

тепло- и массообмена во фронте пламени осуществляются молекулярными диффузией и теплопроводностью, а не конвективными мелкомасштабными движениями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. М.: Мир, 1968.
2. Я. Б. Зельдович и др. Препринт № 143 ИМФ АН СССР. М., 1980.
3. В. Н. Кривулин и др. Докл. АН СССР, 1979, 247, 5, 1184.
4. Г. М. Махвиладзе, И. П. Николова. Препринт № 125 ИПМ АН СССР. М., 1979.
5. Э. А. Грановский и др. ФГВ, 1974, 10, 3, 383.
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1953.

УДК 536.46+662.311

ГАШЕНИЕ МОДЕЛЬНЫХ ТОПЛИВ С АНОМАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТЬЮ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ ОТ ДАВЛЕНИЯ

В. Н. Маршаков, Г. В. Мелик-Гайказов
(Москва)

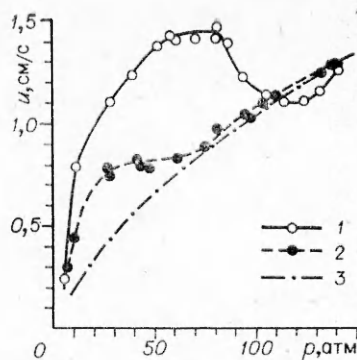
За последние 20 лет появилось несколько десятков работ (см., например, [1]), в которых описываются композиции нитроглицериновых (двух-основных) топлив с малыми добавками соединений свинца и меди, приводящие к аномальной зависимости скорости горения от давления. Если обычно скорость горения (u) растет с давлением (p) и может быть описана степенным законом вида $u \sim p^\nu$, где $\nu > 0$, то введение свинцово-медных добавок приводит к тому, что в некотором диапазоне давлений скорость горения перестает зависеть от давления ($\nu \approx 0$) или даже падает с ростом давления ($\nu < 0$). Приводятся данные о природе и количестве добавок, строятся модели, объясняющие механизм их действия.

В настоящей работе исследуются режимы горения модельных топлив с $\nu \leq 0$ при спаде давления. Такое экспериментальное исследование представляет интерес, так как в рамках существующих моделей невозможно предсказать поведение топлива с $\nu \leq 0$ при спаде давления.

Исследовались образцы трех составов топлива: эталонный состав — модельное нитроглицериновое топливо, назовем его Н, Н с добавками 2% соединений свинца и меди — состав 1, Н с добавкой 1% соединений свинца — состав 2. Составы 1 и 2 были приготовлены А. П. Денисюком с сотрудниками и исследовались в работах [2, 3]. Образцы имели диаметр 7 мм, бронировались ПХВ-лаком. На рис. 1 представлена зависимость $u(p)$ для этих трех топлив. Эксперименты со спадом давления проводились на установке бомба — ресивер [4], позволяющей независимо менять глубину и скорость спада давления. Осуществляющийся в установке спад давления может быть описан законом $p = p_k + (p_n - p_k) \times \exp(-t/\tau_e)$, где p_n — начальный уровень давления; p_k — конечный; τ_e — характерное время спада, равное интервалу времени, за которое давление спадает от p_n до $p_e = p_k + (p_n - p_k)/e$. Будем характеризовать скорость спада величиной $\dot{p}|_{t=0}$ или $1/\tau_e$, а глубину спада при заданном p_n — конечным уровнем давления p_k или p_k/p_n .

В работах [4, 5] для составов Н и Н+2% МоО показано, что результаты экспериментов (в терминах «гаснет» — «сгорает») в координатах скорость — глубина спада располагаются в виде области параметров спада, приводящих к погасанию, и области параметров, при которых порохов сгорает. Эти области могут быть разделены «кривой погасания». Эксперименты с составами 1, 2 и Н проводились при спаде давления с начальных уровней в 100, 80 и 40 атм. Кривые погасания в координатах $(1/\tau_e, p_k)$ представлены на рис. 2. Показано, что на участке аномаль-

Рис. 1. Зависимость скорости горения от давления для составов 1 (1), 2 (2) и Н (3).



ной зависимости $u(p)$ составы 1 и 2 можно погасить спадом давления. В этой связи наибольший интерес представляют: кривая 1 (рис. 2, а), где $u(100) < u(35 \div 60)$, кривая 1, рис. 2, б, где $u(80) \approx u(50 \div 80)$ и кривая 2, рис. 2, б, где $u(80) \approx u(35 \div 70)$. Отметим, что состав 1 гасится труднее (при одной и той же глубине нужна большая скорость сброса давления), чем состав 2, причем тем труднее, чем ниже p_n (ср. кривые 1 и 2 рис. 2, а, б, в), хотя при глубоких спадах с $p_n = 100$ атм (кривые 1—3 рис. 2, а) критические параметры спада для составов 1, 2 и Н практически одни и те же.

Для анализа кривых погасания необходимо знать параметры волны горения этих топлив. Поэтому проведены измерения стационарного распределения температур с помощью топких (3—5 мкм) П-образных термопар из вольфрам-ренийевых сплавов [6]. Заметим, что эксперименты по гашению составов 1 и 2 позволили увидеть поверхность горения и проанализировать ее под микроскопом. При давлении до 30 атм на составе 1 вся поверхность покрыта углублениями диаметром 200—400 мкм, глубиной 60—90 мкм, в которых можно обнаружить углеродистый каркас. На составе 2 при низких давлениях видны неровности с характерным размером 20 мкм и сажистые образования. При более высоких давлениях поверхность состава 2 становится очень гладкой, как бы «вылизанной».

На составе 1 картина обратная: диаметр неровностей уменьшается до 80—150 мкм, их глубина 40—80 мкм; к 50 атм такие неровности покрывают сплошь всю поверхность, и только при $p_n \sim 80$ атм появляются «гладкие» участки поверхности, углубления становятся мельче и появляются реже. Учитывая, что при толщине термопар в 3—5 мкм ее ширина составляет 25—35 мкм, наличие таких неровностей вызывает большой разброс в термопарных записях, данные по параметрам волны горения будут носить скорее качественный характер и могут дать лишь общее представление о волне горения. И второе, для определения толщины теплового слоя необходимо знать температуру поверхности горения T_n . Из-за разброса данных и отсутствия изломов на части записей определить T_n с достаточной точностью не представлялось возможным, поэтому она получена из однозначной зависимости $T_n(u)$, предложенной

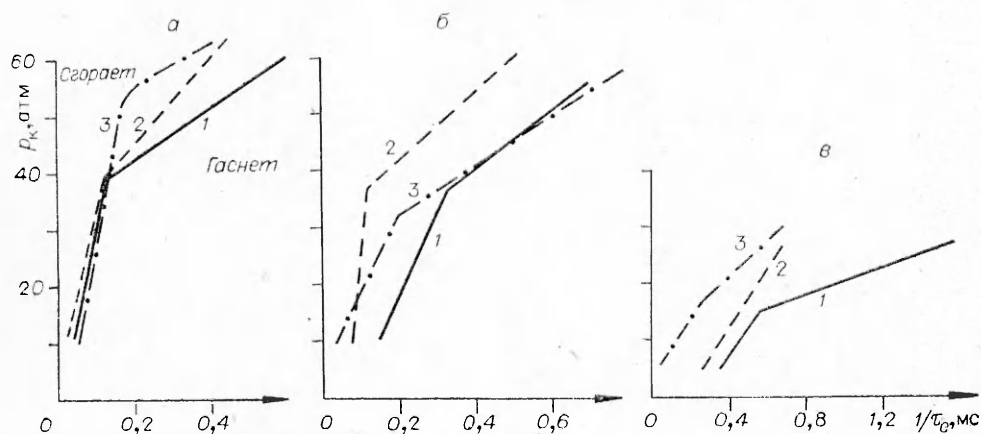


Рис. 2. Кривые погасания при начальных уровнях давления 100 (а), 80 (б) и 40 атм (в) для составов 1 (1), 2 (2) и Н (3).

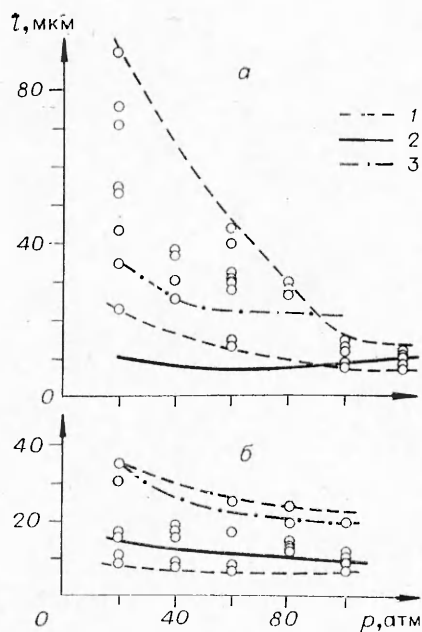


Рис. 3. Зависимость толщины теплового слоя к-фазы от давления для составов 1 (а) и 2 (б).

в [6], для пнтроглицериновых топлив. Возможные отклонения реальных значений от расчетных не приведут к заметному изменению толщины теплового слоя, так как распределение температур в к-фазе вплоть до T_n близко к экспоненциальному.

На рис. 3, а, б представлены данные по толщине теплового слоя (l) к-фазы составов 1 и 2. Точками показаны данные измерений, сплошной линией — расчетная зависимость $l_m(p)$ («михельсоновская толщина»), полученная на зависимости $l_m = \kappa/u$, где κ — коэффициент температуропроводности ($\kappa = 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$), штрихпунктирной линией — экспериментальная зависимость $l(p)$ для II [6], а пунктирной — границы разброса экспериментальных дан-

ных. Времена релаксации тепловых слоев ($\tau_{т.с} = l/u$) для состава 1: $0,85 \pm 0,25$; $1,90 \pm 0,38$ и $2,60 \pm 0,65$ мс соответственно для p_n 100, 80 и 40 атм, а для состава 2: $1,10 \pm 0,33$; $1,70 \pm 0,51$ и $1,80 \pm 0,54$ мс соответственно для тех же давлений.

Градиент температуры ϕ в газе вблизи поверхности горения определялся из профиля температур, теплоподвод q из газовой зоны в к-фазу и тепловыделение Q_n в реакционном слое к-фазы рассчитывались в соответствии с [6] и приведены в таблице.

Из данных рис. 3 и таблицы видно, что для состава 1 в диапазоне $20 < p < 80$ атм значительно ушпрен тепловой слой. В реакционном слое к-фазы значение Q_n велико (по сравнению с составами II и 2). Теплоподвод из газовой фазы мал, что, по-видимому, связано с эффективным действием добавок в к-фазе. При $p \sim 80$ атм происходит смена механизма горения: падает l , снижается до уровня состава II тепловыделение и возрастает q . Надо отметить, что на участке $80 < p < 120$ атм скорость горения падает, и толщина теплового слоя уменьшается, что, по-видимому, говорит о нестационарности и неоднородности волны горения.

$p, \text{ атм}$	Состав 1				Состав 2				Состав II			
	$\phi \cdot 10^{-4}, \text{ К/см}$	$q, \text{ кал/г}$	$Q_n, \text{ кал/г}$	$\frac{q}{q+Q_n}, \%$	$\phi \cdot 10^{-4}, \text{ К/см}$	$q, \text{ кал/г}$	$Q_n, \text{ кал/г}$	$\frac{q}{q+Q_n}, \%$	$\phi \cdot 10^{-4}, \text{ К/см}$	$q, \text{ кал/г}$	$Q_n, \text{ кал/г}$	$\frac{q}{q+Q_n}, \%$
20	$+9$ $10-5$	12	135	8	$+15$ $29-14$	43	92	32	6	17	95	15
40	$+15$ $18-10$	16	140	10	$+10$ $43-7$	58	82	43	9	17	112	13
60	$+20$ $20-14$	16	145	10	$+10$ $58-14$	70	70	50	11	16	121	12
80	$+4$ $12-5$	10	150	6	$+13$ $53-22$	63	80	44	13	17	127	12
100	$+20$ $31-10$	30	124	19	$+16$ $46-15$	49	100	33	15	16	133	11
120	$+25$ $40-20$	40	110	27	—	—	—	—	—	—	—	—

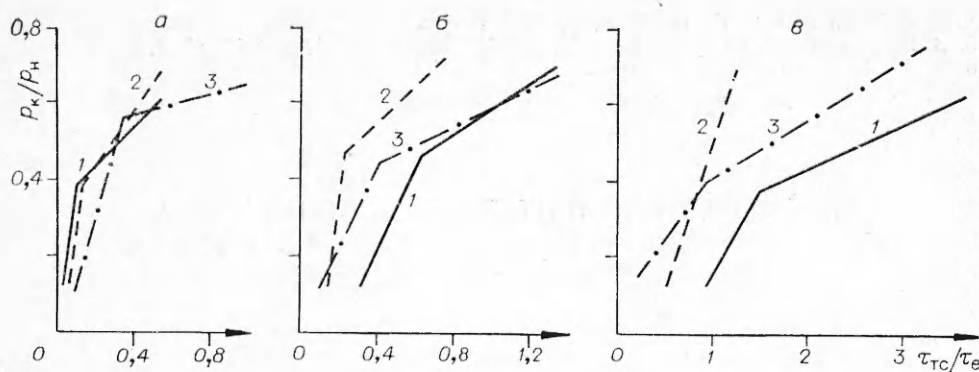


Рис. 4. Кривые погасания в безразмерных координатах при начальных давлениях 100 (а), 80 (б) и 40 атм (в) для составов 1 (1), 2 (2) и Н (3).

В случае состава 2 почти во всем диапазоне $20 < p < 100$ атм очень толстый тепловой слой, соизмеримый с «михельсоновской» толщиной, небольшое Q_n и очень большой теплоподвод из газовой фазы, особенно при $40 < p < 80$ атм, т. е. добавка эффективно работает в газовой фазе вблизи поверхности горения.

Определив параметры волны горения составов 1 и 2, рассмотрим кривые погасания (рис. 4), перестроив их в безразмерных координатах. Глубину спада определим как p_k/p_n , безразмерную скорость спада как $\tau_{т.с}/\tau_e$, где $\tau_{т.с}$ — время релаксации теплового слоя при начальном давлении.

Сравним данные, помня, что теперь, в отличие от рис. 2, будем их рассматривать в масштабе времен релаксации тепловых слоев ($\tau_{т.с}$) при соответствующих начальных давлениях. Прежде всего отметим, что кривые 1—3 рис. 4, а, б и кривая 2 рис. 4, в располагаются почти полностью левее абсциссы $\tau_{т.с}/\tau_e = 1$. Это говорит о том, что критическое характерное время спада (τ_e^*) больше времени релаксации теплового слоя при p_n и, следовательно, в начале спада процесс горения может быть квазистационарным. Только для состава 1 критические спады давления с $p_n = 40$ атм до любого p_k сопровождаются нестационарным горением.

Нестационарный процесс горения с начала спада имеет место при неглубоких и быстрых спадах для составов 1 и Н при $p_n = 80$ атм и для Н при $p_n = 40$ атм. В остальных случаях для состава Н выполняется условие: критическое время спада примерно равно $\tau_{т.с}$ при p_k ($\tau_e^* \approx \tau_{т.с}$ при p_k). Это условие выполняется для состава 1 при всех спадах с $p_n = 80$ атм и для состава 2 — при всех спадах с $p_n = 80$ и 40 атм и при неглубоких спадах с $p_n = 100$ атм для составов 1 и 2.

Особенность процесса наблюдается при глубоких спадах, с $p_n = 100$ атм для составов 1 и 2. Здесь время релаксации теплового слоя при p_k меньше, чем критическое время спада, а топливо все же гаснет. Это, по-видимому, говорит о том, что, когда при спаде давления происходит граница (по давлению) смены механизмов горения, условия погасания топлива значительно облегчаются. Таким образом, исследование горения топлив при спаде давления позволяет получить дополнительные данные и понять механизм горения при постоянном давлении.

Авторы выражают признательность О. И. Лейпунскому, Б. В. Новожилову и А. А. Зенину за ценную дискуссию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Х. Сингх, К. Р. К. Рао. РТК, 1977, 15, 11.
2. А. П. Денисюк, А. Е. Фогелзанг. Изв. вузов. Химия и химическая технология, 1971, XIV, 6.
3. А. С. Андросов, А. П. Денисюк, Н. П. Токарев. ФГВ, 1976, 12, 5.

4. В. Н. Маршаков, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1967, 3, 2.
5. В. И. Земских, А. Г. Истратов, О. И. Лейпунский и др. ФГВ, 1977, 13, 1.
6. А. А. Зенин. Докт. дис. М., ИХФ АН СССР, 1976.

УДК 543.873 : 614.833

ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ ПОРОШКОВ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ПРИ ПОЛУЧЕНИИ КАРБИДА ТИТАНА МЕТОДОМ СВС В УСЛОВИЯХ ПРОСЕВА И ПЕРЕСЫПАНИЯ

В. М. Селиванова, В. А. Олишевец, В. Д. Кошечая

(Киев)

В процессе размол, просева и пересыпания металлических порошков возможно накопление зарядов на частицах пыли и технологическом оборудовании. Между элементом, накопившим заряд, и заземленным предметом может произойти электростатический разряд с выделением энергии, достаточной для воспламенения пыли. Установлено, что пыли многих горючих материалов могут воспламеняться под действием разрядов статического электричества с энергией менее 20 мДж [1]. Поэтому расширяющееся производство и использование металлических порошков в различных отраслях народного хозяйства требуют изучения электризации порошков на различных технологических операциях с целью разработки мероприятий по предупреждению пожаров и взрывов в условиях производства.

Возникновение статического электричества зависит от большого числа различных факторов. В первую очередь величина электрического заряда определяется свойствами контактирующих тел, временем взаимодействия и скоростью нарушения контактов [2].

Изучение процесса производства карбида титана методом СВС показало, что основными операциями, на которых электризация может проявляться наиболее интенсивно, являются операции просева и пересыпания порошков. Для определения величины заряда, возникающего на порошках в этих условиях, в ОКТБ ИПМ АН УССР разработаны специальные методики и установки.

Принцип работы измерителя зарядов в установках следующий: заряженные частицы попадают в цилиндрическую ловушку, окруженную экраном и соединенную через сопротивление с землей. Если частицы полностью отдают заряд проводящей ловушке, которая обычно является внутренней обкладкой датчика, ток в цепи «датчик — земля» равен заряду, поступающему в единицу времени в ловушку. Измеряя падение напряжения $U(t)$ на известном сопротивлении R , можно определить зависимость $I(t)$. Если время процесса t , то

$$Q = \int_0^t I(t) dt = \frac{1}{R} \int_0^t U(t) dt,$$

где Q — заряд, поступивший за время t в ловушку.

Необходимым условием равенства силы тока в ловушке датчика и цепи «датчик — земля» является мгновенный переход зарядов с порошка на поверхность ловушки. Это условие для порошков, частицы которого покрыты окисными изолирующими пленками, не выполняется. Поэтому для снятия заряда с частиц порошка его помещали в проводящую среду, в качестве которой использовался электролит, хорошо смачивающий частицы. При исследовании электризации порошков в процессе просева определялась зависимость удельных зарядов от материала сита, крупности его ячеек и массового расхода порошка.

Влияние материала контактирующей поверхности на электризацию порошка исследовали при просеве через латунные и никелевые сита с