

мостью показателя степени ν (в формуле $u = bp^\nu$) от начальной температуры.

По определению $\nu = \frac{d \ln u}{d \ln p}$. Преобразуем теперь производную $d\beta/dp$:

$$\frac{d\beta}{dp} = \frac{d}{dp} \frac{d \ln u}{dT_0} = \frac{d}{dT_0}; \quad \frac{d \ln u}{dp} = \frac{1}{p} \frac{d\nu}{dT_0}. \quad (2)$$

Следовательно, если β растет с давлением, то показатель ν должен расти с ростом начальной температуры (и наоборот).

Впрочем, изменение ν невелико: так, например, если при увеличении давления от 10 до 100 атм β увеличивается от $2 \cdot 10^{-3}$ до $4 \cdot 10^{-3}$ 1/град, то в интервале начальной температуры $\Delta T_0 = 20-150^\circ\text{C}$ увеличение β составит

$$\Delta \nu = p \frac{\Delta \beta}{\Delta p} \Delta T_0 = 55 \frac{2 \cdot 10^{-3}}{90} 130 \approx 0,158.$$

Экспериментальные данные, касающиеся связи между зависимостью $\beta(p)$ и $\nu(T_0)$, находятся в качественном соответствии с формулой (2).

Поступила в редакцию
5/V 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. В. Лукашеня, Г. М. Малиненко и др. ФГВ, 1966, 2, 3.
2. А. Ф. Беляев, Г. В. Лукашеня. Докл. АН СССР, 1963, 148, 1327.
3. А. Ф. Беляев, Г. В. Лукашеня. ПМТФ, 1963, 6.
4. R. Schultz, L. Green, S. S. Penner. 3-rd AGARD Colloquim. N. Y., London — Paris — Los Angeles, 1958.
5. R. Fredman. Appl. Mech. Rev. 1962, 15, 12.
6. R. F. Chaiken, W. H. Andersen. Propellant Rocket Research. Academic Press. N. Y.—London, 1960.

УДК 662.62.536.46

ГОРЕНИЕ ЧАСТИЦЫ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА В ПУЛЬСИРУЮЩЕМ ПОТОКЕ

В. С. Северянин, Б. Д. Кацнельсон
(Челябинск)

Из комплекса проблем, связанных с камерами пульсирующего горения (КПГ) [1, 2], наименее изучен вопрос собственно горения, особенно горения твердого топлива.

Большие возможности КПГ — очень высокая плотность тепловыделения, интенсификация конвективного теплообмена, возможность уменьшения аэродинамического сопротивления, сжигание топлив при пониженных коэффициентах избытка воздуха, очищающее воздействие пульсаций на теплообменные поверхности и т. д. — являются причиной подробного изучения процессов, протекающих в КПГ.

Сложность процессов в КПП, обусловленная одновременным действием многих взаимоперекрывающихся факторов (амплитуда и частота пульсаций, температура и газовый состав потока, среднерасходная скорость, коэффициент увеличения, поведение группы частиц и многое другое) вынуждает все исследование разбить на ряд этапов.

В данной работе ставится задача определить в первую очередь влияющие аэродинамические характеристики пульсирующего потока, присущего КПП, на скорость горения частиц твердого топлива. Работы аналогичного характера [3—5] имеют определенную ценность для своего круга условий, далеких от процессов в КПП, или не дают взаимосвязи основных параметров.

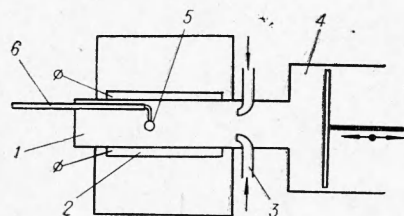


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Экспериментальная установка (рис. 1) состоит из следующих основных элементов: трубчатая печь, пульсатор с приводом, дутьевой вентилятор, измерительная аппаратура и вспомогательное оборудование. Трубчатая печь представляет собой кварцевую трубку 1, снаружи которой смонтирован

нагреватель 2 из карборундовых стержней. Конструкция печи в дальнейшем несколько менялась. При подогреве воздуха в предвключенном калорифере температуру среды в печи можно было поддерживать до 1100°С. Со стороны пульсатора имеется ввод воздуха 3 от вентилятора. Исследуемая частица вводится в печь со стороны открытого торца кварцевой трубки при помощи фарфоровой державки 6. Частица 5 (шарики электродного угля) крепится на платиновой проволочке. Каталитического действия платины в опытах не замечено.

Характеристика электродного угля: зольность 0,19—0,34%, влажность 0,03—0,06%, выход летучих 1,32—2,26%.

Пульсатор 4 состоит из цилиндра и поршня. Приводом является электродвигатель постоянного тока.

Основные параметры потока изменялись в следующих пределах: частота 0—70 гц, амплитуда переменной скорости 0—10 м/сек, температура 600—1100°С, среднерасходная скорость 0—7 м/сек. Эти условия характерны при рассмотрении поведения частицы в КПП.

Амплитуда колебаний газа в печи определялась специальным тензодатчиком, частота колебаний — по приводу пульсатора с фиксацией сигнала на осциллографе или на электрочастотомере, температуры газа и частицы измерялись оптическим пирометром и термопарами. Взвешивание частиц до и после опыта производилось на аналитических весах, расход воздуха измерялся диафрагмой.

Скорости горения определялись по формулам:

$$K_G = \frac{\Delta G}{G_0 \tau} \left(\frac{z}{z \cdot \text{сек}} \right);$$

$$K_s = \frac{\gamma}{\tau} \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi\gamma}} (\sqrt[3]{G_0} - \sqrt[3]{G}) \left(\frac{z}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}} \right),$$

где K_G — весовая скорость горения; K_s — поверхностная скорость горения; G_0 — начальный вес частицы; G — текущий вес частицы; ΔG — убыль веса за опыт; τ — длительность опыта; γ — удельный вес материала частицы.

Выбор выражения для K_c в указанном виде обусловлен несравненно большей точностью определения веса, чем геометрических размеров. Время опыта исчислялось с момента достижения частицей температуры 1000°C до момента эвакуации частицы из печи в гелиевую ванну. Специальные исследования показали, что убыль веса частицы до начала отсчета времени составляет незначительную величину (0,85—1,2%). Погрешность опыта, связанная с неточностью поддержания условий исследования, неточностью измерений и расчетов, оказалась менее 10%.

Размеры частиц изменялись в диапазоне от 2 до 10 мм. Зависимость скорости выгорания от начального веса этих частиц выявлена совершенно четко. Достаточно сказать, что эта зависимость в опытах была контрольной, по ней определялось качество опыта, необходимость его дублирования и т. д. (рис. 2).

На рис. 3 показан пример изменения весовой скорости горения для частиц электродного угля при сжигании их в стационарном и пульсирующем потоках. Важно отметить, что наложение на поток пульсаций заметно увеличивает скорость горения.

Зависимость удельной поверхностной скорости горения от амплитуды смещений колеблющегося потока при разных частотах наглядно по-

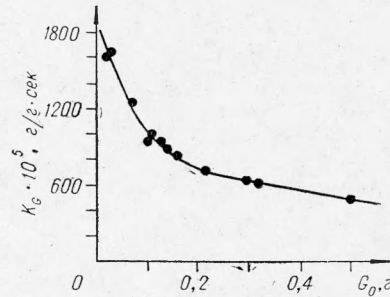


Рис. 2. Весовая скорость горения частиц разных начальных размеров.
 $w_{\text{ср}} = 7 \text{ м/сек}$, $w_{\text{п}} = 3,4 \text{ м/сек}$, $t_r = 1400^\circ\text{C}$.

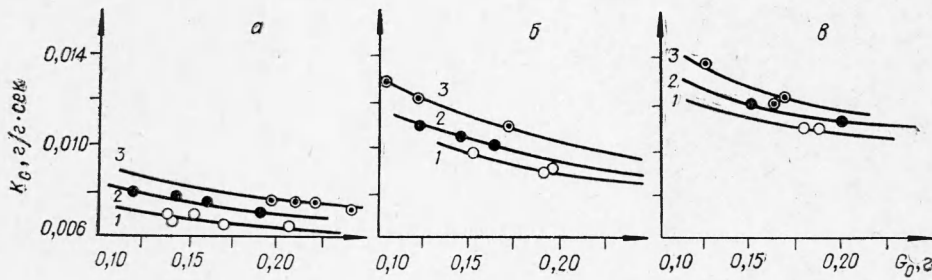


Рис. 3. Весовая скорость горения при наложении пульсаций ($t_r = 1420-1480^\circ\text{C}$).

1 — $w_{\text{ср}} = 3,18 \text{ м/сек}$; 2 — $w_{\text{ср}} = 3,78 \text{ м/сек}$; 3 — $w_{\text{ср}} = 5,17 \text{ м/сек}$.

а) стационарный поток; б) пульсирующий поток, $f = 21,5 \text{ гц}$; амплитуда смещения (A) 25 мм; в) пульсирующий поток, $f = 21,5 \text{ гц}$, $A = 50 \text{ мм}$.

казана на рис. 4. Все графики исходят из трех точек, соответствующих стационарному режиму ($f=0$) при разных значениях дутьевой скорости. Интересен ход изменения этой функции в начальной стадии изменения амплитуды: чем выше частота, тем больше скорость изменения K_s .

Исследования показывают, что горение частицы в чистопульсирующем (осциллирующем) потоке при $w_{\text{ср}} = 0$ отличается от горения в смешанном потоке ($w_{\text{ср}} \neq 0$, $w_{\text{п}} \neq 0$) [6]. При малых пульсациях в первом случае $\frac{K'_s}{K_s} < 1$ (K'_s — скорость горения в пульсирующем потоке, K_s — в стационарном) и только выше определенного значения $w_{\text{п}}$

становится $\frac{K'_s}{K_s} > 1$. Для смешанного потока при всех $\frac{\omega_{\text{п}}}{\omega_{\text{ср}}}$ имеем $\frac{K'_s}{K_s} > 1$.

Графики рис. 5 показывают изменение относительной скорости горения твердого топлива в пульсирующем потоке в зависимости от среднерасходной скорости $\omega_{\text{ср}}$ при данных амплитудах переменной составляющей $\omega_{\text{п}}$. Точки для $\omega_{\text{ср}} = 0$ соответствуют осциллирующему потоку. Из рисунка видно, что с уменьшением среднерасходной скорости

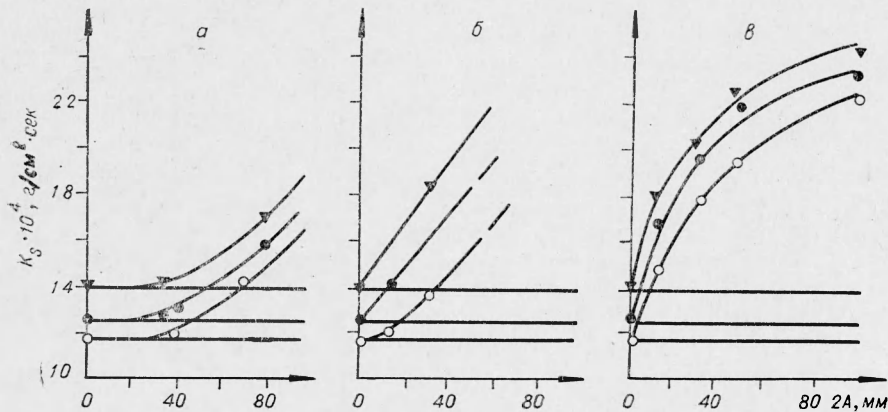


Рис. 4. Поверхностная скорость горения при разных частотах, амплитудах, скоростях дутья.

Частоты, гц: а) 11,5; б) 17,4; в) 21,5.

смешанного пульсирующего потока влияние пульсаций на скорость горения электродного угля больше. Некоторым косвенным показателем правомерности такой зависимости может служить полученная при исследовании теплообмена в пульсирующем потоке [7] и подтвержденная в [5] формула

$$\frac{Nu'}{Nu} = \left(1 + \frac{Re'}{Re}\right),$$

где Nu , Nu' — критерий Нуссельта для стационарного и пульсирующего потока; Re , Re' — числа Рейнольдса для стационарного и пульсирующего потока. Из этой формулы следует, что с уменьшением скорости потока возрастает влияние пульсаций потока на процессы, протекающие на поверхности частицы. При $\omega_{\text{ср}} \rightarrow 0$ условия горения, как указано выше, изменяются.

Пример зависимости скорости горения от температуры частицы для разных условий обдувания показан на рис. 6. Здесь видно, что при данной температуре частицы увеличение пульсаций потока увеличивает K_G , а скорость роста K_G с увеличением t_r выше для больших пульсаций.

Весь экспериментальный материал по этой работе можно обобщить по аналогии с [8] зависимостью

$$\frac{K_s d}{C_0 D} = f\left(\frac{\omega d}{D}\right),$$

где d — размер частицы; C_0 — концентрация кислорода в потоке; D — коэффициент диффузии; ω — скорость обдувания $\left(\omega = \omega_{\text{ср}} + \frac{\omega_{\text{п}}}{\sqrt{2}}\right)$.

Обработка материала по этой методике привела к следующей эмпирической формуле:

$$\lg \frac{K_s d}{C_0 D} = 0,5 [\lg Pe + \exp(-5,5 \lg Pe) - 1],$$

где Pe — диффузионный критерий Пекле, равный $\frac{wd}{D}$.

На основании анализа полученных зависимостей можно сделать следующие выводы.

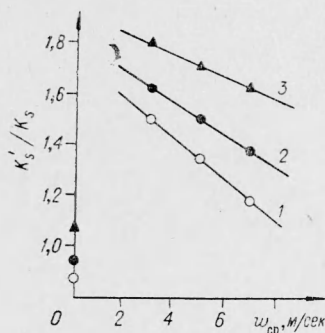


Рис. 5. Изменение относительной скорости горения в зависимости от составляющих пульсирующей скорости.
 w_p , м/сек: 1—2; 2—5; 3—10.

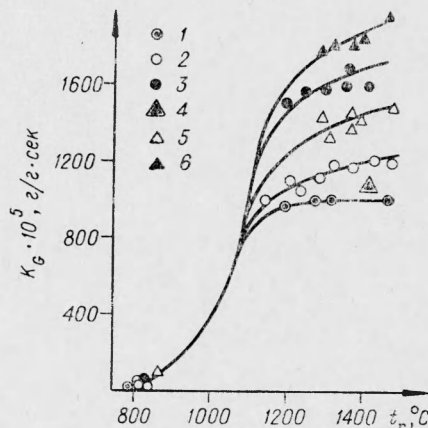


Рис. 6. Весовая скорость горения в зависимости от температуры частицы ($G_0=0,05$ г).
 $w_{cp} = 3$: 1 — $w_p = 0$; 2 — $w_p = 2,3$; 3 — $w_p = 9$; $w_{cp} = 7$: 4 — $w_p = 0$; 5 — $w_p = 2,3$; 6 — $w_p = 9$.

Увеличение скорости горения топлив в КПП может быть объяснено увеличением обдувания частицы потоком; этот факт, вероятно, является равноправным в ряду других интенсификаторов горения (особая физико-химическая обстановка в КПП, переменная температура, давление и т. п.).

Увеличение пульсаций особенно эффективно с увеличением температур топливного потока, когда диффузионный режим переводится в промежуточный и, возможно, в кинетический, т. е. реализуются запасы по скоростям горения.

Как видно по зависимостям, эффект от пульсации потока (относительный прирост скорости горения по сравнению с горением в стационарном потоке) увеличивается с уменьшением постоянной составляющей скорости; это очевидное соотношение не относится к осциллирующему потоку, когда, как показывают наблюдения за горячей частицей, последняя при малых пульсациях потока окутывается облаком продуктов горения и скорость ее горения уменьшается.

Тепло- и массообмен между горячей частицей и пульсирующим газовым потоком обусловлен аэродинамическими характеристиками потока, процессами диффузии у поверхности частицы и химическими реакциями на ее поверхности.

Поступила в редакцию
5/V 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. V. J. Hanby, D. J. Brown. J. of the Institute of Fuel. 1968, November.
2. В. С. Северянин. Теплоэнергетика, 1969, 1.
3. А. П. Бурдуков и др. Кинетика горения ископаемых топлив. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
4. А. Г. Попов. Теплоэнергетика, 1961, 3.
5. С. В. Бухман, Н. П. Крылова. Пульсационное горение. Матер. науч.-техн. конф. Челябинск, 1968.
6. Б. Д. Кацнельсон, В. С. Северянин, В. Я. Лысков. Пульсационное горение. Матер. науч.-техн. конф. Челябинск, 1968.
7. И. И. Палеев, Б. Д. Кацнельсон, А. А. Таракановский. Теплоэнергетика, 1963, 4.
8. Ю. А. Финаев. Вопросы нестационарного переноса тепла и массы. Минск, «Наука и техника», 1965.

УДК 662.313+536.46

АВТОКОЛЕБАНИЯ И НИЗКОЧАСТОТНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ГОРЕНИЯ ПОРОХА

*В. М. Маргулис, А. Д. Марголин, М. И. Левичек,
П. Ф. Похил, А. И. Ларин*

(Москва)

На основе представления о релаксирующем прогревом слое Я. Б. Зельдович [1] предложил теорию аномалии горения. Согласно теории, горение пороха в полузакнутом объеме становится неустойчивым, когда отношение времени истечения продуктов сгорания из камеры сгорания $\tau_1 = \frac{V}{A \cdot S \cdot F}$ к времени релаксации прогреваемого слоя $\tau_2 \sim \frac{\kappa}{u^2}$ становится меньше критической величины θ_* , зависящей от свойств данного пороха и его начальной температуры (здесь V — величина свободного объема ракетной камеры; S — сечение сопла; u — скорость горения пороха; κ — коэффициент температуропроводности; F — сила пороха; A — постоянная величина).

$$\theta = \frac{\tau_1}{\tau_2} > \theta_* \text{ —}$$

— условие устойчивости горения.

Такие выводы теории Я. Б. Зельдовича, как стабилизирующее действие свободного объема и давления, были установлены экспериментами О. И. Лейпунского и других исследователей [2]. Теория Я. Б. Зельдовича предсказывала низкочастотные колебания давления на пределе устойчивости. В работах [3—7] показано, что частота колебаний зависит от давления в камере.

Целью настоящей работы является дальнейшее изучение явления низкочастотной неустойчивости горения и выявление параметров, определяющих область низкочастотных автоколебаний, их частоту и амплитуду.

Методика эксперимента. Заряды нитроглицеринового пороха Н наружным диаметром 40, внутренним 8 или 16 и длиной 150 мм сжигались в полузакнутых объемах от 40 до 440 см³. Регистрация давления