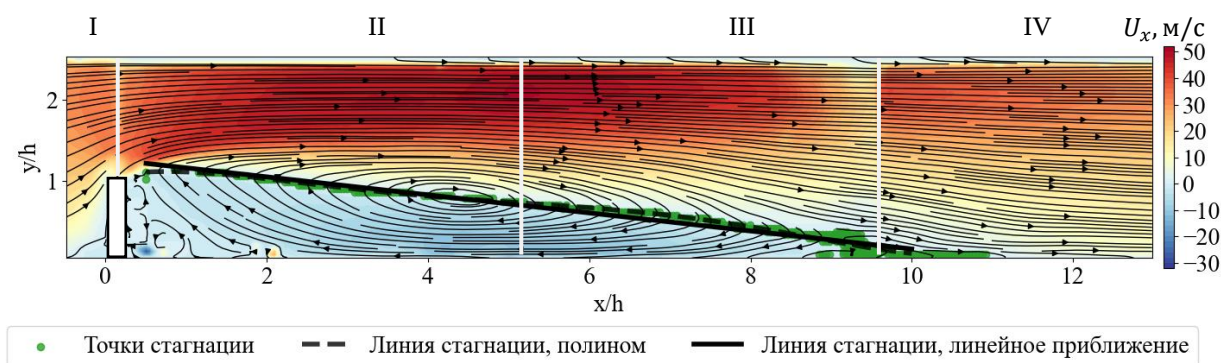


Рис. 5.1.1. Картина течения за одиночным ребром в стационарном режиме. Белыми линиями и римскими цифрами отмечены измерительные области метода PIV.

Картина стационарного течения за одиночным ребром соответствовала широко известным в литературе данным по турбулентному обтеканию ребер [71]. Линии тока после отрыва были направлены вверх под небольшим углом, в отличие от случая обратного уступа, образуя широкую дугу, идущую к точке присоединения. Для определения точки присоединения (X_R) было рассмотрено множество точек стагнации, соответствующих условию $U_x \approx 0$, вторичный вихрь у основания ребра и пристенные области при этом не рассматривались. Знак приближенного равенства здесь оправдан пространственным и динамическим разрешением метода PIV. Как видно из рис. 5.1.1 линия стагнации проходила через центр главного вихря и имела отличный от линейного вид в близи координатных осей. Для ее описания было рассмотрено два приближения – линейное и

полиномом 6 степени, построенных на множестве точек стагнации. Однако, оба этих приближения показывали завышенные значения X_R при пересечении с осью y . Без учета пристенных точек стагнации уравнение для линейного приближения линии стагнации в стационарном режиме получилось

$$y/h = -0.1 \cdot x/h + 1.21. \quad (5.1.1)$$

Полученная линия пересекала ось x в точке $X_R = 12.1 h$, что противоречит расположению линий тока и точек стагнации вблизи нижней стенки. Таким образом, точное определение X_R с помощью условия $U_x = 0|_{y=0}$ оказалось затруднительным из-за разрешения метода PIV (см. раздел 1.4, 2.2). Сама точка присоединения в стационарном потоке располагалась на расстоянии $X_R \approx 9.5 h$ за ребром из визуального анализа линий тока и множества точек стагнации при условии $U_x \approx 0|_{y \approx 0}$. При определении приблизительного равенства использовался критерий $|U_x - 0| < 0.5$ м/с, или 2.7 % от среднерасходной скорости. Отмечается, что значение $X_R \approx 9.5 h$ оказалось типичным для обтекания ребра стационарным турбулентным потоком (см. раздел 1.3).

Поскольку фазово-синхронизованные измерения в пульсирующем режиме потока требуют проведения большого числа экспериментов, была необходима автоматизация определения центра главного вихря. Стандартные методы такие, как Q и λ критерии, при этом оказались неэффективными ввиду их локальности, больших размеров вихря и ограниченного пространственного разрешения измерений [155]. В связи с этим, был разработан программный численный способ определения положения центра главного вихря. Для этого был рассмотрен функционал $(\widehat{U_y}, \widehat{U_x})$, который соответствует углу наклона линии тока относительно оси y , рис. 5.1.2. Именно этот параметр использовался при сшивки измерительных областей ввиду его высокой «контрастности».

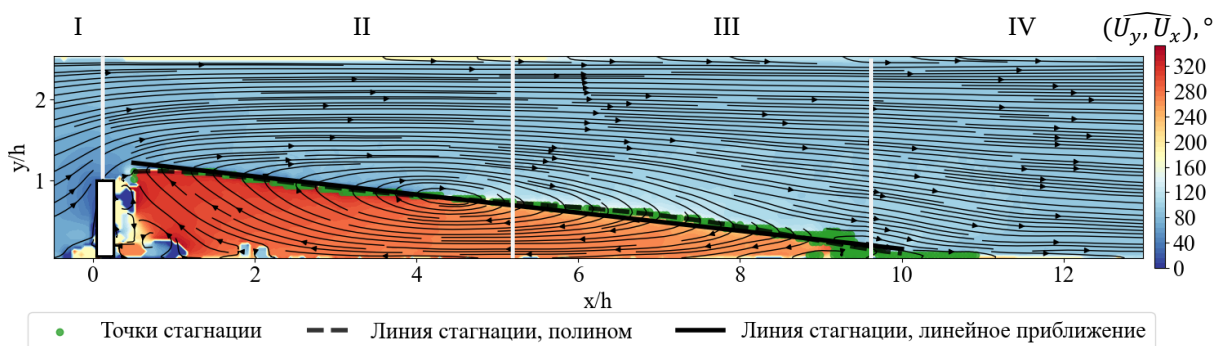


Рис. 5.1.2. Распределение угла наклона вектора скорости относительно оси y . Белыми линиями и римскими цифрами отмечены измерительные области метода PIV.

Критерий определения центра вихря заключался в анализе значения функционала $(\widehat{U_y, U_x})$ в точках стагнации. В условно обозначенной левой части вихря (преимущественно область II, рис. 5.1.2) значение угла скорости близко к 0° или 360° в точках стагнации. В то же время в правой части вихря (область III, Рис. 5.1.2) в точках стагнации будет значение угла близкое к 180° . Проходя через массив точек стагнации по направлению роста координаты x легко выделить момент смены угла. Для этого точки слева и справа от центра вихря записываются в массив координат и пометок принадлежности к соответствующей части вихря. Для фильтрации шума устанавливался критерий постулирующий, что у «левой» точки стагнации не может быть двух «правых» соседей и наоборот. Затем рассматриваются крайние по направлению x левые и правые точки противоположных выборок и вычисляется среднее значение их координат, что и становится оценкой положения центра вихря, рис. 5.1.3. Предложенный метод является чисто геометрическим и не использует никаких предположений о циркуляции и завихренности поля скорости. Для стационарного потока координаты центра вихря, найденные данным способом, получились $X_c = 4.38 h$, $Y_c = 0.8 h$.

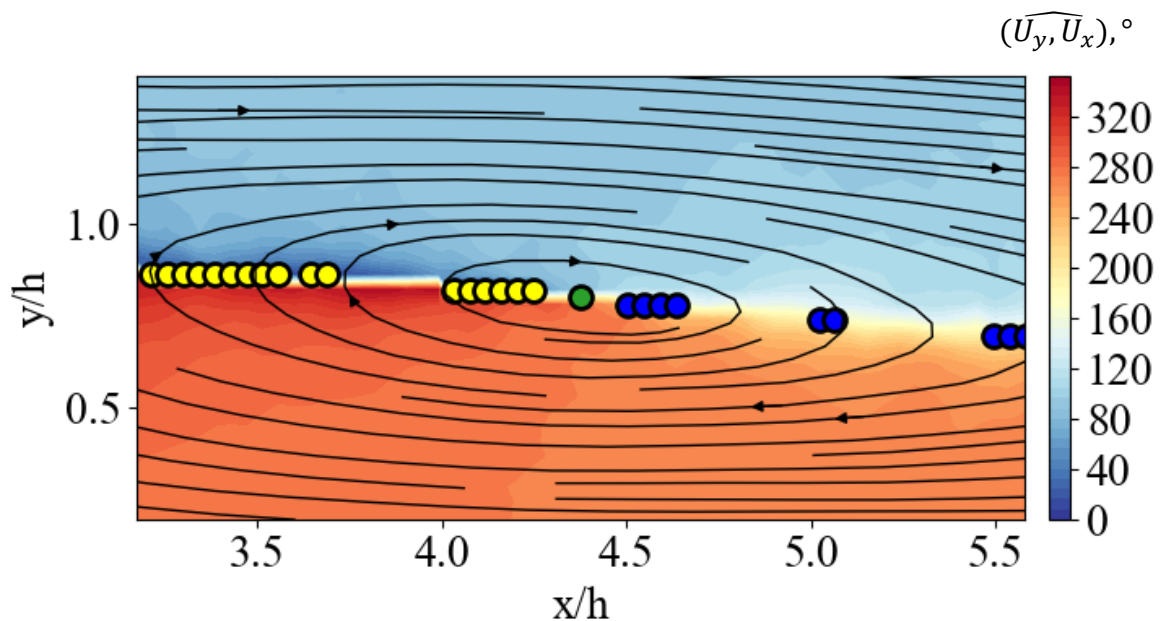


Рис. 5.1.3. Демонстрация метода обнаружения центра вихря. Желтым цветом – точки стагнации слева от центра вихря, $(\widehat{U_y, U_x}) \approx 0^\circ | 360^\circ$. Синим цветом – точки стагнации справа от центра вихря, $(\widehat{U_y, U_x}) \approx 180^\circ$. Зеленым цветом – найденный центр.

В пульсирующем же режиме течения опыты проводились при постоянном, с небольшим разбросом, среднем числе Рейнольдса $4.3 \cdot 10^4$, которое определялось по измеряемому при помощи расходомера «ИРВИС» среднему расходу. Как и в предыдущей главе, разброс числа Рейнольдса и среднего расхода при различных частотах пульсаций не

был связан ни с каким физическим эффектом, а появлялся из-за точности настройки режимов. Форма волны пульсаций расхода так же, как и в случае гладкого канала, определялась интегрированием фазово-усредненных профилей скорости. Были рассмотрены частоты пульсаций 1, 3, 4, 5.8 Гц. На рис. 5.1.4 представлены полученные формы волн и значение среднего расхода в рассмотренных режимах.

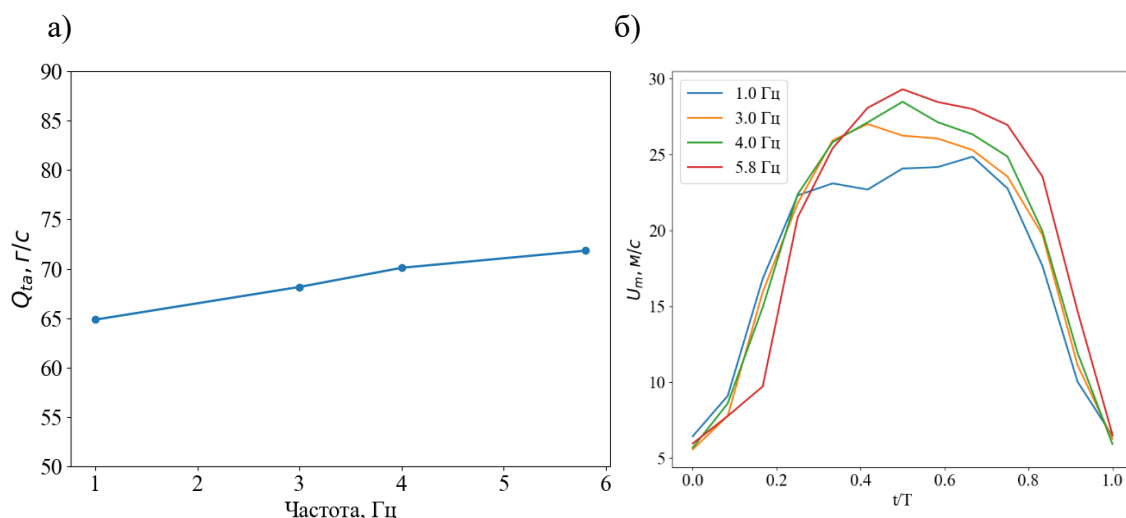


Рис. 5.1.4. Среднее значение расхода в зависимости от частоты (а). Зависимость среднерасходной скорости от времени в рамках одного периода колебаний в рассмотренных режимах (б).

В качестве основной измерительной области метода PIV в пульсирующем режиме была выбрана область II (см. рис. 5.1.1), находящаяся непосредственно за ребром. Выбор данной области позволил применить разработанный алгоритм поиска центра вихря и провести анализ линий стагнации в зависимости от фазы колебаний потока. Усреднение по фазе полей скорости происходило по 200 измерениям для каждой фазы. На рис. 5.1.5 приведен пример измеренных полей скорости при частоте колебаний 5.8 Гц в масштабе средней за период среднерасходной скорости (см. рис. 5.1.4 б). Как видно из рисунка 5.1.5, структура течения в различные фазы колебаний была подобна стационарному случаю, однако в то же время наблюдалось существенное отклонение центра главного вихря от его положения в стационарном режиме. При этом ядро вихря несколько изменяло свою форму, могло становиться более вытянутым (рис. 5.1.5 фазы $\pi/2$, $11\pi/6$) или наоборот сжималось (рис. 5.1.5 фазы 0π , $\pi/6$) относительно стационарного случая, рис. 5.1.3. Отмечается, что центр вихря главным образом изменял свое положение по оси x , при этом явной зависимости от фазы колебаний обнаружено не было.

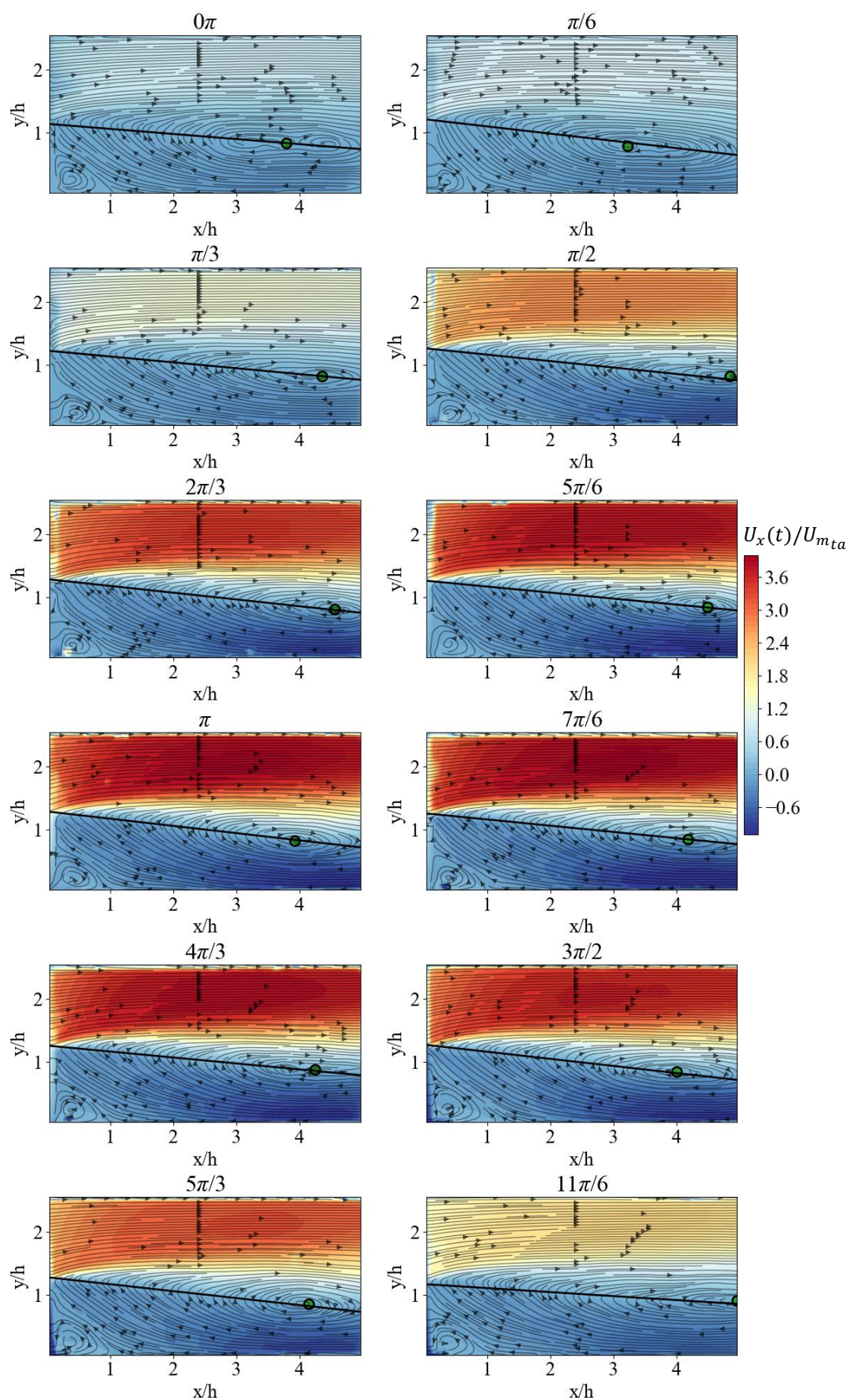
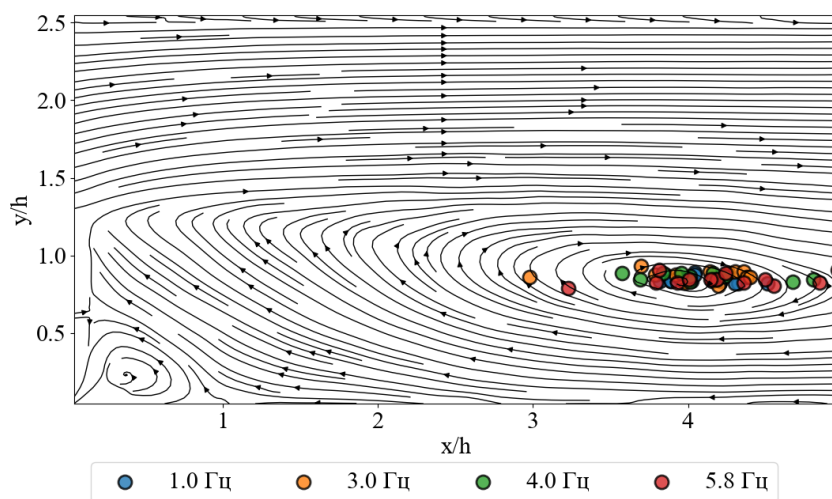


Рис. 5.1.5. Поля скорости и линии тока в пульсирующем течении за ребром. Зеленым цветом – найденные центры главных вихрей. Черные линии – линии стагнации в каждой измеренной фазе колебаний.

Аналогичная картина наблюдалась и при других частотах колебаний. На рис. 5.1.6 показаны положения центров главных вихрей (а) и зависимость их x координаты от времени (б). Как и в случае 5.8 Гц, в других режимах не выявлено явной зависимости координат центров вихря от фазы колебаний. Таким образом был сделан вывод, что описывать влияние колебаний потока в рассмотренных режимах следовало в рамках влияния частоты колебаний на разброс полученных координат центров X_c .

а)



б)

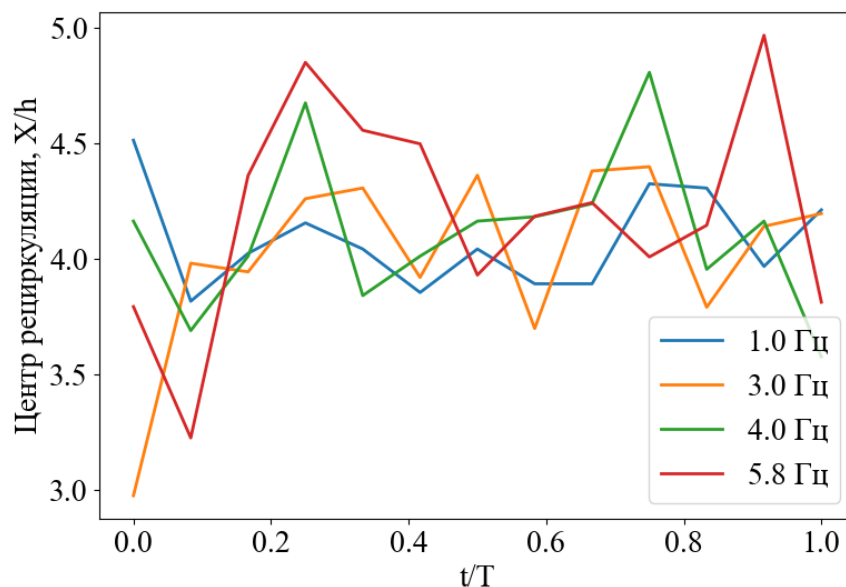


Рис. 5.1.6. Координаты центров вихрей в рассмотренных режимах. Расположение центров в измерительной плоскости – (а), различные точки соответствуют различным фазам, линии тока взяты для демонстрации из режима 5.8 Гц, $\varphi = \pi$. Зависимость x координаты центров от времени – (б).

Поскольку явной зависимости координат X_c от фазы колебаний обнаружено не было, к полученным значениям был применен подход для исследования случайных величин. Был проведен расчет средних за период значений координат X_c и их стандартных отклонений от среднего по формулам:

$$\overline{X_c} = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N X_c \left(\frac{t_i}{T} \right), \quad (5.1.2)$$

$$STD(X_c) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=0}^N \left(X_c \left(\frac{t_i}{T} \right) - \overline{X_c} \right)^2}, \quad (5.1.3)$$

где значения X_c брались в измеренные фазы периода t_i/T . На рисунке 5.1.7 представлены результаты данных вычислений. Оказалось, что средние значения положения X_c никак не зависят от частоты пульсаций (рис. 5.1.7 а), но при этом их разброс в виде стандартного отклонения возрастает с увеличением частоты колебаний (рис. 5.1.7 б).

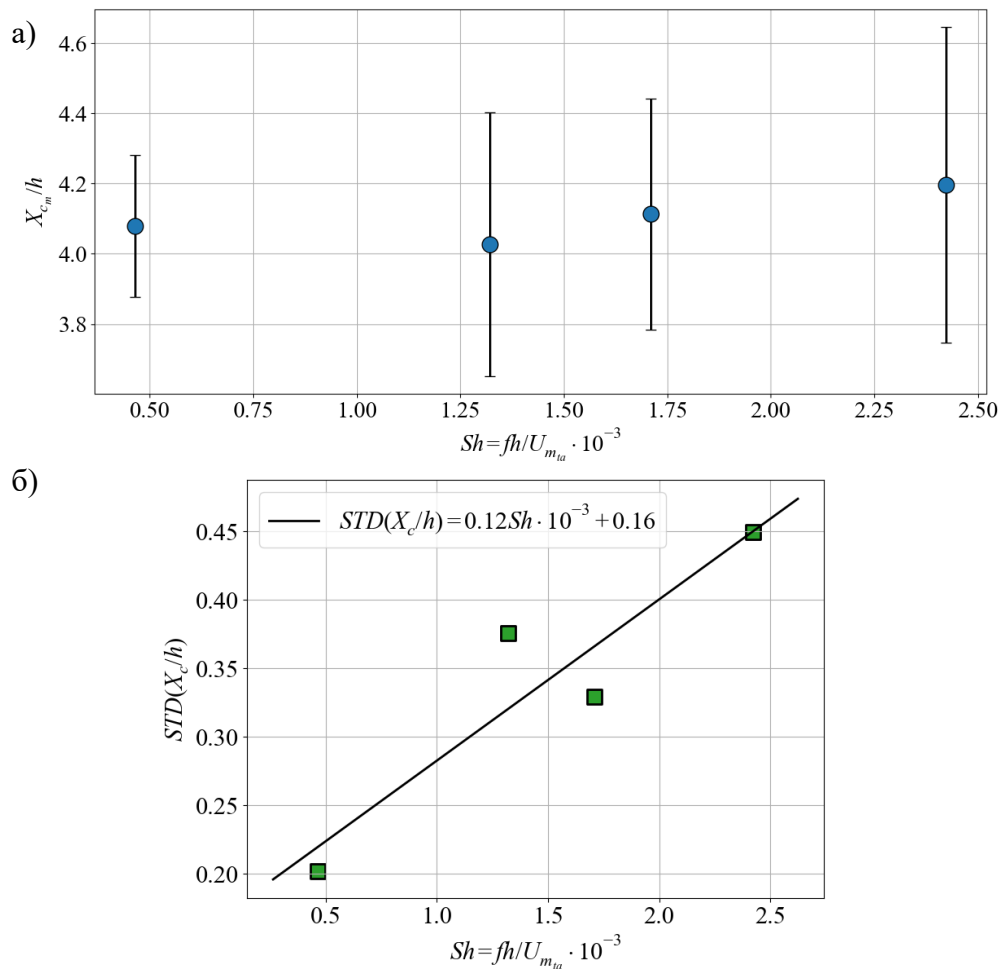


Рис. 5.1.7. Средние значения координат центра вихря X_c – (а) и их стандартные отклонения – (б) в зависимости от частоты пульсаций. Усы на рис. (а) соответствуют значениям стандартных отклонений.

Тот же подход был применен и координатам Y_c , но подобной зависимости обнаружено не было, значение стандартного отклонения Y_c оказалось на порядок меньше и существенно не изменялось с ростом частоты колебаний. Это говорит о том, что при пульсациях потока главный вихрь за ребром совершает смещения в первую очередь по направлению потока (вдоль оси x), при этом интенсивность этих смещений возрастает с увеличением частоты колебаний расхода. Наличие данных смещений обусловлено высокочастотными колебаниями вихря, связанными с отрывом потока от кромки ребра и колебаний внешнего огибающего вихрь слоя, «flapping motion» (см. раздел 1.3). Данные собственные колебания вихря происходят при числах Струхала на два порядка выше, чем при наложенной частоте пульсаций в рассмотренных режимах. Однако, даже в квазистационарном или низкочастотном режиме пульсации потока оказывают существенное влияние на вихревую динамику, повышая амплитуду таких колебаний.

Далее были рассмотрены профили продольной скорости в сечениях, проходящих через найденные центры вихря за ребром. Профили скорости были получены для каждой измеренной фазы колебаний потока и всех рассмотренных частотах колебаний расхода, рис. 5.1.8. Оказалось, что не смотря на смещение центра главного вихря, профили скорости во всех проведенных экспериментах хорошо обобщаются в масштабе максимальной скорости.

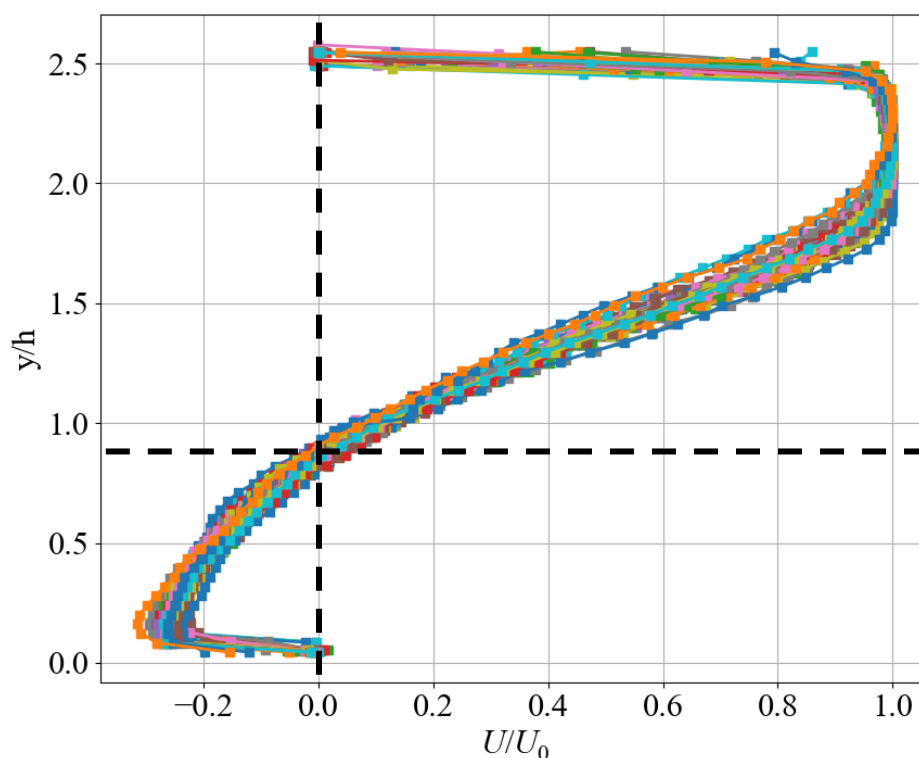


Рис. 5.1.8. Профили продольной скорости в сечении центра вихря X_c в различные фазы колебаний и при различных частотах пульсаций расхода в масштабе максимальной скорости для каждого профиля.

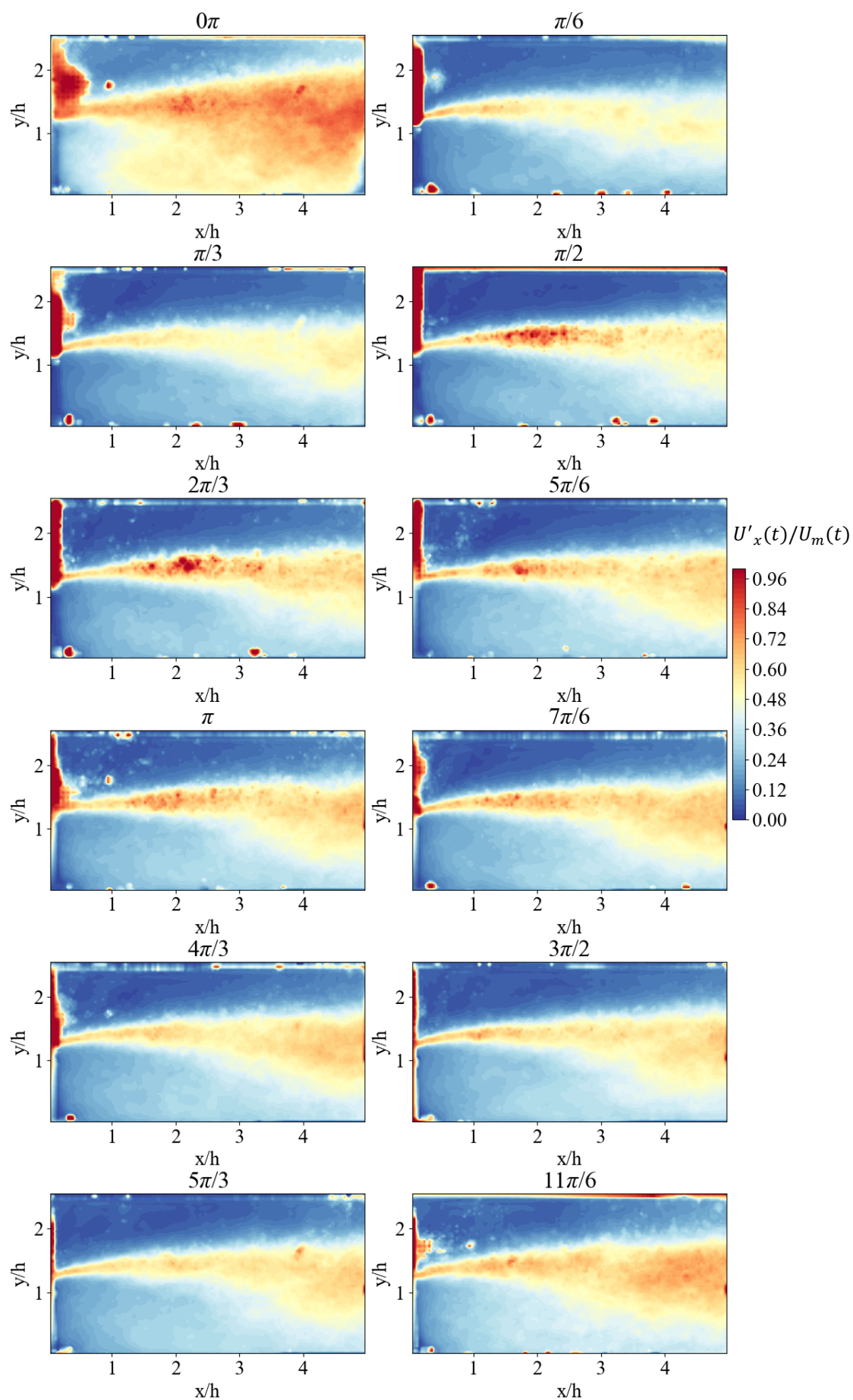


Рис. 5.1.9. Пульсации продольной скорости в пульсирующем течении за ребром при частоте колебаний 5.8 Гц

Иными словами, несмотря на деформацию вихря и смещение его центра, структура течения остается постоянной. Однако при этом, рассмотренные профили скорости имеют различную степень турбулентности, как и в случае пульсирующего потока в гладком канале (раздел 4.2).

Для исследования степени турбулентности были рассмотрены распределения пульсаций в различные фазы колебаний потока. На рис. 5.1.9 приведены пульсации продольной скорости в масштабе среднерасходной скорости в каждой фазе при частоте колебаний 5.8 Гц. Как и в случае потока в гладком канале наблюдается турбулизация потока в фазы торможения (рис. 5.1.9 фазы 0π , $11/6\pi$) и ламинаризации в фазах разгона и при достижении максимальной скорости. На рис. 5.1.10 приведено сопоставление средних показателей продольных пульсаций для различных фаз колебаний потока. Данный эффект усиливался с повышением частоты колебаний расхода, при этом усиления пульсаций поперечной компоненты скорости в различные фазы не наблюдалось. Таким образом эффект турбулизации потока при торможении имеет схожую динамику с повышением разброса положения главного вихря за ребром

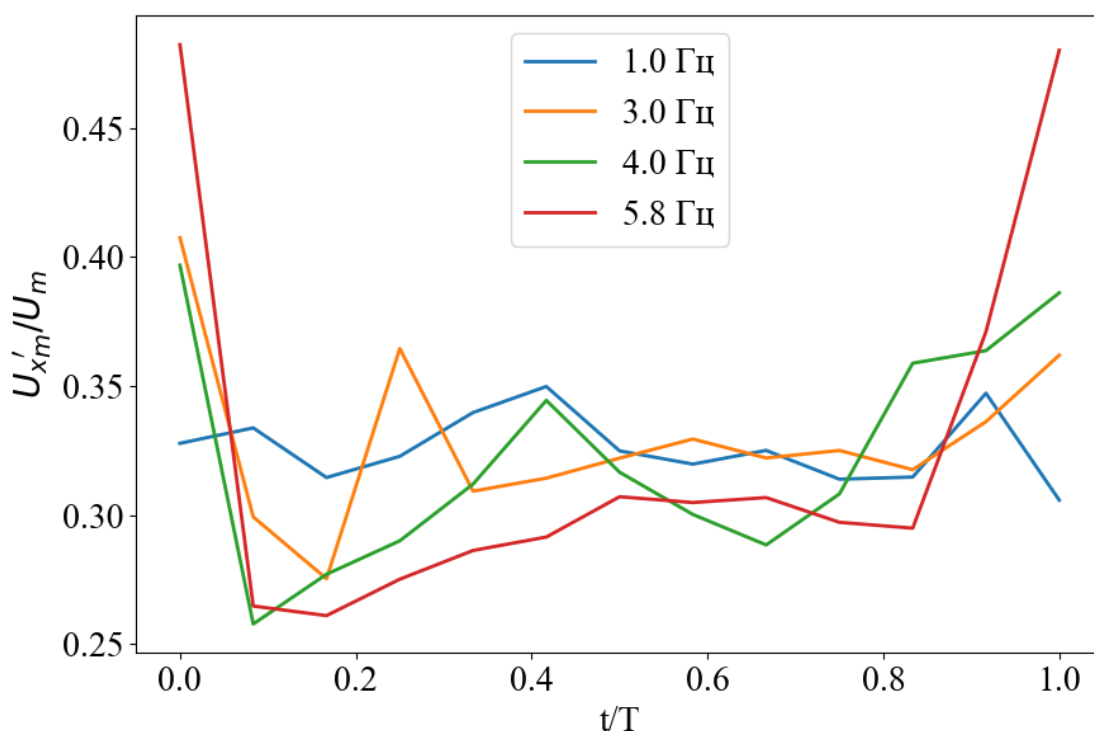


Рис. 5.1.10. Средние по измерительной области пульсации продольной скорости относительно текущей среднерасходной скорости в зависимости от фазы колебаний.

Заключение

В работе было проведено экспериментальное исследование аэродинамических параметров пульсирующего потока и структуры квазистационарного течения в различных геометриях в широком диапазоне чисел Рейнольдса. Проверка применимости модели стационарного стратифицированного безградиентного течения для нахождения коэффициента трения в квазистационарном потоке в широком диапазоне чисел Рейнольдса.

Для этого был создан экспериментальный стенд позволяющий провести комплексные исследования, сочетающие аэродинамику, турбулентность, касательные напряжения и тепловые потоки в пульсирующих турбулентных течениях, за счет применения разработанного теплового датчика трения и усовершенствованного метода PIV с использованием графических процессоров.

В квазистационарном режиме пульсирующего потока в канале было использовано два способа определения касательных напряжений на стенке, при помощи теплового датчика трения и по усредненным по фазе профилям скорости методом Клаузера. Наблюдалось отсутствие фазовой задержки результатов измерений между рассмотренными методами. В обоих случаях изменение касательных напряжений следовало той же форме волны, что и изменение расхода или осевой скорости в потоке. Оба метода показали хорошее качественное подобие данных, тогда как количественного совпадения не наблюдается. На основании проведённых экспериментов впервые был получен динамический закон трения для пульсирующего потока в квазистационарном режиме. Было установлено что сопротивление пульсирующего потока в различные фазы периода колебаний зависит исключительно от значения скорости в данной фазе, однако эта зависимость в квазистационарном режиме существенно отличается от стационарной.

Фазово-синхронизованные измерения пульсационной компоненты касательных напряжений показали, что их относительное значение в рассмотренных режимах возрастает при торможении потока относительно стационарного режима течения. При этом интенсивность пульсаций трения на стенке по мере роста числа Рейнольдса, как для пульсирующего, так и для стационарного режимов заметно понижается.

В квазистационарном режиме пульсирующего течения за ребром обнаружено смещение зоны рециркуляции в различные фазы колебаний потока. Динамика пульсаций скорости повторяет случай потока в каналах и трубах, наблюдается повышение турбулентности потока при торможении. При этом было обнаружено существенное усиление вихревой динамики при повышении вынужденных частоты колебаний в рассмотренных режимах.

Список литературы.

1. On the Effect of the Internal Friction of Fluids on the Motion of Pendulums // Mathematical and Physical Papers / под ред. Stokes G. G. Cambridge University Press, 2009. Т. 3. С. 1–10.
2. WOMERSLEY J. R. Method for the calculation of velocity, rate of flow and viscous drag in arteries when the pressure gradient is known. // J Physiol. 1955. Т. 127, № 3. С. 553–563.
3. Uchida S. The pulsating viscous flow superposed on the steady laminar motion of incompressible fluid in a circular pipe // Journal of Applied Mathematics and Physics (ZAMP). 1956. Т. 7, № 5. С. 403–422.
4. Majdalani J. Exact Navier-Stokes Solution for the Pulsatory Viscous Channel Flow with Arbitrary Pressure Gradient // Journal of Propulsion and Power. 2008. Т. 24, № 6. С. 1412–1423.
5. Ahmed F. *и др.* High-Strouhal-number pulsatile flow in a curved pipe // Journal of Fluid Mechanics. 2021/07/27 изд. Cambridge University Press, 2021. Т. 923. С. A15.
6. Dular M. *и др.* The issue of Strouhal number definition in cavitating flow // Journal of Mechanical Engineering. 2009. Т. 55. С. 566–567.
7. Jiang H., Cheng L. Strouhal–Reynolds number relationship for flow past a circular cylinder // Journal of Fluid Mechanics. 2017/10/26 изд. Cambridge University Press, 2017. Т. 832. С. 170–188.
8. Davletshin I. A. *и др.* Convective heat transfer in the channel entrance with a square leading edge under forced flow pulsations // International Journal of Heat and Mass Transfer. Elsevier Ltd, 2019. Т. 129. С. 74–85.
9. Mikheev N. I. *и др.* Hydrodynamics and heat transfer of pulsating flow around a cylinder // International Journal of Heat and Mass Transfer. Elsevier Ltd, 2017. Т. 109. С. 254–265.
10. Davletshin I. A. *и др.* Heat transfer and structure of pulsating flow behind a rib // International Journal of Heat and Mass Transfer. Elsevier Ltd, 2020. Т. 160.
11. Zontul H., Şahin B. Experimental investigation of convective heat transfer performance and hydrodynamics of pulsating flow through the rectangular grooved channel // Experimental Thermal and Fluid Science. 2023. Т. 141, № December 2021.
12. Mizushina T., Maruyama T., Shiozaki Y. PULSATING TURBULENT FLOW IN A TUBE // J. Chem. Eng. Japan / JCEJ. 1974. Т. 6, № 6. С. 487–494.
13. Mizushina T., Maruyama T., Hirasawa H. STRUCTURE OF THE TURBULENCE IN PULSATING PIPE FLOWS // J. Chem. Eng. Japan / JCEJ. 1975. Т. 8, № 3. С. 210–216.

14. *He S., Jackson J. D.* An experimental study of pulsating turbulent flow in a pipe // European Journal of Mechanics, B/Fluids. 2009. T. 28, № 2. C. 309–320.
15. *Tardu S., Binder G., Blackwelder R.* Response of Turbulence to Large Amplitude Oscillations in Channel Flow // Advances in Turbulence / под ред. Comte-Bellot G., Mathieu J. Springer Berlin Heidelberg, 1987. C. 546–555.
16. *Mao Z.-X., Hanratty T. J.* Studies of the wall shear stress in a turbulent pulsating pipe flow // Journal of Fluid Mechanics. 2006/04/21 изд. Cambridge University Press, 1986. T. 170. C. 545–564.
17. *Tu S. W., Ramaprian B. R.* Fully developed periodic turbulent pipe flow. Part 1. Main experimental results and comparison with predictions // Journal of Fluid Mechanics. 1983. T. 137. C. 31–58.
18. *Ramaprian B. R., Tu S. W.* Fully developed periodic turbulent pipe flow. Part 2. The detailed structure of the flow // Journal of Fluid Mechanics. 1983. T. 137. C. 59–81.
19. *Ambrogio F., Piomelli U., Rival D. E.* Characterization of unsteady separation in a turbulent boundary layer: mean and phase-averaged flow // Journal of Fluid Mechanics. 2022/07/13 изд. Cambridge University Press, 2022. T. 945. C. A10.
20. *Carr L. W.* A Review of Unsteady Turbulent Boundary-Layer Experiments // Unsteady Turbulent Shear Flows / под ред. Michel R., Cousteix J., Houdeville R. Springer Berlin Heidelberg, 1981. C. 3–34.
21. *Brown F. T., Margolis D. L., Shah R. P.* Small-Amplitude Frequency Behavior of Fluid Lines With Turbulent Flow // Journal of Basic Engineering. 1969. T. 91, № 4. C. 678–693.
22. *OHMI M., USUI T.* Pressure and Velocity Distributions in Pulsating Turbulent Pipe Flow Part 1 Theoretical Treatments // Bulletin of JSME. 1976. T. 19, № 129. C. 307–313.
23. *OHMI M., IGUCHI M.* Flow Pattern and Frictional Losses in Pulsating Pipe Flow : Part 3, General Representation of Turbulent Flow Pattern // Bulletin of JSME. 1980. T. 23, № 186. C. 2029–2036.
24. *OHMI M. и др.* Pressure and Velocity Distributions in Pulsating Turbulent Pipe Flow Part 2 Experimental Investigations // Bulletin of JSME. 1976. T. 19, № 134. C. 951–957.
25. *Jackson J. D., Launder B.* Osborne Reynolds and the Publication of His Papers on Turbulent Flow // Annual Review of Fluid Mechanics. 2006. T. 39. C. 19–35.
26. *OHMI M., KYOMEN S., USUI T.* Analysis of Velocity Distribution in Pulsating Turbulent Pipe Flow with Time-Dependent Friction Velocity // Bulletin of JSME. 1978. T. 21, № 157. C. 1137–1143.

27. *GUNDOĞDU M. Y., CARPINLIOĞLU M. O.* Present State of Art on Pulsatile Flow Theory : Part 2: Turbulent Flow Regime // JSME International Journal Series B. 1999. T. 42, № 3. C. 398–410.
28. *Özdinç Çarpınlioğlu M., Yaşar Gündoğdu M.* A critical review on pulsatile pipe flow studies directing towards future research topics // Flow Measurement and Instrumentation. 2001. T. 12, № 3. C. 163–174.
29. *Baird M. H. I., Round G. F., Cardenas J. N.* Friction factors in pulsed turbulent flow // The Canadian Journal of Chemical Engineering. John Wiley & Sons, Ltd, 1971. T. 49, № 2. C. 220–223.
30. *Funk J. E., Wood D. J.* Frequency Response of Fluid Lines With Turbulent Flow // Journal of Fluids Engineering. 1974. T. 96, № 4. C. 365–369.
31. *OHMI M., KYOMEN S., USUI T.* Numerical Analysis of Pressure and Velocity Distributions for a Pulsating Turbulent Flow in a Circular Tube Containing a Slightly Compressible Fluid // Bulletin of JSME. 1981. T. 24, № 187. C. 60–66.
32. *OHMI M., IGUCHI M.* Flow Pattern and Frictional Losses in Pulsating Pipe Flow : Part 4, General Representation of Turbulent Frictional Losses // Bulletin of JSME. 1981. T. 24, № 187. C. 67–74.
33. *Wood D. J., Funk J. E.* A Boundary-Layer Theory for Transient Viscous Losses in Turbulent Flow // Journal of Basic Engineering. 1970. T. 92, № 4. C. 865–873.
34. *Ramaprian B. R., Tu S.-W.* An experimental study of oscillatory pipe flow at transitional Reynolds numbers // J. Fluid Mech. 1980. T. 100, № 3. C. 513–544.
35. *Mao Z., Hanratty T. J.* Fluid Mechanics and Transport Phenomena Influence of Large-Amplitude Oscillations on Turbulent Drag.
36. *Tardu S. F., Binder G., Blackwelder R. F.* Turbulent channel flow with large-amplitude velocity oscillations // Journal of Fluid Mechanics. 2006/04/26 изд. Cambridge University Press, 1994. T. 267. C. 109–151.
37. *Binder G., Tardu S., Vezin P.* Cyclic Modulation of Reynolds Stresses and Length Scales in Pulsed Turbulent Channel Flow // Proceedings of The Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. 1995. T. 451. C. 121–139.
38. *Shemer L., Wygnanski I., Kit E.* Pulsating flow in a pipe // Journal of Fluid Mechanics. Cambridge University Press, 1985. T. 153. C. 313–337.
39. *Brereton G. J.* Deduction of skin friction by Clauser technique in unsteady turbulent boundary layers // Experiments in Fluids. 1989. T. 7, № 6. C. 422–424.

40. *Brereton G. J., Reynolds W. C., Jayaraman R.* Response of a turbulent boundary layer to sinusoidal free-stream unsteadiness // *Journal of Fluid Mechanics*. 2006/04/26 изд. Cambridge University Press, 1990. Т. 221. С. 131–159.
41. *Brereton G. J., Reynolds W. C.* Dynamic response of boundary-layer turbulence to oscillatory shear // *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*. 1991. Т. 3, № 1. С. 178–187.
42. *Acharya M.* Measurements and predictions of a fully developed turbulent channel flow with imposed controlled oscillations // *Ph. D. Thesis*. 1975.
43. *Weng C., Boij S., Hanifi A.* Numerical and theoretical investigation of pulsatile turbulent channel flows // *Journal of Fluid Mechanics*. Cambridge University Press, 2016. Т. 792. С. 98–133.
44. *Papadopoulos P. K., Vouros A. P.* Pulsating turbulent pipe flow in the current dominated regime at high and very-high frequencies // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 2016. Т. 58. С. 54–67.
45. *Nikitin N. V., Popelenskaya N. V.* Pulsating Turbulent Flows through a Square Pipe // *Izvestiâ Akademii nauk. Rossijskaâ akademiâ nauk. Mehanika židkosti i gaza*. 2023. № 2. С. 55–71.
46. *Taylor P. S., Seddighi M.* Turbulent–turbulent transient concept in pulsating flows // *J. Fluid Mech*. 2024. Т. 982. С. A20.
47. *Goltsman A. E., Davletshin I. A., Paereliy A. A.* PIV method for research of the structure of pulsating flow in a smooth duct // *Thermophysics and Aeromechanics*. Maik Nauka-Interperiodica Publishing, 2013. Т. 20, № 3. С. 359–366.
48. *Goltsman A. E. u òp.* Shear stresses in turbulent pulsating channel flow *. 2015. Т. 22, № 3.
49. *Zhuang N., Tan S., Yuan H.* The friction characteristics of low-frequency transitional pulsatile flows in narrow channel // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2016. Т. 76. С. 352–364.
50. *Terekhov V.* Heat Transfer in Highly Turbulent Separated Flows: A Review // *Energies*. 2021. Т. 14. С. 1005.
51. *Terekhov V. I., Yarygina N. I., Zhdanov R. F.* Heat transfer in turbulent separated flows in the presence of high free-stream turbulence // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2003. Т. 46, № 23. С. 4535–4551.
52. *Rockwell D.* Prediction of Oscillation Frequencies for Unstable Flow Past Cavities // *ASME Journal of Fluids Engineering*. 1977. Т. 99, № 2. С. 294–299.
53. *Rockwell D., Naudascher E.* Review—Self-Sustaining Oscillations of Flow Past Cavities // *Journal of Fluids Engineering*. 1978. Т. 100, № 2. С. 152–165.

54. *Rockwell D.* VORTEX-BODY INTERACTIONS // Annual Review of Fluid Mechanics. Annual Reviews, 1998. T. 30, № Volume 30, 1998. C. 199–229.
55. *Ghaddar N. K. u dp.* Numerical investigation of incompressible flow in grooved channels. Part 1. Stability and self-sustained oscillations // Journal of Fluid Mechanics. Cambridge University Press, 1986. T. 163. C. 99–127.
56. *Ghaddar N. K. u dp.* Numerical investigation of incompressible flow in grooved channels. Part 2. Resonance and oscillatory heat-transfer enhancement // Journal of Fluid Mechanics. Cambridge University Press, 1986. T. 168. C. 541–567.
57. *ROSHKO A.* On the Wake and Drag of Bluff Bodies // Journal of the Aeronautical Sciences. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1955. T. 22, № 2. C. 124–132.
58. *Roshko A.* ON THE DEVELOPMENT OF TURBULENT WAKES FROM VORTEX STREETS. California Inst. of Tech., 1953.
59. *Bearman P. W.* On vortex street wakes // Journal of Fluid Mechanics. 2006/03/28 изд. Cambridge University Press, 1967. T. 28, № 4. C. 625–641.
60. *Simmons J. E. L.* Similarities Between Two-Dimensional and Axisymmetric Vortex Wakes // Aeronautical Quarterly. 2016/06/07 изд. Cambridge University Press, 1977. T. 28, № 1. C. 15–20.
61. *Griffin O. M.* Universal Similarity in the Wakes of Stationary and Vibrating Bluff Structures // Journal of Fluids Engineering. 1981. T. 103, № 1. C. 52–58.
62. *Nakamura Y.* VORTEX SHEDDING FROM BLUFF BODIES AND A UNIVERSAL STROUHAL NUMBER // Journal of Fluids and Structures. 1996. T. 10, № 2. C. 159–171.
63. *Barrero-Gil A., Velazquez A.* Flow kinematics model for universal Strouhal number in the separated flow past a bluff body // Phys. Rev. Fluids. American Physical Society, 2024. T. 9, № 3. C. L032701.
64. *Cukurel B., Selcan C., Stratmann M.* Convective heat transfer investigation of acoustically excited flow over an isolated rib obstacle // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2015. T. 91. C. 848–860.
65. *Selcan C., Cukurel B., Shashank J.* Acoustic resonance excitation of turbulent heat transfer and flow reattachment downstream of a fence // Heat and Mass Transfer. 2016. T. 52, № 10. C. 2223–2235.
66. *Давлетишин И.* Отрывное течение за препятствием в канале на резонансных режимах пульсаций потока // Известия высших учебных заведений. Авиационная техника. Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего ..., 2007. № 3. C. 42–45.

67. Давлетишин И. А., Михеев Н. И. Структура течения и теплообмен при отрыве пульсирующего потока // Теплофизика высоких температур. Российская академия наук, Отделение энергетики, машиностроения, механики и ..., 2012. Т. 50, № 3. С. 442–449.
68. Давлетишин И., Михеев Н., Молочников В. Отрыв пульсирующего потока // Доклады академии наук. Федеральное государственное бюджетное учреждение "Российская академия наук", 2007. Т. 417, № 6. С. 760–763.
69. Давлетишин И., Михеев Н. Отрывная область при обтекании препятствия пульсирующим потоком в канале // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. Федеральное государственное бюджетное учреждение "Российская академия наук", 2010. № 5. С. 86–91.
70. Давлетишин И., Михеев Н., Молочников В. Теплообмен в турбулентной отрывной области при наложенных пульсациях потока // Теплофизика и аэромеханика. Фонд "Центр поддержки науки и культуры", 2008. Т. 15, № 2. С. 229–236.
71. Терехов В. И., Ярыгина Н. И., Жданов Р. Ф. Особенности течения и теплообмена при отрыве турбулентного потока за уступом и ребром. 1. Структура течения // Прикладная механика и техническая физика. Издательство СО РАН, 2002. Т. 43, № 6. С. 126–133.
72. Молочников В. и др. Переход к турбулентности в канале при отрыве потока за поперечными выступами // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего ..., 2011. № 4–3. С. 988–990.
73. Jarosinski W. Experimental study of heat transfer from the heated rib-roughed wall to a steady or pulsating flow // SAE Technical Papers. 2001. № 724.
74. Газизов И., Михеев Н., Давлетишин И. ТЕПЛООТДАЧА В КАНАЛЕ ЗА ВЫСТУПОМ НА ПУЛЬСИРУЮЩИХ РЕЖИМАХ ТЕЧЕНИЯ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ // ТРУДЫ СЕДЬМОЙ РОССИЙСКОЙ НАЦИОНАЛЬНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ ПО ТЕПЛООБМЕНУ. 2018. С. 359–361.
75. Kurtulmuş N., Sahin B. Experimental investigation of pulsating flow structures and heat transfer characteristics in sinusoidal channels // International Journal of Mechanical Sciences. Elsevier Ltd, 2020. Т. 167, № October 2019.
76. Zontul H., Kurtulmuş N., Şahin B. Pulsating Flow and Heat Transfer in Wavy Channel with Zero Degree Phase Shift // European Mechanical Science. 2017. Т. 1, № 1. С. 31–38.
77. Elshafei E. A. M. u др. Experimental study of heat transfer in pulsating turbulent flow in a pipe // International Journal of Heat and Fluid Flow. 2008. Т. 29, № 4. С. 1029–1038.

78. *Davletshin I. A. u dp.* Convective heat transfer in the channel entrance with a square leading edge under forced flow pulsations // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2019. T. 129. C. 74–85.
79. *Wang C. S. u dp.* Experimental studies of turbulent pulsating flow and heat transfer in a serpentine channel with winglike turbulators // International Communications in Heat and Mass Transfer. Elsevier Ltd, 2022. T. 131. C. 105837.
80. *Selimefendigil F., Öztö H. F.* Numerical study and identification of cooling of heated blocks in pulsating channel flow with a rotating cylinder // International Journal of Thermal Sciences. Elsevier Masson SAS, 2014. T. 79. C. 132–145.
81. *Jin W., Clark C.* A correlation method for determining the number of sampling cycles required for pulsating flow analysis using a LDA // Journal of Biomechanics. Elsevier, 1994. T. 27, № 9. C. 1179–1181.
82. *Bluestein D., Einav S.* Experiments in Fluids Spectral estimation and analysis of LDA data in pulsating flow through heart valves // Experiments in Fluids. 1993. T. 15. C. 341–353.
83. *Zhang N. u dp.* Unsteady flow fluctuations in a centrifugal pump measured by laser Doppler anemometry and pressure pulsation // Physics of Fluids. American Institute of Physics Inc., 2020. T. 32, № 12.
84. *Nal F., Brümmer A.* Pulsating flow velocity profile measurement at an acoustically reflecting and non-reflecting open pipe end using laser doppler anemometry (LDA) // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. IOP Publishing, 2022. T. 1267, № 1. C. 012018.
85. *Qi P. u dp.* Application of particle image velocimetry measurement technique to study pulsating flow in a rod bundle channel // Experimental Thermal and Fluid Science. Elsevier Inc., 2020. T. 113.
86. *Mikheev N. I., Dushin N. S.* A method for measuring the dynamics of velocity vector fields in a turbulent flow using smoke image-visualization videos // Instruments and Experimental Techniques. Maik Nauka Publishing / Springer SBM, 2016. T. 59, № 6. C. 882–889.
87. *Adrian R. J.* Twenty years of particle image velocimetry // Experiments in Fluids. 2005. T. 39, № 2. C. 159–169.
88. *G I Roth, J Katz.* Five techniques for increasing the speed and accuracy of PIV interrogation // Measurement Science and Technology. 2001. T. 12, № 3. C. 238.
89. *Nobach H., Honkanen M.* Two-dimensional Gaussian regression for sub-pixel displacement estimation in particle image velocimetry or particle position estimation in particle tracking velocimetry // Experiments in Fluids. 2005. T. 38, № 4. C. 511–515.

90. *Nobach H., Bodenschatz E.* Limitations of accuracy in PIV due to individual variations of particle image intensities // *Experiments in Fluids*. 2009. Т. 47, № 1. С. 27–38.
91. *Willert C. E., Gharib M.* Digital particle image velocimetry // *Experiments in Fluids*. 1991. Т. 10, № 4. С. 181–193.
92. *Токарев М., Маркович Д., Бильский А.* Адаптивные алгоритмы обработки изображений частиц для расчета мгновенных полей скорости // *Вычислительные технологии. Учреждение Российской академии наук «Институт вычислительных технологий ...*, 2007. Т. 12, № 3. С. 109–131.
93. *Scarano F., Riethmuller M. L.* Advances in iterative multigrid PIV image processing // *Experiments in Fluids*. 2000. Т. 29, № 1. С. S051–S060.
94. *Chen J., Katz J.* Elimination of peak-locking error in PIV analysis using the correlation mapping method // *Measurement Science and Technology*. 2005. Т. 16, № 8. С. 1605.
95. *Scarano F., Riethmuller M. L.* Iterative multigrid approach in PIV image processing with discrete window offset // *Experiments in Fluids*. 1999. Т. 26, № 6. С. 513–523.
96. *F Scarano.* Iterative image deformation methods in PIV // *Measurement Science and Technology*. 2001. Т. 13, № 1. С. R1.
97. *Мухеев Н., Душин Н.* Метод измерения динамики векторных полей скорости турбулентного потока по видеосъемке дымовой визуализации // *Приборы и техника эксперимента. Федеральное государственное бюджетное учреждение "Российская академия наук"*, 2016. № 6. С. 114–122.
98. *Заринов Д. и др.* Оценка точности нового оптического метода измерения мгновенных полей скорости потока // *Труды Академэнерго. Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный ...*, 2016. № 1. С. 42–52.
99. *HUBEL D. H., WIESEL T. N.* Receptive fields of single neurones in the cat's striate cortex. // *J Physiol*. 1959. Т. 148, № 3. С. 574–591.
100. *Hubel D. H., Wiesel T. N.* Brain and visual perception: the story of a 25-year collaboration. Oxford University Press, 2004.
101. *Schiwietz T., Westermann R.* GPU-PIV. 2004. 151–158 с.
102. *Tarashima S. и др.* GPU accelerated direct cross-correlation PIV with window deformation. 2010.
103. *Champagnat F. и др.* Fast and accurate PIV computation using highly parallel iterative correlation maximization // *Experiments in Fluids*. 2011. Т. 50, № 4. С. 1169–1182.
104. *Lucas B. D., Kanade T.* An Iterative Image Registration Technique with an Application to Stereo Vision // *International Joint Conference on Artificial Intelligence*. 1981.

105. *Liang D., Jiang C., Li Y.* Cellular neural network to detect spurious vectors in PIV data // Experiments in Fluids. 2003. T. 34, № 1. C. 52–62.
106. *Fischer P. u òp.* FlowNet: Learning Optical Flow with Convolutional Networks. arXiv, 2015.
107. *Ilg E. u òp.* FlowNet 2.0: Evolution of Optical Flow Estimation with Deep Networks. arXiv, 2016.
108. *Hui T.-W., Tang X., Loy C. C.* LiteFlowNet: A Lightweight Convolutional Neural Network for Optical Flow Estimation. arXiv, 2018.
109. *Wernet M. P.* Real-time background oriented schlieren with self-illuminated speckle background // Measurement Science and Technology. IOP Publishing, 2020. T. 31, № 1. C. 17001.
110. *Dallas C. u òp.* Graphical Processing Unit-Accelerated Open-Source Particle Image Velocimetry Software for High Performance Computing Systems // Journal of Fluids Engineering. 2019. T. 141, № 11.
111. *Aguilar-Cabello J., Parras L., del Pino C.* DPIVSoft-OpenCL: A multicore CPU–GPU accelerated open-source code for 2D Particle Image Velocimetry // SoftwareX. 2022. T. 20. C. 101256.
112. *Taylor Z. J. u òp.* Long-Duration Time-Resolved PIV to Study Unsteady Aerodynamics // IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. 2010. T. 59, № 12. C. 3262–3269.
113. *Ben-Gida H., Gurka R., Liberzon A.* OpenPIV-MATLAB — An open-source software for particle image velocimetry; test case: Birds' aerodynamics // SoftwareX. 2020. T. 12. C. 100585.
114. *Thielicke W., Stamhuis E. J.* PIVlab – Towards User-friendly, Affordable and Accurate Digital Particle Image Velocimetry in MATLAB // Journal of Open Research Software. 2014.
115. *Pakhomov M. A. u òp.* Structure of the flow in the near-wall gas jet injected through circular holes in a transverse trench // Thermophysics and Aeromechanics. 2021. T. 28, № 3. C. 307–317.
116. *Stichel D. u òp.* An individual-based model for collective cancer cell migration explains speed dynamics and phenotype variability in response to growth factors // npj Systems Biology and Applications. 2017. T. 3, № 1. C. 1–10.
117. *Zickus V., Taylor J. M.* 3D + time blood flow mapping using SPIM-microPIV in the developing zebrafish heart // Biomedical Optics Express. 2018. T. 9, № 5. C. 2418.

118. *Williams J. D.* Application of particle image velocimetry to dusty plasma systems // *Journal of Plasma Physics*. 2016. Т. 82, № 3.
119. *Bose S. и др.* Dust vortices in a direct current glow discharge plasma: a delicate balance between ion drag and Coulomb force // *Journal of Plasma Physics*. 2019. Т. 85, № 1. С. 1–14.
120. *Arbizu-Barrena C. и др.* Short-term solar radiation forecasting by advecting and diffusing MSG cloud index // *Solar Energy*. Elsevier Ltd, 2017. Т. 155. С. 1092–1103.
121. *Kondratieva P. и др.* A real-time model-based approach for the reconstruction of fluid flows induced by microorganisms // *Experiments in Fluids*. 2008. Т. 45, № 2. С. 203–222.
122. *Brücker C., Althaus W.* Study of vortex breakdown by particle tracking velocimetry (PTV) // *Experiments in Fluids*. 1992. Т. 13, № 5. С. 339–349.
123. *Kähler C. J., Scharnowski S., Cierpka C.* On the uncertainty of digital PIV and PTV near walls // *Experiments in Fluids*. 2012. Т. 52, № 6. С. 1641–1656.
124. *Akhmetbekov Y. и др.* Multiset triangulation 3d ptv and its performance compared to tomographic piv // *Proceedings of the 9th International Symposium on Particle Image Velocimetry-Piv*, Kobe, Japan. 2011. С. 21–23.
125. *Prasad A. K.* Stereoscopic particle image velocimetry // *Experiments in Fluids*. 2000. Т. 29, № 2. С. 103–116.
126. *Nazarov N. A., Terekhov V. V.* High level GPU-accelerated 2D PIV framework in Python // *Computer Physics Communications*. 2024. Т. 295. С. 109009.
127. *Elsinga G., Van Oudheusden B., Scarano F.* Challenges in particle imaging through compressible flows // *PIVNET II international workshop on the application of PIV in compressible flow*. Delft, NL. 2005.
128. *Ахметбеков Е. К. и др.* Система управления экспериментом и обработки данных, полученных методами цифровой трассерной визуализации (ActualFlow) // *Вычислительные методы и программирование. Московский государственный университет имени МВ Ломоносова*, 2006. Т. 7, № 3. С. 79–85.
129. *Melling A.* Tracer particles and seeding for particle image velocimetry // *Measurement Science and Technology*. 1997. Т. 8, № 12. С. 1406–1416.
130. *Haritonidis J. H.* The Measurement of Wall Shear Stress // *Advances in Fluid Mechanics Measurements* / под ред. Gad-el-Hak M. Springer Berlin Heidelberg, 1989. С. 229–261.
131. *Семёнов Н., Косинов А.* Метод управления ламинарно-турбулентным переходом сверхзвукового пограничного слоя на скользящем крыле // *Теплофизика и аэромеханика*. 2007. Т. 14, № 3. С. 353–357.

132. *Trilling L., Häkkinen R. J.* The calibration of the Stanton tube as a skin-friction meter // 50 Jahre Grenzschichtforschung: Eine Festschrift in Originalbeiträgen / под ред. Görtler H., Tollmien W. Vieweg+Teubner Verlag, 1955. С. 201–209.
133. *H H Fernholz u др.* New developments and applications of skin-friction measuring techniques // Measurement Science and Technology. 1996. Т. 7, № 10. С. 1396.
134. *Козлов А. и др.* Термоанемометрические измерения поверхностного трения в отрывных течениях. Абак, 1998.
135. *Schetz J. A.* Direct Measurement of Skin Friction in Complex Fluid Flows // Applied Mechanics Reviews. 1997. Т. 50, № 11S. С. S198–S203.
136. *Schetz J.* Direct Measurement of Skin Friction in Complex Flows // 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2010.
137. *Clauser F. H.* Turbulent Boundary Layers in Adverse Pressure Gradients // Journal of the Aeronautical Sciences. 1954. Т. 21. С. 91–108.
138. *Clauser F. H.* The Turbulent Boundary Layer // Advances in Applied Mechanics. 1956. Т. 4, № С. С. 1–51.
139. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя / под ред. Лойцянский Л. Г.; пер. Вольперт Г. А. Наука, 1974.
140. *Bellhouse B. J., Schultz D. L.* The measurement of fluctuating skin friction in air with heated thin-film gauges // Journal of Fluid Mechanics. 2006/03/28 изд. Cambridge University Press, 1968. Т. 32, № 4. С. 675–680.
141. *Ludwig H.* Instrument for measuring the wall shearing stress of turbulent boundary layers. 1950.
142. *Liepmann H. W., Skinner G.* Shearing-stress measurements by use of a heated element. 1954.
143. *Alfredsson P. H. u др.* The fluctuating wall-shear stress and the velocity field in the viscous sublayer // The Physics of Fluids. 1988. Т. 31, № 5. С. 1026–1033.
144. *Blackwelder R. F., Haritonidis J. H.* Scaling of the bursting frequency in turbulent boundary layers // J. Fluid Mech. 1983. Т. 132. С. 87–103.
145. *Plotnikov L., Osipov L.* The Influence of Gas-Dynamic Non-Stationarity of Air Flow on the Heat Transfer Coefficient in Round and Triangular Straight Pipes with Different Turbulence Intensities // Applied Sciences. 2024. Т. 14, № 17. С. 7758.
146. *Chew Y. T., Khoo B. C., Li G. L.* A time-resolved hot-wire shear stress probe for turbulent flow: use of laminar flow calibration // Experiments in Fluids. 1994. Т. 17, № 1–2. С. 75–83.

147. *Fujii Y. u òp.* Data Transfer Matters for GPU Computing // 2013 International Conference on Parallel and Distributed Systems. 2013. C. 275–282.
148. *Frisch U., Hasslacher B., Pomeau Y.* Lattice-Gas Automata for the Navier-Stokes Equation // Physical Review Letters. American Physical Society, 1986. T. 56, № 14. C. 1505–1508.
149. *Bhatnagar P. L., Gross E. P., Krook M.* A Model for Collision Processes in Gases. I. Small Amplitude Processes in Charged and Neutral One-Component Systems // Phys. Rev. American Physical Society, 1954. T. 94, № 3. C. 511–525.
150. *Cameron S. M.* Theoretical description of PIV measurement errors // Acta Geophysica. 2022. T. 70, № 5. C. 2379–2387.
151. *Neal D. u òp.* Collaborative framework for PIV uncertainty quantification: The experimental database // Measurement Science and Technology. 2015. T. 26.
152. *Sciacchitano A. u òp.* Collaborative framework for PIV uncertainty quantification: comparative assessment of methods // Measurement Science and Technology. IOP Publishing, 2015. T. 26, № 7. C. 74004.
153. *Hu Z. W., Morfey C. L., Sandham N. D.* Wall Pressure and Shear Stress Spectra from Direct Simulations of Channel Flow // AIAA Journal. 2006. T. 44, № 7. C. 1541–1549.
154. *Gubian P.-A. u òp.* Evolution of wall shear stress with Reynolds number in fully developed turbulent channel flow experiments // Phys. Rev. Fluids. 2019. T. 4, № 7. C. 074606.
155. *HALLER G.* An objective definition of a vortex // Journal of Fluid Mechanics. 2005/02/17 изд. Cambridge University Press, 2005. T. 525. C. 1–26.