

УДК 532.582.6

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЯ ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ ОБТЕКАНИИ ПАРЫ КРУГОВЫХ ЦИЛИНДРОВ СЖИМАЕМОМ ПОТОКОМ ВОЗДУХА

© 2023 г. Ю. А. Виноградов^{а,*}, А. Г. Здитовец^{а,**},
Н. А. Киселёв^{а,***}, С. С. Попович^{а,****}

^аМГУ им. М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт механики, Москва, Россия

*E-mail: vinograd@imec.msu.ru

**E-mail: zditovets@mail.ru

***E-mail: kiselev.nick.a@gmail.com

****E-mail: pss1@mail.ru

Поступила в редакцию 03.11.2022 г.

После доработки 11.11.2022 г.

Принята к публикации 11.11.2022 г.

Экспериментально исследовано влияние расстояния между двумя поперечно обтекаемыми круговыми цилиндрами на распределение температуры и статического давления по их поверхности. Исследования проводились при числах Маха набегающего потока $M = 0.295$ и 0.365 и числах Рейнольдса $Re_D = 6.4 \times 10^4$ и 7.9×10^4 соответственно. Получено распределение коэффициентов давления и восстановления температуры на поверхности одного из цилиндров. Показано, что в зависимости от расстояния между цилиндрами коэффициенты давления и восстановления температуры могут быть как больше, так и меньше значений, полученных при обтекании одиночного цилиндра при идентичных параметрах набегающего потока.

Ключевые слова: энергоразделение, поперечное обтекание, круговой цилиндр, коэффициент давления, коэффициент восстановления температуры

DOI: 10.31857/S0568528122600904, **EDN:** NTSOFA

Процесс перераспределения полной энтальпии (температуры торможения) в потоках сжимаемого газа без обмена энергией с окружающей средой принято называть энергоразделением [1]. На его основе созданы устройства для безмашинного разделения потока на холодный и горячий (с температурой торможения меньше и больше начальной), например, трубы Ранка–Хилша [2], Гартмана–Шпренгера [3], Леонтьева [4]. Повышение эффективности существующих устройств [5–9], проектирование новых [10, 11] и умелое использование эффекта энергоразделения в обычном теплообменном оборудовании [12], напрямую связано с пониманием причин энергоразделения, а также способов воздействия на его величину. В связи с этим актуальным является изучение процесса энергоразделения, возникающего при обтекании тел канонической формы (круговых цилиндров), так называемый эффект Эккерта–Вайса [13], состоящий в возникновении области пониженной температуры на подветренной стороне поперечно обтекаемого цилиндра. Величина эффекта может достигать существенных значений. Например, в работе [14] получено, что при числе Маха набегающего потока 0.65 и температуре торможения 25°C температура поверхности кругового цилиндра снижалась на 28°C градусов в окрестности задней критической точки и была ниже статической температуры набегающего потока.

Проблема энергоразделения при поперечном обтекании изолированного цилиндра исследовалась во многих, в основном, экспериментальных работах [13–24]. Предложенная в [14] связь эффекта Эккерта–Вайса с процессом схода вихрей была неявно подтверждена в работах [17, 18]. В [18] было показано, что при возникновении резонанса между частотой стоячих акустических волн в аэродинамической трубе и частотой схода вихрей наблюдается существенное снижение донного давления и температуры поверхности в задней критической точке цилиндра, что косвенно свидетельствовало о связи эффекта с интенсификацией вихрей. При внесении раздели-

тельной пластины в область формирования вихрей наблюдались подавление их интенсивности, резкий рост давления и температуры поверхности в донной области [17].

В работе [21] методом прямого численного моделирования проанализированы механизмы, вызывающие энергоразделение в жидкой частице, и их вклад в перераспределение полной энтальпии у поверхности и в следе плохообтекаемого тела. Показано, что вблизи поверхности плохообтекаемого тела необходимо учитывать все механизмы, ответственные за перераспределение полной энтальпии в жидких частицах: пульсации давления, работа вязких сил и теплопроводность, тогда как в области развитого следа можно пренебречь диссипативными механизмами.

В [22] воздействие на процесс вихреобразования осуществлялось путем изменения расстояния между двумя одинаковыми круговыми цилиндрами, обтекаемыми поперечным потоком. Течение, как и в [21], моделировалось на основе численного решения уравнений Навье—Стокса для задач двумерного обтекания теплоизолированных тел потоком вязкого совершенного газа при $Re_D \leq 1000$ и числах Маха $0.1 \leq M \leq 0.8$. Было показано существенное влияние процесса вихреобразования и режимов интерференции на интенсивность эффекта Эккерта—Вайса. Получены режимы, на которых эффект энергоразделения имеет большую величину, чем при обтекании одиночного кругового цилиндра, и при этом распространяется на большую площадь поверхности. Данный результат является новым и необходимость экспериментального подтверждения очевидна. В реальном течении могут проявиться факторы, не учтенные в математической модели, используемой в работе [22], что может повлиять как на снижение, так и на увеличения искомого эффекта.

В настоящей работе, инициированной численными результатами [22], проведено экспериментальное исследование эффекта Эккерта—Вайса при поперечном обтекании пары одинаковых круговых цилиндров при числах Маха набегающего потока $M = 0.295; 0.365$ и числах Рейнольдса $Re_D = 6.4 \times 10^4; 7.9 \times 10^4$ соответственно. Оси цилиндров расположены в плоскости, перпендикулярной направлению потока. Относительное расстояние между осями цилиндров изменялось в диапазоне, позволяющем охватить режимы интерференции, характерные для данного типа расположения цилиндров. Согласно классификации работы [25], в зависимости от относительного расстояния P/D (где D — диаметр цилиндра, P — расстояние между осями цилиндров) на докритическом режиме обтекания $Re_D < 2 \times 10^5$ можно выделить следующие режимы интерференции.

Одиночная вихревая дорожка $1 < P/D < 1.1-1.2$ — течение за парой цилиндров напоминает течение за плохообтекаемым телом;

Бистабильный режим $1.2 < P/D < 2.0-2.2$ — формируются два следа (узкий и широкий), а течение в зазоре формирует струю, отклоняющуюся к узкому следу. Такое течение бистабильно, что означает нерегулярную смену широкого и узкого следа, и, следовательно, направления струи.

Спаренная вихревая дорожка $2.7 < P/D < 4.0-5.0$ — формируются одинаковые по ширине две вихревые дорожки. Они синхронизированы по частоте и фазе, зеркальны относительно оси зазора.

В итоге для значений $P/D = 1.1; 1.5; 2.0; 3.0; 4.0$ и одиночного цилиндра по измерениям температуры и давления получены распределения коэффициента давления и коэффициента восстановления температуры (характеризующего энергоразделение) на поверхности цилиндра. Проведено сравнение результатов, полученных для одиночного цилиндра, с известными экспериментальными данными.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Экспериментальный стенд. Экспериментальные исследования проводились на дозвуковой аэродинамической установке, рабочая часть которой представляет собой плоский канал без боковых стенок — рис. 1.

Воздух из окружающей среды поступал в высоконапорный центробежный вентилятор, который через мягкий рукав соединен с форкамерой 1. В форкамере установлены две сетки — детурбулизаторы и спрямляющая решетка (хонейкомб), предназначенные для разрушения вихревых структур и получения равномерного потока воздуха в рабочем канале. Из форкамеры воздух через профилированное сопло 2 поступал в рабочий канал 3. Степень поджатия в сопле — 6.4. Рабочий канал установки образован верхней и нижней плоской стенкой (без боковых стенок), его длина 650 мм, высота 50 мм, ширина 360 мм (ширина сопла 300 мм). Материал стенок — оргстек-

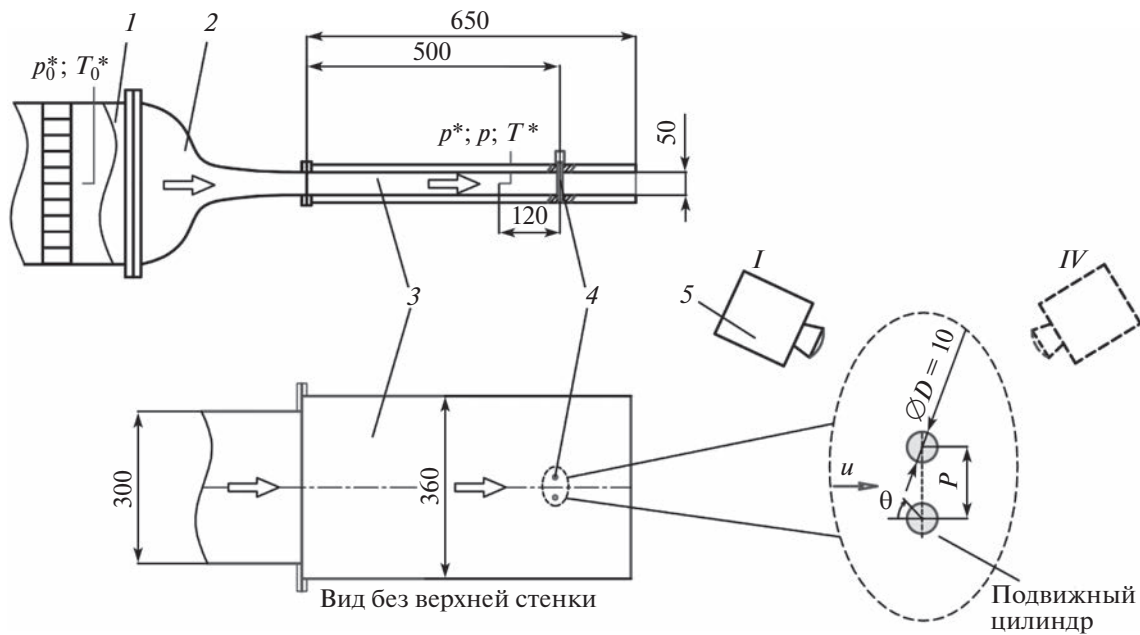


Рис. 1. Схема экспериментального стенда: 1 — форкамера; 2 — профилированное сопло; 3 — рабочий канал; 4 — исследуемые круговые цилиндры; 5 — тепловизор InfraTEC 8855.

ло толщиной 10 мм. Для плавного изменения скорости потока использовался частотный преобразователь, при помощи которого регулировалась частота вращения вентилятора. Таким образом, в рабочем канале достижим диапазон скоростей от 5 до 130 м/с с шагом ≈ 1 м/с.

Модель. В качестве моделей использовались цилиндры 4 круглого поперечного сечения (диаметр $D = 10$ мм), изготовленные из эбонита — материала с низким коэффициентом теплопроводности, порядка 0.16 Вт/(м К). Цилиндры располагались на расстоянии 500 мм от среза сопла, таким образом, что плоскость, проходящая через оси цилиндров, была перпендикулярна скорости набегающего потока. Расстояние между осями цилиндров ($P/D = 1.1; 1.5; 2.0; 3.0; 4.0$) изменялось при помощи автоматического устройства позиционирования (перемещался только один цилиндр — правый относительно направления потока рис. 1). В крайнем положении расстояние между осями цилиндров составляло $P = 40$ мм, при этом цилиндры были расположены симметрично относительно оси канала. Для измерения распределения температуры и давления на поверхности цилиндра использовались две полностью идентичные модели. В поверхность первой заподлицо заделана термопара — размер спая 0.2 мм, на поверхности второй на том же расстоянии — приемник статического давления диаметром 0.3 мм. Степень удлинения рабочей части модели — $50 \text{ мм}/10 \text{ мм} = 5$. Загромождение канала при размещении одного цилиндра $(10 \text{ мм}/300 \text{ мм}) \times 100\% = 3.3\%$, при размещении двух цилиндров — 6.6% .

Система измерения. Во время проведения экспериментального исследования регистрировались следующие параметры: давление и температура торможения потока в форкамере p_0^* и T_0^* соответственно; профили статического давления p и давления торможения p^* в канале трубкой Пито—Прандтля; профиль температуры торможения T^* в канале зондом, прикрепленным к трубке Пито—Прандтля; давление и температура на поверхности цилиндра p_θ и $T_{w\theta}$ соответственно.

Давление измерялось дифференциальными датчиками фирмы “Honeywell”, работающими в диапазоне ± 17 кПа. Температура торможения измерялась зондами с хромель-алюмелиевыми термопарами (К-тип), температура поверхности цилиндра — железо-константановой термопарой (J-тип), заделанной в поверхность цилиндра. Для контроля измерения температуры поверхности цилиндра использовался тепловизор InfraTEC 8855 (поз. 5, рис. 1). Спектральный диапазон: 8.0–10.0 мкм. Формат детектора (ИК-элементы): 640×512 пикс. Температурное разрешение при 30°C — не менее 0.035°C . Тепловизор располагался в двух возможных положениях относительно цилиндров (рис. 1). Таким образом, фиксировалось температурное поле в окрестности

передней и задней критических точек без искажений, характерных при измерении температуры на сильно искривленных поверхностях.

Сбор и обработка экспериментальных данных осуществлялись многоканальными аналогово-цифровыми преобразователями NI PCI-6071 и NI USB-9213 для сигналов с датчиков давления и термопар соответственно. Дальнейшая обработка и регистрация сигналов осуществлялись в программной среде LabVIEW. Тепловизионные изображения обрабатывались в специализированном программном обеспечении IRBIS3.

Обработка данных. Скорость сжимаемого потока определялась из следующего соотношения [26]

$$\frac{p^* - p}{0.5\rho^* u^2} = 1 - \frac{1}{4} \left(\frac{u}{a^*} \right)^2 \quad (1.1)$$

где $a^* = \sqrt{\gamma R T^*}$ – скорость звука в адиабатически заторможенном потоке, м/с; $\gamma = 1.4$ – показатель адиабаты воздуха; R – газовая постоянная воздуха, Дж/(кг К); $\rho^* = p^*/(R T^*)$ – плотность воздуха по параметрам торможения, кг/м³; T^* – температура торможения потока, К; $(p^* - p)$ – разность давлений на трубке Пито–Прандтля, Па.

Из выражения (1.1) для дозвукового течения следует

$$u = \sqrt{\frac{2\rho^* a^{*2} - 2a^* \sqrt{\rho^{*2} a^{*2} - 2\rho^* (p^* - p)}}{\rho^*}}$$

Для определения числа Маха набегающего потока использовалось выражение

$$M = \sqrt{\frac{2/(\gamma + 1)\lambda^2}{1 - (\gamma - 1)/(\gamma + 1)\lambda^2}}$$

где $\lambda = u/\sqrt{2\gamma/(\gamma + 1)RT^*}$ – приведенная скорость.

Число Рейнольдса, определенное по диаметру цилиндра

$$Re_D = \frac{\rho u D}{\mu}$$

где $\rho = \rho^* \left(1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \lambda^2 \right)^{\frac{1}{\gamma - 1}}$ – статическая плотность, кг/м³, μ – динамическая вязкость, Па · с,

определенная по статической температуре потока $T = T^* \left(1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \lambda^2 \right)$.

Коэффициент восстановления давления и коэффициент восстановления температуры определялись по выражениям (1.2) и (1.3) соответственно

$$C_p = \frac{p_\theta - p}{p^* - p} \quad (1.2)$$

$$r = \frac{T_{w\theta} - T}{T^* - T} \quad (1.3)$$

где p_θ и $T_{w\theta}$ – давление и температура, измеренные на поверхности цилиндра для данного значения угла θ (см. рис. 1).

Оценка неопределенности измерений. По определению суммарная стандартная неопределенность оценки y представляет собой положительный квадратный корень из суммарной дисперсии

$$U(y) = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 U^2(x_i)}$$

где $f = f(x_i)$ – функциональная зависимость оцениваемой величины y от входных величин x_i ; $U(x_i)$ – стандартная неопределенность входной величины x_i .

Таблица 1. Неопределенности измерения

Входная величина, x_i	Стандартная неопределенность, $U(x_i)$	Оцениваемая величина, y	Суммарная стандартная неопределенность оценки y , $U(y)$
p_0^* ; p^* ; p ; p_θ	197 Па	u	1.8 м/с
T_0^* ; T^*	0.2 К	M	0.0053
$T_{w\theta}$	0.5 К	c_p	0.035
T_w (тепловизор)	0.6 К	r	0.07
P	0.25 мм	P/D	0.02
D	0.07 мм	—	—

Таблица 2. Основные характеристики потока

M	u , м/с	T^* , °C	Re_D
0.295	103	34–35	6.4×10^4
0.365	128	37–39	7.9×10^4

В расчете принимаем, что знание погрешности величины x_i позволяет оценить ее верхний и нижний предел. Тогда для всех практических целей вероятность нахождения значения x_i в интервале Δ_- и Δ_+ близка к единице, а вне пределов этого интервала незначительна. Таким образом, стандартная неопределенность входной величины x_i , согласно [27], определяется выражением: $U^2(x_i) = \Delta^2/3$.

Неопределенности измерения входных и оцениваемых величин приведены в табл. 1.

Таким образом, результаты, приведенные в работе, нужно воспринимать следующим образом: $x \pm U(x)$ и $y \pm U(y)$.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Основные характеристики потока представлены в табл. 2.

Число Маха $M = 0.365$ — максимально достижимое на данной аэродинамической установке, в этом случае центробежный вентилятор вращался с максимальной частотой 50 Гц; при $M = 0.295$ частота вращения вентилятора составляла 40 Гц. Исследования проводились в два этапа: на первом этапе измерялось распределение статического давления на поверхности правого цилиндра p_θ ; на втором этапе (после смены моделей) — распределение температуры поверхности правого цилиндра $T_{w\theta}$. После перемещения правого цилиндра в заданное положение P/D , технологические отверстия в верхней и нижней стенке канала, вдоль которых перемещался цилиндр, плотно закрывались заглушками. Поворот цилиндра вокруг собственной оси осуществлялся шаговым двигателем. Для каждого относительного расстояния между цилиндрами — P/D измерения охватывали угол поворота цилиндра на 450° с шагом 1.8° . На каждом шаге регистрировались все измеряемые величины, при этом время нахождения датчика в заданной позиции составляло 4 с при измерениях давления и 10 с при измерениях температуры. Далее выполнялись три записи показаний с датчиков с интервалом времени 1 с. Из предварительных экспериментов было установлено, что такой продолжительности достаточно для установления стационарных показаний как давления, так и температуры.

Измерения профиля скорости и температуры торможения по высоте канала проводились отдельно от измерений p_θ и $T_{w\theta}$, во избежание влияния возмущений от трубки Пито—Прандтля и зонда температуры торможения на структуру обтекания цилиндров. Измерения производились на оси канала на расстоянии 120 мм выше по потоку от плоскости расположения осей цилиндров, для всех значений P/D пары цилиндров и для одиночного цилиндра. В результате получено, что взаимное расположение цилиндров не существенно (в пределах неопределенности изме-

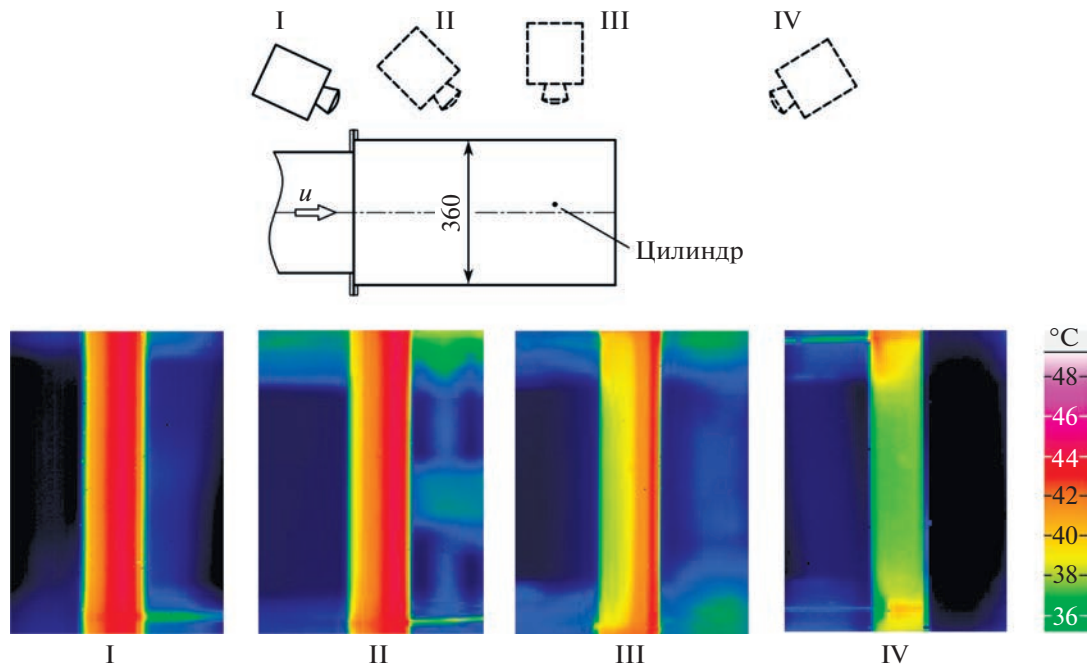


Рис. 2. Температура поверхности одиночного кругового цилиндра при обтекании поперечным потоком $M = 0.365$; I–IV – расположение тепловизора относительно направления потока.

рения) влияет на значение числа Маха в ядре потока. В случае одиночного цилиндра число Маха в ядре потока в среднем на 0.005 выше по сравнению с парой цилиндров при одинаковой частоте вращения вентилятора. Толщина динамического пограничного слоя составляла $\approx 5.1 \pm 0.05$ мм.

Поскольку стенки канала выполнены из теплоизоляционного материала, то течение можно считать изотермическим. Разность между температурой торможения, измеренной в форкамере, и температурой торможения, измеренной зондом — $(T_0^* - T^*)$, также не превышала неопределенности измерения на всей высоте перемещения зонда в канале — 46 мм (не доходя 2 мм до каждой из стенок канала).

В результате для определения коэффициента давления C_p (1.2) при соответствующих величинах P/D использовались значения давления торможения и статического давления, измеренные трубкой Пито—Прандтля и осредненные по ядру потока. Для определения коэффициента восстановления температуры r (1.3) использовалось значение температуры торможения $T^* = T_0^*$, измеренное в форкамере в тот же момент времени, что и температура поверхности цилиндра T_{w0} .

Для контроля показаний термопары, измеряющей температуру поверхности цилиндра, а также для регистрации температурного поля цилиндра производились измерения тепловизором. При исследовании обтекания пары цилиндров тепловизор устанавливался в двух положениях — позиции I и IV на рис. 1. В случае одиночного цилиндра тепловизор дополнительно к указанным выше положениям устанавливался под углом 45° и 90° к направлению потока — рис. 2 позиции II и III.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Одиночный цилиндр. На рис. 2 приведены термограммы поверхности цилиндра, зафиксированные в четырех разных положениях тепловизора относительно цилиндра. Число Маха набегающего потока $M = 0.365$. Как можно видеть, температура поверхности цилиндра постоянна в продольном направлении, за исключением пристенных участков сверху и снизу высотой не более 5 мм. Показания термопары и тепловизора в соответствующих точках цилиндра совпадают в пределах неопределенности измерения.

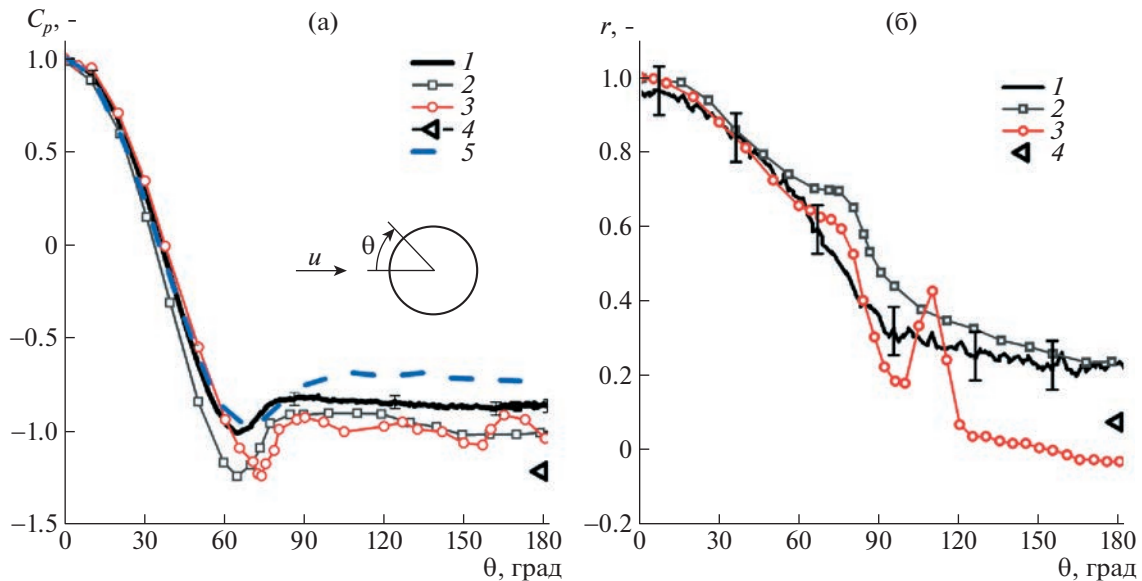


Рис. 3. Распределение коэффициента давления (а) и коэффициента восстановления температуры (б) при поперечном обтекании одиночного кругового цилиндра сжимаемым потоком воздуха: 1 – настоящая работа ($M = 0.365$; $Re_D = 7.9 \times 10^4$); 2 – данные [13] ($M = 0.375$; $Re_D = 7.1 \times 10^4$); 3 – [14] ($M = 0.35$; $Re_D = 1.2 \times 10^5$); 4 – [18] ($M = 0.35$; $Re_D = 10^5$); 5 – [30] ($M = 0.4$; $Re_D = 4 \times 10^3$). Данные [14, 18, 30] преобразованы с помощью изоэнтропических соотношений для определения c_p и r согласно выражениям (1.2) и (1.3).

На рис. 3 нанесены значения C_p и r , полученные в настоящей работе для $M = 0.365$; $Re_D = 7.9 \times 10^4$, и результаты других авторов, полученные для близких значений чисел Маха $M = 0.35$ – 0.4 в диапазоне чисел Рейнольдса $Re_D = 4 \times 10^3$ – 1.2×10^5 . Согласно классификации режимов поперечного обтекания цилиндра несжимаемым потоком, приведенным в работе [28], данный диапазон чисел Рейнольдса соответствует одному режиму обтекания, который характеризуется монотонным ростом абсолютной величины коэффициента донного давления $C_{pB} = |C_p(\theta = 180^\circ)|$ при увеличении Re_D . По диапазону чисел Маха все данные принадлежат режиму бескачкового обтекания цилиндра. В настоящей работе параметры потока наиболее близки к параметрам, реализованным в [13] ($M = 0.375$; $Re_D = 7.1 \times 10^4$). Как видно (рис. 3а), значения $C_p(\theta = 180^\circ) \approx -1.0$, измеренное в [13], отличается от полученного в настоящей работе $C_p(\theta = 180^\circ) = -0.84$, что может быть вызвано влиянием относительного удлинения цилиндра (в настоящей работе $L/D = 5.0$, в [13] $L/D = 20.0$). Например, в работе [29] показано, что с ростом L/D с 1.0 до 10 в случае поперечного обтекания одиночного кругового цилиндра несжимаемым потоком при $Re_D = 10^4$ абсолютная величина $|C_p(\theta = 180^\circ)|$ увеличивается на 14%.

Распределение коэффициента восстановления температуры по поверхности цилиндра качественно совпадает с данными Эккерта (рис. 3б). Также можно отметить тенденцию к снижению коэффициента восстановления температуры в донной области $r(\theta = 180^\circ)$ при увеличении Re_D .

На рис. 4 приведены основные результаты – распределение коэффициента давления C_p и коэффициента восстановления температуры r по поверхности правого по потоку цилиндра при поперечном обтекании пары цилиндров для различных значений относительного расстояния P/D между ними.

Следует отметить (см. рис. 4а,б), что при $P/D = 1.5$ коэффициент давления в области $\theta = 90^\circ$ – 300° имеет выраженное минимальное и максимальное значение. Например, при числе Маха набегающего потока $M = 0.295$ коэффициент давления принимает значения -0.61 и -0.87 , а при $M = 0.365$ его значения составляют -0.63 и -0.87 . Как отмечено в работе [31], такое явление характерно для бистабильного режима и означает нерегулярную смену широкого и узкого

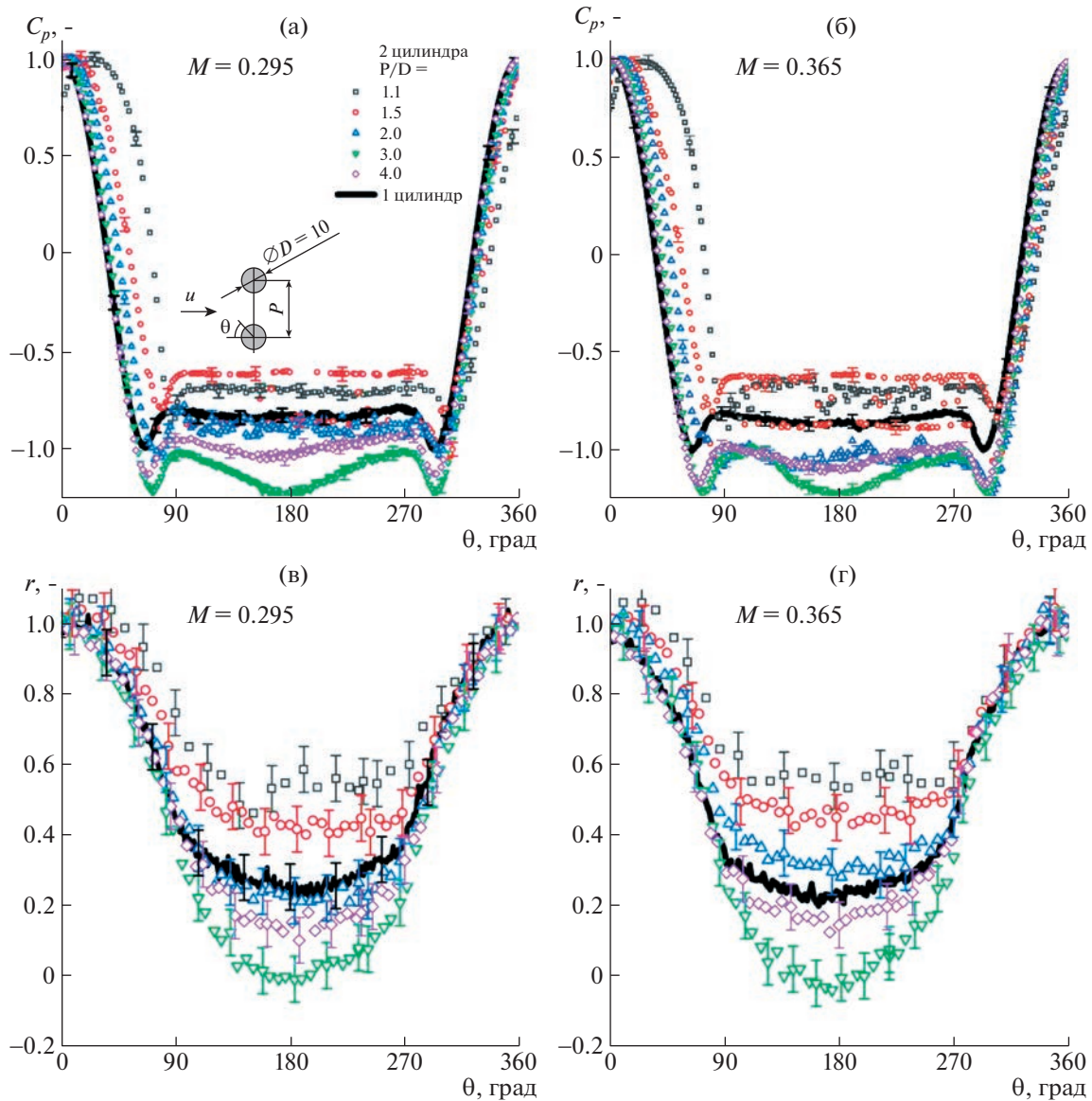


Рис. 4. Распределение коэффициента давления (а, б) и коэффициента восстановления температуры (в, г) в зависимости от относительного расстояния между цилиндрами для параметров потока $M = 0.365$; $Re_D = 7.9 \times 10^4$ (б, г) и $M = 0.295$; $Re_D = 6.4 \times 10^4$ (а, в).

следа за цилиндрами, приводящего к снижению/росту сопротивления. Также при изменении P/D изменялось положение точки торможения потока $C_p \approx 1.0$. Так, например, при обтекании одиночного цилиндра $C_p \approx 1.0$ при $\theta \approx 0^\circ$. При обтекании пары цилиндров значения угла θ точек со значениями $C_p \approx 1.0$ приведены в табл. 3.

Данные результаты отражают ту же тенденцию к смещению точки торможения потока, которая наблюдалась в [31] при поперечном обтекании пары цилиндров несжимаемым потоком ($Re_D = 5.5 \times 10^4$). Согласно [31], при изменении $P/D = 1.1, 1.5, 1.9, 2.4, 4.0$ координата точки $C_p \approx 1.0$ принимала значения $\theta = 30^\circ, 20^\circ, 10^\circ, 5^\circ, 0^\circ$ соответственно.

Как видно из рис. 4в,г, для реализованных значений чисел Маха влияние расстояния P/D на распределение коэффициента восстановления температуры сосредоточено главным образом в области отрыва $\theta > 70^\circ$. Следует отметить, что положение области с $r \approx 1.0$ в случае обтекания

Таблица 3. Изменение угловой координаты точки торможения потока

P/D	1.1	1.5	2.0	3.0	4.0
θ при $M = 0.295$	25.2	14.4	7.2	3.6	0
θ при $M = 0.365$	25.2	10.8	9	5.4	0

пары цилиндров перемещается вслед за перемещением точки $C_p \approx 1.0$ и располагается в ее окрестности. Минимальные же значения r достигаются в окрестности задней критической точки.

На рис. 5а представлено распределение абсолютной величины коэффициента донного давления $C_{pB} = C_p(\theta = 180^\circ)$, а также величина коэффициента восстановления температуры в донной области $r_B = r(\theta = 180^\circ)$ в зависимости от P/D для исследованных значений числа Маха. При этом влияние числа Маха оставалось незначительно (на уровне неопределенности измерения r). Наибольшее снижение коэффициента восстановления температуры относительно значений, полученных при обтекании одиночного цилиндра, наблюдалось при $P/D = 3.0$, тогда как при $P/D = 1.1$ и $P/D = 1.5$ наблюдался рост значений r_B . Следует отметить, что согласно численным расчетам [22], наименьшее значение коэффициента восстановления температуры $r_B \approx -0.3$ при поперечном обтекании пары цилиндров потоком с параметрами $M = 0.40$; $Re_D = 10^3$ достигалось при $P/D = 1.5$ на бистабильном режиме, а наибольшее — $r_B \approx 0.25$ при $P/D = 1.1$ на режиме одиночной вихревой дорожки.

Как отмечалось в работах [14, 17, 18], изменение абсолютной величины C_{pB} , вызванное такими причинами, как: изменение числа Маха, внесение разделительной пластины в область формирования вихря или резонансом частот схода вихрей и стоячих звуковых волн в аэродинамической трубе, сопровождалось изменением коэффициента восстановления температуры r_B . На рис. 5а можно наблюдать очевидную корреляцию между значением C_{pB} и r_B , а именно: снижение C_{pB} ведет к снижению r_B и наоборот. На рис. 5б для оценки масштаба эффекта Эккерта–Вайса приведена величина снижения температуры стенки в задней критической точке отно-

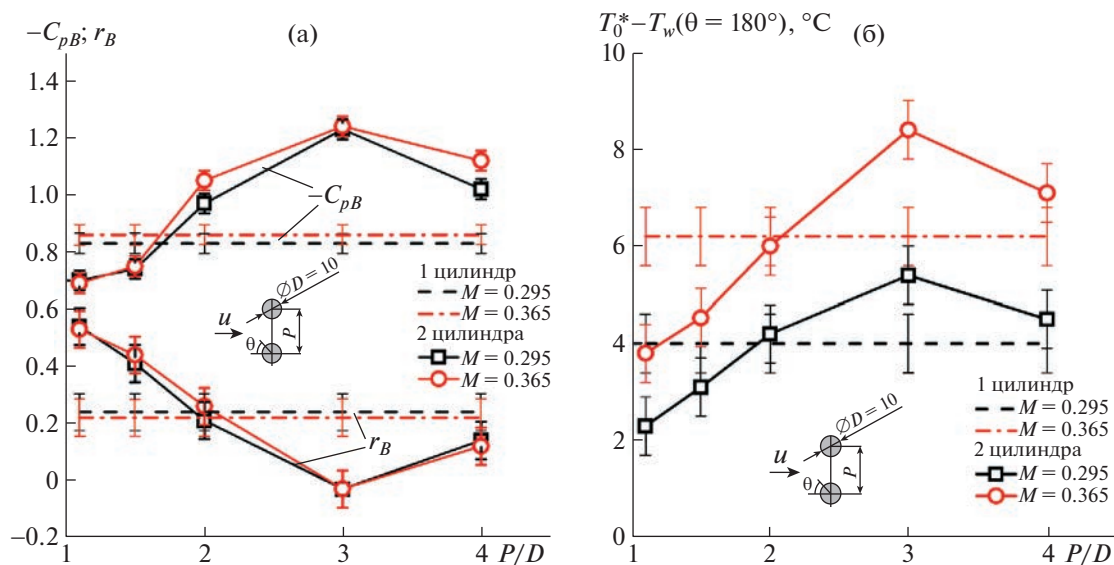


Рис. 5. Коэффициент донного давления $C_{pB} = C_p(\theta = 180^\circ)$ и коэффициент восстановления температуры в донной области $r_B = r(\theta = 180^\circ)$ (а); разность между температурой торможения и температурой поверхности цилиндра в задней критической точке $T_0^* - T_w(\theta = 180^\circ)$ (б) в зависимости от относительного расстояния между цилиндрами P/D для параметров потока $M = 0.365$; $Re_D = 7.9 \times 10^4$ и $M = 0.295$; $Re_D = 6.4 \times 10^4$. Значение C_{pB} при $P/D = 1.5$ определено как среднее между максимальной и минимальной величиной.

сительно температуры торможения набегающего потока для всех режимов, реализованных в настоящей работе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано влияние расстояния между двумя поперечно обтекаемыми круговыми цилиндрами на распределение температуры и статического давления по их поверхности. Относительное расстояние между осями цилиндров изменялось в диапазоне, позволяющем охватить режимы интерференции, характерные для данного типа расположения цилиндров. Исследования проводились при числах Маха набегающего потока $M = 0.295$ и 0.365 и числах Рейнольдса $Re_D = 6.4 \times 10^4$ и 7.9×10^4 соответственно. Получено распределение коэффициентов давления и восстановления температуры (характеризующего энергоразделение) на поверхности одного из цилиндров. Показано, что наибольшее снижение коэффициента восстановления температуры относительно значений, полученных при обтекании одиночного цилиндра, происходит на режиме спаренной вихревой дорожки при $P/D = 3.0$, тогда как при $P/D = 1.1$ и $P/D = 1.5$ (режим одиночной вихревой дорожки и бистабильный режим соответственно) наблюдался рост значений r_B .

Таким образом, получено экспериментальное подтверждение теоретическим результатам [22], а именно возможность повышения эффекта Эккерта–Вайса на определенных режимах обтекания пары круговых цилиндров.

В работе применялись элементы системы панорамной диагностики до- и сверхзвуковых газовых потоков, закупленной по Программе развития МГУ (идентификатор № 470040072). Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-29-00443, <https://rscf.ru/project/22-29-00443/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Eckert E.R.G.* Energy separation in fluid streams // *Int. Commun. Heat Mass Transf.* 1986. V. 13. № 2. P. 127–143.
[https://doi.org/10.1016/0735-1933\(86\)90053-9](https://doi.org/10.1016/0735-1933(86)90053-9)
2. *Eiamsa-ard S., Promvong P.* Review of Ranque–Hilsch effects in vortex tubes // *Renew. Sust. Energ. Rev.* 2008. V. 2. № 7. P. 1822–1842.
<https://doi.org/10.1016/j.rser.2007.03.006>
3. *Raman G., Srinivasan K.* The powered resonance tube: From Hartmann’s discovery to current active flow control applications // *Prog. Aerosp. Scie.* 2009. V. 45. № 4–5. P. 97–123.
<https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2009.05.001>
4. *Леонтьев А.И.* Температурная стратификация сверхзвукового газового потока // *ДАН.* 1997. Т. 354. № 4. С. 475–477.
5. *Golubkina I.V., Osipov A.N.*, Compressible gas-droplet flow and heat transfer behind a condensation shock in an expanding channel // *Int. J. Therm. Sci.* 2022. V. 179. P. 107576.
<https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2022.107576>
6. *Leontiev A.I., Zditovets A.G., Vinogradov Y.A., Strongin M.M., Kiselev N.A.* Experimental investigation of the machine-free method of temperature separation of air flows based on the energy separation effect in a compressible boundary layer // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2017. V. 88. P. 202–219.
<https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2017.05.021>
7. *Вигдорovich И.И., Леонтьев А.И.* Энергоразделение газов с малыми и большими числами Прандтля // *Изв. РАН. МЖГ.* 2013. № 6. С. 117–134.
8. *Vinogradov Y.A., Zditovets A.G., Leontiev A.I., Popovich S.S., Strongin M.M.* Experimental research of shock wave processes influence on machineless gas flow energy separation effect // *J. Phys. Conf. Ser.* 2017. V. 891. № 1. P. 012080.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/891/1/012080>
9. *Макаров М.С., Макарова С.Н.* Эффективность энергоразделения при течении сжимаемого газа в плоском канале // *Теплофизика и аэромеханика.* 2013. Т. 20. № 6. С. 777–787.
10. *Leontiev A.I., Zditovets A.G., Kiselev N.A., Vinogradov Y.A., Strongin M.M.* Experimental investigation of energy (temperature) separation of a high-velocity air flow in a cylindrical channel with a permeable wall // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2019. V. 105. P. 206–215.
<https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2019.04.002>
11. *Khazov D.E., Leontiev A.I., Zditovets A.G., Kiselev N.A., Vinogradov Y.A.* Energy separation in a channel with permeable wall // *Energy.* 2022. V. 239. P. 122427.
<https://doi.org/10.1016/j.energy.2021.122427>

12. Бирюк В.В., Веретенников С.В., Гурьянов А.И., Пиралишвили Ш.А. Вихревой эффект. Технические приложения. М: ООО “Научтехлитиздат”, 2014. 216 с. ISBN:978-5-93728-143-2.
13. Eckert E., Weise W. Messungen der temperaturverteilung auf der oberfläche schnell angestromter unbeheizter körper // Forsch. Geb. Ing. Wesen. 1942. V. 13. № 6. P. 246–254.
<https://doi.org/10.1007/BF02585343>
14. Ryan L.F. Experiments on Aerodynamic Cooling Experiments on aerodynamic cooling. PhD thesis. Swiss Federal Institute of Technology. Zurich. 1951.
<https://doi.org/10.3929/ethz-a-000092033>
15. Popovich S.S., Kiselev N.A., Zditovets A.G., Vinogradov Y.A. Experimental study of the adiabatic wall temperature of a cylinder in a supersonic cross flow // J. Phys. Conf. Ser. 2021. V. 2039. № 1. P. 012029.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2039/1/012029>
16. Попович С.С., Леонтьев А.И., Луцик В.Г., Макарова М.С. Коэффициент восстановления температуры в сжимаемом турбулентном пограничном слое // Теплофиз. выс. темп. 2022. Т. 60. № 3. С. 455–480.
<https://doi.org/10.31857/S0040364422030115>
17. Thomann H. Measurements of the recovery temperature in the wake of a cylinder and of a wedge at Mach numbers between 0.5 and 3. Tech. Rep. Report 84, National Aeronautical Research Institute (FFA), Sweden, 1959.
18. Kurosaka M., Gertz J.B., Graham J.E., Goodman J.R., Sundaram P., Riner W.C., Kuroda H., Hankey W.L. Energy separation in vortex street // J. Fluid Mech. 1987. V. 178. P. 1–29.
<https://doi.org/10.1017/S0022112087001095>
19. Kulkarni K.S., Goldstein R.J. Energy separation in the wake of a cylinder: Effect of Reynolds number and acoustic resonance // Int. J. Heat Mass Transf. 2009. V. 52. № 17–18. P. 3994–4000.
<https://doi.org/10.1016/j.jheatmasstransfer.2009.03.024>
20. Burazer J. Energy separation in transient and steady-state flow across the cylinder // J. Theor. Appl. Mech. 2018. V. 45. № 1. P. 83–94.
<https://doi.org/10.2298/TAM171130006B>
21. Alekseyuk A.I., Osiptsov A.N. Direct numerical simulation of energy separation effect in the near wake behind a circular cylinder // Int. J. Heat Mass Transf. 2018. V. 119. P. 665–677.
<https://doi.org/10.1016/j.jheatmasstransfer.2017.11.133>
22. Alekseyuk A.I. The Eckert–Weise effect and energy separation under the flow interference behind side-by-side cylinders // J. Fluid Mech. 2021. V. 915. P. A95.
<https://doi.org/10.1017/jfm.2021.128>
23. Алексюк А.И. Области пониженной полной энтальпии в ближнем следе за телом в потоке вязкого газа // Изв. РАН. МЖГ. 2022. № 1. С. 69–80.
<https://doi.org/10.31857/S0568528122010017>
24. Alekseyuk A.I. Influence of vortex street structure on the efficiency of energy separation // Int. J. Heat Mass Transf. 2019. V. 135. P. 284–293.
<https://doi.org/10.1016/j.jheatmasstransfer.2019.01.103>
25. Zdravkovich M.M. The effects of interference between circular cylinders in cross flow // J. Fluids Struct. 1987. V. 1. № 2. P. 239–261.
[https://doi.org/10.1016/S0889-9746\(87\)90355-0](https://doi.org/10.1016/S0889-9746(87)90355-0)
26. Shapiro A.H. The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow. New York: The Ronald Press Company. Vol. 1. 1953.
27. ГОСТ Р 54500.3-2011 / Руководство ИСО/МЭК 98-3:2008 <https://docs.cntd.ru/document/1200088855>
28. Williamson C.H.K. Vortex Dynamics in the Cylinder Wake // Annu. Rev. Fluid Mech. 1996. V. 28. № 1. P. 477–539.
<https://doi.org/10.1146/annurev.fl.28.010196.002401>
29. Szepessy S., Bearman P.W. Aspect ratio and end plate effects on vortex shedding from a circular cylinder // J. Fluid Mech. 1992. V. 234. № 1. P. 191.
<https://doi.org/10.1017/S0022112092000752>
30. Nagata T., Noguchi A., Kusama K., Nonomura T., Komuro A., Ando A., Asai K. Experimental investigation on compressible flow over a circular cylinder at Reynolds number of between 1000 and 5000 // J. Fluid Mech. 2020. V. 893. P. A13.
<https://doi.org/10.1017/jfm.2020.221>
31. Mahbub Alam M., Moriya M., Sakamoto H. Aerodynamic characteristics of two side-by-side circular cylinders and application of wavelet analysis on the switching phenomenon // J. Fluids Struct. 2003. V. 18 № 3–4. P. 325–346.
<https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2003.07.005>