

УДК 532.517

КОГЕРЕНТНЫЕ ВИХРЕВЫЕ СТРУКТУРЫ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА ПРОДОЛЬНО ОБТЕКАЕМОМ ЦИЛИНДРЕ

В. А. ВОСКОВОЙНИК

*Институт гидромеханики НАН Украины, Киев**Получено 22.09.2011*

У работе представлены результаты экспериментальных исследований структуры турбулентного пограничного слоя на гибком протяженном продольно обтекаемом цилиндре. Исследования поля пульсаций пристеночного давления ансамблем миниатюрных датчиков, установленных заподлицо с обтекаемой поверхностью, позволили изучить особенности формирования и развития когерентных вихревых структур пограничного слоя. Установлены масштабы структур, их периоды генерации и расстояния, которые когерентные вихри проходят до своего вырождения. Показано влияние кривизны обтекаемой поверхности цилиндров и режимов течения на структуру вихревого движения. Приведены аппроксимирующие зависимости определения функции когерентности поля пульсаций давления, конвективной скорости перемещения вихревых структур, их продольного масштаба и расстояния переноса вдоль образующей цилиндра до вырождения.

У роботі наведені результати експериментальних досліджень структури турбулентного прилежового шару на гнучкому видовженому поздовжньо обтічному циліндрі. Дослідження поля пульсацій пристінного тиску ансамблем мініатюрних датчиків, які встановлено врівень з обтічною поверхнею циліндра, дозволили вивчити особливості формування та розвитку когерентних вихрових структур прилежового шару. Встановлено масштаби структур, їхні періоди генерації та відстані, які когерентні вихори проходять до свого виродження. Показано вплив кривизни обтічної поверхні циліндрів і режимів течії на структуру вихрового руху. Наведено апроксимуючі залежності визначення функції когерентності поля пульсацій тиску, конвективної швидкості пересування вихрових структур, їхнього поздовжнього масштабу та відстані переносу вздовж поверхні циліндра до виродження.

In the paper the results of experimental researches of the structure of turbulent boundary layer on the flexible extensive longitudinally streamlined cylinder are presented. Researches of the wall-pressure fluctuation field by the ensemble of miniature sensors, flush-mounted with the streamlined surface, allowed to study the features of forming and development of the coherent vortical structures of the boundary layer. The structure scales, their the generation periods and distance, which coherent vortices are passed up to the degeneration, are determined. Influence of the streamlined surface curvature of the cylinders and the flow regimes on the structure of the vortex motion is demonstrated. Approximating dependencies of determination of coherence function of the pressure fluctuation field, convective velocity of moving of the vortical structures, their longitudinal scale and distance of transfer along formative of cylinder up to degeneration are resulted.

ВВЕДЕНИЕ

В недалеком прошлом о турбулентном течении преобладающее мнение, что оно представляет собой "мелкозернистую" вихревую среду, находящуюся в состоянии полного хаоса [1, 2]. Но в последние годы в научных исследованиях пристальное внимание стало уделяться изучению структуры турбулентности. Это обусловлено, главным образом, использованием и усовершенствованием методов визуализации потока и, кроме того, применением новых инструментальных средств и анализирующей аппаратуры. Результаты этих работ позволили выявить определенную степень организованности в турбулентных течениях. Эти организованные движения, обусловленные так называемыми квазидетерминированными или когерентными турбулентными структурами, привели к изменениям в самом понятии турбулентности. Открытие когерентных структур вызвало новый

интерес к турбулентным исследованиям, основные сведения о которых представлены в работах [3-6]. Наличие организованных турбулентных структур обнаружено как в пристеночной, так и во внешней областях пограничного слоя. Причем в каждой из этих областей присутствуют определенные типы когерентных структур, которые имеют свои характерные масштабы и времена жизни. Но эти структуры не существуют обособлено друг от друга, они взаимодействуют, обмениваются энергией, создают пульсации скорости и давления, температуры и массы как внутри пограничного слоя, так и на обтекаемой поверхности. Непосредственное наблюдение за образованием, взаимодействием когерентных вихревых структур с помощью различных способов визуализации потока, исследования с применением большого класса и разновидностей датчиков, помещенных заподлицо с обтекаемой поверхностью, позволило обнаружить несколько видов когерентных структур и создать ряд моделей турбулентности [7-9]. Из всего этого

многообразия хотелось бы остановиться на наиболее часто наблюдаемых или, если можно так выразиться, общепринятых моделях турбулентности и типах организованных вихревых структур, которые образуются в пограничных слоях.

В исследованиях [10–12], проведенных при изучении турбулентных пограничных слоев вблизи обтекаемой поверхности, были обнаружены низкоскоростные мелкомасштабные когерентные структуры, названные "струйками" или "жгутами". Эти структуры представляют собой вращающиеся в противоположных направлениях продольные вихри [10, 13, 14]. Они зарождаются в вязком подслое и при своем перемещении вниз по потоку увеличиваются в поперечном сечении, отходя от обтекаемой поверхности. В буферной зоне эти структуры совершают колебательные движения и разрушаются [3, 10, 15].

Продольный масштаб струйки от ее зарождения до разрушения в различных исследованиях колеблется от $\lambda_x^+ \approx 100$ до $\lambda_x^+ \approx 2000$, но наилучшей оценкой в [3, 12, 16] предложено считать $\lambda_x^+ \approx 1000$. Разделение между струйками в поперечном направлении принято равным $100\nu/u_\tau$ [3, 10, 17], хотя, как указано в [18], наиболее вероятным разделением между струйками необходимо считать $\lambda_z^+ \approx 80$.

Три стадии, которые проходит струйка замедленной жидкости за время своего существования как когерентная структура, а именно: подъем, колебание и разрушение, принято именовать выбросом. Выбросы, возникающие в буферной зоне турбулентного пограничного слоя, происходят с определенной частотой, которую измерили в исследованиях [10, 19, 20] и ряде других. Однако возникло большое разногласие среди авторов о критериях масштабирования и зависимости от числа Рейнольдса частот или периода между выбросами. Так, в работах [3, 20] утверждается, что средний период между выбросами определяется внешними переменными (U_∞, δ) и не зависит от числа Рейнольдса. Кроме того, средняя частота выбросов не изменяется значительно с расстоянием от стенки. В этих работах рекомендуется определять период между выбросами как $T_B U_\infty / \delta \approx 6$, хотя в других исследованиях имеется значительный разброс этой величины от 2.5 до 10 [10, 21].

В последнее время был проведен ряд работ с использованием более совершенных методик и аппаратуры, включая очень маленькие датчики, размеры которых были меньше длины вязкости [22, 23]. В этих работах, а несколько раньше и в [11, 12], указывается, что частоту выбросов необходимо обезразмеривать по внутренним пере-

менным u_τ и ν , поскольку U_∞ и δ не являются универсальными параметрами в данном случае, так как значения $f_B \delta / U_\infty$ или $T_B U_\infty / \delta$ пропорциональны $(\text{Re}_\theta)^{0.6}$ [24, 25]. В итоге утверждается, что наблюдаемая безразмерная частота $f_B^+ = f_B \nu / u_\tau^2 \approx 0.0041$ и безразмерный период между выбросами $T_B^+ = T_B u_\tau^2 / \nu \approx 300$ не зависят от числа Рейнольдса. Отличие, которое получено в определении параметров масштабирования частоты и периода выбросов, обусловлено, главным образом, пространственной разрешающей способностью используемых датчиков, их частотной характеристикой и разнообразием применяемых критериев регистрации [24, 26].

Выброшенная часть струйки замедленной жидкости, взаимодействуя с соседними выброшенными струйками и другими когерентными структурами, формирует новые поперечно ориентированные вихревые структуры. Эти мелкомасштабные структуры имеют продольный размер порядка $(2 - 100)$ длин вязкости [3, 15], а поперечный – в несколько раз выше и переносятся с конвективной скоростью $(0.6 - 0.7)U_\infty$ [3, 17]. До своего разрушения такие структуры проходят расстояние порядка 2δ [3].

В исследованиях, которые проводились во всей области турбулентного пограничного слоя, были обнаружены организованные движения существенно больших масштабов, чем мелкомасштабные вихревые структуры [3, 21, 26–30]. Эти организованные движения порождены перемещением крупномасштабных поперечно ориентированных вихревых структур, которые существуют в логарифмической и внешней областях пограничного слоя [31–34].

Крупномасштабные когерентные структуры, которые в ряде работ еще называют выпуклостями [3, 21] или подковообразными вихревыми структурами [17], зарождаются, главным образом, при распаде пристеночных мелкомасштабных структур и объединении их в крупные вихревые образования, которые простираются от $y^+ \approx 250$ [35, 36] до границы пограничного слоя. Такие вихревые структуры достигают продольного размера до 2δ [3, 21, 26], переносятся с конвективной скоростью $u_c \approx (0.8 - 0.9)U_\infty$ [3, 21, 37, 38]. При обтекании плоских поверхностей крупномасштабные вихри в поперечном направлении по оси z имеют размер порядка $(0.5 - 1)\delta$, причем расстояние между центрами вихрей на удалении от стенки 0.8δ достигает $(2 - 3)\delta$ [3, 21]. Как отмечалось в работах [3, 26, 28], крупномасштабные вихревые структуры в турбулентном пограничном слое вытянуты под некоторым углом к обтекаемой поверхности и

плоскости xy . Так, в исследованиях [3, 5, 17] этот угол наклона был измерен и составил около 18 градусов.

На задней стороне крупномасштабной структуры (лежащей выше по потоку) или в так называемом сдвиговом слое этой структуры [3, 17] образуются типичные вихри, впервые обнаруженные при визуальных исследованиях Фалько [21]. Это внешние вихревые структуры, которые обладают большой энергией и имеют вид несколько сплюснутых грибообразных вихрей. Фалько предположил [21], что типичные вихри соизмеримы с тейлоровским микромасштабом, и во внешней области пограничного слоя они дают основной вклад в рейнольдсовы напряжения. Формирование типичных вихрей приводит к искривлению задней поверхности крупной когерентной структуры. Масштаб таких типичных вихрей оценивается как $\lambda_x^+ \approx 200$, $\lambda_y^+ \approx 100$ и $\lambda_z^+ \approx (100 - 200)$, а скорости переноса $(0.8 - 0.95)U_\infty$ [3, 21]. Эти вихри перемещаются вниз по потоку на расстояния, в пять раз превышающие их линейный размер, прежде чем они потеряют свою форму [3].

Цель настоящих исследований – изучить структуру турбулентного пограничного слоя на гибком протяженном продольно обтекаемом цилиндре, определить характерные особенности и эволюцию когерентных вихревых структур – источников псевдозвуковых пульсаций давления, посредством экспериментальных исследований поля пульсаций пристеночного давления, образованного на обтекаемой поверхности цилиндра.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Исследования формирования и развития когерентных вихревых структур в развитом турбулентном пограничном слое на буксируемом протяженном цилиндре, который обтекался в продольном направлении, проводились в гидродинамическом канале на полигоне Института гидромеханики НАН Украины. Гидродинамический канал – это дренажный канал Каневского водохранилища, проходящий параллельно руслу Днепра. Он имеет длину прямолинейного участка порядка 4000 м, ширину от 40 до 60 м и глубину около 5 м по оси канала. Течение в канале и судоходство отсутствовало, берега были покрыты растительностью. Шум в канале был ниже нижней границы превалирующих шумов моря, что дало возможность проводить в нем качественные гидроакустические измерения.

Буксировочные испытания моделей гибких протяженных цилиндров, обтекаемых соосным потоком, проводились посредством катера-буксировщика и малолучного катамарана на базе двух корпусов байдарок-двоек. Схема буксировочных исследований и детальное описание методики испытаний приведены в работах [39–41]. Катер-буксировщик через капроновый фал длиной порядка 160 м соединялся с катамараном. В кормовой части катамарана был установлен хорошо обтекаемый нож, в котором через обтекатель на глубине 1.2 м крепилась цилиндрическая модель. Для выбора длины буксировочного фала проводились специальные исследования по определению влияния шума катера-буксировщика на поле пульсаций давления турбулентного пограничного слоя, который формировался на обтекаемой поверхности цилиндра. Так, на удалении катера от катамарана более, чем 160 м, шумы катера не оказывают влияния в пределах погрешности измерений на пульсации пристеночного давления на поверхности исследуемого гибкого протяженного цилиндра и на интенсивность гидродинамического шума, регистрируемого гидрофонами и датчиками пульсаций давления.

Буксируемая модель представляла собой три взаимно заменяемые цилиндрические секции: демпфирующую, измерительную и холостую. Такое секционирование модели сделано для того, чтобы провести измерения характеристик пограничного слоя для различных чисел Рейнольдса, определенных по длине цилиндра, для фиксированной скорости буксировки. В измерительной секции были установлены гидроакустические приемники и датчики пульсаций пристеночного давления, а также датчики вибраций, измеряющие вибрации модели в трех взаимно перпендикулярных плоскостях. В холостой и демпфирующих секциях проходили электрические коммуникации, располагались центровочные кольца и силовые элементы (в демпфирующей – капроновый фал, а в холостой – стальной трос). Все секции, изготовленные из полихлорвинилового трубки, были заполнены воздухом через шипельные устройства. Плавуемость секций посредством пригрузочных центровочных колец обеспечивалась приблизительно нейтральной, с незначительным положительным показателем, чтобы на разворотах модель несколько всплывала, а не ложилась на дно водоема.

В концевой части протяженного цилиндра устанавливались стабилизирующие приспособления, чтобы модель не закручивалась при буксировке, и устройство натяжения, которое позволяло растянуть буксируемую модель с усилием (200...500) Н.



Рис. 1. Миниатюрные датчики пульсаций давления и виброакселерометры

В исследованиях скорость буксировки изменялась от 3 до 6 м/с. Диаметр модели ($d = 2a$) варьировался от 0.016 до 0.044 м, длина изменялась от 5 до 20 м. Числа Рейнольдса, определенные по длине модели, $Re_x = U_\infty x / \nu$, изменялись в диапазоне от $1.5 \cdot 10^7$ до $1.2 \cdot 10^8$, а рассчитанные по радиусу модели, $Re_a = U_\infty a / \nu$, – от $2 \cdot 10^4$ до $2.6 \cdot 10^5$.

Измерения пульсаций пристеночного давления проводились с помощью миниатюрных датчиков пульсаций давления (рис. 1). Эти датчики, изготовленные на базе пьезокерамических чувствительных элементов, отличались повышенным пространственным разрешением и быстродействием. Для проведения исследований специально были разработаны и изготовлены пьезокерамические датчики пульсаций давления, диаметр чувствительной поверхности которых был порядка 0.0013 или 0.0016 м в зависимости от конструктивного исполнения. Эти датчики стержневого или мембранного типов соответственно, устанавливались заподлицо с обтекаемой поверхностью и регистрировали поле пульсаций давления, изменяющееся линейно с частотой вплоть до 5 кГц (до резонанса датчика).

Датчики пульсаций давления, из-за своей относительно невысокой чувствительности порядка (4...6) мкВ/Па, снабжались предварительными усилителями, которые располагались на минимально возможных расстояниях от датчиков; в некоторых исполнениях в одном корпусе находились датчики и предварительные усилители (см. рис. 1). Сигнал, генерируемый датчиками, усиленный (в отдельных случаях до 20 дБ) посредством экранированных линий передач, поступал на усилители мощности, контрольно-измерительную, а

далее регистрирующую аппаратуру. В качестве усилителей использовались стандартные прецизионные усилители мощности или заряда, а также уникальные малошумные, с высококачественными амплитудно-частотными и фазовыми характеристиками. Контрольно-измерительной аппаратурой служили вольтметры, амперметры, осциллографы, частотомеры, фазометры и другие приборы. Регистрация данных осуществлялась на измерительных четырехканальных магнитофонах фирмы Брюль и Кьер (Дания), а также посредством многоканальных аналогово-цифровых преобразователей на персональных компьютерах.

Все линии связей были обеспечены средствами помехоустойчивости к электрическим и магнитным полям, проведена герметизация и вибрационная защищенность всех средств измерения и контроля данных. При этом особое внимание было уделено виброустойчивости либо виброкомпенсации используемых средств и аппаратуры, поскольку вибрации создают серьезные помехи измерению полей давлений. Для этого постоянно проводились вибрационные измерения и контроль на основных узлах и конструкциях, используемых при проведении исследований. Вибрации моделей протяженных цилиндров регистрировались специально разработанными и изготовленными виброакселерометрами, также представленными на рис. 1 (справа). Сигналы виброакселерометров перед поступлением на измерительный магнитофон усиливались и, при необходимости, фильтровались. Следует отметить, что все электрические линии связи были тщательно экранированы, а используемые кабели и проводники подвешивались к несущим конструкциям для уменьшения вибрационных паразитных реактивных сопротивлений, являющихся одной из составляющих помех измерений.

Электрические сигналы, зарегистрированные на магнитной ленте, при воспроизведении обрабатывались на специализированных спектральных анализаторах в реальном масштабе времени типа 2031 (одноканальный) и типа 2034 (двухканальный) фирмы Брюль и Кьер. Это позволяло получить спектральные и корреляционные функции, а также функции распределения вероятностей случайного процесса и функции плотности вероятности в одноточечном и двухточечном режимах съема информации по алгоритму быстрого преобразования Фурье. Наряду с этим, сигналы оцифровывались на многоканальных аналогово-цифровых преобразователях, а затем анализировались и обрабатывались на персональных компьютерах, где, кроме традиционных методов обработки стационарных и эргодичных случайных

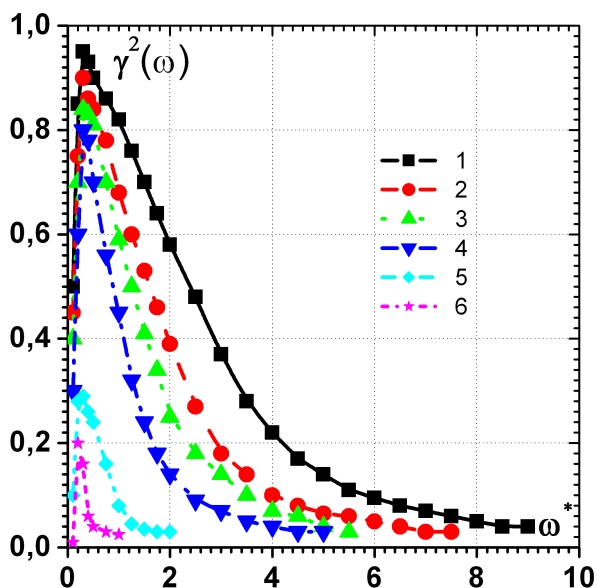


Рис. 2. Залежності функцій когерентності от частоти для різних розділень между датчиками пульсацій тиску

процесів, використовувалися і методи обробки нестационарних і неоднорідних випадкових процесів, а також алгоритми і програми умовних просторових і часових усереднень експериментальних даних.

Датчики пульсацій тиску і гідрофони калібрувалися абсолютним методом на спеціально виготовленому стенді, де імпульсно подавався заданий перепад тиску, а також відносительним методом на калібрівочному стенді, де в якості еталонного використовувалися прецизійні, високочувствительні динамічні манометри. Наряду з цим, вимірні датчики пульсацій тиску калібрувалися в пістонфонах на фіксованих амплітудах і частотах акустических осциляцій. Крім того, датчики калібрувалися по спеціально розробанній методикі в водоемі, де генерувалися задані по висоті і періоду коливання гравітаційні хвилі. Відносительними методами по порівнянню з еталонними мікрофонами і гідрофонами в відкритих і закритих водоемах датчики тиску калібрувалися в ближньому і дальньому акустических полях, які створювалися гармоніческими і імпульсними випромінювачами, а також випромінювачами білого і рожевого шумів. При цьому відносительні виміри проводилися періодически в ході проведення експериментальних досліджень для контролю чутливості використовуваних первинних перетворювачів пульсацій тиску.

Всі датчики на вібростендах були повернені на віброчувствительність в трьох взаємно перпендикулярних площинах. Наявність вібраційних характеристик з занесенням їх в паспортні данні використовуваних датчиків і їх конструктивних елементів дозволило проводити віброкомпенсуючі заходи при установці датчиків, а також при обробці і аналізі даних вимірів.

В результаті проведенної роботи удалось досягти прийнятних умов проведення експериментальних досліджень з достатньо високою ступенню точності і повторюваності результатів, дозволяючих проводити статистический аналіз отриманих даних, які реєструвалися в теченні одного заміру не менше хвилини. Уровні гідродинаміческого шуму і акустического випромінювання в районі проведення досліджень в гідродинаміческому каналі становлять не більше 90 дБ відносно $2 \cdot 10^{-5}$ Па в діапазоні частот від 10 до 20000 Гц. Погрешність вимірів усереднених і інтегральних величин не перевищала 10% (довірительний інтервал 95%). Погрешність вимірів спектральних характеристик поля пульсацій тиску і прискорення не більше 2 дБ в діапазоні частот від 2 до 12,5 кГц. Виміри кореляційних характеристик досліджуваних полів пульсацій тиску мали погрешність не більше 12% в довірительному інтервалі $0,95$ або 2σ .

2. РЕЗУЛЬТАТИ ІСЛЕДОВАНИЙ

Застосування ансамблів датчиків пульсацій тиску, установленних заподлицю з обтекаємою поверхнею гнучкого протяженого циліндра, дозволило наряду з автокореляціями і автоспектрами поля пульсацій тиску отримати їх взаємні статистическі характеристики між парами вимірних точок. Нормований взаємний спектр в формі функції когерентності представлений на рис. 2. Тут функції когерентностей $\gamma^2(\xi, \omega)$ для різних пар датчиків, рознесених на відстань ξ вздовж образуючої циліндра, представлені в залежності від безрозмірної частоти, нормованої товщиною витеснення граничного шару, в формі $\omega^* = 2\pi f\delta^*/U_\infty$. Крива 1 отримана для відстані між датчиками $\xi^* = \xi/\delta^* = 1,26$; крива 2 – для $\xi^* = 1,89$; крива 3 – для $\xi^* = 2,52$; крива 4 – для $\xi^* = 3,15$; крива 5 – для $\xi^* = 12,11$ і крива 6 – для $\xi^* = 23,83$. Результати вимірів отримані при числах Рейнольдса $Re_x = 8,6 \cdot 10^7$, $Re_a = 1,5 \cdot 10^5$ і швидкості буксировки $U_\infty = 5$ м/с. Криві можна розділити на декілька ділянок. В області низьких частот, где

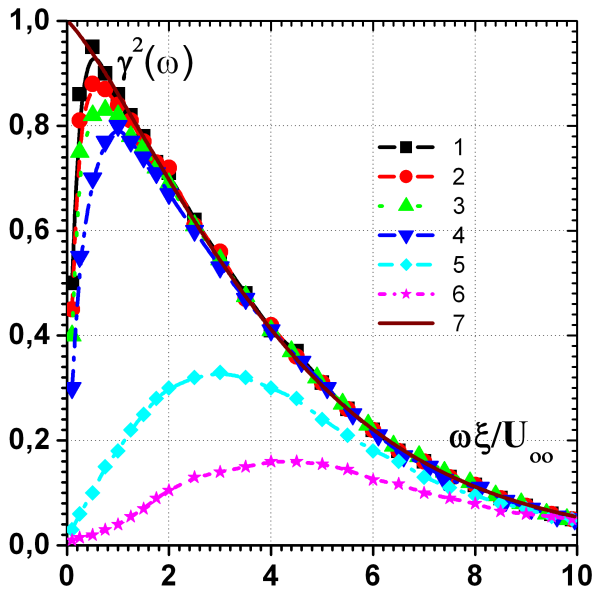


Рис. 3. Зависимости функций когерентности от безразмерного параметра частоты и разделения между датчиками пульсаций давления

$\omega^* < 0.1$, функции когерентности очень низкие и стремятся для больших разделений к нулевому значению. В диапазоне частот $\omega^* \approx (0.2...0.3)$ наблюдаются максимальные значения функций когерентности, причем с увеличением разделения между датчиками экстремумы функций когерентности смещаются в область низких частот, что коррелирует с исследованиями [42], проведенными на пластине. В этом же частотном диапазоне наблюдаются и максимумы спектральных плотностей мощности пульсаций пристеночного давления как на цилиндре [43], так и на пластине [44], образующие конвективный гребень частотно-волновых спектров поля пульсаций давления [45]. Следовательно, в турбулентном пограничном слое, образованном на гибком продольно обтекаемом цилиндре, доминирующее значение играют крупномасштабные вихревые структуры, которые обуславливают максимальное значение как функции когерентности, так и спектра мощности пульсаций пристеночного давления. Масштаб этих вихревых структур можно оценить, если известна их скорость переноса, из выражения

$$\lambda/\delta^* = 2\pi u_c/(\omega^* U_\infty), \quad (1)$$

где λ – длина волны когерентной вихревой структуры; u_c – ее конвективная скорость.

Как следует из рис. 2, с увеличением частоты и разделения между датчиками, функция когерентности уменьшается, что характеризует степень

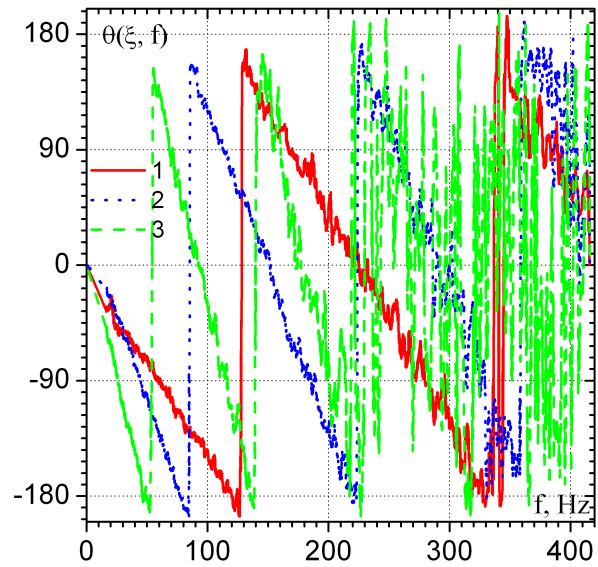


Рис. 4. Фазовый спектр пульсаций пристеночного давления для различных разделений между датчиками

вырождения когерентных вихревых структур пограничного слоя как по масштабам, так и в пространстве, точнее, по длине цилиндра. Мелкомасштабные высокочастотные вихри вырождаются значительно быстрее, чем крупномасштабные вихревые структуры, генерирующие низкочастотные пульсации. Кроме того, в области очень низких частот не обнаружено когерентных вихревых структур, генерирующих инфранизкочастотные пульсации пристеночного давления на исследуемой поверхности протяженного гибкого цилиндра.

Изменения функций когерентности от совместного влияния частоты и разделения представлены на рис. 3, где по оси абсцисс отложен безразмерный параметр в виде $\omega\xi/U_\infty$. На этом рисунке, как и на рис. 2, кривые 1–6 получены для различных разделений, а именно: кривая 1 – для $\xi^* = \xi/\delta^* = 1.26$; 2 – для $\xi^* = 1.89$; 3 – для $\xi^* = 2.52$; 4 – для $\xi^* = 3.15$; 5 – для $\xi^* = 12.11$; 6 – для $\xi^* = 23.83$, а кривая 7 рассчитана для бесконечно малого разделения между датчиками по зависимости

$$\gamma^2(\xi, \omega) = \frac{\exp[-0.14(\omega\xi/U_\infty)^{1.2}]}{1 + 0.01(\omega\xi/U_\infty)^2}, \quad (2)$$

аппроксимирующей наши экспериментальные данные для исследуемых моделей гибких протяженных цилиндров. Как следует из анализа поведения зависимостей функций когерентности, с увеличением разделения между датчиками коррелированность пульсаций пристеночного давления убывает и кривые отклоняются от

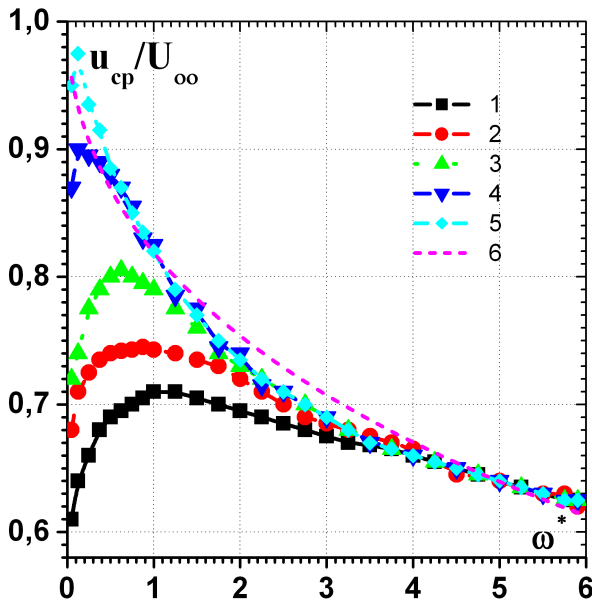


Рис. 5. Фазовая конвективная скорость пульсаций пристеночного давления для различных разделений между датчиками

предельной кривой, выраженной зависимостью (2). При этом максимум функции когерентности с увеличением разделения перемещается в область более высоких значений параметра $\omega\xi/U_\infty$.

Изменения фазы взаимного спектра в виде фазового спектра, представляющего собой отношение мнимой и действительной частей взаимного спектра пульсаций пристеночного давления, в зависимости от разделения между датчиками, представлены на рис. 4. Эти результаты получены для чисел Рейнольдса $Re_x = 3.8 \cdot 10^7$, $Re_a = 9 \cdot 10^4$ и скорости обтекания цилиндра $U_\infty = 3$ м/с. Здесь фаза взаимного спектра и частота представлены размерными в градусах и Гц соответственно. Кривая 1 измерена для разделения между датчиками пульсаций пристеночного давления вдоль образующей цилиндра $\xi/\delta^* = 1.48$, кривая 2 получена для $\xi/\delta^* = 2.21$ и кривая 3 – для $\xi/\delta^* = 3.69$. Как показывают результаты исследований, фаза взаимного спектра с увеличением частоты монотонно изменяется. Изменение фазовой кривой в положительную или отрицательную сторону позволяет определить направление переноса когерентных вихревых структур от одной измерительной точки к другой. Например, в представленных результатах направление конвекции совпадает с направлением обтекания цилиндра. Наклон фазовой кривой дает возможность измерить конвективную скорость когерентных структур. Следует отметить, что с увеличением частоты наблю-

дается разброс данных фазового спектра. Наряду с этим, частота, при которой нарушается набег фазы, имеет меньшие значения с увеличением разделения между датчиками. К тому же частота разброса фазы совпадает с частотой, при которой исчезает когерентность поля пульсаций давления, наблюдаемая, например, на рис. 2. Следовательно, при вырождении когерентных вихревых структур турбулентного пограничного слоя нарушается закономерность изменения фазы в виде наклонной кривой на рис. 4. Таким образом, когерентные вихревые структуры, конвектирующие над обтекаемой поверхностью цилиндра, обуславливают повышенные уровни когерентности поля пульсаций пристеночного давления, а также изменение фазового спектра в виде наклонных кривых, угол наклона которых увеличивается с ростом конвективной скорости.

Следовательно, измерение фазы взаимного спектра дает возможность получить фазовую конвективную скорость переноса давления генерирующих когерентных вихревых структур, которую использовали при получении выражения (1). Итак, фазовая конвективная скорость вычисляется из зависимости

$$u_{cp} = \xi[\Delta\theta(\xi, \omega)/\Delta\omega]^{-1}, \quad (3)$$

где изменение фазы взаимного спектра $\Delta\theta(\xi, \omega)$ в диапазоне частот $\Delta\omega$ определяется из зависимостей фазы взаимного спектра, представленных, например, на рис. 4.

Безразмерная фазовая конвективная скорость в виде $u_{cp}^* = u_{cp}/U_\infty$ представлена на рис. 5, как функция частоты $\omega^* = \omega\delta^*/U_\infty$ для различных разделений между датчиками пульсаций давления. Кривая 1 получена при $\xi^* = 1.35$; кривая 2 – при $\xi^* = 2.70$; кривая 3 – при $\xi^* = 6.07$; кривая 4 – при $\xi^* = 44.53$; кривая 5 – при $\xi^* = 74.02$ и кривая 6 – огибающая. Для малых разделений между датчиками пульсаций давления фазовая конвективная скорость увеличивается с ростом частоты в области низких частот, достигает максимума и монотонно снижается в области высоких частот. Подобное поведение фазовой конвективной скорости было обнаружено в исследованиях Блейка [45] на гладких и шероховатых поверхностях. С увеличением разделения между датчиками это поведение проявляется в меньшей степени и при $\xi^* \approx 100$ снижение конвективной скорости для $\omega^* \rightarrow 0$ в исследованиях на гибком цилиндре не наблюдается. Анализ полученных результатов дает возможность представить на рис. 5 огибающую кривую, к которой стремятся зависимости фазовых конве-

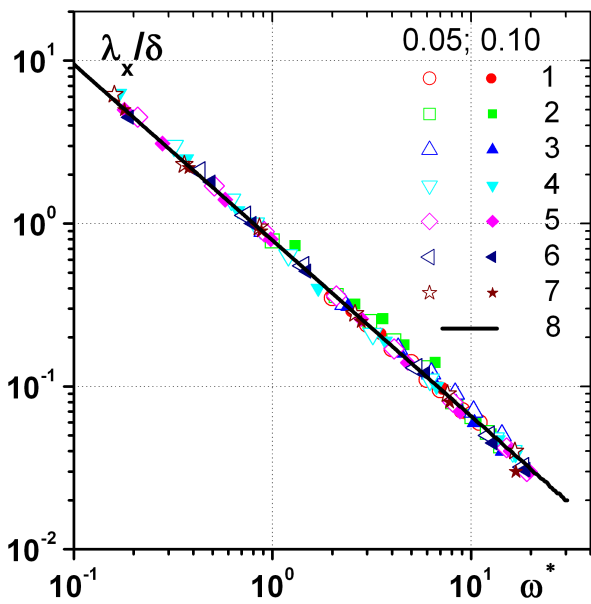


Рис. 6. Продольный масштаб когерентных вихревых структур турбулентного пограничного слоя на гибком протяженном продольно обтекаемом цилиндре

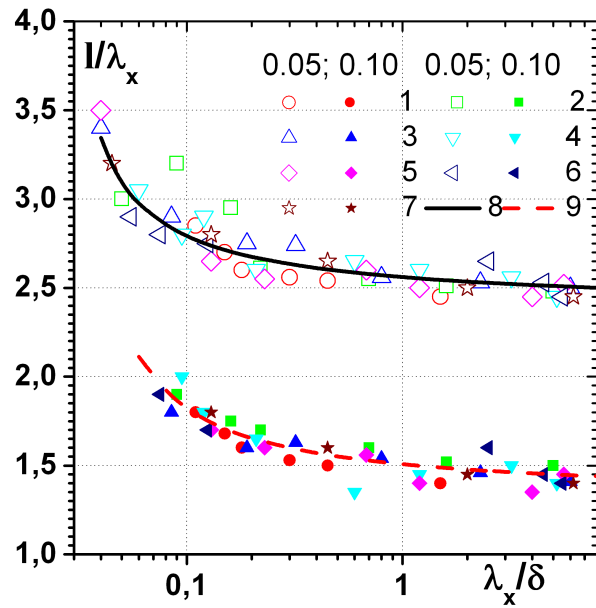


Рис. 7. Расстояния вдоль цилиндра, на которых когерентные вихревые структуры сохраняют свою индивидуальность

ктивных скоростей для различных разделений между датчиками, имеющую вид

$$u_{cp} = U_{\infty} \exp[-0.2(\omega\delta^*/U_{\infty})^{1/2}]. \quad (4)$$

Из представленных результатов следует, что фазовая конвективная скорость с ростом частоты монотонно убывает от значения, равного скорости набегающего потока, до величины близкой к $0.6U_{\infty}$. Необходимо отметить, что если бы в исследованиях использовались точечные датчики пульсаций давления и расстояние между ними было близким к 0, то, возможно, конвективная скорость была бы значительно меньше, чем $0.6U_{\infty}$. Итак, мелкомасштабные вихревые структуры, генерирующие высокочастотные пульсации пристеночного давления, регистрируемые приемниками с $d^+ = u_{\tau}d/\nu > 150$, где u_{τ} - динамическая скорость и d - диаметр чувствительной поверхности датчика, переносятся со скоростями, близкими к $0.6U_{\infty}$. Крупномасштабные вихревые структуры, обуславливающие низкочастотные пульсации, имеют конвективные скорости порядка U_{∞} .

Экспериментальные результаты, приведенные выше, дают возможность получить характерные масштабы когерентных вихревых структур, присутствующих в турбулентных пограничных слоях, образованных на гибких продольно обтекаемых цилиндрах, оценить их время жизни и скорости переноса. С этой целью были проанализированы результаты, полученные при обтекании цилин-

дров диаметром 16; 29 и 44 мм со скоростями от 3 до 6 м/с. Так, из функций когерентности и фазовых спектров для различных разделений между датчиками пульсаций давлений и чисел Рейнольдса, а также фазовой конвективной скорости были получены масштабы вихревых структур и расстояния, при которых эти структуры сохраняют свою индивидуальность [38].

Продольный масштаб когерентных вихревых структур определен из зависимости (1) и показан на рис. 6. Экспериментальные данные получены регистрацией частоты, где функция когерентности на рис. 2 вырождается и достигает значения 0.05 (полые символы) и 0.1 (затухающие символы), а конвективная скорость для соответствующей частоты определяется из рис. 5 или зависимости (4). Кривые 1 – 2 получены для цилиндра радиусом $a = 8 \cdot 10^{-3}$ м: 1 – $Re_a = 2.4 \cdot 10^4$; 2 – $Re_a = 3.2 \cdot 10^4$; 3 – 5 для $a = 14.5 \cdot 10^{-3}$ м: 3 – $Re_a = 4.4 \cdot 10^4$; 4 – $Re_a = 5.8 \cdot 10^4$; 5 – $Re_a = 7.3 \cdot 10^4$; 6 – 7 для $a = 22 \cdot 10^{-3}$ м: 6 – $Re_a = 8.8 \cdot 10^4$; 7 – $Re_a = 1.3 \cdot 10^5$. Здесь же показана под индексом 8 аппроксимирующая кривая, представленная зависимостью

$$\lambda_x/\delta = 0.79(\omega\delta^*/U_{\infty})^{-1.08}. \quad (5)$$

На рис. 7 проиллюстрированы расстояния, на которые вихревые структуры перемещаются вниз по потоку без разрушения. Представленные ре-

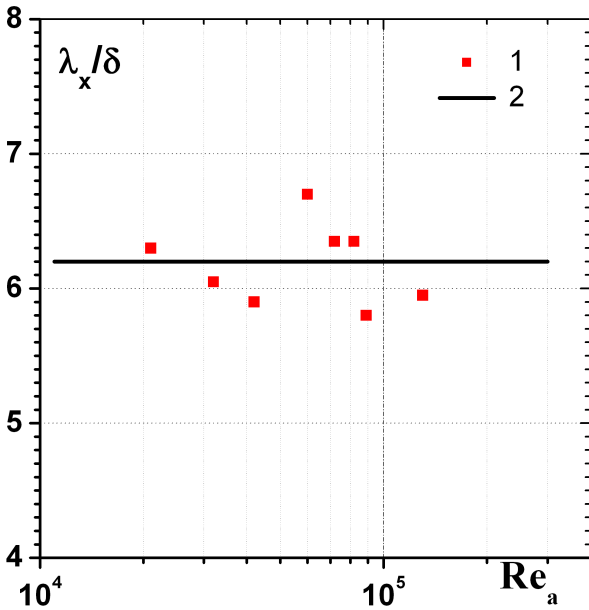


Рис. 8. Максимальный продольный масштаб когерентных вихревых структур пограничного слоя на цилиндре

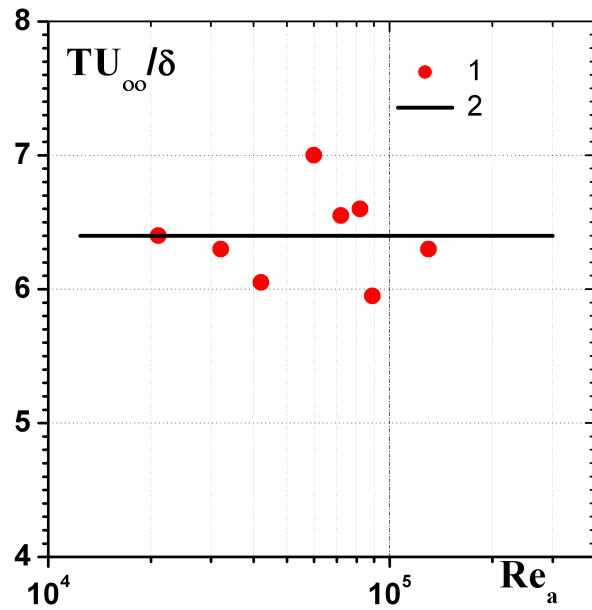


Рис. 9. Период генерации наибольших когерентных вихревых структур пограничного слоя на цилиндре

зультаты получены для тех же условий, что и на рис. 6. Под индексом 8 представлена аппроксимирующая зависимость

$$l/\lambda_x = 0.3[\lg(\lambda_x/\delta) + 1.6]^{-0.75} + 2.35, \quad (6)$$

а под индексом 9 – зависимость

$$l/\lambda_x = 0.3[\lg(\lambda_x/\delta) + 1.6]^{-1} + 1.32. \quad (7)$$

Из графика следует, что крупномасштабные вихревые структуры до своего вырождения проходят меньшие относительные расстояния, чем мелкомасштабные вихри, и l/λ асимптотически приближается к значениям 2.5 и 1.4 при сохранении когерентности 0.05 и 0.1 соответственно. Как видно, имеется довольно значительный разброс в экспериментальных данных и, кроме того, не прослеживается каких-либо закономерностей о зависимости длины пробега от диаметра цилиндра и скорости обтекания.

Как показали результаты исследований (рис. 2 и 3), функции когерентности имеют максимальное значение, а затем в области низких частот довольно круто спадают, достигая малых значений порядка (0.01 – 0.05) и указывая на то, что в данном частотном диапазоне сигнал между измерительными точками практически некоррелирован. Это дает основание предположить, что в пограничных слоях, образованных на гибких продольно

обтекаемых цилиндрах, отсутствуют когерентные вихревые структуры, создающие инфранизкочастотные пульсации давления, где $\gamma^2(\xi, \omega) < 0.05$. Следовательно, масштабы когерентных вихревых структур являются ограниченными в продольном направлении. Из зависимостей функции когерентности для различных разделений между датчиками пульсаций давления, диаметров обтекаемых цилиндров, удлинений цилиндров и скоростей обтекания, то есть при изменении ξ^* , Re_a , Re_x , получены предельные масштабы вихревых структур, для которых функция когерентности равна 0.05 в области низких частот. Эти результаты представлены на рис. 8. Значения получены путем осреднения экспериментальных данных для ξ^* и Re_x при заданном Re_a , поскольку максимальный масштаб когерентных вихревых структур остается практически постоянным при варьировании ξ^* и Re_x в исследуемом диапазоне измерения этих величин, а именно $1 \leq \xi^* \leq 100$ и $10^7 \leq Re_x \leq 10^8$. На рис. 8 индексом 1 обозначены осредненные экспериментальные данные, а индексом 2 – аппроксимирующая кривая, соответствующая значению

$$(\lambda/\delta)_{max} \approx 6.2. \quad (8)$$

Таким образом, можно утверждать, что для исследуемых чисел Рейнольдса в турбулентных пограничных слоях, образованных на гибких соосно обтекаемых цилиндрах соответствующей кривизны, не существует крупномасштабных вихревых

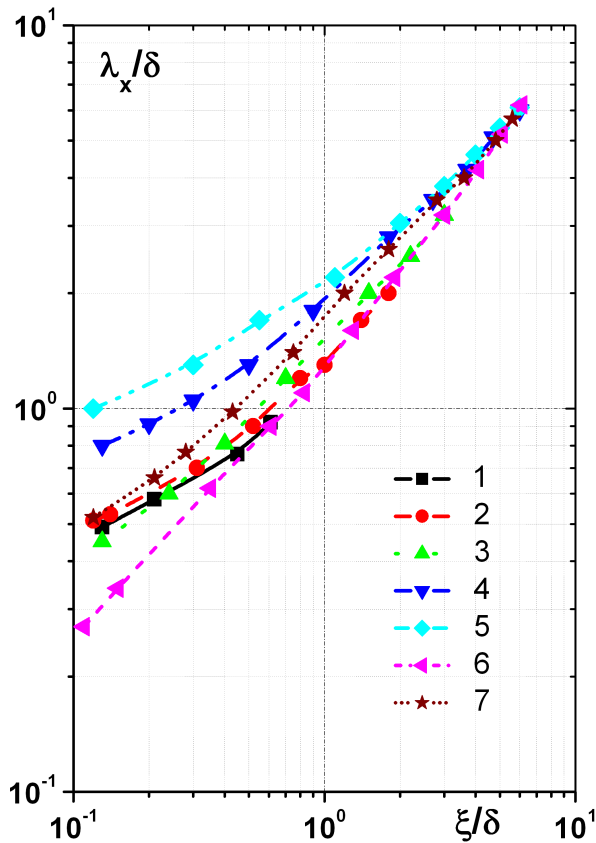


Рис. 10. Продольный масштаб наиболее коррелированных вихревых структур пограничного слоя на цилиндре

структур, имеющих продольный масштаб, больший, чем 6.2δ ; это значение не зависит от числа Рейнольдса, определенного как по радиусу цилиндра, так и по расстоянию вдоль оси обтекаемого цилиндра.

Из функций когерентности, когда они достигают значения порядка 0.05 в области низких частот, определен период между наибольшими когерентными вихревыми структурами, который представлен на рис. 9 в зависимости от Re_a . Экспериментальные данные, обозначенные индексом 1, получены таким же образом, как и на рис. 8. Аппроксимирующая кривая 2 соответствует значению

$$TU_\infty/\delta \approx 6.4. \quad (9)$$

Следовательно, период между наибольшими когерентными вихревыми структурами в турбулентном пограничном слое на гибком цилиндре, так же как и масштаб структур, не зависит от числа Рейнольдса. Этот период по своему значению близок к периоду выбросов пристеночных мелкомасштабных вихревых структур, $T_B \approx 6\delta/U_\infty$, по-

лученному в исследованиях [3, 20].

Достижение максимального значения функцией когерентности (рис. 2 и 3) на определенной частоте говорит о наличии наиболее коррелированных вихревых структур в пограничном слое при заданных ξ , a и U_∞ . Масштаб этих структур может быть получен из выражения (1). На рис. 10 представлен продольный размер наиболее коррелированных вихревых структур в зависимости от разделения между датчиками пульсаций давления для различных Re_a . Кривые 1 и 2 определены при исследовании на цилиндре радиусом $a = 8 \cdot 10^{-3}$ м: 1 – $Re_a = 2.4 \cdot 10^4$; 2 – $Re_a = 3.2 \cdot 10^4$; кривые 3 – 5 на цилиндре радиусом $a = 14.5 \cdot 10^{-3}$ м: 3 – $Re_a = 4.4 \cdot 10^4$; 4 – $Re_a = 7.3 \cdot 10^4$; 5 – $Re_a = 8.7 \cdot 10^4$; а кривые 6 и 7 для $a = 22 \cdot 10^{-3}$ м: 6 – $Re_a = 8.8 \cdot 10^4$; 7 – $Re_a = 1.3 \cdot 10^5$. Как следует из представленных результатов, масштаб регистрируемых наиболее коррелированных вихревых структур возрастает с увеличением разделения между датчиками. С ростом скорости этот масштаб остается практически неизменным для больших разделений и увеличивается в области малых разделений. Кроме того, не обнаружено определенной зависимости масштабов наиболее коррелированных вихревых структур от изменений диаметра обтекаемого цилиндра, хотя в диапазоне больших разделений между датчиками этот масштаб не зависит от диаметра цилиндра или от Re_a .

Из вышеизложенного следует, что в турбулентном пограничном слое, образованном при обтекании гибкого цилиндра, присутствуют крупномасштабные когерентные вихревые структуры, продольный размер которых не превышает 6.2δ , а период между этими структурами составляет $6.4\delta/U_\infty$. Такие крупномасштабные структуры перемещаются вдоль обтекаемой поверхности со скоростью переноса порядка $(0.85 - 0.95)U_\infty$. Наряду с крупномасштабными в пристеночной области пограничного слоя формируются мелкомасштабные вихревые структуры, но их скорость переноса значительно ниже – около $(0.6 - 0.7)U_\infty$. Эти когерентные структуры, перемещаясь вдоль обтекаемого цилиндра, теряют свою индивидуальность на различных относительных расстояниях (l/λ): на больших – мелкомасштабные, на меньших – крупномасштабные. Причем, наибольшие в продольном направлении когерентные вихревые структуры до своего распада проходят путь, равный около 14δ .

Наличие в исследуемых моделях, представляющих собой гибкие цилиндры, датчиков пульсаций давления, расположенных по окружности цилиндра, позволило оценить поперечный масштаб ви-

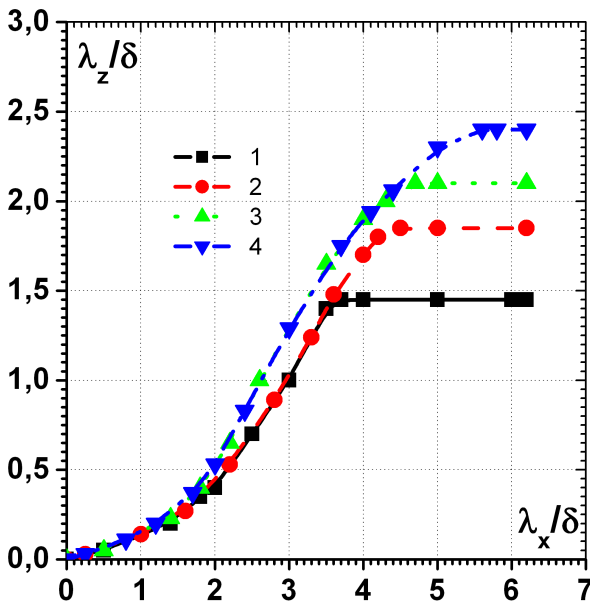


Рис. 11. Соотношение между поперечным и продольным масштабами когерентных вихревых структур

хревых структур. Необходимо отметить, что переноса вихревых структур в поперечном направлении не было обнаружено как при проведении корреляционного, так и спектрального анализов. Функция взаимной корреляции при любых разделениях между датчиками достигала своего максимального значения при нулевом времени задержки, подобно автокорреляционной функции. Функция когерентности и фаза взаимного спектра, при расположении датчиков по окружности, имели следующие характерные особенности. Функция когерентности стремилась к единице в области низких частот и спадала до нулевого значения в области высоких частот, причем с уменьшением разделения между датчиками диапазон частот, в котором когерентность остается высокой, расширяется. Фаза взаимного спектра в области низких частот была близка к нулю, а в высокочастотной области наблюдался разброс фазы без какой-либо закономерности. С уменьшением разделения между датчиками увеличивается диапазон частот, где $\theta(\xi, \omega) \rightarrow 0$. Такие изменения значений функции когерентности и фазы взаимного спектра наблюдались практически в одном и том же частотном диапазоне. Подобное поведение функции когерентности, а также фазы взаимного спектра дают возможность предположить, что в турбулентном пограничном слое, образованном при обтекании гибкого цилиндра, существуют специфические когерентные вихревые структуры, по-

перечный масштаб которых может быть определен из следующих соображений. Если при заданном разделении между датчиками пульсаций давления $\gamma^2(\xi, \omega) \rightarrow 1$; $\theta(\xi, \omega) \rightarrow 0$, то на эти датчики одновременно приходит высококоррелированный сигнал, подобный тому, который имел бы место, если бы над поверхностью цилиндра вдоль его оси проходила плоская волна, генерирующая пульсации пристеночного давления. Такое можно наблюдать в случае, когда поперечный масштаб вихревой структуры, перемещающейся вдоль цилиндра, будет больше разделения между датчиками. Следовательно, расстояние между датчиками пульсаций давления будет мерой поперечного масштаба когерентной вихревой структуры, а наибольшая частота, для которой еще сохраняются условия $\gamma^2(\xi, \omega) \approx 1$ и $\theta(\xi, \omega) \approx 0$, позволяет из рис. 6 или зависимости (5) получить продольный масштаб этой вихревой структуры.

На рис. 11 представлены соотношения между поперечным и продольным масштабами когерентных вихревых структур для различных чисел Рейнольдса. Так, кривая 1 получена для числа Рейнольдса $Re_a = 4 \cdot 10^4$, кривая 2 – $Re_a = 8.7 \cdot 10^4$, кривая 3 – $Re_a = 8.8 \cdot 10^4$ и кривая 4 – $Re_a = 1.3 \cdot 10^5$. Кривые 1 и 2 получены для турбулентных пограничных слоев, образованных при обтекании гибких цилиндров диаметром 29 мм, а кривые 3 и 4 – для $d=44$ мм. Итак, представленные зависимости имеют ряд особенностей: кривые обладают двумя областями перегиба и зоной, где поперечный масштаб не изменяется с ростом продольных размеров крупномасштабных вихревых структур. Отсюда, пристеночные мелкомасштабные вихри представляют собой сильно вытянутые в продольном направлении структуры, размеры которых можно оценить как $\lambda_x/\lambda_z \approx 10$, что характерно для структур с $\lambda_x \leq \delta$. С укрупнением когерентных вихревых структур наблюдаются опережающие темпы роста поперечного размера структуры. Если продольный масштаб вихревой структуры равен $(3...4)\delta$, то ее поперечный размер будет составлять $(1...2)\delta$. Далее с ростом λ_x/δ прослеживается некоторое стремление крупномасштабных вихревых структур снова к вытянутости в продольном направлении. И, наконец, при достижении $\lambda_z/\delta = 2\pi a/\delta$ с увеличением продольного масштаба поперечный размер остается неизменным, поскольку вихревая структура, по-сути, смыкается вокруг обтекаемого цилиндра, представляя собой, если можно так выразиться, замкнутую кольцевую вихревую систему, движущуюся с относительно высокой скоростью, порядка $(0.85...0.95)U_\infty$, вдоль цилиндра. В соо-

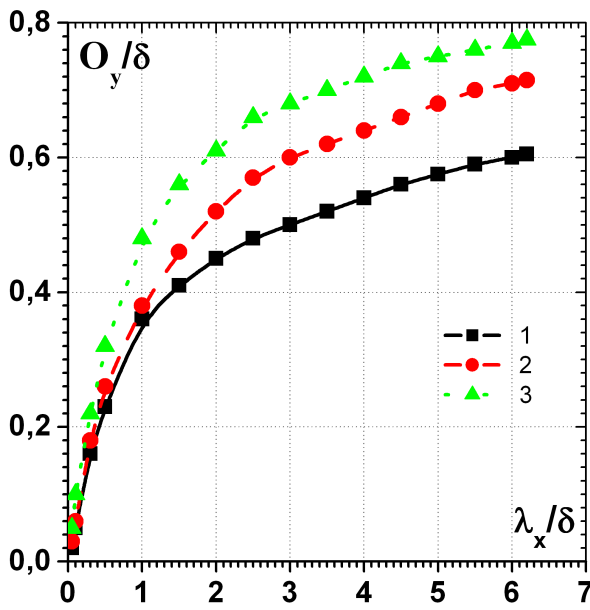


Рис. 12. Удаление центров когерентных вихревых структур от обтекаемой поверхности цилиндра

ответствии с рис. 11 такое явление, как образование кольцевых когерентных вихревых структур, более явно прослеживается при обтекании тонких цилиндрических тел для невысоких чисел Рейнольдса Re_a (смотри, например, кривую 1). С увеличением диаметра цилиндра и скорости потока замыкание вихревых структур вокруг обтекаемого цилиндра прослеживается в меньшем диапазоне λ_x / δ и, вероятно, для цилиндров большого диаметра и высоких скоростей обтекания когерентные вихревые структуры до своего распада не сумеют сомкнуться и образовать кольцевую систему. К этому можно добавить, что в турбулентном пограничном слое, образованном при обтекании тонких цилиндров или большой поперечной кривизны когерентные вихревые структуры являются более вытянутыми по сравнению со структурами, присутствующими пограничному слою на цилиндрах большого диаметра (кривые 1, 2 и 3, 4).

Для полного представления о геометрических параметрах вихревых структур необходимы знания о масштабе структуры в направлении, нормальном к поверхности цилиндра. К сожалению, по ряду причин измерения пульсаций давления по толщине пограничного слоя не были проведены и поэтому приходится ограничиться информацией о расстоянии между центрами вихрей и поверхностью обтекаемого цилиндра. Эти расстояния были получены следующим образом. Предположим, что скорость переноса когерентных ви-

хревых структур равна скорости, получаемой из профиля средней скорости турбулентного пограничного слоя. Расстояние по направлению нормали к поверхности цилиндра, то есть, по оси y , где эти скорости равны, предлагается считать расстоянием между центром вихря и поверхностью обтекаемого цилиндра. Это расстояние, в зависимости от продольного масштаба когерентных вихревых структур, представлено на рис. 12. Кривая 1 получена для цилиндра диаметром $d=16$ мм, кривая 2 – $d=29$ мм и кривая 3 – $d=44$ мм. Как показывают результаты исследований, увеличение кривизны обтекаемых цилиндров приводит к тому, что когерентные вихревые структуры, формирующие турбулентные пограничные слои на обтекаемой поверхности, с одинаковым продольным масштабом имеют меньший поперечный масштаб по нормали к цилиндру, представляя собой более прижатые к обтекаемой поверхности вихревые системы.

ВЫВОДЫ

Экспериментальные исследования поля пульсаций пристеночного давления, регистрируемого миниатюрными датчиками пульсаций давления, установленными заподлицо с обтекаемой поверхностью и не нарушающими структуры течения, подтвердили, что турбулентный пограничный слой, образованный при продольном обтекании гибкого цилиндра, состоит из мелкомасштабных и крупномасштабных когерентных структур, которые, взаимодействуя между собой и с обтекаемой поверхностью, генерируют пульсации пристеночного давления, статистические характеристики которых зависят от режима обтекания и кривизны цилиндров.

1. Установлено, что когерентные вихревые структуры, конвектирующие над обтекаемой поверхностью цилиндра, обуславливают повышенные уровни когерентности поля пульсаций пристеночного давления, а также изменение фазового спектра в виде наклонных кривых, угол наклона которых увеличивается с ростом конвективной скорости.
2. Обнаружено, что масштаб когерентных вихревых структур колеблется от единиц длин вязкости до нескольких толщин пограничного слоя, причем наибольший продольный размер крупномасштабных вихрей ограничен значением 6.2δ . Период появления выбросов в пристеночной области турбулентного пограни-

- чного слоя и период генерации наибольших когерентных вихревых структур практически не отличаются друг от друга и составляют порядка $6\delta/U_\infty$.
3. Показано, что вихревые структуры в турбулентном пограничном слое, образованном при обтекании гибкого цилиндра, являются вытянутыми в продольном направлении, причем мелкомасштабные структуры более вытянуты. Крупномасштабные когерентные вихри до своего вырождения проходят меньшие относительные расстояния, чем мелкомасштабные вихревые структуры. Наибольшие когерентные вихревые структуры теряют свою индивидуальность на расстояниях, превышающих 14δ .
 4. Установлено, что в развитых турбулентных пограничных слоях на исследуемых протяженных цилиндрах формируются кольцевые вихревые структуры, охватывающие цилиндр в поперечном сечении, что особенно хорошо проявляется на цилиндрах большой поперечной кривизны. При этом на цилиндрах малого диаметра когерентные вихревые структуры более вытянуты в продольном направлении и сильнее прижаты к обтекаемой поверхности.
 5. Получены аппроксимирующие зависимости определения функции когерентности пульсаций пристеночного давления на обтекаемой поверхности гибкого цилиндра в зависимости от частоты и разделения между датчиками, конвективной скорости переноса когерентных вихревых структур в зависимости от частоты, продольного масштаба вихревых структур и расстояний, на которые когерентные вихри переносятся без нарушения своей индивидуальности.
1. Монин А. С. О природе турбулентности // Успехи физических наук.– 1978.– **145**, Вып.1.– С. 97–122.
 2. Hussain A. K. M. F. Coherent structures - reality and myth // Phys. Fluids.– 1983.– **26**, № 10.– P. 2816–2850.
 3. Cantwell B. J. Organized motion in turbulent flow // Annu. Rev. Fluid Mech.– 1981.– **13**.– P. 457–515.
 4. Lilley G. M. Vortices and turbulence // Aeronaut. J.– 1983.– № 12.– P. 371–393.
 5. Robinson S. K. Coherent motions in the turbulent boundary layer // Annu. Rev. Fluid Mech.– 1991.– **23**.– P. 601–639.
 6. Jeong J., Hussain F., Schoppa W., Kim J. Coherent structures near the wall in a turbulent channel flow // J. Fluid Mech.– 1997.– **332**.– P. 185–214.
 7. Adrian R. J. Hairpin vortex organization in wall turbulence // Phys. Fluids.– 2007.– **19**, № 041301.– P. 1–16.
 8. Waleffe F. Exact coherent structures in turbulent shear flows // In Turbulence and Interactions, M. Deville et al. (Eds.).– Springer-Verlag Berlin Heidelberg.– 2009.– P. 139–158.
 9. *Self-Sustaining Mechanisms of Wall Bounded Turbulence* R. L. Panton (ed.).– Southampton: Computational Mechanics Publications, 1997.– 422 p.
 10. Kline S. J., Reynolds W. S., Schraub F. A., Runstadler P. W. The structure of turbulent boundary layers // J. Fluid Mech.– 1967.– **30**.– P. 741–773.
 11. Blackwelder R. F., Eckelmann H. Streamwise vortices associated with the bursting phenomenon // J. Fluid Mech.– 1979.– **94**.– P. 577–594.
 12. Blackwelder R. F., Kaplan R. E. On the wall structure of the turbulent boundary layer // J. Fluid Mech.– 1976.– **76**.– P. 89–112.
 13. Brandt L., de Lange H. C. Streak interactions and breakdown in boundary layer flows // Phys. Fluids.– 2008.– **20**, № 024107.– P. 1–17.
 14. Fucunishi Y., Sato H., Inoue O. Study of developing process of coherent structures in the turbulent boundary layer // AIAA Pap.– 1985.– № 547.– P. 1–10.
 15. Corino E. R., Brodkey R. S. A visual investigation of the wall region in turbulent flow // J. Fluid Mech.– 1969.– **37**.– P. 1–30.
 16. Chernyshenko S. I., Baig M. F. Streaks and vortices in near-wall turbulence // Phil. Trans. R. Soc. A.– 2005.– **363**.– P. 1097–1107.
 17. Thomas A. S. W., Bull M. K. On the role of wall-pressure fluctuations in deterministic motions in the turbulent boundary layer // J. Fluid Mech.– 1983.– **128**.– P. 283–322.
 18. Smith J. R., Metzler S. P. The characteristics of low-speed streaks in the near-wall region of a turbulent boundary layer // J. Fluid Mech.– 1983.– **129**.– P. 27–54.
 19. Kim H. T., Kline S. J., Reynolds W. S. The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layers // J. Fluid Mech.– 1971.– **50**.– P. 133–160.
 20. Rao G. N. V., Narasimha R., Badri Narayanan M. A. Bursting in a turbulent boundary layer // J. Fluid Mech.– 1971.– **48**.– P. 339–352.
 21. Falco R. E. Coherent motions in the outer region of turbulent boundary layers // Phys. Fluids.– 1977.– **20**, № 10, pt. 2.– P. 124–132.
 22. Schoppa W., Hussain F. Coherent structure generation in near-wall turbulence // J. Fluid Mech.– 2002.– **453**.– P. 57–108.
 23. Andersson P., Brandt L., Bottaro A., Henningson D. On the breakdown of boundary layers streaks // J. Fluid Mech.– 2001.– **428**.– P. 29–60.
 24. Blackwelder R. F., Haritonidis J. H. Scaling of the bursting frequency in turbulent boundary layers // J. Fluid Mech.– 1983.– **132**.– P. 87–103.
 25. Willmarth W. W., Sharma L. K. Study of turbulent structure with hot wires smaller than the viscous length // J. Fluid Mech.– 1984.– **142**.– P. 121–149.
 26. Хлопков Ю. И., Жаров В. А., Горелов С. Л. Когерентные структуры в турбулентном пограничном слое.– М.: МФТИ, 2002.– 129 с.

27. Hutchins N., Marusic I. Large-scale influences in near-wall turbulence // *Phil. Trans. R. Soc. A.*– 2007.– **365**.– P. 647–664.
28. Marusic I., McKeon B. J., Monkewitz P. A., Nagib H. M., Smits A. J., Sreenivasan K. R. Wall-bounded turbulent flows at high Reynolds numbers: Recent advances and key issues // *Phys. Fluids.*– 2010.– **22**, № 065103.– P. 1–24.
29. Mathis R., Hutchins N., Marusic I. Large-scale amplitude modulation of the small-scale structures in turbulent boundary layers // *J. Fluid Mech.*– 2009.– **628**.– P. 311–337.
30. Pradeep D. S., Hussain F. Vortex dynamics of turbulence-coherent structure interaction // *Theor. Comput. Fluid Dyn.*– 2010.– **24**.– P. 265–282.
31. Jimenez J., Hoyas S. Turbulent fluctuations above the buffer layer of wall-bounded flows // *J. Fluid Mech.*– 2008.– **611**.– P. 215–236.
32. Smits A. J., McKeon B. J., Marusic I. High Reynolds number wall turbulence // *Annu. Rev. Fluid Mech.*– 2011.– **43**.– P. 353–375.
33. Jimenez J. Cascades in wall-bounded turbulence // *Annu. Rev. Fluid Mech.*– 2012.– **44**.– P. 27–45.
34. Grant S. B., Marusic I. Crossing turbulent boundaries: Interfacial flux in environmental flows // *Environ. Sci. Technol.*– 2011.– **45**.– P. 7107–7113.
35. Balakumar B., Adrian R. Large-and very-large-scale motions in channel and boundary-layer flows // *Phil. Trans. R. Soc. A.*– 2007.– **365**.– P. 665–681.
36. Cossu C., Pujals G., Depardon S. Optimal transient growth and very large scale structures in turbulent boundary layers // *J. Fluid Mech.*– 2009.– **619**.– P. 79–94.
37. Смольяков А. В. Шум турбулентных потоков: Монография.– С-Пб.: ЦНИИ им. акад. А.Н. Крылова, 2005.– 312 с.
38. Воскобойник В. А., Гринченко В. Т., Макаренко А. П. Скорости переноса когерентных вихревых структур в турбулентном пограничном слое на цилиндре // *Акустичний вісник.*– 2000.– **3**, № 4.– С. 21–29.
39. Vinogradnyi G. P., Voskoboynick V. A., Grinchenko V. T., Makarenkov A. P. Spectral and correlation characteristics of the turbulent boundary layer on an extended flexible cylinder // *J. Fluid Dyn.*– 1989.– **24**, № 5.– P. 665–700.
40. Воскобойник В. А. Пульсации пристеночного давления турбулентного пограничного слоя, образованного при обтекании гибкого протяженного цилиндра: Дисс. на соискание ученой степени канд. техн. наук / *Механика жидк., газа и плазмы*, Институт гидромеханики НАН Украины.– Киев, 1993.– 174 с.
41. Voskoboynick V. A., Grinchenko V. T., Makarenkov A. P. Correlation characteristics of a wall pressure fluctuation field in a turbulent boundary layer induced by a longitudinal flow along a flexible extended cylinder // *Intern. J. Fluid Mech.*– 2003.– **30**, № 6.– P. 644–650.
42. Bull M. K. Wall-pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers: Some reflections on forty years of research // *J. Sound Vibr.*– 1996.– **190**, № 3.– P. 299–315.
43. Lueptow R. M., Haritonidis J. H. The Structure of the turbulent boundary layer on a cylinder in axial flow // *Phys. Fluids.*– 1987.– **30**, № 10.– P. 2993–3005.
44. Farabee T. M., Casarella M. J. Spectral features of wall pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers // *Phys. Fluids.*– 1991.– **3**, № 12.– P. 2410–2420.
45. Blake W. K. *Mechanics of flow-induced sound and vibration: in 2 vols.*– New York: Academic Press, 1986.– 974 p.