

УДК 533.601.1:536.244

ОБТЕКАНИЕ И ТЕПЛООТДАЧА ЦИЛИНДРА, СМЕЩЕННОГО С АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ОСИ ЦИКЛОННОГО ПОТОКА

Канд. техн. наук, доц. ЛЕУХИН Ю. Л.,
засл. деят. науки и техн. России, докт. техн. наук, проф. САБУРОВ Э. Н.,
инж. УСАЧЕВ И. А., докт., проф. ГАРЕН В.

*Архангельский государственный технический университет,
Университет прикладных наук, г. Эмден (Германия)*

Рассматриваемая задача представляет интерес с точки зрения дальнейшего изучения аэродинамики и конвективного теплообмена сильно закрученного потока греющих газов циклонных нагревательных устройств, совершенствования методики их теплового и аэродинамического расчетов [1].

Опыты выполнены на стенде и по методике, подробное описание которых приведено [2]. Циклонная камера 1 (рис. 1) стенда имела диаметр $D_k = 2R_k = 179$ мм и длину $L_k = 272$ мм. Воздух в камеру подвели тангенциально внутренней поверхности с двух диаметрально противоположных сторон через каналы высотой $h_{вх} = 13$ мм и длиной (размер по образующей) $l_{вх} = 40$ мм. Безразмерная суммарная площадь входа потока $\bar{f}_{вх} = 4f_{вх}/\pi D_k^2$ равнялась $4,13 \cdot 10^{-2}$. Отвод воздуха из камеры производили через осесимметричное с рабочим объемом отверстие в верхнем торце с относительным диаметром $\bar{d}_{вых} = d_{вых}/D_k$, равным 0,4. Цилиндры (паровые калориметры [1]) 2, имитировавшие нагреваемые заготовки, имели длину $l = 231,5$ мм и диаметр $d = 31$ мм, что соответствовало параметру $\bar{d} = d/D_k = 0,173$. Торцы цилиндров отстояли от торцов камеры на

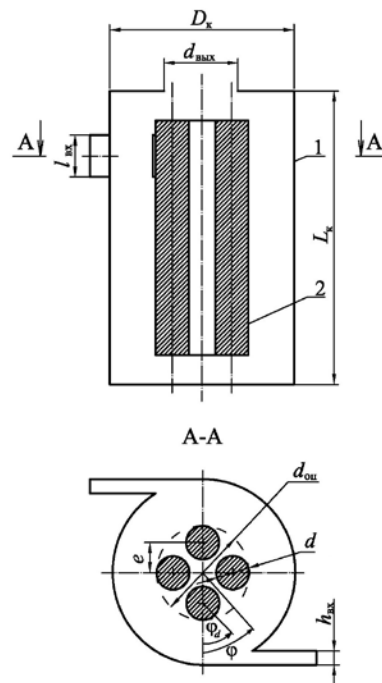


Рис. 1. Схема циклонной камеры, загруженной группой из четырех цилиндров

расстоянии 23 мм. Величина их относительного смещения с аэродинамической оси циклонного потока или оси рабочего объема камеры $\bar{e} = e/R_k$ равнялась 0,190 и 0,324 (17 и 29 мм). Число цилиндров n изменялось от 1 до 4. Распределения осредненных значений тангенциальной и осевой составляющих вектора скорости исследовались двухлучевым лазерным доплеровским анемометром фирмы Dantec Measurement Technology A/S в среднем поперечном сечении циклонной камеры при $\bar{z} = 0,670$ ($z = z/D_k$ – безразмерная координата, совпадающая с осью камеры и отсчитываемая от ее глухого торца). Избыточное давление p на поверхности цилиндра замерялось в том же сечении по его периметру через 10° с помощью отверстий диаметром 0,5 мм. Измерение местной плотности теплового потока по периметру цилиндра осуществлялось градиентным датчиком теплового потока фирмы Captec (Франция) с размерами сторон 5×5 мм и толщиной 0,450 мм. Время реакции датчика – 150 мс, вольт-ваттная чувствительность – 0,136 мВ/(Вт/м²). На цилиндре датчик закреплялся заподлицо с поверхностью в среднем сечении. Показания датчика снимались через 10° при повороте цилиндра вокруг его оси. Температура поверхности теплоотдачи контролировалась хромель-алюмелевой термопарой. Опыты производились при значениях числа Рейнольдса $Re_{вх} = (3,02\text{--}25,8) \cdot 10^4$ ($Re_{вх} = v_{вх} D_k / \nu_{вх}$, $v_{вх}$ и $\nu_{вх}$ – средняя скорость воздуха и кинематический коэффициент вязкости во входном канале).

Как показано в [3], при обтекании цилиндра, смещенного с оси рабочего объема циклонной камеры, наблюдается его двустороннее отрывное обтекание (рис. 2; $\bar{r} = r/R_k$ – безразмерный радиус; $\bar{w}_\varphi = w_\varphi / v_{вх}$ – безразмерная тангенциальная скорость). В конфузорной части течения поток перемещается под влиянием отрицательного градиента давления, способствующего его разгону. В диффузорной части поперечного сечения при $\varphi > 0^\circ$ (φ – центральный угол, рис. 1), положительный градиент давления препятствует продвижению потока у поверхности цилиндра и приводит к его отрыву вблизи точки 2 (рис. 2). Образуется значительная по размерам вихревая область (вихрь). Вихрь в свою очередь срывается с поверхности цилиндра около точки 3. Между точками 3 и 4 расположена область сравнительно небольшого обратного течения по направлению, совпадающему с основным циклонным. У поверхности цилиндра от точки 4 поток перемещается в направлении точки 2. В вихре наблюдается интенсивное течение газа в направлении выходного отверстия циклонной камеры. При большем смещении цилиндра вихрь увеличивается в размерах и занимает приосевую область рабочего объема. Уровень тангенциальных скоростей в нем становится соизмеримым по величине с их значениями во внешнем потоке. Лобовая точка 1 перемещается от центрального угла φ_d (рис. 1), равного примерно 260° (при $\bar{e} = 0,190$), к $\varphi_d \approx 270^\circ$ (при $\bar{e} = 0,324$), а точка 3 от $\varphi_d \approx 180^\circ$ к $\varphi_d \approx 170^\circ$. Положение точки отрыва потока с поверхности цилиндра 2 при исследованных смещениях практически не зависит от $\bar{e}$ ($\varphi_d \approx 30^\circ$). За цилиндром между точками отрыва потока 2 и 3 при $\bar{e} = 0,324$ происходит формирование двух вращающихся в противоположные стороны вихревых структур. При двух цилиндрах, расположенных симмет-

рично относительно оси камеры, характер их обтекания начинает существенно зависеть и от расстояния между ними. При близком расположении цилиндров ($e = 0,190$) в узком зазоре между ними отсутствует упорядоченное вращательное движение и имеется лишь слабоинтенсивное осевое течение в направлении выходного отверстия. В направлении, перпендикулярном радиальной линии смещения цилиндров, образуются два вихря, которые отрываются от поверхности одного цилиндра в точке 3 ($\varphi_d \approx 210^\circ$) и затем присоединяются к поверхности другого в точке 4 ($\varphi_d \approx 150^\circ$). Каждый цилиндр омывается двумя вихрями, которые оттесняют внешний циклонный поток, перемещая лобовую точку 1 к $\varphi_d \approx 290^\circ$. При этом в вихрях наблюдается наибольший уровень осевых скоростей в направлении выходного отверстия. Положение точки отрыва 2 практически не зависит от количества цилиндров. С увеличением расстояния между цилиндрами до $0,87 \bar{d}$ ($e = 0,324$) повышается проточность приосевой области циклонной камеры. Вторичные вихри между ними объединяются, образуя один деформированный вихрь. В рассматриваемой области тангенциальные и осевые скорости близки по величине. Лобовая точка 1 перемещается по периметру к значению угла $\varphi_d \approx 280^\circ$, а точки 3 и 4 сдвигаются в сторону меньших углов φ_d , равных 150° и 110° соответственно. Как и при обтекании одиночного цилиндра [2, 3], при этом смещении между точками отрыва потока 2 и 3 происходит формирование вращающихся в противоположные стороны вихревых структур. При обтекании четырех цилиндров поток вне описанной окружности с $d_{\text{оп}}$ (рис. 1) становится еще более осесимметричным (менее зависящим от угла φ), чем при обтекании двух при той же величине их смещения $\bar{e} = 0,324$. Между цилиндрами наблюдаются четыре вихря, которые смещают лобовую точку 1 в сторону большего угла φ_d ($\varphi_d \approx 320^\circ$). Из-за увеличения расстояния между соседними цилиндрами, повышается проточность между ними, а интенсивность вихревого движения, напротив, уменьшается. В приосевой области циклонного устройства отсутствует упорядоченное вращательное движение. Она является зоной стока газа – его движения в направлении выходного отверстия циклонного устройства. В общем случае при увеличении количества симметрично расположенных цилиндров в рабочем объеме камеры повышаются уровень и осесимметричность распределения скоростей вращательного движения во внешнем потоке (при $\bar{r} > \bar{d}_{\text{оп}}$). Увеличивается значение максимума тангенциальной составляющей скорости циклонного потока $\bar{w}_{\varphi m} = w_{\varphi m}/v_{\text{вх}}$ и уменьшается интенсивность его зависимости от угла φ . Так, при обтекании группы из четырех цилиндров отклонение $\bar{w}_{\varphi m}$ от среднего по периметру значения при различных φ не превышает $\pm 3\%$. Осредненные по углу φ в поперечном сечении камеры значения максимума $\bar{w}_{\varphi}$ и безразмерного радиуса, характеризующего его положение $\bar{r}_{\varphi m} = r_{\varphi m}/R_k$, вполне удовлетворительно соответствуют их значениям, рассчитанным по методике аэродинамического расчета циклонных нагревательных устройств [1].

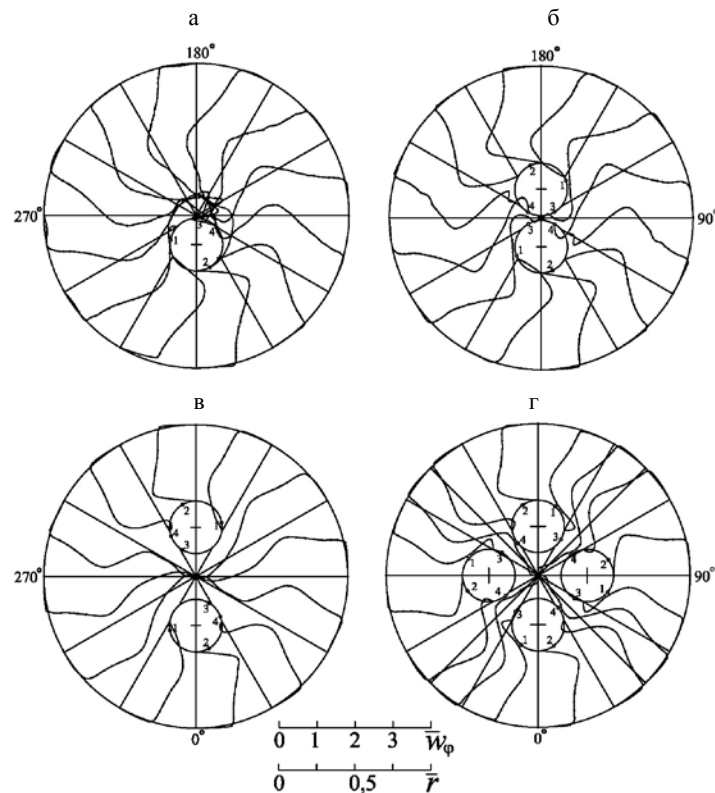


Рис. 2. Распределения тангенциальной скорости при различном количестве и смещении цилиндров: а – $n = 1$; б – 2 при $\bar{e} = 0,190$; в – 2; г – $n = 4$ при $\bar{e} = 0,324$

На рис. 3 приведены распределения по периметру цилиндра местного коэффициента теплоотдачи α_ϕ , отнесенного к среднему его значению α при максимальном исследованном в работе $Re_{\phi m} = 62,4 \cdot 10^3$ ($Re_{\phi m} = w_{\phi m} d / \nu$ – число Рейнольдса; ν – кинематический коэффициент вязкости при средней температуре потока). Высокая интенсивность турбулентности потока, обтекающего одиночный цилиндр, неравномерное распределение ее, а также тангенциальной скорости по периметру и радиусу циклонного устройства приводят к смещению максимума коэффициента теплоотдачи от лобовой точки. При обтекании же группы цилиндров максимальные значения α_ϕ наблюдаются в лобовой критической точке. В конфузورной части поперечного сечения рабочего объема по мере продвижения потока от точки 1, а также в его диффузорной части вплоть до угла $\phi_d \approx 90^\circ$ характер изменения α_ϕ не зависит от количества цилиндров в группе. С увеличением толщины теплового пограничного слоя до точки отрыва потока 2 (при угле $\phi_d \approx 30^\circ$) происходит снижение коэффициента теплоотдачи. Аналогичное снижение α_ϕ происходит в вихре до его отрыва в точке 3. При расположении цилиндров в группе распределение коэффициента теплоотдачи в кормовой области в значительной степени определяется расстоянием между ними. Высокая интенсивность турбулентных пульсаций, образование вторичных течений и осевой сток газа в направлении выходного отверстия приводят к тому, что в точке 4 присоединения вихря, оторвавшегося от по-

верхности соседнего цилиндра, может наблюдаться как снижение, так и повышение интенсивности теплоотдачи. Так, при обтекании потоком группы из четырех цилиндров ($n = 4$ и $\bar{e} = 0,324$) в точке 4 теплоотдача на 22 % выше средней по периметру. В этом варианте наблюдается наиболее высокая неравномерность распределения α_φ (в лобовой точке коэффициент теплоотдачи на 37 % выше, а в точке отрыва вихря 3 – на 32 % ниже среднего его значения). С изменением числа Рейнольдса в исследованном диапазоне $Re_{\varphi m} = (3,5-62,4) \cdot 10^3$ во всех рассмотренных вариантах наблюдается перераспределение α_φ по периметру. Так, при $n = 1$ и $\bar{e} = 0,324$ коэффициент теплоотдачи в лобовой критической точке выше среднего значения на 22–63 %, при этом наибольшее различие наблюдается при минимальных $Re_{\varphi m}$. Сама же лобовая точка с уменьшением $Re_{\varphi m}$ смещается в область больших значений угла φ_d .

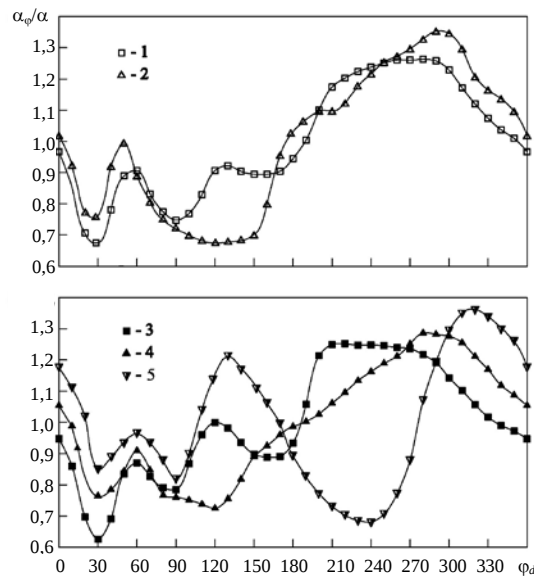


Рис. 3. Распределения α_φ/α по периметру цилиндров при различном их количестве и смещении с оси циклонной камеры: 1 – $n = 1$; 2 – 2 при $\bar{e} = 0,190$; 3 – 1; 4 – 2; 5 – $n = 4$ при $\bar{e} = 0,324$

Обобщение опытных данных по теплоотдаче в лобовой точке представлено на рис. 4. (На рис. 4 $Nu_\varphi = \alpha_\varphi d / \lambda$ – число Нуссельта; λ – коэффициент теплопроводности при средней температуре потока.) В качестве характерной скорости при анализе и обобщении опытных данных по теплоотдаче использовано значение максимальной тангенциальной скорости $w_{\varphi m}$ в наиболее стесненном поперечном сечении камеры (при $\varphi = 0^\circ$), которое может быть определено по методике их аэродинамического расчета [1]. Величина коэффициента теплоотдачи в лобовой точке в значительной степени определяется количеством цилиндров в группе и числом $Re_{\varphi m}$ (особенно при его уменьшении). Так, при минимальных $Re_{\varphi m}$ и $n = 2$ теплоотдача на 17 % ниже, а при $n = 4$ – на 35 % по сравнению с одиночным смещенным цилиндром. Показатель степени при $Re_{\varphi m}$ с увеличением n растет от 0,46 до 0,60,

что, вероятно, можно объяснить перестройкой профиля тангенциальной скорости и изменением характера обтекания цилиндра при уменьшении $Re_{вх}$ [2, 3]. Коэффициент теплоотдачи в лобовой точке (рис. 4) может быть рассчитан по формуле

$$Nu_{\phi} = 1,285k_1 Re_{\phi m}^{0,46k_2}, \quad (1)$$

где k_1 и k_2 – коэффициенты, учитывающие влияние на теплоотдачу в лобовой точке количества цилиндров: $k_1 = 1,58/n^{0,5} - 0,58$; $k_2 = 0,9 + 0,1n$.

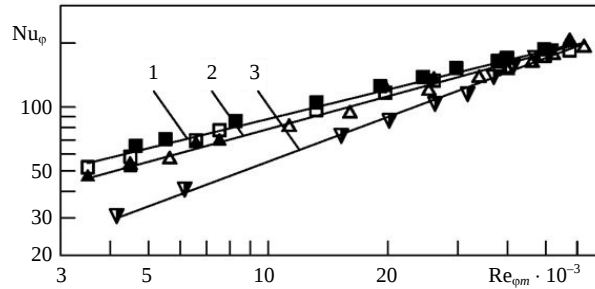


Рис. 4. Зависимости $Nu_{\phi} = f(Re_{\phi m})$ для лобовой точки (линии 1–3) при различном количестве цилиндров (обозначения – на рис. 3)

При расположении цилиндров симметрично относительно оси рабочего объема циклонной камеры особенности обтекания характерных участков их поверхности определяют различную степень зависимости коэффициента теплоотдачи от числа Рейнольдса (рис. 5).

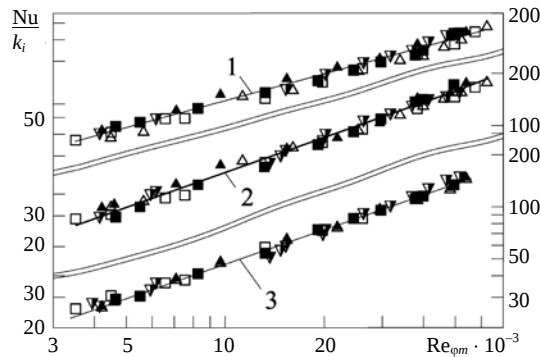


Рис. 5. Зависимости $Nu = f(Re_{\phi m})$ для различных участков поверхности цилиндров. Линии: 1 – уравнение (2); 2 – (3); 3 – (4) (обозначения – на рис. 3)

Для лобовой части цилиндра, омываемой циклонным потоком, среднее значение коэффициента теплоотдачи между точками 1 и 2 практически не зависит от количества цилиндров и расстояния между ними и может быть рассчитано по уравнению

$$Nu = 0,43 Re_{\phi m}^{0,54}, \quad (2)$$

где $Nu = \alpha d/\lambda$, α – средний коэффициент теплоотдачи на характерном участке поверхности.

Уровень средней теплоотдачи на поверхности между точками 1 и 3 за-

висит от размеров и интенсивности вихрей между соседними цилиндрами и уменьшается с увеличением n . Показатель степени при числе Рейнольдса здесь выше и среднее его значение равняется 0,67. Коэффициент теплоотдачи может быть определен следующим образом:

$$Nu = 0,112 Re_{\varphi m}^{0,67} k_3, \quad (3)$$

где k_3 – коэффициент, учитывающий влияние на теплоотдачу поверхности, омываемой вихрем, количества цилиндров; $k_3 = 1,004 - 0,004n^3$.

Сопоставление уравнений (2) и (3) показывает, что с увеличением количества цилиндров уровень теплоотдачи в их лобовой части, омываемой вихрем, снижается по сравнению с частью, обтекаемой циклонным потоком. Так, при $n = 4$ ($e = 0,324$) и наибольших исследованных значениях числа $Re_{\varphi m}$ теплоотдача в вихре ниже примерно на 19 %, а при наименьших $Re_{\varphi m}$ – на 44 %.

Теплоотдача кормовой части поверхности цилиндра, между точками 2 и 3, в значительной степени определяется относительным шагом расположения цилиндров в группе $\bar{s} = s/d$ (s – расстояние между осями соседних цилиндров). При этом чем меньше $\bar{s}$, тем больше размер кормовой области и ниже на ней средний коэффициент теплоотдачи. Например, при двух цилиндрах и $\bar{s} = 0,190$ ($s = 1,1$) средний коэффициент теплоотдачи кормовой части уменьшается на 28 %. Расчет теплоотдачи в этой области можно выполнить

$$Nu = 0,107 Re_{\varphi m}^{0,66} k_4, \quad (4)$$

где k_4 – коэффициент, учитывающий влияние $\bar{s}$ на теплоотдачу кормовой части; $k_4 = 1 - 0,85 \exp(-\bar{s})$.

Различные интенсивность и уровень теплоотдачи на характерных участках, уменьшение размеров лобовой части, омываемой циклонным потоком, и увеличение кормовой с ростом количества цилиндров позволяют объяснить причину повышения показателя степени при числе Рейнольдса и снижения среднего по поверхности коэффициента теплоотдачи [1].

ВЫВОДЫ

1. Выявлены особенности и закономерности обтекания и теплоотдачи цилиндров, расположенных параллельно и симметрично относительно оси циклонного потока.
2. Получены уравнения для расчета местных и средних коэффициентов теплоотдачи.
3. Установленные в работе распределения местных коэффициентов теплоотдачи по периметру цилиндров хорошо согласуются с выявленными особенностями их обтекания.

4. Предложенные уравнения могут быть использованы для расчета и оценки неравномерности нагрева заготовок в вертикальных промышленных циклонных нагревательных устройствах.

ЛИТЕРАТУРА

1. С а б у р о в, Э. Н. Циклонные нагревательные устройства с интенсифицированным конвективным теплообменом / Э. Н. Сабуров. – Архангельск: Сев.-Зап. кн. изд-во, 1995. – 341 с.

2. О с о б е н н о с т и обтекания и теплоотдачи цилиндра, смещенного с оси циклонного потока / Ю. Л. Леухин [и др.] // Проблемы энергетики... (Изв. высш. учеб. заведений). – 2008. – № 3–4. – С. 20–31.

3. Л е у х и н, Ю. Л. Особенности обтекания цилиндра, смещенного с аэродинамической оси циклонного потока / Ю. Л. Леухин, Э. Н. Сабуров, Д. В. Васильев // Энергетика... (Изв. высш. учеб. заведений и энерг. объединений СНГ). – 1999. – № 3. – С. 56–62.

Представлена кафедрой
теплотехники № 14

Поступила 07.07.2008

УДК 621.1

АНАЛИЗ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ МНОГОСЛОЙНЫХ СРЕД

Докт. техн. наук, проф. ЕСЬМАН Р. И., БОНДАРЕНКО Ю. В.

*Белорусский национальный технический университет,
ОДО «ЭНЭКА»*

Процессы распространения теплоты в сплошной среде подчиняются закону Фурье и описываются следующим дифференциальным уравнением теплопроводности, устанавливающим связь между пространственным и временным изменениями температуры тела:

$$c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \operatorname{div}(\kappa \operatorname{grad} T) + f.$$

Для решения данного дифференциального уравнения необходимо знать распределение температуры внутри тела в начальный момент времени (временные условия однозначности), геометрическую форму тела и закон теплового взаимодействия между поверхностью тела и окружающей средой (пространственные условия однозначности). Для анизотропных сред каждый характеризующий среду физический параметр – теплопроводность, плотность и теплоемкость – представляется в виде тензора второго ранга. Например, соотношение для тензора теплопроводности в декартовой системе координат имеет вид [1]