

ГОРЕНИЕ КОНДЕНСИРОВАННОЙ СИСТЕМЫ В ПОТОКЕ ГАЗОВ ПРИ НАЛИЧИИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ СКОРОСТИ ПОТОКА

В. Н. Матвеев, В. А. Фрост, В. Л. Юмашев

(Москва)

При исследовании горения конденсированных систем в условиях движения продуктов сгорания вдоль поверхности обнаружено явление, названное эрозией или раздуванием, заключающееся в увеличении скорости горения пропорционально скорости обдува, начиная с некоторой пороговой скорости движения потока.

В ряде работ [1—4] отмечается также, что вблизи пороговой скорости иногда наблюдается незначительное уменьшение скорости горения (так называемая отрицательная эрозия).

Для конденсированных систем, скорость горения которых существенно зависит от химических реакций в к-фазе, отрицательную эрозию объясняют увеличением степени диспергирования поверхностного слоя, что снижает температуру поверхности и скорость горения [5]. Для конденсированных систем с ведущей стадией горения в газовой фазе отрицательная эрозия объясняется возникновением крупномасштабных пульсаций в зоне газового пламени, что приводит к уменьшению температуры в зоне горения и в связи с этим к уменьшению скорости реагирования [1]. Кроме того, отрицательная эрозия может быть объяснена неравенством коэффициентов диффузии и теплопроводности (как молекулярных значений, так и их турбулентных аналогов) при развитой мелкомасштабной турбулентности [1, 5].

В настоящей работе отрицательная эрозия рассматривается как эффект нестационарного горения конденсированной системы в условиях колебаний потока тепла из газовой зоны в к-фазу, вызванных турбулентными пульсациями потока продуктов сгорания.

Турбулентные возмущения, масштаб которых много больше толщины газового пламени ($\sim 10^{-2}$ см), не вызывают изменение структуры газового пламени или искривление его фронта, а приводят только к колебаниям пламени по нормали к поверхности к-фазы и, следовательно, к колебаниям теплового потока в к-фазу. Если характерное время этих колебаний одного порядка со временем релаксации прогретого слоя к-фазы ($10^{-2} \div 10^{-3}$ с)¹, то горение будет существенно нестационарным. Можно ожидать, что при этом средняя скорость горения уменьшится, как это, например, происходит в случае колебаний давления [6].

Наиболее крупномасштабные и низкочастотные возмущения появляются в самом начале развития турбулентности при достижении порогового значения числа Рейнольдса, как раз когда и наблюдается отрицательная эрозия. По мере роста скорости потока возникают турбулентные возмущения меньшего масштаба, которые вызывают искривление фронта пламени, интенсификацию процессов теплообмена и смешения в зоне пламени и в результате увеличение скорости горения (положительная эрозия).

Для описания нестационарного горения конденсированной системы, вызванного турбулентными пульсациями, воспользуемся подходом Я. Б. Зельдовича — Б. В. Новожилова [6], основным моментом которо-

¹ Впредь такие колебания будем называть низкочастотными.

го является предположение о квазистационарности всех процессов в газовой фазе и в реакционном слое к-фазы. В результате нестационарность горения определяется только инерционностью прогретого слоя к-фазы. Перестройка прогретого слоя в системе координат, связанной с поверхностью к-фазы, описывается уравнением

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - u \frac{\partial T}{\partial x}, \quad -\infty < x \leq 0. \quad (1)$$

Здесь x — координата, нормальная к поверхности к-фазы, t — время, $u(t)$ — скорость горения, $T(x, t)$ — распределение температуры в к-фазе, κ — коэффициент температуропроводности к-фазы. В дальнейшем вместо линейной скорости горения u более удобно будет рассматривать массовую скорость горения $M = \rho u$, ρ — плотность к-фазы.

При сделанных предположениях поток тепла в прогретый слой к-фазы и температура поверхности будут [6]:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = \Phi(p, M); \quad T|_{x=0} = T_s(p, M). \quad (2)$$

При наличии турбулентных возмущений мгновенное значение скорости газификации к-фазы M и плотность тока газа во фронте пламени могут различаться. Пусть плотность тока в газовом пламени стала $M + M'$. Фронт пламени придет в движение, и, если возмущение M' действует достаточно долго, то достигается квазистационарное состояние газовой зоны, при этом градиент температуры на поверхности к-фазы будет $\Psi(p, M, M')$. При заданных турбулентных пульсациях процесс нестационарного горения описывается уравнениями (1), (2), в которые вместо $\Phi(p, M)$ входит функция $\Psi(p, M, M')$.

Если скорость газа во фронте пламени стала $M + M'$, то для выполнения закона сохранения необходим дополнительный приток вещества в зону подогрева с расходом M' с соседнего участка поверхности к-фазы. Но в таком случае на соседнем участке массовая скорость газа во фронте пламени претерпевает такое же возмущение противоположного знака. Этот процесс можно представить в виде суперпозиции однородного ламинарного потока продуктов газификации и пульсационного вихревого течения (крупномасштабного и низкочастотного).

Рассмотрим баланс энергии в безынерционной части зоны горения в невозмущенном состоянии

$$M(cT_s + Q_s + Q_f - C_p T_f) - \lambda \Phi(p, M) = 0. \quad (3)$$

Здесь $Q_s(p, M)$ — тепловыделение в зоне разложения к-фазы, $T_s(p, M)$ — температура на поверхности к-фазы; $Q_f(p, M)$ и $T_f(p, M)$ — тепловыделение и температура во фронте пламени. Функция $T_f(p, M)$ выражает закономерности нормального распространения пламени.

При возмущении массовой скорости во фронте пламени в результате турбулентных пульсаций температура и тепловыделение станут $T_f(p, M + M')$ и $Q_f(p, M + M')$. Изменение теплового потока в к-фазу приведет к изменению значений T_s и Q_s в соответствии с закономерностями распространения фронта реакции в конденсированном веществе [6]. Для реакций нулевого порядка в к-фазе это будут зависимости $T_s(M, \Psi)$ и $Q_s(M, \Psi)$.

Предположим, что дополнительный приток продуктов газификации в зону горения происходит при некоторой средней температуре \bar{T} (рис. 1). Величина \bar{T} считается заданной и выступает в роли одного из параметров предлагаемой модели. Очевидно, $T_s \leq \bar{T} \leq T_f$, хотя достиже-

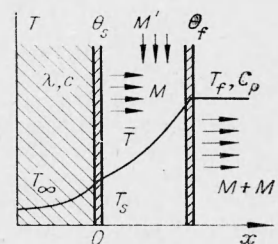


Рис. 1. Схема течения газа в зоне горения (s — поверхность к-фазы, f — фронт пламени).

ние нижней границы маловероятно. Уравнение сохранения энергии примет вид

$$M[cT_s(M, \Psi) + Q_s(M, \Psi)] + M'c_p\bar{T} + (M+M') \times \\ \times [Q_f(p, M+M') - C_pT_f(p, M+M')] - \lambda\Psi(p, M, M') = 0. \quad (4)$$

В случае приращения массовой скорости газификации к-фазы (скажем, при большей начальной температуре в режиме стационарного горения) уравнение сохранения энергии (3) будет

$$(M+M') [cT_s(p, M+M') + Q_s(p, M+M') + Q_f(p, M+M') - \\ - C_pT_f(p, M+M')] - \lambda\Phi(p, M+M') = 0. \quad (5)$$

Заметим, что с точностью до членов второго порядка малости по M'

$$T_s(M, \Psi) = T_s(p, M+M') - \left(\frac{\partial T_s}{\partial M}\right)_\Phi \cdot M' + \left(\frac{\partial T_s}{\partial \Phi}\right)_M [\Psi - \Phi(p, M+M')]$$

и аналогично для Q_s . Вычитая (5) из (4) и пренебрегая членами второго порядка малости, получим

$$\Psi(p, M, M') = \Phi(p, M+M') + M' \frac{C_p\bar{T} - cT_s - c\left(\frac{\partial T_s}{\partial \ln M}\right)_\Phi - \left(\frac{\partial Q_s}{\partial \ln M}\right)_\Phi}{\lambda - M\left[c\left(\frac{\partial T_s}{\partial \Phi}\right)_M \left(\frac{\partial Q_s}{\partial \Phi}\right)_M\right]}. \quad (6)$$

В формуле (6) функция Φ оставлена неразложенной, уравнение теплопроводности (1) также будет использоваться без упрощений в связи с малостью M' . Разложение в (6) по M' с точностью до составляющих второго порядка малости касается только членов, описывающих влияние на горение газодинамических пульсаций; эту операцию следует трактовать, как приближенный учет влияния турбулентных пульсаций, который оправдан в связи с ранее сделанными приближениями при описании структуры газовой фазы горения конденсированной системы. Переходя к безразмерным переменным [6]

$$\xi = \frac{u^0 x}{\kappa}, \quad \tau = \frac{(u^0)^2 t}{\kappa}, \quad \eta = \frac{p}{p_0}, \quad v = \frac{u}{u^0} = \frac{M}{M_0}, \\ v' = \frac{M'}{M_0}, \quad \varphi = \frac{\Phi}{\Phi_0}, \quad \psi = \frac{\Psi}{\Phi_0}, \quad \Theta = \frac{T - T_\infty}{T_s^0 - T_\infty},$$

получаем

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} - v \frac{\partial \Theta}{\partial \xi}, \quad -\infty < \xi \leq 0, \quad (7)$$

$$\left. \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \right|_{\xi=0} = \psi(\eta, v, v'), \quad \Theta|_{\xi=0} = \Theta_s(\eta, v). \quad (8)$$

Из (6) следует

$$\psi(\eta, v, v') = \varphi(\eta, v + v') + k_\theta v', \quad (9)$$

$$k_\theta = \frac{C_p\bar{T} - cT_s - Q_s - c\left(\frac{\partial T_s}{\partial \ln M}\right)_\Phi - \left(\frac{\partial Q_s}{\partial \ln M}\right)_\Phi}{c(T_s^0 - T_\infty) \left[1 - v\left(\frac{\partial \Theta_s}{\partial \varphi}\right)_v - \frac{v}{c(T_s^0 - T_\infty)} \left(\frac{\partial Q_s}{\partial \varphi}\right)_v \right]}. \quad (10)$$

Величину k_θ рассматриваем как параметр модели и считаем постоянной. В соответствии с [6] можно считать

$$\left(\frac{\partial \Theta_s}{\partial \varphi}\right)_v \ll 1, \quad \frac{1}{c(T_s^0 - T_\infty)} \left(\frac{\partial Q_s}{\partial \varphi}\right)_v \ll 1$$

и пренебречь соответствующими слагаемыми в знаменателе выражения (10). Верхний предел значений k_0 достигается при $\bar{T}=T_f$, $Q_s \leq 0$ и составляет $7 \div 10$. Нижний предел достигается при $\bar{T}=T_s$, $Q_s > 0$ и может составлять ~ -1 , хотя это маловероятно, поскольку пульсационное движение быстро затухает по мере приближения к поверхности k -фазы.

Предположим, что функции $\varphi(\eta, v)$ и $\Theta_s(\eta, v)$ определяются соотношениями

$$v = e^{m(\Theta_s - 1)}, \quad v = \eta^v e^{k(\Theta_s - \varphi/v)}. \quad (11)$$

Здесь v , k , m — постоянные величины, совпадающие с определением [6]. Из (9) и (11) следует

$$\Theta_s(v) = 1 + \frac{1}{m} \ln v, \quad (12)$$

$$\varphi(\eta, v, v') = (v + v') \left[1 + \left(\frac{1}{m} - \frac{1}{k} \right) \ln(v + v') + \frac{v}{k} \ln \eta \right] + k_0 v'. \quad (13)$$

Предположим, что при турбулентных пульсациях давление остается постоянным, а колебания скорости газа происходят по синусоидальному закону

$$\eta \equiv 1; \quad v' = A \sin \omega \tau. \quad (14)$$

При этих условиях процесс горения с течением времени выходит на режим установившихся колебаний (если только не происходит потери устойчивости), в котором средняя скорость горения определяется интегрированием по периоду. Режим установившихся колебаний находится путем численного интегрирования [7] системы уравнений (7), (8), (12) — (14).

Результаты расчетов показали, что при колебаниях пульсационной составляющей v' средняя скорость горения \bar{v} уменьшается, т. е. возникает эффект отрицательной эрозии. Величина отклонения \bar{v} от нормального значения зависит от свойств конденсированного вещества (параметры k и m) и параметров турбулентных пульсаций ω , A , k_0 .

Параметры k и m определяют устойчивость горения конденсированного вещества в исходном стационарном режиме и наличие собственных колебаний [6]. Было рассмотрено несколько вариантов значений k и m . При $k=1,4$; $m=10$ (эти значения характерны для однородных конденсированных систем) уменьшение средней скорости горения в зависимости от частоты турбулентных пульсаций характеризуется наличием резко выраженного резонанса, близкого к собственной частоте конденсированного вещества [6] (рис. 2, I). При $k=1$, $m=10$ резонансный характер кривых выражен слабее (рис. 2, II), отклонение средней скорости горения уменьшается. При $k=0,5$ (рис. 2, III) резонанс полностью отсутствует: это объясняется тем, что соответствующий стационарный режим находится за пределами области существования собственных колебаний. Резонансные частоты оказываются близкими к экспериментальным значениям частоты возмущений в момент потери устойчивости ламинарного движения [8].

Влияние параметра пульсаций k_0 согласуется с его физическим смыслом, описанным выше: чем больше значение k_0 , тем воздействие турбулентных пульсаций происходит ближе к фронту пламени и приводит к более сильному уменьшению средней скорости горения (см. рис. 2). Влияние амплитуды пульсаций на величину средней скорости очевидно.

Полученное в расчетах абсолютное отклонение средней скорости горения от нормальной достигает $\sim 4\%$. Этот результат качественно согласуется с имеющимися экспериментальными данными по отрицательной эрозии. Например, для вещества Н получено уменьшение скорости

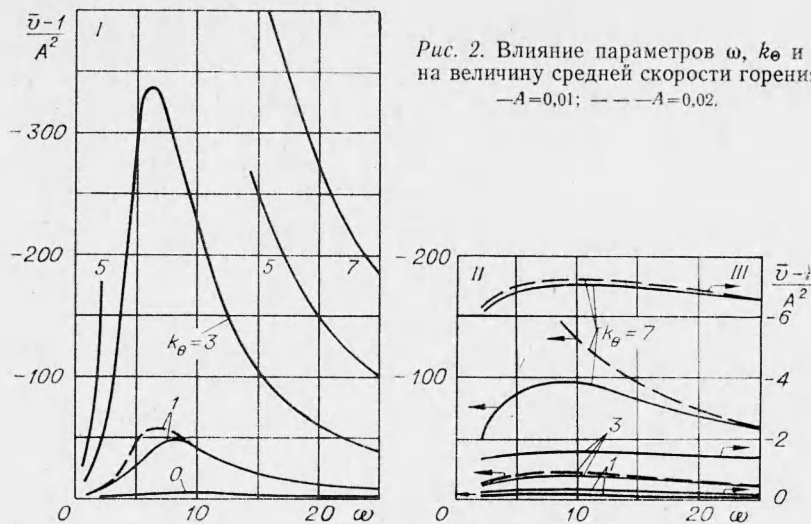


Рис. 2. Влияние параметров ω , k_0 и k на величину средней скорости горения.
— $A=0,01$; --- $A=0,02$.

горения на 5% при скоростях потока продуктов сгорания, близких к пороговой [1].

Интересным результатом расчетов является погасание, которое происходит при больших значениях параметров A , k_0 или k . Сущность процесса погасания состоит в том, что при большой амплитуде колебаний колебательный режим горения в некоторый момент переходит в режим, в котором скорость горения монотонно убывает, пока величина $v+v'$ не обратится в ноль, при этом формула (13) теряет смысл. Характер погасания аналогичен полученному в [7] для случая спада давления. По нашему мнению, причиной погасания является потеря устойчивости процесса нестационарного горения. К полученному результату следует, однако, относиться с осторожностью. Во-первых, формула, выражающая тепловой поток в к-фазу, получена при некоторых упрощающих предположениях и имеет смысл только при $|v'| \ll v$. Во-вторых, на соседних участках поверхности к-фазы колебания скорости горения происходят в противофазе, и тангенциальный поток горячих продуктов сгорания обеспечит быстрое повторное воспламенение на том участке, где появилась тенденция к погасанию. Поэтому нельзя, очевидно, рассчитывать экспериментально получить погасание в результате отрицательной эрозии.

Следует отметить, что тенденция к погасанию проявляется сильнее при больших значениях параметра k_0 и при частотах пульсаций, близких к резонансной. На фиг. 2 для варианта I недостающие части кривых при $k_0=5-7$ соответствуют случаям погасания. Из-за погасания в расчетах не удастся получить уменьшение средней скорости горения больше, чем на 4%. Однако при соответствующем уточнении модели (корректировка теплового потока при малых скоростях горения) можно ожидать и более значительного уменьшения средней скорости.

Были рассмотрены также значения параметров k и m , лежащие в области неустойчивости. В этих случаях даже при малых значениях амплитуды пульсаций и параметра k_0 происходит погасание конденсированной системы.

Интересно, что рассматриваемая модель предсказывает влияние свойств конденсированного вещества на уменьшение средней скорости горения, отличное от того, которое имеет место при колебаниях давления [6], несмотря на то, что в основе обоих явлений лежат одни и те же эффекты нестационарного горения. При колебаниях давления средняя скорость уменьшается тем сильнее, чем сильнее зависимость

скорости стационарного горения от давления. При турбулентных пульсациях зависимость от давления роли не играет, а средняя скорость горения уменьшается тем сильнее, чем выше температура пламени (влияние параметра k_0).

Проведенное исследование позволяет сделать следующие выводы.

1. Предложено объяснение механизма отрицательной эрозии: нестационарные процессы, вызванные турбулентными пульсациями потока в зоне горения, приводят к уменьшению средней скорости горения конденсированной системы.

2. Полученные результаты по уменьшению средней скорости горения конденсированной системы качественно согласуются с имеющимися в литературе экспериментальными данными по отрицательной эрозии.

В заключение следует отметить, что постановке задачи об уменьшении средней скорости горения во многом способствовали беседы с Б. В. Новожиловым, которому авторы приносят глубокую благодарность.

*Поступила в редакцию
10/Х 1974*

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Виллюнов, А. А. Дворяшин. ФГВ, 1971, 7, 1.
2. В. Н. Виллюнов, А. А. Дворяшин. ФГВ, 1973, 9, 4.
3. Л. Грин. Вопросы ракетной техники, 1954, 6.
4. Р. Герон. Вопросы ракетной техники, 1963, 6.
5. А. Д. Марголин. В сб. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
6. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М., «Наука», 1973.
7. В. А. Фрост, В. Л. Юмашев. ПМТФ, 1973, 3.
8. Г. Шлихтинг. Возникновение турбулентности. М., ИЛ, 1962.

УДК 662.215.1

ВЛИЯНИЕ ДОБАВОК ШПИНЕЛЕЙ НА СКОРОСТЬ ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ ПХА И ГОРЕНИЯ МОДЕЛЬНЫХ СМЕСЕВЫХ СОСТАВОВ НА ЕГО ОСНОВЕ

*А. В. Болдырева, Р. П. Митрофанова, В. В. Болдырев,
В. Ф. Балакирев, Г. И. Чуфаров, Ю. Г. Павлюхин*

(Новосибирск, Свердловск)

Были проведены экспериментальные исследования по изучению корреляции между составом и строением медно-хром-железных шпинелей и каталитической активностью при использовании их в качестве добавок, ускоряющих термическое разложение перхлората аммония и увеличивающих скорость горения модельных смесевых составов на его основе. Выбор этого класса шпинелей был обусловлен тем, что, во-первых, медно-хромовые шпинели зарекомендовали себя как эффективные добавки, повышающие скорость горения [1], и, во-вторых, возможность перехода по составу от медно-хромовой к медно-железной шпинели позволит проследить, как изменение положения меди в решетке шпинели скажется на ее каталитической активности.