

**ГРАНИЦЫ ПРИМЕНИМОСТИ МОДЕЛИ
СТАЦИОНАРНОГО ГОРЕНИЯ
ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ИНИЦИИРОВАНИЯ ВВ**

С. Г. Андреев, А. Н. Исаев, В. С. Соловьев, А. И. Чернов
(Москва)

В последнее время накоплен достаточный экспериментальный материал по инициированию детонации в гетерогенных системах. Анализ экспериментальных результатов и используемые при построении моделей кинетики подходы показывают, что не всегда удается добиться удовлетворительного согласия хотя бы в динамике перехода инициирующей ударной волны в детонационную. Это связано, по-видимому, с несовершенством развитых физических моделей процесса, в которых не учитывается один из существенных, а в ряде случаев и определяющих факторов, а именно прекращение или резкое замедление процесса при сбросе давления.

В настоящее время можно выделить два подхода к изучению процесса энергосвечения в гетерогенных ВВ. Первый сводится к выбору таких значений параметров постулированной модели разложения ВВ, которые обеспечивают требуемую точность совпадения численного решения с экспериментальными данными перехода инициирующей УВ в детонационную [1].

Второй подход заключается в количественном анализе регистраций профилей массовой скорости или давления от времени для различных лагранжевых координат исследуемого заряда ВВ, подверженного воздействию УВ. Решение уравнений, определяющих течение реагирующей среды, позволяет извлечь характеристики энергосвечения (разложения) [2, 3]. Существующие кинетики [1—3] (в том числе и восстанавливаемые по экспериментальным регистрограммам) инвариантны к знаку производной давления по времени dp/dt . При численном моделировании это приводит к тому, что химическое разложение, начавшись, постепенно распространяется на весь объем ВВ, что искажает физическую картину процессов, наблюдаемых при анализе экспериментов, для которых существует как резкий переход к детонационному режиму даже при больших размерах зарядов ВВ, так и «отказ», сопровождающийся разбросом частично прореагировавших фрагментов заряда. Кроме того, инвариантность к знаку производной существующих кинетик может служить причиной того, что численный расчет довольно хорошо описывает процесс выхода инициирующей ударной волны на детонационный режим, но не дает определения критических условий инициирования детонации.

В настоящее время нет опубликованных результатов численного расчета инициирования детонации, в которых были получены критические условия (для одномерных расчетов). Такое положение объясняется, в частности, тем, что на стадии выгорания ВВ в окрестности горячей точки применяется модель стационарного горения со скоростью, однозначно определяемой только давлением. Такой подход используется и при описании низкоскоростной детонации и других нестационарных режимов. Применение на этой стадии разложения ВВ теории нестационар-

ного горения [4, 5] позволит существенно уточнить модель очагового разложения ВВ при ударно-волновых нагрузках [6]. Однако значительным усовершенствованием применяемых моделей, особенно в случаях некоторых инженерных расчетов, будет установление границ скоростей изменения давлений сгорания очагов и границ градиентов температур в окрестностях очагов, допускающих использование модели стационарного горения на стадии горения ВВ в окрестности образовавшегося очага.

В настоящей работе на основе используемой теории стационарного горения устанавливаются граничные значения параметров очагового разложения ВВ. Применение модели стационарного горения позволяет качественно анализировать особенности разложения ВВ при его ударном нагружении.

Рассмотрим горение ВВ при давлениях, достаточно больших для того, чтобы скорость горения можно определить перемещением зоны конденсированного вещества, в которой за счет экзотермической реакции происходит нагрев до температуры кипения. Скорость горения u в этом случае определяется через температуру кипения T_k при заданном давлении p . В работе [7] показано, что с достаточной точностью u определяется из выражения

$$u(T_k) = \alpha(T_k - T_0)p^\nu, \quad (1)$$

где $\alpha(T_k - T_0) = \frac{T_k}{T_k - T_0} \frac{A^{1/2}}{c_p k^\nu} \sqrt{2\eta Q \frac{R}{E}}$; $\nu = E/2\lambda$; k — постоянная в за-

коне Клапейрона — Клаузиуса; $p = ke^{-\frac{\lambda}{RT_k}}$; T_0 — начальная температура; A — предэкспоненциальный множитель; c_p — удельная теплоемкость; Q — теплота реакции; E — энергия активации; λ — теплота испарения.

Предположим, что в конденсированном ВВ на границе раздела конденсированной и парогазовой фаз существует михельсоново распределение температур:

$$x = \frac{a}{u} \ln \frac{T_k - T_0}{T - T_0}, \quad (2)$$

где a — температуропроводность ВВ; x — расстояние от поверхности горения (раздела конденсированной и парогазовой фаз), на котором ВВ нагрето до температуры T . Из (2) получим значение температурного градиента $f = dT/dx$ на глубине x

$$f = -\frac{u}{a} (T_k - T_0) e^{-\frac{u}{a}x}.$$

Пусть после того как в ВВ, окружающем очаг воспламенения, установится горение со скоростью u_1 , соответствующей давлению p_1 , произойдет мгновенный сброс давления до значения $p_2 = p_1 - \Delta p$. Сброс давления принимается мгновенным в том смысле, что можно пренебречь изменением температурного поля в конденсированном ВВ за время изменения давления от p_1 до p_2 . Тогда часть слоя, прогретого по закону (2) до температур, больших температуры кипения T_k (согласно закону Клайперона — Клаузиуса) мгновенно вскипит. Толщина испарившегося слоя, согласно (2), находится по выражению

$$\delta = \frac{a}{u_1} \ln \frac{T_{k1} - T_0}{T_{k2} - T_0},$$

где u_1 и T_{k1} — скорость и температура поверхности горения, соответствующие давлению p_1 .

Таким образом, при сбросе давления мгновенно на расстоянии δ от прежнего фронта образуется новая поверхность раздела конденсированной и парогазовой фаз (рис. 1). Температура и температурный градиент в конденсированной фазе на этой поверхности:

$$T = T_{k2}, \quad f = f_2 = -u_1/a \cdot (T_{k2} - T_0). \quad (3)$$

При мгновенном вскипании слоя толщиной δ образовавшийся слой парагаза прогревается равномерно до температуры, много большей T_0 . При этом создаются условия для быстрого сгорания вскипевшего слоя, близкие к условиям адиабатического теплового взрыва. Поэтому можно предположить, что парагазовый слой мгновенно выгорает. На образовавшейся поверхности раздела фаз происходит срыв стационарного режима горения. Действительно, чтобы указанная поверхность с температурой T_2 была поверхностью стационарного режима горения, на ней должен существовать температурный градиент

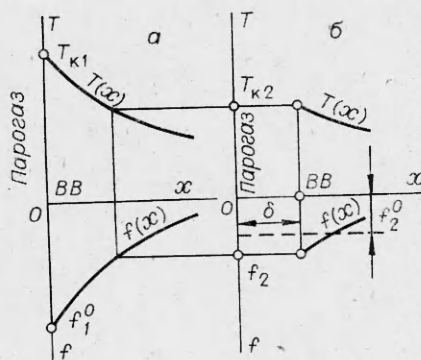


Рис. 1.

$$f_2^0 = -\frac{u_2^2}{\gamma} (T_{k2} - T_0) \quad (4)$$

(верхний индекс означает стационарный режим).

Из (1) следует $u_1 > u_2$, поэтому $f_2 > f_2^0$, что означает срыв стационарного горения. Повторное зажигание поверхности произойдет через время Δt , в течение которого температурный градиент уменьшается до значения, соответствующего условию стационарного горения. Чтобы получить нижнюю оценку Δt при $p_2 = \text{const}$, нужно предположить, что при сохраняющемся давлении температура поверхности имеет постоянное значение T_{k2} . Это равносильно пренебрежению толщиной слоя ВВ, испаряющегося за время Δt под действием теплового потока из парагазовой фазы.

При введенном допущении температурный градиент на поверхности раздела фаз меняется во времени по закону

$$f(\tau) = \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} = \frac{T_{k2} - T_0}{\sqrt{\pi a} \sqrt{\tau}},$$

причем в момент сброса давления до значения p_2 градиент f_2 соответствует значению параметра $\tau = \tau_2$:

$$\tau_2 = \frac{(T_{k2} - T_0)^2}{\pi a f_2^2}.$$

Если время после сброса давления обозначить Δt , то выражение для температурного градиента на поверхности будет иметь вид

$$f(\Delta t) = \frac{T_{k2} - T_0}{\sqrt{\pi a} \sqrt{\frac{(T_{k2} - T_0)^2}{\pi a f_2^2} + \Delta t}} \quad (5)$$

Определим время Δt , в течение которого температурный градиент $f(\Delta t)$ уменьшится до значения f_2^0 , удовлетворяющего условию стационарного горения. Для этого в (5) заменим $f(\Delta t)$ на f_2^0 :

$$\Delta t = \frac{(T_{k2} - T_0)^2}{\pi a} \left(\frac{1}{f_2^0{}^2} - \frac{1}{f_2^2} \right).$$

Подставляя значения параметров из (3) в (4), получим

$$\Delta t = \frac{a}{\pi} \left(\frac{1}{u_2^2} - \frac{1}{u_1^2} \right).$$

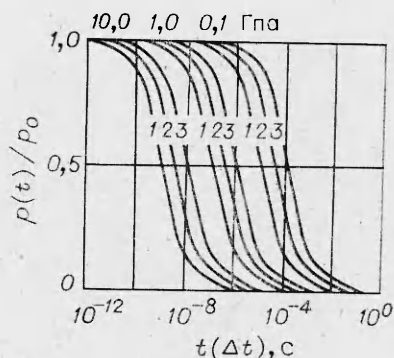


Рис. 2.

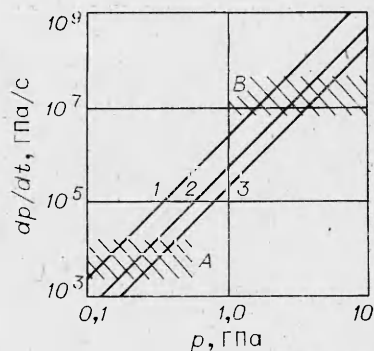


Рис. 3.

Учитывая, что в (1) $\alpha(T_k - T_0)$ значительно слабее зависит от давления, чем $p^{2\nu}$, положим $\alpha(p) = \text{const}$, тогда

$$\Delta t = \frac{a}{\pi \alpha^2} \frac{1}{p_1^{2\nu}} \left[\left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{2\nu} - 1 \right]. \quad (6)$$

Если в течение времени Δt после сброса давления от p_1 до p_2 не произойдет дальнейшего уменьшения давления, то по истечении указанного времени повторно воспламенится поверхность со «стационарной» скоростью горения, соответствующей давлению p_2 . Если за время, меньшее Δt , произойдет новый сброс давления, то ВВ не воспламенится — будет наблюдаться срыв горения. Условие срыва горения в форме (6) удобно для анализа очагового горения при ступенчатом изменении давления, что имеет практический смысл при инициировании ударом тонкой пластины.

Для получения критических условий срыва очагового горения при непрерывном изменении давления запишем (6) для предельного случая малых изменений давления и соответственно малых значений задержек повторного воспламенения. Подставляя в (6) $dt = \Delta t$, $dp = -\Delta p$ и $p = p_1$, получим

$$dt = a [1/(p + dp)^{2\nu} + 1/p^{2\nu}] / \pi \alpha^2.$$

Так как для ВВ ν близко к 1, то представляет интерес вид этого уравнения при $\nu = 1$:

$$dp/dt = -\pi \alpha^2 p^3 / 2a. \quad (7)$$

Значение $\pi \alpha^2 p^3 / 2a$ будем называть критической скоростью уменьшения давления. Обозначив начальное давление в момент сброса нагрузки на ВВ — p_0 , а Δt — время после начала уменьшения давления, получим выражение для критического профиля $p(t)$ понижения давления, приводящего к срыву горения:

$$t = \frac{a}{\pi \alpha^2} \frac{1}{p_0^2} \left[\left(\frac{p_0}{p(t)} \right)^2 - 1 \right]. \quad (8)$$

На рис. 2 изображены кривые, вычисленные по зависимости (8), определяющие предельные импульсы, которые можно ввести в ВВ после начала сброса давления при условии срыва реакции в очагах. Линии 1—3 построены соответственно для гексогена, тетрила и тротила. Если кривая разгрузки ВВ расположена правее соответствующей кривой критического профиля (или совпадает), то горение при этом идет со скоростью, «следящей» за давлением. В противном случае горение срывается.

Из рассмотрения (6) и (8) следует, что выражение (8) совпадает с зависимостью (6) — временем повторного воспламенения Δt от глубины p_2/p_1 однократного мгновенного (ступенчатого) сброса давления при $p_1 = p_0$.

На рис. 3 показана зависимость критической скорости сброса давления, приводящей к срыву горения от давления в момент начала его изменения. (Цифрами 1—3 обозначены линии для гексогена, тетрила, тротила соответственно.)

На рис. 2, 3 представлены результаты расчетов для гексогена, тетрила и тротила. Принято: $\nu = 1$ и коэффициент температуропроводности $a = 10^{-7}$ м²/с, коэффициент α в законе горения равен 10^{-9} , $0,5 \cdot 10^{-9}$ и $0,3 \cdot 10^{-9}$ м³/с (для гексогена, тетрила и тротила соответственно). На рис. 3 заштрихованы ориентировочные уровни скоростей сброса давлений, наблюдаемых в экспериментах по образованию

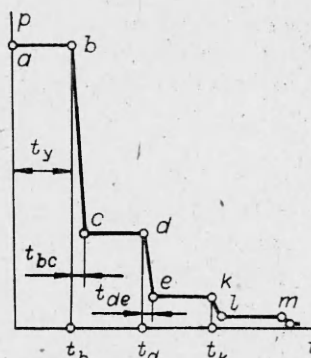


Рис. 4.

«замороженных» очагов реакции в ВВ [8] (диапазон с индексом *A*) и в опытах по инициированию детонации в ВВ ступенчатыми и «треугольными» импульсами давления, возбуждаемых соответственно ударом пластиной или взрывом активного заряда (диапазон с индексом *B*).

С помощью предложенной в работе модели удастся объяснить ряд явлений и результатов, наблюдаемых при ударном нагружении ВВ и дать количественную оценку регистрируемых эффектов.

1. В экспериментах по нагружению слабыми ударными волнами [8] давлением 0,5—0,7 ГПа наблюдается образование «замороженных» очагов реакции в литом ТНТ и тетриле, причем при одинаковых размерах зерен пашки ТНТ сохраняются при малой доле разложения ВВ, а образцы тетрила разлагаются почти полностью. Образцы гексогена в аналогичных экспериментах [9] не сохраняются. Сохранение частично разложившихся образцов ВВ можно объяснить срывом горения в очагах при сбросе давления. Область параметров нагружения по схеме [7], обеспечивающей сохранность образцов ВВ, практически совпадает с областью параметров нагрузки, приводящих к срыву горения по предполагаемой модели (пересечение прямых 1—3 и зоны *A* на рис. 3). При этом из модельных представлений следует, что наиболее легко срывается горение («замораживаются» очаги) у медленногорящих ВВ (ТНТ).

2. По данным [9] при инициировании ВВ взрывом «активного» заряда через инертную пластину критические давления для гексогена, тетрила, прессованного тротила лежат в диапазоне 1,5—3,5 ГПа. Эти давления соответствуют пересечению нижней границы (диапазон *B*) с линиями критических скоростей сброса давления названных ВВ. Таким образом, при $p = 1,5 \div 3,5$ ГПа волна разгрузки, вызванная тейлоровским спадом в «активном» заряде, еще не приводит к срыву горения в очагах, что создает необходимые условия для подпитки ударного фронта и его развития до детонационного режима. Относительно слабая зависимость критического давления инициирования детонации от размеров зарядов может быть объяснена в рамках предлагаемой модели сильной зависимостью (в третьей степени) критической скорости сброса давления от давления.

3. При инициировании детонации ударом пластины ВВ разгружается «ступенчатым» образом. На рис. 4 представлен профиль давления на границе ВВ с нагружающей пластиной, получаемой в гидродинамическом приближении при малой глубине разложения ВВ. Сброс давления на участках *bc*, *de*, *kl* и т. д. идет со скоростью, соответствующей верхней границе диапазона *B* на рис. 3. Эти скорости сброса давления превышают критические значения для горения и, следовательно, в моменты времени t_b , t_d , t_k происходит срыв горения в очагах. Повторное зажигание очага возможно, если после сброса уровень постоянного давления поддерживается в течение времени, не меньшего Δt , определяемого по формуле (6).

С достаточным основанием можно считать, что длительность полков t_{cd} , t_{lk} и т. д. одинаковы и равны t_{ab} , принимаемому за так называемое

время удара пластины t_y . Длительностью спадов t_{bc} , t_{de} , t_{kl} пренебрегаем. Тогда условие отсутствия полного (окончательного) срыва реакции получим подстановкой в (6) $t_y \geq \Delta t$:

$$t_y \geq \frac{a}{\pi \alpha^2} \frac{1}{p_1^{2\nu}} \left[\left(\frac{p_1}{p_1 - \Delta p} \right)^{2\nu} - 1 \right].$$

Необходимым условием подпитки ударной волны является отсутствие срыва реакции при первом сбросе давления в момент t_b . При этом p_1 равно максимальному давлению на границе ВВ с пластиной при ударе p_y . Таким образом, при наличии достаточно большого числа очагов реакции (большой поверхности горения) условие (6) при $\Delta t = t_y$, $p_1 = p_y$ имеет смысл необходимого условия инициирования детонации при ударе пластиной

$$p_y^{2\nu} t_y = \frac{a}{\pi \alpha^2} \left(\frac{1}{z^{2\nu}} - 1 \right), \quad (9)$$

где $z = (p_1 - \Delta p)/p_1$. Из (9) следует, что величина $p_y^{2\nu} t_y$ — функция свойств ВВ и материала ударника, определяющего величину сброса давления $z = p_{cd}/p_{ab}$ при выходе первой тыльной волны разгрузки на границе раздела пластины и ВВ. Поэтому $p_y^{2\nu} t_y$ может быть принята за критерий чувствительности ВВ при инициировании ударом пластины из определенного материала. В широком диапазоне скоростей соударения для алюминиевой пластины и высокоплотных органических ВВ величина $z \approx 0,33$. При этих условиях соударения и принятых ранее значениях a , α и ν получим расчетные значения критерия: $p_y^{2\nu} t_y = 0,27$ ГПа²·мкс для гексогена и 2,9 ГПа²·мкс для тротила. Эти величины удовлетворительно согласуются с экспериментальными значениями 2,5 ГПа²·мкс для гексогена [10] и 5,2 ГПа²·мкс для тротила прессованного [11].

Множитель $(1/z^{2\nu} - 1)$ с точностью не менее 30% описывает влияние материала ударника на величину критерия $p^2 t$, установленного в работе [11].

Приведенные оценки показывают, что с помощью предлагаемой модели определения условий срыва горения можно удовлетворительно описать некоторые газодинамические эффекты, сопровождающие процесс ударно-волнового нагружения индивидуальных ВВ. Это дает основание применять (6) и (7) в качестве оценки условий срыва горения в очагах и повторного их воспламенения. Если скорость уменьшения давления в выделенном объеме dp/dt меньше критической, то можно применять зависимость скорости горения от давления в виде $u = \alpha p^\nu$.

Условие срыва реакции в первом приближении:

$$\left| \frac{\partial p}{\partial t} \right| = \frac{\pi \alpha^2}{2a} p^3(t),$$

условие повторного зажигания очага:

$$t_{I-II} > \frac{a}{\pi \alpha^2} \frac{1}{p_I^{2\nu}} \left[\left(\frac{p_I}{p_{II}} \right)^{2\nu} - 1 \right],$$

где p_I — давление, при котором наступил срыв горения; t_{I-II} — время существования постоянного давления p_{II} .

В диапазоне значений dp/dt , близких к критическим и вычисленным по модели стационарного горения, необходим учет стадии нестационарного горения. В настоящем виде модель неприменима для рассмотрения критических условий очагового горения и инициирования детонации систем с числом компонентов два и более (например, смеси тротил — гексоген), так как условия, обеспечивающие стационарность горения каждого отдельно взятого из компонентов, не обеспечивают стационарное горение смеси.

Несмотря на отмеченные ограничения изложенного подхода к анализу очагового горения ВВ, он позволяет объяснить, а в ряде случаев дать хорошую количественную оценку явлений, сопровождающих взрывное горение ударно-деформируемых образцов ВВ, что позволит более целенаправленно подходить к постановке экспериментов и анализу их результатов по определению критических условий очагового горения, исходя из нестационарной модели.

Как отмечено в [4], процесс срыва реакции при учете горения в конденсированной фазе не выяснен исчерпывающе. Прекращение горения наблюдается для практически всех известных ВВ в широком диапазоне давлений, поэтому используемый в настоящей работе подход — один из возможных для объяснения явления срыва реакции, изучение которого приведет к более реальной физической модели процесса.

Поступила в редакцию 6/IV 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Nunziato, E. Walsh, J. Kennedy. Symp. H. D. P. Paris, 1978.
2. Г. И. Канель, А. Н. Дремин. ФГВ, 1977, 13, 1.
3. В. С. Трофимов, Г. П. Трофимова. ВИНТИ, Деп. № 558—80.
4. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.
5. Я. Б. Зельдович, О. И. Лейпунский, В. Б. Либрович. Теория нестационарного горения. М.: Наука, 1975.
6. А. Н. Исаев, В. С. Соловьев и др. ВИНТИ, Деп. № 661—82.
7. К. К. Андреев, М. С. Плясунов.— В сб.: Теория взрывчатых веществ/Под ред. К. К. Андреева. Вып. 53. М.: Высшая школа, 1967.
8. С. Г. Андреев, М. М. Бойко и др. ФГВ, 1979, 15, 6.
9. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
10. Y. de Longueville, C. Fauquignon, H. Moulard. 6-th Symp. (Intern.) on Detonation. USA, 1976.
11. Б. Л. Глушак, С. А. Новиков и др.— В сб.: Детонация. Черногоровка, 1981.

ЭРОЗИОННОЕ ГОРЕНИЕ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ ОБДУВАЮЩЕГО ПОТОКА

А. М. Липанов, И. Г. Русяк

(Ижевск)

Теории эрозионного горения посвящен ряд работ [1—4]. Согласно представлениям, положенным в их основу, увеличение скорости горения твердого топлива при больших скоростях газового потока происходит за счет турбулизации зоны пламени. Оставаясь в рамках существующих представлений, исследуем эрозионное горение при различных температурах обдувающего потока.

Рассмотрим два предельных случая: 1) область низких давлений $p = 2 \div 8$ МПа, когда в области горения существуют две пространственные зоны тепловыделения [5], приближенно механизм горения будем рассматривать как результат двух последовательных брутто-реакций; 2) область высоких давлений $p > 8$ МПа, когда обе стадии сливаются в одну и процесс горения можно представить как результат одной суммарной брутто-реакции.

Введем следующие обозначения: m , m_* — стационарная и эрозионная массовые скорости горения; u , T_{**} — скорость и температура обдувающих газов; v — скорость оттока газов от поверхности горения; ρ — плотность газа; T_0 — начальная температура топлива; T_s — температура поверхности горения; λ_k , c_k , μ_k , ρ_k — коэффициенты теплопроводности, теплоемкости, температуропроводности и плотность топлива; a — относительная