

О ПОГАСАНИИ ПОРОХА ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ДАВЛЕНИЯ

В. А. Фрост

(Москва)

Существующие теории нестационарных режимов горения порохов [1-6] используют зависимости массовой скорости горения m от давления p и начальной температуры заряда T_∞

$$m = m(p, T_\infty) \quad (0.1)$$

температуры поверхности заряда T_1 , точнее температуры на внутренней границе реакционной зоны в k -фазе T_{1p} , от скорости горения и давления или начальной температуры

$$T_1 = T_1(m, p) = T_1(m, T_\infty) \quad (0.2)$$

и иногда температуры ведущей пламенной стадии T_2 от скорости горения и давления

$$T_2 = T_2(m, p) \quad (0.3)$$

полученные в стационарных условиях.

Однако при нестационарных процессах параметры пороха могут принимать значения, выходящие за пределы интервалов, в которых зависимости (0.1) — (0.3) были получены экспериментально. Поэтому для описания процессов погасания и воспламенения необходимо эти зависимости дополнять критериями, определяющими их пределы применимости. Исключение представляет случай постоянной температуры поверхности пороха, рассмотренный Я. Б. Зельдовичем [1, 2]. В этом случае погасание проявляется как невозможность согласования распределения температур в газовой и k -фазе.

В настоящей работе установлен критерий погасания пламени в газовой фазе для случая, когда температура поверхности пороха зависит только от скорости горения.

$$T_1 = T_1(m) \quad (0.4)$$

Такая зависимость была отмечена Б. В. Новожиловым [7] и непосредственно получена в экспериментах с порохом Н. А. А. Зениным¹. Зависимость такого рода характерна для Q -модели [8], в которой предполагается, что разрушение поверхности пороха определяется глубиной превращения некоторой реакции, идущей в k -фазе. Для зависимости (0.2) общего вида ведущей стадией, по-видимому, является дымно-газовая зона.

Показано, что критерий погасания пламени при скачкообразном уменьшении давления и воспламенение пороха определяется закономерностями, аналогичными ранее полученным Я. Б. Зельдовичем для случая постоянной температуры поверхности пороха.

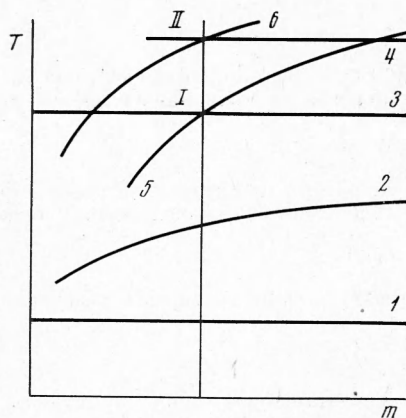
1. Для наглядного представления переходного режима горения пороха, происходящего при изменении давления, удобно, следуя [1], воспользоваться графическим изображением стационарных зависимостей (0.1) — (0.3) в виде зависимостей от массовой скорости горения (фиг. 1). Помимо зависимостей T_∞ , T_1 и T_2 (соответственно кривые 1—3) изображено также изменение максимально возможной температуры пламени $T_3 = (c_1 T_\infty + q_1 + q_2) / c_2$ (линия 4). Здесь q_1 , c_1 , q_2 и c_2 — тепловые эффекты и теплоемкости в k -фазе и газе соответственно. Кривые 1—4 построены для случая постоянной температуры заряда.

Для двух значений давления p и p^* построены также зависимости температуры пламени $T_2 = T_2(m, T_\infty)$ при переменной температуре заряда

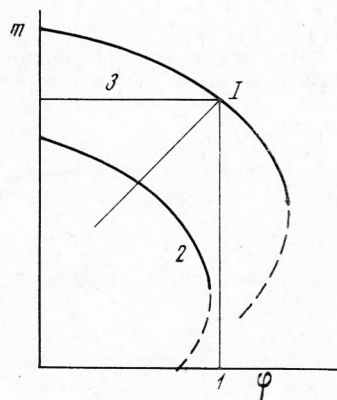
¹ Зенин А. А. Ин-т хим. физики. Докт. дисс., 1972.

(кривые 5 и 6 соответственно), которые можно рассматривать как закономерности горения в газовой фазе у поверхности пороха. На этих кривых должны существовать предельные точки, соответствующие пределам устойчивости горения пороха, которые здесь не рассматриваются.

При мгновенном уменьшении давления от величины p до p^* процессы, происходящие в газовой фазе, следуя Я. Б. Зельдовичу, будем считать безынерционными. Это означает, что точка, изображающая процесс горения в газовой фазе, должна находиться на кривой 6. С другой стороны, в силу тепловой инерционности k -фазы скорость газификации на поверхности пороха, определяемая соотношением (0.4), остается неизменной.



Фиг. 1



Фиг. 2

Таким образом точка II , полученная пересечением кривой 6 и линии $m = \text{const}$, проходящей через начальную точку I , определяет условия у поверхности пороха сразу после уменьшения давления. Максимально возможная температура пламени у поверхности с температурой T_1 равна $T_3 = (c_1 T_1 + q_2) / c_2$. Поэтому если точка II находится выше кривой 4, то происходит погасание пламени у поверхности пороха. При этом скорость газификации превышает максимальную скорость горения в газовой фазе и пламя не может удержаться, у поверхности, оно сносится вниз по потоку. Другое наглядное изображение этого процесса можно получить в координатах $\varphi_1 = \partial T_1 / \partial x$, m (фиг. 2). Процесс, происходящий при мгновенном уменьшении давления при условии $T_1 = \text{const}$ [2], изображается в этих координатах линией $\varphi_1 = \text{const}$, проходящей через исходную точку I . Погасание соответствует уменьшению давления до уровня, при котором отсутствует пересечение кривой, соответствующей стационарному горению при давлении p^* . Здесь и ниже звездочкой обозначены критические значения.

В рассматриваемом случае процесс изображает линия $m = \text{const}$ — прямая 3, и погасание происходит также в том случае, когда отсутствует пересечение этой линии с кривой 2. Заметим, что вблизи точки $\varphi_1 = 0$ стационарное горение неустойчиво [1] и погасание может наступить при меньшем изменении давления, чем это следует из условия $\varphi_1^* = 0$.

2. Для критического значения давления p^* , при котором происходит гашение пламени, выполняется следующее равенство:

$$m(T_3, p^*) = m(T_2^\circ, p) \quad (2.1)$$

Здесь градусом отмечено стационарное значение. Используя соотношение (0.1) и (0.2) в виде

$$m = A_2 p^\nu \exp(-E_2 / RT_2) \quad (2.2)$$

$$m = A_1 \exp(-E_1 / RT_1) \quad (2.3)$$

а также

$$T_2^\circ = (c_1 T_1 + q_2) / c_2 - \rho \kappa_2 \Phi_2 / m \quad (2.4)$$

$$T_3 = (c_1 T_1 + q_2) / c_2 \quad (2.5)$$

$$T_1^\circ = T_\infty + q_1 / c_1 + \rho \kappa_1 \Phi_1 / m \quad (2.6)$$

(здесь ρ — плотность вещества, κ — коэффициент температуропроводности), получим

$$(p^* / p)^\nu = \exp(-E_2 (1 / T_2^\circ - 1 / T_3) / R) \approx \exp(-E_2 / R (T_2^\circ)^2)$$

Используя определение

$$\beta = \left(\frac{\partial \ln u}{\partial T_\infty} \right)_p = E_2 \frac{\partial T_1}{\partial T_\infty} / R (T_2^\circ)^2$$

получим

$$(p^* / p)^\nu = \exp(-c_2 \beta (T_1^\circ - T_\infty - q_1 / c_1) / c_1) \quad (2.7)$$

соотношение, которое совпадает с результатом Я. Б. Зельдовича [1].

Если погасание пламени не произошло, то изменение скорости горения может быть рассчитано по теории Б. В. Новожилова [9], для чего необходимо только вместо величин T_1 и Φ_1 перейти к величинам T_{1p} и Φ_{1p} . Это можно сделать, если известен тепловой эффект реакции в k -фазе, используя зависимости (2.4) — (2.6) и аналогичные им соотношения, содержащие Φ_{1p} .

При конечной скорости изменения давления выполнение условия (2.1) может произойти не в начальный момент времени, а позднее. Следует отметить, что условие (2.1) есть условие погасания пламени у поверхности пороха, поэтому нельзя исключить возможности повторного воспламенения.

Условие устойчивости горения в модели Я. Б. Зельдовича $\partial \Phi_1 / \partial m < 0$ можно трактовать как существование отрицательной обратной связи, стабилизирующей малые отклонения величины Φ_1 от равновесного значения. Действительно, при случайном росте величины Φ_1 происходит падение температуры пламени, определяемое соотношением

$$T_2 = T_2^\circ + (\rho \kappa_1 \Phi_1 / m)^\circ - (\rho \kappa_1 \Phi_1 / m)$$

Это приводит к уменьшению скорости горения в газовой фазе, отодвиганию пламени от поверхности и уменьшению величины Φ_1 . Для модели горения, в которой выполняется соотношение (0.4), аналогичным критерием будет

$$\left(\frac{\partial m_1}{\partial T_1} \right)_p > \left(\frac{\partial m_2}{\partial T_1} \right)_p \quad (2.8)$$

Соотношение (2.8) означает, что при случайном увеличении температуры поверхности происходит такое изменение условий горения, при котором пламя удаляется от поверхности. Это происходит из-за того, что скорость газификации m_1 увеличивается сильнее чем скорость распространения пламени m_2 . Удаление пламени приводит к уменьшению величины Φ_1 и тем самым к уменьшению температуры поверхности. Используя соотношения (2.3), (2.4), (2.6) и определение величин β и $r = (\partial T_1 / \partial T_\infty)_p$,

критерий (2.8) можно преобразовать к виду

$$E_2 / RT_2^2 > r\beta c_2 / c_1$$

3. Рассмотрим возможные механизмы горения порохов, позволяющие объяснить различие переходных процессов при условии $\varphi_1 = \text{const}$ и $m = \text{const}$. Известно, что модели постоянной температуры поверхности [1,2] соответствует горение летучих составов, для которых скорость горения определяется испарением или другим типом фазового перехода. Главной особенностью такой модели является зависимость количества вещества, испаряющегося с поверхности, от величины теплового потока, приходящего на поверхность. Если l — теплота фазового перехода и λ — коэффициент теплопроводности, то

$$m = (\lambda_2 \varphi_2 - \lambda_1 \varphi_1) / l \quad (3.1)$$

Здесь индексы 1 и 2 относятся к величинам на поверхности со стороны k -фазы и газа соответственно. В силу тепловой инерции величина φ_1 меняется непрерывным образом даже при скачкообразном изменении скорости горения. Именно поэтому переходным процессом является процесс $\varphi_1 = \text{const}$.

Соотношение (3.1) в стационарных условиях может быть переписано с учетом того, что

$$\varphi_1 = m (T_1 - T_\infty) / \rho_1 \lambda_1 \quad (3.2)$$

в виде

$$m = \lambda_2 \varphi_2 / (l + c_1 (T_1 - T_\infty)) \quad (3.3)$$

При условии $T_1 = \text{const}$ соотношение (3.3) означает, что величина скорости горения зависит только от величины теплового потока.

Зависимость скорости горения только от температуры поверхности может наблюдаться, если скорость газификации k -фазы определяется степенью завершенности η некоторой химической реакции, идущей в k -фазе. Это предположение известно как Q -модель [8,10]. Пусть скорость химической реакции $W(T, \eta)$. Тогда величина $\eta = \eta^\circ$ на поверхности при стационарном горении определяется соотношением

$$\eta^\circ = \int_{-\infty}^t W(T(t'), \eta(t')) dt' \quad (3.4)$$

Здесь $T(t')$ и $\eta(t')$ — температура и глубина превращения в точке заряда, которая в момент времени t попадает на поверхность k -фазы. При этом пренебрегается диффузией в k -фазе.

Переходя к системе координат, связанной с поверхностью, получим соотношение для линейной скорости движения поверхности k -фазы

$$u = \int_{-\infty}^0 W(T(x), \eta(x)) dx / \eta^\circ \quad (3.5)$$

Сделаем предположение, что скорость химической реакции описывается аррениусовской зависимостью с большой энергией активации. Это эквивалентно предположению о безынерционности реакций в k -фазе, так как вся зона реагирования будет расположена в узкой зоне у поверхности пороха, где наблюдаются максимальные температуры. Вследствие сильной температурной зависимости скорости реакции можно пренебречь зависимостью последней от глубины превращения η . Используя разложение

экспоненты Д. А. Франк-Каменецкого и определяя величину φ_1 из соотношения (2.6), получим

$$u^2 = \frac{A_1 \kappa_1 R T_1^2 \exp(-E_1 / RT_1)}{\eta^0 E_1 (T_1 - T_\infty - q_1 / c_1)} \quad (3.6)$$

В этом соотношении определяющей является зависимость скорости горения от температуры поверхности, зависимость от начальной температуры и теплового эффекта мало заметна.

Пусть в нестационарных условиях глубина реагирования остается постоянной (заметим аналогию с предположением Я. Б. Зельдовича о постоянстве температуры поверхности), тогда скорость горения определяется как скорость движения поверхности

$$\eta(x, t) = \eta^0, \text{ т. е. } u = - \frac{\partial \eta}{\partial t} / \frac{\partial \eta}{\partial x}$$

Здесь производные необходимо вычислять в лабораторной системе координат. Следовательно

$$\partial \eta / \partial t = W(T, \eta)$$

а величина $\partial \eta / \partial x$ определяется из решения уравнения сохранения вещества. При заданном распределении $\eta(x, 0)$ и граничном условии $\eta(0, t) = \eta^0$ в силу инерционности величина η меняется непрерывным образом. Это означает непрерывность скорости горения.

Из положения кривых 1 и 3 (фиг. 2) следует, что в общем случае (зависимость (0.2) для температуры поверхности) переходный процесс развивается по линии, занимающей промежуточное положение. В этом случае прекращение горения маловероятно. Этот случай соответствует, по видимому, горению в условиях, когда зоной, определяющей процесс, является дымо-газовая зона. Важнейшим обстоятельством в этом случае является непрерывность распределения параметров по зоне горения. Это полностью аналогично случаю ламинарного горения газов, при котором для получения гашения необходимо рассматривать потери тепла от фронта пламени. При использовании стационарных зависимостей таких потерь нет, и, следовательно, гашение не происходит.

4. Применение соотношения (3.4) возможно также для описания процесса воспламенения пороха при заданных закономерностях для внешнего потока тепла на поверхность k -фазы. В этом случае газификация на поверхности начинается только по достижении необходимой глубины превращения на поверхности пороха. При быстром нагреве температура поверхности в момент начала газификации будет выше, чем при медленном. Если после начала газификации поток тепла не уменьшится из-за оттока газов от поверхности, то может быть получена настолько большая скорость газификации, что пламя у поверхности пороха не возникает. Критическим условием по-прежнему будет условие (2.1), которое удобно представить в виде

$$m(T_3, p) = m^*$$

Таким образом, рассматриваемая модель горения, несмотря на существенное отличие зависимости (0.4) от предположения Я. Б. Зельдовича, обладает свойствами, близкими к свойствам модели с постоянной температурой поверхности [11].

В заключение автор благодарит А. Г. Истратова, В. Б. Либровича, Г. М. Махвиладзе, Б. В. Новожилова и В. Л. Юмашева за обсуждение работы.

Поступила 2 II 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. З е л ь д о в и ч Я. Б. К теории горения порохов и взрывчатых веществ. ЖЭТФ, 1942, т. 12, № 11, 12.
2. З е л ь д о в и ч Я. Б. О скорости горения пороха при переменном давлении. ПМТФ, 1964, № 3.
3. Н о в о ж и л о в Б. В. Критерий устойчивости стационарного режима горения пороха. ПМТФ, 1965, № 4.
4. Н о в и к о в С. С., Р ы з а н ц е в Ю. С. Об акустической проводимости горячей поверхности конденсированных систем. ПМТФ, 1964, № 6.
5. Г о с т и н ц е в Ю. А., С у х а н о в Л. А., П о х и л П. Ф. К теории нестационарного горения пороха. Горение при гармонически меняющемся давлении. ПМТФ, 1971, № 5.
6. И с т р а т о в А. Г., Л и б р о в и ч В. Б. Об устойчивости горения пороха. ПМТФ 1964, № 5.
7. Н о в о ж и л о в Б. В. Линейные нестационарные эффекты — источник информации о кинетике реакций на поверхности твердого топлива. II Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Автореферат докл., Ереван, 1968, Черноголовка, 1969, стр. 59.
8. Н о в и к о в С. С., Р ы з а н ц е в Ю. С. Анализ математических моделей горения конденсированной фазы. Докл. АН СССР, 1964, т. 154, № 5.
9. Н о в о ж и л о в Б. В. Теория нестационарного горения гомогенных порохов. Физика горения и взрыва, 1968, т. 4, № 4.
10. Н о в и к о в С. С., Р ы з а н ц е в Ю. С. К теории устойчивости горения порохов, ПМТФ, 1965, № 1.
11. Л и б р о в и ч В. Б. О воспламенении порохов и взрывчатых веществ. ПМТФ, 1963, № 6.