

УДК 532.526

ПСЕВДОЗВУК ЗА ПРЕПЯТСТВИЕМ НА ПРОДОЛЬНО ОБТЕКАЕМОМ ЦИЛИНДРЕ

В. А. ВОСКОБОЙНИК, В. Т. ГРИНЧЕНКО, А. П. МАКАРЕНКОВ

*Институт гидромеханики НАН Украины, Киев**Получено 20.11.2001*

Экспериментально исследованы псевдозвуковые пульсации пристеночного давления за кольцевым препятствием на продольно обтекаемом гибком протяженном цилиндре. Получены интегральные и спектральные статистические характеристики поля пульсаций давления за препятствием, изучено его влияние на структуру турбулентного пограничного слоя. Установка препятствия во внутреннюю область пограничного слоя изменяет структуру всего пограничного слоя. С ростом диаметра препятствия интенсивность пульсаций пристеночного давления возрастает. Максимальные значения интенсивности наблюдаются в ближнем следе препятствия. На расстояниях, превышающих 100 диаметров препятствия, турбулентный пограничный слой восстанавливается. Увеличение диаметра препятствия и скорости обтекания приводит к росту низкочастотных спектральных составляющих пульсаций давления и ослаблению высокочастотных, по сравнению с пограничным слоем на гидравлически гладком цилиндре. Турбулентный пограничный слой за препятствием насыщается крупномасштабными вихревыми структурами. Максимальный вклад в энергию поля пульсаций псевдозвукового давления вносят те вихри, срывающиеся с поперечной обтекаемой поверхности, для которых частота соответствует числу Струхала $Sh \approx 0.1$. Для докризисного режима отрывного обтекания кольцевого препятствия число Струхала изменяется обратно пропорционально числу Рейнольдса.

Експериментально досліджені псевдозвукові пульсації пристінного тиску за кільцевою перешкодою на гнучкому видовженому циліндрі, який обтікається повздовжньою течією. Отримані інтегральні й спектральні статистичні характеристики поля пульсацій тиску за перешкодою, вивчений її вплив на структуру турбулентного приміжового шару. Розміщення перешкоди у внутрішню область приміжового шару змінює структуру всього приміжового шару. При зростанні діаметра перешкоди інтенсивність пульсацій пристінного тиску зростає. Максимальне значення інтенсивності спостерігається у ближньому сліді перешкоди. На відстанях, що перевищують 100 діаметрів перешкоди, турбулентний приміжовий шар відновлюється. Збільшення діаметра перешкоди й швидкості обтікання призводить до зростання низькочастотних спектральних складових пульсацій тиску й ослаблення високочастотних, у порівнянні з приміжовим шаром на гідравлічно гладкому циліндрі. Турбулентний приміжовий шар за перешкодою насичується великомасштабними вихровими структурами. Максимальний внесок в енергію поля пульсацій псевдозвукового тиску вносять ті вихори, що зриваються з перешкоди при поперечному її обтіканні, для котрих частота відповідає числу Струхала $Sh \approx 0.1$. Для докризового режиму відрывного обтікання кільцевої перешкоди число Струхала змінюється обернено пропорційно до числа Рейнольдса.

Pseudo-sonic fluctuations of the wall pressure behind a ring-type obstacle on longitudinally streamlined flexible extended cylinder are experimentally investigated. Integral and spectral statistical characteristics of a fluctuating pressure field behind the obstacle are obtained and its influence on structure of turbulent boundary layer is investigated. Installation of the obstacle in the internal area of the boundary layer changes total structure of the boundary layer. The intensity of the wall pressure fluctuations increases with the increase of diameter of the obstacle. The maximal values of intensity are observed in the near wake of the obstacle. At distances exceeding 100 diameters of the obstacle the turbulent boundary layer becomes restored. An increase of diameter of the obstacle and the flow velocity results in growth of the low-frequency spectral components of the pressure fluctuations and decay of the high-frequency components, when comparing with a boundary layer on hydraulically smooth cylinder. The turbulent boundary layer behind the obstacle is saturated with the large-scale vortical structures. The maximal contribution to energy of the field of pseudo-sonic pressure fluctuations is done by the vortices shedding from the cross-flowed obstacle, which frequencies correspond to the Strouhal number $Sh \approx 0.1$. For pre-crisis regime of the separation flows on the ring obstacle the Strouhal number changes inversely to the Reynolds number.

ВВЕДЕНИЕ

Пульсации пристеночного давления в пограничном слое характеризуются пространственными масштабами, при которых не происходит излучение звука в окружающую среду. Это послужило основанием для введения понятия “псевдозвук”, которым описываются возмущения в сжимаемой жидкости, не распространяющиеся на большие расстояния. Возникновение таких возмущений на обтекаемой стенке обусловлено нестационарным взаимодействием вихревых структур в пограничном слое между собой, а также взаимодействием вихрей с обтекаемой поверхностью.

Псевдозвуковые пульсации пристеночного давления на обтекаемой поверхности носителей гидроакустической аппаратуры приводят к появлению гидродинамических шумов, снижающих соотношение сигнал/помеха. Это особенно существенно для приемных элементов гибких протяженных буксируемых антенн. В таких антеннах чувствительные элементы заключены в акустически прозрачную цилиндрическую оболочку и расположены относительно близко к обтекаемой поверхности. С точки зрения гидродинамики особенности их обтекания и, естественно, шумы связаны с наличием поперечной кривизны обтекаемой поверхности. Пристеночная область пограничного

слоя для рассматриваемых систем уменьшается, по сравнению с внешней областью, с уменьшением радиуса цилиндра. В таких течениях появляется дополнительный масштаб длины – радиус цилиндра a . Два характерных параметра – относительная толщина пограничного слоя (δ/a) и относительный радиус $a^+ = au_\tau/\nu$ определяют двумерное параметрическое пространство, в котором реализуются три режима обтекания [1–4]:

- 1) если δ/a мало, то искривленный пограничный слой подобен плоскому пограничному слою;
- 2) если толщина пограничного слоя в несколько раз больше радиуса цилиндра (большое δ/a) и a^+ также велико, то кривизна существенно влияет на внешнюю часть пограничного слоя;
- 3) если δ/a велико, а a^+ мало, то поперечная кривизна влияет как на внутреннюю, так и на внешнюю части пограничного слоя.

Как в поперечно искривленном, так и в плоском потоках источники пульсаций пристеночного давления сосредоточены главным образом во внутренней части турбулентного пограничного слоя ($y < 0.2\delta$). С увеличением поперечной кривизны энергоёмкость этих источников пульсаций давления увеличивается. Динамическое нагружение обтекаемой поверхности определяется не только уровнями пульсаций давления на различных частотах, но и степенью их пространственно-временных связей, которые характеризуются нормированными значениями взаимных спектральных плотностей или функций когерентности, а также функциями взаимных корреляций [4–6].

В связи с тем, что пульсации пристеночного давления интегрально отражают существование пульсаций полей скоростей, характер поля пульсаций давления на обтекаемой поверхности во многом определяется движением когерентных вихревых структур в пограничном слое. Клайн и Робинсон [7], проанализировав обширные материалы по исследованию когерентных вихревых структур, которые были обнаружены в турбулентных пограничных слоях на плоской пластине и течениях в канале, разбили их на восемь категорий:

- 1) низкоскоростные струйки;
- 2) эжекции;
- 3) смывы;
- 4) вихревые структуры (связанные вихри с более чем одной ориентацией, такие как шпилькообразные вихри);

- 5) пристеночные сдвиговые слои;
- 6) пристеночные перепады давления;
- 7) масштабные сдвиговые слои или “спинки”;
- 8) крупномасштабные движения (например, δ -масштабируемые поперечно ориентированные седлообразные или грибообразные вихри, выпуклости и глубокие щели).

Известно, что вихревые системы не существуют обособленно, а взаимодействуют друг с другом. Первые пять категорий относятся к пристеночным мелкомасштабным вихрям, образующим цикл выброс–смыв, а последние три категории объединяют в крупномасштабные вихревые системы, находящиеся во внешней части турбулентного пограничного слоя [4–8].

Такая классификация полезна с точки зрения разработки способов влияния на характер течения в пограничном слое. Воздействие на когерентные вихревые структуры можно осуществлять как активными, так и пассивными методами [9–12]. В зависимости от поставленной цели, объектом воздействия могут быть крупномасштабные или мелкомасштабные когерентные вихревые структуры. При рассмотрении возможности улучшения рабочих характеристик гидроакустических систем, а именно, снижения гидродинамических помех, особый интерес вызывают средства местной (локальной) гидродинамики, основанные на изменении геометрических параметров и качества обтекаемой поверхности. Среди них можно выделить применение риблетов, разнообразных пазов, углублений, лунок, регулярной и песочной шероховатости, всевозможных вихрегенераторов, а также другие методы управления внутренней и внешней частями турбулентного пограничного слоя [13–16].

Данная экспериментальная работа направлена на изучение влияния кольцевого препятствия на пространственно-временные характеристики поля пульсаций давления на гидравлически гладкой поверхности длинного цилиндра. Такое препятствие существенно меняет структуру течения и пространственные характеристики пульсаций давления, воспринимаемые чувствительной поверхностью акустического приемника, расположенного под турбулентным пограничным слоем. В работе представлены результаты измерений пульсационного поля давления в зависимости от геометрических размеров препятствия, местоположения его по длине цилиндра и скорости обтекания.

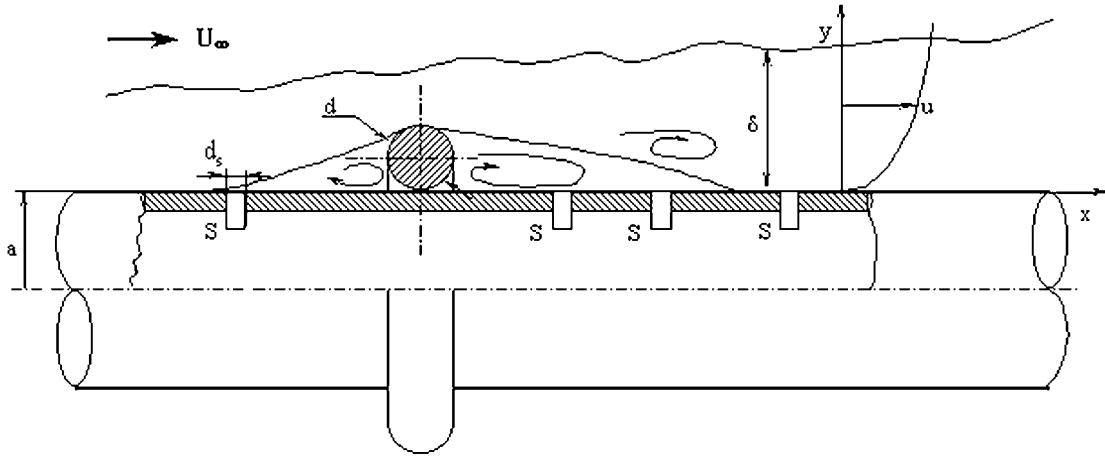


Рис. 1. Схема расположения кольцевого препятствия, датчиков пульсаций давления и эскиз структуры турбулентного пограничного слоя на цилиндре

1. ПРОГРАММА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Экспериментальные исследования по изучению влияния поперечно обтекаемого кольцевого препятствия, установленного на продольно обтекаемом протяженном цилиндре, на поле пристеночных пульсаций давления, образованных турбулентным пограничным слоем на поверхности этого цилиндра, проводились на полигоне Института гидромеханики НАН Украины. Цилиндр буксировался в гидродинамическом канале с фиксированной скоростью на заданной глубине. Детальное описание экспериментальной установки и методики проведения исследований представлено в статье [17].

Схема измерительной секции цилиндра показана на рис. 1. Измерения пульсаций давления осуществлялись ансамблем датчиков S , смонтированных заподлицо с обтекаемой поверхностью цилиндра. Кольцевое препятствие в виде тора диаметром d закреплялось на поверхности цилиндра. Использовались препятствия трех диаметров: $1.5 \cdot 10^{-3}$, $3.0 \cdot 10^{-3}$ и $6.0 \cdot 10^{-3}$ м. Расстояние от препятствия до ближайшего датчика вниз по потоку равнялось $6.0 \cdot 10^{-3}$ м. В верхней части рис. 1 показаны основные элементы структуры течения в возмущенном пограничном слое в соответствии с направлением скорости обтекания U_∞ . Перед и за кольцевым препятствием схематично показаны рециркуляционные зоны, точки отрыва и присоединения пограничного слоя, порождаемые отрывным обтеканием препятствия, а также крупномасштабные вихревые системы, срывающиеся с препятствия [13–15, 18, 19].

Отрыв потока на поверхности тел обтекания происходит под действием положительного градиента давления и сил вязкости. При отсутствии одного из этих факторов поток не отрывается. В точке отрыва, где силы вязкости исчезают, напряжение трения обращается в нуль. За точкой отрыва профиль скорости имеет точку перегиба. Это явление обусловлено связью, существующей между градиентом давления вдоль стенки и градиентом скорости по нормали к стенке [18, 20].

При обтекании препятствия происходит отрыв пограничного слоя, и за препятствием формируется рециркуляционное течение. На границе взаимодействия набегающего потока с течением в рециркуляционной зоне развивается свободный сдвиговый слой или слой смешения. Этот слой с удалением от препятствия расширяется в результате развития в нем турбулентности. В случае пристеночных отрывов расширение слоя смешения и отклонение потока в сторону приводят к его присоединению к стенке. Линия, начинающаяся в точке отрыва и соединяющая точки с нулевой скоростью внутри вязкого слоя, отошедшего от обтекаемой стенки и заканчивающаяся в точке присоединения, представляет собой линию нулевой скорости. В зоне присоединения происходит раздвоение потока, часть которого из-за недостатка энергии на преодоление градиента давления поворачивает назад к препятствию и компенсирует захват жидкости из рециркуляционной зоны через нижнюю границу слоя смешения. Другая же часть жидкости следует по потоку и участвует в формировании нового пограничного слоя. Таким образом, между сдвиговым слоем и стенкой цилиндра образуется замкнутый контур течения. Другой контур цир-

куляции противоположного направления формируется в угловой области между препятствием и поверхностью цилиндра [19, 21, 22].

В данных исследованиях в зависимости от местоположений датчиков и препятствия пульсации пристеночного давления регистрировались в области ближнего и дальнего следов препятствия. Измерения проводились в четырех местах расположения препятствий по длине цилиндра при двух значениях скорости обтекания. Для определения изменений в структуре пограничного слоя и в характеристиках пульсаций пристеночного давления на цилиндре чередовались измерения, проводимые по специально разработанной методике на цилиндрической модели как с препятствиями, так и без них. Особое внимание уделялось определению интервалов релаксации возмущений, вносимых препятствием в пограничный слой. Измерительная секция была расположена на достаточном удалении от носовой части модели, что давало основание считать пренебрежимо малым влияние возмущений, возникающих в начале цилиндра.

Основные условия проведения экспериментов были таковы: скорость обтекания U_∞ равнялась 3.0 и 5.0 м/с, глубина буксировки цилиндра $H=1.2$ м, длина и диаметр цилиндра – 20 м и $29 \cdot 10^{-3}$ м соответственно. Эффективный диаметр чувствительной поверхности датчиков пульсаций давления $d_s=1.6 \cdot 10^{-3}$ м. Относительные координаты установки датчиков пульсаций давления по образующей цилиндра (L_s/L) составляли 0.260, 0.291, 0.350, 0.351, 0.352, 0.353, 0.357, 0.366, 0.385, 0.410, 0.415, 0.445 и 0.475, а по образующей кольцевых препятствий (L_x/L) – 0.259, 0.290, 0.349 и 0.414. Здесь L – полная длина цилиндрической модели. Ниже приведены расчетные значения характеристик турбулентного пограничного слоя и обтекаемых препятствий: $q=\rho U_\infty^2/2=4.5 \cdot 10^3$ Па и $12.5 \cdot 10^3$ Па, $Re_a=aU_\infty/\nu=4.3 \cdot 10^4$ и $7.2 \cdot 10^4$, $\delta/a=2.27 \div 3.43$, $u_\tau/U_\infty=3.18 \div 3.77$, $C_f=\tau_w/q=(2.01 \div 2.82) \cdot 10^{-3}$, $d^+=du_\tau/\nu=160 \div 1004$, $Re_x=xU_\infty/\nu=(1.54 \div 4.7) \cdot 10^7$.

Обработка и анализ результатов измерений проводились с использованием специализированных и универсальных вычислительных комплексов, а также контрольно-измерительной и анализирующей аппаратуры фирм Брюль и Кьер (Дания) и Николет (Франция).

Погрешности измерений, определенные посредством соответствующего аппарата теории вероятности и математической статистики с достоверностью 0.95, не превышали 10÷15 % для интегральных или осредненных характеристик, а для

спектральных зависимостей – не более 1÷2 дБ во всем исследуемом диапазоне частот 2÷12500 Гц.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Поле пульсаций давления на обтекаемой поверхности под турбулентным пограничным слоем представляет собой стохастический в пространстве и времени процесс, для описания которого могут быть использованы методы математической статистики и теории случайных процессов [2, 23, 24]. Наличие ансамбля датчиков, установленных на поверхности цилиндра, позволяет найти одномерные и взаимные статистические характеристики поля пульсаций пристеночного давления.

Для определения основных свойств случайных процессов часто используют четыре одномерные (одноточечные) статистические функции: среднее значение квадрата случайного процесса; плотность его распределения; автокорреляционную функцию и спектральную плотность мощности или энергии.

Среднее значение квадрата пульсаций давления, являясь интегральной характеристикой, дает элементарное представление об интенсивности случайного процесса.

Плотность распределения пульсаций пристеночного давления определяет вероятность того, что значения пульсаций в произвольный момент времени будут заключены в определенном численном интервале. Знание плотности распределения случайной величины дает информацию об амплитудных особенностях изучаемого процесса. Оно позволяет определить коэффициенты асимметрии и эксцесса (статистические моменты третьего и четвертого порядков), а также оценить возможность использования для описания случайного процесса одного из классических видов распределения: дискретное, гармоническое, гауссовское (нормальное), рэлеевское, максвелловское и т. п. Как следствие, появляется возможность определить основные требования к проведению экспериментов и выбрать адекватные методы обработки экспериментальных данных. В наших исследованиях пульсации пристеночного давления на поверхности осесимметрично обтекаемого гладкого цилиндра подчинялись закону распределения вероятности, близкому к гауссовскому, хотя и с незначительными отклонениями в коэффициентах асимметрии и эксцесса [25, 26].

Что касается автокорреляционной функции и спектральной плотности, то они дают аналогичную друг другу информацию о поле пульсаций пристеночного давления турбулентного пограни-

чного слоя во временной и частотной областях соответственно, поскольку связаны между собой преобразованием Фурье.

В данной публикации наиболее подробно представлены результаты, касающиеся двух статистических одномерных функций – среднего значения квадрата амплитуды, представляющего собой интегральную или осредненную величину энергии поля пульсаций пристеночного давления, и функции спектральной плотности мощности пульсаций давления турбулентного пограничного слоя, образованного на поверхности обтекаемого цилиндра как с кольцевым препятствием, так и без него.

2.1. Интенсивность поля пульсаций пристеночного давления

Интенсивность пульсаций пристеночного давления, выражаемая в его среднеквадратичных значениях $p_{rms} = [\overline{(p')^2}]^{1/2}$, измерялась при обтекании протяженного цилиндра как с кольцевыми препятствиями, так и без них, в различных точках по длине и азимуту цилиндра. При осесимметричном обтекании гладкого цилиндра, в пределах точности измерений, интенсивность пульсаций пристеночного давления по окружности и длине модели во всем исследуемом диапазоне частот практически не изменялась. Как было установлено в [17,27] изменения в значениях среднеквадратичных величин наблюдаются в зависимости от скорости обтекания, диаметра чувствительной поверхности датчиков, а также от частотного диапазона измерений.

Установка кольцевого препятствия в турбулентный пограничный слой, образованный при осесимметричном обтекании протяженного цилиндра, приводит к возрастанию уровней пульсаций пристеночного давления и его спектральных составляющих. Гидродинамический коэффициент (p_{rms}/q), отражающий степень преобразования кинетической энергии набегающего потока в пульсационную энергию пристеночного давления в зависимости от расстояния по длине цилиндра, для кольцевых препятствий диаметра 1.5 и 3.0 мм представлен на рис. 2. Для большей наглядности результаты измерений представлены как в толщинах вытеснения пограничного слоя (см. рис. 2, а), так и в диаметрах препятствия (см. рис. 2, б). Эти данные получены для скорости обтекания $U_\infty = 3.0$ м/с. Положение препятствия соответствует безразмерной координате $L_x/L = 0.349$, а кривизна поверхности цилиндра $\delta/a = 3.04$. При этом характерные числа Рейнольдса составляли $Re_x = 2.1 \cdot 10^7$ и $Re_a = 4.3 \cdot 10^4$.

Кривая 1 на рис. 2 получена для препятствия с $d^+ = 162$, а кривая 2 – с $d^+ = 324$. В ближней зоне препятствия интенсивность пульсаций давления возрастает, по сравнению со случаем гладкого цилиндра. Интенсификация возмущений в поле пульсаций давления особенно заметна для препятствия большего диаметра. Установка кольцевого препятствия во внутреннюю область пограничного слоя, обычно составляющую порядка 20 % его толщины, приводит к росту пульсаций давления за препятствием. Обращает на себя внимание довольно существенное различие в возмущающем действии кольца. Для кольца диаметром 3.0 мм интенсивность пульсаций давления в ближнем следе возрастает на величину порядка 17 дБ. Кольцо диаметром 1.5 мм вносит существенно меньше возмущений. С удалением от препятствий возмущающее влияние колец ослабевает. На расстоянии порядка двадцати толщин вытеснения пограничного слоя возмущения, внесенные кольцом с $d/\delta^* = 0.032$, уже практически затухают. Для кольца с $d/\delta^* = 0.442$ заметное возмущение течения наблюдается вплоть до расстояния порядка семидесяти толщин вытеснения пограничного слоя (ста диаметров кольца). Зона особо интенсивного возбуждения пульсаций давления локализована за препятствием на расстоянии порядка шести толщин вытеснения пограничного слоя.

На рис. 3 показано относительное изменение среднеквадратичных значений пульсаций давления, по сравнению с естественно развитым пограничным слоем на цилиндре (параметры такого пограничного слоя обозначены индексом “0”). В отличие от рис. 2, здесь приведены зависимости для двух скоростей обтекания цилиндра: $U_\infty = 3.0$ и 5.0 м/с. На рис. 3, а представлены степени нарастания интенсивности пульсаций давления в зависимости от диаметра кольца для различных удалений датчика от этого препятствия по длине цилиндра. Значения x^+ и d^+ безразмерены по внутренним переменным u_τ и ν . На этом рисунке показаны зависимости $p_{rms}/(p_{rms})_0$ от d^+ для кольцевых препятствий, диаметр которых не превышает толщины логарифмической области пограничного слоя ($y^+ \leq 1000$). Кривая 1 соответствует $x^+ = 648$, кривая 2 – $x^+ = 1727$, кривая 3 – $x^+ = 3346$, кривая 4 – $x^+ = 974$ и кривая 5 – $x^+ = 2598$. Кроме того, для кривых 1–3 $U_\infty = 3.0$ м/с, а для кривых 4 и 5 – $U_\infty = 5.0$ м/с.

С ростом диаметра препятствия турбулентный пограничный слой насыщается энергосодержащими вихревыми системами и интенсивность пульсаций давления за ним возрастает. С увеличением расстояния от этих препятствий вдоль образу-

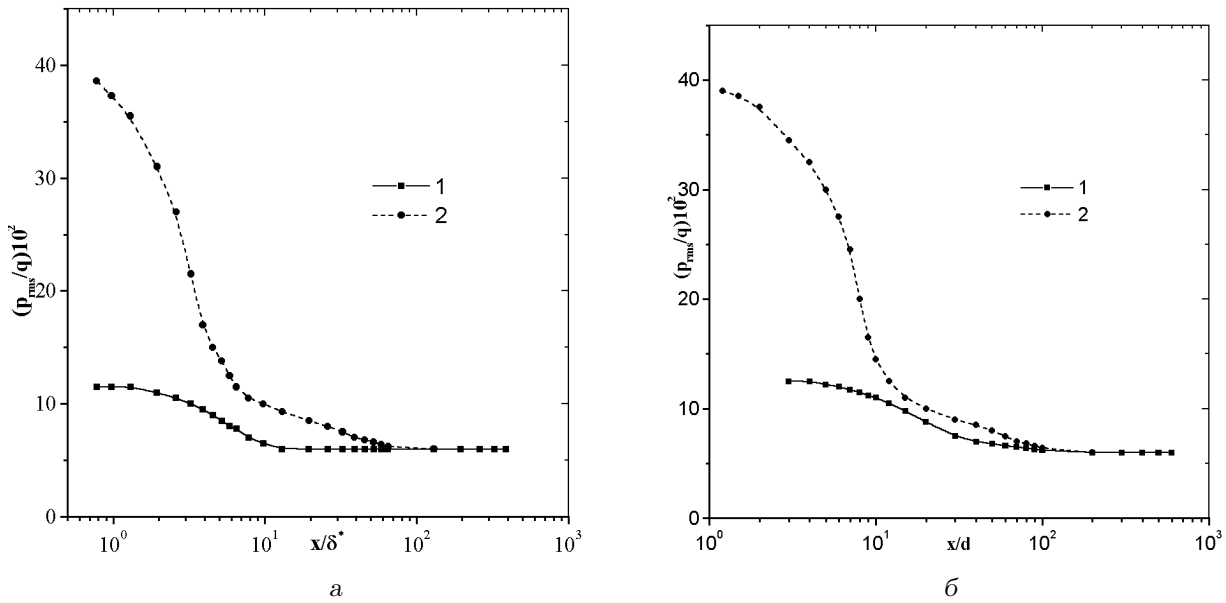


Рис. 2. Гидродинамический коэффициент пульсаций пристеночного давления за кольцевым препятствием на поверхности цилиндра

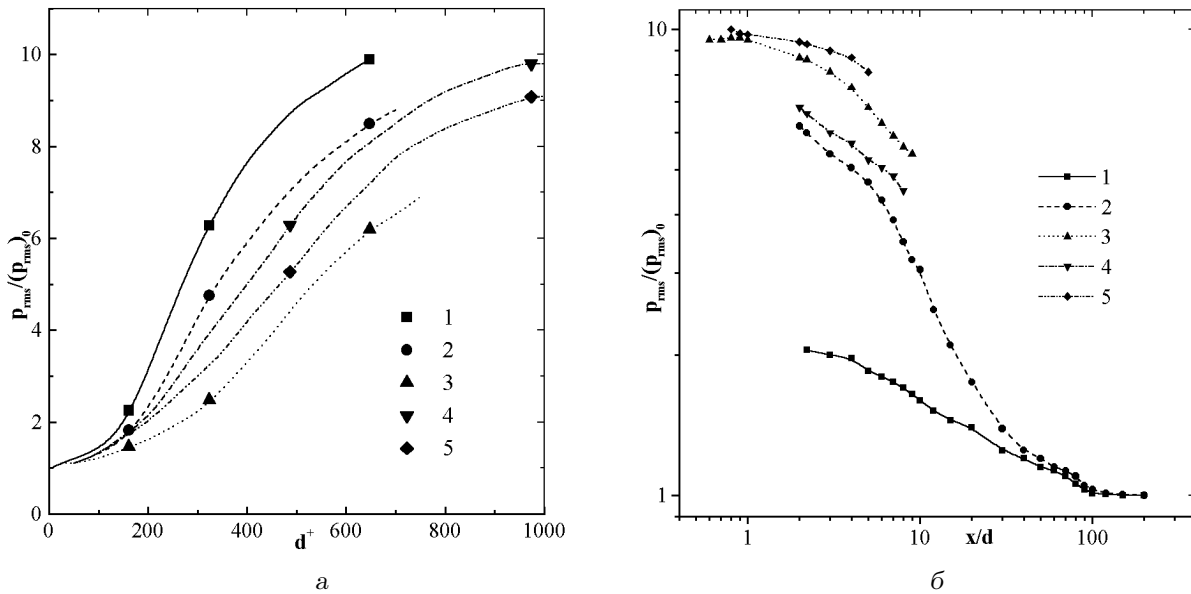


Рис. 3. Относительные изменения интенсивности пульсаций пристеночного давления за препятствием, по сравнению с естественно развитым турбулентным пограничным слоем на продольно обтекаемом цилиндре

ющей цилиндра разница в интенсивностях пульсаций давления убывает для обеих скоростей обтекания. Следует также отметить, что темп нарастания относительных интенсивностей пульсаций давления в районе удаления от препятствия, соответствующего 1000 длин вязкости, при $U_\infty = 3.0$ м/с оказывается несколько выше, чем

при $U_\infty = 5.0$ м/с (ср. кривые 1, 2 и 4). При $x^+ \sim 2500$ этот темп, практически, одинаков (ср. кривые 3 и 5). Из рис. 3 следует, что для кольцевых препятствий, вносящих изменения в структуру пограничного слоя в его пристеночной области, максимальное увеличение относительной интенсивности пульсаций давления достигает 20 дБ.

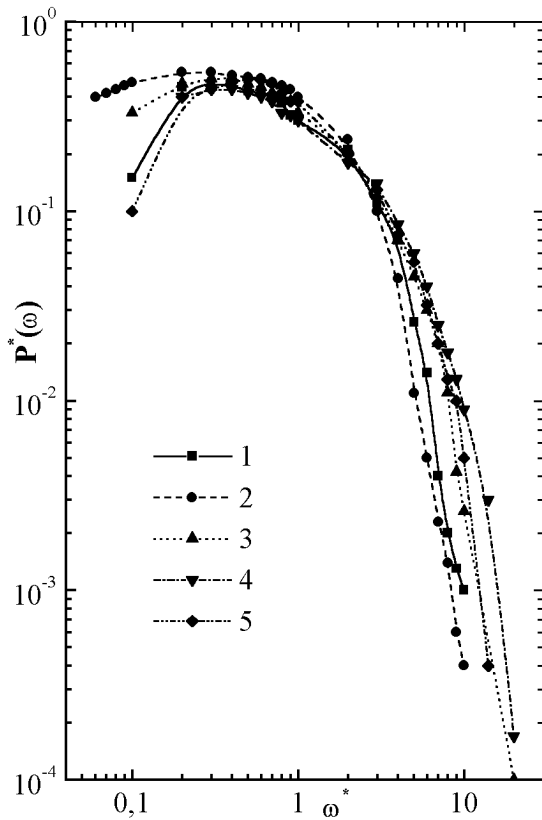


Рис. 4. Спектры псевдозвуковых пульсаций давления турбулентного пограничного слоя на различных телах обтекания

На рис. 3, б кривая 1 соответствует $d^+ = 162$, кривая 2 – $d^+ = 324$, кривая 3 – $d^+ = 648$, кривая 4 – $d^+ = 487$ и кривая 5 – $d^+ = 974$. Как и на рис. 3, а, для кривых 1–3 $U_\infty = 3.0$ м/с, а для кривых 4 и 5 – $U_\infty = 5.0$ м/с. Из графика видно, что, также как и абсолютные величины интенсивностей пульсаций пристеночного давлений (см. рис. 2, б), относительные интенсивности имеют наибольшие значения вблизи кормовой части кольцевых препятствий. Затем они с нарастающим темпом уменьшаются по мере удаления от этих препятствий, постепенно приближаясь к единице в районе $100d$. Таким образом, турбулентный пограничный слой на этом удалении по интенсивности пульсаций пристеночного давления практически восстанавливается. В области ближнего следа относительная интенсивность с удалением от препятствия для скорости 5.0 м/с убывает более плавно, чем для $U_\infty = 3.0$ м/с. Это согласуется с приведенными ранее результатами о разных темпах нарастания относительных интенсивностей пульсаций пристеночного давления в районе $x^+ \simeq 1000$.

Таким образом, установка кольцевого препятствия во внутреннюю область развитого турбулентного пограничного слоя приводит к изменению осредненных характеристик пограничного слоя, что отражается на интенсивностях пульсаций пристеночного давления. Указанные изменения вызывают соответствующие нарушения в статистически определенной структуре турбулентного пограничного слоя. Турбулентный пограничный слой содержит, как минимум, два вида когерентных вихревых систем: мелкомасштабные низкоскоростные высокочастотные пристеночные вихри и крупномасштабные низкочастотные когерентные вихревые структуры, которые обладают большой энергией и высокой конвективной скоростью и охватывают практически весь пограничный слой [8, 11]. Вихревые системы в пограничном слое не существуют обособленно, хотя и занимают определенные области погранслоя. Они взаимодействуют друг с другом, порождаются и разрушаются, имеют определенные времена “жизни”, свои пространственно-временные масштабы. Их кинематические и динамические характеристики определяются с использованием статистических моментов второго и более высоких порядков.

2.2. Одномерные спектральные плотности мощности

При оценке условий работы приемных элементов гидроакустической аппаратуры важное значение имеют данные о спектральной плотности мощности турбулентных пульсаций давления на обтекаемой поверхности. Для рассматриваемых случаев обтекания цилиндра результаты измерения этой величины представлены на рис. 4. Спектральные плотности обезразмерены по внешним переменным – $P^*(\omega) = P(\omega)U_\infty / (p_{rms}^2 \delta^*)$ – и даны как функции безразмерной частоты $\omega^* = \omega \delta^* / U_\infty$. Экспериментальные данные для жесткого цилиндра с кривизной $\delta/a = 4.81$, полученные в работе [28], представлены кривой 1. Они соответствуют числу Рейнольдса $Re_\theta = \theta U_\infty / \nu = 2530$, определенному по толщине потери импульса θ с помощью утопленного под обтекаемую поверхность микрофона с диаметром отверстия $d_S^+ = d_S u_\tau / \nu = 22$. Кривыми 2 и 3 представлены результаты измерений на плоской пластине (см. [29, 30]) при числах Рейнольдса $Re_\theta = 3386$ и 7076 соответственно. Диаметры отверстий d_S^+ , под которыми располагались приемные микрофоны, равнялись соответственно 33 (кривая 2) и 26.2 (кривая 3). Все эти эксперименты проведены в аэродинамических трубах. Кривые 4 и 5 соответствуют экспериментальным

результатам, полученным нами при числах Рейнольдса $Re_\theta = 17800$ и 24300 . Кривизна поверхности цилиндра составляла $\delta/a = 3.04$ и 2.49 , а относительный диаметр датчиков, установленных заподлицо с обтекаемой поверхностью, $d_S^+ = 170$ и 260 .

Сравнение данных для пластины и цилиндров указывает на то, что наличие поперечной кривизны обтекаемой поверхности приводит к снижению уровней пульсаций давления в области низких частот и повышению их в высокочастотной области спектра. Как отмечалось в [28, 31], с ростом относительной толщины пограничного слоя δ/a , особенно когда радиус цилиндра мал, профиль средней скорости становится более заполненным и масштабы когерентных вихревых структур, образующих пульсационные поля, уменьшаются. В этом случае пограничный слой насыщается мелкомасштабными высокочастотными вихревыми структурами. Когерентные вихревые системы становятся более вытянутыми в продольном направлении, чем в случае обтекания плоской пластины [4, 6].

Из рис. 4 следует, что пограничный слой на цилиндре более насыщен мелкомасштабными давлениеобразующими системами, чем на жестком цилиндре, а тем более, чем на пластине. С увеличением скорости обтекания цилиндра происходит нарастание энергии пульсаций давления в низкочастотной области спектра и убывание ее в высокочастотной. Кроме того, в наших измерениях возрос безразмерный диаметр чувствительной поверхности датчика пульсаций давления с 170 до 260 длин вязкости, что означает увеличение интегрирующей способности датчиков (эффект волнового фильтрации чувствительной поверхностью [5, 32]).

Для оценки удельного вклада частотных компонент в общую энергию поля пульсаций давления турбулентного пограничного слоя используют функцию первого момента спектральной плотности $\omega P(\omega)/p_{rms}^2 = f(\omega^*)$, отображенную на рис. 5. Здесь представлены данные для тех же экспериментов, что и на рис. 4 с теми же обозначениями для кривых. При таком представлении площадь под любой из кривых во всем исследуемом частотном диапазоне равна единице. Наиболее важным при анализе этих кривых является ширина частотных полос, в которых сосредоточена полная энергия поля пульсаций давления. Когда значения $\omega P(\omega)/p_{rms}^2$ на низких и высоких частотах стремятся к нулю, то в полной энергии пульсаций давления учитываются все энергонесущие вихревые системы, присущие исследуемому турбулентному

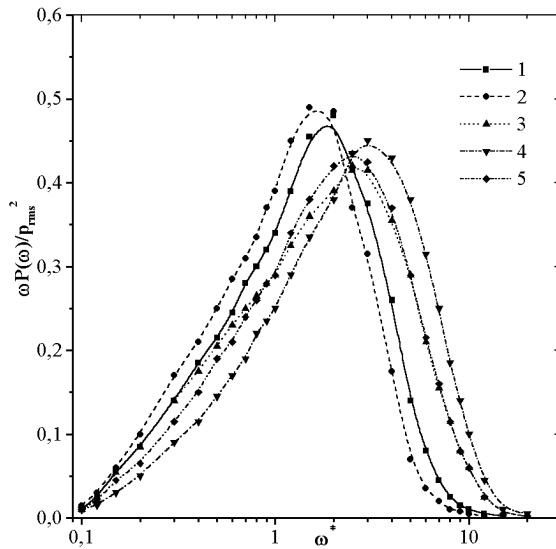


Рис. 5. Первый момент спектральной плотности мощности пульсаций давления для различных тел обтекания

пограничному слою [28, 30].

При рассмотрении рис. 5, прежде всего следует отметить отличие результатов, соответствующих цилиндру (кривая 1) и пластине (кривая 2). По мнению авторов работы [28], такая разница объясняется влиянием кривизны. С нашей точки зрения, таким влиянием можно объяснить различия лишь в области относительно низких частот, поскольку пограничный слой на тонком цилиндре менее насыщен крупномасштабными низкочастотными образованиями. В высокочастотной области более важным является отличие в относительных размерах датчиков. Большой датчик обладает большим интегрирующим эффектом. Наблюдаемые же различия в высокочастотной области можно объяснить за счет волнового или пространственного фильтрации пульсаций давления приемником. Несмотря на то, что в наших измерениях физический размер датчика оставался постоянным, во внутренних переменных безразмерные диаметры датчиков d_S^+ изменялись от 170 до 260 (см. кривые 4 и 5).

Изменения спектральных плотностей мощности псевдозвуковой составляющей гидродинамического шума, вызванные установкой кольцевого препятствия на обтекаемую поверхность цилиндра, представлены на рис. 6 и 7. Результаты получены для гибкого цилиндра поперечной кривизны $\delta/a = 3.04$ при числах Рейнольдса по его длине $Re_x = xU_\infty/\nu = (2.1 \div 2.2) \cdot 10^7$ и радиусу $Re_a = aU_\infty/\nu = 4.3 \cdot 10^4$.

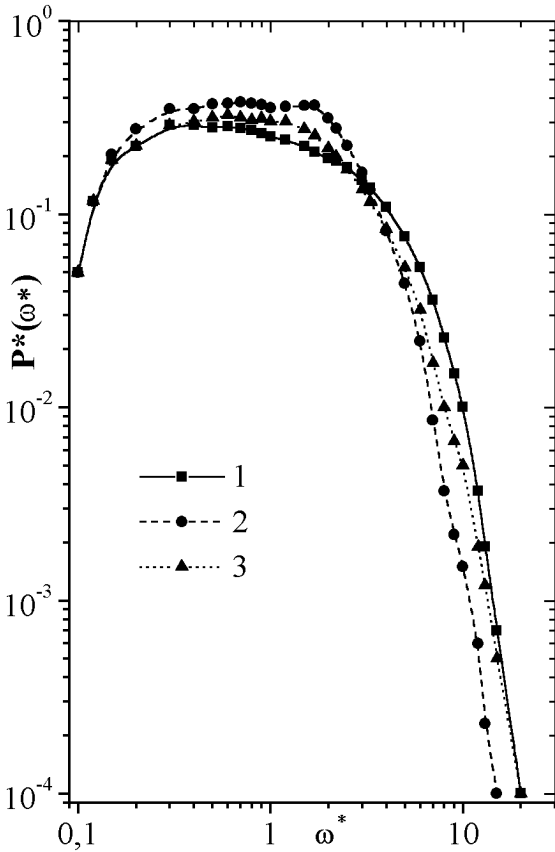


Рис. 6. Спектральные плотности мощности пульсаций давления в кормовой части кольцевого препятствия $d^+ = 162$

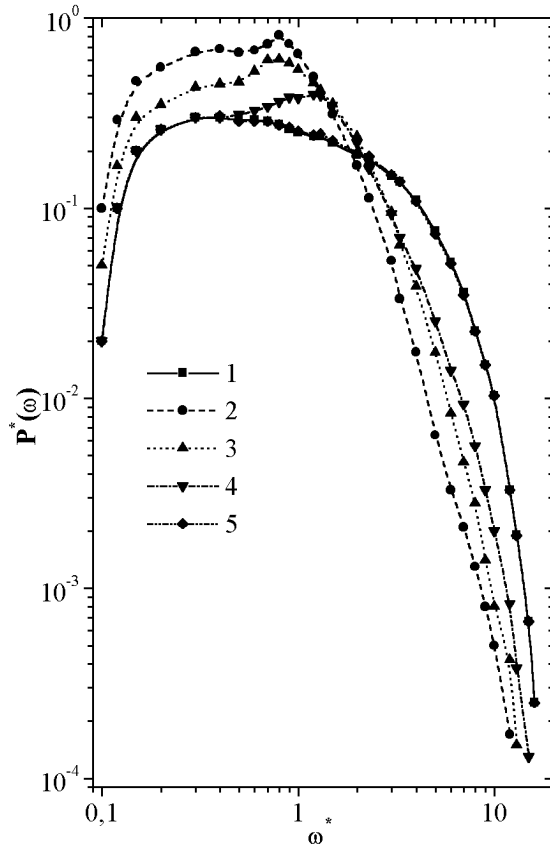


Рис. 7. Спектральные плотности мощности пульсаций давления за препятствием диаметра $d^+ = 324$

Рис. 6 иллюстрирует данные для кольцевого препятствия с диаметром $d^+ = 162$. Кривой 1 представлены измерения на осесимметрично обтекаемом цилиндре без препятствия. Удаление датчика пульсаций давления от начала цилиндра вдоль образующей составляло $L_s/L = 0.350$. Кривые 2 и 3 получены при местоположениях датчика за кольцевым препятствием $x/d = 4$ и $x/d = 21$ соответственно. При этом само препятствие устанавливалось на удалении $L_x/L = 0.349$.

Как видно из рисунка, наличие препятствия в пограничном слое обтекаемого цилиндра изменяет его структуру. Турбулентный пограничный слой за препятствием насыщается крупномасштабными низкочастотными вихревыми системами, а вклад высокочастотных мелкомасштабных вихрей убывает. С приближением датчиков к препятствию эта тенденция проявляется более четко. Максимальное изменение спектральных составляющих обнаружено на частотах $(1.5 \div 2.0)\omega^*$. Этот диапазон соответствует частотам срыва вихревых систем с поперечно обтекаемого препятствия на

цилиндре. На частоте срыва вихрей безразмерная спектральная плотность мощности пульсаций пристеночного давления за препятствием при $x/d = 4$ в 1.7 раз возрастает, по сравнению с турбулентным пограничным слоем на гибком цилиндре без препятствия. Если учесть тот факт, что среднеквадратичное значение пульсаций давления в этом месте в два раза выше, чем при отсутствии препятствия (см. рис. 3, б), то абсолютная величина пульсаций давления оказывается в 2.6 раза выше, чем для естественно развитого пограничного слоя. При $x/d = 97$ спектральные плотности практически идентичны значениям, соответствующим обтеканию гладкого цилиндра без препятствия.

Обезразмеренная внешними переменными спектральная плотность мощности пульсаций давления, измеренная при установке препятствия диаметра $d^+ = 324$ на удалении $L_x/L = 0.349$, показана на рис. 7. Кривая 1 представляет измерения на цилиндре без препятствия при $L_s/L = 0.350$. Кривые 2–5 получены при $x/d = 2, 5, 17$ и 107 соответственно.

Нетрудно заметить, что в турбулентном пограничном слое происходит трансформация крупномасштабных когерентных вихревых систем в мелкомасштабные вихри, что сильнее проявляется с удалением датчика от препятствия. Максимум роста спектральной плотности мощности обнаружен на частотах отрыва вихрей. Наибольший уровень спектральных составляющих в точке $x/d=2$ (кривая 2) наблюдается при $\omega^*=0.8$ и, с учетом разницы в среднеквадратичных значениях, более, чем на порядок, превышает уровень пульсаций давления без препятствия. Из рис. 7 следует, что при удалении от препятствия значение максимальной энергии поля пульсаций давления на стенке убывает и смещается в высокочастотную область, приближаясь к $\omega^* \approx 1.0$ (см., например, кривую 4 для $x/d=17$). При удалении датчика на расстояние $x/d=107$ от препятствия спектры мощности во всем исследуемом частотном диапазоне подобны спектрам на соосно обтекаемом гибком цилиндре без препятствия. Такие же результаты были получены и при $d^+=162$, $x/d=97$. Это отражается и в интегральных характеристиках поля пульсаций давления при $x/d \sim 100$ (см. рис. 2, б и 3, б). Установка кольцевого препятствия во внутреннюю область турбулентного пограничного слоя цилиндра изменяет спектральные плотности мощности пульсаций давления на стенке этого цилиндра за препятствием на расстояниях, не превышающих ста его диаметров. Далее вдоль цилиндра энергия турбулентных пульсаций восстанавливается и соответствует условиям естественного обтекания цилиндра без препятствия.

Относительный вклад отдельных частотных компонент в полную энергию пульсаций давления при использовании кольцевых препятствий показан на рис. 8 и 9. На рис. 8 представлены результаты для препятствия диаметром $d^+=162$ и условий обтекания цилиндра, которые соответствуют рис. 6. Кривая 1 получена при обтекании гладкого цилиндра без препятствия, а кривые 2–5 – для $x/d=4, 11, 21$ и 97 соответственно. Из рисунка видно, что наибольший вклад в энергию пульсаций давления вносят вихревые структуры, соответствующие частоте срыва вихрей с поперечно обтекаемого препятствия. С приближением к препятствию их вклад становится более узкополосным в частотном диапазоне, главным образом за счет убывания высокочастотной части спектра, а амплитуда на частоте $\omega^* \approx 2.0$ при этом возрастает. С удалением от препятствия вклад в полную энергию наиболее энергонесущих источников пульсаций давления уменьшается и смещается в сторону более высоких частот. Наряду с

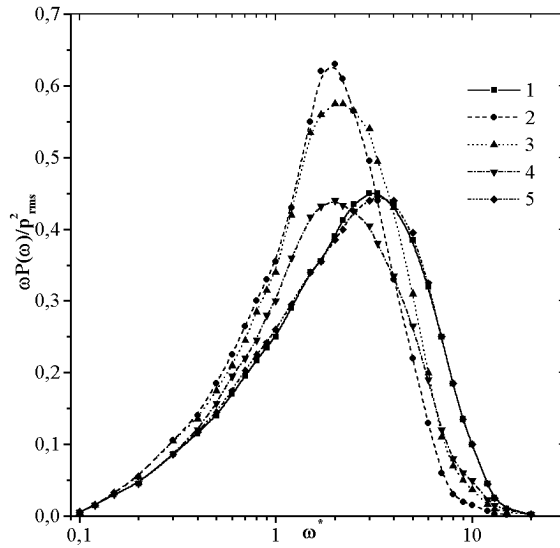


Рис. 8. Удельный вклад частотных компонент в полную энергию псевдозвуковых пульсаций давления за поперечно обтекаемым препятствием диаметра $d^+=162$

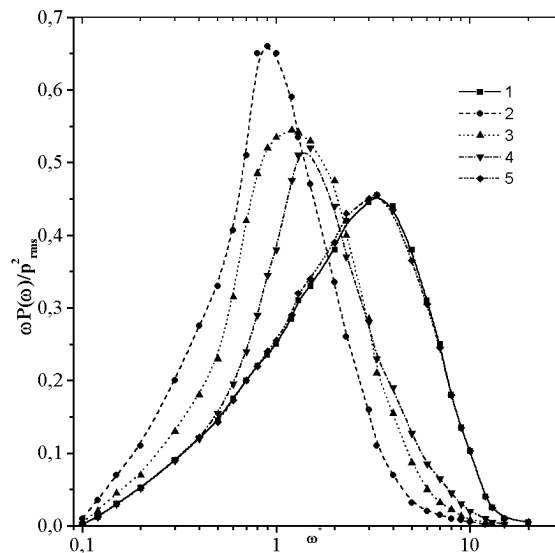


Рис. 9. То же, что и на рис. 8, но для диаметра препятствия $d^+=324$

этим, за счет распада крупномасштабных вихревых систем, турбулентный пограничный слой насыщается мелкомасштабными вихрями (снижается вклад низкочастотных компонент в полную энергию). При увеличении расстояния от препятствия значения $\omega P(\omega)/p_{rms}^2$ для кривых 1 и 5 становятся практически одинаковыми. Это и определяет пространственный интервал восстановления

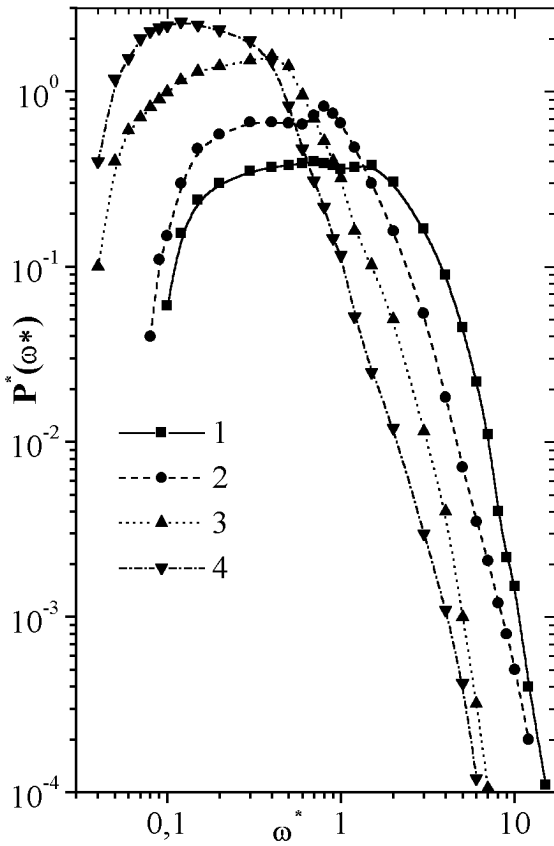


Рис. 10. Спектральные плотности мощности пульсаций пристеночного давления в ближнем следе за кольцевым препятствием

нарушенного препятствием пограничного слоя.

На рис. 9 представлены результаты для препятствия большего диаметра (обозначения кривых соответствуют рис. 7). Здесь видны существенные изменения в пограничном слое, проявляющиеся в значительном возрастании амплитуд спектральных составляющих пульсаций давления энергонесущих вихревых систем, которые обуславливают вклад на частотах порядка $\omega^* \approx 1.0$ с уменьшением доли высокочастотных компонент (особенно в ближнем следе препятствия). Наряду с этим, сужается частотный диапазон энергонесущих вихревых систем, а экстремум спектра смещается в область низких частот. Основной вклад в полную энергию пульсаций давления турбулентного пограничного слоя на цилиндре вносят давлениеобразующие вихревые системы на частотах $0.2 \leq \omega \delta^*/U_\infty \leq 12$ при $\omega P(\omega)/p_{rms}^2$, превышающем 0.05, для $x/d=107$ или для обтекания цилиндра без препятствия (максимум спектра при $\omega^* \approx 3.5$). При $x/d=2$ частотный диапазон энергосодержащих вихрей соответствует значениям $0.15 \leq \omega^* \leq 4.3$ (максимум спе-

ктра при $\omega^* \approx 0.9$).

Из представленных результатов можно сделать вывод о том, что наибольшие изменения в спектральных плотностях мощности и интенсивностях пульсаций давления происходят в районе ближнего следа препятствия. В связи с этим нами были проведены сопоставительные исследования степени изменения спектральной плотности в области ближнего следа за препятствиями при различных диаметрах препятствий и скоростях обтекания.

На рис. 10 приведены результаты измерения спектральных плотностей мощности пульсаций давления при $L_x/L=0.290$ и $L_s/L=0.291$ для различных d^+ , x/d , Re_x , Re_a . Кривая 1 получена для $d^+=165$, $x/d=4$, $Re_x=1.73 \cdot 10^7$, $Re_a=4.3 \cdot 10^4$; кривая 2 – $d^+=330$, $x/d=2$, $Re_x=1.73 \cdot 10^7$, $Re_a=4.3 \cdot 10^4$; кривая 3 – $d^+=660$, $x/d=1$, $Re_x=1.73 \cdot 10^7$, $Re_a=4.3 \cdot 10^4$; кривая 4 – $d^+=992$, $x/d=1$, $Re_x=2.88 \cdot 10^7$, $Re_a=7.2 \cdot 10^4$. С увеличением диаметра препятствия спектральные плотности мощности пульсаций давления возрастают в низкочастотной области спектра и убывают в высокочастотной. Максимальные значения пульсаций давления растут с увеличением d^+ (кривые 1–3) и смещаются в область более низких частот. С повышением скорости обтекания (кривая 4) в ближнем следе препятствия происходит насыщение турбулентного пограничного слоя энергонесущими низкочастотными вихревыми системами. Наряду с этим, максимум спектральной плотности пульсаций пристеночного давления возрастает и смещается в сторону более низких частот.

Относительное изменение полной энергии псевдозвука в зависимости от частоты в ближнем следе за препятствием представлено на рис. 11. Обозначение кривых здесь такое же, как на рис. 10. Видно, что с ростом d и U_∞ наиболее энергонесущей частью спектра становятся низкочастотные пульсации давления. При этом экстремумы кривых смещаются в область низких частот. Следует отметить, что максимальные значения $\omega P(\omega)/p_{rms}^2$ для всех кривых превышают 0.6, что говорит о наличии узкополосного или явно выраженного источника пульсаций давления при данных условиях обтекания цилиндра. Частоты, на которых кривые достигают своих максимумов, соответствуют частотам срыва вихрей с поперечно обтекаемых локальных препятствий.

Поскольку изменения спектральных составляющих и удельного вклада частотных компонент в полную энергию поля пульсаций давления на обтекаемой поверхности за кольцевым препятствием

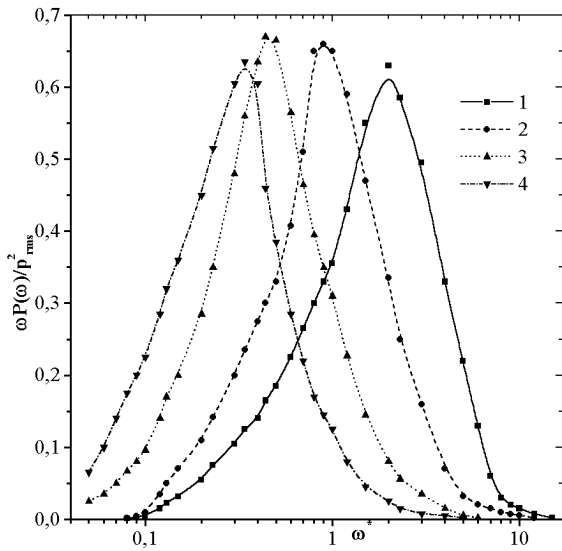


Рис. 11. Первый момент спектральной плотности мощности псевдозвуковых пульсаций давления в ближнем следе кольцевых препятствий

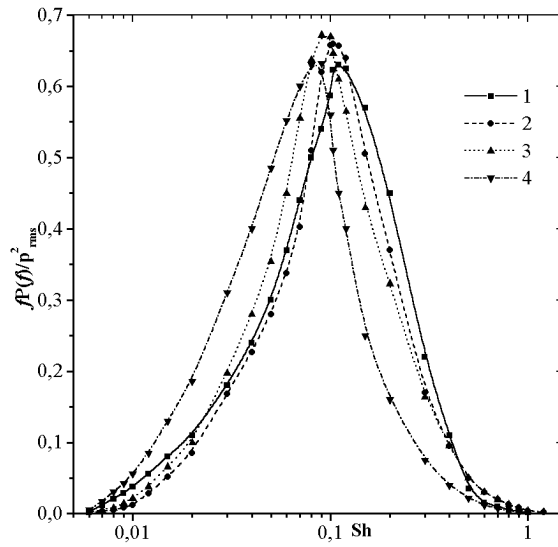


Рис. 12. Первый момент спектральной плотности мощности пульсаций давления в ближнем следе препятствия на цилиндре в зависимости от числа Струхала

зависит, главным образом, от частоты, диаметра препятствия и скорости обтекания, то желательно использовать один из основных критериев подобия для отрывных течений – число Струхала. Этот критерий подобия в гидродинамике применяется при моделировании кинематики периодических процессов обтекания [18, 33].

При осесимметричном обтекании протяженного цилиндра с кольцевым препятствием взаимодействуют два вида течения – турбулентное безотрывное обтекание самого цилиндра и поперечное отрывное обтекание кольцевого препятствия, ограниченного с внутренней стороны поверхностью цилиндра. В эксперименте отрыв потока на препятствии происходил при докритических числах Рейнольдса ($2450 \leq Re_d = d\bar{U}/\nu \leq 21700$), определенных по диаметру препятствий d и среднему значению местной скорости \bar{U} . Среднее значение местной скорости определялось из профиля средней скорости пограничного слоя на осесимметрично обтекаемом цилиндре для координаты, нормальной к поверхности цилиндра, равной диаметру препятствия. Известно, что ввиду поперечной кривизны цилиндра (в местах установки датчиков $2.5 \leq \delta/a \leq 4.5$) профиль скорости на нем более заполнен, по сравнению с профилем на плоской поверхности, при сопоставимом Re_x .

Средние значения местных скоростей определялись из профилей средних скоростей, представленных в работе [34], и составляли $\bar{U}/U_\infty = 0.55$ ($d^+ = 165$), $\bar{U}/U_\infty = 0.61$ ($d^+ = 330$) и $\bar{U}/U_\infty = 0.69$

($d^+ = 660$) для кривых 1–3, а также $\bar{U} = 0.73U_\infty$ ($d^+ = 992$ для кривой 4 (см. рис. 10 и 11)).

С учетом этих средних значений местных скоростей на рис. 12 изображены удельные вклады частотных компонент в полную энергию пульсаций давления $fP(f)/p_{rms}^2$ в области ближнего следа препятствий в зависимости от числа Струхала $Sh = fd/\bar{U}$ для $L_x/L = 0.290$ и $L_s/L = 0.291$ и условий обтекания, соответствующих рис. 11. Кривая 1 соответствует $d^+ = 165$, $x/d = 4$, $Re_d = 2450$; кривая 2 – $d^+ = 330$, $x/d = 2$, $Re_d = 5440$; кривая 3 – $d^+ = 660$, $x/d = 1$, $Re_d = 12300$; кривая 4 – $d^+ = 992$, $x/d = 1$, $Re_d = 21700$. В отличие от рис. 11, все четыре кривые сгруппированы вокруг чисел Струхала $Sh \sim 0.1$, соответствующих частотам отрыва вихревых структур с поперечно обтекаемых кольцевых препятствий. Максимумы всех кривых находятся в интервале $0.088 \leq Sh \leq 0.11$. С увеличением числа Рейнольдса и диаметра препятствия число Струхала убывает.

Спектральная плотность мощности пульсаций пристеночного давления в ближнем следе за препятствием представлена на рис. 13 в виде $P(\omega)\bar{U}/(p_{rms}^2 d)$ как функция числа Струхала Sh для $L_x/L = 0.290$ и $L_s/L = 0.291$ (обозначения кривых и условия обтекания соответствуют рис. 12). Напомним, что кривые 1–3 получены при $Re_x = 1.73 \cdot 10^7$, $Re_a = 4.3 \cdot 10^4$ и $\delta/a = 2.82$, а кривая 4 – $Re_x = 2.88 \cdot 10^7$, $Re_a = 7.2 \cdot 10^4$ и $\delta/a = 2.31$. При сопоставлении рис. 13 и 10 видно, что при

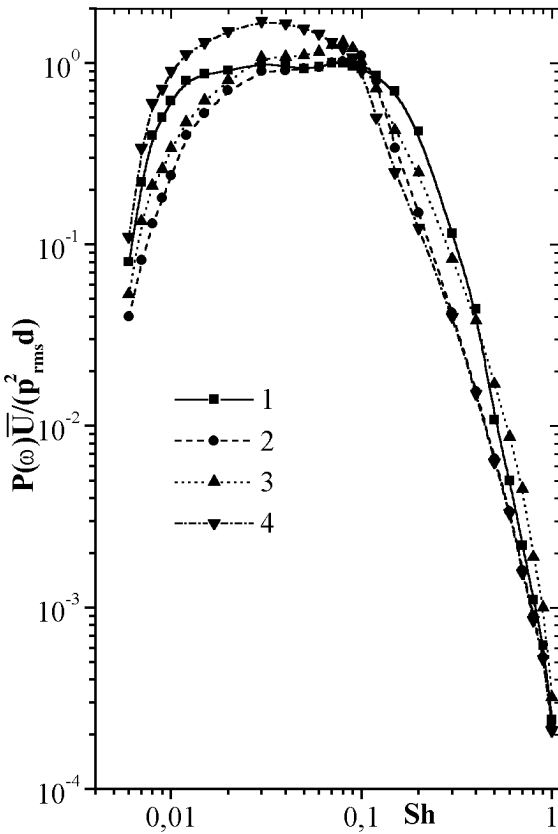


Рис. 13. Спектральные плотности мощности пульсаций пристеночного давления в ближнем следе кольцевых препятствий на цилиндре, обезразмеренные по u и d , в зависимости от числа Струхали

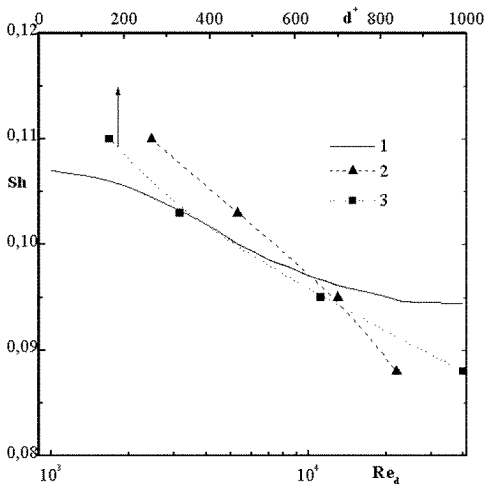


Рис. 14. Число Струхали для докритического режима поперечного обтекания кольцевых препятствий, установленных на соосно обтекаемом протяженном цилиндре

обезразмеривании по d и \bar{U} вместо δ^* и U_∞ все кривые имеют значительно меньший разброс как на высоких, так и на низких частотах. Аналогичная ситуация наблюдается при сопоставлении результатов рис. 11 и 12. Это указывает на то, что представление результатов в зависимости от числа Струхали для отрывных течений на поперечно обтекаемых препятствиях, установленных во внутреннюю область турбулентного пограничного слоя, предпочтительнее производить по внешним переменным \bar{U} и d , вместо δ^* (δ) и U_∞ .

На рис. 14 показана зависимость критерия Струхали от числа Рейнольдса Re_d (кривые 1 и 2) и диаметра кольцевого препятствия, обезразмеренного по внутренней переменной d^+ (кривая 3). Кривая 1 иллюстрирует зависимость $Sh = f(Re_d)$, полученную в работе [33] для докритического поперечного обтекания кругового цилиндра. Поскольку в наших исследованиях происходит односторонний срыв вихрей с препятствия из-за ограниченности кольца изнутри поверхностью цилиндра, на кривой 1 представлены половинные значения числа Струхали, определенного в работе [33]. Максимальное отклонение числа Струхали, полученного нами при $Re_d = 21700$, от половинного числа Струхали, измеренного при поперечном обтекании кругового цилиндра, не превышает 10%. Тенденция поведения числа Струхали с изменением числа Рейнольдса при докритическом режиме обтекания плохо обтекаемого препятствия, по нашим результатам и данным других авторов [33,35], коррелируют между собой. Это указывает на то, что в рассматриваемых условиях отрывного течения число Струхали обратно пропорционально числу Рейнольдса, определенному по диаметру препятствия, при вычислении его как по внутренним ($d^+ = du_\tau/\nu$), так и по внешним переменным ($Re_d = d\bar{U}/\nu$).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты экспериментальных исследований позволяют сделать следующие выводы:

1. Установка кольцевого препятствия во внутреннюю область развитого турбулентного пограничного слоя на протяженном продольно обтекаемом цилиндре приводит к изменению структуры всего пограничного слоя. Интенсивность псевдозвука возрастает. Ее величина прямо пропорциональна диаметру препятствия и обратно пропорциональна удалению от него. Для кольцевых препятствий, диаметр которых не превышает 1000 длин вяз-

- кости, интенсивность пульсаций давления повышается на порядок в области ближнего следа. В области дальнего следа на расстоянии, превышающем 100 диаметров препятствия, турбулентный пограничный слой восстанавливается.
2. С увеличением диаметра препятствия и скорости обтекания наблюдается рост низкочастотных спектральных составляющих пульсаций давления и уменьшение высокочастотных. При этом максимальные уровни сдвигаются в область низких частот.
 3. Обнаружено, что наибольший удельный вклад в энергию псевдозвуковых пульсаций давления вносят вихревые системы, порождаемые отрывом пограничного слоя с поверхности поперечно обтекаемого препятствия. С приближением к препятствию с кормовой стороны их вклад становится более узкополосным, за счет уменьшения высокочастотной части спектра. Наряду с этим, спектральные составляющие пульсаций давления на частоте Струхала ($Sh \approx 0.1$) возрастают.
 4. С удалением от препятствия вклад низкочастотных крупномасштабных вихревых структур в полную энергию уменьшается, а его максимум смещается в сторону более высоких частот. Происходит трансформация энергии турбулентности от крупномасштабных систем к мелкомасштабным вихрям.
 5. Для докризисного режима отрывного обтекания препятствия число Струхала обратно пропорционально числу Рейнольдса. Обезразмеривание спектральных плотностей для таких отрывных течений предпочтительно производить по среднему значению местной скорости обтекания и диаметру препятствия, в зависимости от числа Струхала.
 6. Полученные данные могут быть использованы при выборе мест расположения приемных элементов протяженных антенн и при управлении процессами тепло- и массообмена.
1. Bull M. K. Wall-pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers: Some reflections on forty years of research // *Sound Vibr.*– 1996.– **190**, N 3.– P. 299–315.
 2. Смольяков А. В. Вычисление спектров псевдозвуковых флуктуаций пристеночных давлений в турбулентных пограничных слоях // *Акуст. ж.*– 2000.– **46**, N 3.– С. 401–407.
 3. 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.
 4. Snarski S. R., Lueptow R. M. Wall pressure and coherent structures in a turbulent boundary layer on a cylinder in a axial flow // *J. Fluid Mech.*– 1995.– **286**.– P. 137–171.
 5. Keith W. L., Abraham B. M. The influence of convection velocity on the turbulent wall pressure wavenumber-frequency spectrum // *Hydrodynamics.*– Naval Undersea Warfare Center Division Technical Digest, August, 1996.– P. 71–81.
 6. Neves J. C., Moin P., Moser R. D. Effects of convex transverse curvature on wall-bounded turbulence. Part 1. The velocity and vorticity // *J. Fluid Mech.*– 1994.– **272**.– P. 349–381.
 7. Kline S. J., Robinson S. K. Quasi-coherent structures in the turbulent boundary layer. Part 1. Status report on a community-wide summary of the data // *Proc. 1988 Zoran Zaric Memorial Conf. on Near-Wall Turbulence.*– Hemisphere, 1990.– P. 200–217.
 8. Robinson S. K. Coherent motions in the turbulent boundary layer // *Ann. Rev. Fluid Mech.*– 1991.– **23**.– P. 601–639.
 9. Bushnell D. M., Mc Ginley C.B. Turbulence control in wall flows // *Ann. Rev. Fluid Mech.*– 1989.– **21**.– P. 1–20.
 10. Gad-el-Hak M. Interactive control of turbulent boundary layers: A futuristic overview // *AIAA J.*– 1994.– **32**, N 9.– P. 1753–1765.
 11. Lumley J., Blossey P. Control of turbulence // *Ann. Rev. Fluid Mech.*– 1998.– **30**.– P. 311–327.
 12. Maury C., Gardonio P., Elliot S. J. Active control of the flow-induced noise transmitted through a panel // *AIAA J.*– 2001.– **39**, N 10.– P. 1860–1867.
 13. Rockwell D. Vortex-body interactions // *Ann. Rev. Fluid Mech.*– 1998.– **30**.– P. 199–229.
 14. Gad-el-Hak M. Control of low-speed airfoil aerodynamics // *AIAA J.*– 1990.– **28**, N 9.– P. 1537–1552.
 15. Lee J., Sung H. J. Multipoint measurement of wall pressure fluctuations in a separated and reattaching flow over a backward-facing step // *2-nd International Symp., Turbulence and Shear Flow Phenomena: vol. 3.*– Stockholm, 2001.– P. 411–416.
 16. Choi K. S., Fujisawa N. Possibility of drag reduction using d-type roughness // *Further Developments in Turbulence Management* (K. Krishna Prasad, Ed.).– Dordrecht–Boston–London: Kluwer Academic Publisher, 1993.– P. 315–324.
 17. Воскобойник В. А., Макаренков А. П. Спектральные характеристики псевдозвуковой составляющей гидродинамического шума при продольном обтекании гибкого цилиндра // *Акуст. вісн.*– 2000.– **3**, N 2.– С. 32–41.
 18. Чжен П. Отрывные течения: в 3-х томах.– М.: Мир, 1972.– 916 с.
 19. Пядишос А., Шланчяускас А. Турбулентный теплоперенос в пристеночных слоях.– Вильнюс: Моклас, 1987.– 239 с.
 20. Song S., Eaton J. K. Experimental study on non-equilibrium turbulent boundary layer with separation, reattachment, and redevelopment // *2-nd International Symp., Turbulence and Shear Flow Phenomena: vol. 2.*– Stockholm, 2001.– P. 27–31.

21. Baur T., von Lukowicz J., Kongeter J. Quasi-periodic generation of coherent vortical structures behind a surface-mounted obstacle // 2-nd International Symp., Turbulence and Shear Flow Phenomena: vol. 2.– Stockholm, 2001.– P. 301–304.
22. Bailey S. C. C., Kopp G. A., Martinuzzi R. J. The irregular vortex shedding regime for a square cylinder wake near a wall // 2-nd International Symp., Turbulence and Shear Flow Phenomena: vol. 3.– Stockholm, 2001.– P. 101–106.
23. Вентцель Е. С., Овчаров Л. А. Теория случайных процессов и ее инженерные приложения.– М.: Высш. школа, 2000.– 383 с.
24. Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных.– М.: Мир, 1989.– 540 с.
25. Виноградный Г. П., Воскобойник В. А., Гринченко В. Т., Макаренков А. П. Спектральные и корреляционные характеристики турбулентного пограничного слоя на гибком протяженном цилиндре // Изв. АН СССР. МЖГ.– 1989.– N 5.– С. 49–54.
26. Воскобойник В. А., Гринченко В. Т., Макаренков А. П. Корреляционные характеристики поля пульсаций пристеночного давления турбулентного пограничного слоя, образованного при продольном обтекании гибкого цилиндра // Прикл. гидромех.– 2001.– **3(75)**, N 2.– С. 10–14.
27. Воскобойник В. А., Гринченко В. Т., Макаренков А. П. Виброакустические характеристики протяженной антенны, обтекаемой под углом атаки (тезисы) // 5-th Int. Conf. on Vibration Problems ICOVP-2001.– Moscow: IMASH, 2001.– P. 92.
28. Bokde A. L. W., Lueptow R. M., Abraham B. Spanwise structure of wall pressure on a cylinder in axial flow // Phys. Fluids.– 1999.– **11**, N 1.– P. 151–161.
29. Farabee T. M., Casarella M. J. Spectral features of wall pressure fluctuations beneath boundary layers // Phys. Fluids.– 1991.– **3**, N 10.– P. 2410–2420.
30. Gravante S. P., Naguib A. M., Wark C. E., Nagib H. M. Characterization of the pressure fluctuations under a fully developed turbulent boundary layer // AIAA J.– 1998.– **36**, N 10.– P. 1808–1816.
31. Tutty O. R., Price W. G., Parsons A. T. Boundary layer flow on a long thin cylinder // Phys. Fluids.– 2002.– **14**, N 2.– P. 628–637.
32. Lueptow R. M. Transducer resolution and the turbulent wall pressure spectrum // J. Acoust. Soc. Amer.– 1995.– **97**, N 1.– P. 370–378.
33. Девнин С. И. Аэрогидромеханика плохообтекаемых конструкций: Справочник.– Л.: Судостроение, 1983.– 320 с.
34. Воскобойник В. А. Пульсации пристеночного давления турбулентного пограничного слоя, образованного при обтекании гибкого протяженного цилиндра / Дис. канд. техн. наук.– К.: Ин-т гидромех. АН Украины, 1993.– 174 с.
35. Nigim S. H., Koyama H. S., Tathoyh O. Active control of shedding from a cylinder // 2-nd International Symp., Turbulence and Shear Flow Phenomena: vol. 2.– Stockholm, 2001.– P. 437–442.

ПРИЛОЖЕНИЕ. СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- δ – толщина пограничного слоя;
 δ^* – толщина вытеснения;
 θ – толщина потери импульса;
 ν – коэффициент кинематической вязкости;
 ρ – плотность среды;
 τ – касательные напряжения на стенке;
 ω – круговая частота;
 a – радиус несущего цилиндра;
 C_f – коэффициент поверхностного трения;
 d – диаметр кольцевого препятствия;
 d_s – диаметр чувствительной поверхности датчика, отверстия, под которым установлен утопленный датчик пульсаций давления;
 f – частота;
 H – глубина буксировки антенны;
 L – длина несущего цилиндра;
 L_x – расстояние от начала цилиндра до местоположения кольцевого препятствия;
 L_s – расстояние от начала цилиндра до местоположения датчика пульсаций давления на его поверхности в продольном направлении;
 $P(f), P(\omega)$ – спектральная плотность мощности;
 p_{rms} – среднеквадратичное значение пульсаций давления;
 q – скоростной напор;
 Re – число Рейнольдса;
 Sh – число Струхала;
 \bar{U} – среднее значение местной скорости;
 u_τ – динамическая скорость;
 U_∞ – скорость обтекания;
 x – продольная координата от препятствия до датчика вдоль образующей цилиндра;
 y – нормальная к обтекаемой поверхности координата;
 S – датчик пульсаций давления;
 $()'$ – пульсационная составляющая давления;
 $()^+$ – величина, обезразмеренная по внутренним переменным u_τ и ν ;
 $()^*$ – величина, обезразмеренная по внешним переменным U_∞ и δ или δ^* .