

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мержанов.— В кн.: Физическая химия. Современные проблемы. М.: Химия, 1983.
2. D. Pool, W. Hume — Rothery. J. Inst. Metals, 1955, 83, 473.
3. И. И. Корнилов, П. Б. Будберг. Диаграммы состояния двойных и тройных систем титана. М.: Изд-во ВИНТИ, 1961.
4. И. И. Корнилов, О. К. Белоусов, Е. В. Кагур. Никелид титана и другие сплавы с эффектом памяти. М.: Наука, 1977.
5. G. F. Bastin, G. D. Rieck. Metall Trans., 1974, 5, 8, 1817.
6. В. И. Грызунов, А. С. Сагындыков, Е. М. Соколовская. Изв. АН КазССР. Химия, 1980, 6, 72.
7. В. П. Чепелева, В. Г. Делеви и др. Порошковая металлургия, 1984, 1, 66.
8. Ю. С. Найбороденко, В. И. Итин и др. Изв. вузов. Физика, 1973, 6, 145.
9. В. А. Подергин, В. А. Неронов и др.— В кн.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черноголовка, 1975.
10. В. И. Итин, А. Д. Брагичков и др. ФГВ, 1981, 17, 3, 62.
11. Ю. С. Найбороденко, В. И. Итин. ФГВ, 1975, 11, 3, 343; 5, 734.
12. В. В. Александров, М. А. Корчагин и др.— В кн.: Проблемы технологического горения. Т. 1. Черноголовка, 1981.
13. Ю. М. Григорьев.— В кн.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черноголовка, 1975.
14. Б. И. Хайкин. Там же.
15. А. Г. Мержанов, Ю. М. Григорьев и др. ИФЖ, 1972, 22, 6, 1117.
16. Н. П. Богородский, В. В. Пасынков, Б. М. Тареев. Электротехнические материалы. Л.: Энергия, 1977.
17. В. Н. Доронин, С. Г. Вадченко. Поверхность, физика, химия, механика, 1984, 4, 99.
18. П. Кофстад. Высокотемпературное окисление металлов. М.: Мир, 1969.
19. Ю. М. Григорьев, Ю. А. Гальченко, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1975, 11, 1, 191.
20. С. Л. Харатян, Ю. М. Григорьев, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1975, 11, 1, 26.

Поступила в редакцию 15/V 1986

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ВОЛНЫ ГОРЕНИЯ ПРИ ПЕРЕХОДЕ ЧЕРЕЗ ГРАНИЦУ РАЗДЕЛА БЕЗГАЗОВЫХ СИСТЕМ

С. В. Костин, А. Г. Струнина, В. В. Барзыкин
(Черноголовка)

Обеспечение устойчивости волны горения при переходе через границу раздела безгазовых систем необходимо для решения важной практической задачи: сокращения времени переходного процесса и повышения предела по горению комбинированного заряда. В работе [1] проведено обобщение результатов исследований переходных процессов методом, основанным на анализе соотношений запасов тепла во фронте горения воспламеняющей и поджигаемой систем, необходимых для их стационарного горения, и соответствующих этим фронтам плотностей тепловых потоков. Однако сложность учета динамических изменений в ходе всего переходного процесса¹ не позволила дать законченное описание устойчивости волны горения на всем его протяжении и предложить критерии для оценки устойчивости волны при произвольных сочетаниях теплофизических и энергокинетических параметров реагирующих систем. В [2—4] теоретически исследовалась устойчивость волны горения комбинированного заряда на стадии зажигания. При этом предполагалось равенство теплофизических параметров контактирующих систем и отсутствие теплообмена с окружающей средой [3], равенство теплофизических параметров при наличии теплообмена [2] либо температура на границе раздела к моменту полного выгорания воспламенителя считалась известной [4].

¹ Согласно [2], в переходном процессе горения можно выделить три этапа: 1 — подход волны горения воспламенителя к границе раздела, 2 — зажигание, 3 — развитие переходного процесса в поджигаемой системе.

Ниже представлены результаты теоретического исследования устойчивости волны горения на всех трех этапах переходного процесса для безгазовых систем с различными теплофизическими параметрами в адиабатических условиях. Получены критерии, позволяющие оценить условия реализации устойчивости волны горения. Исследование проводилось численным решением системы уравнений [5], отвечающей рассматриваемой модели, и приближенным анализом инициирования методом «критического условия» [6]. Вид функции $\varphi(\eta)$ [5], определяющей зависимость скорости тепловыделения от глубины превращения η , варьировался заданием кинетических параметров. Область изменения параметров задачи ограничивалась с целью обеспечения стационарного горения в установившемся режиме для каждой из контактирующих систем комбинированного заряда [7–9].

При подходе фронта экзотермической реакции к границе раздела тепловой поток от фронта в глубь реагирующей системы существенно зависит от соотношения теплофизических параметров контактируемых систем: коэффициентов теплопроводности λ_i , плотностей ρ_i , теплоемкостей c_i ($i=1; 2$ для воспламенительной и поджигаемой систем соответственно). В свою очередь, теплопровод из фронта реакции влияет на скорость и температуру горения воспламенительной системы. На основании результатов численного решения системы уравнений [5] на БЭСМ-6 удалось установить, что характер нестационарного протекания горения перед границей раздела определяется соотношением тепловых активностей систем $b = \sqrt{\lambda_1 c_1 \rho_1 / \lambda_2 c_2 \rho_2}$. Если $b > 1$, то температура и скорость горения нарастают по мере приближения фронта реакции к поджигаемой системе. Наоборот, при $b < 1$ температура и скорость горения снижаются. Причем существует такое $b = b_{кр} < 1$, ниже которого происходит срыв горения (потухание) воспламенителя. При этом наблюдается резкое падение скорости перемещения зоны реакции и тепловыделения в ней. Расчеты показали, что дальнейший прогрев несгоревшей части воспламенителя и поджигаемой системы тепловым потоком от продуктов горения происходит практически по законам инертного теплообмена. Возобновление горения возможно по истечении времени, необходимого для прогрева исходного вещества на достаточную глубину.

Численное решение системы уравнений для широкого диапазона значений параметров, входящих в них, позволило установить величину температуры на границе раздела в момент достижения ее фронтом реакции при условии отсутствия зажигания тепловым потоком от фронта еще продолжающего гореть воспламенителя:

$$T_* \approx \frac{2b}{1+b} (T_1 - T_0) + T_0 \quad (b \geq 1), \quad (1)$$

где T_* , T_1 , T_0 — температуры на границе раздела в момент достижения ее фронтом реакции, во фронте стационарно горящего воспламенителя (соответствует максимуму функции тепловыделения) и начальная.

Функциональная зависимость (1) подобрана по результатам численного счета (погрешность не превышала 10% от истинного значения) для параболического и экспоненциального законов торможения [10] при параметрах, отвечающих условию устойчивости стационарного горения [7–9], и применима в области, расположенной выше линии AD на рис. 1. Диапазон значений b , лежащих в этой области, зависит от степени удаленности от предела устойчивости стационарного горения вос-

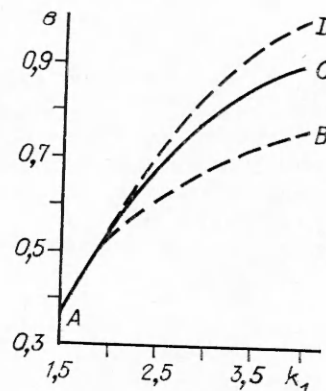


Рис. 1. Зависимость критической величины отношения тепловых активностей систем от K_1 .

пламенителя, характеризуемой параметром K_1 [8]. В общем случае $K_1 = \partial \ln v_1 / \partial T_0 \cdot (T_1 - T_0)$ (здесь v_1 — скорость фронта). Температурный коэффициент $\partial \ln v_1 / \partial T_0$ определяется из приближенных формул для скорости горения.

Как показали численные расчеты, минимальная температура во фронте реакции, достигающем границу раздела без срыва горения,

$$T_{кр} \approx T_1 - \frac{RT_1^2}{E_1} \left(i + \frac{RT_1}{E_1} \right)^{-1}, \quad (2)$$

где R — газовая постоянная; E_1 — энергия активации. Тогда из выражений (1) и (2)

$$b_{кр} = \frac{T_{кр} - T_0}{2T_1 - T_{кр} - T_0}. \quad (3)$$

Величину $b_{кр}$ можно связать с параметром K_1 , например, для «узких» зон реакций

$$K_1 = \frac{E_1(T_1 - T_0)}{2RT_1^2} + 1 - \frac{T_0}{T_1}$$

и из (2) и (3) следует

$$b_{кр} \approx (K_1 - 1) / K_1. \quad (4)$$

Формула (4) дает связь критического соотношения тепловых активностей систем с энергетическими параметрами воспламенителя. Эта зависимость представлена на рис. 1 линией AB . Формула (4) справедлива лишь при $K_1 < 2$, где применимо выражение (1). Зависимость $b_{кр}$ для произвольных значений K_1 , соответствующих области устойчивости стационарного горения [8], получена численным счетом и представлена на рис. 1 линией AC .

Для анализа следующего этапа переходного процесса — зажигания — помимо температуры на границе раздела, необходимо знать тепловой поток в поджигаемую систему при различном соотношении теплофизических параметров контактируемых систем. Численным решением установлено, что если коэффициенты теплопроводности и плотности контактируемых систем различны ($\lambda_1 \neq \lambda_2$, $\rho_1 \neq \rho_2$, но $b > b_{кр}$), а все остальные параметры равны между собой, то зажигание реализуется в момент достижения границы раздела фронтом реакции воспламенителя. Пользуясь методом «критического условия» [6], можно найти тепловой поток q_* в поджигаемую систему (без учета тепловыделения в ней) к моменту завершения горения воспламенителя. Для этого решается обратная задача: искомое значение q_* определяется из факта наличия зажигания. Следовательно, тепловой поток в поджигаемую систему нужно приравнять к тепловыделению в ней [6]:

$$q_* = \int_{x_0}^{\infty} Q_2 \rho_2 k_2 \varphi_2(\eta) \exp\left(-\frac{E_2}{RT}\right) dx.$$

Здесь Q — тепловой эффект; k — предэкспонент; x_0 — координата границы раздела.

Численные расчеты показали: глубины превращения, соответствующие максимумам функций тепловыделения при зажигании и устойчивом горении поджигаемой системы, равны. Тогда, применив метод Лапласа для оценки интегралов с учетом слабого изменения $\varphi_2(\eta)$ по сравнению с экспоненциальным членом на участке $x_0 < x < \infty$, получим

$$q_* |_{c_1=c_2} \approx \left[\sqrt{\frac{\pi}{2}} \lambda_2 Q_2 \rho_2 k_2 \varphi_2(\eta_2) \exp\left(-\frac{E_2}{RT_*}\right) \frac{RT_*^2}{E_2} \right]^{1/2}.$$

Поскольку параметры контактируемых систем, за исключением λ_i и ρ_i ,

равны, имеем

$$q_* |_{c_1=c_2} \approx \left[\sqrt{\frac{\pi}{2}} \lambda_2 \rho_2 Q_1 k_1 \varphi_1(\eta_1) \exp\left(-\frac{E_1}{RT_*} \frac{RT_*^2}{E_1}\right) \right]^{1/2}.$$

Далее свяжем кинетические параметры со скоростью стационарного горения v_1 , воспользовавшись для этого условием зажигания, когда абсолютно все параметры контактируемых систем равны между собой:

$$c_1 \rho_1 (T_1 - T_0) v_1 \approx \left[\sqrt{\frac{\pi}{2}} \lambda_1 Q_1 \rho_1 k_1 \varphi_1(\eta_1) \exp\left(\frac{E_1}{RT_1} \frac{RT_1^2}{E_1}\right) \right]^{1/2}.$$

Здесь в левой части равенства стоит тепловой поток из фронта горения воспламенителя.

Из двух последних выражений определяется поток q_* при $c_1 = c_2$. Численные расчеты показали, что при варьировании отношения теплоемкостей систем необходимо в выражении для q_* ввести дополнительный множитель $\sqrt{c_2/c_1}$. Тогда окончательно для произвольных λ_i , c_i , ρ_i получим

$$q_* = c_1 \rho_1 (T_1 - T_0) v_1 \frac{2}{1+b} \exp\left[-\frac{E_1(T_1 - T_*)}{2RT_1 T_*}\right], \quad (5)$$

T_* определяется из (1).

Особенность метода «критического условия» [6] — пренебрежение реакцией в поджигаемой системе вплоть до момента зажигания — позволила исключить из выражения (5) энергокинетические параметры поджигаемой системы. Это дает возможность использовать выражение (5) при анализе инициирования системы с произвольными параметрами. Для этого случая условие зажигания горящим воспламенителем имеет вид

$$q_* \leq \int_{x_0}^{\infty} Q_2 \rho_2 k_2 \varphi_2(\eta) \exp\left(-\frac{E_2}{RT}\right) dx.$$

Сделав оценку величины интеграла и связав кинетические параметры поджигаемой системы со скоростью ее стационарного горения аналогично тому, как это проделано выше, получим условие зажигания волной горения в виде

$$Z = \ln \sqrt{\frac{a_1 v_2}{a_2 v_1} - \frac{E_2(T_2 - T_1)}{2RT_2 T_1} - \frac{1-b}{4b} \frac{1}{\beta_1} \left[\frac{E_2}{E_1} - 1 \right]} > 0, \quad (6)$$

где $\beta_1 = RT_1/E_1$, $a_i = \lambda_i/c_i \rho_i$. Критерий Z — логарифм отношения скорости теплоприхода от химической реакции в поджигаемой системе к величине теплового потока от воспламенителя при $T = T_*$. При $Z \geq 0$ зажигание осуществляется тепловым потоком от горящего воспламенителя, в случае $Z < 0$ наблюдается срыв горения.

Из выражения (6), в частности, следует, что при $E_2 \neq E_1$ существует область значений параметров, в которой при варьировании b (например, за счет изменения давления прессования²) возможна смена характера инициирования, т. е. переход из области, где волна горения устойчива ($Z \geq 0$), в область неустойчивости ($Z < 0$). Такой случай рассмотрен на рис. 2, где приведено изменение скорости горения³ при переходе волны горения из воспламенительной ($x < x_0$) в поджигаемую систему ($x > x_0$) при различном отношении тепловых активностей. Параметры поджигаемой системы фиксированы, а у воспламенительной варьировались коэффициент теплопроводности и плотность. При $b = 2,74$

² Заметим, что при этом первый член в выражении (6) не меняется, поскольку $v_i \sim \sqrt{a_i}$ [10].

³ За скорость горения принималась скорость перемещения максимума функции тепловыделения.

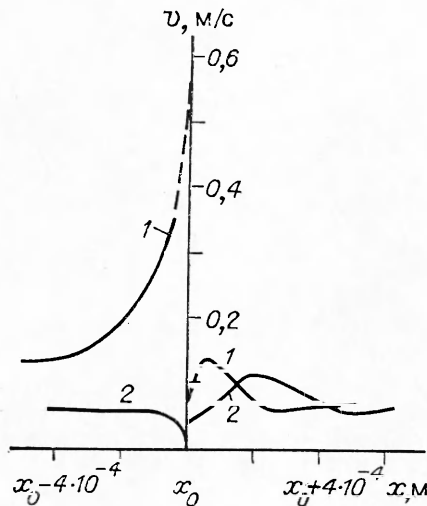


Рис. 2. Смена характера инициирования при варьировании теплофизических параметров; $E_1 = 20\ 000$ кал/моль, $E_2 = 40\ 000$ кал/моль, $T_1 = T_2 = 2800$ К.

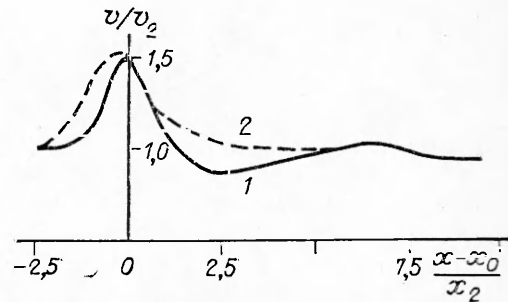


Рис. 3. Особенности развития переходного процесса горения.
1 — $K_2 = 3,8$, $Z = 0$, $b = 1,17$; 2 — $K_2 = 2,2$; $Z = 0$, $b = 2$.

($Z = 0,64$) зажигание осуществляется горящим воспламенителем (кривая 1). С момента зажигания одновременно перемещаются два максимума функций тепловыделения (скорости перемещения изображены штриховыми линиями): один в воспламенительной ($x < x_0$), другой — в поджигаемой ($x > x_0$) системах. С уменьшением тепловой активности воспламенителя изменяется знак критерия: при $b = 0,89$ ($b > b_{кр}$) $Z = -0,02$. На границе раздела наблюдается срыв горения с последующим его возобновлением (см. рис. 2, 2).

Следует отметить, что при $Z > 0$ область параметров, удовлетворяющих условию устойчивого горения перед границей раздела, расширяется: реализация зажигания поджигаемой системы упреждает срыв горения в воспламенительной.

Завершающий этап переходного процесса — выход горения подожженной системы на стационарный режим — может происходить монотонно или с затухающими колебаниями скорости и температуры горения. Анализ результатов численного счета показал, что для каждого начального отклонения температуры и скорости фронта подожженной системы от значений, соответствующих стационарному горению, амплитуда затухающих колебаний тем меньше, чем меньше $K_2 = \frac{\partial \ln v_2}{\partial T_0} (T_2 - T_0)$. На рис. 3 представлено изменение скорости фронта горения в поджигаемой системе $\left(\frac{x - x_0}{x_2} > 0, \text{ где } x_2 = \frac{a_2}{v_2} \right)$. Для удобства сравнения зависимости представлены в обезразмеренных координатах. Параметры контактирующих систем, за исключением λ_i и ρ_i , равны между собой. Относительная величина начального отклонения скорости v_* от стационарного значения v_2 в обоих вариантах расчета $(v_* - v_2)/v_2 = 0,5$, что достигалось варьированием параметра b за счет изменения λ_1 и ρ_1 . При $K_2 = 3,8$ выход на стационарный режим осуществляется с затухающими колебаниями скорости фронта, а при $K_2 = 2,2$ — практически монотонно. Минимальное значение скорости горения в переходном процессе при $K_2 = 2,2$ отличалось от стационарного лишь на 0,3%, хотя относительная величина начального отклонения температуры $\left| \frac{T_* - T_2}{T_2} \right|$ была даже больше.

Как показали расчеты, увеличение амплитуды начального отклонения скорости, температуры горения и параметра K_2 приводит к повышению продолжительности переходного процесса во времени и протяженности по длине образца.

Итак, в данной работе определена граница области срыва волны горения воспламенителя при подходе к поджигаемой системе; даны

оценки величин температуры и теплового потока на границе раздела систем к моменту завершения горения воспламенителя; найден критерий, определяющий характер инициирования при произвольном соотношении теплофизических параметров контактирующих систем. Численное решение рассматриваемой задачи подтвердило применимость полученного критерия при анализе процесса для широкого круга реальных значений параметров. На основании результатов численного счета качественно проанализирована устойчивость переходного процесса горения в поджигаемой системе.

В заключение необходимо отметить, что изменение эффективных значений теплофизических и кинетических параметров при нестационарном горении, несомненно, может отразиться на точности количественных оценок, сделанных на основании упрощенной модели [5]. Тем не менее полученные результаты позволяют проводить на феноменологическом уровне качественный анализ ряда основных закономерностей и определять область параметров, в которой с большой вероятностью можно ожидать оптимальные условия протекания процесса горения комбинационного заряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Струнина, В. В. Барзыкин. *Archivum combustion*, 1985, 5, 2, 191.
2. С. В. Костин, А. Г. Струнина, В. В. Барзыкин. *ФГВ*, 1986, 22, 1, 93.
3. А. Г. Струнина, И. И. Ваганова, В. В. Барзыкин. *ФГВ*, 1977, 13, 6, 835.
4. И. Г. Ассовский. Докл. АН СССР, 1980, 253, 1, 124.
5. А. Г. Струнина, А. Н. Фирсов, С. В. Костин. *ФГВ*, 1981, 17, 5, 24.
6. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1968, 178, 1.
7. К. Г. Шкадинский, Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. *ФГВ*, 1974, 7, 1, 19.
8. А. П. Алдушин, Т. М. Мартемьянова, А. Г. Мержанов и др. *ФГВ*, 1973, 9, 5, 613.
9. Г. М. Махвиладзе, Б. В. Новожилов. *ПМТФ*, 1971, 5, 51.
10. А. П. Алдушин, Т. М. Мартемьянова, А. Г. Мержанов и др. *ФГВ*, 1972, 8, 2, 202.

Поступила в редакцию 29/V 1986

ПРЕДЕЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА БЕЗГАЗОВОГО ГОРЕНИЯ ПРИ ТЕПЛОТДАЧЕ В СТЕНКИ

Ю. А. Коваленко

(Новосибирск)

Практическое осуществление технологических процессов в режиме безгазового горения в малых пространственных формах сопряжено с интенсивным теплообменом между горящей системой и элементами окружающей конструкции. Непосредственное использование теории пределов распространения пламени [1] в этом случае приводит к выводу о неограниченном росте критического поперечного размера системы с увеличением теплопотерь, что не соответствует действительности. При теплообмене на стенках фронт реакции искривляется из-за падения температуры горения по сечению. Зона реакции остается узкой, но изотермы пересекают ее под углом, увеличивающимся при приближении к стенке. Кроме того, при сильной теплоотдаче, как показывают эксперименты, у стенки остается непрореагировавшим тонкий слой состава, что является следствием сильного падения температуры. Теоретически условия образования этого слоя впервые получены в [2].

Некоторые данные по искривлению фронта и образованию негоревшего слоя, расширяющие представления о природе критических явлений при горении безгазовых и газообразных смесей, содержатся в работах [3—6]. В настоящей работе рассмотрены условия существования стационарного безгазового пламени при контакте твердофазной горящей системы с инертной твердой же конструкцией (ранее этот вопрос изучался