

УДК 532.526

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПСЕВДОЗВУКОВОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ШУМА ПРИ ПРОДОЛЬНОМ ОБТЕКАНИИ ГИБКОГО ЦИЛИНДРА

В. А. ВОСКОВОЙНИК, А. П. МАКАРЕНКОВ

*Институт гидромеханики НАН Украины, Киев**Получено 05.05.2000*

Измерены пульсации пристеночного давления в осесимметричном турбулентном пограничном слое на гибком цилиндре, расположенном параллельно обтекаемому потоку, при числах Рейнольдса $10^7 \div 10^8$ и отношениях толщины пограничного слоя к радиусу цилиндра $2.9 \div 3.2$. Обнаружено, что интенсивность пульсаций давления турбулентного пограничного слоя на гибком цилиндре выше, чем на жестком цилиндре и на пластине. Приведен откорректированный спектр мощности пульсаций давления. Определен акусто-гидродинамический коэффициент для точечного датчика пульсаций давления. Установлено, что спектр мощности пульсаций пристеночного давления на гибком цилиндре выше, чем на жестком цилиндре. При увеличении скорости обтекания гибкого цилиндра происходит перераспределение энергии турбулентных пульсаций давления из высокочастотной области спектра мощности в низкочастотную. В области частот $\omega^+ \simeq (0.2 \div 0.3)$ в спектре мощности и функции когерентности наблюдаются максимумы, независимо от разделения между датчиками пульсаций давления. С увеличением частоты и разделения функция когерентности убывает, что характеризует степень вырождения вихревых структур как по масштабам, так и по длине обтекаемого цилиндра.

Виміряні пульсації пристінного тиску в осесиметричному турбулентному межовому шарі на гнучкому циліндрі, розміщеному паралельно обтікаючому струменю, при числах Рейнольдса $10^7 \div 10^8$ та відношеннях товщини граничного шару до радіусу циліндра $2.9 \div 3.2$. Встановлено, що інтенсивність пульсацій тиску турбулентного граничного шару на гнучкому циліндрі вища, ніж на жорсткому циліндрі та на пластинці. Наведений відкоригований спектр потужності пульсацій тиску. Визначений акусто-гідродинамічний коефіцієнт для точкового приймача пульсацій тиску. Визначено, що спектр потужності пульсацій пристінного тиску на гнучкому циліндрі вищий, ніж на жорсткому циліндрі. При збільшенні швидкості обтікання гнучкого циліндра відбувається перерозподіл енергії турбулентних пульсацій тиску з високочастотної області спектру потужності у низькочастотну. В області частот $\omega^+ \simeq (0.2 \div 0.3)$ у спектрі міцності і функції когерентності спостерігаються максимуми, незалежно від розділення між приймачами пульсацій тиску. При збільшенні частоти і розділення функція когерентності спадає, що характеризує ступінь виродження вихрових структур як за масштабом, так і по довжині циліндру, що обтікається.

The wall pressure fluctuations were measured in an axisymmetric turbulent boundary layer on a flexible cylinder parallel to the mean flow at a Reynolds numbers of $10^7 \div 10^8$ and a boundary layer thickness to cylinder radius ratio of $2.9 \div 3.2$. It is revealed, that the intensity of pressure fluctuations of a turbulent boundary layer on the flexible cylinder is higher than that on a rigid cylinder and on a flat plate. The adjusted power spectrum of the pressure fluctuations is presented. The acoustic-hydrodynamic factor for the dot gauge of the pressure fluctuations is determined. It is established, that the power spectrum of the wall pressure fluctuations on the flexible cylinder is higher, than that on the rigid cylinder. With the increase of velocity of a flow of the flexible cylinder there occurs a redistribution of energy of turbulent pressure fluctuations from the high frequency area of the power spectrum to low frequencies. In the frequency band $\omega^+ \simeq (0.2 \div 0.3)$ the maximums of the power spectrum and the coherence function irrespective of separation between gauges of the pressure fluctuations are observed. With the increase of frequency and separation the coherence function descends, that characterizes a degeneracy of vortical structures as on scales, as on length of the streamlined cylinder.

ВВЕДЕНИЕ

В гидроакустике и морской сейсморазведке активно используются буксируемые приемные устройства, представляющие собой гибкие протяженные продольно обтекаемые цилиндрические оболочки, внутри которых монтируются гидроакустические приемники. На полезный сигнал, воспринимаемый такими приемниками, накладываются посторонние помехи, являющиеся суперпозицией шумов различной природы [1, 2]. Одной из наиболее значимых помех является гидродинамический шум, обусловленный пульсациями дав-

ления, обтекающего приемное устройство потока [3–5]. В настоящее время принято выделять две основные составляющие гидродинамического шума [6, 7]:

- звуковую составляющую, обусловленную нестационарностью движения сжимаемой жидкости;
- конвективную псевдозвуковую составляющую, обусловленную относительным перемещением потока и датчика пульсаций давления с дозвуковой скоростью.

Псевдозвуковая составляющая имеет отличную от звуковой природу, а вызываемые ею возмущения можно отнести к неоднородным, быстро затухающим при удалении от границы пограничного слоя. В реальном пограничном слое существуют как звуковая, так и псевдозвуковая составляющие, однако при скорости обтекания $U_\infty < C/2$, где C – скорость звука, как указано в [6], псевдозвуковая составляющая гидродинамического шума преобладает.

Псевдозвук или шум ближнего поля, вызванный турбулентностью пульсирующего давления, широко изучался как теоретически, так и экспериментально для большого класса пограничных течений. На основании полученных результатов созданы статистические модели полей пульсаций скорости и давления [8–11]. Следует однако отметить, что эти модели, в основном, построены для пограничных слоев, образованных над плоскими жесткими поверхностями и не учитывают специфическое развитие пограничного слоя над цилиндрическими телами обтекания. Влияние поперечной кривизны на статистические характеристики пограничного слоя изучалось в работах [12–17] и др. Эти исследования были проведены, главным образом, на жестких цилиндрах малой кривизны, поскольку уменьшение диаметров исследуемых объектов требует минимизации используемых датчиков и увеличения разрешающей способности систем измерения, что далеко не всегда удается реализовать на практике. Кроме того, проведение в лабораторных условиях измерения на системах большой протяженности также весьма проблематично, да и шум лабораторного оборудования приводит к заметному сужению исследуемой частотной полосы.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ

Исследование пульсаций давления турбулентного пограничного слоя проводилось при буксировке гибкого продольно обтекаемого цилиндра на полигоне Института гидромеханики НАН Украины в канале длиной около 4 км, шириной $40 \div 50$ м и глубиной (по оси канала) не менее 5 м. Буксировка исследуемой модели (рис. 1) осуществлялась катером (Кр), который с помощью капронового фала (Ф) длиной около 160 м соединялся с малозумным и хорошо обтекаемым катамараном (К). Для выбора длины буксировочного фала были проведены специальные исследования по определению влияния шума, создаваемого катером, на спектр мощ-

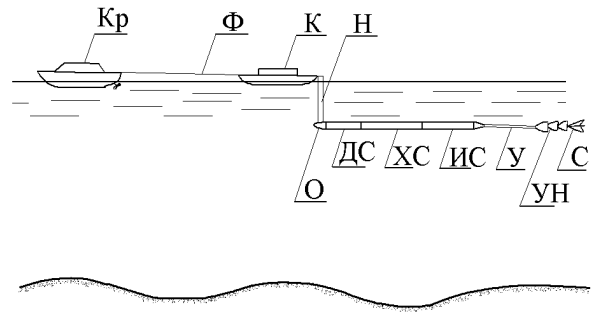


Рис. 1. Схема буксировочных испытаний



Рис. 2. Измерительная секция исследуемой модели

ности пульсаций давления турбулентного пограничного слоя, образованного на буксируемом цилиндре [18]. Оказалось, что при длине фала около 160 м шум, создаваемый катером, не вносит искажений в результаты измерений пульсаций пристеночного давления в исследуемом диапазоне частот. В диаметральной плоскости катамарана, в его кормовой части, устанавливался обтекаемый нож (Н), к которому крепился обтекатель (О) диаметром $2.9 \cdot 10^{-2}$ м с носовой частью в виде полусферы и заканчивающийся в кормовой части разъемом для стыковки секций модели. К обтекателю подсоединялась демпфирующая секция (ДС), а за ней либо холостая (ХС), а далее измерительная (ИС), либо измерительная и холостая, либо только измерительная, в зависимости от решаемой в том или ином испытании задачи. Затем через переходник конусной формы крепился удлинитель (У) – воздухонаполненная полиуретановая трубка диаметром 10^{-2} м с тросом внутри и длиной около 6 м, а также устройства натяжения (УН) и стабилизации (С). Устройство натяжения позволяло растянуть модель с усилием порядка $200 \div 500$ Н. Буксировка осуществлялась на глубине 1.2 м, при скоростях от 3.0 до 6.0 м/с.

Для проведения исследований была специально спроектирована и изготовлена модель [19], представляющая собой гибкий цилиндр диаметром $2.9 \cdot 10^{-2}$ м, общей длиной порядка 20 м. Модель состояла из трех секций: демпфирующей, холо-

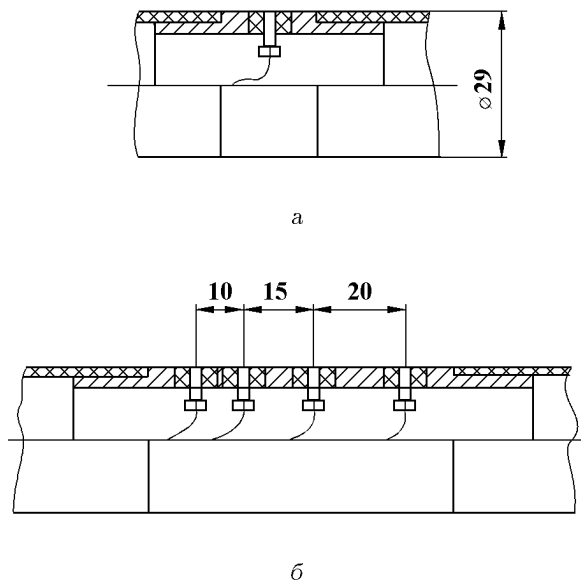


Рис. 3. Схема установки датчиков пульсаций давления

стой и измерительной. Демпфирующая секция представляла собой эластичную виниловую трубу (ТВ-50) с толщиной стенки $1.1 \cdot 10^{-3}$ м и модулем Юнга $E = 2.5$ МПа, внутри которой в центровочных кольцах находились экранированные электрические проводники и капроновый фал, используемый как силовой элемент секции. Длина демпфирующей секции равна 5 м. Холостая секция отличалась от демпфирующей тем, что в ней в качестве силового элемента использовался стальной трос, “одетый” в полиуретановый кембрик. Длина холостой секции составляла около 10 м. В измерительной секции (рис. 2) длиной 5 м в качестве оболочки использовалась та же виниловая труба. В этой секции в специальных цилиндрических корпусах были установлены датчики пульсаций давления. Предварительные усилители с коэффициентом усиления $13 \div 15$ дБ закреплялись вблизи датчиков на расстоянии не более 0.2 м с целью снижения влияния электромагнитных полей на низковольтные электрические сигналы, передаваемые по линии передачи от датчиков до измерительной и регистрирующей аппаратуры. Силовым элементом в измерительной секции также, как и в холостой, был трос, на котором монтировались центровочные кольца. Корпуса датчиков были “развязаны” от троса, поскольку они были закреплены на оболочке, а трос и электрические проводники проходили через осевые отверстия в корпусах, не касаясь последних.

Все секции модели по торцам заканчивались герметичными многоканальными разъемами, что позволяло менять местами секции при исследовании развития турбулентного пограничного слоя по длине модели. Кроме того, в секциях устанавливались ниппельные устройства для подкачки воздуха под оболочку чтобы обеспечить близкую к нейтральной плавучесть гибкого цилиндра. С технологической точки зрения, для того, чтобы модель всплывала при остановках, задавалась незначительная равномерно распределенная положительная плавучесть 0.05 Н/м, которая не нарушала горизонтальности движения модели при буксировке с устройством натяжения.

Для регистрации пульсаций давления турбулентного пограничного слоя использовались миниатюрные пьезокерамические датчики пульсаций давления, разработанные и изготовленные в Институте гидромеханики НАН Украины. Эти датчики с диаметром чувствительной поверхности $1.6 \cdot 10^{-3}$ м монтировались заподлицо с обтекаемой поверхностью цилиндрических корпусов (рис. 3), а затем корпуса с датчиками располагались в измерительной секции используемой модели (см. рис. 2), чтобы получить спектральные и корреляционные характеристики пристеночных пульсаций давления. Для снижения структурной помехи на датчике пульсаций давления его корпус, установленный в пенопластовую втулку, приклеивался в цилиндрический корпус (см. рис. 3). Возможные неровности и зазоры в местах крепления датчиков и соединения корпусов с оболочкой заполнялись полимеризующимся компаундом на основе эпоксидной смолы. Затем обтекаемая поверхность полировалась, что позволило достигнуть шероховатости поверхности порядка $k_{\text{ш}}^+ = 10 \div 16$, где $k_{\text{ш}}^+ = k_{\text{ш}} u_{\tau} / \nu$, $k_{\text{ш}}$ – высота шероховатости; u_{τ} – динамическая скорость; ν – коэффициент кинематической вязкости жидкости.

Таким образом, в исследованиях использовались 11 датчиков пульсаций давления, которые были установлены как по одному в корпусе (рис. 3, а), так и в корреляционном блоке (рис. 3, б). Чувствительность датчиков составляла $5 \div 6$ мкВ/Па в диапазоне частот $2 \div 2000$ Гц. Калибровка датчиков была проведена абсолютным методом с помощью импульса давления на специальном калибровочном стенде [20], а также методом сравнения с образцовым гидрофоном в звуковом ближнем и дальнем полях. Калибровка выполнялась как перед установкой в корпус, так и на цилиндрической модели в собранном виде во время проведения исследований. Погрешности калибровки в звуковом поле составляли ± 1.5 дБ, а на импульсном стенде – ± 1 дБ.

Как уже отмечалось, электрические сигналы, поступающие от датчиков пульсаций давления, через предварительные усилители подавались по линии передачи на борт катамарана на контрольно-измерительную и регистрирующую аппаратуру. Сигналы, пришедшие на борт катамарана, поступали на четырехканальный усилитель, обладающий постоянными амплитудно-частотной (до ± 1 дБ) и фазовой (до ± 1 град) характеристиками между каналами усилителя в исследуемом диапазоне частот. Коэффициент усиления малошумного четырехканального усилителя составлял от 0 до 50 дБ с шагом 5 дБ для каждого из каналов. Питание усилителя и предварительных усилителей осуществлялось посредством аккумуляторных батарей. Для контроля регистрируемых сигналов на выходе усилителя было предусмотрено подключение осциллографа. Запись поступивших от датчиков и прошедших через усилители сигналов производилась на четырехканальном измерительном магнитофоне типа 7005 фирмы Брюль и Кьер (Дания).

Экспериментальные исследования проводились при $Re_x = (10^7 \div 10^8)$; $\delta/a = (2.94 \div 3.24)$; $\delta^* = (6.57 \div 7.23) \cdot 10^{-3}$ м; $u_\tau = (0.11 \div 0.17)$ м/с.

2. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИСТЕНОЧНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ

Из анализа экспериментальных данных было установлено, что пульсации пристеночного давления, регистрируемые датчиками с диаметром чувствительной поверхности $d^+ = du_\tau/\nu = (176 \div 272)$, являясь случайными величинами в пространстве и во времени, подчиняются нормальному закону распределения вероятностей турбулентных пульсаций и условиям эргодичности случайного процесса. С помощью специализированных и универсальных вычислительных машин с использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье [21–23] было выполнено определение частотного спектра пульсаций пристеночного давления в соответствии с выражением

$$P(0, f) = 4 \int_0^\infty R_p(0, \tau) \cos(2\pi f \tau) d\tau, \quad (1)$$

$$0 \leq f < \infty,$$

где $R_p(0, \tau)$ – автокорреляционная функция; f – частота; τ – время задержки.

Среднеквадратичное значение пульсаций при-

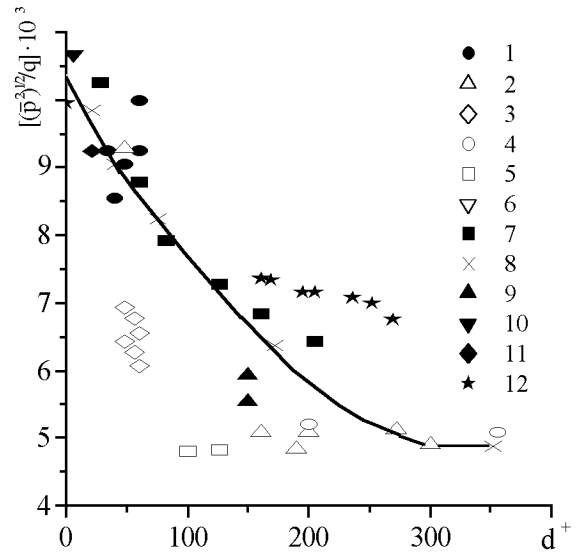


Рис. 4. Интенсивность пульсаций пристеночного давления турбулентного пограничного слоя

стеночного давления может быть получено как

$$(\bar{p}^2)^{1/2} = [R_p(0, 0)]^{1/2} = \left[\int_0^\infty P(0, f) df \right]^{1/2}. \quad (2)$$

Хотя эта величина и не выражает частотного распределения случайного процесса, она имеет большее значение, поскольку является мерой его интенсивности.

Отношение энергии турбулентных пульсаций давления к кинетической энергии скоростного напора характеризуется акусто-гидродинамическим коэффициентом или коэффициентом трансформации кинетической энергии потока в энергию турбулентных пульсаций. Он выражается как

$$\eta = (\bar{p}^2)^{1/2}/q = (\bar{p}^2)^{1/2}/(\rho U_\infty^2/2). \quad (3)$$

Значение этого коэффициента для турбулентных пограничных слоев было получено многими исследователями как для плоских, так и для осесимметричных обтекаемых тел. Сводный график экспериментальных результатов нормированных среднеквадратичных значений пульсаций пристеночного давления в зависимости от безразмерного диаметра чувствительной поверхности используемых датчиков представлен на рис. 4. Здесь обозначены результаты: 1 – Блейка [24]; 2 – Эммерлинга [25]; 3 – Булла и Томаса [26]; 4 – Виллмарта и Руза [27]; 5 – Шломера [28]; 6 – Булла [29]; 7 – Ленгехейника и Динкелакера [30]; 8 – Шиве [31]; 9 –

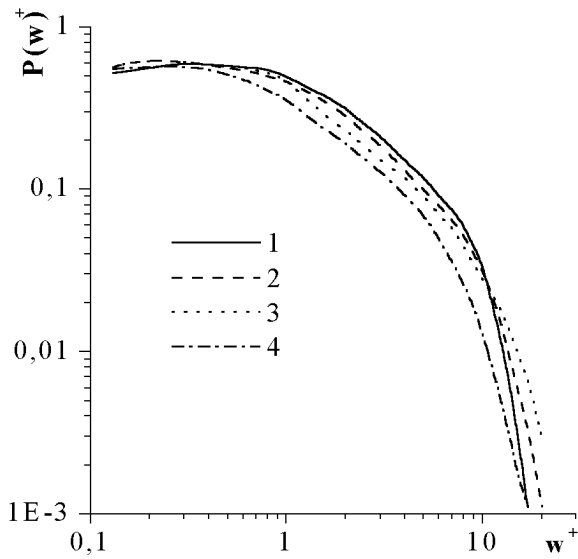


Рис. 5. Спектр мощности пульсаций пристеночного давления по длине цилиндра

Виллмарта и Янга [17]; 10 – Лочла и Дэниэлса [32]; 11 – Боукд и Луептов [33]; 12 – результаты, полученные в наших исследованиях. Как видно из рисунка, увеличение диаметра приемной поверхности датчика приводит к уменьшению регистрируемой интенсивности пульсаций давления, что обусловлено осредняющим эффектом чувствительной области приемника. Исследования Шиве [31], проведенные в довольно широком диапазоне изменения диаметра датчиков от $d^+ = 19$, позволили получить экстраполяционную кривую, проведенную до $d^+ = 0$ (см. рис. 4). Таким образом, для точечного датчика акусто-гидродинамический коэффициент достигает своего максимального значения и равен $10,3 \cdot 10^{-3}$.

В исследованиях на гибком продольно обтекаемом цилиндре среднеквадратичные значения пульсаций пристеночного давления измерялись с помощью среднеквадратичного вольтметра непосредственно из сигналов, поступающих от датчиков пульсаций давления. Эти значения вычислялись также при проведении спектрального и корреляционного анализов на вычислительных комплексах в соответствии с выражением (2). Разброс в среднеквадратичных значениях, полученных различными способами, не превышал $5 \div 10$ %. Согласно рис. 4, интенсивность пульсаций давления турбулентного пограничного слоя, созданного на гибком цилиндре, выше по сравнению как с пластиной, так и с жестким цилиндром. Таким обра-

зом, наличие поперечной кривизны (что отмечено в работе [17]) и податливость обтекаемой поверхности, а также связанное с этим колебание оболочки, приводит к увеличению энергии турбулентных пульсаций давления на гибком цилиндре.

Согласно Буллу [29], отношение среднеквадратичного пристеночного давления к динамическому давлению свободного потока не зависит от числа Рейнольдса. Это допущение использовалось в ряде исследований [17, 24, 25]. Однако последующие измерения того же Булла и Лэнгхейника [34] поставили его под сомнение. Был сделан вывод, что акусто-гидродинамический коэффициент зависит от числа Рейнольдса и не является только функцией безразмерного по внутренним переменным диаметра чувствительной поверхности датчика пульсаций давления.

Использование корректировочной зависимости Коркоса [10]

$$p(\omega)/p_u(\omega) = \frac{4}{\pi} (\omega R_g / u_c)^{-3} \quad (4)$$

для учета влияния размера чувствительной поверхности датчика дает возможность определить среднеквадратичные значения пульсаций пристеночного давления для точечного приемника, у которого $d^+ \simeq 0$. В зависимости (4) обозначены: $p_u(\omega)$ – истинный спектр мощности; R_g – радиус чувствительной поверхности датчика; u_c – конвективная скорость давлениеобразующих вихревых структур. Из откорректированного частотного спектра пульсаций давления, в соответствии с выражениями (2) и (3), был рассчитан акусто-гидродинамический коэффициент, который составил $\eta \simeq 9,9 \cdot 10^{-3}$ для $d^+ \simeq 0$. Этот результат, представленный на рис. 4, неплохо согласуется с ранее упоминавшимися данными Шиве [31].

На рис. 5 представлены неоткорректированные на размер датчика безразмерные спектры мощности пульсаций давления

$$P^+(\omega) = p(\omega) U_\infty / (\bar{p}^2 \delta^*)$$

для гибкого (кривые 1–3) и жесткого цилиндров (кривая 4) в зависимости от безразмерной частоты $\omega^+ = \omega \delta^* / U_\infty$. Кривые 1–3 получены при постоянной скорости обтекания $U_\infty = 3,0$ м/с, но в различных измерительных точках по длине цилиндра. Так, кривая 1 соответствует $L^+ = 385$; кривая 2 – $L^+ = 1080$; кривая 3 – $L^+ = 1206$, где $L^+ = L/a$; L – расстояние от передней критической точки носового обтекателя исследуемого цилиндра до местоположения датчика пульсаций давления; a – радиус цилиндра. Кривая 4 взята из работ

Виллмарта [16, 17] для жестких цилиндров с $\delta/a = 2$ и 4. Как видно из рисунка, характер кривых как для жестких, так и для гибкого цилиндров подобен. Наблюдается также подъем спектра мощности на низких частотах, наличие максимального значения и спад на высоких частотах. Рассмотрим каждый из этих участков спектральной кривой. В области частот $\omega\delta^*/U_\infty < 0.2 \div 0.3$ рост спектрального уровня предсказан теоретически [35–37] и наблюдался в ряде исследований [24, 29, 38, 39], но не был характерным для всех измерений. Зачастую фонный шум и вибрации установок искажают результаты. Данные для этой области частот получены в специально проведенных исследованиях. Так, измерения Булла [29] проводились до частот $\omega^+ = 0.02$ без влияния фонового шума, а Серафини [40] сообщил о низкочастотных пульсациях давления до $\omega^+ = 0.002$. В этой области частот, согласно результатам Блейка [35], Чейза [9], а также Пентона с соавторами [41] $P^+(\omega) \sim (\omega^+)^2$, хотя в работах [32, 42] показатель степени несколько ниже, а именно $P^+(\omega) \sim (\omega^+)^{3/2}$. В наших исследованиях низкочастотные колебания гибкого цилиндра приводили к тому, что в области частот $\omega^+ < 0.1$ наблюдался рост спектра мощности, который не представлен на рис. 5, поскольку носит не гидродинамический характер.

Теоретически максимум в спектре был предсказан вблизи ω^+ от 0.2 до 0.3 [35], что подтвердилось экспериментально [24, 29, 37, 43] в диапазоне частот $\omega^+ = (0.2 \div 0.5)$. Наши измерения не противоречат этим результатам и спектр мощности имеет максимум в том же диапазоне частот. Далее наблюдается снижение спектральных уровней пульсаций пристеночного давления в турбулентном пограничном слое с увеличением частоты. Так, для $\omega\delta^*/U_\infty$ от $0.4 \div 0.5$ до $5 \div 8$ спектр близок к зависимости $\omega^{-0.7} \div \omega^{-1}$, а на высоких частотах затухает пропорционально ω^{-5} [35, 36, 44].

Спектр мощности пульсаций пристеночного давления турбулентного пограничного слоя на гибком цилиндре, нормированный внешними переменными, практически не зависит от местоположения регистрирующего датчика по длине цилиндра, хотя в области высоких частот ($\omega^+ > 10$) и наблюдается расхождение между зависимостями. Это, главным образом, обусловлено тем, что мелкомасштабные давлениеобразующие вихревые структуры пограничного слоя, создающие высокочастотные пульсации давления, находятся вблизи обтекаемой поверхности, и они должны масштабироваться внутренними переменными u_τ и ν/u_τ . Если же нормировать спектр мощности и частоту внутренними переменными, то, согласно Блей-

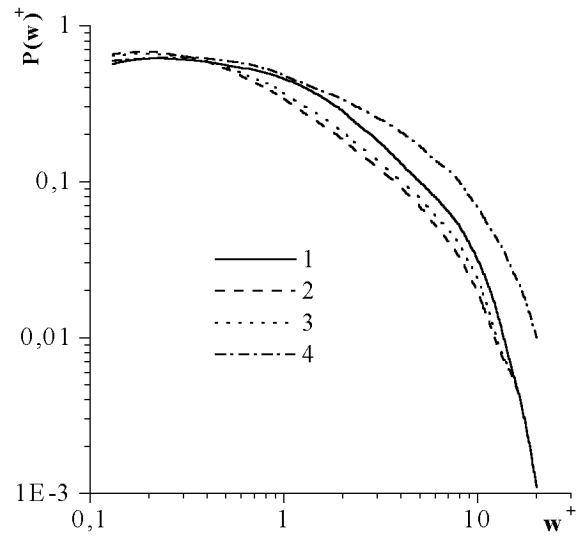


Рис. 6. Спектр мощности пульсаций пристеночного давления для различных скоростей обтекания

ку [24], получим уменьшение разброса экспериментальных данных в высокочастотной области спектра, но взамен будет наблюдаться расхождение между кривыми в области низких частот [45–48]. Спектр мощности пульсаций пристеночного давления на гибком цилиндре выше, чем на жестком, что указывает на большую энергонасыщенность турбулентного пограничного слоя, развитого при обтекании гибкого протяженного цилиндра в исследуемом диапазоне частот.

На рис. 6 представлены спектры мощности пристеночных пульсаций давления для гибкого протяженного продольно обтекаемого цилиндра при различных скоростях обтекания. Кривая 1 соответствует $U_\infty = 3.0$ м/с; кривая 2 – $U_\infty = 5.0$ м/с; кривая 3 – $U_\infty = 6.0$ м/с. Кривая 4 представляет собой откорректированный спектр с учетом влияния диаметра чувствительной поверхности датчика пульсаций давления. С увеличением скорости обтекания на цилиндре происходит перераспределение энергии турбулентных пульсаций из области частот $0.7 < \omega^+ < 10$ в низкочастотную область. При этом максимальное значение спектра мощности также смещается в сторону низких частот. Это указывает на то, что с ростом скорости турбулентный пограничный слой на гибком цилиндре становится более насыщен крупномасштабными вихревыми структурами, обладающими большими скоростями переноса. Экспериментальные данные показали, что спектральные уровни пуль-

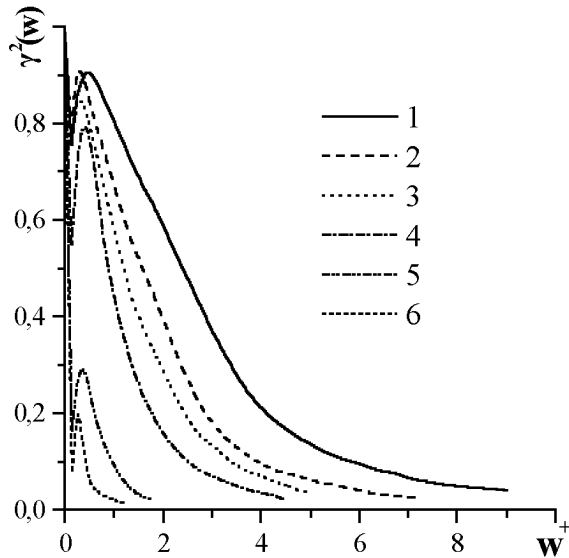


Рис. 7. Функция когерентности для различных разделений между датчиками пульсаций давления

саций давления на гибком цилиндре в полосе частот $0.1 < \omega \delta^* / U_\infty < 20$ пропорциональны скорости набегающего потока в степени $2.5 \div 2.7$ [18, 19].

Как уже отмечалось ранее, датчики с большой чувствительной поверхностью занижают истинное значение псевдозвукового давления, особенно в области высоких частот. Поэтому нами была проведена корректировка экспериментальных результатов в соответствии с зависимостью (4). Согласно корректировке, кривая 4 на рис. 6 представляет спектр мощности пристеночных пульсаций давления на гибком цилиндре, регистрируемый точечным датчиком с $d^+ \simeq 0$, для скорости обтекания $U_\infty = 3.0$ м/с. Для этой кривой было рассчитано среднеквадратичное значение пульсаций давления, показанное на рис. 4, рост которого обусловлен именно добавкой высокочастотных составляющих спектра мощности.

За последние годы широкое распространение во многих прикладных проблемах гидроакустики и турбулентности приобрело измерение и использование взаимной спектральной плотности, занимающей некоторое промежуточное положение между спектрами мощности и корреляциями. С одной стороны, это узкополосная пространственная корреляция, а с другой, – своеобразный частотный спектр.

Взаимная спектральная плотность или просто взаимный спектр представляет собой преобразо-

вание Фурье пространственно-временной корреляционной функции

$$S_p(\vec{\xi}, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_p(\vec{\xi}, \tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (5)$$

или

$$P_p(\vec{\xi}, \omega) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} R_p(\vec{\xi}, \tau) e^{-i\omega\tau} d\tau = C(\vec{\xi}, \omega) - iQ(\vec{\xi}, \omega), \quad (6)$$

где $C(\vec{\xi}, \omega)$ – синфазная составляющая взаимного спектра (синфазный спектр):

$$C(\vec{\xi}, \omega) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} [R_p(\vec{\xi}, \tau) + R_p(-\vec{\xi}, \tau)] \times \cos(\omega\tau) d\tau; \quad (7)$$

$Q(\vec{\xi}, \omega)$ – квадратурная составляющая взаимного спектра (квadrатурный спектр):

$$Q(\vec{\xi}, \omega) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} [R_p(\vec{\xi}, \tau) - R_p(-\vec{\xi}, \tau)] \times \sin(\omega\tau) d\tau. \quad (8)$$

Поскольку пространственно-временная корреляционная функция не обладает свойством четности, взаимная спектральная плотность обычно является комплексной функцией частоты [49]. Взаимный спектр может быть представлен и в показательной форме:

$$P_p(\vec{\xi}, \omega) = |P_p(\vec{\xi}, \omega)| \exp[-i\Theta(\vec{\xi}, \omega)]. \quad (9)$$

Выражая абсолютную величину $|P_p(\vec{\xi}, \omega)|$ и фазу $\Theta(\vec{\xi}, \omega)$ через $C(\vec{\xi}, \omega)$ и $Q(\vec{\xi}, \omega)$, получаем

$$|P_p(\vec{\xi}, \omega)| = (\sqrt{C^2(\vec{\xi}, \omega) + Q^2(\vec{\xi}, \omega)}), \quad (10)$$

$$\Theta(\vec{\xi}, \omega) = \arctg [Q(\vec{\xi}, \omega) / C(\vec{\xi}, \omega)]. \quad (11)$$

Для решения физических задач применяется действительная величина взаимной спектральной плотности

$$\gamma_p^2(\vec{\xi}, \omega) = \frac{|P_p(\vec{\xi}, \omega)|^2}{P_A(0, \omega) P_B(0, \omega)} \leq 1, \quad (12)$$

которая называется функцией когерентности.

Зависимость функции когерентности для датчиков, расположенных в продольном направлении, от безразмерной частоты $\omega^+ = \omega \delta^* / U_\infty$ представлена на рис. 7. Здесь кривая 1 соответствует $\xi^+ = \xi / \delta^* = 1.26$; кривая 2 – $\xi^+ = 1.89$; кривая 3 – $\xi^+ = 2.52$; кривая 4 – $\xi^+ = 3.15$; кривая 5 –

$\xi^+ = 12.11$; кривая 6 – $\xi^+ = 23.83$. Данные получены при $U_\infty = 5.0$ м/с. Кривые можно разделить на несколько характерных участков. В области низких частот, где $\omega^+ < 0.1$, сигналы полученные от пар датчиков, являются высоко коррелированными. Это обусловлено низкочастотными колебаниями гибкого цилиндра, обтекаемого потоком, что подтверждается показаниями пьезокерамических виброакселерометров, специально установленных в исследуемую модель. В диапазоне частот $\omega^+ \simeq (0.2 \div 0.3)$ наблюдается максимальное значение функции когерентности независимо от разделения между датчиками. В этой же частотной области прослеживается и максимальное значение в спектре мощности пульсаций пристеночного давления (см. рис. 6). Отсюда вытекает, что в турбулентном пограничном слое, образованном на гибком продольно обтекаемом цилиндре, доминирующую роль играют крупномасштабные вихревые структуры, обуславливающие максимальное значение как функции когерентности, так и спектра мощности пристеночных пульсаций давления. Масштаб этих вихревых структур можно оценить, если известна их скорость переноса, из выражения

$$\lambda/\delta^* = 2\pi u_c/(\omega^+ U_\infty). \quad (13)$$

С увеличением разделения между датчиками и частоты функция когерентности уменьшается, что характеризует степень затухания вихревых структур как по масштабам, так и в пространстве, т. е. в данных измерениях – по длине цилиндра. Мелкомасштабные высокочастотные вихревые структуры затухают значительно быстрее, чем крупномасштабные.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе полученных экспериментальных данных о пульсациях пристеночного давления турбулентного пограничного слоя, образованного при буксировочных испытаниях гибкого продольно обтекаемого цилиндра, можно сделать следующие выводы.

Интенсивность пульсаций давления турбулентного пограничного слоя, созданного на гибком цилиндре, выше чем на жестком цилиндре и на пластине. Увеличение диаметра приемной поверхности датчика пульсаций давления приводит к уменьшению регистрируемой интенсивности пульсаций давления, что обусловлено осредняющим эффектом чувствительной области приемника. Использование корректировочной зависимо-

сти Коркоса для учета влияния размера чувствительной поверхности датчика дало возможность откорректировать частотный спектр пульсаций давления и определить акусто-гидродинамический коэффициент, который составил $9.9 \cdot 10^{-3}$ для точечного приемника ($d^+ \simeq 0$).

Установлено, что спектр мощности пульсаций пристеночного давления на гибком цилиндре выше, чем на жестком цилиндре и, следовательно, турбулентный пограничный слой, образованный при продольном обтекании гибкого цилиндра, более энергонасыщен в исследуемом диапазоне частот. С увеличением скорости обтекания гибкого цилиндра происходит перераспределение энергии турбулентных пульсаций из высокочастотной области спектра мощности в низкочастотную. При этом его максимум также смещается в сторону низких частот. Турбулентный пограничный слой на гибком цилиндре становится более насыщенным крупномасштабными давлениеобразующими вихревыми структурами, обладающими большими скоростями переноса при увеличении скорости обтекания.

Установлено, что в области частот $\omega^+ \simeq (0.2 \div 0.3)$ в спектре мощности и функции когерентности наблюдаются максимумы, независимо от разделения между датчиками пульсаций давления. С увеличением разделения между датчиками и частоты функция когерентности убывает, что характеризует степень затухания вихревых структур как по масштабам, так и по длине цилиндра. Крупномасштабные низкочастотные вихревые структуры вырождаются значительно медленнее, чем мелкомасштабные высокочастотные вихри.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают искреннюю благодарность академику НАН Украины профессору В. Т. Гринченко за научное руководство и дискуссии, позволившие более глубоко осмыслить полученные результаты. Авторы также признательны сотрудникам Института гидромеханики НАН Украины Г. П. Виноградному, А. И. Адамову, А. А. Воскобойнику, В. В. Смоляру и В. С. Шевченко за помощь при создании исследуемых моделей и проведении экспериментов.

1. Гурвич А. А., Гусев Н. М., Яковлев Г. В. Гидроакустические системы с гибкими протяженными буксируемыми антеннами // Судостр. за рубежом.– 1984.– N 10.– С. 34–53.

2. Мерклин Л. Р., Гагельганц А. А., Подшувейт В. Б., Турашина П. Н., Шишанов Г. В. Приемные устройства и некоторые виды помех в морской сейсморазведке // Обзор ОПНТИ ВИЭМС. Сер. морская геология и геофизика. – Москва. – 1973. – С. 1–62.
3. Блохинцев Д. И. Акустика неоднородной движущейся среды. – М.: Наука, 1981. – 208 с.
4. Bedenbender J. W., Johnston R. C., Neitzel E. B. Electroacoustic characteristics of marine seismic streamers // Geophysics. – 1970. – **35**, N 6. – P. 1052–1072.
5. Schoenberger M., Mifsud J. F. Hydrophone streamer noise // Geophysics. – 1974. – **39**, N 6. – P. 781–793.
6. Миниович И. Я., Перник А. Д., Петровский В. С. Гидродинамические источники звука. – Л.: Судостроение, 1972. – 478 с.
7. Lauchle G. C. Noise generated by axisymmetric turbulent boundary-layer flow // J. Acoust. Soc. Amer. – 1977. – **61**, N 3. – P. 694–703.
8. Смольяков А. В., Ткаченко В. М. Модели поля псевдозвуковых турбулентных пристеночных давлений и опытные данные // Акуст. ж. – 1991. – **37**, N 6. – С. 1199–1207.
9. Chase D. M. Modeling the wavevector-frequency spectrum of turbulent boundary layer wall pressure // J. Sound Vib. – 1980. – **70**. – P. 29–67.
10. Corcos G. M. Resolution of pressure in turbulence // J. Acoust. Soc. Amer. – 1963. – **35**. – P. 192–199.
11. Ffowcs-Williams J. E. Boundary-layer pressure and Corcos model: A development to incorporate low-wavenumber constants // J. Fluid Mech. – 1982. – **125**. – P. 9–25.
12. Гиневский А. С., Солодкин Е. Е. Влияние поперечной кривизны поверхности на характеристики неизоотермического осесимметричного турбулентного пограничного слоя сжимаемого газа // Изв. АН СССР, ОТН мех. и маш. – 1963. – N 1. – С. 99–110.
13. Коваленко В. М., Шулемович В. М. Турбулентный пограничный слой на круговом цилиндре // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. – 1972. – N 13, вып. 3. – С. 8–16.
14. Vakewell H. P. Turbulent wall pressure fluctuation on a body of revolution // J. Acoust. Soc. Amer. – 1963. – **43**, N 6. – P. 1358–1363.
15. Denli N., Landweber L. Thick axisymmetric turbulent boundary layer on a circular cylinder // J. Hydronautics. – 1979. – **13**. – P. 92–104.
16. Willmarth W. W., Winkel R. E., Sharma L. K., Boggar T. J. Axially symmetric turbulent boundary layers on cylinders: Mean velocity profiles and wall pressure fluctuations // J. Fluid Mech. – 1976. – **76**, Pt. 1. – P. 35–64.
17. Willmarth W. W., Yang C. S. Wall pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers on a flat plate and a cylinder // J. Fluid Mech. – 1970. – **41**, Pt. 1. – P. 47–80.
18. Адамов А. И., Виноградный Г. П., Воскобойник В. А., Макаренко А. П. Гидродинамические шумы и вибрации гибкого продольно-обтекаемого цилиндра // IV Всесоюз. симпозиум по физике акусто-гидродинамических явлений и оптоакустике с секциями молекулярной акустики и геоакустики. – Ашхабад, 1985. – С. 41.
19. Виноградный Г. П., Воскобойник В. А., Гринченко В. Т., Макаренко А. П. Спектральные и корреляционные характеристики турбулентного пограничного слоя на гибком протяженном цилиндре // Изв. АН СССР, Мех. жидк. и газа. – 1989. – N 5. – С. 49–54.
20. Виноградный Г. П., Канарский М. В., Макаренко А. П. Устройство для динамической тарировки датчиков давления. А.с. 1029021 СССР // Б. И. – 1983. – N 5. – С. 47.
21. Макс Ж. Методы и техника обработки сигналов при физических измерениях: в 2-х томах. – М.: Мир, 1983.
22. Марпл-мл. С. Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. – М.: Мир, 1990. – 584 с.
23. Бендат Д., Пирсол А. Применения корреляционного и спектрального анализа. – М.: Мир, 1983. – 311 с.
24. Blake W. K. Turbulent boundary layers wall pressure fluctuations on smooth and rough walls // J. Fluid Mech. – 1970. – **44**. – P. 637–660.
25. Emmerling R. The instantaneous structure of the wall pressure under a turbulent boundary layer flow // Berlin Max-Planck Inst. Stromungsforsch J. – 1973. – N 56. – P. 1–34.
26. Bull M. K., Thomas A. S. W. High frequency wall pressure fluctuations in turbulent boundary layers // Phys. Fluids. – 1976. – **19**, N 4. – P. 597–599.
27. Willmarth W. W., Roos F. W. Resolution and structure of the wall pressure field beneath a turbulent boundary layer // J. Fluid Mech. – 1965. – **22**, Pt. 1. – P. 81–94.
28. Schloemer H. H. Effects of pressure gradient on turbulent boundary wall pressure fluctuations // J. Acoust. Soc. Amer. – 1967. – **42**. – P. 93–113.
29. Bull M. K. Wall-pressure fluctuations associated with subsonic turbulent boundary layer flow // J. Fluid Mech. – 1967. – **28**. – P. 719–754.
30. Langeheineken T., Dinkelacker A. Wanddruckschwankungen einer ausgebildeten, turbulenten Rohrstromung // DAGA'78, Fortschritte der Akustik. – VDE-Verlag, Berlin, 1978. – S. 391–394.
31. Schewe G. On the structure and resolution of wall-pressure fluctuations associated with turbulent boundary-layer flow // J. Fluid Mech. – 1983. – **134**. – P. 311–328.
32. Lauchle G. C., Daniels M. A. Wall-pressure fluctuations in turbulent pipe flow // Phys. Fluids. – 1987. – **30**, N 10. – P. 3019–3024.
33. Bokde A. L., Lueptow R. M. Spanwise structure of wall pressure on a cylinder in axial flow // Phys. Fluids. – 1999. – **11**, N 1. – P. 151–161.
34. Bull M. K., Langeheineken T. On the wall pressure field in turbulent pipe flow // Mitt. MPI Stromungsf. Gottingen. – 1981. – N 73. – P. 37–53.
35. Blake W. K. Mechanics of flow-induced sound and vibration: in 2 volumes. – New York: Academic press, 1986.
36. Bradshaw P. Inactive motion and pressure fluctuations in turbulent boundary layers // J. Fluid Mech. – 1967. – **30**. – P. 241–264.
37. Borisyuk A. O., Grinchenko V. T. Vibration and noise generation by elastic elements excited by a turbulent flow // J. Sound Vib. – 1997. – **204**. – P. 213–237.
38. Bhat W. V. Flight test measurement of exterior turbulent boundary layer pressure fluctuations on Boeing Model 737 airplane // J. Sound Vib. – 1971. – **14**. – P. 439–457.
39. Huddle G. P., Skudrzyk E. T. The physics of flow noise // J. Acoust. Soc. Amer. – 1969. – **46**, N 1, Pt. 2. – P. 130–157.

40. *Serafini J. S.* Wall-pressure fluctuations and pressure-velocity correlations in a turbulent boundary layer // Rep. AGARD.- 1963.- R. 453.- P. 1-16.
41. *Panton R. L., Goldman A. L., Lowery R. L., Reichman M. M.* Low-frequency pressure fluctuations in axisymmetric turbulent boundary layers // J. Fluid Mech.- 1980.- **97**, Pt. 2.- P. 299-320.
42. *Panton R. L., Linebarger J. H.* Wall pressure spectra calculations for equilibrium boundary layers // J. Fluid Mech.- 1974.- **65**, N 2.- P. 261-287.
43. *Blake W. K., Mags L. J.* On the flow-excited vibrations of cantilever struts in water. II. Surface-pressure fluctuations and analytical predictions // J. Acoust. Soc. Amer.- 1975.- **57**.- P. 1448-1464.
44. *Neves J. C., Moin P.* Effects of convex transverse curvature on wall-bounded turbulence. Part 2. The pressure fluctuations // J. Fluid Mech.- 1994.- **272**.- P. 383-406.
45. *Snarski S. R., Lueptow R. M.* Wall pressure and coherent structures in a turbulent boundary layer on a cylinder in axial flow // J. Fluid Mech.- 1995.- **286**.- P. 137-149.
46. *Nepomuceno H. G., Lueptow R. M.* Pressure and shear stress measurements at the wall in a turbulent boundary layer on a cylinder // Phys. Fluids.- 1997.- **9**, N 9.- P. 2732-2744.
47. *Gravante S., Naguib A., Wark C., Nagib H.* Characterization of the pressure fluctuations under a fully developed turbulent boundary layer // AIAA J.- 1998.- **36**, N 11.- P. 1808-1819.
48. *Dhanak M. R., Dowling A. P., Si C.* Coherent vortex model for surface pressure fluctuations induced by the wall region of a turbulent boundary layer // Phys. Fluids.- 1997.- **9**, N 9.- P. 2716-2731.
49. *Бендат Д., Пирсол А.* Измерение и анализ случайных процессов.- М.: Мир, 1974.- 464 с.