

11. А. Ф. Беляев, М. А. Садовский.— В сб: Физика взрыва. М., Изд-во АН СССР, 1952.
12. Г. П. Демидюк. Регулируемые по энергии взрывчатые вещества и перспективы их применения. М., изд. ИГД им. А. А. Скочинского, 1969.
13. А. А. Вовк, Г. И. Черный, А. В. Михалюк. ФГВ, 1974, 7, 4.
14. Е. Г. Баранов, В. А. Коваленко. ФТПРПИ, 1975, 6.

ГРАНИЦЫ ВЫРОЖДЕНИЯ ТЕПЛОВГО ВЗРЫВА В СИСТЕМЕ С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ ИСТОЧНИКОМ ТЕПЛА

И. Г. Дик

(Томск)

Классическая задача теплового взрыва предполагает малость отношения характерного температурного интервала RT_0^2/E (где R — газовая постоянная, E — энергия активации химической реакции) к температуре окружающей среды T_0 и к адиабатическому разогреву Q/c , т. е. $\beta = RT_0/E \ll 1$ и $\gamma = RT_0^2c/(EQ) \ll 1$. В частности, в простейшем варианте теории [1, 2] без учета выгорания вещества ($\gamma = 0$) при $\beta = 0,25$ критические условия исчезают — наступает вырождение теплового взрыва. В общем случае это явление проанализировано в ряде работ [3—6].

Если в химически реагирующей системе действует нехимический источник тепла интенсивности q (пусть для простоты q не зависит от температуры), то эффективная температура T_0' , от которой следует отсчитывать химический разогрев, будет определяться из соотношения $V_q = \alpha S(T_0' - T_0)$, где V — объем, S — площадь поверхности стенок сосуда, α — коэффициент теплоотдачи. При большом q или малом α T_0' может приобретать большое значение, так что RT_0'/E может оказаться достаточным для выполнения условий вырождения. В приведенных выше рассуждениях неявно предполагалась аддитивность химического тепловыделения и дополнительного источника.

Критические условия воспламенения при дополнительном источнике тепла рассматривались в [7] (без конкретизации природы источника), в [8—13] проанализированы задачи воспламенения с учетом диссипации тепла в вязкой жидкости, в [14] описано воспламенение токонесущих проволок, влияние тепла искрового разряда на воспламенение газа в сосуде рассмотрено в [15], временные характеристики адиабатического воспламенения с дополнительным источником найдены в [16]. Вопросы вырождения в этих работах не рассматривались, их анализ — цель данной работы. Необходимость подобного исследования связана с изложенными выше соображениями о более жестких границах значений β и γ , когда возможна реализация теплового взрыва в системе с дополнительным источником тепла, что безусловно нужно учитывать как в кинетических исследованиях, так и при оценках границ воспламенения таких систем.

Уравнение энергии

$$c_p V \cdot dT/dt = \varphi(\eta) Q V K_0 \exp(-E/RT) + qV - \alpha S(T - T_0)$$

с помощью соотношений

$$\begin{aligned} \kappa &= [QV \exp(-E/RT_0)] / [\alpha SRT_0^2/E], \\ g &= qV / (\alpha SRT_0^2/E), \quad \Theta = (T - T_0) / (RT_0^2/E), \\ \tau &= t / (c_p V / \alpha S) \end{aligned}$$

приведем к виду

$$d\Theta/d\tau = \kappa\varphi(\eta) \exp(\Theta/(1+\beta\Theta)) + g - \Theta. \quad (1)$$

Здесь $\varphi(\eta)$ — кинетическая функция. Пренебрежем на первом этапе выгоранием и положим $\varphi(\eta) = 1$. В этом случае легко найти критические условия существования стационарных решений (1):

$$\Theta_* = (1 - 2\beta - \sqrt{1 - 4\beta - 4\beta^2 g})/2\beta^2, \quad (2)$$

$$\kappa_* = (\Theta_* - g) \exp[-\Theta_*/(1 + \beta\Theta_*)]. \quad (3)$$

Границу вырождения определяет обращение в нуль подкоренного выражения, что дает ограничение на β

$$\beta < (\sqrt{1+g} - 1)/2g.$$

При малых g $1 - 4\beta > g/4$ и предел вырождения зависит от T_0 , если $g \gg 1$, то имеем $\beta < 0,5/\sqrt{g}$, что дает $4RqV/\alpha SE < 1$ независимо от T_0 .

Характер зависимости β на границе вырождения от g приведен ниже.

g	0,1	1	2	4	10	100
β	0,24	0,2	0,18	0,15	0,12	0,04

Отметим, что физический смысл g — количество характерных температурных интервалов в разогреве, который может быть достигнут в рассматриваемой системе без участия химического тепла.

Обычно $RT_0^2/E \leq 10$, так что $g \sim 10 \div 15$ соответствует примерно $60-150^\circ$. При $\beta \ll 1$ формула (2) принимает вид

$$\Theta_* \approx (1 + 2\beta)(1 + g) \quad (4)$$

и соответственно (3)

$$\kappa_* \approx e^{-1}(1 + 2\beta g) \exp[-g(1 + \beta)/(1 + \beta g)]. \quad (5)$$

Формулы (4), (5) дают малую погрешность вдали от границы вырождения. Результаты расчетов иллюстрируются рис. 1. Соотношения (4) и (5) ясно показывают, что при $\beta \neq 0$ аддитивного вклада в критический разогрев обоих источников тепла нет. Учет β , кроме того, существенно сказывается на величине κ_* .

Данные о характере зависимостей $\Theta_*(g)$ и $\kappa_*(g)$ понадобятся при анализе влияния выгорания на пределы воспламенения при $g \neq 0$. Анализ проведем, следуя методу [3], с той лишь разницей, что учтем смещение пределов при $g > 0$. Найдем выражение для времени воспламенения τ_i вблизи критических условий. Для этого положим $\kappa = \kappa_*(1 + \omega)$, $\Theta = \Theta_* + x$, считая $\omega \ll 1$, $x \ll 1$. Тогда, пренебрегая малыми третьего порядка, получим при $\omega \ll 1$

$$\tau_i = \pi \sqrt{2/(\omega f_* f_*'')/\kappa_*}, \quad (6)$$

где $f_* = \exp[\Theta_*/(1 + \beta\Theta_*)]$.

Рассматривая уравнение кинетики в виде

$$d\eta/d\tau = \gamma\kappa(1 - \eta)^m \exp[\Theta/(1 + \beta\Theta)]$$

и предполагая, что а) выгорание за период индукции незначительно,

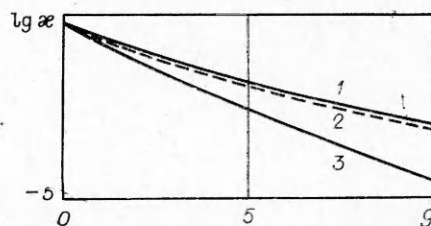


Рис. 1. Зависимость κ_* от g при $\beta = 0,05$.
1 — по (3), 2 — по (5),
3 — при $\beta = 0$.

в) основную долю времени воспламенения процесс выгорания проходит вблизи температуры Θ_* , получим оценку глубины выгорания

$$\eta_i \approx \gamma \kappa_* \tau_i f_* \approx \pi \gamma \sqrt{2f_*/(\omega f_*'')}.$$

Оценка критического значения $\bar{\kappa}_*$ (с учетом выгорания) найдется из соотношения

$$(1 - \eta_i)^m \bar{\kappa}_* = \bar{\kappa}_* (1 - m\eta_i) \approx \kappa_*,$$

т. е.

$$\bar{\kappa}_* = \kappa_* / (1 - m\eta_i) \approx \kappa_* (1 + \omega). \quad (7)$$

Исключая в (7)

$$\omega = (\pi m \gamma \sqrt{2})^{2/3} (f_*/f_*'')^{1/3},$$

получим

$$\bar{\kappa}_* = \kappa_* \left[1 - (m \gamma \pi \sqrt{2} \cdot \sqrt{f_*/f_*''})^{2/3} \right]^{-1}.$$

Учитывая приближенное равенство

$$\sqrt{f_*/f_*''} \approx [1 + \beta \Theta_*]^{-2},$$

на границе вырождения

$$\gamma_1 \approx 0,23/[m(1 + \beta \Theta_*)^2]. \quad (8)$$

Для вычисления Θ_* можно использовать (4).

Таким образом, γ_1 отличается от полученного в [3] значения лишь при ненулевом β , учет которого оправдан для больших Θ_* и, следовательно, больших g . На рис. 2 показано изменение $\gamma_1(g)$ при двух значениях β . На рис. 2 для $\gamma = 2 \cdot 10^{-2}$ проиллюстрировано довольно сильное влияние выгорания на изменение критического κ с увеличением интенсивности дополнительного источника. Такое сильное влияние выгорания на κ_* связано с зависимостью Θ_* от g .

Указанные особенности теплового взрыва связаны с учетом реальной кривизны кинетической кривой. С ростом температуры кривизна падает, поэтому касание кривой теплоприхода и прямой теплоотвода при высоких температурах более высокого порядка, чем при низких. Это и приводит к более сильной зависимости предела воспламенения от выгорания. Подсчитаем еще предел τ_i при $\omega \ll 1$ с учетом выгорания. Для этого подставим ω из (7) в (6) и с учетом (4) получим

$$\tau_i \approx (2\pi^2/m\gamma)^{1/3} [1 + \beta(g+1)]^{4/3} (1 + 2\beta(1+g)).$$

Последняя формула показывает слабую зависимость периода индукции на пределе воспламенения от мощности дополнительного источника.

Выгорание за время индукции $\eta_i = (2\pi^2\gamma^4/m)^{1/3} [1 + \beta(g+1)]$ при малых γ и β остается малым, что находится в соответствии со сделанными при выводе предположениями.

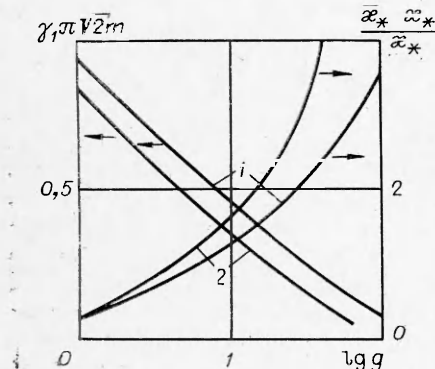


Рис. 2. Смещение критических условий $(\bar{\kappa}_* - \kappa_*)/\kappa_*$ и предельное на границе вырождение теплового взрыва γ_1 в зависимости от g .
1 — $\beta = 0,63$; 2 — $\beta = 0,05$.

Автор благодарит В. Н. Вилюнова и Е. А. Некрасова за обсуждение работы.

Поступила в редакцию
12/II 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., Наука, 1967.
2. Н. Н. Семенов. УФН, 1940, 23, 3.
3. Д. А. Франк-Каменецкий. ЖФХ, 1946, 20, 2.
4. В. В. Барзыкин, В. Т. Гонтовская и др. ПМТФ, 1964, 3.
5. А. Г. Мержанов, Е. Г. Зеликман, В. Г. Абрамов. Докл. АН СССР, 1968, 180, 3.
6. И. С. Любченко. Докл. АН СССР, 1977, 235, 6.
7. А. Д. Марголин. ЖФХ, 1963, 37, 4.
8. С. А. Бостанджиян, А. Г. Мержанов, Н. М. Пручкина. ПМТФ, 1968, 5.
9. А. М. Столин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1971, 7, 4.
10. И. Г. Дик. ФГВ, 1976, 12, 1.
11. А. М. Столин. ФГВ, 1975, 11, 3.
12. П. В. Жирков, В. И. Боярченко, С. А. Бостанджиян.— В сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1977.
13. В. Н. Вилюнов, И. Г. Дик. ФГВ, 1978, 14, 3.
14. А. Г. Мержанов, Ю. А. Гальченко и др.— В сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1972.
15. В. Н. Вилюнов, Е. А. Некрасов, И. Г. Дик. ФГВ, 1978, 14, 2.
16. В. Б. Улыбин, С. А. Кочетов и др.— В сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1977.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВЗРЫВНЫХ ПРОЦЕССОВ НАД СЛОЕМ ПОРОШКА МЕТАЛЛА

В. Н. Бринза, И. В. Бабайцев, С. Т. Папаев

(Москва)

В процессе получения и переработки металлических порошков могут возникать условия, при которых эти материалы воспламеняются, а их аэрозвеси взрываются. Известны крупные производственные аварии в результате взрывов алюминиевого, магниевового, титанового порошков в мельницах, бункерах, системах газоочистки, вентиляционных установках, а также взрывов осевшей пыли в производственных помещениях [1]. Поэтому актуальность проблемы пожаро- и взрывобезопасности металлических порошков очевидна.

Имеющиеся публикации по данной проблеме посвящены главным образом исследованию параметров, характеризующих возникновение начального очага горения (температура самовоспламенения и воспламенения, нижний концентрационный предел воспламенения, минимальная энергия воспламенения, минимальное взрывоопасное содержание кислорода в смеси и т. д.), вопросы же перехода горения во взрыв и детонацию практически не изучены, хотя возможность детонации аэрозвесей металлических порошков доказана экспериментально [2].

Кроме того, оценка взрывоопасности металлических порошков проводилась для заранее подготовленной газодисперсной системы, хотя результаты замеров, проведенных в производственных условиях, показывают, что взрывоопасные концентрации образуются, как правило, в ограниченном объеме (например, непосредственно в потоке пересыпаемого материала) и уже на расстоянии 10—15 см от источника пыления на порядок меньше нижнего концентрационного предела воспламенения [3]. Однако имевшие место разрушительные взрывы свидетельствуют о том, что вовлечение во взрывной процесс большого количества материала связано с переходом во взвешенное состояние и взрывным горением осевшей горючей пыли. Этот процесс для порошков металлов до настоящего вре-