

Приведенные результаты свидетельствуют о перспективности дожига образующейся при пиролизе ПГС даже в выносной топке, хотя с энергетической точки зрения это далеко не самый лучший вариант. При этом решаются экологические проблемы, связанные с выбросом большого количества вредных веществ в атмосферу. К тому же сбрасываемый на стадии пиролиза избыток теплоносителя, несмотря на его повышенное влагосодержание, может быть использован для подсушки древесины.

УДК 536.253:66.041

*А.Н. ОРЕХОВ, Э.Н. САБУРОВ*

Архангельский государственный технический университет



Орехов Алексей Николаевич родился в 1953 г., окончил в 1976 г. Архангельский лесотехнический институт, кандидат технических наук, доцент кафедры теплотехники Архангельского государственного технического университета. Имеет более 50 печатных трудов в области исследования аэродинамики и конвективного теплообмена в циклонных нагревательных устройствах.



Сабуров Эдуард Николаевич родился в 1939 г., окончил в 1961 г. Архангельский лесотехнический институт, доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой теплотехники, проректор по научной работе Архангельского государственного технического университета, академик Российской и Международной инженерных академий, Российской академии естественных наук, заслуженный деятель науки и техники РФ. Имеет более 300 публикаций в области аэродинамики и конвективного теплообмена в сильно закрученных потоках, их использования для интенсификации процессов тепломассообмена в различных технологических аппаратах.

### **ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОТДАЧИ НА БОКОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ РАБОЧЕГО ОБЪЕМА ЦИКЛОННЫХ КАМЕР С ТОРЦЕВЫМ ВЫВОДОМ ГАЗОВ**

Получены уравнения, позволяющие рассчитывать локальные и средние значения коэффициентов теплоотдачи на боковой поверхности рабочего объема циклонной камеры с торцевым выводом газов.

The equations have been generated, allowing to calculate local and mean values of release coefficients of the lateral face of the displacement volume of vortex chamber with end gas emission.

Циклонно-вихревые камеры нашли широкое промышленное применение (в том числе и на предприятиях химико-лесного комплекса) в качестве современных нагревательных и топочных устройств, сепараторов-теплоутилизаторов, энерготехнологических установок, теплообменных и газогорелочных устройств и т.д. [2, 5]. Определяется это, прежде всего, их высокими технико-экономическими характеристиками, конструктивной простотой, а также высокой интенсивностью конвективного тепло-массообмена на боковой поверхности рабочего объема – в основной зоне организации рабочих процессов. Последний фактор определяет актуальность работ, посвященных экспериментальным и теоретическим исследованиям теплоотдачи на боковой поверхности рабочего объема циклонных камер [2, 3, 5–9].

В обобщенном виде схема течения у боковой поверхности циклонной камеры, предложенная Э.Н. Сабуровым и нашедшая применение в ряде работ [2–5], изображена на рис. 1. Течение представлено в виде струйного потока, распространяющегося около криволинейной стенки с постоянным радиусом продольной кривизны  $R$ . Координата  $x$  направлена вдоль поверхности камеры по траектории движения потока, а  $y$  – нормально к ней. Начало координат совмещено со срезом входного шлица. Расчетному предшествует нерасчетный входной участок длиной  $x_{вх}$ . На этом участке в основном сосредоточено влияние на течение особенностей распределения скорости потока в шлице и взаимодействия

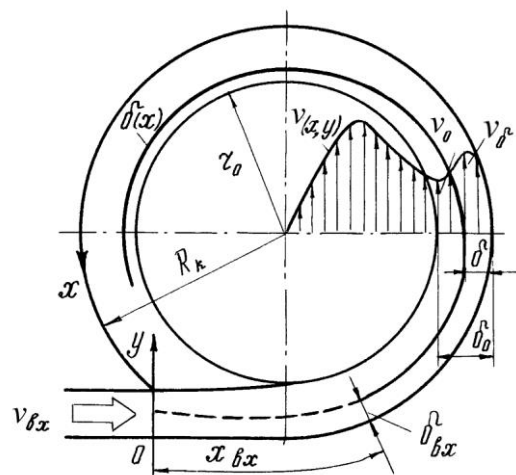


Рис. 1. Схема распространения струи у боковой поверхности циклонной камеры

входящей в камеру струи с уже вращающимися в ней газами.

В работе [1] установлено, что в пристенном пограничном слое на боковой поверхности циклонной камеры распределение полной скорости потока  $v$  может быть аппроксимировано формулой

$$\frac{v}{v_{\delta}} = \left( \frac{y}{\delta} \right)^{1/14}, \quad (1)$$

где  $v_{\delta}$  – полная скорость потока на границе пристенного пограничного слоя;

$\delta$  – толщина пристенного пограничного слоя.

Установлено также, что коэффициент сопротивления трения на боковой поверхности рабочего объема циклонной камеры  $c_f = 2\tau_w / \rho v_\delta^2$  ( $\tau_w$  – касательное напряжение трения на боковой поверхности камеры,  $\rho$  – плотность потока) зависит от параметра  $m_0 = v_0 / v_{\text{вх}}$  ( $v_0$  – полная скорость на границе осесимметричного ядра потока,  $v_{\text{вх}}$  – среднерасходная скорость потока во входных шлицах), являющегося аналогом известного параметра спутности или относительной скорости спутного потока, относительной площади входа потока в камеру  $\bar{f}_{\text{вх}} = 4f_{\text{вх}} / \pi D_k^2$  ( $D_k$  – диаметр камеры) и числа Рейнольдса  $\text{Re}_\delta = v_\delta \delta / \nu$  ( $\nu$  – кинематическая вязкость потока):

при  $m_0 \leq 1$

$$c_f = 0,018 \text{Re}_\delta^{-2/15} m_0^{-0,304} ; \quad (2)$$

при  $m_0 > 1$

$$c_f = 0,021 \text{Re}_\delta^{-2/15} m_0^{-1,91} . \quad (3)$$

В работе [1] получены также зависимости для определения  $\bar{v}_\delta$  и  $\bar{\delta}$ , которые могут быть использованы для расчета теплоотдачи на боковой поверхности циклонных камер с торцевым выводом газов.

Рассмотрим общий случай теплообмена с начальным необогреваемым участком. Безразмерная длина необогреваемого участка в пределах расчетной зоны течения  $\bar{x} = x_{\text{н.у}} / r_0$ , где  $r_0$  – радиус ядра потока. Как и раньше [3, 4], полагаем физические характеристики среды и ее температуру на границе пристенного пограничного слоя постоянными. Поскольку скорость потока умеренная, тепловыделением за счет трения пренебрегаем. При принятых предположениях интегральное соотношение энергии может быть записано следующим образом:

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta_T} \nu (T_w - T) dy = \frac{q_w}{\rho c_p} , \quad (4)$$

где  $\delta_T$  – толщина теплового пограничного слоя;

$T_w$  – температура поверхности теплообмена (боковой поверхности камеры);

$T$  – температура среды;

$q_w$  – плотность теплового потока на стенке;

$\rho, c_p$  – плотность и теплоемкость среды при постоянном давлении.

Предположим, что профиль избыточной температуры  $\vartheta = T - T_w$  по аналогии с профилем скорости (1) в пределах расчетного участка описывается уравнением

$$\frac{\vartheta}{\vartheta_\delta} = \left( \frac{y}{\delta_T} \right)^{1/4} , \quad (5)$$

где  $\vartheta_\delta = T_\delta - T_w$  – избыточная температура среды на границе теплового пограничного слоя.

Распределения касательного напряжения трения и плотности теплового потока в турбулентном пограничном слое определяем по общепринятым формулам [9], которые после соответствующих преобразований и подстановки степенных распределений (1) и (5) дадут уравнение

$$\frac{q}{\tau} = \frac{c_p}{\text{Pr}_{\text{ТБ}}} \frac{\vartheta_\delta}{v_\delta} \left( \frac{\delta_T}{\delta} \right)^{-1/14}, \quad (6)$$

где  $\text{Pr}_{\text{ТБ}}$  – турбулентное число Прандтля.

Считаем, что в пределах тонкого, по сравнению с радиусом кривизны поверхности теплоотдачи, пограничного слоя  $q \approx q_w$ ,  $\tau \approx \tau_w$ . Перейдя на безразмерные переменные, запишем уравнение (6) следующим образом:

$$\text{St} = \frac{c_f}{2\text{Pr}_{\text{ТБ}}} \left( \frac{\delta_T}{\delta} \right)^{-1/14}, \quad (7)$$

где  $\text{St}$  – число Стантона,  $\text{St} = q_w / (\rho c_p \vartheta_\delta v_\delta)$ .

Подставим в уравнение (4) выражения для скорости (1), температуры (5) и, используя связь (7), пределаем указанные в нем операции:

$$\frac{15d\tilde{\delta}}{16d\bar{x}} + \frac{\tilde{\delta}}{\text{Re}_\delta} \frac{d\text{Re}_\delta}{d\bar{x}} = \frac{4}{7} c_f \frac{1}{\text{Pr}_{\text{ТБ}} \bar{\delta}}, \quad (8)$$

где  $\tilde{\delta} = (\delta_T / \delta)^{8/7}$ ,  $\bar{x} = x / r_0$  – безразмерная продольная координата.

Для решения (8) воспользуемся полученными в работе [1] формулами для безразмерной толщины пристенного пограничного слоя,  $\bar{\delta} = \delta / r_0$ , коэффициента сопротивления трения  $c_f$  и относительной скорости на границе пристенного пограничного слоя  $\bar{v}_\delta = v_\delta / v_0$ . После подстановки их в (8) и выполнения необходимых преобразований получим линейные дифференциальные уравнения:

при  $m_0 \leq 1$

$$\begin{aligned} & \frac{15d\tilde{\delta}}{16d\bar{x}} + \left( 0,965 - \frac{0,83}{\bar{R}} \right) \frac{\tilde{\delta}}{\bar{x}} = \\ & = 0,26m_0^{-0,126} \bar{R}^{-0,172} \bar{f}_{\text{ВХ}}^{-0,008} \bar{x}^{-(0,923-0,5/\bar{R})} \text{Pr}_{\text{ТБ}}^{-1} \text{Re}_0^{-0,078}, \end{aligned} \quad (9)$$

при  $m_0 > 1$

$$\begin{aligned} & \frac{15d\tilde{\delta}}{16d\bar{x}} + \left( 0,89 - \frac{0,76}{\bar{R}} \right) \frac{\tilde{\delta}}{\bar{x}} = \\ & = 0,226m_0^{-1,113} \bar{R}^{-0,152} \bar{f}_{\text{ВХ}}^{-0,014} \bar{x}^{-(0,843-0,454/\bar{R})} \text{Pr}_{\text{ТБ}}^{-1} \text{Re}_0^{-0,0735}, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\bar{R} = R / r_0$  – радиус кривизны траектории движения потока;

$\text{Re}_0$  – число Рейнольдса,  $\text{Re}_0 = v_0 r_0 / \nu$ .

Решаем (9) и (10) относительно  $\tilde{\delta}$  :

при  $m_0 \leq 1$

$$\tilde{\delta} = 0,277m_0^{-0,126}\bar{R}^{-0,172}(1,106-0,385/\bar{R})^{-1}\bar{f}_{\text{вх}}^{-0,0081} \times \\ \times \bar{x}^{(0,077+0,5/\bar{R})} \left[ 1 - \left( \frac{x_{\text{н.у}}}{x} \right)^{(1,106-0,385/\bar{R})} \right] \text{Pr}_{\text{ГБ}}^{-1} \text{Re}_0^{-0,078}, \quad (11)$$

при  $m_0 > 1$

$$\tilde{\delta} = 0,241m_0^{-1,113}\bar{R}^{-0,152}(1,11-0,36/\bar{R})^{-1}\bar{f}_{\text{вх}}^{-0,014} \times \\ \times \bar{x}^{(0,16+0,45/\bar{R})} \left[ 1 - \left( \frac{x_{\text{н.у}}}{x} \right)^{(1,11-0,36/\bar{R})} \right] \text{Pr}_{\text{ГБ}}^{-1} \text{Re}_0^{-0,0735}. \quad (12)$$

Локальное число Нуссельта представим в виде

$$\text{Nu}_0 = \text{St Pr Re}_0 \bar{v}_\delta, \quad (13)$$

где  $\text{Nu}_0$  – местное число Нуссельта,  $\text{Nu}_0 = \alpha r_0 / \lambda$ ;

$\alpha$  – локальный коэффициент теплоотдачи на поверхности стенки;

$\lambda$  – коэффициент теплопроводности;

$\text{Pr}$  – число Прандтля.

Используя найденные значения  $\tilde{\delta}$ , уравнения (7) и (13), а также формулу для  $\bar{v}_\delta$  [1], получим расчетные зависимости для определения локального коэффициента теплоотдачи по траектории движения потока:

при  $m_0 \leq 1$

$$\text{Nu}_0 = 0,0232(1,106-0,385/\bar{R})^{1/16}\bar{R}^{-0,3}m_0^{-0,551}\bar{f}_{\text{вх}}^{0,094}\bar{x}^{(0,037-0,335/\bar{R})} \times \\ \times \left[ 1 - \left( \frac{x_{\text{н.у}}}{x} \right)^{(1,106-0,385/\bar{R})} \right]^{-1/16} \text{Pr Pr}_{\text{ГБ}}^{-0,94} \text{Re}_0^{0,892}; \quad (14)$$

при  $m_0 > 1$

$$\text{Nu}_0 = 0,0345(1,11-0,36/\bar{R})^{1/16}\bar{R}^{-0,385}m_0^{-1,906}\bar{f}_{\text{вх}}^{0,167}\bar{x}^{(0,0345-0,338/\bar{R})} \times \\ \times \left[ 1 - \left( \frac{x_{\text{н.у}}}{x} \right)^{(1,11-0,36/\bar{R})} \right]^{-1/16} \text{Pr Pr}_{\text{ГБ}}^{-0,94} \text{Re}_0^{0,887*}. \quad (15)$$

Для того, чтобы уравнения (14) и (15) наилучшим образом описывали экспериментальные данные, скорректируем их, домножив на поправочные коэффициенты  $k$  и  $k_{\text{вых}}$ , учитывающие неучтенные при решении аэродинамической задачи [1] влияния параметров  $\bar{L}_k$  ( $\bar{L}_k$  – относительная длина циклонной камеры,  $\bar{L}_k = L_k / D_k$ ),  $\bar{f}_{\text{вх}}$  и  $\bar{d}_{\text{вых}}$  ( $\bar{d}_{\text{вых}}$  – относительный диаметр выходного отверстия камеры,  $\bar{d}_{\text{вых}} = d_{\text{вых}} / D_k$ ) на

\*В выводе уравнений (14) и (15) принимала участие инж. Т.Г. Загоскина.

особенности формирования потока в щлицах и на нерасчетном входном участке:

$$k = 1,08 + 4,29 \bar{f}_{\text{вх}} - 0,23 \bar{L}_{\text{к}}; \quad (16)$$

$$k_{\text{вых}} = -1,85 |\bar{d}_{\text{вых}} - 0,43|^{1,28} + 1,02. \quad (17)$$

Величина поправочных коэффициентов  $k$  и  $k_{\text{вых}}$  для большинства имеющих практическое значение вариантов соотношений геометрических параметров циклонных камер составляет 0,88...1,15 и лишь при крайних из рассмотренных значений  $\bar{d}_{\text{вых}} = 0,7$ ,  $\bar{f}_{\text{вх}} = 0,0202$  и  $0,1014$  превышает указанные пределы, достигая, соответственно, 0,82; 0,79 и 1,23.

Переходя к критериям  $\text{Nu} = \alpha D_{\text{к}} / \lambda$ ,  $\text{Re}_{\text{вх}} = v_{\text{вх}} D_{\text{к}} / \nu$  и принимая  $\bar{x} = x / h_{\text{вх}}$ ,  $\bar{R} \approx 1 / r_0$  ( $\bar{r} = r_0 / R_{\text{к}}$ ), для воздуха  $\text{Pr} = 0,7$  и  $\text{Pr}_{\text{ТБ}} = 0,95$ , уравнения (14) и (15) можно представить:

при  $m_0 \leq 1$

$$\begin{aligned} \text{Nu} = & 0,0184(1,106 - 0,385\bar{r}_0)^{1/16} \bar{r}^{-0,192} m_0^{0,341} \bar{f}_{\text{вх}}^{0,094} k k_{\text{вых}} \times \\ & \times (2\bar{x} \bar{h}_{\text{вх}} / \bar{r}_0)^{(0,037-0,335\bar{r}_0)} \left[ 1 - \left( \frac{x_{\text{н.у}}}{x} \right)^{(1,106-0,385\bar{r}_0)} \right]^{-1/16} \text{Re}_{\text{вх}}^{0,892}, \end{aligned} \quad (18)$$

при  $m_0 > 1$

$$\begin{aligned} \text{Nu} = & 0,0274(1,11 - 0,36\bar{r}_0)^{1/16} \bar{r}^{-0,272} m_0^{-1,019} \bar{f}_{\text{вх}}^{0,167} k k_{\text{вых}} \times \\ & \times (2\bar{x} \bar{h}_{\text{вх}} / \bar{r}_0)^{(0,0345-0,335\bar{r}_0)} \left[ 1 - \left( \frac{x_{\text{н.у}}}{x} \right)^{(1,11-0,36\bar{r}_0)} \right]^{-1/16} \text{Re}_{\text{вх}}^{0,887}. \end{aligned} \quad (19)$$

Аналогичным образом можно получить уравнение для расчета локальных коэффициентов теплоотдачи, заменив в диапазоне  $\bar{f}_{\text{вх}} = (1,42...10,14) \cdot 10^{-2}$  два уравнения для  $c_f$  одним

$$c_f = (0,025 - 0,123 \bar{f}_{\text{вх}}) \text{Re}_{\delta}^{-2/15} \quad (20)$$

и воспользовавшись формулами для  $\bar{\delta}$  и  $\bar{v}_{\delta}$  из работы [1]:

$$\begin{aligned} \text{Nu} = & 0,0287(1 - 4,92\bar{f}_{\text{вх}})^{0,94} \bar{f}_{\text{вх}}^{0,346} \bar{h}_{\text{вх}}^{-0,561} k k_{\text{вых}} \bar{x}^{-0,264} \times \\ & \times \left[ 1 - \left( \frac{x_{\text{н.у}}}{x} \right)^{0,785} \right]^{-1/16} \text{Re}_{\text{вх}}^{0,879}, \end{aligned} \quad (21)$$

где

$$k = 0,5 + 9,5 \bar{f}_{\text{вх}} - 0,16 \bar{L}_{\text{к}}. \quad (22)$$

Коэффициент  $k$  имеет примерно такую же величину, что и поправка (16).

Из уравнений (18), (19) можно получить расчетные зависимости для определения среднего коэффициента теплоотдачи на полной длине спиральной траектории движения струи  $\bar{X} = X / h_{\text{вх}}$ :

при  $m_0 \leq 1$

$$\bar{\text{Nu}} = kk_{\text{вх}} k_{\Gamma 1} \bar{X}^{k_1} \text{Re}_{\text{вх}}^{0,892}, \quad (23)$$

где  $k_{\Gamma 1} = 0,0191(1,106 - 0,385\bar{r}_0)^{-15/16} \bar{r}_0^{0,192} m_0^{0,341} \bar{f}_{\text{вх}}^{0,094} (2\bar{h}_{\text{вх}} / \bar{r}_0)^{k_1}$ ;

$$k_1 = 0,037 - 0,335 \bar{r}_0;$$

при  $m_0 > 1$

$$\bar{\text{Nu}} = kk_{\text{вх}} k_{\Gamma 2} \bar{X}^{k_2} \text{Re}_{\text{вх}}^{0,887}, \quad (24)$$

где  $k_{\Gamma 2} = 0,0294(1,11 - 0,36\bar{r}_0)^{-15/16} \bar{r}_0^{0,272} m_0^{-1,019} \bar{f}_{\text{вх}}^{0,167} (2\bar{h}_{\text{вх}} / \bar{r}_0)^{k_2}$ ;

$$k_2 = 0,0345 - 0,335 \bar{r}_0;$$

Аналогичным образом из уравнения (21) для расчета среднего числа Нуссельта получена зависимость

$$\bar{\text{Nu}} = kk_{\text{вх}} k_{\Gamma 3} \bar{X}^{k_3} \text{Re}_{\text{вх}}^{0,879}, \quad (25)$$

где  $k_{\Gamma 3} = 0,039(1 - 4,92\bar{f}_{\text{вх}})^{0,94} \bar{f}_{\text{вх}}^{0,346} \bar{h}_{\text{вх}}^{-0,561}$ ;

$$k_3 = -0,264.$$

Для вычисления полной длины траектории движения струи в уравнениях (23)–(25) можно использовать зависимость

$$\bar{X} = 0,413 \bar{f}_{\text{вх}}^{-1,135} \left[ 1 + 4,685 \bar{f}_{\text{вх}}^{0,154} (\bar{L}_{\text{к}} - \bar{z}_{\text{вх}}) \right], \quad (26)$$

где  $\bar{z}_{\text{вх}}$  – относительное расстояние между осью входных шлицев и ближайшему к ним выходному торцу циклонной камеры,  $\bar{z}_{\text{вх}} = z_{\text{вх}} / D_{\text{к}}$ .

На рис. 2 выполнено сопоставление уравнений (23)–(25) с опытными данными [5]. (В табл. 1 приведены значения геометрических параметров циклонных камер, на которых выполнены экспериментальные исследования, и обозначения опытных точек, соответствующих рис. 2, 4).

Из рис. 2 видно, что в рассмотренных диапазонах изменения режимных и геометрических параметров циклонных камер наблюдается вполне удовлетворительное совпадение расчетных зависимостей с экспериментальными данными. Отклонение для большинства точек не превышает  $\pm 12 \dots 14 \%$ . Исключение, как и для поправочных коэффициентов (16), (17), составляют данные, относящиеся к крайним значениям геометрических параметров исследованных вариантов циклонных камер, а также опыты при малых значениях  $\text{Re}_{\text{вх}} < 5 \cdot 10^4$ .

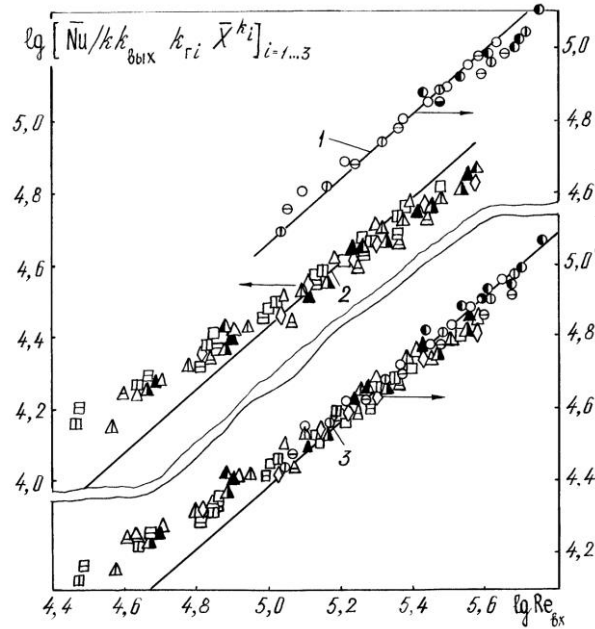


Рис. 2. Сопоставление расчетных зависимостей с опытными данными: 1 – уравнение (23); 2 – (24); 3 – (25) (Здесь и на рис. 4 опытные точки соответствуют обозначениям табл. 1.)

Таблица 1  
Геометрические характеристики циклонной камеры и обозначения соответствующих им опытных данных

Вариант	$\bar{f}_{\text{вх}} \cdot 10^2$	$\bar{h}_{\text{вх}} \cdot 10^2$	$\bar{d}_{\text{вых}}$	$\bar{L}_k$	Обозначение
1	2,02	3,98	0,4	1,65	○
2	2,02	3,98	0,4	1,25	○
3	2,02	3,98	0,4	0,80	○
4	4,04	7,96	0,4	1,65	○
5	6,30	12,44	0,3	1,65	△
6	6,30	12,44	0,4	1,65	△
7	6,30	12,44	0,6	1,65	△
8	6,30	12,44	0,7	1,65	△
9	6,30	12,44	0,4	1,25	△
10	6,30	12,44	0,4	0,80	△
11	8,20	16,17	0,4	1,65	◇
12	10,14	19,95	0,4	1,65	□
13	10,14	19,95	0,4	1,25	□
14	10,14	19,95	0,4	0,80	□



В уравнениях (18), (23) выражение  $(1,106 - 0,385 \bar{r}_0)^{1/16} \bar{r}_0^{0,192} \times (2 / \bar{r}_0)^{(0,037 - 0,335 \bar{r}_0)}$  в интервале изменения  $\bar{r}_0 = 0,747 \dots 0,830$ , имевших место в опытах при  $m_0 \leq 1$  ( $\bar{f}_{\text{вх}} = 0,0404$  и  $0,0202$ ) с точностью  $\pm 0,8 \%$ , можно заменить постоянным множителем  $0,763$ . Приняв согласно [1]  $m_0 = 4,768 \bar{f}_{\text{вх}}^{0,509}$  и из конструктивных особенностей экспериментальной установки  $\bar{h}_{\text{вх}} = 1,97 \bar{f}_{\text{вх}}$ , выражение  $m_0^{0,341} \bar{f}_{\text{вх}}^{0,094} \bar{h}_{\text{вх}}^{(0,037 - 0,335 \bar{r}_0)}$  =  $1,414 \times (1,97 \bar{f}_{\text{вх}})^{(0,305 - 0,335 \bar{r}_0)}$  в интервале  $\bar{f}_{\text{вх}} = (2,02 \dots 4,04) \cdot 10^{-2}$  с точностью  $\pm 2,6 \%$  можно заменить числом  $1,265$ . В указанных диапазонах изменения геометрических характеристик циклонной камеры коэффициент  $k = 0,88 \pm 0,097$ . С учетом отмеченного выше и при отсутствии необогреваемого участка уравнения (18), (19), (21) для расчета локальных коэффициентов теплоотдачи и (23) – (25) для средних примут следующий вид:

$$\text{Nu} = A k_{\text{вх}} \bar{x}^{k_i} \text{Re}_{\text{вх}}^n, \tag{27}$$

$$\overline{\text{Nu}} = \frac{A}{k_i + 1} k_{\text{вх}} \bar{X}^{k_i} \text{Re}_{\text{вх}}^n, \tag{28}$$

где  $A$ ,  $k_i$  и  $n$  – постоянные, значения которых приведены в табл. 2.

Таблица 2

**Значения параметров, входящих в уравнения (27) и (28)**

$m_0$	$\text{Re}_{\text{вх}} \cdot 10^{-5}$	$A$	$k_i$	$n$
$\leq 1$	1,00...6,3	0,0157	$k_1$	0,892
$> 1$	0,25...6,3	0,0166	$k_2$	0,887
0,62...1,33	0,25...6,3	0,0198	$k_3$	0,879

Таблица 3

**Значения параметров, входящих в скорректированное по опытным данным уравнение (28)**

$m_0$	$\text{Re}_{\text{вх}} \cdot 10^{-5}$	$A$	$k_i$	$n$
$\leq 1$	1,00...6,3	0,0479	$k_1$	0,80
$> 1$	1,10...6,3	0,1324	$k_2$	0,72
»	0,25...1,1	0,7579	$k_2$	0,57
0,62...1,33	1,10...6,3	0,1133	$k_3$	0,74
»	0,25...1,1	0,8177	$k_3$	0,57

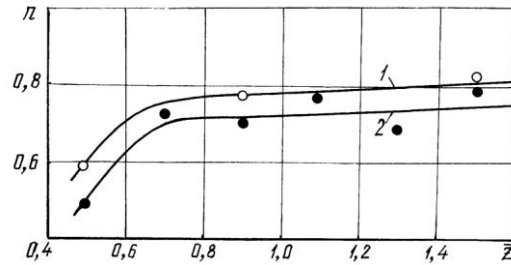


Рис. 3. Влияние параметра  $m_0$  и координаты  $\bar{z}$  на показатель степени  $n$  в уравнении (28) при различных значениях  $m_0$ : 1 –  $m_0 \leq 1$  (светлые точки); 2 –  $m_0 > 1$  (темные точки)

На рис. 3 приведены результаты обобщения опытных данных, отражающих влияние на показатель степени  $n$  параметра  $m_0$  и продольной координаты  $\bar{z} = z / D_k$  в зависимости  $Nu(Re_{\text{вх}}^n)$ . Показатель степени  $n$  определяли методом наименьших квадратов. Видно, что на расчетном участке движения струйного потока  $n$  зависит от относительной входной площади камеры или параметра  $m_0$  и удаленности рассматриваемого сечения от входных шлицев. С учетом данного обстоятельства и влияния неавтономности течения на теплоотдачу [5] уравнению (28) можно придать вид, еще более приближенный к экспериментальным данным за счет коррекции по ним показателя  $n$ . В этом случае численные значения коэффициентов  $A$ ,  $k_i$ ,  $n$ , диапазон чисел Рейнольдса, в котором справедливо скорректированное уравнение (28), в зависимости от относительной скорости спутного потока следует выбирать из табл. 3.

На рис. 4 выполнено сопоставление уравнения (28) без коррекции (сплошные линии) и с коррекцией (штриховые) показателя  $n$  с опытными данными [5]. Получено вполне удовлетворительное совпадение расчетных и

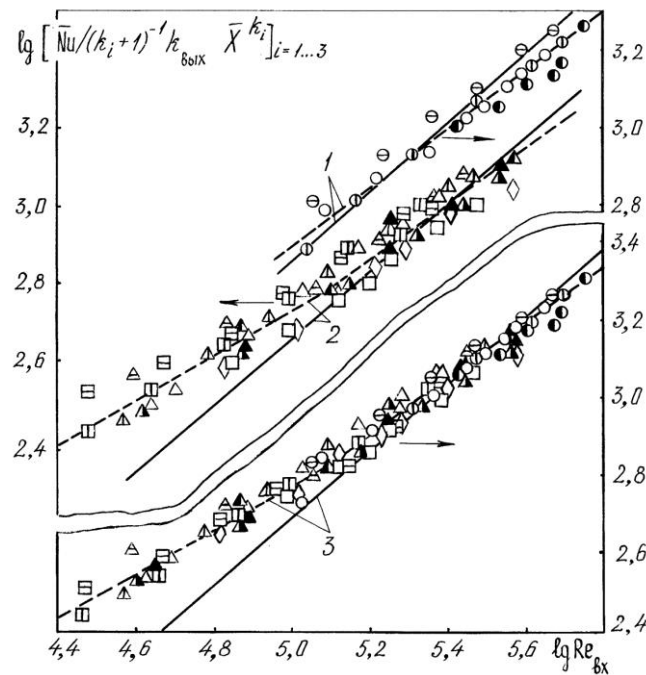


Рис. 4. Сопоставление расчетной зависимости (28) с опытными данными при различных значениях  $m_0$ : 1 –  $m_0 \leq 1$ ; 2 –  $m_0 > 1$ ; 3 –  $m_0 = 0,62 \dots 1,33$

экспериментальных данных. Необходимо отметить, что значения средних коэффициентов теплоотдачи, вычисленных по уравнению (28) и по ранее полученному для этой же задачи при другом способе определения  $n$  и формуле для  $c_f$ , приведенной в работе [5], близки.

#### Выводы

1. На основе струйной модели течения проанализированы особенности теплоотдачи на боковой поверхности циклонных камер с торцевым выводом газов.

2. Получены расчетные уравнения для локальных и средних чисел Нуссельта. Сопоставление их с опытными данными показало вполне удовлетворительное совпадение.

3. Уравнения могут быть рекомендованы для инженерных расчетов теплоотдачи на боковой поверхности рабочего объема циклонных камер с торцевым выводом газов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1]. Сабуров Э.Н., Загоскина Т.Г. Исследование потока в периферийной области циклонных камер // Лесн. журн. - 1994. - № 5-6. - С. 171-182. - (Изв. высш. учеб. заведений). [2]. Сабуров Э.Н., Карпов С.В. Циклонные устройства в деревообрабатывающем и целлюлозно-бумажном производстве / Под ред. Э.Н. Сабурова. -М.: Экология, 1993. - 368 с. [3]. Сабуров Э.Н., Леухин Ю.Л. Аэродинамика и теплообмен закрученного потока в цилиндрической камере // Инж.-физ. журнал. - 1985. - Т.48, № 3. - С. 369 - 375. [4]. Сабуров Э.Н., Орехов А.Н. Исследование теплоотдачи в циклонных камерах большой относительной длины // Лесн. журн. - 1994. -№ 2. -С. 124 - 135. -(Изв. высш. учеб. заведений). [5]. Сабуров Э.Н. Циклонные нагревательные устройства с интенсифицированным конвективным теплообменом. - Архангельск: Сев.-Зап. кн. изд-во, 1995.- 341 с. [6]. Стерлигов В.В. Исследование на модели конвективного теплообмена в секционных печах: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. - Новокузнецк, 1972. - 20 с. [7]. Сухович Е.П. Аэродинамика и конвективный теплообмен в вихревой камере: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. - Рига, 1970. - 25 с. [8]. Тонконогий А.В., Вышенский В.В. Исследование конвективного теплообмена на моделях циклонных камер // Пробл. теплоэнергетики и прикладной теплофизики. - Алма-Ата: Наука КазССР, 1964. - Вып.1. - С.189-205. [9]. Устименко Б.П. Процессы турбулентного переноса во вращающихся течениях. - Алма-Ата: Наука КазССР, 1977. - 228 с.