

94. А. Б. Британ, С. А. Лосев и др. Труды Ин-та механики МГУ. № 41. М., Изд. МГУ 1975.
95. Б. А. Борзенко, Н. В. Карелов и др. Второй всесоюзный симпозиум по физике газовых лазеров. Сб. тезисов. Новосибирск, 1975.
96. В. К. Конюхов. Второй всесоюзный симпозиум по физике газовых лазеров. Сб. тезисов. Новосибирск, 1975.
97. И. А. Жосул, Ю. П. Земляных и др. Труды Ин-та механики МГУ. № 41, М., изд. МГУ, 1975.

УДК 536.46+662.2

ГОРЕНИЕ И ПОГАСАНИЕ БАЛЛИСТИТНОГО ПОРОХА ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОГО ДИАМЕТРА

А. А. Зенин, О. И. Лейпунский, С. В. Писковский, В. М. Пучков

Известно, что распространение горения конденсированных взрывчатых веществ и порохов прекращается при уменьшении диаметра цилиндрического образца до некоторого предельного значения $d_{кр}$. Это явление впервые было объяснено Я. Б. Зельдовичем нарушением устойчивости распространения пламени вследствие увеличения теплотерь из зоны реакции благодаря теплоотдаче в стенки трубки [1, 2]. При больших теплотерях в зоне горения газа происходит срыв (невозможность горения) [1]. В [2] было показано, что при горении конденсированных веществ большие теплотери приводят к потере устойчивости горения, а граница возможности стационарного режима горения не достигается. Скорость горения на пределе устойчивости должна уменьшаться в \sqrt{e} раз по сравнению с адиабатической (см. также [3]).

Выводы работы [2] сделаны для веществ с температурой поверхности T_n , не зависящей от начальной температуры, и узкими зонами реакций по сравнению с зонами прогрева. При горении безгазовых систем теплотери, как показано в [4, 5], могут приводить как к срыву горения, так и к потере устойчивости (в зависимости от величины начальной температуры T_0 и температурного коэффициента скорости горения β). Для баллистических порохов $T_n = f(T_0)$ [6]. Учет переменной T_n в рамках схемы [2] сделан в работе [7]. Показано, что неустойчивость стационарного режима наступает раньше, чем его срыв, причем существуют два предела неустойчивости, вызванной теплотерями — колебательный и экспоненциальный (в порядке возрастания теплотерь). Для модели узких зон реакции в газовой фазе получены выражения для $d_{кр}$ на обоих пределах неустойчивости как функции параметров зон горения. Проведено также сравнение экспериментальных результатов для горения некоторых ВВ с теорией.

Обычно в литературе для горения конденсированных веществ с критическим диаметром приводятся экспериментально определенные значения $d_{кр}$ и $u_{кр}$. Наиболее полно эти результаты для различных внешних условий представлены в работах [8, 9]. Однако в литературе отсутствуют данные по параметрам зон горения конденсированных веществ при $d \rightarrow d_{кр}$.

Настоящая работа предпринята с целью заполнить этот пробел и сравнить предсказания работ [2, 3, 7] с поведением реального пороха. Для пороха Н получены распределения температур по зонам горения при $d \rightarrow d_{кр}$ и давлениях 1—10 атм. При давлении 1 атм варьиро-

валась начальная температура. По распределениям температуры получены параметры зон горения и прослежено их изменение для $d \rightarrow d_{кр}$. Результаты экспериментов сравниваются с предсказаниями теорий критического диаметра.

Методика эксперимента

В опытах использовались цилиндрические шашки с длиной, в 10—15 раз большей диаметра, который изменялся от $\sim 5d_{кр}$ до $d_{кр}$. Шашки сжигались в массивной, алюминиевой обойме с плотным прилеганием пороха к стенкам, что обеспечивало хорошую теплоотдачу из зон горения. Вследствие большой теплоемкости и теплопроводности внутренняя стенка обоймы разогревалась незначительно (по оценкам, не более 10°C). Поджигание цилиндрической шашки в обойме при критических диаметрах шашек и близких к ним производилось от поджигающей таблетки из пороха, имеющей в 2—3 раза больший диаметр. Опыты проводились в атмосфере азота. Для измерения распределений температуры использовались термопары ВР 5/20 толщиной 3,5 и 7 мкм. Методика измерений описана в [10]. Сигнал термопар записывался с помощью широкополосного усилителя постоянного тока УПТ-2М, разработанного В. И. Смирновым и В. А. Шабашовым. В настоящей работе исследовался также рельеф погасших поверхностей.

Горение и погасание пороха в области пульсирующего горения

В работе [6] показано, что при $p=1$ атм и $T_0 \leq +60^\circ\text{C}$ порох Н горит пульсирующим образом. Осциллограммы температурного распределения по зонам горения имели пульсирующий характер с амплитудами пульсаций в газовой фазе до 300°C и задержками температуры в к-фазе.

При дальнейшем исследовании этого режима в настоящей работе обнаружено, что горение всей поверхности осуществляется лишь периодически, имеется фаза частичного пригасания поверхности, в течение которой температура газа понижается, а на поверхности остаются отдельные очаги (жгуты) горения размером ~ 2 мм. Периодическое частичное пригасание и воспламенение поверхности подтверждено измерениями T_n во времени термопарой, спай которой все время находился на горячей поверхности. В фазе полного горения $T_n = 200 \div 230^\circ\text{C}$, в фазе пригасания T_n может понижаться до $150 \div 100^\circ\text{C}$. Размер очагов оценивается визуально, а также по виду осциллограмм, полученных двумя термопарами, одновременно записывающими температурное распределение в одной горизонтальной плоскости: при расстояниях между термопарами до 2 мм эти записи синхронны, при больших расстояниях между термопарами записи вблизи поверхности не синхронны. Время одного цикла (воспламенение, полное горение, частичное пригасание), соответствующее периоду крупных колебаний температуры в газе, по порядку величины совпадает со временем релаксации теплового слоя к-фазы (например, при $T_0 = 20^\circ\text{C}$, $p = 1$ атм эти времена равны 0,56 и 0,22 с соответственно).

С уменьшением диаметра шашки вплоть до критического (в среднем $d_{кр} = 10 \div 12$ мм при $p = 1$ атм, $T_0 = 20^\circ\text{C}$) не наблюдается принципиального изменения картины горения, уменьшается лишь количество очагов в фазе пригасания: при $d_{кр}$ остается 2—3 очага. По-видимому, ослабление взаимодействия очагов и их гибель и являются причиной погасания пороха на критическом диаметре в этом режиме горения. Измерения показывают отсутствие изменения средней скорости горения и основных параметров зон горения с уменьшением диаметра шашки вплоть до критического.

Вид осциллограмм температурного распределения, характер пульсаций и их частотно-амплитудные характеристики для $d \rightarrow d_{кр}$ не изменяются существенно. В пределах ошибок измерений не изменяются: максимальное значение T_n ($200 \div 200^\circ\text{C}$ — получено измерениями следящей термопарой вплоть до $d_{кр}$), максимальная температура газовой фазы T_Δ ($\sim 800^\circ\text{C}$), максимальные значения градиентов температуры по координате в газовой фазе у поверхности φ_n ($\sim 10^4$ град/см). В соответствии с этими измерениями не изменяются также средние значения тепловыделения в к-фазе (~ 60 кал/г) и теплоподвода из газа в к-фазу (~ 10 кал/г). Случайный характер погасания в пульсирующем режиме горения подтверждается большим разбросом значения $d_{кр}$.

Горение и погасание пороха в области стабильного послыоного горения

Повышение T_0 при $p=1$ атм изменяет характер горения: оно перестает быть пульсирующим (при $T_0 \geq 60^\circ\text{C}$ [6]). Исследования, проведенные в этой работе, показали, что при повышенных T_0 исчезает фаза пригасания. Об этом свидетельствуют визуальные наблюдения, гладкость и монотонность распределений температуры по зонам горения. Действительно, пульсации температуры, связанные с пригасанием, нельзя не заметить, так как тепловая инерционность применяемых термопар достаточно мала: например, при $T_0 = 80 \div 100^\circ\text{C}$ период колебаний должен составлять $50 \div 100$ мс, а постоянная времени термопар в этом режиме — $1 \div 3$ мс. Наконец, рельеф погашенной поверхности свидетельствует об отсутствии очагов при повышенной начальной температуре. На рис. 1, а отчетливо видны углубления (указаны стрелками), оставшиеся от очагов; на рис. 1, б — поверхность достаточно гладкая.

Зависимость $d_{кр} = f(T_0)$ при $p=1$ атм приведена ниже:

$T_0, ^\circ\text{C}$	20	60	80	100
$d_{кр}, \text{мм}$	12	7	3,5	2

Детальные исследования горения при $d \rightarrow d_{кр}$ в стабильной области горения при 1 атм были проведены при $T_0 \approx 90^\circ\text{C}$. Ввиду существенно неоднородного влияния теплоотдачи с боковой поверхности, распределения температуры получались как по центру, так и по краю. Основные результаты обработки температурных распределений по центру шашек при $d \rightarrow d_{кр}$ представлены в табл. 1. Видно, что в пределах разброса экспериментальных данных не обнаружено заметного падения скорости перемещения горячей поверхности u . Следует обратить внимание на значения скоростей, полученные непосредственно перед погасанием на критическом диаметре (последняя строка табл. 1). Скорость перемещения горячей поверхности получалась по расстоянию между термопарой, вышедшей в газовую фазу, и погашенной поверхностью и по времени между моментом прохождения термопарой горячей поверхности и моментом погасания (эти моменты фиксируются на осциллограммах температурных распределений).

Из табл. 1 видно, что значения скорости непосредственно перед погасанием находятся в пределах разброса значений скорости полностью сгоревших шашек на $d_{кр}$. В пределах разброса экспериментальных значений T_n (примерно $\pm 40^\circ\text{C}$), полу-

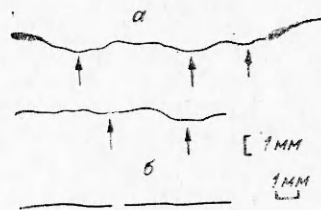


Рис. 1. Рельеф погашенной поверхности пороха Н при пульсирующем (а) и стабильном послыоном горении (б); $p=1$ атм.

а) $T_0 = 20^\circ\text{C}$; б) $T_0 = 90^\circ\text{C}$.

Таблица 1

d , мм	u , мм/с	$\varphi_{\text{п}} \cdot 10^{-4}$, град/см	T_A , °С	$\varphi_{\text{обр}} \cdot 10^{-2}$, град/см
15	$1,6 \pm 0,1$	$1,8 \pm 0,2$	900 ± 50	0,3
10	1,5	$1,8 \pm 0,3$	900 ± 15	0
8	$1,5 \pm 0,1$	$1,8 \pm 0,4$	900 ± 100	$1,1 \pm 0,2$
5	$1,3 \pm 0,3$	$2,2 \pm 0,4$	900 ± 40	$1,3 \pm 0,2$
3	$1,5 \pm 0,15$	$1,9 \pm 0,9$	700 ± 100	$1,8 \pm 0,6$
3	$1,4 \pm 0,2$	$2,0 \pm 0,5$	800 ± 50	$2,7 \pm 0,9$

(погасание)

Примечание. $d_{\text{кр}}=3\text{мм}$, $p=1\text{ атм}$, $T_0=90^\circ\text{С}$.

по координате $\varphi_{\text{п}}$ в газовой фазе вблизи поверхности к-фазы. $\varphi_{\text{п,ср}} = 2 \cdot 10^4$ град/см. На краю шашки $\varphi_{\text{п}} = (1,2 \pm 0,2) \cdot 10^4$ град/см, однако следует иметь в виду, что термопара здесь проходит фронт горения наклонно (см. ниже).

Измеренные значения максимальной температуры газовой фазы T_A также представлены в табл. 1. Среднее максимальное понижение при $d \rightarrow d_{\text{кр}}$ составляет примерно 100° . У стенки температура газовой фазы, естественно, мала и в условиях экспериментов составляла $350 \div 550^\circ\text{С}$. Наличие теплопотерь приводит к появлению в газовой фазе обратного градиента температуры по оси шашки $\varphi_{\text{обр}}$, который вызывает дополнительное охлаждение газа у поверхности пороха. На существование такого градиента впервые указал Я. Б. Зельдович [1]. На рис. 2 приведена примерная осциллограмма записи температурного распределения по зонам горения, на которой видно падение температуры после достижения максимума в газовой фазе. Экспериментально полученные значения $\varphi_{\text{обр}}$ представлены в табл. 1, где видно, что величина $\varphi_{\text{обр}}$ быстро увеличивается при $d \rightarrow d_{\text{кр}}$ до $\sim 2 \cdot 10^2$ град/см. Необходимо отметить, что падение температуры в газовой фазе начинается на больших расстояниях от поверхности — не менее $0,5 \div 1$ мм — дальше зоны, где завершается основное выделение тепла в газовых реакциях.

При повышении давления стабильный непульсирующий режим горения может быть получен и при $T_0=20^\circ\text{С}$. В табл. 2 представлены результаты экспериментального изучения горения пороха Н при $d \rightarrow d_{\text{кр}}$ для режимов $T_0=20^\circ\text{С}$, $p=5\text{ атм}$ и $p=10\text{ атм}$. Полученный выше качественный характер зависимостей сохраняется и для этих режимов горения. Из табл. 2 следует, что скорость перемещения горячей границы в этих режимах практически не зависит от d . Исключение составляет лишь заметная тенденция к понижению скорости, которая получается на погасших образцах при $d=d_{\text{кр}}$ для 10 атм. Разброс $T_{\text{п}}$ не позволяет обнаружить ее уменьшение при $d \rightarrow d_{\text{кр}}$. Из табл. 2 видно, что градиент $\varphi_{\text{п}}$ также не изменяется в пределах разброса данных, а падение T_A становится заметным с ростом давления. Для $p=5\text{ атм}$ это падение составляет примерно 100° при $d_{\text{кр}}$, а для $p=10\text{ атм}$ оно составляет уже 270° и выходит за пределы экспериментального разброса. Градиенты на оси шашки $\varphi_{\text{обр}}$ быстро увеличиваются, а абсолютные значения $\varphi_{\text{обр}}$ оказываются более высокими, чем при 1 атм. Как и в случае режима $p=1\text{ атм}$, падение температуры в газо-

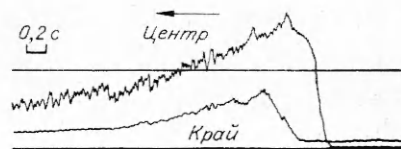


Рис. 2. Осциллограмма записи температурного распределения по оси шашки — иллюстрация наличия обратного градиента в газовой фазе; $p=10\text{ атм}$, $T_0=20^\circ\text{С}$, $d=1\text{ мм}$.

Т а б л и ц а 2

d , мм	u , мм/с	$\varphi_{\text{п}} \cdot 10^{-4}$, град/см	T_A , °С	$\varphi_{\text{обр}} \cdot 10^{-2}$, град/см
$\rho = 5$ атм, $T_0 = 20^\circ\text{C}$				
8	$1,6 \pm 0,2$	$2,6 \pm 0,2$	1000 ± 50	0
4	$1,4 \pm 0,2$	$5,2 \pm 2$	900 ± 100	$3,6 \pm 0,3$
2*	$1,4 \pm 0,1$	$4,2 \pm 1,3$	880 ± 40	$7,6 \pm 0,2$
2* (погасание)	$1,3 \pm 0,3$	$3,0 \pm 0,4$	880 ± 40	$9,3 \pm 0,3$
$\rho = 10$ атм, $T_0 = 20^\circ\text{C}$				
5	$2,1 \pm 0,3$	$3,2 \pm 1,5$	1160 ± 80	$2,5 \pm 0,3$
3	$2,0 \pm 0,3$	$4,0 \pm 1,5$	1000 ± 70	$6,1 \pm 3,6$
1**	$2,3 \pm 0,3$	$3,7 \pm 0,4$	890 ± 30	$15,8 \pm 0,2$
1** (погасание)	$1,5 \pm 0,2$	$3,9 \pm 0,6$	860 ± 70	$17,0 \pm 0,2$

* $d_{\text{кр}} = 2$ мм.** $d_{\text{кр}} = 1$ мм.

вой фазе начинается на расстояниях, больших $0,5 \div 1,0$ мм, там, где выделение тепла в газовых реакциях завершено. Полученные данные указывают на отсутствие существенного изменения в механизме горения пороха Н при $d \rightarrow d_{\text{кр}}$: тепловыделение в к-фазе сохраняется достаточно высоким ($60 \div 90$ кал/г), теплопровод из газа относительно мал ($10 \div 16$ кал/г).

Часть осциллографических записей температурных распределений при $d_{\text{кр}}$ получена непосредственно перед погасанием шашки (рис. 3). Анализ измерений позволил сделать следующие выводы: 1) при погасании шашки реакция в газовой фазе прекращается практически одновременно в изучаемом объеме; 2) непосредственно перед погасанием в газовом объеме могут развиваться пульсации температуры с амплитудой до 300°C и частотой ~ 10 Гц (при $\rho = 10$ атм). На осциллограмме (рис. 3, а) видно, что пульсации происходят одновременно во всем сечении шашки: нижняя запись — изменение температуры у стенки — имеет синхронные с верхней колебания температуры. Погасание может происходить и без пульсаций (см. рис. 3, б).

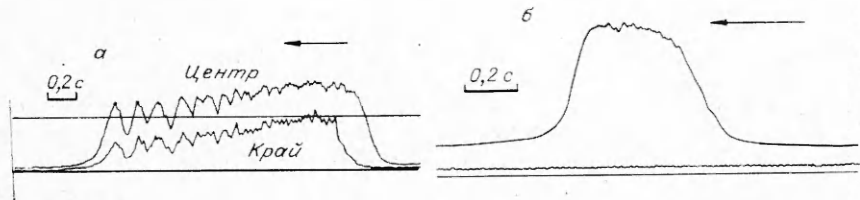


Рис. 3. Осциллограммы температурных распределений, полученных на шашках критического диаметра непосредственно перед погасанием.

а) $\rho = 10$ атм, $T_0 = 20^\circ\text{C}$, $d = d_{\text{кр}} = 1$ мм; б) $\rho = 10$ атм, $T_0 = 90^\circ\text{C}$, $d = d_{\text{кр}} = 3$ мм.

Поверхность шашек, погасших при малых $d_{\text{кр}}$ ($1 \div 3$ мм), имеет вид части сферы с радиусом, примерно равным $d_{\text{кр}}$. Это означает, что скорость горения плавно уменьшается от центра шашки к стенке и около стенки в $1,3 \div 1,4$ раза меньше, чем в центре шашки. (Упомянутые выше и приведенные в табл. 2 значения скоростей горения измерены в центре шашки.)

Обсуждение результатов

Основной вывод проведенного исследования заключается в том, что в пределах разброса экспериментальных данных при $d \rightarrow d_{кр}$ не удается обнаружить заметного изменения скорости горения в центре шашки (за исключением, быть может, слабого уменьшения скорости на погасших шашках при 10 атм), и таких параметров, влияющих на скорость горения, как T_n и φ_n . При срыве горения, согласно [7], скорость горения уменьшается в e раз. Эксперимент же показывает, что уменьшение скорости на $d_{кр}$ не выходит за пределы $\sim 25\%$ (см. табл. 1, 2). В работах [2, 3, 7] рассматривается узкая зона газовых реакций, что не соответствует структуре широкой зоны реакции в дымогазовой зоне реального пороха. Если пренебречь этим несоответствием, то, констатируя малое изменение скорости горения пороха при $d \rightarrow d_{кр}$, можно видеть причину погасания пороха в нарушении устойчивости горения, так как этот механизм требует по [7] меньшего уменьшения скорости горения.

Полученные в настоящей работе количественные данные по параметрам зон горения и скоростям горения при $d \rightarrow d_{кр}$ позволяют количественно проверить теории критического диаметра [2, 7]. Теория [2] в описываемых условиях не применима, так как для всех рассмотренных режимов $k = \beta(T_n - T_0) > 1$ ($k = 2, 3$). В [7] учтена переменность T_n и k может быть больше 1. Здесь рассмотрены теплотопери из газа и из к-фазы, причем для газа принята модель узкой зоны реакции. Полученные в [7] выражения для критического диаметра на пределах неустойчивости (колебательном — $d_{кр}^k$ и экспоненциальном — $d_{кр}^э$) содержат значения $\beta = (\partial \ln u / \partial T_0)_p$ и $r = (\partial T_n / \partial T_0)_p$.

Для оценок $d_{кр}^k$ и $d_{кр}^э$ значения β брались из работ [6, 11], r — из [6] или оценивались по однозначной зависимости $T_n = f(u)$ [12]. Эта зависимость может быть аппроксимирована выражением $u = 764 \exp \cdot (-4700/T_n)$ см/с, из которого нетрудно получить связь между β и r :

$$r = \beta(T_n/4700).$$

Результаты расчетов $d_{кр}^k$ и $d_{кр}^э$ для изученных режимов горения представлены в табл. 3. Расчеты проводились по формулам:

$$d_{кр}^k = a_2 \beta \theta \kappa / u_{кр} (1 - \delta_1),$$

$$d_{кр}^э = a_2 \beta \theta \kappa / u_{кр} (1 - \delta_2),$$

где $a_2 = 16/\pi [(\lambda_1 c / \lambda c_1) + 2/3(T_n - T_0/\theta)]$; $\theta = T_n - T_0$; $\delta_1 = \sqrt{k} - \sqrt{r/2}$; $\delta_2 = \sqrt{k} - \sqrt{r}$; $k = \beta(T_n - T_0)$; κ — температуропроводность к-фазы; λ и c — теплопроводность и теплоемкость к-фазы; индекс 1 относится к газовой фазе, все параметры соответствуют адиабатическим условиям. В [7] указывается, что в рамках примененного линейного анализа невозможно предсказать на каком из пределов, колебательном или экспоненциальном, происходит прекращение горения. Из табл. 3 видно, что за исключением режима 1 атм, $T_0 = 90^\circ\text{C}$ значения $d_{кр}$ находятся далеко за пределами интервала $d_{кр}^k \div d_{кр}^э$. Теория [7] предсказывает также значительное уменьшение скорости горения на $d_{кр}$ (в 2—3 раза), что не соответствует эксперименту.

Таким образом, можно констатировать существенное количественное расхождение результатов эксперимента для пороха Н и теории критического

Т а б л и ц а 3

Критический диаметр, мм	Режим горения		
	$p=1$ атм, $T_0=90^\circ\text{C}$	$p=5$ атм, $T_0=20^\circ\text{C}$	$p=10$ атм, $T_0=20^\circ\text{C}$
$d_{кр}^k$	8	30	17
$d_{кр}$ (экспер.)	3	2	1
$d_{кр}^э$	3	8,5	5

диаметра [7]. Можно предположить, что количественные расхождения связаны с допущениями, принятыми в работах [2, 7] — узость зон реакций по сравнению с зонами прогрева и одномерность рассмотрения задачи об устойчивости горения в канале с теплоотводом в стенке. В связи с последним обстоятельством примечательно обнаруженное в опытах плавное уменьшение скорости горения от центра шашки к стенке канала. Факт уменьшения скорости горения при приближении к стенке дает повод предположить возможность «спускового механизма», в котором погасание начинается в пристеночных участках горячей поверхности и оттуда охватывает всю поверхность. Следует также отметить, что в порохе N значительная часть теплосодержания κ -фазы (75—85%) приходится на реакции в κ -фазе, так что на скорость горения пороха N влияет не только подвод тепла из газовой фазы, но и тепловыделение в κ -фазе. Из сказанного выше следует, что количественная теория предельного диаметра горения реального пороха еще не построена и требуется продолжение как теоретических, так и экспериментальных исследований.

Авторы выражают благодарность А. Г. Истратову и Б. В. Новожилову за ценные дискуссии.

ИХФ АН СССР

Поступила в редакцию
17/III 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1941, 11, 159.
2. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12, 498.
3. Б. Н. Кондриков. ФГВ, 1969, 5, 1, 51.
4. Г. М. Махвиладзе, Б. В. Новожилов. ПМТФ, 1971, 5.
5. К. Г. Шкадинский, Б. И. Хайкин. — В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1973.
6. А. А. Зенин, О. И. Нефедова. ФГВ, 1967, 3, 1, 45.
7. Б. Н. Кондриков, Б. В. Новожилов. ФГВ, 1974, 10, 5, 661.
8. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М., «Наука», 1966.
9. Б. Н. Кондриков. Докт. дис., МХТИ, М., 1972.
10. А. А. Зенин. Канд. дис., ИХФ АН СССР, М., 1962.
11. О. И. Нефедова, А. Д. Марголин. Докл. АН СССР, 145, 4, 860.
12. А. А. Зенин, Б. В. Новожилов. ФГВ, 1973, 9, 2, 246.

УДК 662.311.1

МЕХАНИЗМ ГОРЕНИЯ НИТРАТА ГИДРАЗОНИЯ И ВЛИЯНИЯ ДОБАВОК ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

А. Ф. Жевлаков, В. А. Струнин, Г. Б. Манелис

Процесс горения ряда аммониевых и гидразониевых солей, например, перхлората аммония [1], хлорида гидразония [2], существенно образом зависит от кинетики экзотермического разложения вещества в конденсированной фазе и способности исходного вещества или продуктов разложения к испарению (сублимации). Нитрат гидразония (НГ) — удобный объект для дальнейшего выяснения механизма горения подобных соединений, поскольку кинетика его термического распада подробно исследована [3]. С этой целью в настоящей работе изучалось влияние давления и начальной температуры на скорость горения НГ, распределение температур в зоне горения, действие некоторых добавок (нитраты и хлориды щелочных металлов) на характеристики горения.