

Очевидно, что положение пограничных кривых на рис. 1 будет в значительной мере зависеть от заданной величины допускаемой ошибки в определении плотности $\delta\rho$. В табл. 2 приводятся координаты соответствующих кривых, вычисленные при $\delta\rho=0,2\%$. Данные табл. 1 и 2 позволяют приближенно определить координаты пограничных кривых при заданных значениях $\delta\rho$ в пределах от 0,2 до $\sim 5\%$ методом линейной интерполяции.

Поступила в редакцию
20/VII 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Боголюбов. Проблемы динамической теории в статистической физике. М., Гостехиздат, 1946.
2. Дж. Майер, Н. Гипперт-Майер. Статистическая механика. М., ИЛ, 1952.
3. Дж. Гиршфельдер, Ч. Кертис, Р. Берд. Молекулярная теория газов и жидкостей. М., ИЛ, 1961.
4. А. А. Антанович, Г. Я. Савельев, М. А. Плотников. ИФЖ, 1968, 15, 2 335.
5. J. A. Barker, P. J. Leonard, A. J. Rompe. J. Chem. Phys., 1966, 44, 11.
6. А. А. Антанович, М. А. Плотников, Г. Я. Савельев. ПМТФ, 1969, 3.
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Статистическая физика. Гостехиздат, 1951.
8. J. S. Rowlinson. Molekylar Physic, 1963—64, 7, 4.
9. Д. С. Циклис, Е. В. Поляков. ЖФХ, 1967, 41, 12.

УДК 536.468

ТЕОРИЯ ГОРЕНИЯ ЗАПОЛНЕННЫХ ЖИДКОСТЬЮ ПОРИСТЫХ ВВ

А. Д. Марголин, В. М. Маргулис, Н. В. Соловьев
(Москва)

При горении пористых ВВ, заполненных инертной жидкостью, наблюдаются два режима горения [1]: ламинарный или турбулентный. В турбулентном режиме пламя проникает внутрь пористого заряда, а жидкость выбрасывается из пор. Скорость турбулентного горения во много раз превышает ламинарную. Турбулентное горение наблюдается также при горении двухфазных зарядов, состоящих из зерен окислителя, промежутки между которыми заполнены жидким горючим [1].

В настоящей работе проводятся экспериментальное и теоретическое исследования горения простейшей модели пористого заряда — щелевого заряда, состоящего из двух плоскопараллельных пластин, между которыми налита жидкость. Одна из пластин (или обе) из пороха. При нормальном горении жидкость препятствует проникновению пламени в зазор и пластина пороха сгорает с торца. При определенных условиях плоская поверхность жидкости становится неустойчивой, на ней возникают волны, образуются капли и струи, уносящиеся потоком продуктов сгорания. Обнажающиеся свежие участки пластины пороха воспламеняются, и горение распространяется в глубь щели. Описанная картина напоминает турбулентное горение жидких ВВ с той разницей, что источником

энергии в данном случае служит горение обнаженной части боковой поверхности щели, а не горящая поверхность жидкого ВВ. Теорию турбулентного горения щелевого заряда пороха, заполненного жидкостью, построим аналогично теории турбулентного горения жидких ВВ [2].

Принимается следующая модель турбулентного горения. Пульсации продуктов сгорания, по порядку величины равные средней скорости движения газа, вызывают пульсации жидкости. Обнажающаяся поверхность пластин мгновенно загорается. Скорость турбулентного горения в первом приближении равна пульсационной скорости движения жидкости. При переходе турбулентного движения из газа в жидкость сохраняются пульсации давления (а не скорости), поэтому граничное условие на горячей поверхности напомним в виде

$$\rho_1 v_1^2 = \rho_0 \omega^2 + k_1 \frac{\alpha}{\lambda} + k_2 \rho_0 g \lambda + k_3 \frac{\eta \omega \lambda}{\delta^2}, \quad (1)$$

где ω — пульсационная скорость в жидкости; v_1 — пульсационная скорость газа; ρ_0 — плотность жидкости; ρ_1 — плотность газа; λ — масштаб турбулентности; α — коэффициент поверхностного натяжения; g — ускорение силы тяжести; η — вязкость жидкости; δ — ширина зазора щели; k_1, k_2, k_3 — коэффициенты порядка единицы.

Пульсационная скорость движения газа, имеющего масштаб λ , пропорциональна скорости движения газа на этом расстоянии от поверхности, т. е.

$$v_1 = k_0 \frac{(\rho_2 u_2)}{\rho_1} \cdot \frac{\lambda}{\delta}, \quad (2)$$

где k_0 — коэффициент; $\rho_2 u_2 = I$ — массовая скорость горения пороха. Подставив формулу (2) в уравнение (1), получим

$$n^2 \left(\frac{k_0 \lambda}{\delta} \right)^2 \frac{I^2}{\rho_1} = \rho_0 \omega^2 + k_1 \frac{\alpha}{\lambda} + k_2 \rho_0 g \lambda + k_3 \frac{\eta \omega \lambda}{\delta^2}, \quad (3)$$

где $n = 1$ или 2 — количество пластин пороха.

Реально имеется целый спектр пульсаций.

Развитие пульсаций с различной длиной волны λ происходит с различной скоростью. Скорость турбулентного горения определяется в первую очередь пульсациями, которые развиваются с максимальной скоростью. Анализ уравнения (3) показывает, что при росте λ пульсационная скорость непрерывно увеличивается, поэтому наиболее существенны для наших исследований пульсации с наибольшей длиной волны, т. е. $\lambda \simeq L$, где L — ширина щели. Подставив L вместо λ в уравнение (3), получим квадратное уравнение относительно ω , из которого легко найти ω в функции давления, размеров щели и скорости горения пороха. Критическое условие возникновения турбулентного горения находится из уравнения (3) при $\lambda = L$ и $\omega = 0$.

При достаточно большом диаметре заряда L

$$L \gg \sqrt{\frac{\alpha k_1}{\rho_0 g k_2}} \quad (4)$$

(условие (4) выполняется при $L > 5$ мм) выражение для границы перехода от ламинарного к турбулентному режиму горения имеет вид

$$\frac{n^2 I^2}{\rho_1} = \frac{k_2}{k_0^2} \frac{\rho_0 g \delta^2}{L} \quad (5)$$

Подставив в выражение (5) $I = B p^v$ и $\rho_1 = a p$, получим критическое давление перехода

$$p = \left[\frac{a k_2 \rho_0 g \delta^2}{B^2 k_0^2 n^2} \right]^{\frac{1}{2v-1}}. \quad (6)$$

В решении уравнения (3) можно выделить два предельных случая. В случае относительно небольших скоростей турбулентного горения последний член в правой части уравнения (3) значительно превышает первый, т. е. вязкие силы больше инерционных:

$$w = A \frac{L I^2 n^2}{\eta \rho_1} - C \frac{\rho_0 g \delta^2}{\eta} \quad (7)$$

при

$$\frac{k_0}{k_3} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_1} \frac{\delta I n}{\eta}} < 1. \quad (8)$$

Здесь

$$A = \frac{k_0^2}{k_3}; \quad C = \frac{k_2}{k_3}.$$

Если можно пренебречь вязкими силами по сравнению с инерционными и гравитационными в случае очень больших скоростей турбулентного горения, то

$$w = k_0 I \frac{L n}{\delta \sqrt{\rho_1 \rho_0}} \quad (9)$$

при

$$\frac{k_0}{k_3} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_1} \frac{\delta I n}{\eta}} > 1 \quad \text{и} \quad \frac{k_0^2 L I^2 n^2}{k_2 \rho_1 \rho_0 g \delta^2} > 1. \quad (10)$$

Опыты проводились в бомбе постоянного давления в атмосфере азота. Заряд состоял из двух плоскопараллельных пластин, между которыми наливалась жидкость. Одна из пластин была из пороха, а вторая из плексигласа, через который производилась киносъемка или запись на фоторегистр. Ширина пластин была от 10 до 37 мм, высота 60 мм, толщина 2 мм, зазор между пластинами 0,1—0,8 мм. Опыты показали, что горение заряда может проходить как в нормальном режиме, когда наличие щели, заполненной жидкостью, не влияет на скорость горения заряда, так и в турбулентном режиме, когда скорость распространения пламени во много раз превышает нормальную скорость.

Киносъемка и фоторегистрация показали, что в одинаковых условиях опытов величина турбулентной скорости повторяется от опыта к опыту и не зависит от длины заряда.

На рис. 1 показана зависимость скорости горения щелевого заряда от давления нитроглицеринового пороха ($Q=1050$ кал/г, $u_2 = 0,47 p^{0,75}$ см/сек при $1 \text{ кг/см}^2 <$

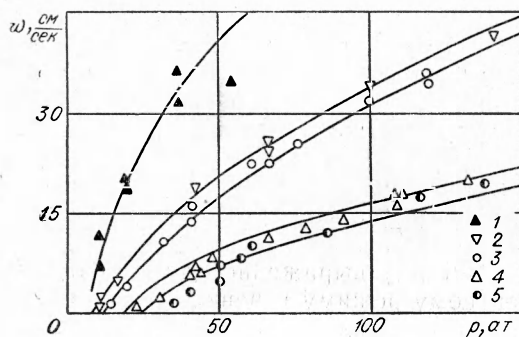


Рис. 1. Зависимость скорости турбулентного горения щелевого заряда от давления.
1 — $L=37$ мм, $\delta=0,3$; 2 — $L=20$ мм, $\delta=0,2$; 3 — $L=20$ мм, $\delta=0,37$; 4 — $L=10$ мм, $\delta=0,2$; 5 — $L=10$ мм, $\delta=0,37$.

$< p < 150 \text{ кг/см}^2$) от давления в бомбе. Зазор между пластинами заполнялся водой.

Анализ результатов показывает, что в опытах всегда выполнялось условие (8), поэтому с экспериментом надо сравнивать теоретическое значение скорости горения, вычисляемое по формуле (7) при $n=1$. На графике приведены экспериментальные точки и теоретические кривые, вычисленные по формуле (7). Видно, что ход кривых и значения критического давления удовлетворительно описывают эксперимент. Постоянные коэффициенты A и C определялись следующим образом. В соответствии с уравнением (7) все экспериментальные результаты, отложенные на рис. 2 в безразмерных координатах $\frac{\omega \eta}{\rho_0 g \delta^2}$ и $\frac{L I^2}{\rho_1 \rho_1 g \delta^2}$, легли на одну прямую линию. Коэффициент A равен тангенсу угла наклона

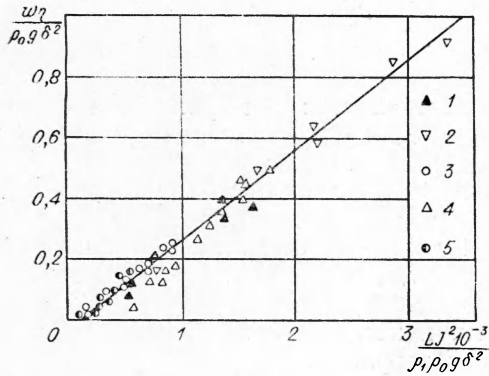


Рис. 2. Обобщенная кривая для скорости турбулентного горения щелевых зарядов (обозначения см. на рис. 1).

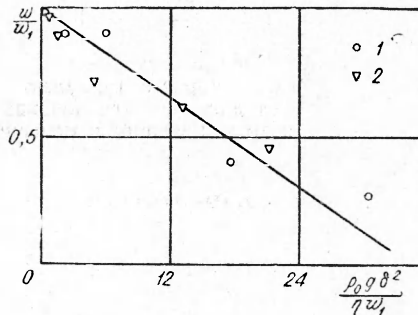


Рис. 3. Зависимость скорости турбулентного горения от зазора щели. 1 — $L=10 \text{ мм}$, $p=100 \text{ ат}$; 2 — $L=20 \text{ мм}$, $p=60 \text{ ат}$.

прямой. Вычисления дают величину $A=3 \cdot 10^{-4}$. Коэффициент C определяется величиной отрезка, отсекаемой прямой на оси ординат, и равен $3 \cdot 10^{-2}$.

Увеличение величины зазора щели (рис. 3), увеличение вязкости жидкости (рис. 4) приводят к уменьшению скорости турбулентного горения, а увеличение ширины щели (рис. 5) — к росту скорости. На рис. 3—5 точки — эксперимент, линии — расчет по формуле (7); на рис. 3 ω_1 — скорость при $\delta=0,1 \text{ мм}$, на рис. 4 $\omega_{\eta=1}$ — скорость при вязкости

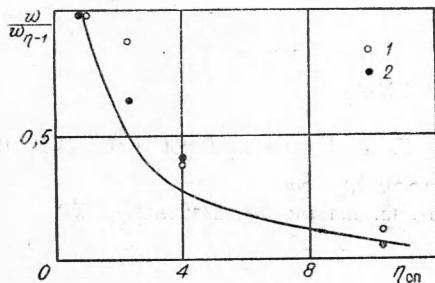


Рис. 4. Зависимость скорости турбулентного горения от вязкости, заполняющей зазор жидкости ($L=20 \text{ мм}$). 1 — $\delta=0,4$, $p=45 \text{ ат}$; 2 — $\delta=0,2$; $p=60 \text{ ат}$.

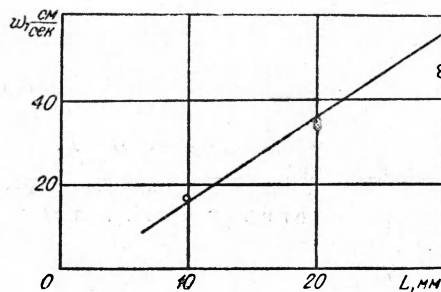


Рис. 5. Зависимость скорости турбулентного горения от ширины щели ($\delta=0,37$, $p=120 \text{ ат}$).

жидкости 1 *смз*. Вязкость жидкости повышалась путем добавления в воду глицерина.

Из анализа уравнений (3) и (7) следует, что при горении шелевых зарядов пороха с $\nu > 0,5$ турбулентный режим горения наступает, когда давление превышает критическую величину. При дальнейшем росте давления происходит увеличение скорости турбулентного горения. Эти выводы подтверждены экспериментом (см. рис. 1). Если же $\nu < 0,5$, то теория предсказывает, что турбулентный режим должен наступать при снижении давления ниже критической величины и скорость турбулентного горения должна увеличиваться при уменьшении давления. Этот вывод теории был проверен экспериментально.

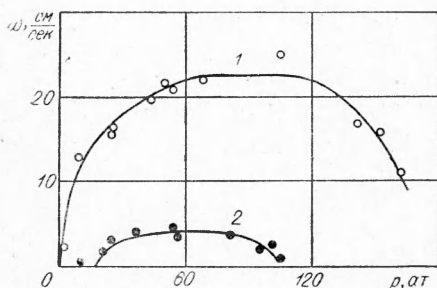


Рис. 6. Экспериментальные кривые зависимости скорости турбулентного горения от давления для порохов с переменным ν , большим и меньшим 0,5.

На рис. 6 приведены зависимости скорости горения шелевого заряда от давления. Кривая 1 относится к пороху, скорость горения которого определяется выражением $u_2 = 0,56 p^{0,28}$ см/сек при $10 \text{ ат} < p < 140 \text{ ат}$, кривая 2 — к пороху с $u_2 = 0,32 p^{0,17}$ см/сек при $15 \text{ ат} < p < 140 \text{ ат}$. В интервале давлений от 1 до 10—15 атм величина ν изменялась от 1 до 0,28 для первого пороха и от 0,8 до 0,17 для второго.

Экспериментальные зависимости, приведенные на графике рис. 6, качественно сгласуются с выводами теории. При низких давлениях, поскольку $\nu > 0,5$, происходит рост скорости турбулентного горения с увеличением давления, при больших давлениях ($\nu < 0,5$) турбулентное горение затухает с увеличением давления.

В опытах измеренные величины турбулентной скорости были ниже вычисленных значений. Это объясняется тем, что щель заполнялась керосином, который в отличие от воды смачивает порох. Поэтому на поверхности пороха образуется экранирующая жидкая пленка, толщина которой зависит от скорости движения жидкости и ее параметров [3], что приводит к снижению скорости турбулентного горения [1]. Проверочные эксперименты показали, что во всех случаях, когда несмачивающая жидкость, заполняющая щель, была замещена смачивающей (керосин, спирт), наблюдалось уменьшение скорости турбулентного горения в несколько раз.

Авторы благодарят А. И. Ларина за участие в эксперименте.

Поступила в редакцию
25/IX 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Д. Марголин, В. М. Маргулис, П. Ф. Похил. Докл. АН СССР, 1969, 184, 6, 1357.
2. А. Д. Марголин. Докт. дисс. ИХФ АН СССР. М., 1968.
3. В. Г. Левич. Физико-химическая гидродинамика. М., Физматиздат, 1959.