

ФИЗИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

В. И. БЛИНОВ

О СГОРАНИИ ЗОЛЬНОГО УГЛЯ

(Представлено академиком Н. П. Чижевским 24 X 1947)

В предыдущих работах автора⁽¹⁾ были выведены соотношения, определяющие удельную скорость горения и равновесную температуру сгорающего зольного угля. В данной работе рассмотрены некоторые вопросы кинетики горения зольного угля.

Возьмем шар из зольного угля. Пусть r_0 — радиус шара; r_1 — радиус несгоревшего „углеродного ядра“; $\xi = r_1/r_0$; k_s — удельная скорость сгорания; k — константа скорости реакции между С и O_2 ; c_0 — концентрация кислорода в окружающей газовой среде; q — тепловой эффект реакции; β — отношение веса кислорода к весу углерода в продуктах реакции; α_0 — коэффициент, характеризующий скорость подвода кислорода к поверхности шара и аналогичный коэффициенту теплопередачи α ; λ — коэффициент теплопроводности зольной оболочки, образовавшейся после выгорания углерода; D — коэффициент диффузии O_2 в зольной оболочке; ρ и c — плотность и удельная теплоемкость углерода; T_0 — температура окружающей газовой среды; T — температура в зоне горения; t — время. Допустим, что температура несгоревшей части шара одинакова с температурой зоны горения.

В данном случае можно написать, что

$$-\beta \frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi r_1^3 \rho \right) = 4\pi r_1^2 k_s \quad \text{или} \quad -\beta \rho r_0 \frac{d\xi}{dt} = k_s, \quad (1)$$

где

$$k_s = \frac{kc_0}{1 + H\xi^2 + A\xi(1 - \xi)}, \quad k = k_0 e^{-E/RT}, \quad H = \frac{k}{\alpha_0}, \quad A = \frac{kr_0}{D}.$$

Учитывая, что количество тепла, выделяемое в течение 1 сек. на 1 см^2 зоны горения равно qk_s , теряемое той же поверхностью за 1 сек. $\alpha_0(T - T_0)$, а расходуемое за тот же промежуток времени на нагревание несгоревшей части сферы $\frac{4}{3} \pi r_1^3 \rho c \frac{dT}{dt}$, получим:

$$\frac{1}{3} r_0 \rho c \xi \frac{dT}{dt} = qk_s - \alpha_0(T - T_0); \quad (2)$$

здесь $\alpha_0 = \frac{\alpha}{\xi^2 + Nu\xi(1 - \xi)}$, $Nu = \alpha r_0 / \lambda$.

Уравнение (2) можно преобразовать, представив в виде:

$$\frac{dT}{d\xi} = \frac{3\beta}{c\xi} \left[\frac{\alpha_0(T - T_0)}{k_s} - q \right]. \quad (3)$$

Решив при надлежащих начальных условиях уравнения (1) и (3) или (1) и (2), получим интересные нас зависимости $T(t)$ и $\xi(t)$. Решение полученных уравнений является сложной задачей, но некоторые общие сведения о функциях $T(t)$ и $\xi(t)$ можно получить без особого труда.

Обратимся к рассмотрению уравнения (2). Если задать определенные значения c_0 , α , α_0 , r_0 , T_0 и ξ , по оси абсцисс отложить T , а по оси ординат qk_s и $\alpha_0(T-T_0)$, то $qk_s(T)$ изобразится кривой A , а $\alpha_0(T-T_0)$ — линией B , пересекающей ось абсцисс в точке T_0 и начинающейся в точке с абсциссой T_0' , где T_0' — начальная температура шара (рис. 1). Абсциссы точек пересечения рассматриваемых кривых дают значения равновесной температуры при данных условиях; разность соответственных абсцисс кривых пропорциональна dT/dt .

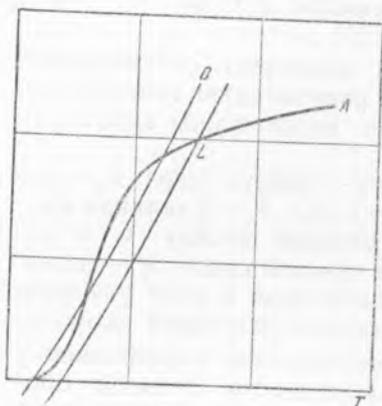


Рис. 1

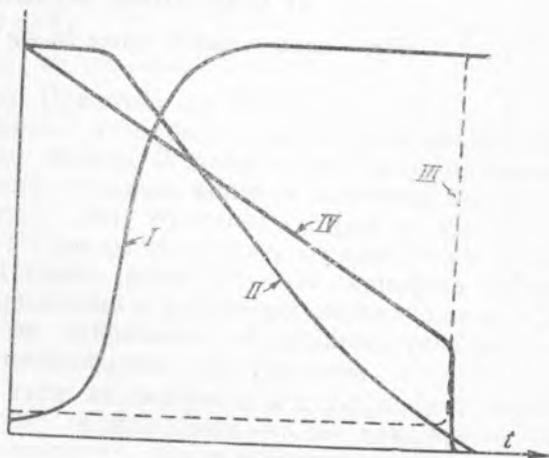


Рис. 2

Если температура T_0 среды низка, то B расположится в левой части рисунка, а A и B будут пересекаться в одной точке, близкой к T_0 . При $T_0' < T_0$ температура шара станет монотонно возрастать, а при $T_0' > T_0$ убывать, стремясь к указанному равновесному значению. Удельная скорость сгорания будет мала и приближенно равна $k c_0$.

Когда температура среды относительно высока, кривые A и B пересекаются в одной точке, расположенной в так называемой диффузионной области (например в точке L), а $T_0' < T_0$, температура T , как можно видеть из рисунка, сначала станет возрастать с убывающей скоростью, затем наступит быстрое повышение температуры T (самовоспламенение), замедляющееся при приближении к равновесному значению. Кривая $T(t)$ будет состоять из двух ступеней. Высота первой ступени будет уменьшаться при увеличении T_0' .

Скорость сгорания до наступления самовоспламенения будет мала, при воспламенении быстро возрастает и при высокой температуре делается большой. Если при горении $H\xi^2 + A\xi(1-\xi) \gg 1$, то

$$-\beta\varphi r_0 \frac{d\xi}{dt} = \frac{c_0}{\frac{\xi^2}{\alpha_0} + \frac{r_0}{D} \xi(1-\xi)}$$

Более точное представление об изменении температуры и скорости сгорания в этом случае дают кривые I и II рис. 2, на котором по оси абсцисс отложено время, а по оси ординат T и ξ^3 . Кривые проведены на основании результатов численного интегрирования уравне-

ний (3) и (1). При вычислениях предполагалось, что $\alpha_0 = D/r_0$, $\alpha = \lambda/r_0$, $r_0 = 1$ см; $T_0' = 440$, а $T_0 = 480^\circ$ С.

Если температура среды не высока и не низка, то кривые A и B пересекутся в трех точках; нижняя точка пересечения определит равновесную температуру, близкую к T_0 , а верхняя, расположенная в диффузионной области,— температуру горения (если оно возникнет). Здесь интересен случай, когда при уменьшении кривые A и B изменяются так, что средняя и нижняя точки пересечения сближаясь сливаются, кривые будут иметь общую касательную, а затем пересекутся в одной точке, лежащей в диффузионной области. При $T_0' < T_0$ кривая $T(t)$ сначала будет возрастать, стремясь к равновесному значению, определяемому нижней точкой пересечения; в последующем T , оставаясь близкой к равновесной температуре, будет следовать за изменением последней; затем, когда кривые после соприкосновения станут пересекаться в одной точке, начнется быстрое повышение температуры (самовоспламенение) и T будет стремиться к новому равновесному значению: шар загорится. До наступления самовоспламенения скорость сгорания шара будет мала, при самовоспламенении резко возрастет, а при горении станет большой.

Наглядное представление о ходе функций $T(t)$ и $\xi^3(t)$ в рассмотренном случае дают кривые III и IV рис. 2, построенные на основании результатов численного интегрирования уравнений (1) и (3). Кривая III изображает течение функции $T(t)$, а IV — $\xi^3(t)$. Временной масштаб здесь сокращен в 20 раз по сравнению с масштабом для кривых I и II . При вычислениях принималось, что α и α_0 бесконечно велики.

Рассмотрим еще один случай, относящийся к „средней“ температуре T_0 , когда кривые A и B вначале пересекаются в трех точках, T_0' лежит между температурами, отвечающими средней и верхней точкам пересечения, и когда при уменьшении ξ A и B изменяются так, что верхняя и средняя точки пересечения сближаясь сливаются, кривые будут иметь общую касательную, а затем пересекутся в одной точке, близкой к T_0 . В этом случае температура T вначале будет возрастать, стремясь к предельному значению, лежащему в диффузионной области: шар загорится. В дальнейшем температура будет изменяться, оставаясь близкой к равновесному значению. Далее, после достижения температуры, отвечающей точке соприкосновения кривых, T станет быстро уменьшаться, стремясь к равновесному значению, близкому к T_0 : горение прекратится.

Таким образом, уравнения (1) и (3) дают различную и, повидимому, отвечающую опыту картину изменения с течением времени температуры и скорости сгорания шара в зависимости от условий, при которых протекает явление. Вместе с этим находит простое объяснение и воспламенение и потухание угля.

Рассматривая явление воспламенения, нетрудно видеть, что оно может иметь место лишь в том случае, когда при данных условиях температура T_0 среды будет не ниже некоторого граничного значения θ_0 . Это предельное значение можно назвать температурой самовоспламенения. Температурой самовоспламенения возможно назвать и ту температуру θ_c , которая отвечает абсциссе точки соприкосновения кривых A и B . θ_0 и θ_c , разумеется, связаны друг с другом. При температуре самовоспламенения будут справедливы соотношения:

$$qk_s = \alpha_0(T - T_0) \quad \text{и} \quad \frac{d(qk_s)}{dT} = \alpha_0. \quad (4)$$

Имея в виду, что температура θ_c относительно невысока, что при $T = \theta_c$ скорость реакции мала, а k_s без заметной погрешности можно

считать равной kc_0 и что $(4R/E)\theta_0$ значительно меньше единицы, найдем:

$$\theta_c = \frac{E}{2R} \left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{4R}{E} \theta_0} \right] = \frac{E}{2R} \left[1 \pm \left(1 - \frac{2R\theta_0}{E} - \frac{2R^2\theta^2}{E^2} \right) \right]. \quad (5)$$

Из (4) и (5) после некоторых преобразований получим:

$$qk_0 c_0 e^{-E/R\theta_0} = \frac{\alpha}{\xi^2 + \text{Nu} \xi (1 - \xi)} \frac{R}{cE} \theta_0^2. \quad (6)$$

Уравнения (6) и (5) позволяют определить θ_0 и θ_c при данном ξ и взятых условиях.

Нетрудно получить соотношения, из которых определяется температура потухания θ_n , отвечающая абсциссе точки соприкосновения кривых A и B . Действительно, при $T = \theta_n$ будут справедливы уравнения (4), из которых получается, что

$$q \frac{E}{R\theta_n^2} \left(\frac{k_s^2}{kc_0} \right)_{\theta=\theta_n} = \alpha_0 \quad \text{и} \quad [qk_s]_{\theta=\theta_n} = \alpha_0 (\theta_n - \theta_0).$$

Отсюда находятся значения θ_n и θ_0 .

Ленинградский институт
авиационного приборостроения

Поступило
24 X 1947

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ В. И. Блинов, ДАН, 52, № 6 (1946); 52, № 8 (1946).