

Э.Н.Сабуров, С.И.Осташев, А.Н.Орехов

О РОЛИ И МЕТОДАХ ИНТЕНСИФИКАЦИИ
 КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА
 В НАГРЕВАТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВАХ
 С ВихРЕВЫМ ДВИЖЕНИЕМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ

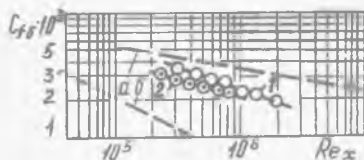
В работе рассмотрена область пограничного слоя у боковой поверхности цилиндрической заготовки (цилиндра) диаметром 0,106 м, расположенной строго соосно с циклонной камерой. Диаметр камеры составлял 0,31 м. Длина цилиндра равнялась длине камеры (0,36 м). Ввод воздуха в камеру производился через два шлица высотой 0,02 м и общей площадью 0,0036 м² вблизи выходного торца. Диаметр выходного отверстия в опытах составлял 0,124 и 0,186 м. Первый вариант выходного отверстия соответствовал случаю, когда местоположение максимума тангенциальной скорости не зависит ни от условий стока, ни от ввода потока, а определяется только диаметром цилиндра (максимум V_{τ} "прижат" к поверхности цилиндра). В этом случае практически отсутствует зона "квазитвердого" вращения потока. Второй - когда максимум V_{τ} расположен на достаточно большом расстоянии от поверхности цилиндра и его положение может свободно меняться в зависимости от указанных условий (максимум V_{τ} "свободен").

Анализ распределений V_{τ} показал, что действие центробежных сил оказывает сильное стабилизирующее влияние на формирование пограничного слоя у поверхности цилиндра. При аппроксимации распределений скорости в пределах пограничного слоя степенными формулами

$$V_{\tau}/V_{\tau 0} = (y/\delta)^n \quad (1)$$

установлено, что $n = 1/3$ и $1/5$ соответственно для $d_{\text{вых}} = 0,124$ и $0,186$ м.

Касательное напряжение трения на поверхности цилиндра определялось экспериментальным путем по методу Престона и профилям скоростей. Полученные значения коэффициентов трения при различных диаметрах выходного отверстия камеры представлены на рис. 1. Из рисунка следует, что коэффициенты поверхностного трения для цилиндра ниже, чем на пластине, обтекаемой тур-

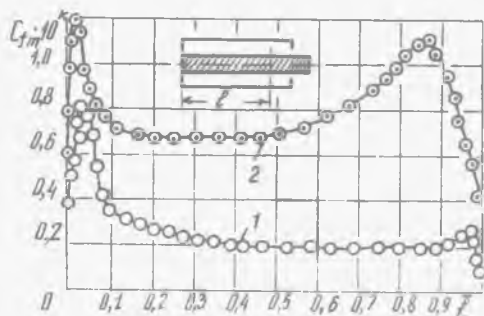


Р и с. 1. Изменение коэффициента сопротивления трения цилиндра при различных диаметрах выходного отверстия камеры: 1 - $d_{\text{вых}} = 0,125$ м; 2 - $d_{\text{вых}} = 0,186$ м; а, б - местные коэффициенты сопротивления трения для турбулентного и ламинарного пограничных слоев на пластине

булентным потоком. Указанные распределения получены для части поверхности цилиндрической заготовки, находящейся в пределах ядра потока.

При интенсивном стоке газа $d_{\text{вых}} = 0,124$ м осевая компонента скорости v_z у торца камеры значительно возрастает, что приводит к "раскрутке" потока, несмотря на увеличение градиента v_z из-за переноса момента количества движения. Это вызывает уменьшение показателя степени в формуле (I) до 1/10. При снижении интенсивности торцовых перетечек ($d_{\text{вых}} = 0,186$ м) степенной закон распределения скорости в этой зоне приближается к закону распределения для области ядра потока.

В области выходного канала характер движения потока у поверхности заготовки определяется наличием ($d_{\text{вых}} = 0,186$ м) или отсутствием ($d_{\text{вых}} = 0,124$ м) осевого обратного потока. Если у поверхности заготовки не имеется осевого обратного потока, максимум v_z "прижат" к поверхности заготовки, показатель степени в формуле (I) принимает значение, равное 1/2.



Р и с. 2. Распределение C_{fm} при различных значениях камеры: 1 - $d_{\text{вых}} = 0,124$ м ($K = 2$); 2 - $d_{\text{вых}} = 0,186$ м ($K = 3$)

$$C_{fm} = E Re_m^{-p},$$

(2)

где $E = 0,108$, $p = 0,35$ - для $d_{\text{вых}} = 0,124$ м;

$E = 0,155$, $p = 0,2$ - для $d_{\text{вых}} = 0,186$ м.

Обоснование выбора определяющего размера в Re_m приведено в работе [2].

В опытах установлено, что в потоке со "свободным" максимумом v_z $\delta_{п.с}^+ = 30$, $\delta^+ = 150$; с "прижатым" v_z $\delta_{п.с}^+ = 75$ и $\delta^+ = 200$. Увеличение протяженности переходной зоны в последнем случае, вероятно, является следствием стабилизирующего влияния центробежных сил у выпуклой стенки на движение газа в пограничном слое. Распределение v_z^+ во внутренней области пограничного слоя ($y^+ \approx \delta_{п.с}^+$) соответствует обычно наблюдаемым в этих областях [3].

Распределение тангенциальных скоростей в турбулентном ядре пристенного пограничного слоя может быть описано следующими уравнениями:

для потока с "прижатым" максимумом v_c

$$v_c^+ = 7.2 \ln y^+ - 12.6, \quad (3)$$

для потока со "свободным" максимумом v_c

$$v_c^+ = 3.4 \ln y^+ + 2.44. \quad (4)$$

Используя найденные распределения скорости в пристенном пограничном слое, можно, применив гидродинамическую теорию теплообмена, рассчитать распределение температуры [3]. В первом приближении рассматриваемая задача может считаться плоской и одномерной, а турбулентное движение около заготовки - круговым. В этом случае влияние кривизны можно учесть, используя законы сохранения момента сил трения τ_w

$\tau^2 = const$ и плотности теплового потока $q_m \tau = const$. Найденные профили температур с учетом и без учета кривизны (использовался численный метод интегрирования) показали, что расхождения в значениях температур на внешней границе промежуточного слоя составляют для $d_{вых} = 0,124$ м - 4,5%, а для $d_{вых} = 0,186$ м - 2%. В области $\delta_{nc}^+ \leq y^+ \leq \delta^+$ (где распределение v_c^+ можно записать в общем виде $v_c^+ = A \ln y^+ + B$)

$$v^+ = A Pr_m \left(1 - \frac{\delta_{nc}^+}{0.5 Re^+} \right) \left(\frac{0.5 Re^+ - y^+}{0.5 Re^+ - \delta_{nc}^+} \ln y^+ - \ln \delta_{nc}^+ \right) + \frac{(2A-B) Pr_m}{0.5 Re^+} (y^+ - \delta_{nc}^+) + v_{nc}^+. \quad (5)$$

Интервал изменения Re^+ в опытах составлял от 2000 до 10000.

Разность в значениях v^+ на границе теплового пограничного слоя с учетом и без учета кривизны достигла 12%.

Распределения в струйной части теплового пограничного слоя можно описать уравнениями:

для потока с "прижатым" максимумом v_c ($200 \leq y^+ \leq 600$)

$$v^+ = 3.0 \ln(y^+/200) + v_{\delta}^+, \quad (6)$$

для потока со "свободным" максимумом v_c ($150 \leq y^+ \leq 1200$)

$$v^+ = 1.6 \ln(y^+/150) + v_{\delta}^+, \quad (7)$$

где $v_{\delta}^+ = v^+$ при $y^+ = \delta^+$

Уравнения (4)-(7) позволяют определить искомый в задаче теплообмена температурный напор v_o^* , затем при известной величине q_m рассчитать коэффициент теплоотдачи и получить расчетное уравнение подбоя

$$Nu = \frac{Pr}{v_o^+} Re^+. \quad (8)$$

Так, например, для циклонного потока со "свободным" максимумом v_c ($Pr = 0,7$; $Pr_m = 1$) зависимость (8) будет иметь вид

$$Nu = 0,041 Re^+, \quad (9)$$

т.е. близкий к полученным аналогичным образом формулам для расчета теплоотдачи в других задачах [4].

Сопоставление опытных и расчетных данных получилось вполне удовлетворительным.

В работе установлено, что консервативное влияние центробежных сил не позволяет в полной мере использовать все преимущества закрученного потока в нагревательных устройствах при соосном расположении заготовки. Дальнейшая интенсификация конвективной теплоотдачи к заготовке может быть осуществлена за счет организации отрывного обтекания ее поверхности. К появлению отрывов на поверхности заготовки приводит смещение ее с аэродинамической оси потока. Опыты показали, что при достаточно большом смещении совместно с выходным отверстием уровень конвективной теплоотдачи увеличивается примерно в 1,8 раза [5]. Значительного повышения уровня теплоотдачи почти в 2 раза можно достигнуть при расположении заготовки цилиндра перпендикулярно аэродинамической оси потока. В этом случае условие одинаковости нагрева заготовок независимо от их числа не является лимитирующим [6].

При нагреве заготовки в виде массивного цилиндра конечной длины с неравномерным распределением начальной температуры по сечению и граничных условиях третьего рода система имеет вид:

$$q_M = \frac{0,278 \rho_m V_m C_m}{\tau F_M} (\bar{T}_M'' - \bar{T}_M') = \alpha_M^x (T_r - T_M) + \\ + \epsilon_0 (T_r^4 - T_M^4) \epsilon_{r-M} + \epsilon_0 (T_{cm}^4 - T_M^4) \epsilon_{cm-M} \varphi_{cm-M};$$

$$q_{cm}^{nom} = \epsilon_0 (T_r^4 - T_{cm}^4) \epsilon_{r-cm} + \alpha_{cm}^x (T_r - T_{cm}) - \\ - \epsilon_0 (T_{cm} - T_M) \epsilon_{cm-M} \varphi_{cm-M};$$

$$(Q_M^p + Q_{B3} + Q_{ML}) B + Q_{yr} = 3,6 (q_M F_M + q_{cm}^{nom} F_{cm}) + \\ + Q_{yx} + Q_{uzl} + Q_{исчм};$$

$$T_r = \sqrt{0,88 T_{Bx} T_{Bxk}};$$

$$\bar{\theta}_M'' = \frac{T_r - T_M''}{T_r - T_M'} = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ B_{m,1} B_{n,2} \left[1 - \theta_1' \left(\frac{1}{B_{i,1}} - \frac{2}{\mu_{m,1}} \right) \right] \times \right. \\ \left. \times \left[1 - \theta_2' \left(\frac{1}{B_{i,2}} - \frac{1}{\mu_{n,2}} \right) \right] \exp[-(\mu_{m,1}^2 F_{0,1} + \mu_{n,2}^2 F_{0,2})] \right\};$$

$$\bar{\theta}_M'' = \frac{T_r - T_M''}{T_r - T_M'} = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ A_{m,1} A_{n,2} J_0(\mu_{m,1}) \cos \mu_{n,2} x \right. \\ \left. \times \left[1 - \theta_1' \left(\frac{1}{B_{i,1}} - \frac{2}{\mu_{m,1}} \right) \right] \left[1 - \theta_2' \left(\frac{1}{B_{i,2}} - \frac{1}{\mu_{n,2}} \right) \right] \exp[-(\mu_{m,1}^2 F_{0,1} + \mu_{n,2}^2 F_{0,2})] \right\};$$

(10)

В системе (10) первые четыре балансных уравнения описывают внешний теплообмен, два последних - внутренний. Если заготовка представляет теплотехнически тонкое тело ($B_1 \approx 0,25$), то число неизвестных сокращается до пяти, поскольку $\bar{T}_M = T_M \approx T_{\text{центр}}$ и два последних уравнения можно заменить одним:

$$\tau = \frac{2\lambda R_M C_M \rho_L}{2d_x} \frac{T_r - \bar{T}'_M}{T_r - \bar{T}''_M} \quad (11)$$

Разработан алгоритм и программа численного решения системы (10) на ЭВМ "Наири-К". Все теплофизические характеристики греющих газов и нагреваемого материала вычисляются по соответствующим температурам, уточняемым на каждом шаге итерации. В соответствии с полученными в работе расчетными уравнениями для основных задач конвективного теплообмена рассмотрены различные варианты работы циклонной камеры в качестве нагревательного устройства. Аэродинамический расчет камеры выполнен по методике [1]. Решение позволяет оптимизировать режимные и геометрические характеристики циклонных нагревательных устройств по максимуму конвективной теплоотдачи к заготовке и минимуму расхода топлива.

Л и т е р а т у р а

1. Сабуров Э.Н. Аэродинамика и конвективный теплообмен в циклонных нагревательных устройствах. - Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1982. - 240 с.
2. Сабуров Э.Н., Остаев С.И. Исследование теплоотдачи цилиндрической вставки, соосной с рабочим объемом циклонной камеры. - Изв. вузов. Энергетика, 1979, № 6, с. 66-72.
3. Эккерт Э.Р., Дрейк Р.М. Теория тепло- и массообмена. - М.-Л.: Госэнергоиздат, 1961. - 680 с.
4. Бухман М.А., Устименко Б.П. Исследование аэродинамики и теплообмена закрученных потоков, развивающихся в ограниченном пространстве. - В кн.: Конвективный теплообмен и массоперенос. - Минск, 1972, т. I, ч. I.
5. Сабуров Э.Н., Остаев С.И. Исследование движения газов и теплоотдачи конвекцией в секционной печи для нагрева длинномерных изделий. - Промышленная энергетика, 1979, № 10, с. 35-38.
6. Сабуров Э.Н., Остаев С.И. Циклонная печь с поперечной подачей заготовок. - Промышленная энергетика, 1982, № 7, с. 37-41.