

Рис. 6.

Таким образом, из анализа численных расчетов следует, что наиболее универсально определяет эрозионный эффект отношение ширины волны горения к ширине вязкого подслоя. Величина  $V$  характеризует вклад турбулентного тепло- и массопереноса в суммарный градиентный перенос в волне горения. В том случае, когда ширина волны горения изменяется незначительно, напряжение трения на поверхности становится основной газодинамической величиной, определяющей коэффициент эрозии.

Влияние начальной температуры вещества, энергии активации брутто-реакции в газовой фазе, теплофизических характеристик газовой фазы на эрозионный эффект выражается через общую закономерность: изменение перечисленных параметров, приводящее к увеличению скорости нормального горения, уменьшает эрозионный эффект и наоборот.

Влияние энергии активации реакции в конденсированной фазе на коэффициент эрозии таково, что ее уменьшение, увеличивающее нормальную скорость горения, повышает также и коэффициент эрозии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. К. Булгаков, А. М. Липанов. ФГВ, 1984, 20, 5, 68.
2. В. К. Булгаков, А. М. Липанов. ФГВ, 1983, 19, 3, 32.
3. В. Н. Вилюнов, Ю. М. Исаев, А. Т. Кузнецов. ФГВ, 1981, 17, 3, 133.

Поступила в редакцию 24/IX 1985,  
после доработки — 6/XII 1985

### О ПЕРЕХОДЕ К ГОРЕНИЮ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ ДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСА СВЕТОВОГО ПОТОКА

С. И. Баклан, В. Н. Вилюнов, И. Г. Дик  
(Томск)

Индукционный период зажигания, который обычно связывается с возбуждением быстрых химических реакций в поверхностном слое конденсированного вещества (к-вещества) [1, 2], не всегда означает переход к стационарному послойному горению.

Известны эксперименты [3—5], когда после зажигания к-фазы лучистым потоком вместе с его отсечкой наблюдалось погасание. Если плотность потока тепла  $q$  больше некоторого порогового значения  $q_0$ , то импульс любой длительности приведет к погасанию; если  $q < q_\infty < q_0$  (значение  $q_\infty$  определяется составом к-вещества), то импульс любой длительности, большей времени зажигания  $t_i$ , приводит к режиму послойного горения. В интервале  $q_\infty < q < q_0$  имеется значение  $t_*(q)$  такое, что следствием действия импульса длительности  $t_e > t_*$  будет потухание. Режим устойчивого зажигания реализуется при  $t_i < t_e < t_*$ , причем  $t_* - t_i \rightarrow \infty$  при  $q \rightarrow q_\infty$  и  $t_* - t_i \rightarrow 0$  при  $q \rightarrow q_0$ .

Аналогичные наблюдения сделаны для импульсного воздействия на стационарно горящий образец [3, 6]. Чем интенсивнее поток, тем короче

должен быть импульс, чтобы после отсечки теплового потока сохранялась возможность самостоятельного горения вещества.

Теоретическая возможность потухания при воздействии мощных тепловых импульсов отмечалась в [7]. Успешная попытка смоделировать в рамках феноменологической теории отклик на тепловой импульс стационарно горящего вещества сделана в [6]. Условия продолжения горения после отсечки длительно действовавшего теплового потока описаны в [8]. Качественная картина и оценки критической (для возможности возвращения на самоподдерживающееся горение) длительности теплового импульса рассмотрены в [9]. Приближенные формулы для критических времен переоблучения после зажигания предложены в [5].

Основные особенности переходного режима от зажигания к горению в рамках феноменологической теории смоделированы в [10]. При таком подходе процесс зажигания описывается отдельно от горения. Приходится пользоваться критерием зажигания, основные характеристики которого — температура поверхности и тепловой поток в глубь конденсированного вещества — нужно согласовать с феноменологическими соотношениями, привлекаемыми к описанию собственно горения.

Ниже на основе единой математической модели рассматривается задача о зажигании конденсированного вещества импульсом теплового потока с последующим выходом на режим горения и задача о воздействии тепловым импульсом на стационарно горящее вещество. В основу физической модели положена гипотеза о решающей роли для устойчивости перехода к послыонному горению после импульсного теплового воздействия химических реакций и динамики температурного поля в к-фазе.

Действительно, конденсированная фаза наиболее инертна в тепловом отношении по сравнению с другими зонами горения [13], химические реакции в ней являются определяющими в процессе зажигания [2] (по крайней мере для баллистических топлив), тепловыделение в к-веществе в несколько раз превышает тепловой поток из газовой фазы [13, 14]. В связи с этим есть основания считать, что процессы в газовой (и приповерхностной дымогазовой) фазе для объяснения исследуемого процесса не принципиальны. Не учитывается также влияние фазовых переходов, диспергирования и возможной неоднородности изотерм.

Математическая постановка включает в себя уравнение теплопроводности для конденсированного вещества

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{c\rho} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{q(t)}{c\rho} m e^{-m(x-x_s(t))} + \frac{Q}{c} \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (1)$$

( $x_s(t)$  — координата границы к-фазы), в котором имеются объемные источники, описывающие перенос излучения в соответствии с законом Бугера, и химическое тепловыделение, пропорциональное скорости реакции, предполагаемой идущей по первому порядку:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = (1 - \eta) \frac{E}{ze^{RT}}. \quad (2)$$

Поскольку всякое влияние газовой фазы исключается, то на границе ставится условие адиабатичности

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=x_s(t)} = 0, \quad (3)$$

при  $x \rightarrow \infty$  условие отсутствия источников и стоков

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x \rightarrow \infty} = 0. \quad (4)$$

До момента достижения заданной глубины разложения считаем границу к-вещества неподвижной, а далее будем ассоциировать ее с заданной

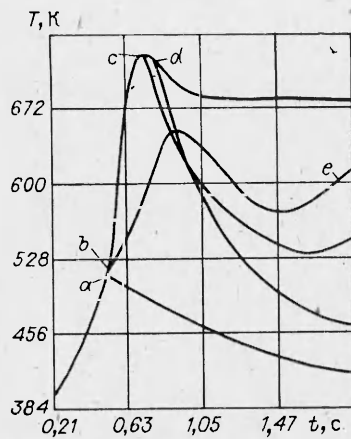


Рис. 1. Изменение температуры поверхности при  $q = 5,6 \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ .

$a$  — соответствует времени экспозиции  $t_e = t_1$ ,  $b$  —  $t_e = t_2$ ,  $c$  —  $t_e = t_3$ ,  $d$  —  $t_e = t_4$ ,  $e$  — соответствует времени достижения поверхности адиабатической температуры  $t_s$ .

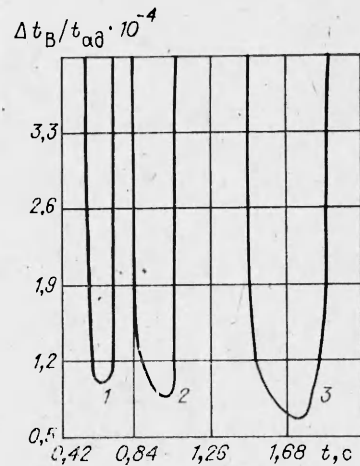


Рис. 2. Относительное время достижения поверхностью адиабатической температуры горения.

$q$ ,  $\text{кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ : 1 — 2,8, 2 — 4,2, 3 — 5,6.

глубины превращения  $\eta^*$ :

$$x_s(t) = \begin{cases} 0, & \eta(x_s) < \eta^*, \\ \int_0^t \left( \frac{\partial x_s}{\partial t} \right) dt, & \eta(x_s) = \eta^*. \end{cases} \quad (5)$$

Внешний импульс излучения моделируем ступенчатой функцией

$$q(t) = \begin{cases} q, & 0 \leq t \leq t_e, \\ 0, & t > t_e, \end{cases} \quad (6)$$

а начальные условия обычны для теории зажигания

$$T = T_n, \quad \eta = 0. \quad (7)$$

В задаче об отклике стационарно горящего к-вещества на тепловой импульс начальные профили  $T(x)$  и  $\eta(x)$  вырабатываются в ходе установления волны горения при отсутствии облучения.

Для численных расчетов на ЭВМ задачи (1) — (7) выбраны следующие кинетические и теплофизические константы к-вещества (порох Н):  $\rho = 1,6 \text{ г}/\text{см}^3$ ,  $c = 0,35 \text{ кал}/(\text{г} \cdot \text{К})$ ,  $\lambda = 5,6 \cdot 10^{-4} \text{ кал}/(\text{см} \cdot \text{с} \cdot \text{К})$ ,  $\hat{Q} = 87,5 \text{ кал}/\text{г}$ ,  $T_n = 293 \text{ К}$ ,  $E = 2,1 \cdot 10^4 \text{ кал}/\text{моль}$ ,  $z = 8 \cdot 10^9 \text{ 1}/\text{с}$ ,  $m = 17 \text{ 1}/\text{см}$  для полупрозрачного вещества,  $m = 115 \text{ 1}/\text{см}$  — непрозрачного (некоторые параметры взяты из работ [5, 14]).

В литературе параметры пороха Н даны с некоторым разбросом. В данной работе они выбраны так, чтобы в ходе расчетов самоподдерживающегося горения в решении отсутствовали пульсирующие режимы, т. е. энергия активации должна быть достаточно маленькой, а тепловой эффект достаточно большой, т. е. должно выполняться неравенство [15]:

$$9,1 \frac{R(T_n + Q/c)^2}{E} \frac{c}{Q} - 2,1 \frac{R(T_n + Q/c)}{E} > 1.$$

За ходом вычислительного эксперимента удобно следить по эволюции температуры поверхности  $T_s$  от времени. Типичная картина явления показана на рис. 1 при  $q_\infty < q < q_0$ . Время экспозиции  $t_e = t_1 < t_i$ , поэтому к моменту отсечки светового потока индукционный период зажигания не закончился и без поддержки внешнего источника химическое тепловыделение мало для компенсации рассеяния тепла, вследствие чего падает температура поверхности. Прекращение подвода энергии в моменты времени  $t_2$  и  $t_3$  ( $t_1 < t_2 < t_3 < t_*$ ) к потуханию не приводит: после не-

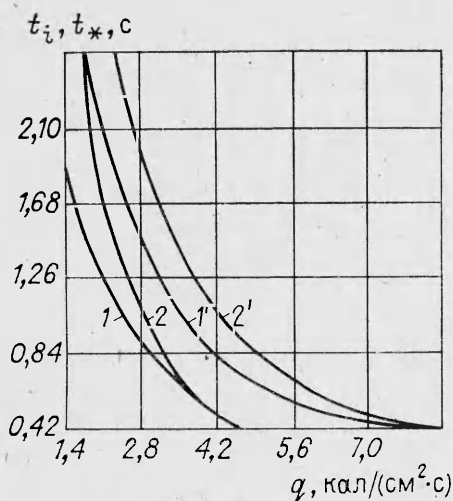


Рис. 3. Области устойчивого зажигания. 1, 1' — периоды зажигания для непрозрачного и полупрозрачного веществ; 2, 2' — критические времена облучения для непрозрачного и полупрозрачного веществ.

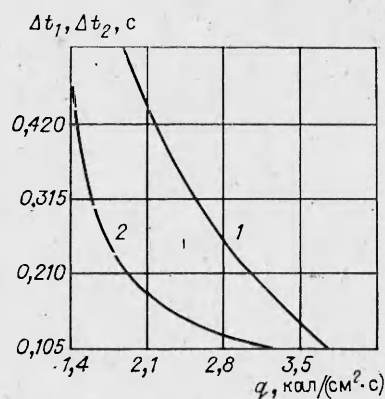


Рис. 4. Критические времена переоблучения при зажигании полупрозрачного вещества (1) и при воздействии на стационарно горящее полупрозрачное вещество (2).

устанавливается температура, соответствующая стационарному горению. Попытка продлить время экспозиции ( $t_e = t_d > i_*$ ) приводит к тому, что образовавшаяся за это время зона горения (с высокой температурой и более узкая по сравнению с зоной стационарного горения) не в состоянии перестроиться к резко изменившимся условиям — горение прекращается.

Количественное определение  $t_i$  и  $t_*$  (в дальнейшем нас будет интересовать время переоблучения  $\Delta t = t_e - t_i$ ) можно дать, опираясь на рис. 2.

Введем  $t_b$  — время достижения поверхностью своей адиабатической температуры  $T_n + Q/c$ , если  $t_e < t_i$ , и достижения этого значения после первой депрессивной фазы колебаний температуры поверхности при  $t_e > t_i$  ( $t_b = t_5 - t_2$  на рис. 1). На рис. 2 отложена эта величина, отнесенная ко времени адиабатической индукции  $t_{ад} = \frac{RT_n^2}{E} \frac{c}{Q_2} \exp\left(\frac{E}{RT_n}\right)$  при  $T_n$ . Слишком большие и маленькие времена экспозиции приводят к потуханию, остыванию поверхности вплоть до  $T_n$  и последующему длительному периоду индукции (в целом система адиабатическая). Ниспадающая ветвь этой зависимости соответствует  $t_i$ , а восходящая  $t_*$ . С уменьшением  $q$  интервал  $t_e$ , в котором возможно устойчивое зажигание к-вещества, увеличивается. В результате исследований качественно воспроизведены известные экспериментальные результаты относительно импульсного воздействия тепловым потоком на к-вещество [3, 4, 6].

На рис. 3 показаны рассчитанные кривые времени индукционного зажигания  $t_i(q)$  и кривые критического времени экспозиции  $t_*(q)$ , необходимого для продолжения самостоятельного горения после отсечки излучения, для двух составов, отличающихся коэффициентами прозрачности. Как и в экспериментах [4], область устойчивого зажигания (имеющая форму изогнутого клина) для непрозрачного вещества лежит при более низких значениях световых потоков по сравнению с полупрозрачным составом. Время зажигания  $t_i$  и критическое время экспозиции  $t_*$  при одном и том же облучающем потоке увеличиваются при переходе к более прозрачным веществам.

На рис. 4 кривая  $\Delta t_1 = t_* - t_i$  (вычисленная при  $m = 17$  1/см) расположена правее линии  $\Delta t_2 = t_*$ , которая построена для случая воздействия импульса света на стационарно горящий образец. Такое расположение кривых соответствует эксперименту [4]. Вероятно, модель твердофазного реагирования в принципе способна описать потухание к-вещества при импульсном действии радиационного источника.

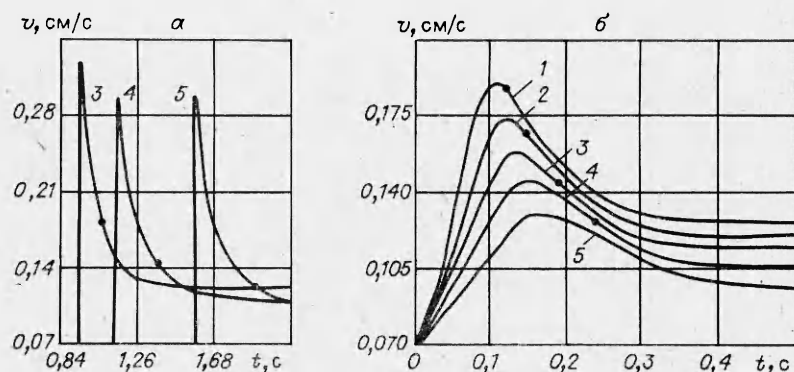


Рис. 5. Скорость движения поверхности в процессе зажигания (а) и при воздействии на стационарно горящее вещество (б).  
 $q$ , кал/(см<sup>2</sup>·с): 1 — 4,2, 2 — 3,5, 3 — 2,8, 4 — 2,1, 5 — 1,4.

В связи с этим интересно проследить за нестационарными характеристиками горения, которые, как правило, трудно измеримы экспериментально. Движение поверхности (рис. 5, а) начинается с момента зажигания. Скорость  $v(t)$  к своему предельному стационарному значению обычно приходит немонотонно через резко выраженный максимум, который тем выше и острее, чем интенсивнее источник света. На кривых рис. 5, а отмечены точки, соответствующие критическому времени экспозиции  $t_*(q)$ . Критическая скорость  $v(t_*)$  тем выше, чем больше  $q$ . Аналогичная картина изменения скорости горения при воздействии импульса света на стационарно горевший образец показана на рис. 5, б. В работе [16] экспериментально изучалось влияние светового потока на скорость нестационарного горения в переходных процессах. Данные по измерению скорости при переходе от зажигания к горению, рассчитанные по предлагаемой методике и полученные с помощью датчика реактивной силы, находятся в качественном согласии. Однако в расчетах не воспроизведены кривые зависимости  $v(t)$ , на которых минимальное значение скорости было бы меньше ее стационарного значения при горении с облучением.

Таким образом, математическое моделирование, в ходе которого варьировались интенсивность теплового импульса, время экспозиции и прозрачность конденсированного вещества, показало, что явление потухания при импульсном воздействии тепловым потоком на твердое топливо можно объяснить на основе модели, включающей в себя тепловые и химические процессы, протекающие в к-фазе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мерзханов, А. Е. Авerson. Comb. Flame, 1974, 16, 1, 89.
2. В. Н. Вилунов. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука, 1984.
3. В. Ф. Михеев, Ю. В. Левашев. ФГВ, 1973, 9, 4, 506.
4. В. И. Вилунов, В. Т. Кузнецов, А. И. Скорик.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1977.
5. И. Г. Дик, А. Б. Зурер, В. Т. Кузнецов. ФГВ, 1979, 15, 3, 77.
6. Ю. А. Гостинцев. ФГВ, 1974, 10, 5, 764.
7. В. Н. Вилунов, О. Б. Сидонский. ФГВ, 1965, 1, 4, 39.
8. С. С. Хлевной. ФГВ, 1971, 7, 2, 178.
9. И. Г. Дик, А. Б. Зурер, В. Т. Кузнецов. О критическом времени действия на порох импульса теплового излучения. Деп. ВИНТИ, № 1907—81.
10. И. Г. Ассовский, З. Г. Закиров, О. И. Лейпунский.— В кн.: I Всесоюз. симп. по макроскопической кинетике и химической газодинамике. Т. 1, ч. 1. Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1984.
11. С. И. Баклан, И. Г. Дик.— В кн.: Проблемы механики летательных аппаратов. Томск: Изд-во ТГУ, 1984.

12. С. И. Баклан, В. Н. Виллюнов, И. Г. Дик.— В кн.: I Всесоюз. симп. по макроскопической кинетике и химической газодинамике. Т. 1, ч. 1. Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1984.
13. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.
14. А. А. Зенни.— В кн.: Физические процессы при горении и взрыве. М.: Атомиздат, 1980.
15. К. Г. Шкадинский, Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1971, 7, 1, 19.
16. В. Е. Зарко, В. Н. Симоненко, К. П. Куценогий. ФГВ, 1975, 11, 4, 541.

Поступила в редакцию 5/V 1985

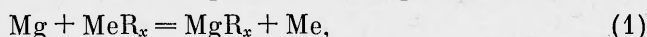
## О ГОРЕНИИ СМЕСЕЙ МАГНИЯ С ОКСИДАМИ, СУЛЬФИДАМИ, ФТОРИДАМИ И ХЛОРИДАМИ СВИНЦА (II) ИЛИ МЕДИ (II)

В. В. Горбунов, А. А. Шидловский

(Москва)

Промышленные смеси с магнием, который окисляется содержащимся в окислителе кислородом, так называемые составы с кислородным балансом, нашли широкое практическое применение [1]. Использование смесей на основе фторного баланса ограничено. В качестве окислителя в них используется только политетрафторэтилен:  $2n\text{Mg} + (\text{C}_2\text{F}_4)_n$ . Смесей на основе хлорного баланса применяются главным образом в сравнительно низкотемпературных дымовых пиротехнических составах, для которых окислители — различные хлорорганические соединения:  $\text{CCl}_4$ ,  $\text{C}_2\text{Cl}_6$ ,  $\text{C}_6\text{Cl}_6$  и др. Употребление серы и ее соединений ограничено. В качестве примера можно привести осветительный состав:  $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2 + \text{Al} + \text{S}$ , в котором окислитель алюминия частично происходит за счет серы (образуется  $\text{Al}_2\text{S}_3$ ).

Цель данной работы — изучение горения двойных смесей магния с галогенидами, оксидами и сульфидами свинца или меди. Соотношение компонентов в смесях взято стехиометрическое по уравнению реакции



где Me — Pb или Cu, а R — O, S, F или Cl. Употреблялся порошок магния со средним размером частиц (по воздухопроницаемости) 35 мкм и содержанием активного металла 97,8%. Оксиды, сульфиды и галогениды свинца и меди марки ХЧ или ЧДА брались в виде фракции, прошедшей через сито 63 мкм. Для приготовления смеси навески компонентов смешивали в колбе с резиновыми пробками 1—1,5 ч. Около 0,7 г смеси помещали в

**Результаты расчетов и опытов по горению смесей магния с оксидами, фторидами, хлоридами и сульфидами свинца или меди**

Окислитель	g, %	H		$u_m$ , г/(см <sup>2</sup> ·с) при p, МПа	
		кДж/моль	кДж/г		
				2	10
PbO	9,7	382,8	1,55	14,5	15,7
PbF <sub>2</sub>	8,9	459,4	1,71	3,0	7,3
PbCl <sub>2</sub>	8,1	282,0	0,93	2,3	2,4
PbS	9,2	245,6	0,93	2,4	6,5
CuO	23,4	444,3	4,28	7,5	8,0
CuF <sub>2</sub>	19,3	580,7	4,62	1,3	3,0
CuCl <sub>2</sub>	15,3	421,3	2,65	1,6	1,7
CuS	20,3	292,9	2,44	2,5	2,6

Примечание. Расчеты H проведены с использованием данных [2].