

**О НАГРЕВЕ ЧАСТИЦ УГЛЯ
В ВЕРТИКАЛЬНОМ ГАЗОВОМ ПОТОКЕ
ВО ВЗВЕШЕННОМ СОСТОЯНИИ**

В. В. Александров, А. А. Ковальский
(Новосибирск)

В принятой в настоящее время технологии процесса непрерывного коксования газовых и слабоспекающихся углей существенное значение имеет одинаковый и достаточно быстрый нагрев частиц угля разного размера до температуры, близкой к температуре размягчения.

В настоящей работе сделана попытка проанализировать процессы теплообмена в трубчатой камере с параллельным потоком газа. При этом особое внимание уделено вычислениям с учетом реальной теплопроводности угля, так как имелись основания предполагать, что внутреннее тепловое сопротивление крупных частиц может не позволить существенно сократить время нагрева за счет форсирования процесса теплопередачи от газового потока (например, посредством закручивания в циклоне). Ранее [1—3], как правило, при таких расчетах полагали теплопроводность взвешенных частиц равной бесконечности.

Рассчитываемая модель и схема расчета были следующими. Используемый в качестве теплоносителя нагретый газ движется с постоянной скоростью в вертикальной трубе снизу вверх. Угольные частицы вводятся в нижнюю часть трубы и увлекаются газовым потоком. Скорость потока подбирается так, чтобы она была больше скорости проскальзывания самых крупных угольных частиц. Движение частиц с момента ввода их в трубу считается установившимся, т. е. таким, при котором их скорости относительно газового потока и трубы остаются постоянными в течение всего времени пребывания в трубе. Неучитываемая нестационарность на начальном участке должна несколько увеличивать скорость нагрева частиц, так как при этом имеет место повышенная конвективная теплопередача и, кроме того, время прохождения частицами этого участка больше времени прохождения его в стационарных условиях. Степень прогрева частиц, вычисленная для стационарной модели, будет заведомо обеспечена.

В расчете температура теплоносителя считается практически неизменной, близкой к температуре, до которой должны быть нагреты частицы угля. Если начальная температура теплоносителя выше конечной и существенно понижается в процессе теплообмена, то это лишь несколько уменьшит время процесса.

Стационарная скорость частиц относительно газового потока (скорость проскальзывания) вычисляется из условия равенства силы тяжести силе аэродинамического сопротивления; последняя определяется

коэффициентом сопротивления. При этом частицы считаются шариками. Определив скорость проскальзывания, можно вычислить величину критерия Рейнольдса для этих частиц, необходимую для определения соответствующего коэффициента конвективного теплообмена по критериальным эмпирическим формулам. Найденные таким образом коэффициенты теплообмена использовались далее при вычислении разогревов частиц разного диаметра в зависимости от времени. Основные расчеты выполнены для угля ($\rho = 1,4 \text{ г/см}^3$, $c = 0,23 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$; $\lambda = 7,8 \cdot 10^{-4} \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$) [4] и для азота при 500°C [5].

Движение частицы относительно трубы описывается уравнением

$$m \frac{dv}{dt} = C \frac{1}{2} \rho_r v^2 S - mg. \quad (1)$$

Здесь m — масса частицы; v — скорость частицы относительно газотеплоносителя; S — площадь поперечного сечения; ρ_r — плотность теплоносителя; C — коэффициент сопротивления, величина которого меняется с изменением скорости частицы относительно газа; g — ускорение силы тяжести.

Первое слагаемое правой части уравнения (1) — есть сила аэродинамического сопротивления, которая уменьшается по мере уменьшения скорости частиц относительно газа. Второе слагаемое (сила тяжести) остается при движении неизменной. В стационарных условиях эти две силы сравниваются, $\frac{dv}{dt}$ становится равным нулю, и для определения стационарной скорости проскальзывания, необходимой для последующих расчетов, получается уравнение

$$C \frac{1}{2} \rho_r v^2 S = mg. \quad (2)$$

Однако получить скорость проскальзывания v простым разрешением удастся лишь в случае очень малых частиц, сила сопротивления которых пропорциональна скорости v .

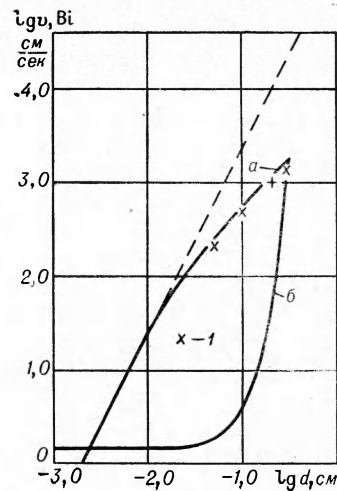
В общем же случае из уравнения (2) получить решение можно лишь специальными методами [6, 7], так как коэффициент сопротивления C зависит от критерия Рейнольдса (Re). Стационарная скорость проскальзывания определялась графически из уравнения (2) (рис. 1), которое можно рассматривать как условие, которому удовлетворяет коэффициент сопротивления свободно падающего в газе шара. Оно может быть переписано в виде

$$C = \frac{mg}{\frac{1}{2} \rho_r v^2 S} = \frac{4}{3} \frac{a^3 \rho g}{\rho_r v^2} \cdot \frac{1}{Re^2} = \frac{A}{Re^2},$$

где ν — коэффициент кинематической вязкости,

Рис. 1. Зависимость логарифма скорости проскальзывания угольных шариков (а) и критерия Bi (б) (при свободном падении в азоте) от диаметра.

1 — значения [10—13], полученные по экспериментальным данным для частиц неправильной формы.



и в логарифмическом представлении

$$\lg C = \lg A - 2 \lg Re.$$

С другой стороны, значение коэффициента сопротивления должно удовлетворять экспериментальной зависимости $\lg C = f(\lg Re)$ [8, 9]. Очевидно, что абсцисса точки пересечения дает значение логарифма критерия Рейнольдса, отвечающего стационарному движению частицы данного радиуса. По нему вычисляется скорость движения частицы, свободно падающей в газе

$$v = \frac{\nu}{d} Re.$$

Различие в скоростях частиц неправильной формы и одинаковых с ними по размерам шариков может достигать 15—17%. Из рис. 1 видно также, что для частиц угля с диаметром менее 0,16 мм зависимость между $\lg v$ и $\lg d$ линейная. В этой области справедлива формула Стокса для силы сопротивления, и форма частиц практически не играет роли. Скорость частиц в данном случае может быть вычислена по формуле

$$v = \frac{\rho g d^2}{18 \eta},$$

где η — коэффициент динамической вязкости теплоносителя.

Несмотря на то, что в литературе имеется довольно большое количество данных по теплообмену между частицами и газовым потоком [6, 14—19], величина коэффициента теплообмена может быть вычислена лишь ориентировочно. Дело в том, что большей частью опыты проводились в различных условиях и поэтому результаты разных авторов значительно различаются между собой.

Ввиду такого положения коэффициенты теплообмена, необходимые для расчетов, вычислялись по формуле Худякова [18]:

$$Nu = 0,15 Re^{0,83} + 0,26 Re^{0,50} \\ (20 \leq Re \leq 1000),$$

полученной в результате опытов в условиях, близких к рассчитываемой модели. Различие заключается лишь в направлении потоков: в описываемом случае частицы и газ подаются в трубу снизу, в экспериментах Худякова — сверху. Диаметр частиц кварцевого песка изменялся в интервале от 0,075 до 2,3 мм.

Для значений критерия Рейнольдса меньших 20 использовалась формула Сокольского [14]:

$$Nu = 2 + 0,16 Re^{0,67} \\ (0,5 \leq Re \leq 300),$$

основанная на экспериментах по испарению одиночной капли в воздушном потоке, которая осуществляет переход к предельному значению критерия Нуссельта, равному двум, при $Re \rightarrow 0$, чего недостает формуле Худякова.

Для непосредственных тепловых расчетов необходим критерий Био ($Bi = \frac{\alpha R}{\lambda}$). Нетрудно видеть, что он пропорционален критерию Нус-

сельта. Коэффициент пропорциональности определяется из следующего соотношения:

$$Bi = \frac{\alpha R}{\lambda_g} = \frac{\alpha 2R}{\lambda_g} \frac{\lambda_g}{2\lambda} = Nu \frac{\lambda_g}{2\lambda}.$$

Зависимость Bi от диаметра в условиях свободного падения угольных частиц в азоте представлена на рис. 1, б.

Ход разогрева частиц во времени при их свободном падении в горячем газе рассчитан по формулам, являющимся решением задачи о нагревании шара посредством конвекции [20]. Относительная безразмерная температура $\theta(r, t)$ в момент времени t в точке r будет

$$\theta(r, t) = \frac{T(r, t) - T_0}{T_r - T_0} = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{\sin \mu_n \frac{r}{R}}{\mu_n \frac{r}{R}} e^{-\mu_n^2 Fo},$$

где

$$A_n = \frac{2(\sin \mu_n - \mu_n \cos \mu_n)}{\mu_n - \sin \mu_n \cos \mu_n},$$

а собственные значения μ_n определяются из уравнения

$$\operatorname{ctg} \mu_n = \frac{1}{1 - Bi} \mu_n \quad (n = 1, 2, \dots).$$

Произведя усреднение по радиусу по формуле

$$T_c(t) = \frac{3}{4\pi R^3} \int_0^R T(r, t) 4\pi r^2 dr,$$

получим для средней относительной температуры

$$\Theta_c(t) = \frac{T_c(t) - T_0}{T_r - T_0} = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} B_n e^{-\mu_n^2 Fo},$$

где

$$B_n = \frac{6Bi^2}{\mu_n^2 (Bi^2 - Bi + \mu_n^2)}.$$

По приведенным формулам для частиц различных размеров были вычислены в зависимости от времени относительная температура на поверхности Θ_n , в центре части Θ_c и средняя относительная температура Θ_c (рис. 2, 3).

Первые две величины наряду с нагревом частицы дают представление о распределении температуры внутри частицы. Последняя величина определяет количество тепла, полученное частицей к данному моменту времени, отнесенное к полному количеству тепла, которое передается при нагревании от начальной температуры частицы до температуры газа.

Из рис. 2 и 3 можно видеть, что время, необходимое для прогрева частиц до относительной температуры $\Theta_c = 0,9$ меняется от нескольких десятых секунды для частиц, имеющих диаметр порядка десятых долей миллиметра, до 3—4 сек для частиц с диаметром ~ 3 мм. Относитель-

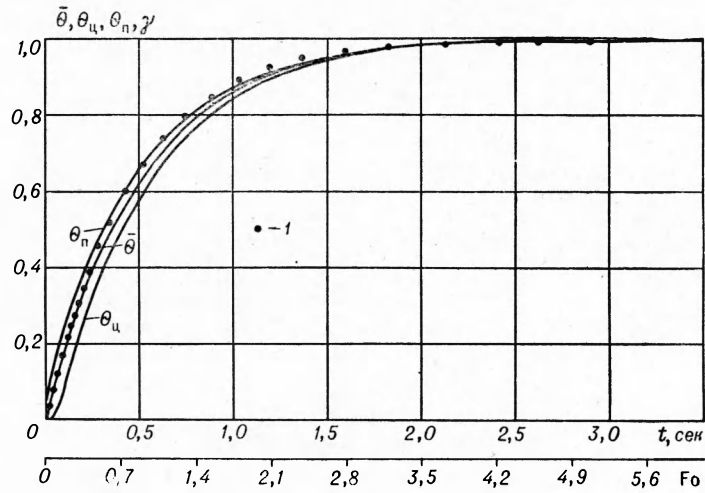


Рис. 2. Ход температуры во времени для угольного шарика диаметром 0,074 см ($Bi=0,4$).

1 — значение $\bar{\gamma}$ — температуры шарика с бесконечно большой теплопроводностью.

ные температуры на поверхности и в центре частицы несущественно различаются для малых частиц (меньше 1 мм), для более крупных же расходятся значительно. Это говорит о том, что процесс теплопроводности внутри частиц существенно влияет на скорость нагрева крупных частиц. Для выяснения этого вопроса были проведены аналогичные вычисления (рис. 2, 3) относительной температуры шариков тех же размеров, но из идеального бесконечно проводящего материала по формуле

$$\bar{\gamma} = \frac{T(t) - T_0}{T_r - T_0} = 1 - e^{-\frac{3\alpha t}{c\rho R}} = 1 - e^{-3Bi Fo}.$$

При этом остальные характеристики материала были взяты одинаковыми с угольными частицами.

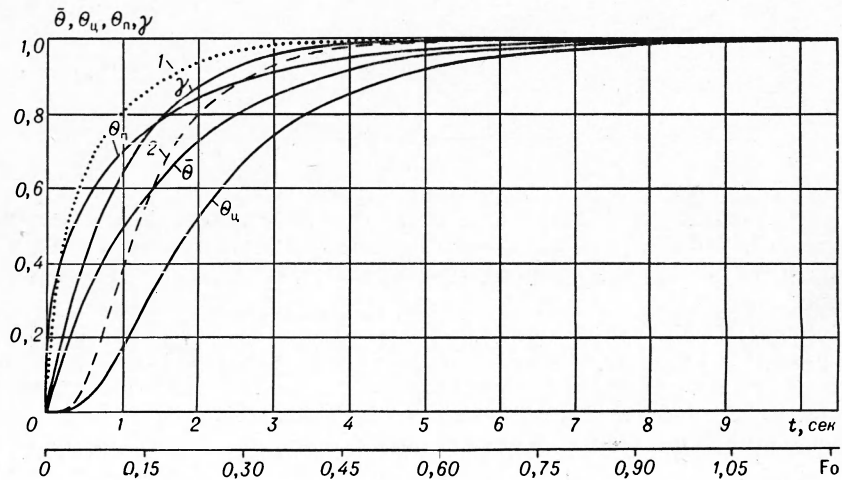


Рис. 3. Ход температуры во времени для угольного шарика диаметром 0,29 см ($Bi=3,0$).

1 — θ_c для $Bi = \infty$; 2 — θ_u для $Bi = \infty$.

Представляет интерес сопоставить времена, необходимые для нагревания до одинаковой относительной температуры угольных шариков t_0 и шариков из бесконечно проводящего материала t_γ , что и сделано в таблице для двух относительных температур, равных 0,5 и 0,9. Из таблицы и рис. 2 и 3 следует, что пренебрежение в расчетах ограниченной теплопроводностью угольных частиц [1—3] не играет существенной роли для частиц, имеющих диаметр меньше 1 мм, но приводит к существенным ошибкам для более крупных частиц. Так, время нагрева частицы диаметром ~ 3 мм до относительной температуры $\Theta_c = 0,9$ оказывается на самом деле более чем в полтора раза большим вычисленного без учета влияния теплопроводности частицы.

Необходимо обратить внимание также на то обстоятельство, что влияние процесса внутренней теплопередачи, существенно замедляющее скорость нагревания крупных частиц

Vi	d, см	t_0 / t_γ	
		$\theta_c = \gamma = 0,5$	$\theta_c = \gamma = 0,9$
0,20	0,025	1,05	1,05
0,30	0,059	1,06	1,06
0,40	0,074	1,08	1,08
0,80	0,12	1,17	1,17
1,30	0,16	1,27	1,29
2,0	0,22	1,36	1,43
3,0	0,29	1,53	1,64

в условиях свободного падения в восходящем потоке, проявится еще сильнее при форсировании внешней теплопередачи. Для оценки того, что может дать максимальная интенсификация конвективного теплообмена по сравнению с конвективной теплопередачей, имеющей место при свободном падении, был выполнен расчет разогрева частиц с диаметром около 3 мм, с коэффициентом конвективной теплопередачи $\alpha = \infty$ (а отсюда и $Vi = \infty$) (см. рис. 3). Из сопоставления хода кривых можно видеть, что ускорение нагревания даже при максимальной интенсификации внешней теплопередачи получается незначительным: время нагрева до относительной температуры $\Theta_c = 0,9$ сокращается всего лишь в 2,2 раза. Тем более нагревание в вихревом потоке газобразного теплоносителя не может существенно сократить время нагрева по сравнению с нагреванием в параллельном потоке.

Чтобы получить представление о том, насколько будут меняться скорости нагрева различных углей, имеющих разные плотности и теплопроводности, были произведены аналогичные вычисления для угля, имеющего удельный вес 1,2 и теплопроводность $6,0 \cdot 10^{-4}$ [4]. На рис. 4 штриховыми кривыми даны результаты этих вычислений в виде времени нагрева угольных частиц различного диаметра до различных относительных температур. Сплошные кривые относятся к частицам угля с плотностью 1,4 и $\lambda = 7,8 \cdot 10^{-4}$. Как и следовало ожидать, наибольшее расхождение наблюдается в случае самых крупных частиц и при наиболее высоких степенях прогрева. Но это различие не превышает 20%.

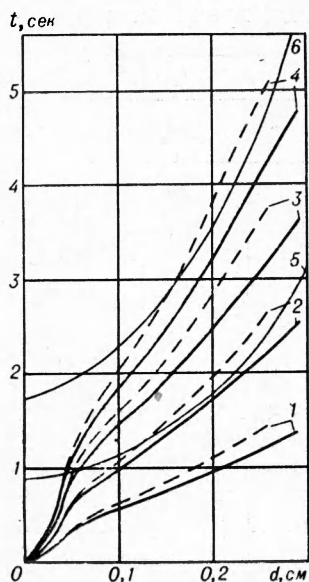
Полученные выше скорости свободного падения частиц угля различного размера (см. рис. 1), а также данные о времени, необходимом для разогрева этих частиц до заданной температуры в условиях свободного падения (кривые 1—4) (см. рис. 4), позволяют получить полную картину нагревания частиц угля в теплообменнике с восходящим параллельным потоком газа. Время пребывания угольной частицы в теплообменнике, имеющем высоту H , задается соотношением

$$\tau = \frac{H}{u - v},$$

где u — скорость газового потока.

Зная время пребывания частицы и пользуясь кривыми на рис. 4, получим среднюю относительную температуру ее на выходе из теплообменника. Очевидно, что таким образом можно без особых трудностей оценить разогрев частиц различного диаметра для любого конкретного теплообменника.

Рассмотрим несколько частных случаев. Заметим прежде всего, что скорость газа теплоносителя не может быть взята меньше скорости проскальзывания самых крупных частиц,



которые имеются в подвергающемся нагреву угле, так как иначе они не будут увлекаться потоком. Если ограничиться частицами, имеющими диаметр $0,3 \text{ см}$, то скорость потока не может быть меньше 17 м/сек . Очень большая скорость потока является нежелательной, так как чем она больше, тем необходима большая высота теплообменника для обеспечения достаточной степени нагрева угля. Скорость потока по этим причинам должна быть выбрана, по-видимому, несколько превышающей 17 м/сек , но близкой к этой величине.

Рис. 4. Зависимость времени прогрева и времени пребывания угольных шариков в теплообменнике от их диаметра.

1 — $\theta_c = 0,6$; 2 — $\theta_c = 0,8$; 3 — $\theta_c = 0,9$; 4 — $\theta_c = 0,95$; 5 — $H = 20 \text{ м}$; $u = 23 \text{ м/сек}$; 6 — $H = 40 \text{ м}$; $u = 23 \text{ м/сек}$.

Из рис. 4 можно сделать следующие заключения. В теплообменнике высотой 20 м (при скорости струи 23 м/сек) частицы угля, имеющие диаметр от $0,1$ до $0,3 \text{ см}$, нагреваются до относительной температуры, близкой к $0,8$. Относительная температура частиц диаметром $0,06 \text{ см}$ достигает $0,9$. Самые же мелкие частицы будут иметь среднюю относительную температуру на выходе из теплообменника, практически равную 1 .

Таким образом, если температуру газа теплоносителя на выходе из теплообменника принять равной 500° , то частицы угля диаметром от $0,1$ до $0,3 \text{ см}$ будут иметь температуру, близкую к 400° . Более мелкие частицы нагреваются до более высоких температур (но меньших 500°), а температура самых мелких частиц достигает 500° . При меньшей высоте теплообменника нагрев частиц различного диаметра будет еще более неравномерен.

В теплообменнике высотой 40 м (рис. 4, б) все частицы угля будут нагреты до относительной средней температуры, большей $0,95$. Следовательно, если на выходе из теплообменника теплоноситель имеет температуру 500° , крупные частицы нагреваются до температуры больше $500 \cdot 0,95 = 475^\circ$, а самые мелкие до 500° . В этом случае нагрев частиц угля получается равномернее.

Таким образом, достаточно равномерный нагрев частиц всех размеров достигается лишь в том случае, когда средние и крупные частицы успевают прогреться до относительных температур, достаточно близких к единице. При этом мелкие частицы заведомо нагреваются до температуры, практически равной единице. Эти условия выполняются, если высота теплообменника достигает $30\text{--}40 \text{ м}$.

В случае нагрева угольных частиц последовательно в двух или нескольких теплообменниках (что, вероятно, и будет иметь место на практике) оценка высоты теплообменников может быть выполнена аналогичным расчетом.

Поступила в редакцию
24/XI 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. З. Ф. Чуханов. Докл. АН СССР, 1950, 71, 4, 687.
2. Г. Л. Бабуха, М. М. Назарчук. ИФЖ, 1958, 1, 11, 12.
3. Г. Л. Бабуха, М. М. Назарчук. ИФЖ, 1959, 2, 103.
4. В. М. Огиевский. Горный ж., 1949, 10, 7.
5. М. П. Вукалович, В. А. Кириллин и др. Термические свойства газов. М., Машгиз, 1953, стр. 171.
6. Д. Н. Ляховский. ЖТФ, 1940, 10, 12, 999.
7. К. С. Шифрин. Изв. АН СССР, серия геофиз., 1958, 2, 280.
8. Современное состояние гидроаэродинамики вязкой жидкости. Под ред. Н. Я. Фабриканта, т. 2. М., Гостехиздат, 1948, стр. 172.
9. Г. Шлихтинг. Теория пограничного слоя. ИЛ, 1956, стр. 25.
10. А. П. Чернов. Изв. АН Каз. ССР, серия энергетич., 1955, 8, 82.
11. А. П. Чернов. Изв. АН Каз. ССР, серия энергетич., 1955, 9, 160.
12. Г. Н. Худяков, З. Ф. Чуханов. Докл. АН СССР, 1951, 78, 4, 681.
13. Г. Н. Худяков. Изв. АН СССР, ОТН, 1953, 7, 1022.
14. А. П. Сокольский, Ф. А. Тимофеева. Сб. «Исследование процессов горения натурального топлива». Под ред. Г. Ф. Кнорре. М.—Л., Госэнергоиздат, 1948, 181.
15. Б. Д. Кацнельсон, Ф. А. Тимофеева. Сб. «Теплопередача и аэрогидродинамика». Под ред. Л. А. Шубенко. М.—Л., Машгиз, 1949, 12, 3, стр. 119.
16. А. М. Николаев, З. Ф. Чуханов. Докл. АН СССР, 1951, 78, 2, 267.
17. Г. Н. Худяков, З. Ф. Чуханов. Докл. АН СССР, 1951, 80, 5, 747.
18. Г. Н. Худяков. Изв. АН СССР, ОТН, 1953, 2, 265.
19. Г. М. Крюкова. ИФЖ, 1958, 1, 4, 10.
20. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. М., Гостехиздат, 1962, 175.