

УДК 533.9

## ТУРБУЛЕНТНЫЕ СТРУКТУРЫ ПРИ ОБТЕКАНИИ ВОЛНИСТОГО КВАДРАТНОГО ЦИЛИНДРА. МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ КРУПНЫХ ВИХРЕЙ

© 2022 г. Dan Zhang<sup>a</sup>, Akira Rinoshika<sup>b</sup>, Yan Zheng<sup>a,\*,\*\*</sup>, Zijuan Li<sup>a</sup>, Ya Zhang<sup>a</sup>

<sup>a</sup> School of Automotive and Traffic Engineering, Jiangsu University of Technology,  
Changzhou, Jiangsu, China

<sup>b</sup> Department of Mechanical Systems Engineering,  
Graduate School of Science and Engineering Yamagata University, City, Country

\*E-mail: zy30003333@163.com

\*\*E-mail: zhengyan@jsut.edu.cn

Поступила в редакцию 18.03.2021 г.

После доработки 20.05.2021 г.

Принята к публикации 21.06.2021 г.

Структуры течения, образующиеся при обтекании волнистого квадратного цилиндра с длиной волны возмущения  $5.6D$ , исследованы численно при помощи метода крупных вихрей (LES) при числе Рейнольдса 23 500. Детально изучены силовые характеристики и картины течения в следе за волнистым цилиндром и выполнено их сравнение со случаем обтекания гладкого цилиндра с квадратным сечением. Под влиянием волнистости передней кромки тела имеет место снижение средней силы сопротивления и пульсаций подъемной силы на 27 и 98% соответственно. Трехмерность среднего течения приводит к возникновению интенсивного сдвигового течения между положениями узла и седла на поверхности тела и, как следствие, к образованию дополнительных вихревых пар в продольном и вертикальном направлениях. Эти вихревые структуры определяют трехмерность течения в следе за волнистым квадратным цилиндром. Мгновенные картины течения показывают, что разнесенная структура срыва вихрей Кармана исчезает и сменяется симметричным срывом вихрей в ближний след за волнистым цилиндром. Эта симметричная структура вихрей в ближнем следе играет свою роль в предотвращении взаимодействия между верхним и нижним сдвиговыми слоями. Частотно-временной анализ указывает на снижение доминирующей частоты срыва вихрей в случае волнистого цилиндра, что свидетельствует об относительно стационарном течении в следе. Причиной этому может быть изменение положения вихрей за волнистым цилиндром. В диапазоне высоких частот наблюдаются маленькие полоски, обусловленные усилением мелкомасштабных пульсаций волнистой передней кромкой. Полученные результаты показывают, что возмущение с длиной волны, соответствующей длине волны неустойчивости ламинарного течения с модой  $A$ , может быть положено за основу управления течением в турбулентном режиме.

*Ключевые слова:* след, вихри, частотно-временной анализ, квадратный цилиндр

**DOI:** 10.31857/S056852812201011X

Обтекание тупых тел во многих технических приложениях часто имеет турбулентный характер, как например, в теплообменниках или при обтекании дымовых труб, высотных зданий, мостовых настилов. Общими характерными особенностями обтекания тупых тел являются образование турбулентности и перенос вихрей. С этими особенностями связаны наличие силы сопротивления, пульсации подъемной силы, вибрации, индуцированные потоком, и акустический шум. В последние два десятилетия разрабатывались различные стратегии управления потоком с целью ослабить эти неблагоприятные эффекты путем изменения поля течения около тупого тела [1–5]. Для осуществления эффективного управления течением существенно понимание и предсказание характеристик потока, обтекающего тупое тело.

Развитие знаний о трехмерном характере обтекания различных тупых тел [6–11] позволило установить, что в ближнем следе за двумерным тупым телом преобладают два вида неустойчивости. Первичная, доминирующая неустойчивость ответственна за образование вихревой дорож-

ки, а вторичные неустойчивости связаны с трехмерными переходами в следе. Эти вторичные неустойчивости способствуют развитию трехмерности сдвиговых слоев и препятствуют взаимодействию между двумя вихревыми слоями. На основе идеи использования вторичной неустойчивости был разработан и широко применялся метод управления течением, известный как метод синусоидальных возмущений в направлении размаха тела (Spanwise Sinusoidal Perturbation, SSP). В частности, он применялся для управления течения в номинально двумерном следе за различными двумерными телами как круговой цилиндр, квадратный цилиндр, крыловой профиль и тело с эллиптической передней кромкой [12–17]. В этом подходе обычно используются либо периодические модификации геометрии тела, либо вдув/отсос на передней или задней кромке тела; согласно терминологии работы [18], этот подход принадлежит классу создания искусственной трехмерности. В вышеупомянутой литературе отмечается уменьшение сопротивления тела и подавление процесса срыва вихрей при использовании метода SSP, особенно, когда длина волны возмущения равна характерному размеру доминантной вторичной неустойчивости в направлении размаха тела. Однако оптимальное значение длины волны не одно и то же для различных тупых тел. Это объясняется тем фактом, что вторичная неустойчивость в следе за тупым телом зависит от формы тела.

Помимо параметра геометрической формы, на вторичную неустойчивость существенно влияет число Рейнольдса потока. Это затрудняет определение наиболее эффективной длины волны возмущения при управлении течением методом SSP. Обтекание квадратного цилиндра с синусоидальной волнистостью вдоль передней и задней кромок в ламинарном режиме ( $10 \leq Re \leq 150$ ) было численно исследовано в работе [19]. При длине волны возмущения  $5.6D$  ( $D$  – высота передней кромки квадратного цилиндра) было достигнуто максимальное снижение сопротивления на 14%. Согласно [20, 21], это значение длины волны очень близко к поперечному характерному размеру неустойчивости моды A за квадратным цилиндром при малых числах Рейнольдса ( $Re \leq 300$ ). В турбулентном режиме ( $Re = 23\,500$ ) в работе [22] достигнуто снижение уровня турбулентности на 78% путем применения метода SSP на передней кромке квадратного цилиндра с длиной волны, равной  $2.4D$ . При тех же значениях определяющих параметров, что и в эксперименте [22], в работе [16] было выполнено моделирование обтекания волнистого квадратного цилиндра методом крупных вихрей (LES), причем были получены снижение среднего сопротивления на 32% и существенное уменьшение пульсаций подъемной силы при длине волны  $2.4D$ . Это значение находится в соответствии с длиной волны неустойчивости моды A, определенной в [23] при том же числе Рейнольдса. Аналогичные результаты для квадратного цилиндра с синусоидальной лобовой поверхностью были получены в экспериментальной работе [24]. Однако максимальное снижение силы сопротивления было достигнуто при длине волны возмущения  $5.6D$ , что соответствует неустойчивости моды A, наблюдавшейся в ламинарном режиме течения. Из вышесказанного можно сделать вывод, что оптимальная длина волны при управлении методом SSP не универсальна и может меняться с изменением числа Рейнольдса. Поэтому было бы интересно изучить, может ли вторичная неустойчивость, наблюдавшаяся при малых числах Рейнольдса, послужить основой при управлении течением методом SSP при высоких числах Рейнольдса. Это и является целью настоящей работы.

В данном исследовании длина волны неустойчивости моды A, наблюдавшаяся в ламинарном режиме течения, задается на передней кромке квадратного цилиндра. Эффект этой длины волны в турбулентном режиме течения исследуется при помощи LES-моделирования при числе Рейнольдса 23 500. Валидация результатов для гладкого квадратного цилиндра выполнена на основе данных, имеющих в литературе, и измерений методом трассерной визуализации (PIV). Получены подробные данные о силовых характеристиках и структурах течения в следе при обтекании волнистого квадратного цилиндра и проведено их сравнение с данными для гладкого квадратного цилиндра. Эти сравнения касаются аэродинамических характеристик, осредненных и мгновенных полей течения, а также частотно-временных характеристик течения.

## 1. ЧИСЛЕННЫЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МЕТОДЫ

### 1.1. Численное решение

В настоящей работе решение нестационарных трехмерных уравнений Навье–Стокса, описывающих обтекание гладкого и волнистого квадратного цилиндров несжимаемой жидкостью, осуществляется при помощи LES-моделирования с использованием метода конечного объема в пакете ANSYS Fluent. При решении нестационарных трехмерных уравнений Навье–Стокса разделяются крупномасштабные и мелкомасштабные поля скорости. Крупномасштабные поля

скорости рассчитываются непосредственно, а мелкомасштабные поля моделируются при помощи подсеточной модели. Основные уравнения, решаемые посредством LES-моделирования, имеют вид:

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.2)$$

Здесь  $\bar{u}_i$  и  $\bar{p}$  – отфильтрованные давление и скорость, соответственно, а  $\tau_{ij}$  – тензор напряжений подсеточной модели, задаваемый выражением  $\tau_{ij} = \overline{\rho u_i u_j} - \rho \bar{u}_i \bar{u}_j$ . В данной работе используется известная модель Смагоринского, а анизотропная часть тензора напряжений  $\tau_{ij}$  моделируется следующим образом:

$$\tau_{ij} = -2\mu_t \bar{S}_{ij} + \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} \quad (1.3)$$

где  $\bar{S}_{ij}$  – тензор скоростей деформации. Турбулентная вязкость  $\mu_t$  в подсеточной модели определяется как

$$\mu_t \equiv \rho L_s^2 |\bar{S}| = \rho L_s \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}} \quad (1.4)$$

$$L_s = \min(\kappa \delta, C_s V^{1/3}) \quad (1.5)$$

где  $L_s$  – длина пути смешения для подсеточных масштабов,  $\kappa$  – постоянная Кармана,  $C_s (= 0.1)$  – постоянная Смагоринского,  $\delta$  – расстояние до ближайшей стенки и  $V$  – объем расчетной ячейки.

В настоящей работе нестационарные процессы рассчитываются по неявной схеме второго порядка, а связь между давлением и скоростью осуществляется при помощи алгоритма неявного расщепления операторов для давления (pressure implicit splitting of operators. PISO). Пространственная дискретизация давления и импульса осуществляется по схеме второго порядка и центральной ограниченной схеме соответственно.

### 1.2. Расчетная область и граничные условия

На рис. 1 представлены геометрия и расчетная область для гладкого и волнистого цилиндров. В качестве базового варианта выбран случай квадратного цилиндра с высотой передней кромки  $D$  и поперечным размером  $L_y = 16.8D$  ( $D = 20$  мм). У волнистого цилиндра поперечное сечение с максимально выступающей кромкой называется узлом, а сечение с минимально выступающей кромкой – седлом. Длина волны  $\lambda$  между двумя узлами равна  $5.6D$ , а амплитуда синусоиды  $w$  равна  $0.45D$ . Численные расчеты проводятся в прямоугольной расчетной области размерами  $L_x \times L_y \times L_z = 25D \times 16.8D \times 15D$ . Входная граница расчетной области располагается на расстоянии  $8D$  вверх по потоку от цилиндра, а выходная граница на расстоянии  $16D$  вниз по потоку. Высота по вертикали и ширина по размаху тела расчетной области равны  $15D$  и  $16.8D$  соответственно.

На входной границе задавалось равномерное распределение скорости,  $U = 17.2$  м/с, при уровне турбулентности 0.1%; при этом число Рейнольдса, вычисленное по высоте передней кромки, было  $Re = 23500$ . На выходной границе расчетной области задавалось давление. На нижней и верхней границах расчетной области (по вертикальному направлению  $z$ ) ставились условия симметрии. На двух боковых границах (в направлении размаха тела  $y$ ) задавались условия периодичности. На поверхностях обтекаемых тел ставились условия прилипания. Аналогичные граничные условия использовались в работе [25] при расчете турбулентного обтекания квадратного цилиндра. Шестигранные сетки, применявшиеся при расчетах обтекания гладкого и волнистого квадратных цилиндров, показаны на рис. 2. Как видно, в направлениях  $x$  и  $z$  генерируются неравномерные сетки погранслоного типа, а в поперечном направлении у сетка равномерна с шагом  $0.1D$ . Такое разрешение сетки вполне достаточно, чтобы уловить нестационарное поведение решения в поперечном направлении, согласно рекомендациям работы [26]. В плоскости  $xz$  расстояние между поверхностями цилиндров и ближайшими узлами сетки было выбрано равным  $0.01D$ , с тем чтобы обеспечить безразмерное расстояние от стенки  $y^+$  не более, чем 1.

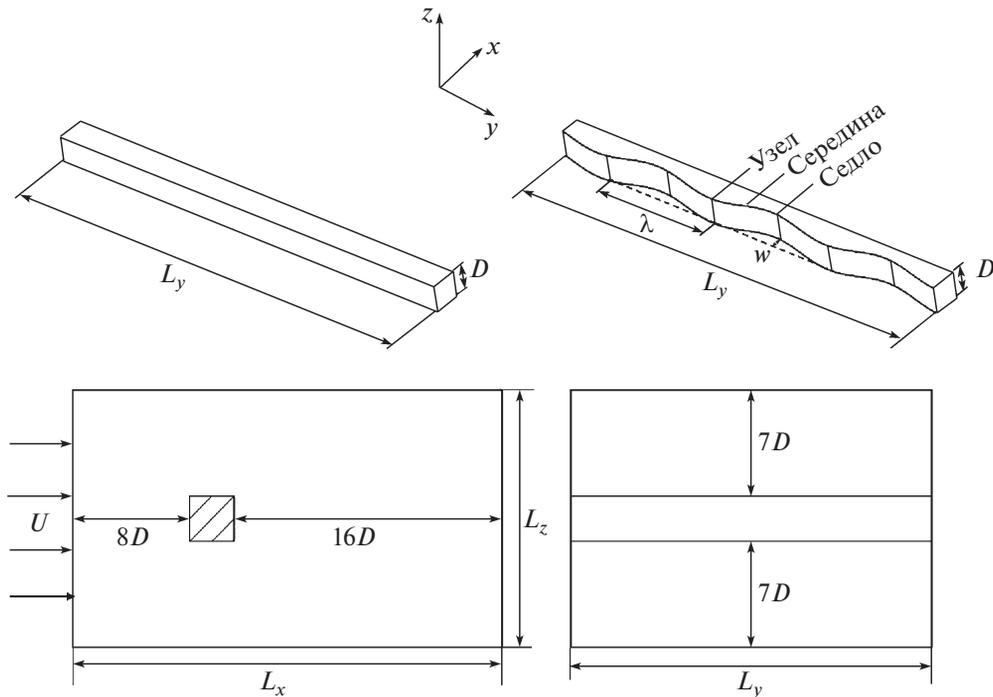


Рис. 1. Геометрические параметры и расчетная область в случае гладкого и волнистого квадратных цилиндров.

Расчетная сетка должна быть достаточно мелкой, чтобы на ней могли быть точно рассчитаны мгновенные структуры течения. В связи с этим исследовалась зависимость численных результатов для обтекания гладкого цилиндра от числа узлов сетки. Результаты по среднему коэффициенту сопротивления  $\bar{C}_d$ , числу Струхалия  $St$  и длине циркуляционной зоны  $L_r$  представлены в табл. 1 для четырех сеточных конфигураций. При увеличении числа узлов сетки от  $180 \times 168 \times 160$  (вариант М1) до  $260 \times 168 \times 220$  (вариант М4) значения  $\bar{C}_d$ ,  $St$  и  $L_r$  меняются в пределах 3.1, 5.2 и 5.4% соответственно. Когда число узлов сетки возрастает от  $240 \times 168 \times 200$  (вариант М3) до  $260 \times 168 \times 220$  (вариант М4), значения  $\bar{C}_d$ ,  $St$  и  $L_r$  меняются не более, чем на 1%. В качестве оптимального выбора между вычислительными расходами и точностью численных результатов для численного моделирования взят вариант М3. Заметим, что длина циркуляционной зоны, рассчитанная в данной работе, несколько меньше экспериментального значения из работы [27], но больше, чем в численном исследовании [28]. Эти расхождения могут быть обусловлены различиями во входном уровне турбулентности, отношении длины тела к его ширине и заполненности расчетной области телом. Дальнейшая валидация результатов настоящих расчетов проводилась путем сравнения с ранее опубликованными данными и будет представлена в разделе 2.

В качестве первого шага был выполнен расчет стационарного состояния, а полученные результаты были использованы как начальные условия для расчета нестационарного течения. В LES-расчетах безразмерный шаг по времени был взят равным  $\Delta t^* = \Delta t U / D \approx 0.008$ , что соответствовало критерию Куранта–Фридрихса–Леви (CFL), меньшему единицы [29]. Для получения

Таблица 1. Тестирование сеточной зависимости численных решений для гладкого квадратного цилиндра

Вариант	Размер сетки	$\bar{C}_d$	$St$	$L_r/D$
М1	$180 \times 168 \times 160$	2.31	0.127	1.22
М2	$220 \times 168 \times 180$	2.27	0.132	1.26
М3	$240 \times 168 \times 200$	2.25	0.134	1.28
М4	$260 \times 168 \times 220$	2.24	0.134	1.29

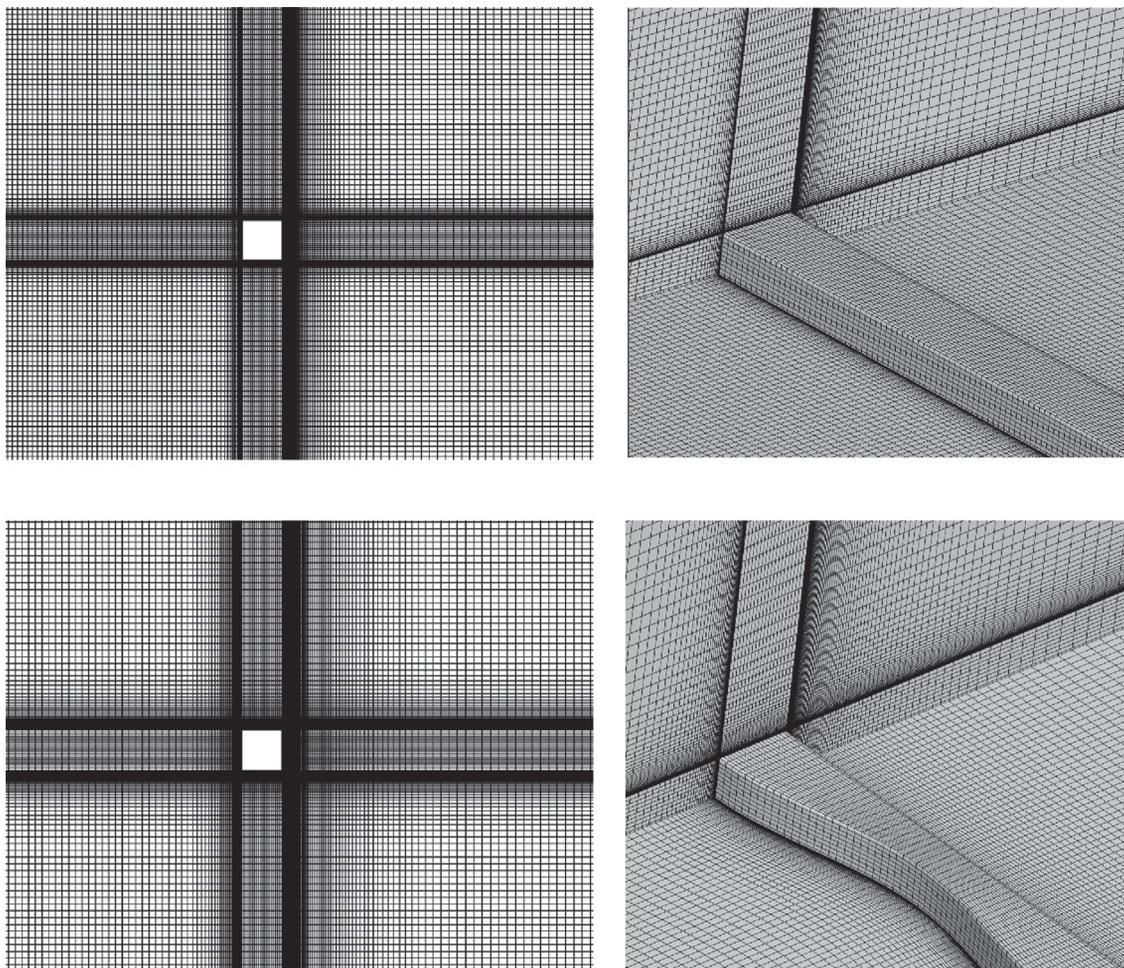


Рис. 2. Расчетные сетки в случае гладкого и волнистого квадратных цилиндров.

статистически сходящихся результатов на каждом шаге по времени проводилось 20 итераций и обрабатывались приблизительно 150 циклов срыва вихрей.

### 1.3. PIV-измерения

Для валидации результатов численного моделирования измерения методом высокоскоростной трассерной визуализации (PIV) были выполнены в лаборатории А. Риносика в университете Yamagata. Эксперименты проводились в гидроканале с рабочей частью, имеющей ширину 400 мм, высоту 300 мм и длину 1000 мм. Модели гладкого и волнистого квадратных цилиндров занимали всю ширину рабочей части и устанавливались на середине глубины гидроканала. Высота передней кромки  $D$  экспериментальных моделей была аналогична высоте расчетных моделей. Поперечная длина моделей была равна ширине гидроканала, так что отношение поперечного размера экспериментальной модели к ее высоте было равно 20. Измерения проводились при постоянной скорости набегающего потока  $U = 0.08$  м/с, что соответствовало числу Рейнольдса  $Re (UD/\nu) = 1553$ . Уровень турбулентности составлял менее 0.5% от скорости набегающего потока.

Последовательные цифровые изображения частиц в продольной и поперечной плоскостях с частотой отбора 250 Гц были получены при помощи высокоскоростной камеры Photron FASTCAM SA3 с разрешением  $1024 \times 1024$  пикселей. Компактный лазер, возбуждаемый постоянным источником мощностью 4 Вт, обладал цилиндрической линзой и создавал плоскостное освещение в 1.5 мм вдоль плоскостей, в которых проводились измерения. В качестве трассеров в поток запускались частицы полистирола диаметром 10–25 мкм. Мгновенные поля

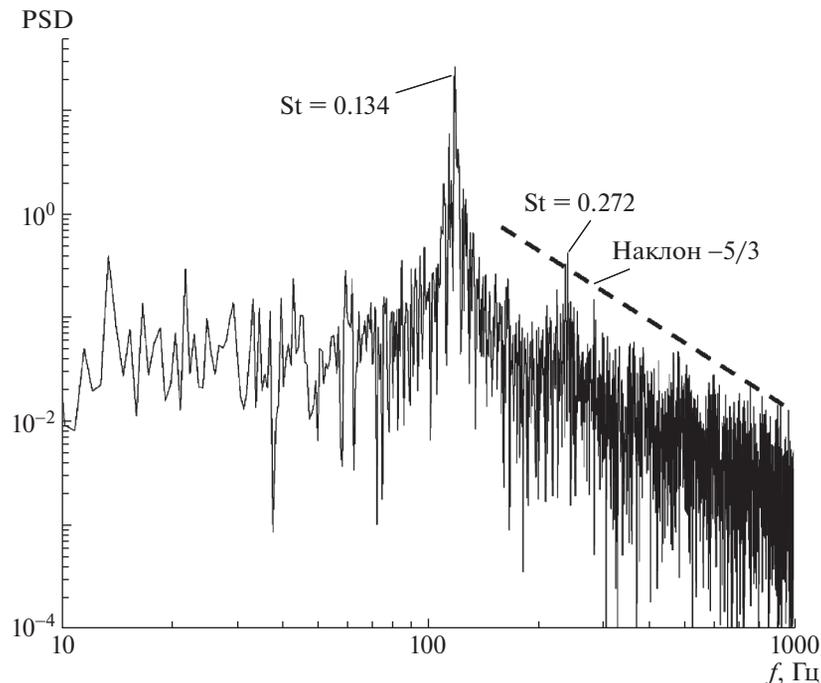


Рис. 3. Функция спектральной плотности (PSD)  $z$ -компоненты скорости в точке  $x/D = 2$ ,  $z/D = 2$ ,  $y = 0$ .

вектора скорости генерировались при помощи метода взаимной корреляции между двумя последовательными изображениями частиц, основанного на быстром преобразовании Фурье. Размер окна опроса составлял  $32 \times 32$  пикселя с перекрытием в 50% для каждого набора условий эксперимента. Более подробно измерения методом PIV описаны в предыдущей работе [30].

## 2. ВАЛИДАЦИЯ ЧИСЛЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для валидации численных результатов по рассчитанным зависимостям  $z$ -компоненты скорости от времени определяли функцию спектральной плотности мощности, значения которой сравнивались с опубликованными экспериментальными результатами. На рис. 3 представлена функция спектральной плотности для  $z$ -компоненты скорости в точке  $x/D = 2$ ,  $z/D = 2$ ,  $y = 0$ , которая находится в соответствии с результатами работы [22]. Наиболее заметный пик наблюдается на частоте 118 Гц, что соответствует числу Струхаля 0.134 ( $St = fD/U$ ) и представляет собой частоту срыва вихрей с тела. Второй пик в спектре имеет место при  $St = 0.272$ , что примерно в два раза больше, чем частота первого пика. Штриховая линия на рис. 3 показывает, что в диапазоне высоких частот спектральная плотность подчиняется степенному закону с показателем  $-5/3$ . Эти наблюдения хорошо согласуются с результатами предыдущих экспериментальных и численных исследований [16, 22], касающихся течений в следе за квадратным цилиндром.

В табл. 2 представлены экспериментальные и численные (полученные методом LES) данные по среднему коэффициенту сопротивления  $\bar{C}_d$  и числу Струхаля  $St$  для гладкого квадратного цилиндра. Можно видеть, что значение  $\bar{C}_d$ , полученное в данной работе, очень близко к экспериментальному результату работы [24], но несколько больше, чем в работах [26, 31, 32]; отклонение не превышает 7.2%. Что касается числа Струхаля, можно видеть, что полученное значение хорошо согласуется с данными из литературы. Для дальнейшей валидации численных решений проводилось сравнение средней продольной компоненты скорости для квадратного волнистого цилиндра, полученной в PIV-эксперименте, с результатами LES-моделирования при одинаковых условиях. Как следует из данных на рис. 4, пространственное распределение этой величины, полученное в расчете, весьма схоже с экспериментальными результатами; в обоих случаях отрывная область за волнистым цилиндром имеет овальную форму. На рис. 5 представлены осредненные по времени расчетные и экспериментальные профили продольной скорости для положений  $x/D = 2$  и  $x/D = 3$  в поперечной плоскости  $xu$ . Вблизи от тела ( $x/D = 2$ ) результаты LES-расчета

**Таблица 2.** Средний коэффициент давления и число Струхалия при обтекании гладкого квадратного цилиндра

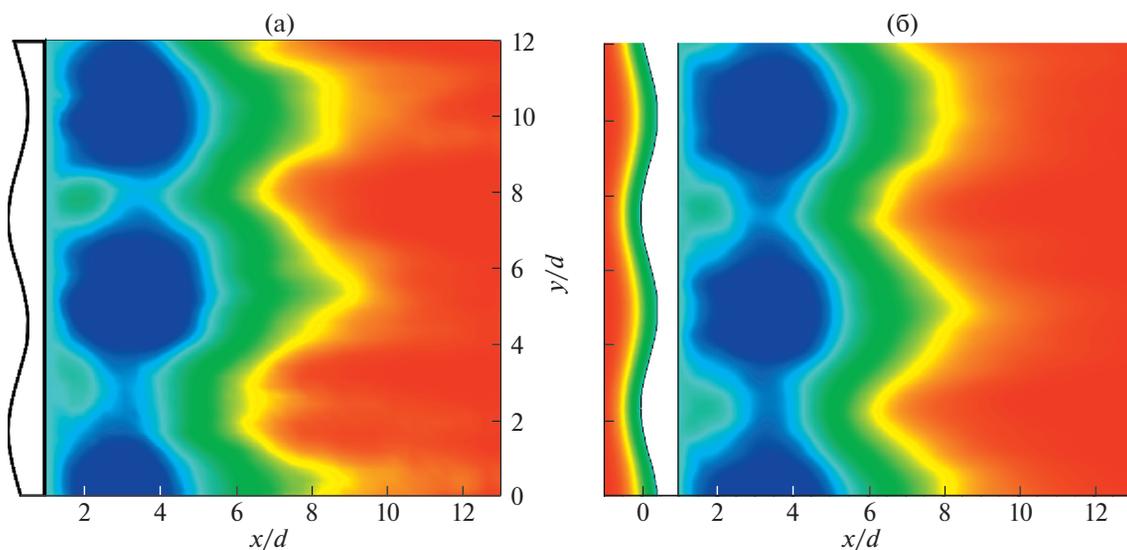
Вариант	Метод	Re	$\bar{C}_d$	St
Данная работа	LES	23 500	2.25	0.134
[16]	LES	23 500	2.346	0.139
[31]	LES	22 000	2.16	0.132
[24]	Эксперимент	22 000	2.24	0.130
[22]	Эксперимент	23 500	/	0.140
[32]	Эксперимент	22 000	2.10	0.130
[26]	Эксперимент	21 400	2.10	0.130

несколько занижают величину продольной скорости в точках, соответствующих положениям геометрических узлов (т.е.  $y = 2.2$  и  $y = 7.8$ ), по сравнению с экспериментом. Ниже по потоку в следе ( $x/D = 3$ ) всюду имеет место хорошее согласование с экспериментальными результатами.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

#### 3.1. Коэффициенты сопротивления и подъемной силы гладкого и волнистого квадратных цилиндров

Для изучения влияния волнистости передней кромки на сопротивление и подъемную силу квадратного цилиндра представлены зависимости коэффициентов сопротивления и подъемной силы от времени для гладкого и волнистого цилиндров. Как видно на рис. 6, средние значения коэффициентов сопротивления в этих двух случаях составляют 2.25 и 1.67 соответственно. Таким образом, достигнуто снижение силы сопротивления, действующей на волнистый цилиндр, на 27% при значительном уменьшении амплитуды пульсаций сопротивления. Среднеквадратичные значения коэффициентов сопротивления гладкого и волнистого цилиндров равны 0.17 и 0.024 соответственно. Коэффициенты подъемной силы гладкого и волнистого цилиндров представлены на рис. 7. В случае гладкого цилиндра наблюдается периодическое изменение коэффициента подъемной силы, связанное со срывом вихрей в ближний след. Однако пульсации подъемной силы в случае волнистого квадратного цилиндра не обнаруживают столь очевидной периодичности. Помимо того, для волнистого цилиндра имеет место значительное снижение коэффициента подъемной силы, сопровождаемое уменьшением среднеквадратичного уровня пульсаций на 98%. Эти результаты аналогичны результатам численного исследования [16], где



**Рис. 4.** Осредненные по времени распределения продольной скорости при числе Рейнольдса 1553. Эксперимент (а) и численный расчет (б).

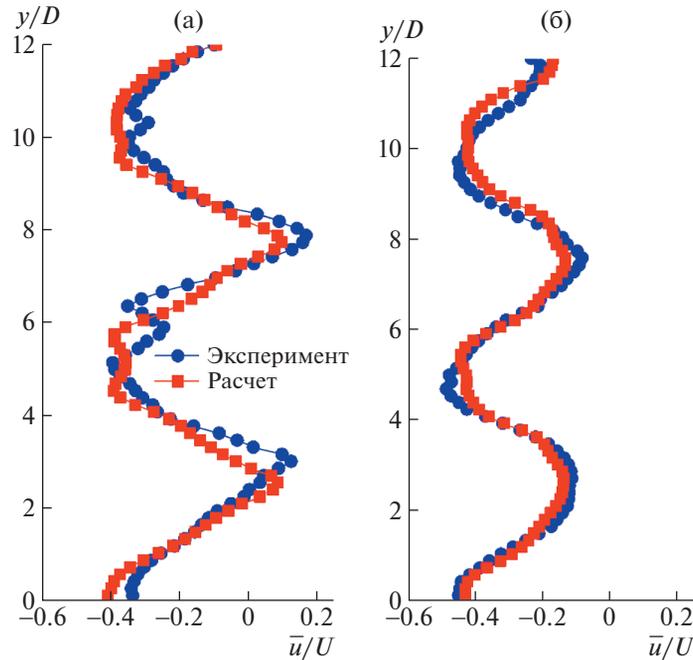


Рис. 5. Профили осредненной по времени продольной скорости при  $x/D = 2$  и  $x/D = 3$ .

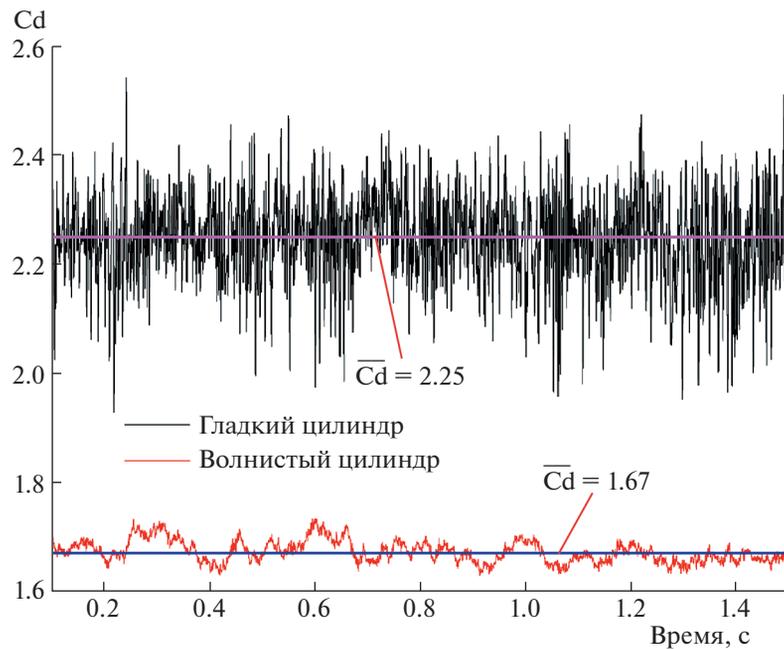


Рис. 6. Зависимость от времени коэффициента сопротивления гладкого и волнистого квадратных цилиндров.

получено уменьшение этого уровня на 95% для волнистого квадратного цилиндра с длиной волны  $2.4D$ . Уменьшение коэффициентов сопротивления и подъемной силы для волнистого квадратного цилиндра свидетельствует об ослаблении процесса срыва вихрей и может быть полезно в инженерной практике.

### 3.2. Поля течения, осредненные по времени

В настоящей работе получены статистические данные по 120 циклам срыва вихрей. Характерные структуры течений анализируются по картинам линий тока и распределениям скорости и

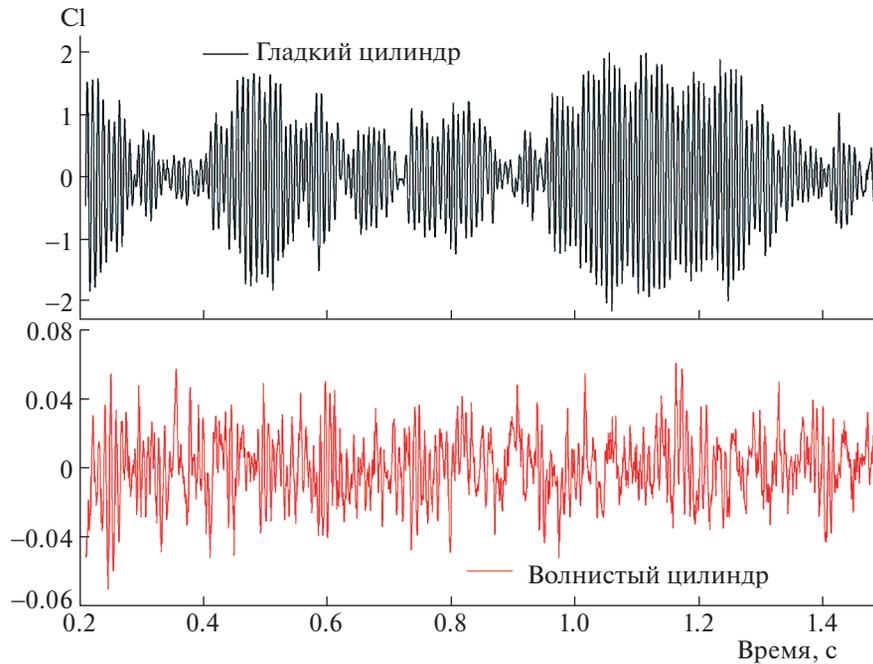
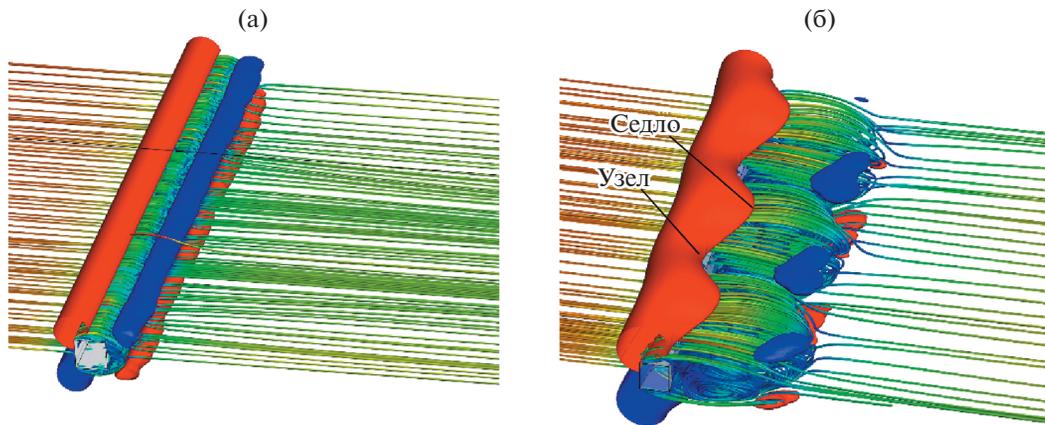
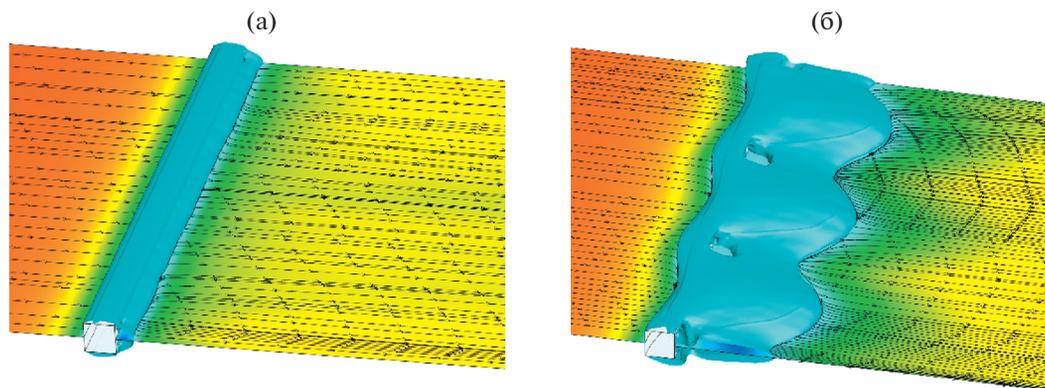


Рис. 7. Зависимость от времени коэффициента подъемной силы гладкого и волнистого квадратных цилиндров.

завихренности. На рис. 8 построены осредненные во времени трехмерные линии тока и распределения вертикальной скорости для гладкого и волнистого цилиндров. Здесь изоповерхности соответствуют средней по времени вертикальной скорости, а цветовая палитра на линиях тока представляет продольную скорость. На рис. 8а четко видна область отрыва, характеризующаяся вихревыми парами, вытянутыми в продольном направлении, что указывает на преимущественно двумерный характер течения. В случае волнистого цилиндра (рис. 8б) область отрыва сдвинута ниже по потоку и имеет синусоидальную форму, что указывает на трехмерную структуру следа за телом. Как для гладкого, так и для волнистого цилиндра средняя по времени вертикальная скорость является антисимметричной по отношению к центральной поперечной плоскости, что указывает на образование оторвавшихся сдвиговых слоев. Изоповерхности для волнистого цилиндра отличаются сильными изменениями в поперечном направлении, тогда как соответствующие изоповерхности для гладкого цилиндра имеют двумерный характер в направлении размаха. Вне области отрыва за волнистым цилиндром вертикальная скорость меняет знак около положения узла. Это говорит о перетекании потока между основным течением и течением в следе за положением узла, что приводит к сужению и укорачиванию области возвратного течения, как показано на рис. 8б. На рис. 9 изображена трехмерная отрывная область в виде изоповерхностей средней по времени скорости течения с  $\bar{u} = 0$  для обоих цилиндров. Двумерные линии тока нанесены на средней поперечной плоскости. На рис. 9б четко различается трехмерная овальная область отрыва, простирающаяся дальше вниз по потоку, чем аналогичная область за гладким квадратным цилиндром (рис. 9а). По сравнению с отрывной областью за узлом, область отрыва за седлом расширена и в продольном, и вертикальном направлении, что говорит о трехмерном характере течения, обусловленном волнистой кромкой. Далее интересно отметить, что за положением узла имеется область с ненулевым распределением продольной скорости. Это означает, что отрывная область в окрестности узла возникает позже, чем в окрестности седла. Для дальнейшего исследования трехмерной структуры течения, обусловленной волнистой передней кромкой, на рис. 10 построены изоповерхности поперечной компоненты скорости. Несмотря на проведенное осреднение по 125 циклам срыва вихрей, распределение поперечной скорости в области отрыва за гладким квадратным цилиндром носит случайный характер (рис. 10а). Это, возможно, объясняется нестационарностью мелкомасштабных турбулентных пульсаций за гладким цилиндром. В случае волнистого цилиндра, как показано на рис. 10б, четко распознаются периодические повторения значений поперечной скорости, соответствующие геометрическим положениям узлов и седел, что указывает на наличие дополнительных поперечных течений, обуслов-



**Рис. 8.** Трехмерные, осредненные по времени линии тока и распределения вертикальной скорости для гладкого (а) и волнистого (б) квадратных цилиндров.



**Рис. 9.** Изолинии осредненной по времени продольной скорости и двумерные линии тока для гладкого (а) и волнистого (б) квадратных цилиндров.

ленных волнистостью передней кромки. В результате между положениями узла и седла образуется интенсивное сдвиговое течение, примыкающее к поверхности.

На рис. 11 представлены двумерные осредненные по времени картины линий тока при обтекании гладкого и волнистого квадратных цилиндров в продольной плоскости. В случае гладкого цилиндра результаты приведены в центральной по размаху плоскости, а для волнистого цилиндра, как показано на рис. 1, плоскости, в которых представлены результаты, проходят через узел, седло и середину интервала между ними. Во всех случаях наблюдаются крупномасштабные вихревые пары с хорошо выраженными фокусами ( $F1$ ,  $F2$ ) и седловыми точками ( $S1$ ). Очевидно, что в случае волнистого цилиндра длина образующегося вихря (расстояние от центра до седловой точки) много больше, чем в случае гладкого цилиндра. В плоскости, содержащей узел на поверхности волнистого цилиндра (рис. 11б), топология линий тока четко указывает на наличие седловой точки ( $S2$ ). Это означает, что область отрыва отодвигается дальше от положения узла вниз по потоку, что является благоприятным фактором для снижения сопротивления. Задержку отрыва можно объяснить антисимметричным распределением поперечной скорости в окрестности узла, благодаря которому импульс примыкающего течения переносится внутрь плоскости, содержащей узел. Помимо того, при переходе из плоскости узла в плоскость седла наблюдается изменение длины и ширины следа, что опять-таки подтверждает трехмерный характер следа за волнистым квадратным цилиндром.

Для дальнейшего изучения структуры течения, обусловленной волнистой передней кромкой, построены осредненные линии тока и изолинии завихренности в продольной и поперечной плоскостях ( $xu$  и  $yz$ ). Как показано на рис. 12, имеют место симметричные вертикальные вихре-

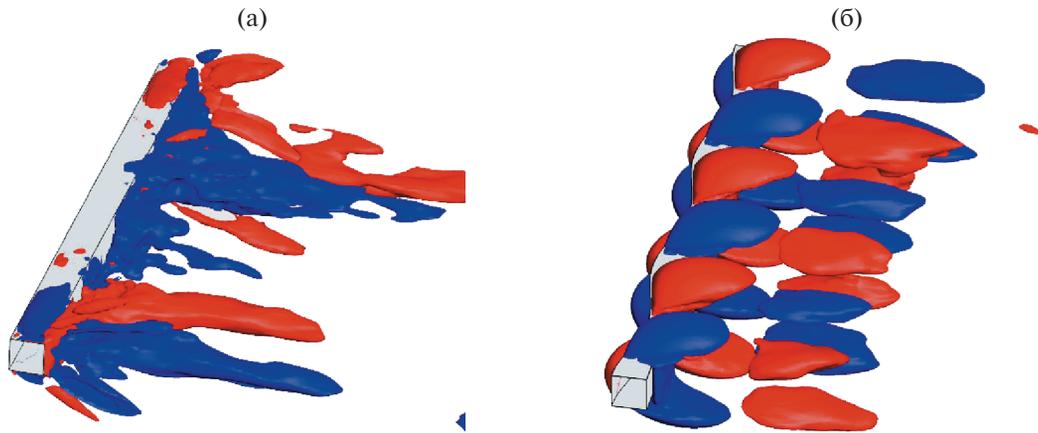


Рис. 10. Изолинии осредненной по времени поперечной скорости для гладкого (а) и волнистого (б) квадратных цилиндров.

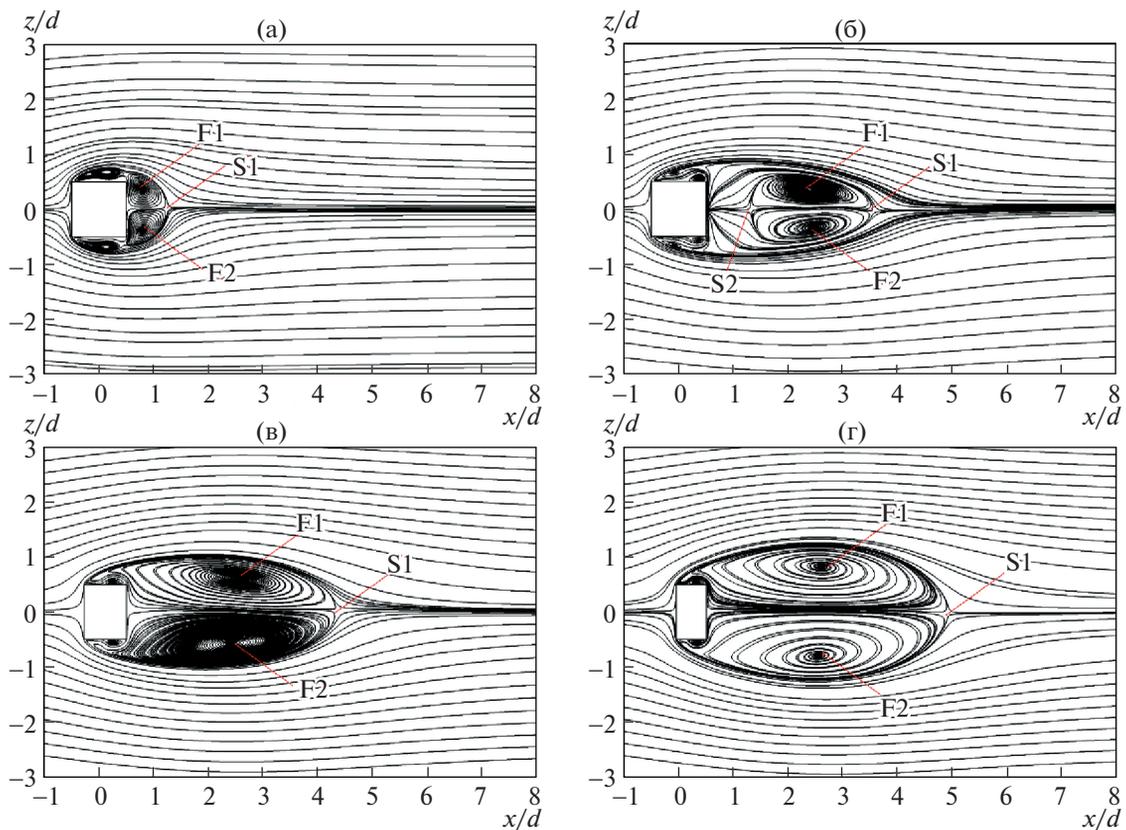
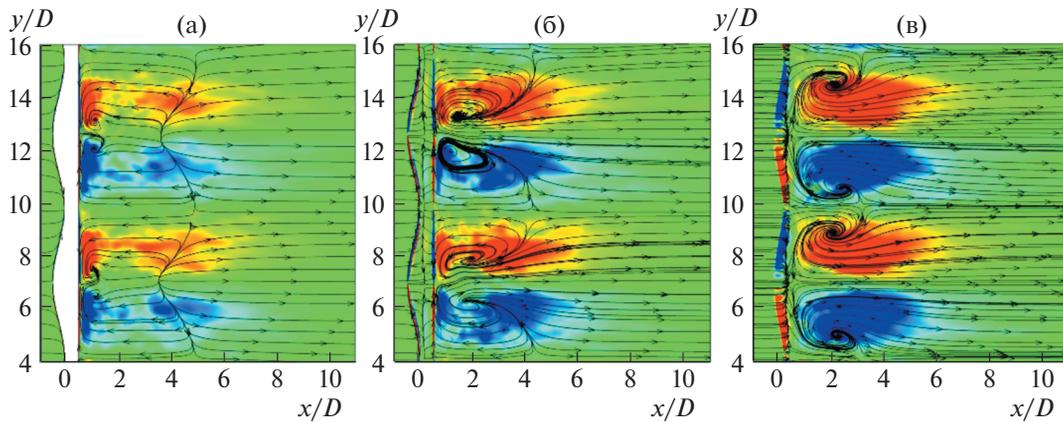


Рис. 11. Двумерные, осредненные по времени картины линий тока для гладкого и волнистого квадратных цилиндров в продольных плоскостях; гладкий цилиндр (а), плоскость узла (б), срединная плоскость (в), плоскость седла (г).

вые пары с противоположным направлением вращения относительно положений узлов. В центральной поперечной плоскости (рис. 12а) вихревые пары образуются непосредственно за задней поверхностью волнистого квадратного цилиндра; они способствуют задержке образования области отрыва за положением узла. Это наблюдение согласуется с осредненной картиной линий тока на рис. 11б. За исключением центральной поперечной плоскости, вихревые пары стремятся расширяться в направлении седла, в результате чего область отрыва в окрестности седла

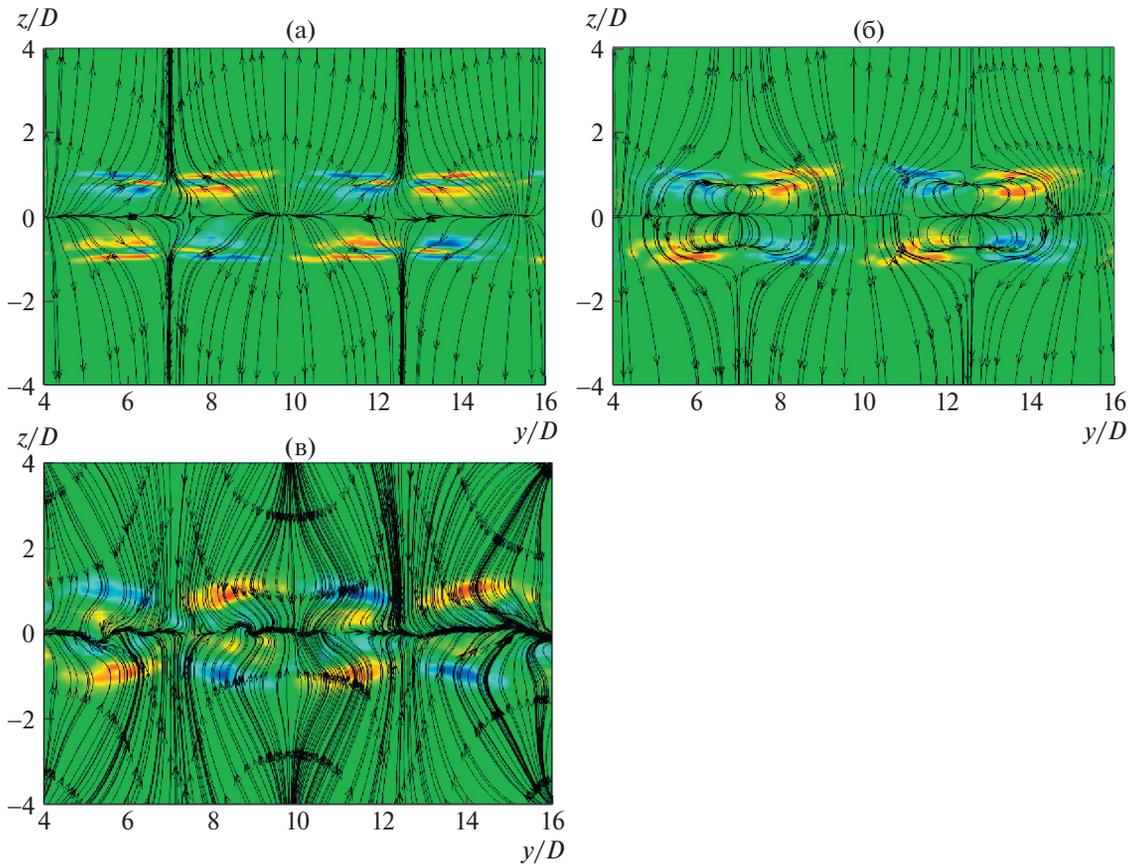


**Рис. 12.** Двумерные, осредненные по времени картины линий тока и изолинии вертикальной завихренности для волнистого квадратного цилиндра в продольных плоскостях  $z/D = 0$  (а),  $z/D = 0.5$  (б),  $z/D = 0.6$  (в).

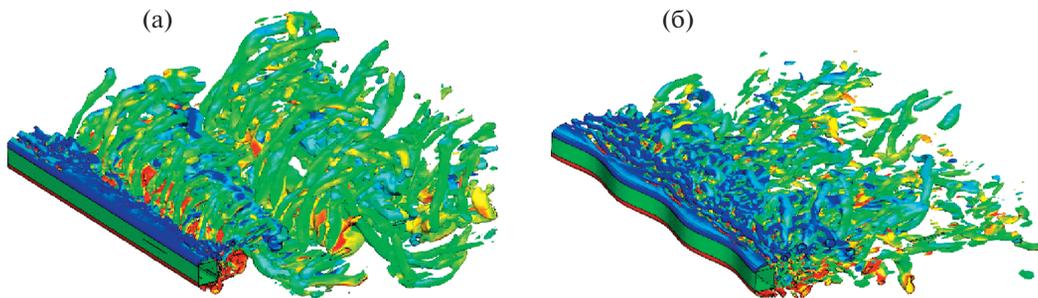
оказывается длиннее, как показано на рис. 12б и 12в. Аналогично распределению вертикальной вихревой структуры, представленной на рис. 12, продольные вихревые пары, вращающиеся в противоположных направлениях, существуют и в поперечных плоскостях (рис. 13). Эти вихревые пары генерируют течение вниз по потоку за узлами и течение вверх по потоку за седлами. В результате ширина следа уменьшается за положениями узлов и растет в областях за седлами. Эта картина течения в продольной и поперечной плоскостях говорит о том, что за волнистым квадратным цилиндром формируются дополнительные вертикальные и продольные вихревые структуры, в целом составляющие трехмерный вихрь вдоль размаха тела.

### 3.3. Мгновенные структуры течения и частотные характеристики

Для выявления структур течения за гладким и волнистым круговыми цилиндрами типичные трехмерные вихревые структуры были идентифицированы на основе  $Q$ -критерия. На рис. 14 представлены изоповерхности, соответствующие  $Q = 1200$ , окрашенные в соответствии со значениями поперечной завихренности. В случае гладкого цилиндра (рис. 14а) изоповерхность демонстрирует разнесенный характер вихревой дорожки Кармана, имеющей преимущественно двумерный характер в поперечном направлении (вдоль размаха). В случае волнистого цилиндра (рис. 14б) разнесенный характер течения существенно ослабляется, что свидетельствует о подавлении процесса срыва вихрей. Далее следует заметить, что в этом случае в определенных положениях вдоль размаха тела существуют поперечные вихри. По сравнению со случаем гладкого цилиндра эти вихри более устойчивы и способствуют смещению крупномасштабных вихрей, препятствуя сворачиванию сдвигового слоя в вихревую дорожку. Это может считаться причиной замедленного формирования вихрей за волнистым цилиндром. На рис. 15 построены мгновенные поля завихренности и картины линий тока за гладким и волнистым цилиндрами в продольных плоскостях. В случае гладкого цилиндра (рис. 15а) нижний сдвиговый слой сворачивается сразу же за задней поверхностью цилиндра, в то время как верхний сдвиговый слой начинает двигаться в обратном направлении. В результате в верхнем и нижнем сдвиговых слоях генерируются вихревые пары Кармана с противоположным направлением вращения. Это говорит об асимметричном характере срыва вихрей с гладкого квадратного цилиндра, что согласуется с классическим процессом срыва вихрей по Карману. В случае волнистого цилиндра (рис. 15б–г) сорвавшийся сдвиговый слой является симметричным относительно центральной линии следа. Внутри сдвигового слоя мелкомасштабные вихревые пары, образовавшиеся под действием волнистой передней кромки, стремятся одновременно сорваться с поверхности тела, свидетельствуя о симметричном характере срыва вихрей в ближний след. Однако симметричный срыв вихрей пропадает ниже по потоку (например, при  $x = 3$  в срединной плоскости, рис. 15в), где крупномасштабный вихрь начинает сворачиваться вверх или вниз в вихревую дорожку. Эти вихревые пары играют роль в предотвращении взаимодействия между верхними и нижними сдвиговыми слоями в ближнем следе. Подобная симметричная вихревая структура в ближнем следе, очевидно, связана с уменьшением коэффициентов сопротивления и подъемной силы вол-



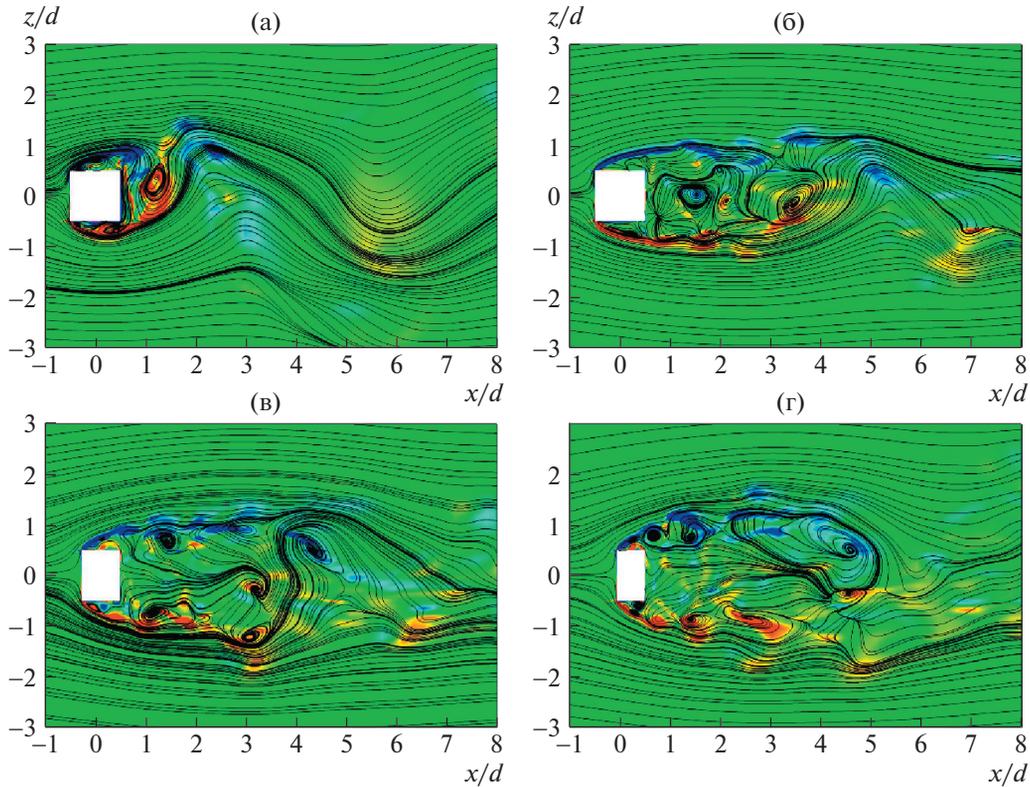
**Рис. 13.** Двумерные, осредненные по времени картины линий тока и изолинии продольной завихренности для волнистого квадратного цилиндра в поперечных плоскостях  $x/D = 1$  (а),  $x/D = 2$  (б),  $x/D = 3$  (в).



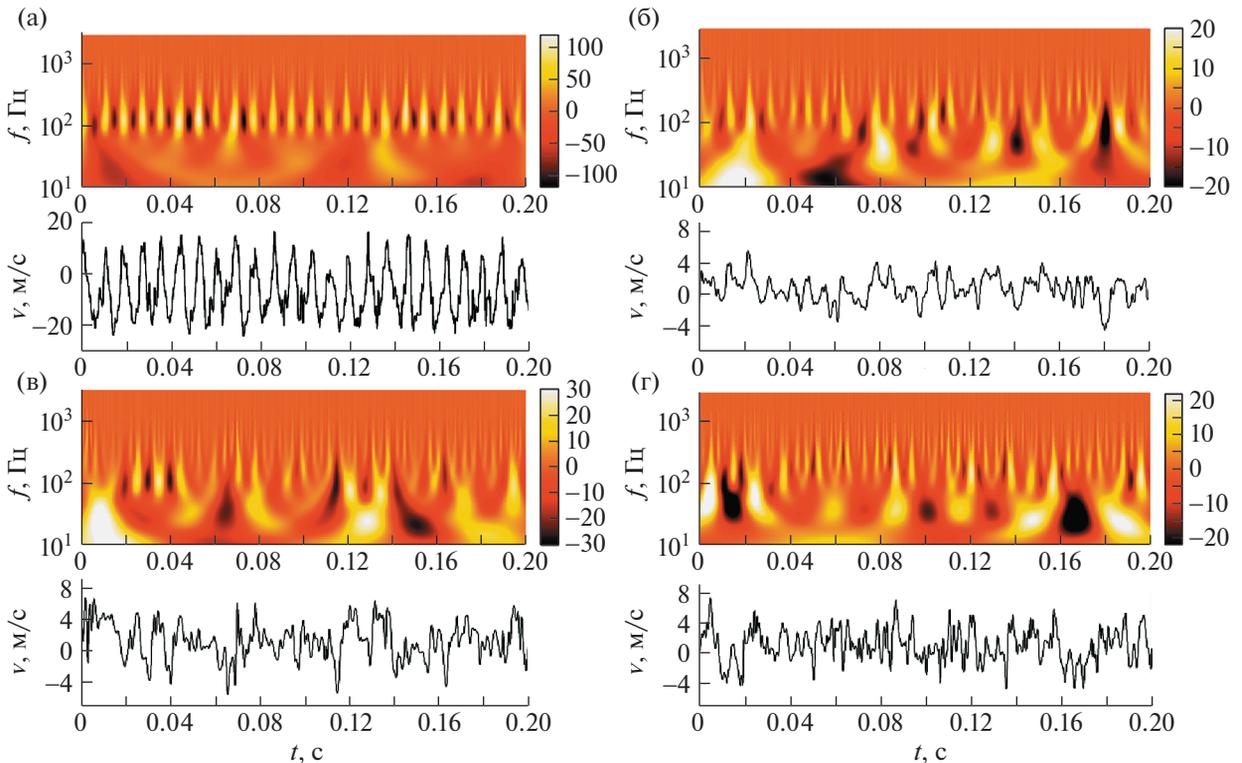
**Рис. 14.** Типичные трехмерные вихревые структуры для гладкого (а) и волнистого (б) квадратных цилиндров, определенные по Q-критерию.

нистого квадратного цилиндра. Далее стоит заметить, что процессы срыва в след не синхронны в плоскостях узлов и седел, что указывает на смещение вихревой структуры.

Для исследования картины срыва вихрей за гладким и волнистым цилиндрами также использовалось непрерывное вейвлет-преобразование (CWT) с материнским вейвлетом типа “сомбре-ро”. Этот метод позволяет получить временную и спектральную информацию в характерных точках в продольных плоскостях. Результаты представлены в виде вейвлет-коэффициентов в плоскостях “время–частота”. На рис. 16 эти коэффициенты представлены в точках  $x/D = 0.8$ ,  $z/D = 4.3$  для гладкого цилиндра;  $x/D = 1.1$ ,  $z/D = 4.4$  в плоскости узла;  $x/D = 2.0$ ,  $z/D = 4.5$  в средней плоскости и  $x/D = 2.5$ ,  $z/D = 4.7$  в плоскости седла; эти точки расположены приблизительно на пути вихря. В нижней части каждого рисунка приведена зависимость пульсирующей



**Рис. 15.** Мгновенные распределения завихренности и картины линий тока для гладкого и волнистого квадратных цилиндров в продольных плоскостях; гладкий цилиндр (а), плоскость узла (б), срединная плоскость (в), плоскость седла (г).



**Рис. 16.** Частотно-временные распределения для гладкого и волнистого квадратных цилиндров в характерных точках: (а)  $x/D = 0.8, z/D = 4.3$ , гладкий цилиндр; (б)  $x/D = 1.1, z/D = 4.4$ , плоскость узла; (в)  $x/D = 2.0, z/D = 4.5$ , срединная плоскость; (г)  $x/D = 2.5, z/D = 4.7$ , плоскость седла.

скорости от времени для соответствующей точки. Как видно из рис. 16а, альтернативные положительные и отрицательные пики, соответствующие квазипериодическому изменению пульсирующей скорости, появляются на частоте около 120 Гц, что согласуется с результатами для функции спектральной плотности мощности, представленными на рис. 3. Очевидно, эта частота связана со срывом крупномасштабного вихря с гладкого цилиндра. В диапазоне относительно высоких частот ( $f > 200$  Гц) между положительными и отрицательными пиками наблюдаются небольшие полосы, указывающие на существование мелкомасштабных структур течения. По сравнению со случаем гладкого цилиндра зависимости от времени (рис. 16б–г) не проявляют ярко выраженной периодичности, что говорит об ослаблении регулярных пульсаций течения под действием волнистой передней кромки. Что касается частотно-временного распределения, в случае волнистого цилиндра можно отметить уменьшение пиковой частоты, что указывает на относительно стационарное течение в следе. Это можно объяснить смещением вихря за волнистым цилиндром. В диапазоне относительно высоких частот небольшие полосы появляются чаще, чем в случае гладкого цилиндра, указывая, что мелкомасштабные пульсации усиливаются волнистой передней кромкой. Это может быть обусловлено симметричным вихрем в ближнем следе, способствующим разрушению крупномасштабного вихря и его превращению в мелкомасштабные вихревые структуры.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом крупных вихрей (LES) исследованы трехмерные структуры течения при обтекании и гладкого, и волнистого квадратных цилиндров при числе Рейнольдса 23 500. Валидация результатов осуществлена путем сравнения с известными литературными данными и с результатами измерений методом трассерной визуализации (PIV). Сравнения между результатами для гладкого и волнистого тел проводились по сопротивлению тел, средним и мгновенным полям течения, а также посредством частотно-временного анализа. Численные результаты показывают, что возмущение с длиной волны  $5.6D$  существенно изменяет структуру течения в следе и может рассматриваться как фундаментальный параметр в процессе управления течением в турбулентном режиме. Основные результаты могут быть обобщены следующим образом.

1. Волнистая передняя кромка приводит к существенному уменьшению силы сопротивления и подъемной силы, действующих на квадратный цилиндр. Достигнуты уменьшения среднего сопротивления и пульсаций подъемной силы до 27 и 98% соответственно.

2. За волнистым квадратным цилиндром образуется трехмерная овальная область отрыва, значительно изменяющаяся в поперечном (вдоль размаха тела) направлении. Это говорит о трехмерном характере структуры течения в следе. Отрыв потока в окрестности узла происходит позже, чем в окрестности седла, что может быть обусловлено антисимметричным распределением поперечной скорости в окрестности узла, посредством которой импульс течения, примыкающего к поверхности, передается внутрь плоскости узла.

3. Продольные и поперечные вихревые пары, вращающиеся в противоположных направлениях, наблюдаются в поперечных и продольных плоскостях соответственно. Эти вихревые пары приводят к изменениям в ширине и длине области отрыва.

4. Мгновенные трехмерные вихревые структуры за волнистым квадратным цилиндром более устойчивы и способствуют смещению крупномасштабного вихря, препятствуя сворачиванию сдвигового слоя в вихревую дорожку. Двумерные картины течения за волнистым квадратным цилиндром свидетельствуют о симметричном характере срыва в ближний след. Эта симметричная вихревая структура ближнего следа является фактором, предотвращающим взаимодействие между верхним и нижним сдвиговыми слоями в области ближнего следа.

5. В диапазоне низких частот в случае волнистого цилиндра наблюдается снижение доминирующей частоты срыва вихрей, что указывает на относительно стационарное течение в следе. Причиной этому может быть смещение вихря за волнистым квадратным цилиндром. В диапазоне высоких частот небольшие полосы, указывающие на мелкомасштабные пульсации, усиливаются волнистой передней кромкой. Это может быть связано с симметричным вихрем в ближнем следе, способствующем разрушению крупномасштабного вихря и его превращению в мелкомасштабные вихревые структуры.

Янь Чжэн благодарит за финансовую поддержку работы Национальный фонд естественных наук Китая (грант № 11802108), Фундаментальный исследовательский проект Фонда естественных наук Института высшего образования провинции Цзяньсу, Китай (грант № 19KJA510002), Научно-технический проект округа Чанчжоу (грант № CE20205036) и Исследовательский фонд

Головной лаборатории нестационарной аэродинамики и управления течениями Университета аэронавтики и астронавтики Nanjing (грант № KLUAFC-E-202102).

Акира Риносика благодарит за финансовую поддержку работы Национальный фонд естественных наук Китая (гранты № 11721202 и № 11772035).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Chen Y.J., Shao C.P.* Suppression of vortex shedding from a rectangular cylinder at low Reynolds numbers // *J. Fluids Structures*. 2013. V. 43. № 7. P. 15–27.
2. *Chauhan M.K., Dutta S., Gandhi B.K.* Wake flow modification behind a square cylinder using control rods // *J. Wind Eng. Ind. Aerod.* 2019. V. 184. P. 342–361.
3. *Kim J., Choi H.* Distributed forcing of flow over a circular cylinder // *Phys. Fluids*. 2005. V. 17. № 3. 033103.
4. *Rathakrishnan E.* Effect of splitter plate on bluff body drag // *AIAA J.* 1999. V. 37. № 9. P. 1125–1126.
5. *Lam K., Lin Y.F.* Effect of wavelength and amplitude of a wavy cylinder in cross flow at low Reynolds numbers // *J. Fluid Mech.* 2009. V. 620. P. 195–220.
6. *Williamson C.H.K.* Vortex dynamics in cylinder wake // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1996. V. 28. P. 477–539.
7. *Robichaux J., Balachandar S., Vanka S.P.* Three-dimensional floquet instability of the wake of square cylinder // *Phys. Fluids*. 1999. V. 11. № 3. P. 560–578.
8. *Naghib-Lahouti A., Lavoie P., Hangan H.* Wake instabilities of a blunt trailing edge profiled body at intermediate Reynolds numbers // *Exp. Fluids*. 2014. V. 55. № 7. 1779.
9. *Luo S.C., Tong X.H., Khoo B.C.* Transition phenomena in the wake of a square cylinder // *J. Fluids Structures*. 2007. V. 23. P. 227–248.
10. *Ryan K., Thompson M.C., Hourigan K.* Three-dimensional transition in the wake of elongated bluff bodies // *J. Fluid Mech.* 2005. V. 538. P. 1–29.
11. *El-Gammal M., Hangan H.* Three-dimensional wake dynamics of a blunt and divergent trailing edge airfoil // *Exp. Fluids*. 2008. V. 44. № 5. P. 705–717.
12. *Lam K., Lin Y.F., Zou L., Liu Y.* Investigation of turbulent flow past a yawed wavy cylinder // *J. Fluids Structures*. 2010. V. 26. № 7–8. P. 1078–1097.
13. *Zhang W., Daichin, Sang J.L.* PIV measurements of the near-wake behind a sinusoidal cylinder // *Exp. Fluids*. 2005. V. 38. № 6. P. 824–832.
14. *New T.H., Shi S., Liu Y.* On the flow behaviour of confined finite-length wavy cylinders // *J. Fluids Structures*. 2015. V. 54. P. 281–296.
15. *Naghib-Lahouti A., Doddipatla L.S., Hangan H.* Secondary wake instabilities of a blunt trailing edge profiled body as a basis for flow control // *Exp. Fluids*. 2012. V. 52. № 6. P. 1547–1566.
16. *Antiohos A.A., Thorpe G.R.* Effect of aspect ratio of a spanwise sinusoidal profile on the control of turbulent flows around bluff bodies // *J. Wind Eng. Ind. Aerod.* 2015. V. 145. P. 237–251.
17. *Lam K., Lin Y.F., Zou L., Liu Y.* Numerical study of flow patterns and force characteristics for square and rectangular cylinders with wavy surfaces // *J. Fluids Structures*. 2012. V. 28. P. 359–377.
18. *Choi H., Jeon W.P., Kim J.* Control of flow over a bluff body // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2008. V. 40. P. 113–139.
19. *Darekar R.M., Sherwin S.J.* Flow past a square-section cylinder with wavy stagnation face // *J. Fluid Mech.* 2001. V. 426. P. 263–295.
20. *Sheard G.J., Fitzgerald M.J., Ryan K.* Cylinders with square cross-section: wake instabilities with incidence angle variation // *J. Fluid Mech.* 2009. V. 630. P. 43–69.
21. *Tong X.H., Luo S.C., Khoo B.C.* Transition phenomena in the wake of an inclined square cylinder // *J. Fluids Structures*. 2008. V. 24. P. 994–1005.
22. *Dobre A., Hangan H., Vickery B.J.* Wake control based on spanwise sinusoidal perturbation // *AIAA J.* 2006. V. 44. № 3. P. 485–492.
23. *Dobre A., Hangan H.* Investigation of the three-dimensional intermediate wake topology for a square cylinder at high Reynolds number // *Exp. Fluids*. 2004. V. 37. № 4. P. 518–530.
24. *Bearman P.W., Owen J.C.* Reduction of bluff body drag and suppression of vortex shedding by the introduction of wavy separation lines // *J. Fluids Structures*. 1998. V. 12. P. 123–130.
25. *Oka S., Ishihara T.* Numerical study of aerodynamic characteristics of a square prism in a uniform flow // *J. Wind Eng. Ind. Aerod.* 2009. V. 97. P. 548–559.

26. *Mankbadi M.R., Georgiadis N.J.* Examination of parameters affecting large-eddy simulations of flow past a square cylinder // *AIAA J.* 2015. V. 53. № 6. P. 1706–1712.
27. *Lyn D.A., Einar S., Rodi W., Park J.H.* A laser-Doppler velocimetry study of ensemble-averaged characteristics of the turbulent near wake of a square cylinder // *J. Fluid Mech.* 1995. V. 304. P. 285–319.
28. *Murakami S., Mochida A.* On turbulent vortex shedding flow past 2d square cylinder predicted by CFD // *J. Wind Eng. Ind. Aerod.* 1995. V. 54–55. P. 192–211.
29. *Lin Y.F., Bai H.L., Alam M.M., Zhang W.G., Lam K.* Effects of large spanwise wavelength on the wake of a sinusoidal wavy cylinder // *J. Fluids Structures.* 2016. V. 61. P. 392.
30. *Zheng Y., Rinoshika H., Zhang D., Rinoshika A.* Analyses on flow structures behind a wavy square cylinder based on continuous wavelet transform and dynamic mode decomposition // *Ocean Eng.* 2020. V. 206. P. 108117.
31. *Lin Y.F., Bai H.L., Alam M.M.* The turbulent wake of a square prism with wavy faces // *Wind. Struct. An Intern. J.* 2016. V. 23. № 2. P. 127–142.
32. *Norberg C.* Flow around rectangular cylinders: Pressure forces and wake frequencies // *J. Wind Eng. Ind. Aerod.* 1993. V. 49. № 1–3. P. 187–196.

*Перевод с английского М.Г. Лебедева*