

УДК 532.582.6

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЯ ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ ОБТЕКАНИИ ПАРЫ КРУГОВЫХ ЦИЛИНДРОВ СЖИМАЕМЫМ ПОТОКОМ ВОЗДУХА

© 2023 г. Ю. А. Виноградов<sup>а,\*</sup>, А. Г. Здитовец<sup>а,\*\*</sup>,  
Н. А. Киселёв<sup>а,\*\*\*</sup>, С. С. Попович<sup>а,\*\*\*\*</sup>

<sup>а</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт механики, Москва, Россия

\*E-mail: [vinograd@imec.msu.ru](mailto:vinograd@imec.msu.ru)

\*\*E-mail: [zditovets@mail.ru](mailto:zditovets@mail.ru)

\*\*\*E-mail: [kiselev.nick.a@gmail.com](mailto:kiselev.nick.a@gmail.com)

\*\*\*\*E-mail: [pss1@mail.ru](mailto: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  $7.9 \times 10^4$  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  $25^\circ\text{C}$  температура поверхности кругового цилиндра снижалась на  $28^\circ\text{C}$  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 числа 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.

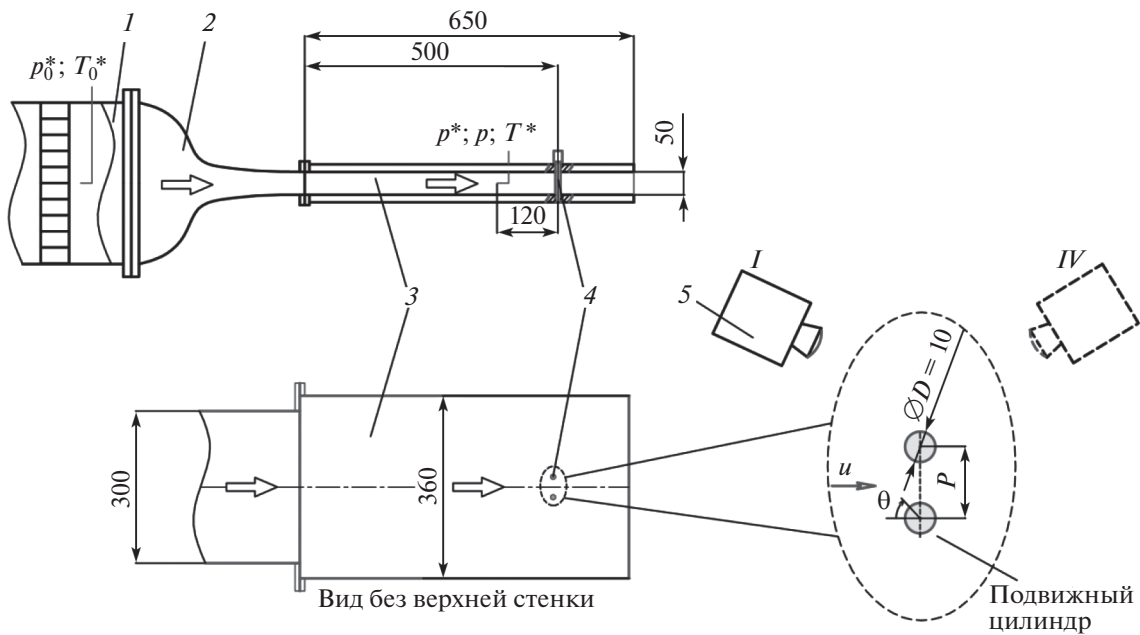
**Спаренная вихревая дорожка**  $2.7 < P/D < 4.0-5.0$  – формируются одинаковые по ширине две вихревые дорожки. Они синхронизированы по частоте и фазе, зеркальны относительно оси зазора.

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  $\approx 1$  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 мм/10 мм = 5. Загромождение канала при размещении одного цилиндра (10 мм/300 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  $p_\theta$  и  $T_{w\theta}$  соответственно.

Давление измерялось дифференциальными датчиками фирмы “Honeywell”, работающими в диапазоне  $\pm 17$  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  $\times$  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  $a^* = \sqrt{\gamma RT^*}$  – скорость звука в адиабатически заторможенном потоке, м/с;  $\gamma = 1.4$  – показатель адиабаты воздуха;  $R$  – газовая постоянная воздуха, Дж/(кг К);  $\rho^* = p^*/(RT^*)$  – плотность воздуха по параметрам торможения, кг/м<sup>3</sup>;  $T^*$  – 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/м<sup>3</sup>,  $\mu$  – 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  $p_\theta$  и  $T_{w\theta}$  – давление и температура, измеренные на поверхности цилиндра для данного значения угла  $\theta$  (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 $y$ , $U(y)$
$p_0^*$ ; $p^*$ ; $p$ ; $p_\theta$	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	$T^*$ , °С	$Re_D$
0.295	103	34–35	$6.4 \times 10^4$
0.365	128	37–39	$7.9 \times 10^4$

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  $\Delta_-$  и  $\Delta_+$  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  $p_\theta$ ; 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  $450^\circ$  с шагом  $1.8^\circ$ . На каждом шаге регистрировались все измеряемые величины, при этом время нахождения датчика в заданной позиции составляло 4 с при измерении давления и 10 с при измерении 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  $p_\theta$  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-

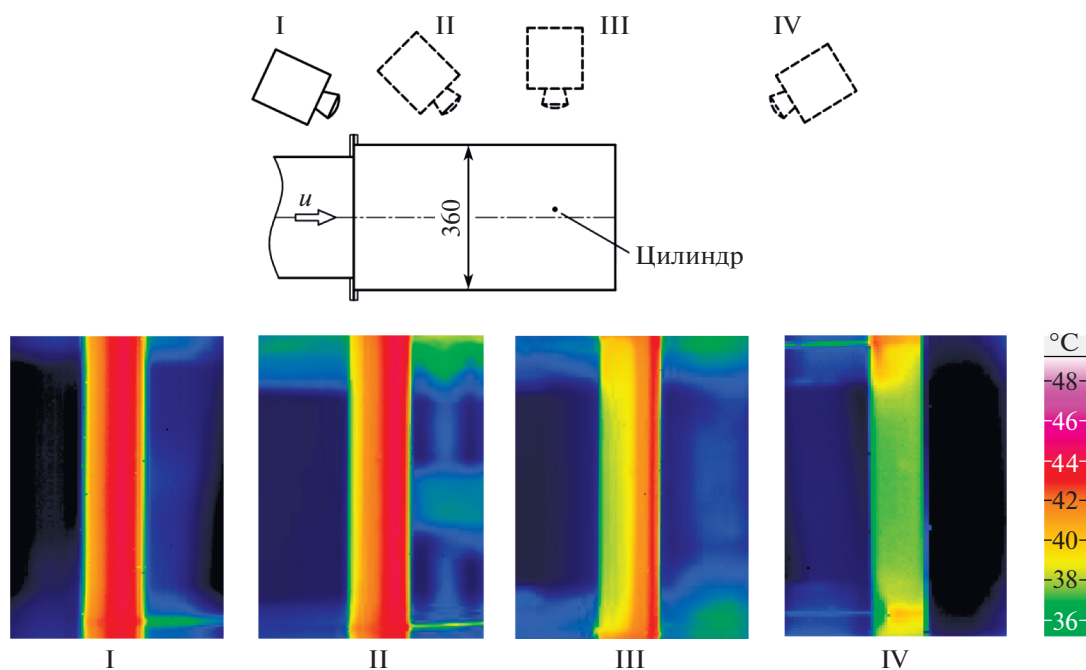


Рис. 2. Температура поверхности одиночного кругового цилиндра при обтекании поперечным потоком  $M = 0.365$ . I–IV – расположение тепловизора относительно направления потока.

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.

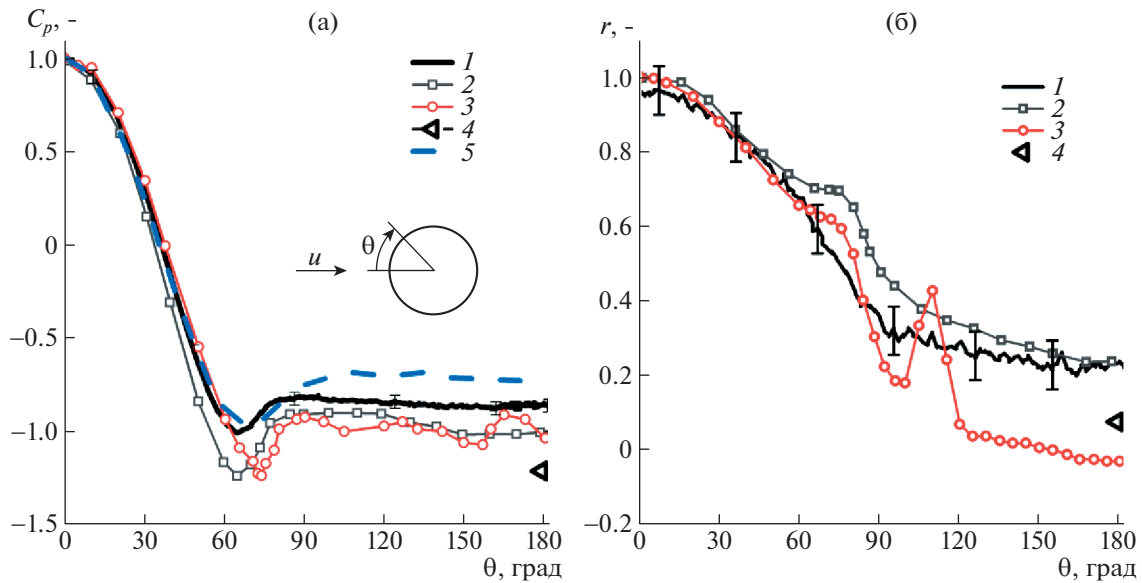
Поскольку стенки канала выполнены из теплоизоляционного материала, то течение можно считать изотермическим. Разность между температурой торможения, измеренной в форкамере, и температурой торможения, измеренной зондом –  $(T_0^* - T^*)$ , также не превышала неопределенности измерения на всей высоте перемещения 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  $45^\circ$  и  $90^\circ$  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.



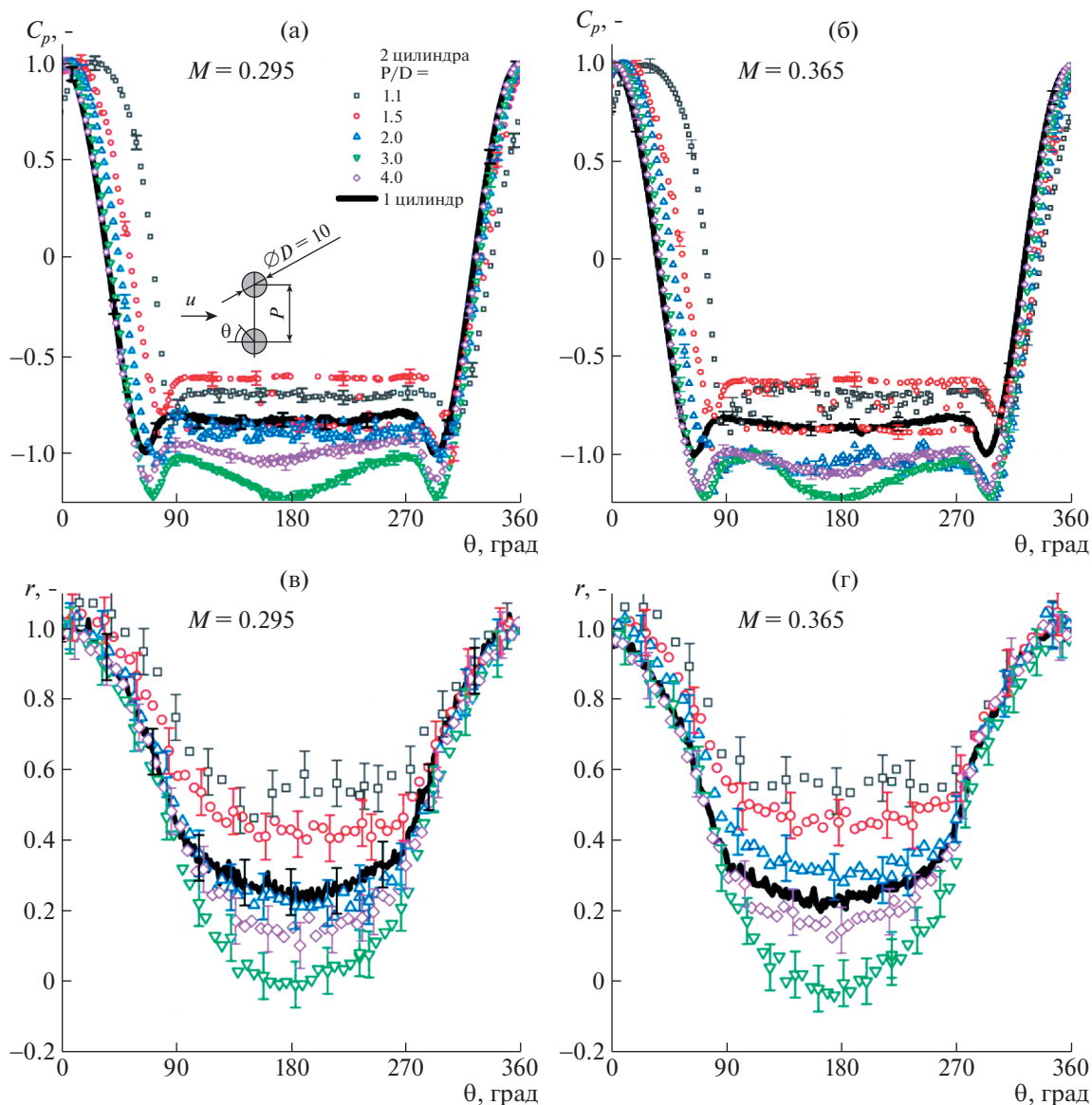
**Рис. 3.** Распределение коэффициента давления (а) и коэффициента восстановления температуры (б) при поперечном обтекании одиночного кругового цилиндра сжимаемым потоком воздуха: 1 – настоящая работа ( $M = 0.365$ ;  $Re_D = 7.9 \times 10^4$ ); 2 – данные [13] ( $M = 0.375$ ;  $Re_D = 7.1 \times 10^4$ ); 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  $Re_D = 4 \times 10^3$ – $1.2 \times 10^5$ . 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), значение  $C_p(\theta = 180^\circ) \approx -1.0$ , 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  $\theta = 90^\circ$ – $300^\circ$  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  $\theta$  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



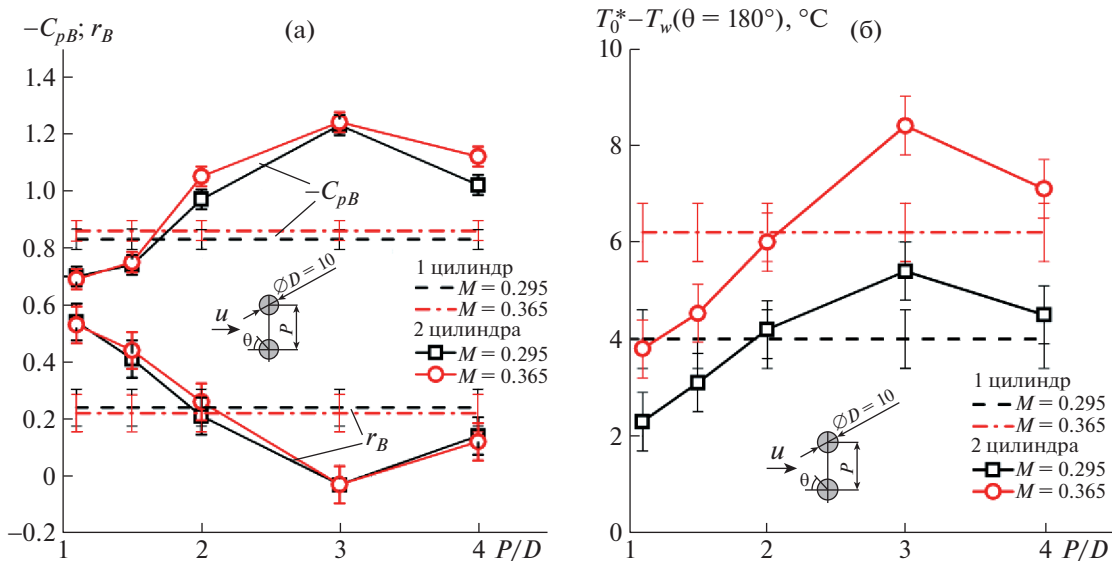
**Таблица 3.** Изменение угловой координаты точки торможения потока

$P/D$	1.1	1.5	2.0	3.0	4.0
$\theta$ при $M = 0.295$	25.2	14.4	7.2	3.6	0
$\theta$ 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.

нительно 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  $7.9 \times 10^4$  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. Sci.* 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 korper // *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.ijheatmasstransfer.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. *Aleksyuk 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.ijheatmasstransfer.2017.11.133>
22. *Aleksyuk 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. *Aleksyuk 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.ijheatmasstransfer.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>