

24. R. Gilbert, P. W. M. Jacobs. *Canad. J. Chem.*, 1971, **49**, 17, 2827.
25. В. А. Коробан, Б. С. Светлов, В. М. Чугункин. *Горение и взрыв*. М., «Наука», 1972.
26. А. В. Болдырева, Б. Н. Безруков, В. В. Болдырев. *Кинетика и катализ*, 1967, **8**, 299.
27. О. П. Коробейничев. *Кинетика и катализ*, 1968, **9**, 5, 1169.
28. A. P. Glaskova. *Combust. Flame*, 1969, **13**, 1, 55.

УДК 536.46

ГОРЕНИЕ ПОРИСТЫХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ И ПОРОХОВ

*В. Ф. Дубовицкий, В. Г. Коростелев, А. И. Коротков, Ю. В. Фролов,
А. Н. Фирсов, К. Г. Шкадинский, С. В. Хомик*
(Москва)

Конвективное горение — широко распространенный вид быстропротекающих химических процессов. Характерная его особенность — в том, что теплопередача из зоны горения к конденсированному веществу происходит не по обычному механизму кондуктивной теплопроводности, а в результате опережающей фронт химической реакции фильтрации высокотемпературных продуктов горения или предварительно разогретого в зоне реакции газофазного реагента, т. е. конвекцией.

Режимы конвективной теплопередачи широко используются в различных областях теплофизики и теплотехники, в химии и т. д. [1, 2]. Но несмотря на столь широкое использование и большой интерес, проявляемый к теории конвективного горения, его режимы и закономерности изучены весьма слабо, в основном качественно. Исследования в этой области были начаты А. Ф. Беляевым и К. К. Андреевым и в дальнейшем продолжены их учениками и последователями [2—11]. Основное внимание в этих работах было уделено условиям перехода нормального послыного горения пористых систем к ускоренному режиму конвективного горения и детонации. Логическим продолжением этих работ явились исследования условий горения в щелевых зарядах [5]. Но очень многие стороны этого явления оставались и остаются далеко не изученными.

Задача данной работы состоит в дальнейшем изучении процесса развития конвективного горения пористых гетерогенных конденсированных систем и порохов на образцах ограниченной длины с различными граничными условиями и на базе этого — разработка математической модели их горения [11].

Задача о конвективном горении пористых систем, как показывает анализ, может быть разбита на две части: а) собственно горение пористых систем при конвективном механизме теплопередачи, б) диспергирование частиц из зоны горения и их дореагирование в объеме. Между этими процессами, как правило, существует тесная связь.

Если условия применения пористых систем таковы, что догорание продуктов диспергирования существенно влияет на температуру или давление в зоне горения, что, например, имеет место при сжигании в жесткой оболочке (малый замкнутый или полужамкнутый объем), то процесс [3—5] является неустойчивым и развивается до скоростей в сотни-тысячи метров в секунду — вплоть до детонации. При этом развитие конвективного горения тесным образом зависит от режима дис-

пергирования и догорания указанных частиц. Если же горение происходит в большом объеме и пористые образцы заключены в малопрочные, легко разрушающиеся оболочки, то характер горения может быть совершенно иным. В частности, здесь может быть поставлен вопрос о стационарном режиме конвективного горения.

Поскольку практически все предыдущие исследования проводились в жестких оболочках, то в данной работе основное внимание было уделено режиму горения пористых систем при постоянных внешних (за зоной горения) условиях. Рассматривался режим «вынужденного» конвективного горения, когда его развитие начинается с фильтрации высокотемпературных газов под действием созданного инертным газом (азотом) перепада давлений в порах образца и внешнем объеме — объеме установки постоянного давления БПД-150.

Поскольку из-за гетерогенной структуры образца фронт конвективного горения является неоднородным, регистрация скорости его распространения по боковой поверхности образца затруднена. Анализ погашенных образцов и результатов скоростной киносъемки процесса горения одновременно с торца и по боковой поверхности показал, что горение в первую очередь распространяется по крупным порам в средней части образца [5—11]. Неоднородность горения приводит к диспергированию и разлету частиц, в результате чего выход свечения на боковую поверхность является случайным, а направление развития его движения — хаотичным. Поэтому были разработаны специальные методы регистрации скорости распространения фронта горения по длине образца, давления в зоне горения, оценки температурного градиента в зоне горения в зависимости от структуры, размеров, состава и условий воспламенения образца.

Для исключения влияния эффектов догорания диспергируемой части вещества эксперименты проводились в установке постоянного давления с образцами ограниченной длины, забронированными для предотвращения заполнения пор инертным газом весьма тонкой разрушающейся (слой эпоксидной смолы) или сгорающей (слой баллиститного пороха) оболочкой.

Скорость распространения процесса регистрировалась серией термомпар или тонких проволочек, заделываемых на равных расстояниях в образец перпендикулярно его оси. В первом случае фиксировалось и изменение температуры в зоне прогрева образца. Оценка полноты реагирования в зоне горения проводилась на основании сравнения осциллограмм записи давления у донного торца образца и в объеме установки.

На рис. 1 приведены результаты измерения скорости распространения фронта конвективного горения по длине пористого образца из смесевых составов ПС — ПХА [11] гексоген — ПХА (1 — $T_r = 3200^\circ \text{K}$, $L = 6$ см; 2 — $T_r = 2100^\circ \text{K}$, $L = 6$ см; 3 — $T_r = 3200^\circ \text{K}$, $L = 4$ см). Для рассматриваемых условий можно выделить три характерные зоны: I — установление фронта фильтрации, разогрева и воспламенения; II — приблизительное постоянство скорости конвективного горения; III — скорость горения падает по мере приближения фронта к закрытому концу.

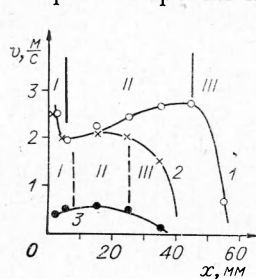


Рис. 1.

Картина качественно не меняется при изменении дисперсности компонентов. Однако с ростом размера частиц при одной и той же плотности образца скорость горения возрастает.

Существенное влияние на среднюю скорость конвективного горения \bar{v} оказывает энергетика состава или температура продуктов его горения. Так, снижение T_r с 3200 до 2100°K за счет изменения соотношения между гексогеном и ПХА привело к падению скорости в области II с 200 до 60 см/с. При этом, если при высокой T_r на

первом участке имелся спад скорости, то для состава с низкой T_r при одной и той же температуре газов наблюдается постепенный рост \bar{v} , аналогичный ранее наблюдаемому в случае горения единичной поры [5]. Таким образом, на первой стадии развития конвективного горения наблюдаются два характерных нестационарных режима, связанных с установлением фронта фильтрации и тепловыделения.

В таблице приведены результаты измерения максимального давления, регистрируемого в различных сечениях горящего образца, забронированного тонким слоем эпоксидной смолы. Из таблицы следует, что давление в зоне горения в 1,5—2 раза превышает внешнее давление и несколько увеличивается по мере увеличения длины образца. При этом давление в объеме также увеличивается на 15—20%. С уменьшением дисперсности кристаллов ПХА максимальное давление уменьшается.

Скорость нарастания давления в измеряемом сечении по порядку величин составляет $(5-7) \cdot 10^6$ атм/с. Это на 2—3 порядка выше, чем изменение давлений Δp на торце пористой среды. Сечение повышенного давления в зоне горения с большим градиентом dp/dt способствует увеличению скорости фильтрации, а, следовательно, и скорости распространения фронта воспламенения и горения. Сравнение данных рис. 1 и таблицы показывает, что изменение скорости распространения происходит пропорционально изменению давления в порах вещества.

Оценка полноты горения по измерениям давления (одновременно в порах вещества и в объеме) показала, что для рассматриваемых систем во фронте горения сгорает не более 20—30% вещества. Остальное же вещество в случае сгорающих и легко разрушающихся оболочек диспергирует во внешний объем и, догорая там, не влияет на реакцию в порах.

Рассмотрим далее вопрос о развитии конвективного горения. Экспериментальные результаты, представленные на рис. 1, отмечают постепенное либо слабый рост скорости горения, сопровождаемый постепенным увеличением давления во внешнем объеме. Однако они не дают определенного ответа, может ли быть конвективный режим горения стационарным. Этот вопрос может быть решен либо при детальном изучении фронта конвективного горения с одновременным замером давления, температуры и т. п., либо проведением экспериментов на образцах, размеры которых значительно больше величины зон фильтрации и горения. Действительно, если справедлива идея о спонтанном развитии конвективного горения за счет наложения тепловых волн прогрета [5—8], то увеличение длины образца и при отсутствии оболочки должно приводить к росту скорости горения.

Эксперименты на образцах длиной 200—150 мм (в установке постоянного давления в 70 атм объемом более 20 л) показали (рис. 2), что режим горения является пульсирующим со средней скоростью, близкой к полученной ранее на укороченных образцах. Однако пульсации в этих опытах связаны не с особенностями процесса конвективного горения, а с периодическим разрушением тонкой оболочки. Эти эксперименты показали, что стационарный (или квазистационарный) режим конвективного горения пористых систем возможен, но ему должна соответствовать определенная структура фронта горения.

Размер частиц ПХА, мк	Длина образца, мм	Давление в порах образца, атм	Давление в бомбе, атм
100—125	19	144	78
	38	168	85
	38*	258	—
	57	195	97
200—250	19	95	74
	38	130	81
	57	180	89

* Эксперименты с образцами в прочной металлической оболочке: $\Delta=0,8$.

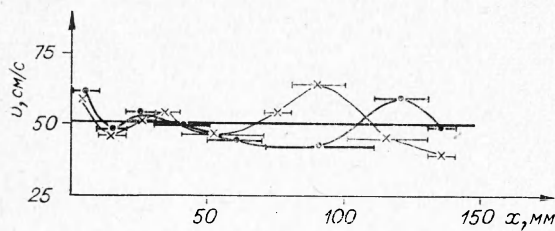


Рис. 2.

Из самого определения конвективного горения следует, что фронт горения должен включать в себя, по крайней мере, три характерные зоны: фильтрации, прогрева вещества и химического превращения (сгорания) вещества.

О величине зоны фильтрации дает представление

область III (см. рис. 1). Существование зоны спада скорости горения связано с тем, что фронт фильтрации, опережая фронт воспламенения, приводит к заполнению пор продуктами горения, снижению перепада давления, а в силу этого и скорости горения [11]. Поэтому расстояние, начиная с которого чувствуется эффект снижения \bar{v} , дает возможность судить о глубине зоны фильтрации. Для исследуемых систем оно составляет приблизительно 15—20 мм, причем с увеличением T_r намечается тенденция к его уменьшению.

Оценка зоны прогрева проведена по осциллограммам записи температуры $T(t)$ в различных сечениях образца и по фотографиям образцов, погашенных резким сбросом давления. Ее величина составляет 4 ± 1 мм.

Зона химической реакции (т. е. расстояние от сечения с температурой воспламенения до верхнего торца образца) находится в пределах 1—2 мм, что на порядок меньше, чем зона фильтрации. Ее протяженность, так же как и протяженность двух первых зон, зависит от физико-химических свойств среды и условий сжигания (p_0 ; T_0 и т. п.).

Дополнительно остановимся на участке III (см. рис. 1). Как уже отмечалось, если торец образца глухой, то скорость сгорания при подходе к нему падает. Картина изменяется, если нижний торец образца открыт. В этом случае скорость по мере подхода к торцу возрастает. Этот результат аналогичен полученному в работе [6], где отмечалось повышение скорости горения пористого заряда у донного торца, если последний контактирует с дополнительным свободным объемом (аналогичный эффект, по-видимому, должен быть и при распространении горения в единичной поре). Ускорение горения в этом случае объясняется увеличением градиента dp/dx при подходе к торцу, сообщаемому с внешней атмосферой, т. е. увеличением скорости фильтрации. Но с последней тесно связаны условия теплопередачи от газа к конденсированному веществу, т. е. прогрев и воспламенение вещества.

Рассмотренные физические аспекты горения конденсированных пористых систем [12] позволяют сформулировать математическую модель горения.

Имеется пористая, газопроницаемая, однородная конденсированная среда, представляющая собой совокупность сферических частиц. Длина пористой среды в направлении оси x ограничена и равна L . Параметры пористой среды: относительная плотность $\Delta = \rho/\rho_{\max}$, пористость m , радиус частиц R_0 . Поры конденсированной среды заполнены инертным газом под давлением p_n ; начальная температура газа и пористой среды T_0 . Теплофизические параметры пористой среды и газа считаются известными. Сечение $x=0$ конденсированной пористой среды граничит с объемом, давление p_0 и температура $T_{\text{вн}}$ в котором считаются постоянными. Правая граница ($x=L$) пористой среды либо газонепроницаема, либо открыта. В последнем случае давление и температура на ней аналогичны начальным давлению и температуре в образце ($p=p_n$; $T=T_0$).

В начальный момент $t=0$ газ, нагретый до температуры $T_{\text{вн}} \gg T_0$, из внешнего объема под действием перепада давлений в объеме и по-

рах $\Delta p = p_0 - p_n$ начинает проникать в поры в соответствии с законом фильтрации. В результате конвективного теплообмена между газом и частицами последние прогреваются газовым потоком по закону прогрева индивидуальных сферических частиц. Теплообмен между частицами и теплопроводностью считается отсутствующим.

По мере прогрева частиц на их поверхности начинается химическая реакция, сопровождающаяся газовой выделением со скоростью ω . Образующиеся газообразные продукты разложения вступают в реакцию горения, скорость которой считается бесконечно большой по сравнению с ω . При этом температура продуктов реакции равна адиабатической температуре горения $T_{ад}$.

Газовыделение и подъем температуры приводят к интенсивному росту давления в зоне реакции. Поскольку давление во внешнем объеме считается постоянным, отток газа из зоны реакции будет проходить как в поры вещества, так и во внешний объем, вызывая диспергирование к-фазы. Сопротивление течению газа в образец создается пористой средой. Сопротивление оттоку газа из зоны горения во вне зависит от течения газа в зоне реакции и от наличия перед ней пористого каркаса. Последнее определяется полнотой химических реакций разложения конденсированной фазы пороха.

В расчете вводится предположение, что величина каркаса (считается заданной) по мере сгорания образца остается все время постоянной. Его газопроницаемость определяется полнотой выгорания η_k . За каркасом диспергируемые во внешний объем частицы догорают, не повышая в нем давление и температуру. Пористая среда считается изотропной и состоящей из сферических частиц радиуса R_0 . Внутренние силы взаимодействия между отдельными частицами пористой среды и эрозийные эффекты на поверхности частиц не учитываются. Полнота выгорания η_k частиц считается конечной (задается в пределах 0,05—0,20). Фронты фильтрации, прогрева и горения принимаются плоскими.

Развитие горения пористых систем определяется совместно происходящими процессами фильтрации, теплообмена и химической реакции. Поэтому математическая модель включает уравнения:

сохранения массы

$$\frac{\partial \rho m}{\partial t} + \frac{\partial (\rho m u)}{\partial x} = \omega, \quad (1)$$

сохранения импульса

$$\rho \cdot m \frac{\partial u}{\partial t} = -m \frac{\partial p}{\partial x} - K - u\omega, \quad (2)$$

сохранения энергии

$$\rho m \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{A} \frac{d(\rho m)}{dt} + \omega (h - h_{ks}) + \frac{Ku}{A} + \frac{\omega u^2}{2gA} - \alpha \cdot S (T - T_{ks}), \quad (3)$$

состояния газа

$$p = \frac{R}{M} \rho T, \quad (4)$$

теплопроводности для конденсированных частиц

$$\frac{\partial T_k}{\partial t} = \alpha_k \left\{ \frac{\partial^2 T_{ks}}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T_{ks}}{\partial r} \right\}, \quad (5)$$

скорости газовыделения

$$\omega = S \rho_k K_0 \exp(-E/RT_{ks}), \quad (6)$$

скорости глубины превращения к-фазы

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{\omega}{\rho_k \Delta}, \quad (7)$$

которые решаются при следующих начальных и граничных условиях:

$$t=0: T=T_k=T_0, u=0, r=0, p=p_n,$$

$$\left. \begin{array}{l} x=x_k(t) \\ x_k(0)=0 \end{array} \right\} \begin{array}{l} p=P_0 \\ T=T_{\text{вн}} \end{array} \quad \frac{\partial u}{\partial x} = 0,$$

$$x=L: u(t, L)=0 \text{ — торце глухой,}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0 \text{ — торце открыт,}$$

$$r=0, \quad \frac{\partial T_k}{\partial r} = 0;$$

$$r=r_s, \quad \lambda_k \frac{\partial T_k}{\partial r} = \alpha(T - T_{ks}).$$

Здесь и далее t — время, x — пространственная координата ($0 \leq x \leq L$), R_0 , $r_s = R_0(1-\eta)^{1/2}$ — начальный и текущий радиусы частиц, T — температура газа; T_{ks} — температура на поверхности частиц, T_0 и $T_{ад}$ — начальная температура и температура адиабатического горения, ρ_0 — начальная плотность пористой среды, ρ_k — плотность частиц (к-фазы), p — давление, u — скорость газа, h — удельная энтальпия, S — удельная поверхность, c_k — теплоемкость, λ — теплопроводность, μ — динамическая вязкость газа, Q — тепловой эффект химической реакции, K_0 — предэкспонент, E — энергия активации, η — глубина превращения, m — коэффициент пористости, Δ — относительная плотность ($\Delta = \rho/\rho_{\text{max}}$), a_k — температуропроводность ($a_k = \frac{\lambda_k}{c_k \rho_k}$), g — ускорение земного притяжения, A — механический эквивалент работы, x_k — координата каркаса, R — газовая постоянная.

Закон сопротивления при движении газа в пористой среде взят в форме [13]

$$K = \frac{\rho u S}{m} (4,7n + 1,8\sqrt{n|u|} + 0,32|u|),$$

где

$$n = \frac{S \cdot \mu}{m \rho}; \quad S = \frac{3\Delta\eta_s^2}{R_0^3}; \quad m = 1 - \Delta(1 - \eta);$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{3}{R_0} (1 - \eta) K_0 \exp(-E/RT_{ks}) = \frac{\dot{\omega}}{\rho_k \Delta}.$$

Коэффициент теплопередачи $\alpha = \text{Nu} \frac{\lambda}{2r_s}$, где

$$\text{Nu} = 0,106 \text{Re}^{1,00} \text{Pr}^{0,33} + 2, \quad 0 \leq \text{Re} \leq 200;$$

$$\text{Nu} = 0,61 \text{Re}^{0,67} \text{Pr}^{0,33}, \quad \text{Re} > 200;$$

$$\lambda = \lambda_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{0,7}; \quad \mu = \mu_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{0,85}.$$

Расчет был проведен при следующих числовых значениях параметров: $\rho_k = 1,8 \text{ г/см}^3$; $c_k = 0,3 \text{ кал/(г} \cdot \text{град)}$; $\lambda_0 = 0,64 \cdot 10^{-4} \text{ кал/(см} \cdot \text{с} \cdot \text{град)}$; $\lambda_k = 0,7 \cdot 10^{-3} \text{ кал/(см} \cdot \text{с} \cdot \text{град)}$; $\mu_0 = 1,4 \cdot 10^{-4} \text{ г/(см} \cdot \text{с)}$; $R_0 = 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$; $L = 10 \text{ см}$; $Q = 380 \text{ кал/г}$; $K_0 = 5 \cdot 10^{13} \text{ см/с}$; $E = 2 \cdot 10^4 \text{ кал/моль}$; $p_0 = 100$ и 500 атм ; $p_n = 1 \text{ атм}$; $T_0 = 300^\circ \text{ К}$; $T_{\text{вн}} = 2800^\circ \text{ К}$; $\eta_k = 0,05$; $0,1$.

Отдельные результаты расчета¹ приведены на рис. 3, где представ-

¹ Результаты расчета и их обсуждение более подробно будут изложены позднее.

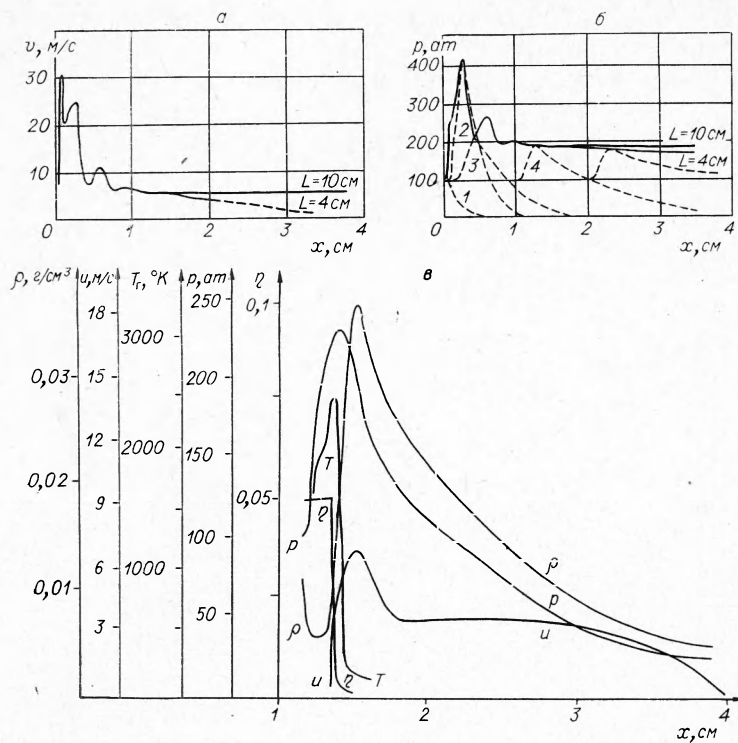


Рис. 3.

лены: скорость распространения фронта горения v (с полной выгорания $\eta_k=0,05$) в зависимости от координаты x на образцах с газонепроницаемым торцом (а); максимальное давление (сплошная линия) и давление в различных сечениях образца в фиксированные моменты времени t (штриховые линии) (б); зоны фильтрации $p(x)$, прогрева $T(x)$ и выгорания $\eta(x)$ к-фазы на начальном участке горения t_1 и момент времени t_2 , когда процесс вышел на стационарный режим (в).

Из приведенных графиков видно, что результаты счета качественно коррелируют с рассмотренным выше экспериментом. Расчет показал, что в рамках принятой модели процесс конвективного горения выходит на стационарный режим с постоянной по длине образца скоростью сгорания.

Соотношения между зоной фильтрации, прогрева и зоной химической реакции близки к наблюдаемым в эксперименте. Дополнительно отметим, что увеличение полноты выгорания в зоне реакции с 0,05 до 0,10 приводит (согласно расчету) к повышению скорости сгорания примерно с 6 до 13 м/с при росте максимального давления в зоне горения с 200 до 500 атм. Аналогичный эффект наблюдается и при увеличении начального перепада давлений $\Delta P = p_0 - p_n$: увеличение (при $\eta_k=0,05$) внешнего давления до 300 атм вызывает рост давления в зоне горения (до 370 атм) и увеличение скорости сгорания с 6 до 10 м/с.

Количественные различия вполне закономерны и объясняются выбором кинетических параметров, коэффициентов теплообмена и коэффициента фильтрации, которые были взяты из [13—15]. Кроме того, нужно указать, что реально режим конвективного горения сугубо неоднородных гетерогенных конденсированных пористых систем помимо фильтрационных процессов включает эффекты, связанные с движением и сталкиванием струй газофазных продуктов, оттекающих от отдельных час-

тиц при их газификации [5]. «Струйные эффекты», естественно, вносят определенные осложнения в рассматриваемый процесс. Они могут быть причиной качественных различий между экспериментом и расчетом и нуждаются в дополнительном анализе и исследовании.

Поступила в редакцию
25/1 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Е. Серебряков. Внутренняя баллистика. М., Оборонгиз, 1949.
2. Процессы горения в химической технологии и металлургии. Тез. докл. Всесоюз. конф. Арзакан, 1973.
3. А. Ф. Беляев. Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем. М., «Наука», 1968.
4. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение ВВ. Госэнергоиздат, 1957.
5. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М., «Наука», 1973.
6. В. К. Боболев, А. Д. Марголин, С. В. Чуйко. Докл. АН СССР, 1965.
7. А. Ф. Беляев, А. И. Коротков, А. А. Сулимов. ПМТФ, 1963, 4.
8. В. К. Боболев, А. И. Карпунин, С. В. Чуйко. НТПГВ, 1965, 1, 1.
9. W. Taylor. Trans. Farad. Soc., 1962, 58, 561.
10. R. Gipson, A. Mašek. Eight Simposium (International on Combustion, 1959).
11. Ю. Фролов, В. Ф. Дубовицкий и др. ФГВ, 1972, 8, 3.
12. Р. С. Бернштейн, В. В. Померанцев, С. Л. Шагалова. Вопросы аэродинамики и теплопередачи в топочных процессах. Госэнергоиздат, 1958.
13. К. К. Куо, R. Vichnevetsky, M. Summerfield. AIAAJ, 1972, VII, 4.
14. З. Р. Горбис. Теплообмен и гидромеханика дисперсных сквозных потоков. М., «Энергия», 1970.
15. А. Ф. Чудновский. Теплообмен в дисперсных средах. М., Гостехиздат, 1954.

УДК 662.612

К ТЕОРИИ УСТОЙЧИВОСТИ ГОРЕНИЯ ПОРОХА В ПОЛУЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ

Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов
(Москва)

В [1—4] в пределах феноменологической теории нестационарного горения пороха была сформулирована и в некоторых предельных случаях исследована на устойчивость система уравнений, описывающих процесс в полузамкнутом объеме. В данной статье приводится более общий анализ режимов потери устойчивости при учете влияния теплоотдачи от горячих продуктов в стенки двигателя.

В пределах феноменологической модели нестационарного горения пороха уравнения энергии и массы, осредненные по объему камеры сгорания, можно записать в виде [1]:

$$\frac{W^0 p}{RT_g} \frac{dT_g}{dt} = (\rho u)_s S^0 (\gamma T_F - T_g) - A p \sigma^0 (\gamma - 1) T_g - \frac{1}{c_v} \frac{dQ}{dt}, \quad (1)$$

$$W^0 \frac{dp}{dt} = (\rho u)_s S^0 \gamma R T_F - A p \sigma^0 \gamma R T_g - \frac{R}{c_v} \frac{dQ}{dt}.$$

Здесь член dQ/dt учитывает теплоотвод из газа в стенки, W^0 , S^0 — объем камеры и поверхность горения, принимаемые в дальнейшем постоянными, σ^0 — площадь критического сечения сопла, T_F и T_g — температуры пламени и продуктов, p — давление, $(\rho u)_s$ — массовая скорость горения, $A = \psi(\gamma) / \sqrt{\gamma R T_g}$ — коэффициент расхода сопла.