

УДК 532.526

**ВИНОГРАДНЫЙ Г. П., ВОСКОВОЙНИК В. А., ГРИНЧЕНКО В. Т.,  
МАКАРЕНКОВ А. П.**

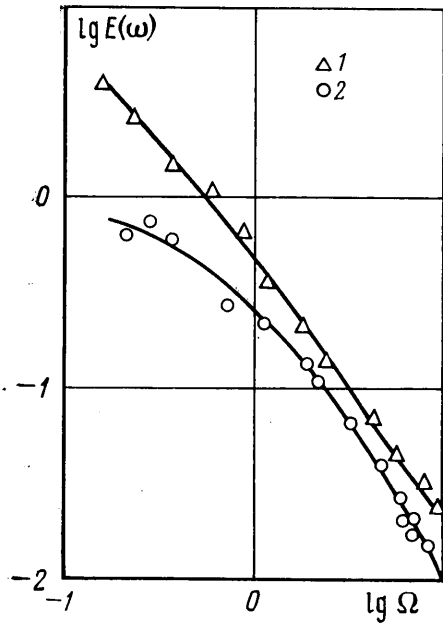
## **СПЕКТРАЛЬНЫЕ И КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА ГИБКОМ ПРОТЯЖЕННОМ ЦИЛИНДРЕ**

В морской геофизической сейсморазведке широко используются буксируемые приемные системы, представляющие собой гибкие протяженные продольно обтекаемые цилиндры, внутри которых располагаются акустические приемники. Пульсации давления пограничного слоя, которые возникают на обтекаемой поверхности этого цилиндра, воспринимаются приемниками как гидродинамическая помеха. Целью работы является изучение энергетических и пространственно-временных характеристик пульсаций давления в турбулентном пограничном слое продольно обтекаемого гибкого протяженного цилиндра. Представлены результаты экспериментальных исследований пульсаций давления на поверхности цилиндра при  $Re_x = (2-4) \cdot 10^7$ , безразмерном диаметре датчиков пульсаций давления  $d_p^+ = d_p u^* / \nu = 500$ , где  $d_p$  — диаметр датчика,  $u^*$  — динамическая скорость,  $\nu$  — коэффициент вязкости, и частотах  $0,023 \leq \Omega \leq 11,259$  ( $\Omega = \omega \delta^* / U_\infty$ ). Обнаружено отличие в спектральных и корреляционных характеристиках пульсаций давления на поверхности гибкого цилиндра от подобных характеристик на жестком цилиндре [1-4].

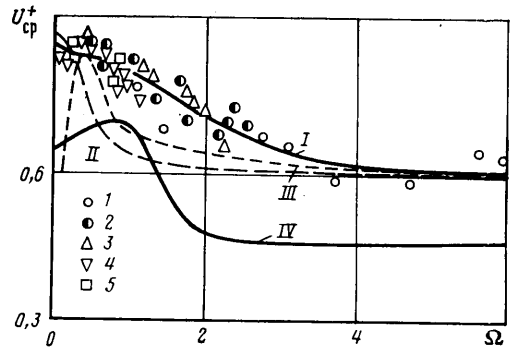
**1. Методика экспериментальных исследований.** Исследования характеристик пульсаций давления на поверхности продольно обтекаемого гибкого протяженного цилиндра выполнялись на специальной модели при буксировании ее с постоянной скоростью. Модель представляла собой секционированный воздухозаполненный гибкий цилиндр большого удлинения (отношение длины цилиндра к его диаметру  $L/d = 930$ ,  $d = 29 \cdot 10^{-3}$  м) с равномерно распределенной положительной плавучестью 0,05 Н/м. В качестве оболочки использовалась эластичная виниловая (ТВ-50) труба с толщиной стенки  $1,1 \cdot 10^{-3}$  м и модулем Юнга  $E = 2,5$  МПа.

Для измерения пульсаций давления в оболочку рабочей секции были вмонтированы цилиндрические металлические вставки длиной  $l/d = 1$  и 2,5, в которых заподлицо с обтекаемой поверхностью были установлены пьезокерамические датчики пульсаций давления с диаметром чувствительной поверхности  $2 \cdot 10^{-3}$  м. В данных измерениях использовались пять датчиков, расположенных по образующей цилиндра. Чувствительность датчиков в ансамбле была в пределах 5-5,5 мкВ/Па. Калибровка датчиков выполнялась методом сравнения с эталонным гидрофоном в звуковом поле, а также абсолютным методом с помощью импульса давления на специальном калибровочном стенде [5]. Погрешности калибровки в звуковом поле  $\pm 1,5$  дБ, на импульсном стенде  $\pm 1$  дБ. С целью уменьшения собственных помех в измерительных трактах первый каскад предварительных усилителей, используемых при измерении пульсаций давления, размещался в модели вблизи датчика. Шероховатости и неровности обтекаемой поверхности в местах установки датчиков измерялись величиной  $k^+ = k u^* / \nu = 12,5$ , где  $k$  — высота шероховатости.

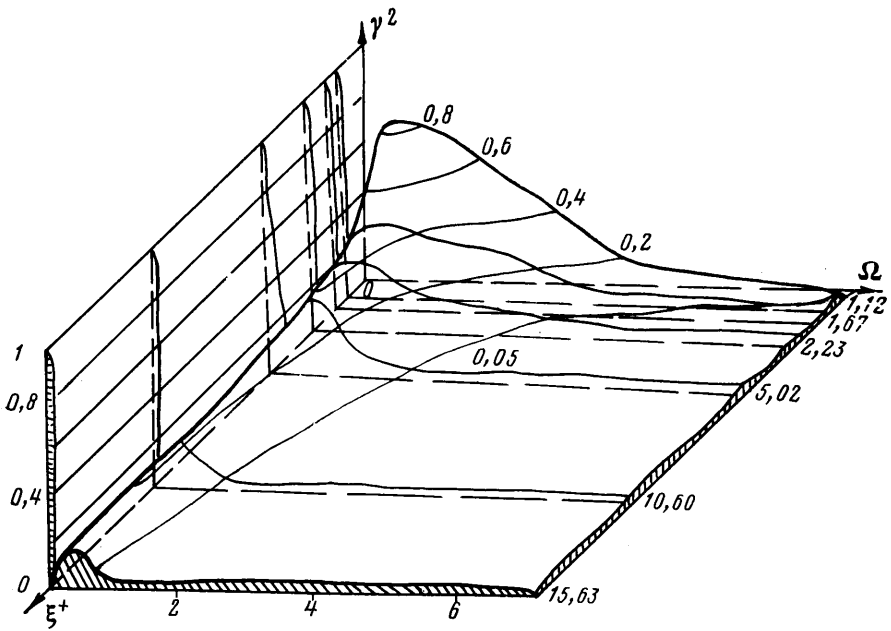
Буксировка модели осуществлялась катером, который с помощью капронового фала длиной 160 м соединялся с катамараном. В кормовой части катамарана, в его диаметральной плоскости, был установлен обтекаемый нож. К ножу крепилась исследуемая модель на глубине 1, 2 м.



Фиг. 1



Фиг. 3



Фиг. 2

Головная часть модели представляла собой полусферу, а кормовая — конус, к которому было присоединено устройство натяжения и стабилизации.

Суммарные уровни внешних шумов в месте расположения модели при ее буксировании были близки к нижней границе превалирующих шумов моря. Сигналы с датчиков регистрировались и обрабатывались с помощью комплекта измерительной аппаратуры фирмы «Брюль и Кьер».

Измерения выполнены при  $Re_x = (2-4) \cdot 10^7$  и температуре воды на рабочей глубине 291 К. При этом параметры турбулентного пограничного слоя,

полученные расчетным путем [2, 3], были такими  $\delta=57,64 \cdot 10^{-3}$  м,  $\delta^*=8,96 \cdot 10^{-3}$  м,  $u^*=0,25$  м/с.

Пространственные разделения  $\xi^+=\xi/\delta^*$  между измерительными точками были равны 1,12; 1,67; 2,23; 5,02; 10,60; 15,63.

**2. Результаты и обсуждение.** В процессе обработки записанной информации определялись среднеквадратичные значения и спектральные уровни пульсаций давления на каждом из датчиков, функции взаимной корреляции, автокорреляционная функция, модуль и фаза взаимного спектра, функции когерентности.

Сравнением спектральных уровней пульсаций давления при различных скоростях обтекания установлено, что на исследуемой гибкой модели уровни пропорциональны скорости в степени 2,5.

Типичные кривые безразмерного энергетического спектра для случая гибкого (настоящие измерения — кривая 1) и жесткого цилиндров (кривая 2) [2] представлены на фиг. 1. Ордината  $E(\omega)$  соответствует величине спектральной плотности, умноженной на скорость обтекания и деленной на квадрат среднеквадратичного значения пульсаций давления и на толщину вытеснения. Как видно, спектральная плотность пульсаций давления на гибком цилиндре в диапазоне частот  $0,23 < \Omega < 2$  существенно выше, чем на жестком цилиндре. Причинами увеличения пульсационной энергии в этой области спектра, по-видимому, может быть наличие более крупномасштабных вихревых структур в турбулентном пограничном слое на гибком цилиндре по сравнению с жестким цилиндром. Наличие шероховатостей на обтекаемой поверхности вносит свой вклад в увеличение спектральных уровней в основном в области высоких частот.

Модуль и фазовый угол взаимного спектра, а также функция когерентности определялись следующим образом:

$$\begin{aligned} |G_{XY}(\omega)| &= \sqrt{C_{XY}^2(\omega) + Q_{XY}^2(\omega)} \\ \theta_{XY}(\omega) &= \arctg \frac{Q_{XY}(\omega)}{C_{XY}(\omega)}, \quad \gamma_{XY}^2(\omega) = \frac{|G_{XY}(\omega)|^2}{G_{XX}(\omega)G_{YY}(\omega)} \end{aligned}$$

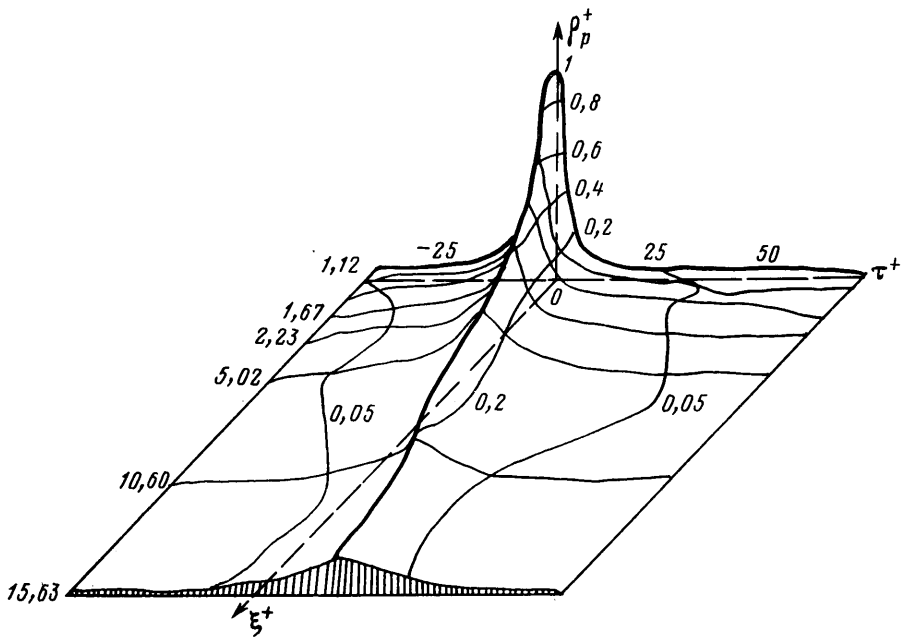
где  $G_{XY}(\omega)$ ,  $G_{XX}(\omega)$ ,  $G_{YY}(\omega)$  — взаимный и собственные спектры,  $Q_{XY}(\omega)$ ,  $C_{XY}(\omega)$  — мнимая и действительные части взаимного спектра.

Как показали исследования, эти спектральные характеристики имеют определенные особенности. На фиг. 2 представлена функция когерентности  $\gamma^2(\omega)$  в зависимости от безразмерной частоты  $\Omega$  и безразмерного пространственного разделения  $\xi^+$ .

В диапазоне очень низких частот  $\Omega < 0,146$  функция когерентности стремится к единице, в то время как фазовый угол близок к нулю. Эта особенность обусловлена вертикальными синфазными колебаниями отрезка цилиндра, где установлены датчики пульсаций давления, которые порождают когерентные флуктуации статического давления на обтекаемой поверхности.

На частотах в окрестности величины  $\Omega=0,146$  значения функции когерентности при всех пространственных разделениях близки к нулю, а фазовый угол изменяется в пределах  $\pm\pi/2$  без определенной закономерности. Это обстоятельство можно трактовать как отсутствие в пограничном слое вихревых структур с масштабами  $\lambda/\delta^* \geq 35,6$ .

Припимаем одну из схематически похожих моделей крупномасштабной организованной структуры [6, 7]. Тогда продольный масштаб вихревых структур турбулентного пограничного слоя будет ограничен расстоянием между всплесками. В качестве периода между всплесками в [8] принято  $T_b N_\infty / \delta \approx 6$ . В случае гибкого цилиндра вихревые структуры с продольным масштабом  $\lambda/\delta^* \geq 35,6$  отсутствуют, следовательно, крупномасштабное движение в турбулентном пограничном слое ограничено размером 5,5 $\delta$ . Эти структуры переносятся с конвективной скоростью порядка  $0,83U_\infty$ , при этом период между всплесками составляет 6,672.



Фиг. 4

Спектральные уровни пульсаций давления в области частот  $0,112 < \Omega < 0,158$  имеют подъем на 3–6 дБ, что может быть связано с присутствием всплесков. Это подтверждает применимость модели крупномасштабной организованной структуры для турбулентного пограничного слоя на гибком продольно обтекаемом цилиндре в плоскости  $XU$ .

При  $\Omega > 0,146$  когерентность имеет подъем, а затем непрерывно убывает с увеличением частоты и пространственного разделения измерительных точек. Фазовый угол монотонно, практически линейно, изменяется с частотой; частотная область такой зависимости уменьшается с увеличением пространственного разделения  $\xi^+$ , ограничиваясь все более низкими частотами. Это свидетельствует о наличии процесса переноса вихревых структур, причем с удалением измерительных точек структуры все большего масштаба успевают диссипировать.

Действительно, минимальный регистрируемый (например, для  $\gamma_{\min}^2(\omega) = 0,05$ ) безразмерный масштаб вихрей  $\lambda/\delta^* \approx 0,5$  при  $\xi^+ = 1,12$ , а при  $\xi^+ = 15,63$  он составляет 6,5. Отсюда следует, что вихревые структуры, порождающие пульсации давления на поверхности, проходят до вырождения путь  $\xi/\lambda = 2,4$ . Это по крайней мере в 2 раза меньше, чем по данным [9], где измерения проводились на плоской жесткой стенке.

Использование зависимостей фазового угла взаимного спектра от частоты позволило определять фазовую конвективную скорость [10, 11] значения которой вычислялись по формуле

$$U_{cp} = \xi / \theta_{XY}'(\omega)$$

где штрих означает производную по  $\omega$ . На фиг. 3 представлена зависимость величины  $U_{cp}^+ = U_{cp}/U_\infty$  в функции безразмерной частоты. Экспериментальные данные I–5 представлены для различных пространственных разделений  $\xi^+ = 1,12; 2,23; 5,02; 10,6; 15,63$ . Кривая I — измерения авторов, II —  $U_{cp}^+ = 0,6 + 0,25 \exp(-2\Omega)$  [4], III — данные [10] (гладкая стенка), IV — из [10] (шероховатая стенка,  $k^+ = 186,8$ ).

Кривая I построена путем осреднения методом максимального правдоподобия экспериментальных данных, полученных из зависимости фазового угла взаимного спектра от частоты. Обработано около 300 экспериментальных точек. Как видно из графика, фазовая конвективная ско-

рость, или скорость переноса вихревых структур в турбулентном пограничном слое на гибком протяженном продольно обтекаемом цилиндре, убывает с ростом частоты. Это указывает на то, что, как известно, мелко-масштабные вихревые структуры, находящиеся ближе к обтекаемой поверхности, имеют меньшие скорости переноса по сравнению с крупномасштабными вихревыми структурами. Турбулентный пограничный слой на гибком цилиндре более насыщен крупномасштабными вихревыми структурами, чем на фюзеляже самолета [4] и на пластине, с гладкой и шероховатой поверхностью [10]. Различие наблюдается в частотном диапазоне  $0,3 < \Omega < 4$ . Поскольку шероховатость поверхности приводит к снижению конвективных скоростей (кривая IV), то относительно низкая шероховатость поверхности гибкого протяженного цилиндра ( $k^+ = 12,5$ ) не оказывает влияния на структуру турбулентного пограничного слоя.

Кроме того, была определена групповая конвективная скорость с помощью функции взаимной корреляции. Корреляционный анализ был выполнен в диапазоне частот  $0,225 \leq \Omega \leq 4,729$ . Зависимость нормированной функции взаимной корреляции [2]

$$\rho_p(\xi, \tau) = \frac{\langle p(X, t) p(X + \xi, t + \tau) \rangle}{\sqrt{\langle p^2(X, t) \rangle \langle p^2(X + \xi, t + \tau) \rangle}}$$

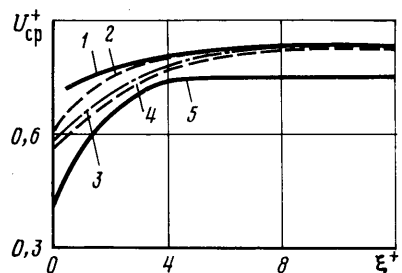
где угловые скобки обозначают осреднение по времени, от безразмерного пространственного разделения  $\xi^+$  и безразмерного времени задержки  $\tau^+$  приведена на фиг. 4 в виде линий равных пространственных разделений  $\xi^+ = \text{const}$  и линий равных корреляций  $\rho_p(\xi, \tau) = \text{const}$  ( $\tau^+ = \tau U_\infty / \delta^*$ ). Как и в случае жесткого цилиндра [2], наблюдается убывание корреляции как во времени, так и в пространстве. Однако вырождение максимальных значений функции корреляции в пространстве (с увеличением расстояния  $\xi^+$ ) на гибком цилиндре происходит несколько медленнее, чем на жестком [2]. По-видимому, это обусловлено смещением энергетики турбулентности пограничного слоя в сторону низких частот (крупномасштабных структур).

Локальная групповая конвективная скорость  $U_{cg}$  определялась по наклону линии в плоскости  $\xi, \tau$ , соединяющей положения максимумов коэффициентов корреляции. Полученные таким образом значения  $U_{cg}^+ = U_{cg} / U_\infty$  для различных  $\xi^+$  представлены на фиг. 5, где 1 — данные авто-ров; 2 — данные [12] для гладкой пластины; 3 — данные [1, 2] для цилиндров  $\delta/a = 2$  и 4; 4 — данные [10] для гладкой пластины; 5 — данные [10] для шероховатой пластины ( $k^+ = 186,8$ ).

Локальная групповая конвективная скорость для гибкого цилиндра на малых разделениях между датчиками пульсаций давления значительно выше, чем для жесткого цилиндра. Это еще раз подтверждает, что на гибком цилиндре турбулентный пограничный слой более насыщен крупномасштабными вихревыми структурами. В свою очередь это приводит к подъему энергетического спектра пульсаций давления на низких частотах (фиг. 1).

Резюмируем изложенные выше результаты экспериментальных исследований пульсаций давления на поверхности гибкого протяженного продольно обтекаемого цилиндра.

Турбулентный пограничный слой на гибком цилиндре более энергонасыщен по сравнению с жестким, и энергия пульсаций давления на поверхности гибкого цилиндра в большей степени, чем на жестком цилиндре, сосредоточена в области низких частот.



Фиг. 5

Продольные корреляции пульсаций давления на гибком цилиндре выше, чем на жестком, что связано с увеличением продольных масштабов вихревых структур [8].

Продольные групповые конвективные скорости на гибком протяженном цилиндре выше, чем на жестком цилиндре, в области малых разделений между датчиками вплоть до  $\xi^+ = 10$ .

Фазовые конвективные скорости на гибком цилиндре выше по сравнению с жестким цилиндром в диапазоне частот  $0,3 < \Omega < 4,0$ .

Турбулентный пограничный слой на гибком цилиндре более насыщен крупномасштабными вихревыми структурами по сравнению с жестким цилиндром.

Вихревые структуры с продольными масштабами  $\lambda/\delta^* > 35,6$  отсутствуют, а структуры с масштабами  $0,5 < \lambda/\delta^* < 35,6$  вырождаются на расстоянии  $\xi/\lambda \approx 2,4$ , т. е. значительно быстрее, чем на плоской жесткой поверхности.

Для турбулентного пограничного слоя на гибком цилиндре в продольной плоскости применима модель крупномасштабной организованной структуры [6, 7]. Время между всплесками  $T_b U_\infty / \delta$  по результатам настоящих измерений составляет 6,672.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Willmarth W. W., Yang C. S. Wall-pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers on a flat plate and a cylinder // J. Fluid Mech. 1970. V. 41. № 1. P. 47–80.
2. Willmarth W. W., Winkel R. E., Sharma L. K., Bogar T. J. Axially symmetric turbulent boundary layers on cylinders: mean velocity profiles and wall pressure fluctuations // J. Fluid. Mech. 1976. V. 76. Pt. 1. P. 35–64.
3. Ходорковский Я. С. Уровень турбулентных помех буксируемых приемных устройств, применяемых в морской сейсморазведке // Сб. науч. тр. Ленингр. кораблестроит. ин-та. 1984. С. 109–113.
4. Ефимцов Б. М., Шубин С. Е. Вероятностные характеристики пульсаций давления пограничного слоя на поверхности самолета // Тр. ЦАГИ. 1975. Вып. 1655. С. 3–14.
5. Виноградный Г. П., Канарский М. В., Макаренко А. П. Устройство для динамической тарировки датчиков давления: А.с. 1029021 СССР // Б. И. 1983. № 5. 47 с.
6. Brown G. L., Thomas A. S. W. Large structure in a turbulent boundary layer // Phys. Fluids. 1977. V. 20. № 10. Pt 2. P. 243–252.
7. Falco R. E. Coherent motions in the outer region of turbulent boundary layers // Phys. Fluids. 1977. V. 20. № 10. Pt 2. P. 124–132.
8. Cantwell B. J. Organized motion in turbulent flow // Annu. Rev. Fluid Mech. Palo Alto, Calif. 1981. V. 13. P. 457–515.
9. Willmarth W. W. Pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers // Annu. Rev. Fluid Mech. V. 7. Palo Alto, Calif. 1975. P. 13–38.
10. Blake W. K. Turbulent boundary-layers wall-pressure fluctuations on smooth and rough walls // J. Fluid. Mech. 1970. V. 44. Pt 4. P. 637–660.
11. Бендат Д., Пирсол А. Применение корреляционного и спектрального анализа: Пер. с англ. М.: Мир, 1983, 311 с.
12. Willmarth W. W., Wooldridge C. E. Measurements of the fluctuating pressure at the wall beneath a thick turbulent boundary layer // J. Fluid Mech. 1962. V. 14. Pt 2. P. 187–210.

Киев

Поступила в редакцию  
19.IV.1988