

УДК 533.4

ПАССИВНОЕ РЕГУЛИРОВАНИЕ СХОДА ВИХРЕЙ И УМЕНЬШЕНИЯ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРИ ЛАМИНАРНОМ ОБТЕКАНИИ КРУГОВОГО ЦИЛИНДРА В КАНАЛЕ С ВОЛНООБРАЗНОЙ СТЕНКОЙ

© 2021 г. Л. Хуссаин^{а,*}, М. М. Хан^{а,**}

^а Столичный университет науки и технологии, Исламабад, Пакистан

*E-mail: liaqat.engr@yahoo.com

**E-mail: drmahabat@cust.edu.pk

Поступила в редакцию 15.01.2020 г.

После доработки 24.03.2020 г.

Принята к публикации 21.06.2020 г.

Численно моделируется ламинарное обтекание кругового цилиндра несжимаемой жидкостью в канале с участком в виде волнообразной профилированной стенки для изучения возможности уменьшения сопротивления и подавления схода вихрей в диапазонах чисел Рейнольдса $50 \leq Re \leq 280$ и коэффициентов загромождения рабочего сечения $0.5 \leq D/H \leq 0.9$, где D – диаметр цилиндра и H – высота канала. Установлено, что оптимальная конфигурация участка волнообразной стенки имеет амплитуду $0.2D$ и длину волны $4D$. Оптимизация проявляется в минимальном значении коэффициента сопротивления и полном подавлении схода вихрей (нулевой коэффициент подъемной силы). Течение около цилиндра с оптимальным участком волнообразной стенки порождает устойчивую пару вихрей в следе за цилиндром. Длина пары вихрей в следе растет при возрастании числа Рейнольдса и уменьшении коэффициента загромождения рабочего сечения. Сопротивление цилиндра уменьшается, когда длина пары вихрей возрастает из-за раннего отрыва потока и уменьшения сопротивления из-за перепада давления. При $D/H = 0.5$ коэффициент лобового сопротивления уменьшается на 36% по сравнению с каналом с плоским участком стенки. Коэффициент лобового сопротивления убывает в канале с участком волнообразной стенки примерно на 67% для $D/H = 0.7$ и на 94% при $D/H = 0.9$. Коэффициент подъемной силы остается нулевым при всех значениях числа Рейнольдса и коэффициента загромождения рабочего сечения, что указывает на полное подавление схода вихрей.

Ключевые слова: ламинарное течение, подавление схода вихрей, уменьшение сопротивления, отрыв потока, волнообразный канал

DOI: 10.31857/S0568528121010060

В гидродинамике течение около цилиндра представляет интерес в течение многих десятилетий по причине большого числа приложений в инженерной области. Обтекание кругового цилиндра широко используется при проектировании градирен, морских и наземных буровых платформ, подводных линий электропередачи и быков мостов. В недавнем прошлом исследование течения около цилиндра, ограниченного стенками, представляло собой особый интерес из-за большого числа приложений в тепловых гидравлических системах, таких как теплообменники. Одним из наиболее важных аспектов проектирования любой тепловой гидравлической системы являются регулирование сопротивления и управление сходом вихрей, которые не только воздействуют на эффективность системы, но также способны вызвать повреждение системы из-за индуцированных вибраций. При обтекании цилиндров сопротивление и сход вихрей связаны с отрывом потока и динамикой течения в следе. Близость ограничивающих стенок сильно влияет на характеристики течения около цилиндров. В данном аспекте влияние близости соседних стенок и числа Рейнольдса (отношения количества движения к вязким силам) на гидродинамические силы и динамику следа за цилиндром были исследованы в [1]. Было отмечено, что уменьшение коэффициента сопротивления происходит при росте числа Рейнольдса и уменьшении коэффициента загромождения рабочего сечения (отношения диаметра цилиндра к высоте канала). Задержка схода вихрей и уменьшение длины зоны рециркуляции за цилиндром, ограниченным с боков стенками, наблюдались в [2] при больших значениях коэффициента загромождения рабо-

чего сечения. Число Рейнольдса и коэффициент загромождения рабочего сечения были идентифицированы как наиболее важные факторы, которые воздействуют на подъемную силу, отрыв потока и динамику следа в течениях около цилиндров, ограниченных стенками [3–7]. В [8] было проведено всестороннее исследование обтекания кругового цилиндра при различных ламинарных режимах течения в отношении осредненного поверхностного давления, размера и интенсивности следа, схода вихрей и коэффициента сопротивления.

В течение последних двух десятилетий основное внимание при исследовании обтекания цилиндров, ограниченных стенками, было направлено на уменьшение сопротивления и подавление вихрей для производства более эффективных и надежных систем. В этом контексте уменьшение сопротивления и подавление схода вихрей в потоке вокруг цилиндра путем присоединения твердого шипа к цилиндру были обнаружены в [9]. Численное исследование было выполнено при малом числе Рейнольдса для разных длин шипов, их углов наклона и положений. В [10] обтекание цилиндра с волнообразной торцевой поверхностью торможения было исследовано численно при разных малых числах Рейнольдса. Было найдено, что цилиндр с волнистостью поперек потока уменьшает сопротивление за счет создания симметричного стационарного следа. Уменьшение сопротивления было также достигнуто за счет присоединения круговых колец, расположенных вдоль цилиндра [11]. Для волнистого цилиндра снижение подъемной силы и сопротивления было обнаружено в [12]. Было найдено, что волнистый цилиндр уменьшает сопротивление и регулирует сход вихрей. Гибкая нить, присоединенная к задней части цилиндра, была также использована в [13, 14] для подавления схода вихрей и снижения сопротивления. В [15] была продемонстрирована возможность управления сопротивлением и подъемной силой за счет присоединения гибкой волнистой пластины к задней части цилиндра. Для управления течением в следе за цилиндром и, в конечном счете, сопротивлением, оказываемым цилиндром, варьировались амплитуда волнистой пластины и ее длина. В [16] была продемонстрирована возможность снижения сопротивления и подъемной силы за счет управления следом за круговым цилиндром в режиме ламинарного течения при использовании множественных гибких пластин волнообразного рассекателя потока. Интересно, что, как наблюдалось в эксперименте, гибкие разделяющие пластинки фактически увеличивали сопротивление и подъемную силу по сравнению с жесткой разделяющей пластиной. Вместо присоединения постороннего тела к цилиндру в [17] была использована волнообразность формы стенок, охватывающих цилиндр. Оптимальное расположение цилиндра внутри волнообразных стенок было использовано для уменьшения сопротивления и подавления схода вихрей при коэффициенте загромождения рабочего сечения $D/H = 0.5$ для $Re = 200$. Наблюдалось, что подавление схода вихрей и снижение сопротивления могут быть достигнуты за счет помещения цилиндра в конфигурацию волнообразных стенок, сдвинутых по фазе (ОПС от английского out-phased configuration), т.е. между гребнем и ложбиной волнообразных стенок на верхней и нижней стенках канала соответственно.

В настоящем исследовании предпринято численное изучение ламинарного обтекания кругового цилиндра в канале, охватывающем цилиндр. Механизм пассивного управления течением вводится за счет использования локализованной волнистости ограничивающих стенок вокруг цилиндра. Детально исследовано влияние длины волнообразного участка и амплитуды волнистости стенок на сопротивление цилиндра и сход вихрей. На основе требования достижения минимального коэффициента сопротивления и полного подавления схода вихрей найдены оптимальные геометрические параметры участка с волнообразными стенками. Более того, исследовано также влияние числа Рейнольдса и коэффициента загромождения рабочего сечения на оптимальные геометрические параметры участка с волнообразными стенками.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

1.1. Конфигурация области течения и постановка задачи

Расчетная область состоит из цилиндра диаметра D , расположенного симметрично между двумя параллельными стенками высоты H , с волнообразным сегментом, как показано на рис. 1. Длина волны и амплитуда сегмента с волнообразными стенками обозначены λ и A соответственно. Отношение диаметра цилиндра D к высоте канала H представляет собой коэффициент загромождения рабочего сечения D/H . Вход в канал расположен вверх по потоку на расстоянии $L_1 = 6D$ от центра обтекаемого кругового цилиндра, в то время как выход из канала расположен вниз по потоку на расстоянии $L_2 = 24D$ от центра кругового цилиндра. Расстояние от передней кромки сегмента с волнообразными стенками вдоль оси канала до проекции на ось канала центра цилиндра обозначено X_λ . Осевое расположение цилиндра внутри сегмента с волнообразными

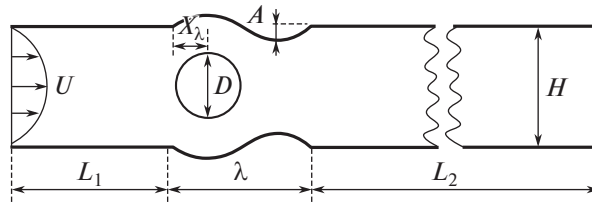


Рис. 1. Двумерное представление области вычислений.

ми стенками может изменяться за счет варьирования X_λ . В настоящем исследовании цилиндр помещен на участке с волнообразными стенками на расстоянии $X_\lambda = D/2$ и это значение зафиксировано во всех рассмотренных случаях.

В настоящей работе исследуются эффекты изменения параметров сегмента с волнообразными стенками (λ и A), безразмерного параметра потока (число Рейнольдса Re) и геометрического параметра (D/H) на оказываемое сопротивление и сход вихрей, индуцируемый обтеканием цилиндра. Изменение длины волны и амплитуды конфигурации с волнообразными стенками изменяет угол наклона между гребнем и ложбиной волнообразного участка, что, в свою очередь, воздействует на траекторию движения потока и его характеристики. По этой причине задается некоторая первоначально оптимизированная конфигурации с волнообразными стенками. Характеристики входного течения обычно связываются с числами Рейнольдса. Изменение числа Рейнольдса приводит к изменению соотношения между инерциальными и вязкими силами и таким образом влияет на поведение течения. В дальнейшем исследуется влияние изменения числа Рейнольдса на характеристики сопротивления и следа за цилиндром. После этого проведено исследование влияния коэффициента загромождения рабочего сечения на обтекание цилиндра.

1.2. Математическая постановка задачи

Основные уравнения для описания двумерного нестационарного несжимаемого течения состоят из уравнения неразрывности и уравнений движения в проекции на оси x и y , которые могут быть записаны в виде следующей системы уравнений:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right], \tag{2}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\mu}{\rho} \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right], \tag{3}$$

где u и v представляют собой x - и y -компоненты скорости, p есть давление, μ – коэффициент динамической вязкости и ρ – плотность жидкости.

Число Рейнольдса Re и число Струхала St , заданные ниже соотношением (1.4), представляют собой два важных параметра подобия (безразмерных числа), используемых в данном исследовании. Число Рейнольдса есть отношение импульса к вязкой силе и число Струхала полезно для описания процесса схода вихрей

$$Re = \frac{\rho U D}{\mu}, \quad St = \frac{f D}{U} \tag{4}$$

где U – скорость на оси входа в канал и f – частота схода вихрей.

Осредненный коэффициент лобового сопротивления $\overline{C_d}$ и осредненный коэффициент подъемной силы $\overline{C_l}$ даются следующими соотношениями

$$\overline{C_d} = \frac{\overline{F_d}}{\frac{1}{2} \rho U^2 D}, \quad \overline{C_l} = \frac{\overline{F_l}}{\frac{1}{2} \rho U^2 D} \tag{5}$$

Таблица 1. Детали стратегии генерирования сеток

Сетки	N_1	N_2	N_3	N_4	N_5	N_6	N_7	Число узлов
G_1	40	20	40	260	20	20	35	28990
G_2	68	40	44	410	40	25	50	62152
G_3	100	60	120	460	60	40	80	131440

Сила сопротивления состоит из вязкого сопротивления и сопротивления давления. Вязкое сопротивление есть сила, действующая на цилиндр со стороны жидкости из-за трения, тогда как сопротивление давления есть сила, действующая на цилиндр из-за перепада давления между передней и задней сторонами цилиндра. Коэффициенты вязкого сопротивления и сопротивления давления, осредненные по поверхности цилиндра, обозначены $\overline{C_{df}}$ и $\overline{C_{dp}}$ соответственно.

Безразмерное поверхностное давление на цилиндре может быть представлено коэффициентом давления C_p следующим соотношением:

$$C_p = \frac{(p - p_\infty)}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2}, \quad (6)$$

где p – локальное поверхностное давление на цилиндре, p_∞ – давление вверх по потоку и U_∞ – скорость набегающего потока [18].

Длина зоны рециркуляции с задней стороны цилиндра обозначается как длина следа L_w . Безразмерная длина следа может быть вычислена из следующего соотношения

$$\frac{L_w}{D} = \frac{l - D/2}{D}. \quad (7)$$

Расстояние l измеряется от центра цилиндра до точки повторного присоединения линий тока на задней стороне цилиндра.

1.3. Граничные условия

Течение на входе в канал считается полностью развитым. Параболический профиль скорости на входе, задающий полностью развитое течение, наложен на входное граничное условие. Соотношения для x - и y -компонент скорости на входе представляются в следующем виде:

$$u(y) = U \left[1 - \frac{y^2}{(H/2)^2} \right], \quad v = 0, \quad (8)$$

где y обозначает вертикальное расстояние, которое меняется между $-H/2$ и $H/2$, и H есть высота канала. На выходе из канала используется выходное граничное условие для давления, которое предполагает нулевое избыточное давление на выходе. На верхней и нижней стенках канала принимается условие отсутствия проскальзывания (условие прилипания).

1.4. Дискретизация области и независимость сетки

Расчетная область разделялась на несколько частей, как изображено на рис. 2а, чтобы генерировать структурированную сетку. Сетка, сгенерированная вокруг волнообразной стенки и цилиндра, представлена на рис. 2б. Было выполнено исследование независимости сетки для того, чтобы исключить любые ложные эффекты разрешающей способности сетки на рассчитанные величины в поле течения. Для этой цели были проведены численные расчеты на трех различных сетках G_1 , G_2 и G_3 при числах Рейнольдса 50, 100, 150 и 200 с фиксированным коэффициентом загромождения рабочего сечения $D/H = 0.5$. Детали расположения узловых точек сетки даны в табл. 1.

В табл. 2 представлены результаты для осредненных коэффициентов сопротивления цилиндра и осредненного сопротивления по давлению для сеток G_1 (грубая), G_2 (средняя) и G_3 (мелкая) при различных значениях числа Рейнольдса. Эти результаты показывают, что коэффициент

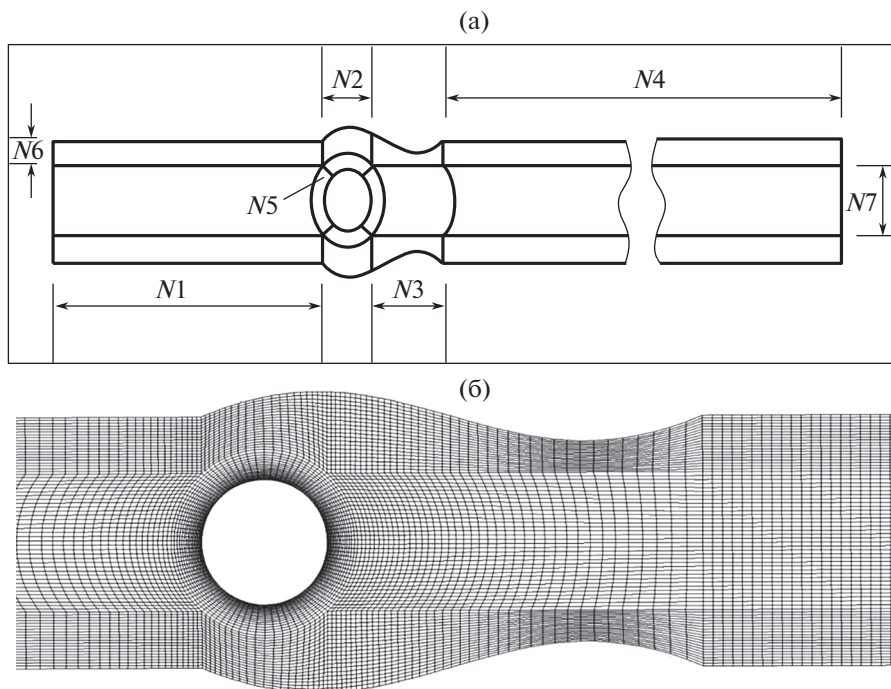


Рис. 2. Формирование сетки: стратегия генерирования сетки (а); структурированная сетка в области цилиндра и волнообразных стенок (б).

лобового сопротивления не зависит от разрешающей способности сетки, как это изображено в табл. 2. Однако размер сетки влияет на коэффициент давления. Грубая сетка (G_1) переоценивает значение коэффициента давления на 11.02% при $Re = 100$ и на 28.95% при $Re = 200$ по сравнению со средней сеткой (G_2). В табл. 3 представлена относительная разница, выраженная в процентах, для результатов, полученных на сетках G_1 и G_2 , и G_2 и G_3 . Максимальное относительное изменение коэффициента давления между сетками G_2 и G_3 составляет 3.7% при $Re = 100$ и 7.6% при $Re = 200$. Относительная разница в коэффициенте давления значительно меньше между G_2 и G_3

Таблица 2. Сравнение результатов, полученных на сетках G_1 , G_2 и G_3 для обтекания цилиндра в плоском канале при $D/H = 0.5$ для осредненного коэффициента лобового сопротивления и осредненного коэффициента давления

Re	Сетка	$\overline{C_d}$	$\overline{C_p}$
50	G1	2.920	—
	G2	2.918	—
	G3	2.919	—
100	G1	2.018	1.053
	G2	2.016	0.937
	G3	2.017	0.974
150	G1	1.716	—
	G2	1.714	—
	G3	1.715	—
200	G1	1.558	0.339
	G2	1.556	0.241
	G3	1.557	0.269

Таблица 3. Сравнение относительной разницы между величинами осредненных коэффициентов лобового сопротивления и давления, полученных на сетках G_1 , G_2 и G_3 для обтекания цилиндра в плоском канале при $D/H = 0.5$

Разница	Re			
	50	100	150	200
$ \bar{C}_d $ между G_1 и G_2	0.065%	0.112%	0.126%	0.109%
$ \bar{C}_d $ между G_2 и G_3	0.034%	0.059%	0.052%	0.051%
$ \bar{C}_p $ между G_1 и G_2	–	11.02%	–	28.95%
$ \bar{C}_p $ между G_2 и G_3	–	3.7%	–	7.6%

даже при $Re = 200$. По этой причине в данном исследовании сетка G_2 была выбрана для всех расчетов из-за меньших вычислительных затрат и большей точности полученного решения.

2. ЧИСЛЕННАЯ МЕТОДИКА

Моделирование нестационарного двумерного ламинарного несжимаемого течения было выполнено с использованием платформы Ansys Fluent 15.0®. Величина шага по времени выбиралась из требования выполнения условия Куранта-Фридрихса-Леви во всей области нестационарного течения. Для нахождения взаимосвязи между давлением и скоростью использовался связанный алгоритм, который способен одновременно решать уравнения количества движения и уравнение неразрывности, записанное в терминах давления, для достижения большей сходимости по сравнению с расщепленным алгоритмом, основанном на давлении. Схема второго порядка с производными вверх по потоку была использована для конвективной части уравнения импульса, которое включает член второго порядка разложения в ряд Тейлора для интерполяции компонент скорости на гранях ячеек. Схема второго порядка с центральной разностью использовалась для нахождения решения диффузионной части уравнения импульса. Дискретизация по времени была выполнена путем использования безусловно устойчивой неявной схемы второго порядка. Критерий сходимости решения, использованный для остатков, составлял 10^{-6} .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Проверка достоверности результатов

Как указано выше, коэффициент лобового сопротивления при ламинарном обтекании цилиндра, ограниченного стенками, зависит от числа Рейнольдса и коэффициента загромождения рабочего сечения. По этой причине достоверность предлагаемой методики численного решения может быть проверена путем сравнения зависимости осредненного коэффициента лобового сопротивления от числа Рейнольдса и коэффициента загромождения рабочего сечения для плоского канала и канала с участком волнообразных стенок. Вначале результаты, полученные для канала с плоскими стенками, сравниваются с результатами [1] для различных значений числа Рейнольдса и коэффициента загромождения рабочего сечения. Результаты, представленные на рис. 3а и 3б, показывают, что коэффициент лобового сопротивления убывает при увеличении числа Рейнольдса и возрастает при росте коэффициента загромождения рабочего сечения. Хорошее согласие между результатами настоящего исследования и [1] достигается в обоих случаях. При $Re = 1$ наблюдается максимальное отклонение результатов, равное 2.49%. Максимальное относительное различие между \bar{C}_d , полученным в настоящем исследовании и данными, приведенными в литературе [1], составляет только 1.37% при коэффициенте загромождения рабочего сечения $D/H = 0.9$.

Результаты для \bar{C}_d при различных расположениях цилиндров, полученные в настоящем исследовании и в [17], сравниваются при $D/H = 0.5$ и $Re = 200$, когда $\lambda = 2D$ и $A = 0.15D$. Сравнение результатов представлено на рис. 3в. Положение цилиндра на участке с волнообразными стенками варьировалось за счет изменения X_λ . Результаты показывают, что положение цилиндра на участке с волнообразными стенками имеет существенное воздействие на коэффициент лобового сопротивления. В [17] было показано, что при помещении цилиндра между гребнем и ложбиной

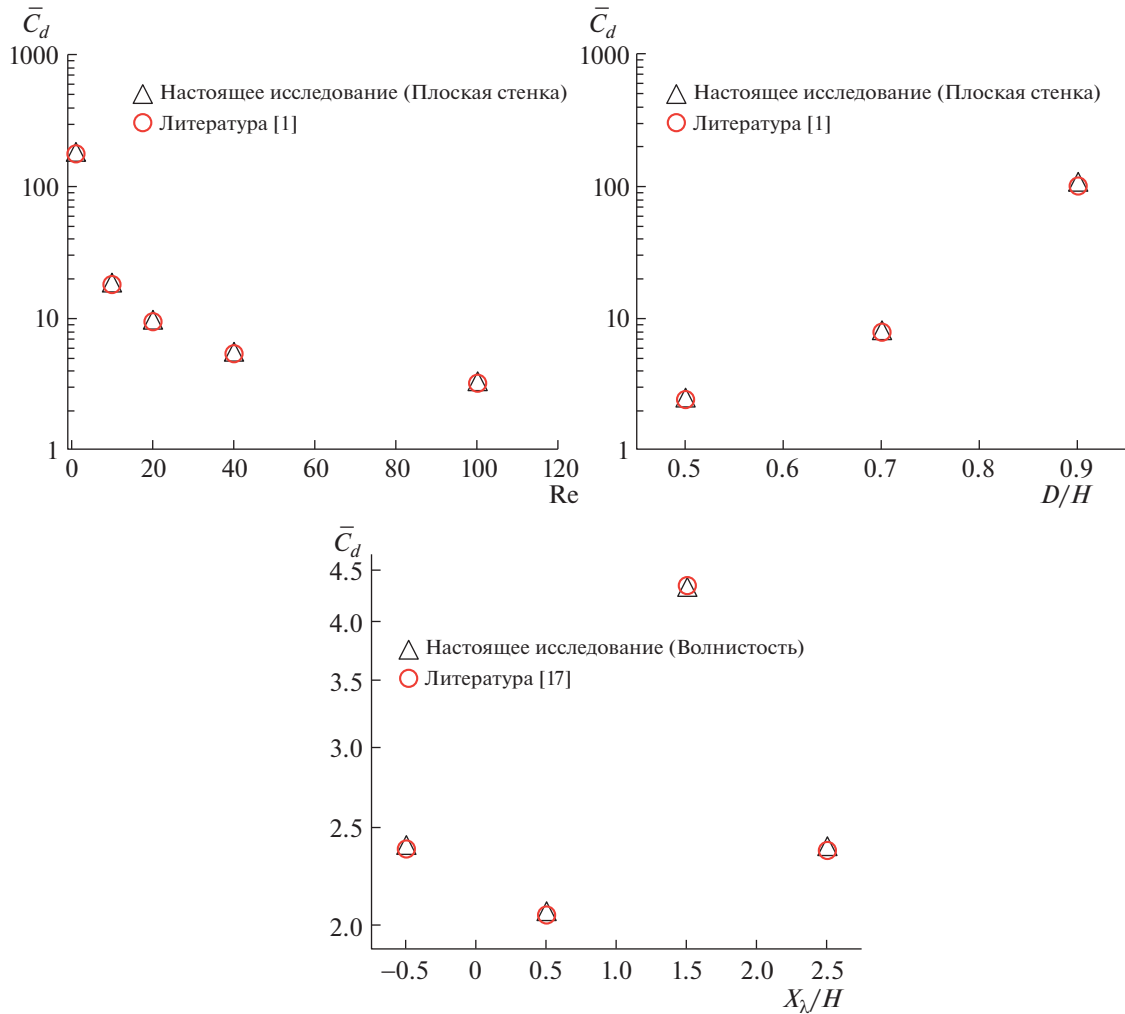


Рис. 3. Проверка достоверности предлагаемой методики: C_d при $D/H = 0.5$ и различных значениях Re (а); C_d для различных D/H при $Re = 200$ (б); C_d для различных расположений цилиндра на участке с волнообразными стенками (в); $Re = 200$, $D/H = 0.5$, $\lambda = 2D$ и $A = 0.15D$.

волнообразной стенки, т.е. при $X_\lambda = 0.5$, достигается минимальное значение \bar{C}_d . Результаты, полученные по настоящей методике, показывают хорошее согласие с результатами, полученными в [17]. Максимальное отклонение от настоящей работы составляет только -1.07% при $X_\lambda = 1.5$.

3.2. Оптимизация конфигурации с волнообразными стенками

Текущее понимание зависимости амплитуды и длины волны от характеристик обтекания цилиндра все еще довольно туманное. Поэтому оптимизация участка канала с волнообразными стенками совершенно необходима, прежде чем приступить к экспериментальному исследованию и возможному использованию эффектов, обусловленных влиянием числа Рейнольдса и коэффициента загромождения рабочего сечения на эту конфигурацию. В этом отношении излагаемая часть исследования посвящена оптимизации длины волны и амплитуды волнообразной части стенки. Вначале амплитуда варьировалась для двух различных волновых длин и затем амплитуда фиксировалась, а длина волны менялась. Во время изменения амплитуды и длины волны значения числа Рейнольдса и коэффициента загромождения рабочего сечения были зафиксированы и составляли $Re = 200$ и $D/H = 0.5$.

В [19] влияние амплитуды волнообразной стенки на обтекание кругового цилиндра было изучено при $0.05D \leq A \leq 0.2D$, $20 \leq Re \leq 200$, $D/H = 0.5$ и $\lambda = 2D$. Найденная оптимальная ампли-

Таблица 4. Осредненный коэффициент лобового сопротивления при различных значениях амплитуды для $\lambda = 2D$ и $\lambda = 4D$; $Re = 200$ и $D/H = 0.5$

A/D	\bar{C}_d		
	$\lambda = 2D$	$\lambda = 4D$	Плоская стенка
0.10	2.082	1.762	2.412
0.15	2.075	1.621	2.412
0.20	2.070	1.557	2.412
0.25	2.066	1.529	2.412
0.30	2.063	1.512	2.412

Таблица 5. Различные конфигурации волнообразной стенки при изменении длины волны для $Re = 200$, $D/H = 0.5$ и $A = 0.2D$

Конфигурация	Длина волны (λ)	Амплитуда (A)
OPCa	$1.5D$	$0.2D$
OPCb	$2.0D$	$0.2D$
OPCc	$2.5D$	$0.2D$
OPCd	$3.0D$	$0.2D$
OPCe	$3.5D$	$0.2D$
OPCf	$4.0D$	$0.2D$
OPCg	$4.5D$	$0.2D$
OPCh	$5.0D$	$0.2D$
OPCz	$20.0D$	$0.2D$

туда равнялась $0.15D$. Было также найдено, что коэффициент лобового сопротивления не изменялся при превышении значения $A = 0.15D$. Однако влияние амплитуды для больших значений длины волны волнистых стенок не было исследовано. С целью проведения исследования, амплитуда волнообразной стенки варьировалась от $0.1D$ до $0.3D$ при длинах волны $\lambda = 2D$ и $\lambda = 4D$ для $Re = 200$ и $D/H = 0.5$. В табл. 4 собраны данные для осредненного коэффициента лобового сопротивления для каждого из этих случаев. Вначале, при $A = 0.1D$, значения осредненного коэффициента лобового сопротивления для обеих длин волны относительно велики и близки к кривой, описывающей коэффициент лобового сопротивления для плоской стенки. Это можно понять, поскольку при $A = 0.1D$ геометрия волнистой стеки очень близка к плоской стенке. По мере того, как амплитуда растет, величина коэффициента лобового сопротивления уменьшается при $A = 0.15D$ и $A = 0.2D$. Коэффициент лобового сопротивления становится почти постоянным при $A = 0.25D$ и $0.3D$. По этой причине амплитуда волнистости волнообразной стенки выбирается равной $A = 0.2D$, поскольку большие значения амплитуды могут повлиять на условия течения при больших значениях коэффициента загромождения рабочего сечения. Как видно из табл. 4, влияние длины волны на коэффициент лобового сопротивления гораздо больше, чем влияние амплитуды волнистости стенки. При $\lambda = 4D$ значения коэффициента лобового сопротивления существенно меньше по сравнению с его значениями при $\lambda = 2D$ для всех амплитуд волнистости. Это указывает на то, что коэффициент лобового сопротивления снижается в большей степени при большей длине волны. Таким образом, влияние длины волны волнообразного участка стенки при фиксированной амплитуде полностью исследовано.

В табл. 5 символически представлены девять различных конфигураций волнообразного участка стенки с $1.5D \leq \lambda \leq 20D$ при $A = 0.2D$. Имена конфигураций начинаются с ‘OPC’, что является аббревиатурой “Out-Phased Configuration” (конфигурация сдвинутых по фазе волнообразных стенок), поскольку цилиндр помещен между сдвинутыми по фазе верхней и нижней волнообразными стенками. На рис. 4а изображен эффект изменения длины волны участка с волнообразными стенками на коэффициент лобового сопротивления. Можно видеть, что рост длины волны вызывает уменьшение коэффициента лобового сопротивления. Эта тенденция наблюдается для длины волны вплоть до $\lambda = 4D$ (OPCf), после чего коэффициент лобового сопротивле-

Таблица 6. Коэффициент лобового сопротивления, коэффициент подъемной силы и число Струхала для различных длин волны волнистой стенки при $Re = 200$ для $D/H = 0.5$ и $A = 0.2D$

Конфигурация	C_d (min)	C_d (max)	\bar{C}_d	C_l (min) и C_l (max)	St
Плоская стенка	2.4090	2.4138	2.412	-0.2124 and 0.2124	0.357
ОРСа ($\lambda = 1.5D$)	2.9860	2.9860	2.9860	Флуктуаций нет	0
ОРСб ($\lambda = 2.0D$)	2.0704	2.0704	2.0704	Флуктуаций нет	0
ОРСс ($\lambda = 2.5D$)	1.7510	1.7510	1.7510	Флуктуаций нет	0
ОРСд ($\lambda = 3.0D$)	1.6293	1.6293	1.6293	Флуктуаций нет	0
ОРСе ($\lambda = 3.5D$)	1.5697	1.5697	1.5697	Флуктуаций нет	0
ОРСф ($\lambda = 4.0D$)	1.5567	1.5567	1.5567	Флуктуаций нет	0
ОРСг ($\lambda = 4.5D$)	1.5577	1.5577	1.5577	Флуктуаций нет	0
ОРСч ($\lambda = 5.0D$)	1.5658	1.5658	1.5658	Флуктуаций нет	0
ОРСз ($\lambda = 20D$)	1.7674	1.7865	1.7770	-0.3645 and 0.3645	0.214

ния становится постоянным и в конце концов начинает даже несколько возрастать для очень больших значений λ , как это представлено в табл. 6. На рис. 4б распределение давления по поверхности цилиндра изображено с помощью графика для коэффициента давления как функции угловой координаты при разных значениях длины волны. Когда изображается коэффициент давления, угол θ/θ_{max} представляет собой безразмерный угол, показывающий угловое положение точки на поверхности цилиндра. Величина θ_{max} представляет собой половину полного кругового угла цилиндра, равную 180° . Таким образом, значения $\theta/\theta_{max} < 0.5$ изображают коэффициент давления на передней части цилиндра, а $\theta/\theta_{max} > 0.5$ – на задней части цилиндра. В случае ОРСа ($\lambda = 1.5D$) коэффициент давления принимает самые большие значения на передней (лобовой) стороне цилиндра по сравнению с большими значениями λ . Это указывает на большее сопротивление из-за разности давлений между передней и задней сторонами цилиндра. Имеет место постепенное уменьшение коэффициента давления на лобовой стороне цилиндра с ростом λ вплоть до $\lambda = 4D$. Уменьшение коэффициента давления показывает, что сопротивление из-за распределения давления по поверхности цилиндра снижается, что приводит к меньшим значениям коэффициента лобового сопротивления. При длинах волн $\lambda > 4D$ коэффициент давления на лобовой стороне цилиндра начинает постепенно возрастать, что приводит к увеличенным значениям сопротивления давления, как это видно для ОРСз ($\lambda = 20D$). На рис. 4в изображена безразмерная длина следа (Lw/D) для конфигураций с разными длинами волны. Длина следа растет почти линейно при увеличении длины волны сегмента с волнообразными стенками. На рис. 4в также изображена зависимость безразмерного угла отрыва (θ_s/θ_{max}) от λ/D . При $\lambda = 1.5D$ безразмерный угол отрыва достигает наибольшего значения, что указывает на запаздывающий отрыв потока. По мере того, как длина волны возрастает, угол отрыва уменьшается, что означает более ранний отрыв потока с поверхности цилиндра. Для значений λ больше, чем $\lambda = 4D$, угол отрыва потока становится почти постоянным, что, в свою очередь, поддерживает значения коэффициентов лобового сопротивления и давления почти постоянными.

Сдвиговое напряжение на стенке цилиндра (τ_{wss}), изображенное на рис. 4г, было обезразмерено по динамическому давлению и построенные графики для τ_{wss} также подтверждают тот факт, что точка отрыва потока сдвигается в сторону передней половины цилиндра. В случае ОРСа большое сдвиговое напряжение на стенке на задней половине цилиндра указывает на запаздывающее отделение потока; однако, по мере того, как длина волны волнообразной стенки растет, сдвиговое напряжение на стенке значительно уменьшается на задней половине цилиндра. Минимальная разница между сдвиговыми напряжениями на поверхности цилиндра наблюдается в случае ОРСф.

Значения коэффициента лобового сопротивления, коэффициента подъемной силы и число Струхала, приведенные в табл. 6, суммируют влияние варьирования длины волны сегмента с волнообразными стенками на обтекание кругового цилиндра. Флуктуации коэффициента подъемной силы наблюдаются только в случае плоской стенки и ОРСз ($\lambda = 20D$). Это показывает, что сход вихрей остается подавленным в диапазоне от $\lambda = 1.5D$ до $\lambda = 5D$. Минимальное значение коэффициента лобового сопротивления наблюдается при $\lambda = 4D$ (ОРСф), что на 36% меньше, чем на плоской стенке и на 24% меньше, чем дают результаты на волнистой стенке, полученные в [17].

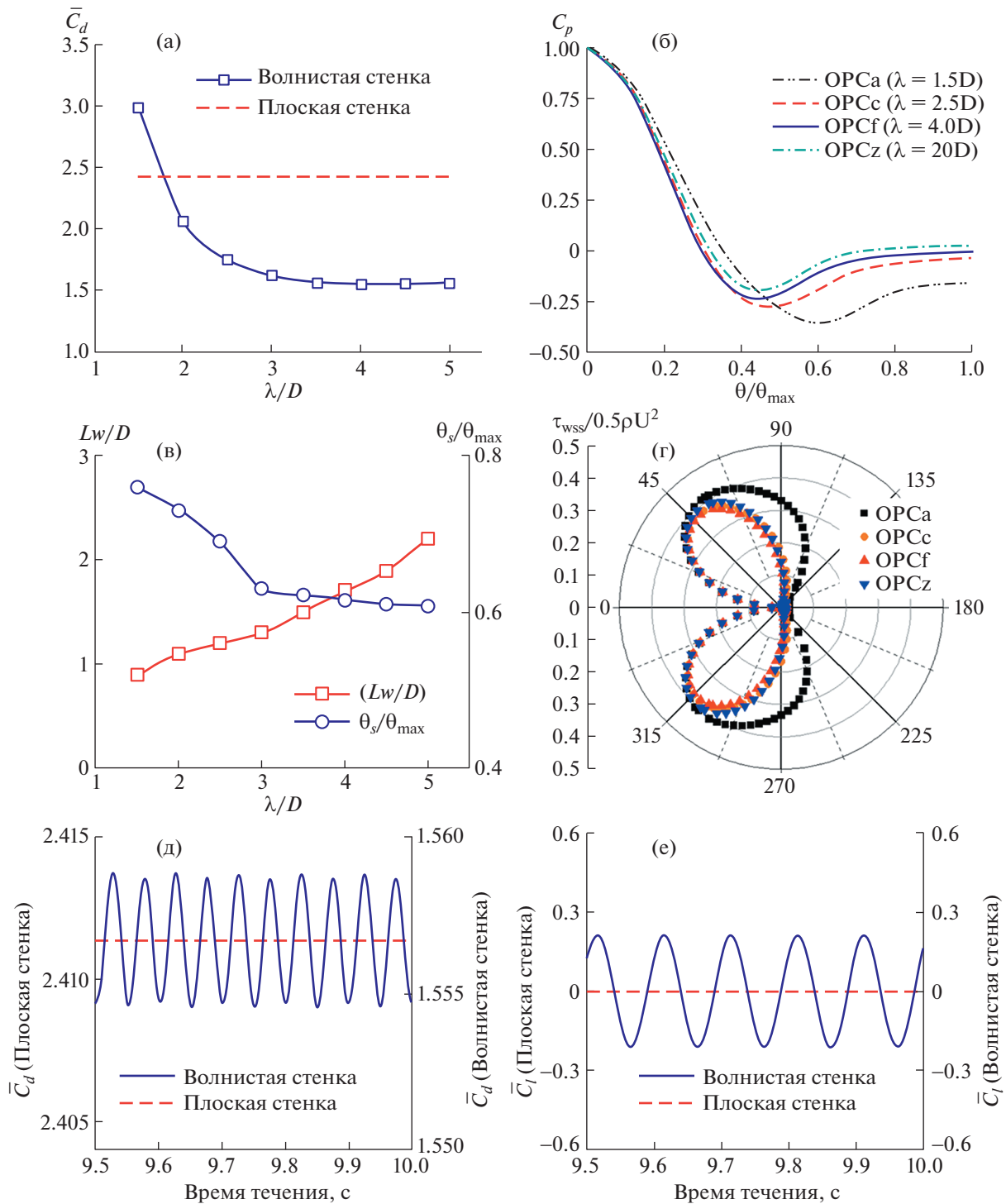


Рис. 4. Результаты изменения конфигурации с волнообразными стенками при $Re = 200$ и $D/H = 0.5$: осредненный коэффициент лобового сопротивления (а); локальный коэффициент давления на поверхности цилиндра (б); длина следа и угол отрыва потока (в); сдвиговое напряжение на стенке на поверхности цилиндра (г); изменение во времени коэффициента лобового сопротивления (д); изменение во времени коэффициента подъемной силы (е).

По этой причине в качестве оптимальной длины волны сегмента с волнообразной стенкой было выбрано значение $\lambda = 4D$, поскольку оно обеспечивает минимальный осредненный коэффициент лобового сопротивления и полное подавление схода вихрей ($St = 0$).

На рис. 4д и 4е изображена временная эволюция коэффициентов C_d и C_l при обтекании цилиндра, ограниченного плоской и оптимизированной волнистой стенками при $Re = 200$ и $D/H = 0.5$. Опять пониженный коэффициент лобового сопротивления и нулевой коэффициент подъемной силы наблюдаются в случае оптимизированной волнистой стенки. Для объяснения физики обтекания цилиндра, лежащей в основе снижения сопротивления и подавления схода вихрей при наличии участка с волнообразной стенкой, на рис. 5а приведены картины линий тока. Можно видеть, что угол наклона между гребнем и ложбиной очень большой при меньших длинах волн. В случае ОРСа угол наклона, отсчитываемый от горизонтальной оси, равен 28.1° , что вынуждает резкое изменение направления потока с относительно большим импульсом. Это явление вызывает более раннее повторное присоединение потока в области следа за цилиндром и формирование сильных вторичных вихрей за гребнем и ложбиной верхней и нижней волнообразных стенок. По мере того, как длина волны возрастает, угол наклона уменьшается, что приводит к постепенному изменению направления потока. Течение за цилиндром сближается с относительно малым импульсом на гребне и в ложбине волнообразных стенок. Это задерживает повторное присоединение потока в области следа за цилиндром и формирует слабые вихри сзади от участка с волнообразными стенками. Таким образом, длина следа (длина первичных вихрей на задней стороне цилиндра) и вторичные вихри сзади от участка с волнообразными стенками обратно зависимы один от другого. Однако в случае ОРСf ($\lambda = 4D$) угол наклона равен 11.3° , вторичные вихри сзади от участка с волнообразными стенками исчезают и достигается минимальное сопротивление. В случае ОРСg и ОРСh угол наклона уменьшается еще больше, но наблюдается пренебрежимо малый эффект на динамику течения и длину следа. При очень больших значениях длины волн $\lambda = 20D$ (ОРСz) угол наклона составляет лишь 2° , что вызывает рост сопротивления и индуцирует сход вихрей.

Из изображений интенсивности завихренности, приведенных на рис. 5б, можно также видеть, что при меньших значениях длины волны при обтекании цилиндра и волнообразных стенок сдвиговые слои тонкие и имеют большую интенсивность завихренности. По мере того, как длина волны возрастает, сдвиговые слои становятся толстыми и имеют небольшую интенсивность завихренности в области следа. Картины интенсивностей завихренности подтверждают, что никакого схода вихрей не наблюдается во всех случаях, за исключением ОРСz. Интересно, что хотя даже в последнем случае угол наклона волнообразных стенок составляет лишь 2° , коэффициент лобового сопротивления в случае ОРСz остается существенно меньше, чем коэффициент лобового сопротивления для плоской стенки.

3.3. Влияние числа Рейнольдса на обтекание цилиндра при наличии ограничивающей волнообразной стенки

В этом разделе рассматривается влияние числа Рейнольдса на течение около цилиндра, ограниченное оптимизированной конфигурацией волнообразных стенок. Число Рейнольдса изменяется от 50 до 280, тогда как величина коэффициента загромождения рабочего сечения поддерживается на одном и том же значении $D/H = 0.5$. На рис. 6,а изображена зависимость осредненного коэффициента лобового сопротивления при обтекании цилиндра для конфигураций с плоскими и волнообразными стенками при $50 \leq Re \leq 280$. В обоих случаях увеличение числа Рейнольдса приводит к росту коэффициента лобового сопротивления. Однако сопротивление при обтекании цилиндра существенно снижается в случае конфигурации с волнообразными стенками. Также можно видеть, что сопротивление, обусловленное давлением, составляет более 90% общего сопротивления. Следовательно, сопротивление, обусловленное давлением, представляет собой основной фактор в общем сопротивлении цилиндра. По этой причине на рис. 6б изображено распределение коэффициента давления по поверхности цилиндра. При $Re = 50$ значения коэффициента давления предполагают очень большую разность давлений между передней и задней сторонами цилиндра, что указывает на большое сопротивление цилиндра, обусловленное давлением. При росте числа Рейнольдса значения коэффициента давления убывают на цилиндре, что приводит к меньшим значениям сопротивления, обусловленного давлением. Увеличение числа Рейнольдса приводит к росту инерциальных сил и инициирует ранний отрыв потока с поверхности цилиндра. Согласно [4], рост инерциальных сил служит причиной перемещения точки с нулевым градиентом давления из заднего положения точки торможения в положение вверх по потоку на поверхности цилиндра и запускает раннее отделение жидкости в точке, где имеет место отрицательный градиент давления. На рис. 6в приведены зависимости для угла отрыва потока и длины следа при обтекании цилиндра с разными числами Рейнольдса. Увеличение числа Рейнольдса вызывает уменьшение угла отрыва, что влечет за собой ранний отрыв

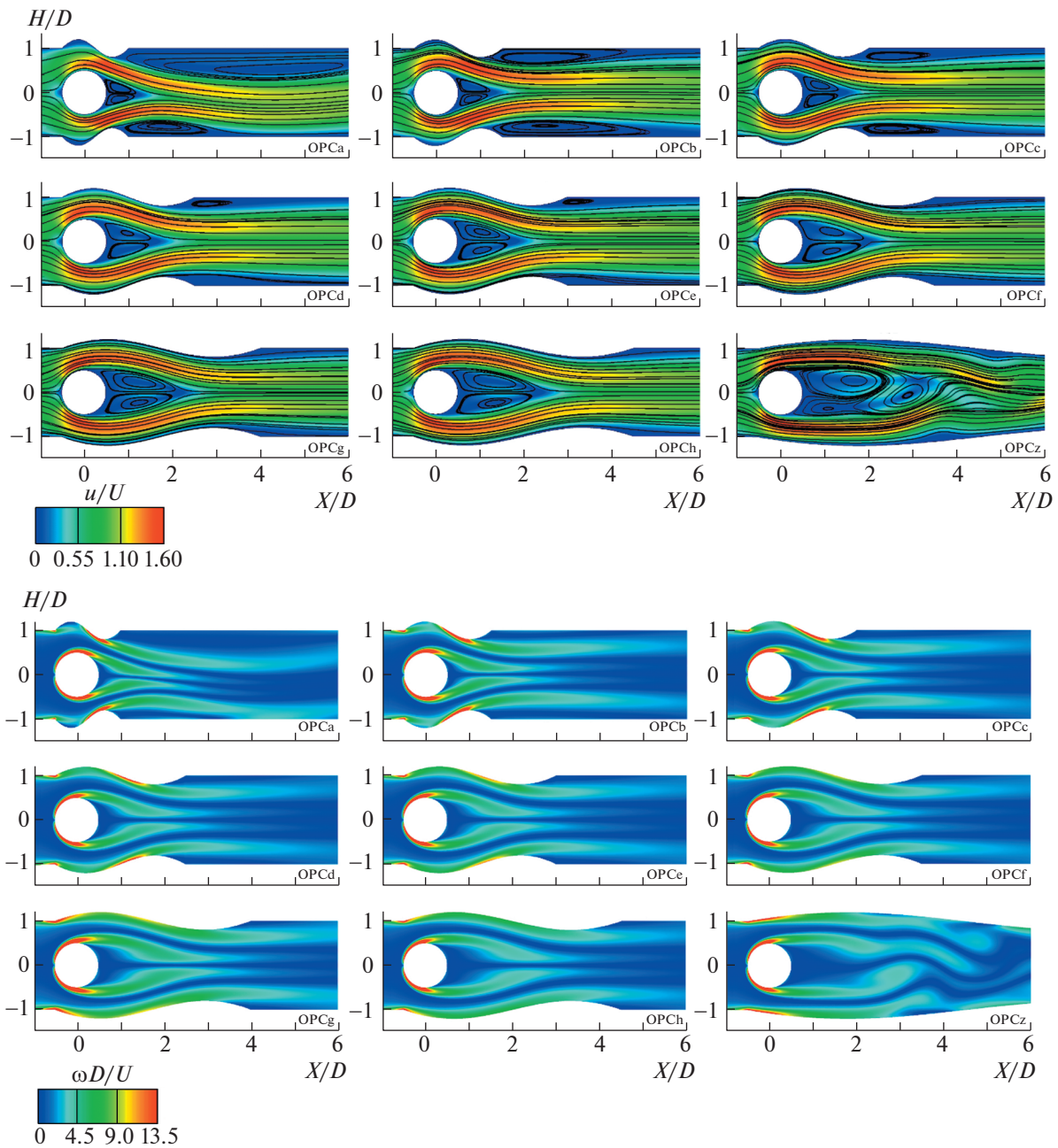


Рис. 5. Линии тока и интенсивности завихренности при различной длине волны участка с волнообразными стенками при $Re = 200$, $D/H = 0.5$ и $A = 0.2D$: мгновенные линии тока (а); мгновенные распределения интенсивности завихренности (б).

потока от стенки цилиндра. Ранний отрыв потока вынуждает повторное присоединение течения в области следа смещаться вниз по потоку, дальше от цилиндра, приводя к увеличению длины следа. На рис. 4г изображены безразмерные распределения по поверхности цилиндра сдвиговых напряжений на стенке при разных числах Рейнольдса. Лобовая сторона цилиндра испытывает более сильные сдвиговые напряжения, при которых ускорение потока очень большое. Вклад сдвиговых напряжений на задней стороне цилиндра пренебрежимо мал по причине наличия следа за цилиндром. Наблюдается, что вклад сдвиговых напряжений на стенке по сравнению с вкладом скорости набегающего потока намного больше при меньших значениях числа Рейнольдса, чем это наблюдалось на графике для осредненного коэффициента лобового сопротивления на рис. 6а.

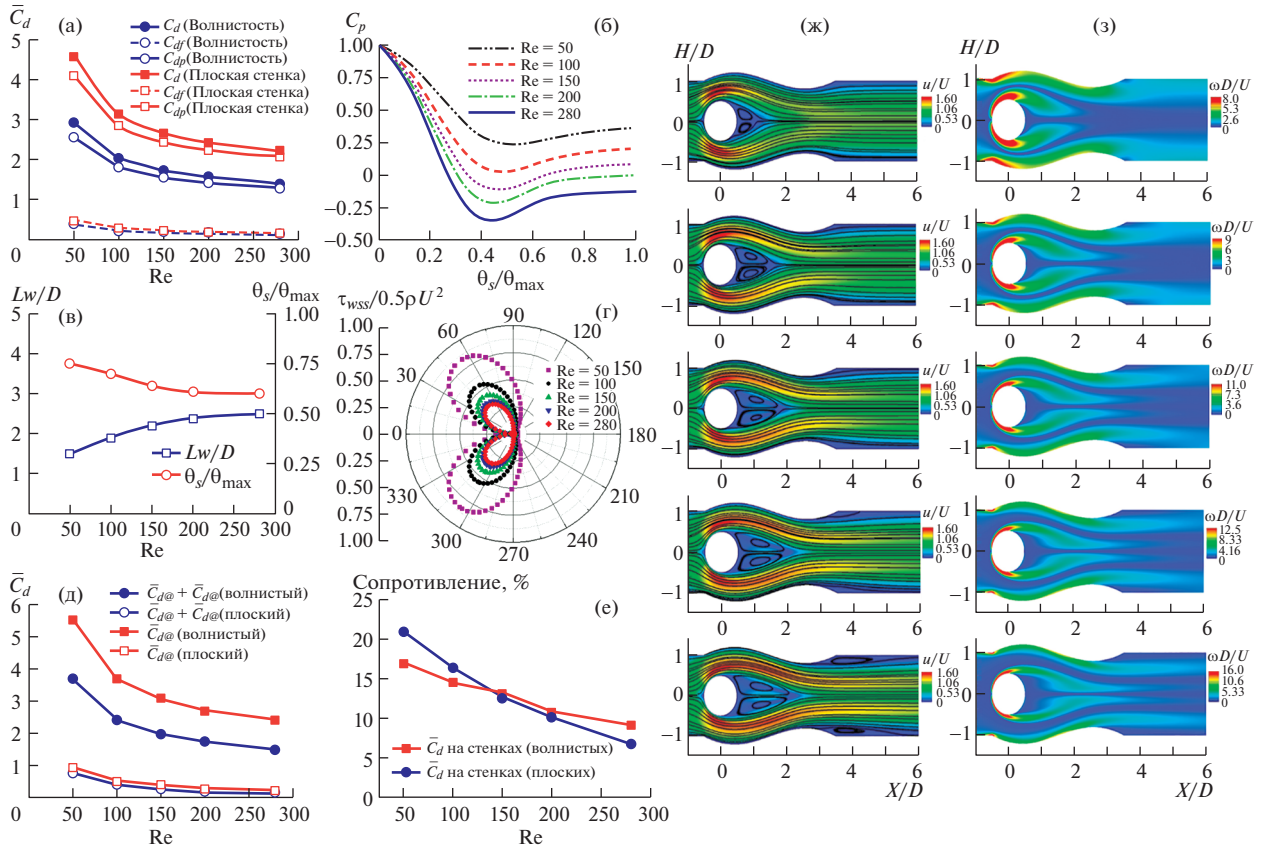


Рис. 6. Результаты при различных значениях числа Рейнольдса при $D/H = 0.5$, $\lambda = 4D$ и $A = 0.2D$: осредненный коэффициент лобового сопротивления (а); локальный коэффициент давления на поверхности цилиндра (б); длина следа и угол отрыва потока (в); безразмерное сдвиговое напряжение на стенке на поверхности цилиндра (г); распределение C_d по поверхности цилиндра и на стенках, ограничивающих течение в канале (д); относительный вклад сопротивления стенок в общее сопротивление (е); мгновенные линии тока (ж); мгновенные распределения интенсивности завихренности (з).

Важно также изучить вклад сопротивления на стенках канала, поскольку стенки и цилиндр располагаются близко. На рис. 6д приведены зависимости для коэффициентов сопротивления на цилиндре и стенках от числа Рейнольдса. Можно видеть, что сопротивления цилиндра намного больше, чем сопротивление стенок для всех значений Re . Снижение сопротивления цилиндра в канале с волнообразными стенками не дает вклада в дополнительное сопротивление на волнообразных стенках. Общий коэффициент сопротивления, который включает в себя как коэффициент сопротивления цилиндра и стенок канала, меньше в канале с волнообразными стенками, чем общий коэффициент сопротивления в плоском канале. Как можно видеть из рис. 6е, полный вклад стенок в общее сопротивление цилиндра и канала составляет менее 25% как в плоском канале, так и в канале с волнообразными стенками для всех значений Re . Вначале, при $Re = 50$, сопротивление, вызываемое стенками волнистого канала, составляет почти 21% от общего сопротивления цилиндра и стенок канала, тогда как в плоском канале эта величина равняется 17%. Это происходит из-за того, что поток дольше остается присоединенным к цилиндру и стенкам канала. По мере того, как Re увеличивается, влияние стенок канала на полное сопротивление снижается из-за более раннего отделения потока. При $Re = 280$ стенки вносят вклад, равный 6.8% при наличии участка с волнообразными стенками и 9.2% в канале с плоскими стенками. Таким образом, из приведенных данных можно сделать вывод, что канал при наличии участка с волнообразными стенками не уменьшает сопротивления при увеличении сопротивления на стенках канала.

На рис. 6ж и 6з воспроизведены детали и приведена общая картина обтекания цилиндра при разных значениях числа Рейнольдса, которая позволяет составить общее представление о значимости ограничения течения волнообразными стенками. На рис. 6ж изображены линии тока поля

Таблица 7. Сравнение осредненного коэффициента лобового сопротивления для плоской и волнообразной стенок при различных числах Рейнольдса при $D/H = 0.5$, $\lambda = 4D$ и $A = 0.2D$

Re	\bar{C}_d (Плоская стенка)	\bar{C}_d (Волнистая стенка)	Разность
50	4.5783	2.9181	36.26%
100	3.1421	2.0163	35.82%
150	2.6554	1.714	35.45%
200	2.4119	1.5567	35.45%
280	2.2251	1.4322	35.63%

скоростей, тогда как на рис. 6з воспроизведены картины интенсивности завихренности потока при разных значениях числа Рейнольдса. При небольших числах Рейнольдса ($Re = 50$) восстановление безотрывного обтекания происходит непосредственно после прохождения потоком около цилиндра и, таким образом, формируется небольшая область следа. Когда число Рейнольдса становится больше ($Re = 100$), наблюдается более длинный след, поскольку имеет место более ранний отрыв потока от поверхности цилиндра по сравнению со случаем $Re = 50$ и восстановление безотрывного обтекания в области следа запаздывает. Длина следа растет линейно вплоть до $Re = 200$. Однако изменение размеров следа становится нечувствительным к числу Рейнольдса после того, как оно превосходит $Re > 200$. При $Re > 200$ из-за большего значения импульса сдвиговый слой растягивается и за участком с волнообразными стенками появляются вторичные вихри. Вторичные вихри сдавливают сдвиговые слои и предотвращают рост длины следа. Хотя отрыв потока от поверхности цилиндра все еще смещается вверх по потоку, но длина следа остается почти постоянной из-за вторичных вихрей. Из рис. 6з хорошо видно, что след за цилиндром подталкивается потоком ближе к цилиндру. Для всех значений числа Рейнольдса построенная картина интенсивностей завихренности также показывает, что сход вихрей отсутствует в области следа.

При $Re = 50$ коэффициент лобового сопротивления цилиндра при наличии участка с волнообразными стенками на 36% меньше, чем в случае плоских стенок. Как показано в табл. 7, разница между коэффициентами лобового сопротивления для конфигураций волнообразных и плоских стенок независимо от числа Рейнольдса остается постоянной на уровне около 36%. При использовании ограничения потока с волнообразными стенками максимальное снижение коэффициента сопротивления при $D/H = 0.5$ составляет приблизительно 36%. Таким образом, продемонстрирована важность исследования влияния коэффициента загромождения рабочего сечения на характеристики течения.

3.4. Влияние коэффициента загромождения рабочего сечения на обтекание цилиндра при наличии ограничивающей волнообразной стенки

В этом разделе описано влияние коэффициента загромождения рабочего сечения на обтекание цилиндра в случае оптимизированной конфигурации ограничивающих волнообразных стенок для $Re = 200$. С этой целью рассмотрены пять возможных конфигураций при изменении этого коэффициента в диапазоне $0.5 \leq D/H \leq 0.9$. Сопротивление цилиндра очень чувствительно к изменению коэффициента загромождения рабочего сечения, особенно для узких каналов снижение сопротивления становится очень важным [6]. Увеличение коэффициента загромождения рабочего сечения вызывает сокращение длины следа в осевом сечении, инициируя смещение точки нулевой завихренности вверх по потоку. Это приводит к раннему отрыву потока вместе со значительным увеличением противодействующего градиента давления, что приводит к существенному увеличению сопротивления. Например, теплообменники, имеющие круглые трубки и узкие каналы с циркулирующей жидкостью, могут потребовать мощных насосов для прокачки жидкости по причине значительного сопротивления. Поэтому в таких случаях уменьшение сопротивления становится обязательным.

На рис. 7,а представлены зависимости осредненного коэффициента лобового сопротивления цилиндра от коэффициента загромождения рабочего сечения для конфигураций с плоской и волнообразными стенками. В случае плоской ограничивающей стенки $\bar{C}_d = 2.412$ при $D/H = 0.5$. Значения \bar{C}_d возрастают до 3.953 при $D/H = 0.6$ и 7.754 при $D/H = 0.7$. Значение \bar{C}_d почти удваивается, когда коэффициент загромождения рабочего сечения возрастает от 0.5 до 0.7. Однако при

$D/H = 0.8$ имеем $\overline{C_d} = 19.992$, что показывает, что среднее сопротивление цилиндра возрастает более чем в восемь раз по сравнению со средним сопротивлением при $D/H = 0.5$. Значение $\overline{C_d}$ возрастает до чрезвычайно большого значения, равного 102.39 при $D/H = 0.9$, что более чем в 42 раза превосходит значение $\overline{C_d}$ при $D/H = 0.5$. Эти результаты подтверждают, что для очень узких каналов сопротивление цилиндра может возрасти до очень больших значений. Поэтому роль волнообразных стенок представляет очень большой интерес при исследовании обтекания цилиндра. На рис. 7а также приведена зависимость осредненного коэффициента лобового сопротивления цилиндра от коэффициента загромождения рабочего сечения для конфигурации с волнообразными стенками. Можно видеть, что для конфигурации с волнообразными стенками коэффициент лобового сопротивления гораздо меньше по сравнению с конфигурацией с плоскими стенками для всех значений коэффициента загромождения рабочего сечения. При $D/H = 0.5$ значение $\overline{C_d}$ равно 1.556 и возрастает до 1.927 при $D/H = 0.6$ и 2.555 при $D/H = 0.7$. Хотя в случае конфигурации с волнообразными стенками осредненный коэффициент лобового сопротивления цилиндра возрастает еще больше при больших значениях коэффициента загромождения рабочего сечения, все же этот рост не настолько резкий, как тот, что наблюдается в случае плоских стенок. При $D/H = 0.8$ значение $\overline{C_d}$ равно 3.627, тогда как при $D/H = 0.9$ $\overline{C_d}$ возрастает до 5.633. Интересно, что при увеличении коэффициента загромождения рабочего сечения от 0.8 до 0.9 значение $\overline{C_d}$ возрастает приблизительно в полтора раза для конфигурации с волнообразными стенками и более чем в пять раз в случае плоских стенок.

Как было упомянуто выше, когда происходит отрыв потока от поверхности цилиндра, разность давлений между передней и задней сторонами цилиндра является основным источником сопротивления. Из рис. 7б можно также видеть, что сопротивление из-за перепада давления составляет более 90% полного сопротивления по всему цилиндру, как для плоских стенок, так и для конфигураций с волнообразными стенками для любых значений коэффициента загромождения рабочего сечения. Поэтому из этих результатов можно сделать вывод, что ограничения канала с волнообразными стенками являются причиной значительного уменьшения сопротивления из-за перепада давления по сравнению с плоскими стенками.

Для более полного понимания рассматриваемого явления были рассмотрены распределения коэффициента давления для конфигураций с плоскими и волнообразными стенками. Они построены на рис. 7в и 7г. При низких коэффициентах загромождения рабочего сечения значение коэффициента давления относительно небольшое по сравнению со значениями при более высоких коэффициентах загромождения. При $D/H = 0.5$ распределения коэффициента давления на передней стороне цилиндра сопоставимы для конфигураций с плоскими и волнообразными стенками. Однако для задней стороны цилиндра распределения давления совершенно разные. По мере того, как коэффициент загромождения рабочего сечения возрастает, коэффициент давления на передней стороне цилиндра также возрастает коренным образом для плоской стенки по сравнению с волнообразной стенкой. Для плоской стенки при $D/H = 0.9$ из рис. 7в и 7г можно видеть, что зона давления торможения покрывает более 35% поверхности цилиндра, тогда как эта величина составляет менее 5% для волнообразной стенки. Поэтому в случае плоской стенки при высоком коэффициенте загромождения рабочего сечения сила высокого давления действует на большей фронтальной площади поверхности цилиндра, вызывая высокое сопротивление, обусловленное давлением. В противоположность плоской стенке конфигурация с волнообразными стенками генерирует относительно низкое давление торможения, действующее на меньшей фронтальной площади цилиндра, приводя к меньшему сопротивлению из-за давления.

Распределение давления по поверхности цилиндра связано с динамикой обтекания цилиндра. Как можно видеть из рис. 7д и 7е, рост коэффициента загромождения рабочего сечения является причиной роста угла отрыва потока и убывания длины следа. При высоком коэффициенте загромождения рабочего сечения стенки канала располагаются ближе к цилиндру и количество движения (импульс) жидкости, текущей вокруг цилиндра, растет, что вызывает задержку отрыва потока и способствует раннему восстановлению безотрывного обтекания в зоне за цилиндром. Близость цилиндра и стенок канала обуславливает уменьшение площади поперечного сечения потока. Течение ускоряется из-за уменьшения площади, что приводит к тонкому сдвиговому слою вокруг цилиндра. В случае плоской стенки уменьшение коэффициента загромождения рабочего сечения приводит к менее интенсивной и более неустойчивой паре вихрей за цилиндром. В противоположность плоской стенке волнообразные стенки стимулируют сдвиговые слои с большим значением импульса поперек цилиндра, которые приводят к меньшей по разме-

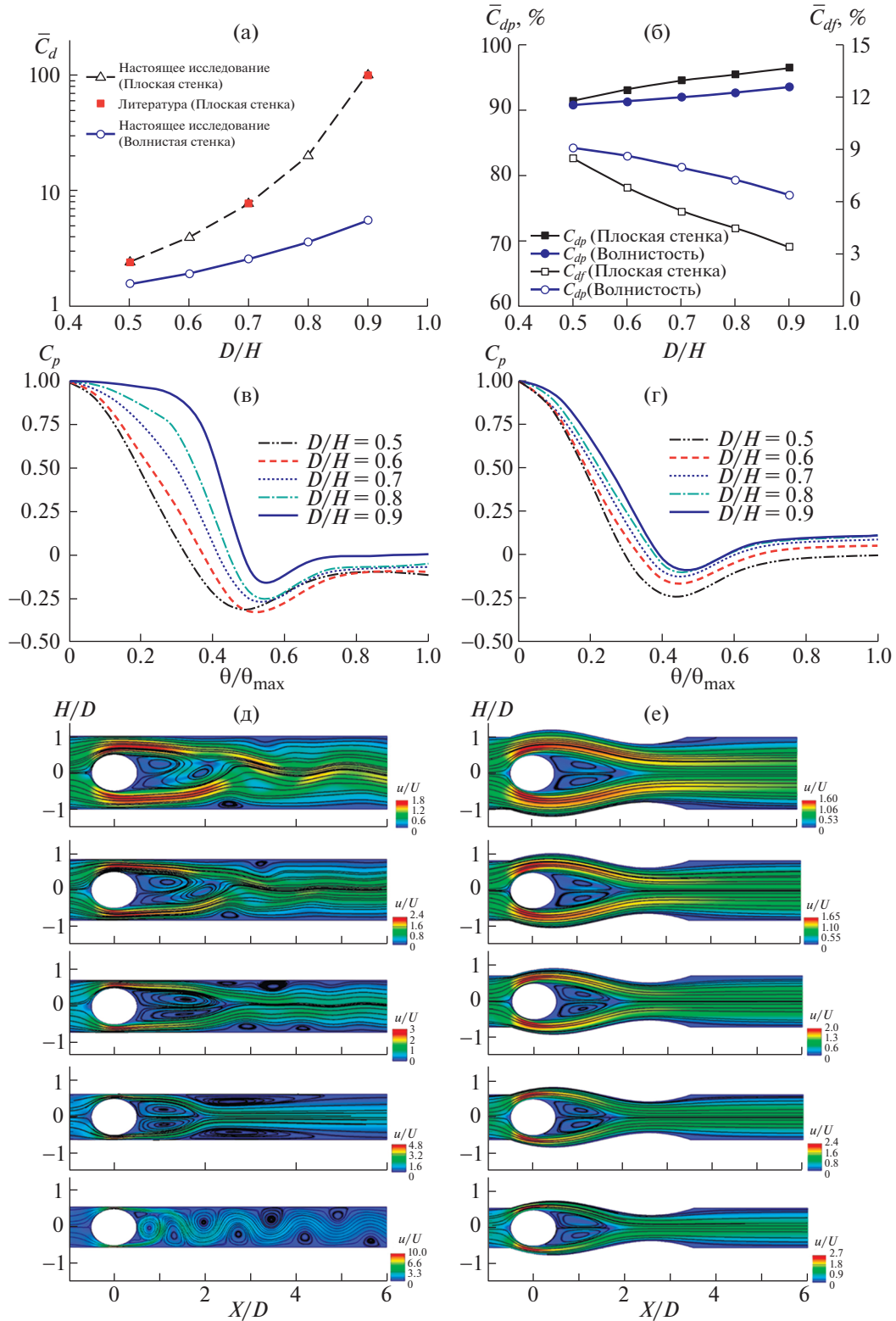


Рис. 7. Результаты для различных значений коэффициента загромождения рабочего сечения при $Re = 200$, $\lambda = 4D$ и $A = 0.2D$: осредненный коэффициент лобового сопротивления (а); осредненное сопротивление из-за давления и сопротивление трения (б); локальный коэффициент C_p вокруг цилиндра (плоская стенка) (в); локальный коэффициент C_p вокруг цилиндра (волнистая стенка) (г); мгновенные линии тока (плоская стенка) (д); мгновенные распределения интенсивности завихренности (волнистая стенка) (е).

Таблица 8. Относительное уменьшение, выраженное в процентах, осредненного коэффициента лобового сопротивления цилиндра волнообразным каналом по сравнению с плоским каналом для разных значений коэффициента загромождения рабочего сечения при $Re = 200$, $\lambda = 4D$ и $A = 0.2D$

Коэффициент загромождения рабочего сечения	Относительное уменьшение \bar{C}_d волнообразной стенкой
0.5	35.49%
0.6	51.25%
0.7	67.05%
0.8	81.86%
0.9	94.50%

Таблица 9. Относительное увеличение, выраженное в процентах, осредненного коэффициента лобового сопротивления цилиндра для разных значений коэффициента загромождения рабочего сечения при $Re = 200$, $\lambda = 4D$ и $A = 0.2D$

D/H	Относительное уменьшение \bar{C}_d	
	Плоская стенка	Волнистая стенка
От 0.5 до 0.6	38.68%	19.25%
От 0.6 до 0.7	49.02%	24.58%
От 0.7 до 0.8	61.21%	29.56%
От 0.8 до 0.9	80.47%	35.61%

рам, но более стабильной паре вихрей, которую можно видеть на рис. 7ж и 7з. Из рассмотрения рис. 7з следует важный факт, что вторичные вихри вниз по потоку за волнообразной стенкой не возникают ни при каком значении коэффициента загромождения рабочего сечения. Это заставляет сдвиговые слои оставаться устойчивыми по всей длине канала. Таким образом, волнообразные стенки способны не только уменьшить коэффициент сопротивления, но также полностью подавить сход вихрей даже при $D/H = 0.9$.

Максимальная скорость, достигнутая для конфигурации с плоскими стенками при $D/H = 0.9$, превосходит более чем в 10 раз скорость на центральной линии набегающего потока, в то время как максимальная скорость, достигнутая для конфигурации с волнообразными стенками, лишь в 2.7 раза больше скорости на центральной линии набегающего потока. Это вновь подтверждает тот факт, что волнообразный канал значительно уменьшает сопротивление при обтекании цилиндра, допуская расширение течения около цилиндра.

В табл. 8 приведены данные для относительного уменьшения выраженного в процентах осредненного коэффициента лобового сопротивления цилиндра волнообразными стенками по сравнению с плоскими стенками. При коэффициенте загромождения рабочего сечения $D/H = 0.5$ коэффициент сопротивления уменьшается, по сравнению с плоской стенкой, приблизительно на 36% в случае ограничения в виде волнообразной стенки. Коэффициент лобового сопротивления уменьшается приблизительно на 51% при $D/H = 0.6$ и на 67% при $D/H = 0.7$. При $D/H > 0.7$ высота канала чрезвычайно маленькая и зазор между цилиндром и стенками канала очень узкий, что имеет следствием большое значение коэффициента лобового сопротивления. Для конфигурации с плоскими стенками при $D/H = 0.8$ коэффициент лобового сопротивления приблизительно в 10 раз больше по сравнению с $D/H = 0.5$. Более того, в случае плоских стенок коэффициент лобового сопротивления при $D/H = 0.9$ возрастает приблизительно в 40 раз по сравнению со значением коэффициента лобового сопротивления при $D/H = 0.5$. По сравнению с плоскими стенками, конфигурация с волнообразными стенками снижает коэффициент лобового сопротивления приблизительно на 82% при $D/H = 0.8$ и приблизительно на 95% при $D/H = 0.9$.

В табл. 9 приведены данные для относительного увеличения, выраженного в процентах, коэффициента лобового сопротивления при разных значениях коэффициента загромождения ра-

бочего сечения для конфигураций как с волнообразными, так и плоскими стенками. Приведенные результаты показывают, что по мере того, как коэффициент загромождения рабочего сечения увеличивается, увеличение коэффициента лобового сопротивления становится больше для плоских стенок по сравнению с волнообразными стенками. Увеличение коэффициента лобового сопротивления при значениях коэффициента загромождения рабочего сечения $D/H = 0.5$ и $D/H = 0.6$ составляет 19.25% для волнообразных стенок, что почти вдвое превышает рост, равный 38.68%, для плоских стенок. Из табл. 9 можно видеть определенный тренд к увеличению коэффициента лобового сопротивления для больших значений коэффициента загромождения рабочего сечения.

ВЫВОДЫ

В настоящем исследовании выполнено двумерное зависящее от времени моделирование ламинарного обтекания несжимаемой жидкостью кругового цилиндра при наличии волнообразных ограничивающих стенок для различных значений числа Рейнольдса и коэффициента загромождения рабочего сечения. Амплитуда и длина волны участка волнообразных ограничивающих стенок изменялись для нахождения оптимальной конфигурации. Амплитуда волнистости волнообразных стенок изменялась в диапазоне $0.1 \leq A \leq 0.3$ при $\lambda = 2D$ и $\lambda = 4D$, когда коэффициент загромождения рабочего сечения равнялся 0.5 при $Re = 200$. Сопротивление цилиндра значительно уменьшалось в диапазоне $0.15 \leq A \leq 0.3$ по сравнению с плоскими стенками ($A = 0$). Однако оптимальная амплитуда волнистости стенки была установлена равной $0.2D$, поскольку это значение давало минимальное лобовое сопротивление цилиндра. Длина волны волнообразных стенок изменялась в пределах от $1.5D$ до $20D$. Было найдено, что длина волны волнообразных стенок λ является доминантным расчетным параметром, поскольку относительное уменьшение сопротивления было намного больше при изменении λ по сравнению с варьированием амплитуды. Оптимальная длина волны $\lambda = 4D$ была получена на основе достижения минимального коэффициента лобового сопротивления при $St = 0$. При $\lambda = 4D$ в случае $Re = 200$ и $D/H = 0.5$ наблюдались уменьшение коэффициента лобового сопротивления на 36% по сравнению с плоскими стенками и уменьшение коэффициента лобового сопротивления на 24% по сравнению с волнообразными стенками по результатам, полученным в [17]. Уменьшение коэффициента лобового сопротивления проявлялось в снижении сопротивления из-за разности давлений. Оптимальные проектные параметры для волнообразных стенок $A = 0.2D$ и $\lambda = 4D$ не только снижали сопротивление цилиндра, но также полностью подавляли сход вихрей из-за образования устойчивой пары вихрей за цилиндром. След за цилиндром был устойчивым по причине постепенного изменения направления потока при обтекании цилиндра за счет наклона волнообразных стенок.

Влияние числа Рейнольдса на обтекание цилиндра для ограничения потока в канале волнообразными стенками было исследовано при $50 \leq Re \leq 280$. Увеличение числа Рейнольдса вызывало уменьшение коэффициента лобового сопротивления цилиндра. Точка отрыва на поверхности цилиндра сдвигалась вверх по потоку, что приводило к более раннему отрыву потока и большей длине следа. При увеличении числа Рейнольдса коэффициент давления на передней стороне цилиндра убывал, что в свою очередь снижало сопротивление цилиндра. При всех числах Рейнольдса число Струхала оставалось равным нулю, что указывало на полное подавление схода вихрей и стабильность следа за цилиндром. При $D/H = 0.5$ осредненный коэффициент лобового сопротивления снижался приблизительно на 36% по сравнению с плоской стенкой. Поэтому значение $Re = 200$ было зафиксировано для изучения влияния коэффициента загромождения рабочего сечения ($0.5 \leq D/H \leq 0.9$) на коэффициенты сопротивления и подъемной силы цилиндра для конфигураций с волнообразными и плоскими стенками. Увеличение коэффициента загромождения рабочего сечения уменьшало живое сечение потока между цилиндром и стенками, что задерживало отделение потока от поверхности цилиндра и способствовало раннему повторному присоединению к следу. По сравнению с плоскими стенками в случае волнообразных стенок обтекание цилиндра имело возможность расширения потока, которое можно было легче осуществить из-за волнистости стенок. В результате давление торможения на передней стороне цилиндра было намного ниже и действовало на меньшей площади фронтальной поверхности. Таким образом, сила сопротивления, испытываемая цилиндром при ограничении потока волнообразными стенками, была намного меньше. Более того, независимо от величины коэффициента загромождения рабочего сечения, след за цилиндром оставался стабильным и схода вихрей не

наблюдалось. При $D/H = 0.6$ было достигнуто уменьшение сопротивления на 51% в случае ограничения потока волнообразными стенками по сравнению с ограничением плоскими стенками. При $D/H = 0.7$ достигалось снижение сопротивления на 76% и при $D/H = 0.8$ сопротивление снижалось на 81%. При очень большом значении коэффициента загромождения рабочего сечения $D/H = 0.9$ было получено снижение сопротивления на 94% за счет ограничения потока волнообразными стенками.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии какого-либо конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sahin M., Owens R.G.* A numerical investigation of wall effects up to high blockage ratios on two-dimensional flow past a confined circular cylinder // *Physics of Fluids*. 2004. V. 16. № 5. P. 1305–1320.
2. *Singha S., Sinhamahapatra K.P.* Flow past a circular cylinder between parallel walls at low Reynolds numbers // *Ocean Engineering*. 2010. Vol. 37. № 8–9. P. 757–769.
3. *Anagnostopoulos P., Iliadis G., Richardson S.* Numerical study of the blockage effects on viscous flow past a circular cylinder // *Intern. J. for Numerical Methods in Fluids*. 1996. V. 22. № June 1996. P. 1061–1074.
4. *Chakraborty J., Verma N., Chhabra R.P.* Wall effects in flow past a circular cylinder in a plane channel: a numerical study // *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*. 2004. V. 43. № 12. P. 1529–1537.
5. *Patil P.P., Tiwari S.* Effect of blockage ratio on wake transition for flow past square cylinder // *Fluid Dynamics Research*. 2008. V. 40. № 11–12. P. 753–778.
6. *Sen S., Mittal S., Biswas G.* Steady separated flow past a circular cylinder at low Reynolds numbers // *J. Fluid Mechanics*. 2009. V. 620. P. 89–119.
7. *Wu M., Wen C., Yen R., Weng M., Wang A.* Experimental and numerical study of the separation angle for flow around a circular cylinder at low Reynolds number // *J. Fluid Mechanics*. 2004. V. 515. № July. P. 233–260.
8. *Rajani B.N., Kandasamy A., Majumdar S.* Numerical simulation of laminar flow past a circular cylinder // *Applied Mathematical Modelling*. 2009. V. 33. № 3. P. 1228–1247.
9. *Dey P., Das A.K.* Numerical analysis of drag and lift reduction of square cylinder // *Engineering Science and Technology*. 2015. V. 18. № 4. P. 758–768.
10. *Darekar R.M., Sherwin S.J.* Flow past a square-section cylinder with a wavy stagnation face // *J. of Fluid Mechanics*. 2001. V. 426. P. 263–295.
11. *Nakamura H., Igarashi T.* Omnidirectional reductions in drag and fluctuating forces for a circular cylinder by attaching rings // *J. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. 2008. V. 96. № 6–7. P. 887–899.
12. *Lam K., Lin Y.F.* Drag force control of flow over wavy cylinders at low Reynolds number // *J. Mechanical Science and Technology*. 2007. V. 21. № 9. P. 1331–1337.
13. *Wu J., Qiu Y.L., Shu C., Zhao N.* Flow control of a circular cylinder by using an attached flexible filament // *Physics of Fluids*. 2014. V. 26. № 10.
14. *Wu J., Wu J., Zhan J.* Characteristics of flow over a circular cylinder with two attached filaments // *J. of Fluids and Structures*. 2016. V. 66. P. 269–281.
15. *Wu J., Shu C., Zhao N.* Investigation of flow characteristics around a stationary circular cylinder with an undulatory plate // *European J. of Mechanics, B/Fluids*. 2014. V. 48. P. 27–39.
16. *Abdi R., Rezazadeh N., Abdi M.* Investigation of passive oscillations of flexible splitter plates attached to a circular cylinder // *J. Fluids and Structures*. 2019. V. 84. P. 302–317.
17. *Deepakkumar R., Jayavel S., Tiwari S.* Cross flow past circular cylinder with waviness in confining walls near the cylinder // *J. Applied Fluid Mechanics*. 2017. V. 10. № 1. P. 183–197.
18. *Krishnan S., Kaman A.* Effect of blockage ratio on drag and heat transfer from a centrally located sphere in pipe flow // *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*. 2010. V. 4. № 3. P. 396–414.
19. *Deepakkumar R., Jayavel S.* Effect of local waviness in confining walls and its amplitude on vortex shedding control of the flow past a circular cylinder // *Ocean Engineering*. 2018. V. 156. № December 2016. P. 208–216.

Перевод с англ. Е.А. Пушкаря

Passive Control of Vortex Shedding and Drag Reduction in Laminar Flow across Circular Cylinder Using Wavy Wall Channel

L. Hussain^{a,#} and M. M. Khan^{a,##}

^a Capital University of Science and Technology, Islamabad, 45750 Pakistan

[#]e-mail: liaqat.engr@yahoo.com

^{##}e-mail: drmahabat@cust.edu.pk

Numerical simulations of incompressible laminar flow past a circular cylinder using wavy wall confinement are performed in order to study drag reduction and vortex shedding suppression for Reynolds numbers ($50 \leq Re \leq 280$) and blockage ratios ($0.5 \leq D/H \leq 0.9$), where D is the cylinder diameter and H is the channel height. The optimum configuration of wavy wall confinement is identified to have an amplitude of $0.2D$ and wavelength of $4D$ which manifests the minimum drag coefficient and complete vortex shedding suppression (zero lift coefficient). The flow over the cylinder with optimized wavy wall confinement produces a stable vortex pair in the wake of the cylinder. The length of vortex pair in the wake increases by increasing the Reynolds number and decreasing the blockage ratio. The drag on the cylinder reduces when the length of vortex pair increases due to early flow separation and reduction in pressure drag. The drag coefficient decreases by 36% in comparison to the plane wall confinement at $D/H = 0.5$. The drag coefficient decreases for wavy wall configuration by about 67% for $D/H = 0.7$ and 94% for $D/H = 0.9$. The lift coefficient remains zero at all Reynolds numbers and blockage ratios which indicates complete suppression of vortex shedding.

Keywords: laminar flow, vortex shedding suppression, drag reduction, flow separation, wavy channel