

**СТРУКТУРА ТЕМПЕРАТУРНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
ПРИ СТАЦИОНАРНОМ ГОРЕНИИ БАЛЛИСТИТНОГО ПОРОХА**

*А. А. Зенин*

*(Москва)*

Одним из направлений физического исследования процесса горения является изучение распределения температуры, образующегося при установившемся режиме горения. Точность получения формы температурного профиля, на основании которого делаются выводы о механизме протекающих процессов, имеет при этом решающее значение. До настоящего времени температурные распределения при стационарном горении конденсированных веществ, в частности баллиститных порохов, получались по частям двумя методами: от начальной температуры вещества до  $\sim 1400^\circ\text{C}$  — с помощью платино-платинородиевых термопар [1, 2], выше  $\sim 1000^\circ\text{C}$  — каким-либо из оптических методов (метод сине-красного отношения [3, 4], метод обращения спектральной линии  $D$  натрия  $\xi$  и др.).

Это было вызвано двумя причинами. Во-первых, снять распределение температуры в конденсированной фазе и в газовой фазе вблизи конденсированной (в области больших градиентов температуры) оптическим методом невозможно. Во-вторых, применявшиеся термопары с относительно низкой температурой плавления не позволяли проводить измерения в области высоких температур. Необходимая для составления полного профиля «сшивка» температурных кривых, полученных совершенно различными методами (термопарным, дающим температуры в точке, и оптическим, усредняющим температуры по сечению, в лучшем случае параллельному плоскости горения), может приводить к большим ошибкам. В настоящей работе этот недостаток устранен применением тугоплавких термопар из сплавов вольфрама с рением (ВР 5/20), которые позволяют единым методом получать полное распределение температуры при горении вещества с температурой пламени до  $3000^\circ\text{C}$ . Было также показано [5], что термопарная методика, применявшаяся до настоящего времени, ошибочна из-за больших потерь тепла в концы термопар. В той же работе предлагалась новая термопарная методика, в которой ошибки измерения малы. В настоящей статье излагаются результаты применения этой методики для получения полных распределений температуры при стационарном горении нитроглицеринового пороха Н [6].

П-образные вольфрамо-рениевые ленточные термопары толщиной 3,5 и шириной 50 мк с величиной плеча 300—500 мк заклеивались с помощью ацетона в шашки пороха диаметром 5 и высотой 30 мм. Применялся продольный [1] и поперечный разрез шашек. Во втором случае

шашка разрезалась на три части. В центре торцов второй и третьей частей на расстоянии, равном величине плеча термопары, сверлилось по два отверстия диаметром 0,25 мм параллельно оси шашки или под углом к ней (до  $\sim 45^\circ$ ), в которые продевались концы термопар. Части склеивались торцами. Ацетон удалялся посредством сушки образцов при  $50^\circ\text{C}$  в течение двух суток. Измеренное под микроскопом с точностью

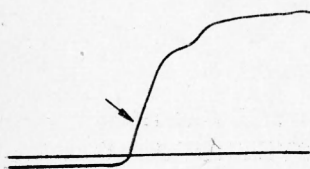


Рис. 1. Примерная осциллограмма температурного распределения при горении пороха Н,  $p=40$  атм.

до 10 мк расстояние между термопарами позволяло в каждом опыте точно знать скорость горения. Опыты проводились в атмосфере азота в бомбе постоянного давления. Шашка крепилась на подставке, смонтированной на крышке бомбы. Концы тонких термопар, выходящие из шашки, подпаивались к электроконтактам, которые были соединены через сосуд Дьюара с тающим льдом (нулевой конец термопары) с усилителем постоянного тока и шлейфным осциллографом Н-700. Исследовался диапазон давлений  $5 \div 150$  атм при  $T_0=25^\circ\text{C}$ .

На рис. 1 приведена примерная осциллограмма температурного профиля. Приборная ошибка измерений не превышает  $\pm 5^\circ$  в температурном интервале  $25-1000^\circ\text{C}$  и  $\pm 10^\circ$  при температурах выше  $1000^\circ\text{C}$ . Способ заклейки термопары не влияет на результаты измерений. Наблюдается хорошая воспроизводимость температурных кривых от опыта к опыту: обычный разброс при температурах до  $\sim 1000^\circ\text{C}$  составляет  $\pm 10^\circ$ , при температурах выше  $1000^\circ\text{C}$  составляет  $\pm 25^\circ$ . На рис. 2 показана воспроизводимость температурного распределения при 20 атм.

Выше указывалось, что примененные термопары в условиях горения пороха Н (при давлениях до 150 атм) практически не дают ошибок,

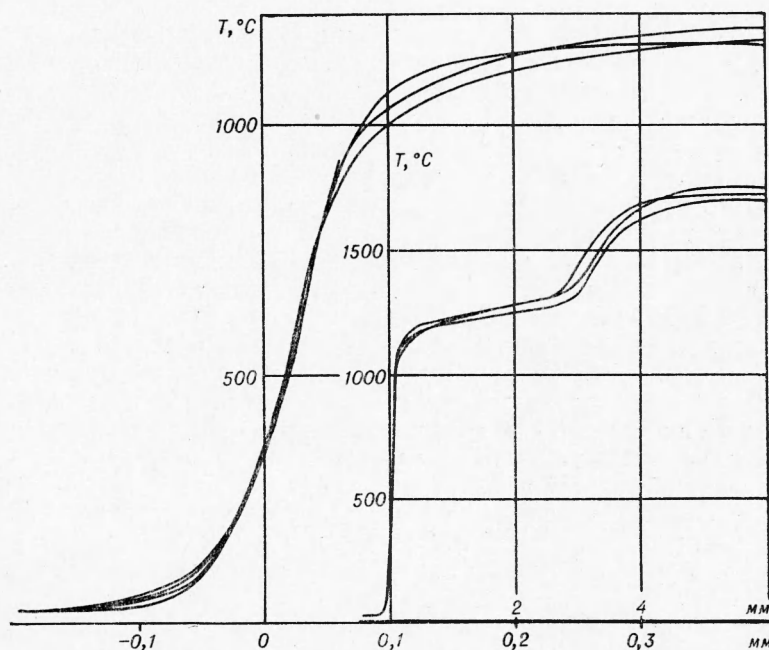


Рис. 2. Иллюстрация воспроизводимости температурного распределения.

связанных с тепловой инерционностью термопар и теплопотерями в концы. Однако в пламени пороха Н термопара нагревается до  $2000^{\circ}\text{C}$ . Поэтому необходимо рассмотреть лучистый теплообмен термопары с пламенем. Поправка к показаниям термопары, получаемая из уравнения установившегося баланса энергии для термопары, имеет вид

$$T_* - T_2 = \frac{\varepsilon \sigma T_2^4 - \varepsilon E_r(T_1)}{\alpha(T)}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon$  — степень черноты термопары;  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана;  $T_*$  — температура пламени;  $T_2$  — температура термопары;  $\alpha$  — коэффициент теплообмена;  $E_r$  — интенсивность излучения газов пламени. Измерения температуры пламени термопарами, покрытыми тонким слоем родия, степень черноты которого хорошо известна, позволили найти степень черноты применяемых термопар ( $\varepsilon=1$ ). Полученная ранее связь критериев Нуссельта и Рейнольдса [5] дала возможность рассчитать зависимость  $\alpha$  от температуры и давления. Анализ излучения газов пламени показывает, что учитывать следует лишь излучение паров воды. Высказанные соображения подтверждаются измерениями температуры пламени термопарами разной толщины (и, следовательно, с разными  $\alpha$ ). Диаметр пламени считался равным 8 мм.

Поправка, даваемая формулой (1), рассчитывалась методом последовательных приближений и учитывалась при построении эксперимен-

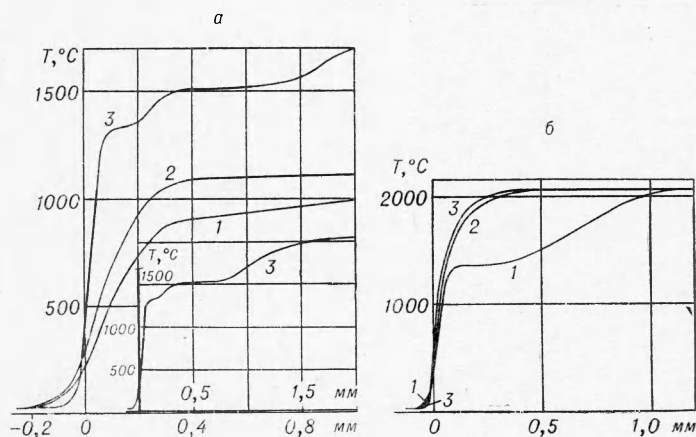


Рис. 3. Типичное распределение температуры по зоне горения пороха Н.

а) при давлении: 1 — 5 атм; 2 — 10 атм; 3 — 50 атм. б) при давлении: 1 — 75 атм; 2 — 100 атм; 3 — 150 атм.

тальных профилей температуры. В качестве примера укажем, что при давлении в 20 атм поправка при  $T_2=1000^{\circ}\text{C}$  составляет  $37^{\circ}$ , при  $1500^{\circ}\text{C}$  —  $116^{\circ}$ ; при давлении в 100 атм при  $T_2=1000^{\circ}\text{C}$  она равна  $17^{\circ}$ , при  $1500^{\circ}\text{C}$  —  $66^{\circ}$ , при  $2000^{\circ}\text{C}$  —  $140^{\circ}$ . Полные распределения температуры при стационарном горении пороха Н приведены на рис. 3.

Чрезвычайно важным для выяснения механизма горения конденсированного вещества является вопрос о значении температуры его поверхности ( $T_s$ ), т. е. вопрос о месте поверхности раздела фаз на температурном профиле. Для оценки температур поверхности был использован следующий метод: на одном уровне с плечом термопары в шашку

пороха заклеивался г-образный электрод, приготовленный из половинки термопары; острие электрода было направлено к термоспаю с промежутком между ними 10—50 мк. На термопару и электрод подавалось слабое напряжение (3—5 в), изменение тока в промежутке записывалось через усилитель на шлейфном осциллографе вместе с профилем температуры. В порохе, как органическом диэлектрике, электропроводность быстро возрастает с ростом температуры. В газовой фазе при температурах 300—400°С электропроводность мала. Максимум проводимости через промежуток термопара — электрод должен достигать на поверхности к-фазы. Такой максимум у кривой тока наблюдается в действительности. Значения  $T_s$  имеют очень большой разброс, однако можно сказать, что наиболее часто встречаемые величины  $T_s$  при  $p=10$  атм равны  $\sim 300^\circ\text{C}$ , при  $p=20$  атм — примерно  $350^\circ\text{C}$ .

Источником сведений о температуре поверхности может быть сам профиль температуры. Действительно, на осциллограммах температурных профилей отчетливо наблюдается небольшой излом (см. рис. 1), причем температура этого излома соответствует значениям  $T_s$ , указанным выше при давлениях 10—20 атм. Одной из причин излома может быть внезапное изменение термических коэффициентов (например, температуропроводности) среды. Другой причиной может быть источник или сток тепла в точке излома. Нетрудно убедиться, что в рассматриваемом случае характер излома говорит о тепловыделении в месте излома.

Таблица 1

$p$ , атм	$u$ , см/сек	$T_s$ , °С	$p$ , атм	$u$ , см/сек	$T_s$ , °С
3	0,12	205	50	0,68	375
3	0,12	210	50	0,68	390
5	0,16	240	50	0,68	405
5	0,16	250	55	0,72	390
8	0,17	270	60	0,75	405
10	0,20	295	60	0,75	415
10	0,20	300	70	0,80	410
20	0,36	350	75	0,87	400
20	0,36	370	75	0,87	415
20	0,37	360	100	1,06	420
30	0,50	350	100	1,06	445
30	0,50	370	108	1,11	430
30	0,48	370	110	1,13	455
30	0,52	370	112	1,15	455
40	0,60	380	120	1,20	455
40	0,60	390	125	1,25	450

В этой связи отметим, что П. Ф. Похилом [7] наблюдалось тепловыделение в поверхностном слое к-фазы горящего пороха (при малых давлениях). Наконец, изучение распределения температуры в волне горения пороха Н, горящего при давлениях ниже атмосферного и в вакууме, показывает, что подобный излом на температурной кривой в тех условиях действительно соответствует  $T_s$  [8].

Совокупность изложенного позволяет утверждать, что место излома на температурном профиле при всех изученных давлениях соответству-

ет поверхности горящего пороха, а температура этого излома — температуре поверхности (табл. 1)<sup>1</sup>.

Укажем, что значения  $T_s$ , полученные П. Ф. Похилом [6] в интервале давлений 5—50 атм другим методом, лишь несколько ниже полученных автором значений.

В работе [1]  $T_s$  определялась по отклонению кривой температуры в к-фазе, построенной в полулогарифмических координатах, от прямой, которая в этих координатах представляет михельсоновское распределение. Сильная зависимость результата от теплопроводности к-фазы

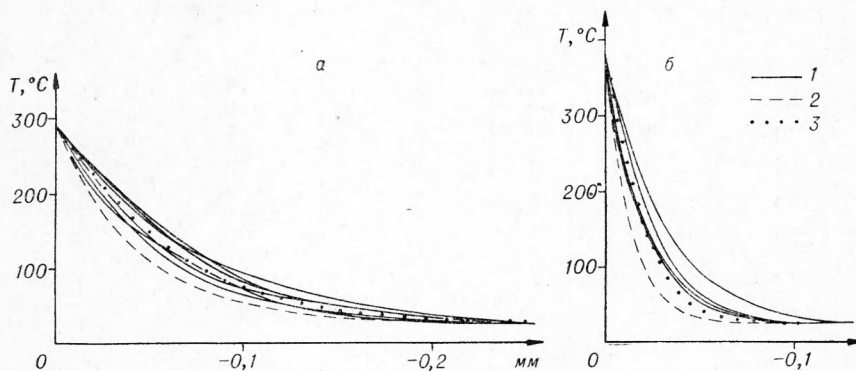


Рис. 4. Распределение температуры в конденсированной фазе при горении пороха Н;  $p=10$  атм (а),  $p=50$  атм (б).

1 — экспериментально полученные распределения температуры; 2 — михельсоновское распределение; 3 — распределение температуры в к-фазе с учетом зависимости  $a_3$  от температуры.

(а ее значение точно не известно и, по-видимому, переменено по зоне прогрева) является недостатком этого метода. Полученные в этой работе  $T_s$  являются слишком низкими (200°С при 20 ÷ 50 атм). Близкие величины  $T_s$  (~300°С) получены в работе [9] для баллиститного пороха с помощью инфракрасной пирометрии.

Распределение температуры в конденсированной фазе оказывается сравнительно близким к михельсоновскому, подсчитанному по уравнению

$$T - T_0 = (T_s - T) e^{\frac{u}{a_3} x},$$

где  $a_3 = 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/сек — теплопроводность к-фазы ( $x < 0$  для к-фазы).

На рис. 4 в качестве примера приведено сравнение экспериментальных кривых с михельсоновскими. Видно, что действительная зона прогрева в к-фазе несколько шире михельсоновской. В табл. 2 показано, во сколько раз  $\delta x$ , экспериментально получаемая глубина зоны прогрева (глубина, на которой температура  $T - T_0$  падает в  $e$  раз), в среднем больше михельсоновской.

<sup>1</sup> Разумеется, физически температура поверхности, как и сама поверхность, не является вполне определенной, поскольку переход от к-фазы к газовой фазе происходит, строго говоря, непрерывно, в некотором температурном интервале.

Для определенности за  $T_s$  принималась та точка излома, интенсивность тепловыделения в которой достигала максимума. Интенсивность тепловыделения рассчитывалась по температурной кривой с использованием уравнения теплопроводности [14]. Местоположение максимума практически не зависит от того, какие термические коэффициенты взяты при расчете — для газовой фазы или для к-фазы.



Одной из возможных причин расширения зоны прогрева в к-фазе может быть большая, чем обычно считается ( $10^{-3}$  см<sup>2</sup>/сек), теплопроводность пороха при высоких температурах. Экстраполяция зависимости  $a_3 = 0,8 \cdot 10^{-3} + 0,15 \cdot 10^{-5} (T - T_0)$ , полученной автором в интервале  $0 \frac{1}{2} - 150^\circ \text{C}$ , в область более высоких температур (если, конечно, это законно) позволяет объяснить почти полностью эффект расширения

Таблица 2

$p$ , атм	$u$ , см/сек	$\delta x$
5	0,15	1,22
10	0,19	1,30
20	0,34	1,36
30	0,48	1,38
50	0,67	1,41
75	0,85	1,45
100	1,00	1,48

Таблица 3

$T$ , °C	$\lambda_1 \cdot 10^4$ , кал/см·сек °C	$C_{p1}$ , кал/г, °C
200	1,00	0,311
400	1,70	0,332
600	2,25	0,348
800	2,70	0,362
1000	3,15	0,373
1200	3,60	0,382
1400	4,05	0,390
1600	4,50	0,397
1800	5,00	0,403
2000	5,45	0,409
2200	5,90	0,414

теплового слоя. Экзотермическая реакция в реакционном слое к-фазы также будет расширять тепловой слой (в его реакционной части), хотя при больших эффективных энергиях активации и не слишком большой степени диспергирования это расширение не может быть значительным, так как реакционный слой много тоньше прогретого.

В вопросах поджигания, а также горения в режиме переменного давления важно знать запас тепла  $\tilde{Q}$  (кал/см<sup>2</sup>) в к-фазе при стационарном режиме горения. Это тепло может быть подсчитано по распределению температуры в к-фазе. Усредненные по многим экспериментам значения  $\tilde{Q}$  приведены ниже:

$p$ , атм	$\tilde{Q}$ , кал/см <sup>2</sup>	$p$ , атм	$\tilde{Q}$ , кал/см <sup>2</sup>
5	1,0	50	0,50
10	0,9	75	0,45
20	0,72	100	0,40

Распределение температуры в газовой фазе имеет четкое разделение на две зоны, что соответствует результатам других исследователей [4, 10]. Температура в конце первой зоны (пародымогазовой) равна при  $p=5$  атм  $1000^\circ \text{C}$ , при  $p=10$  атм —  $1100^\circ \text{C}$ , при  $20$  атм — в среднем  $1190^\circ \text{C}$  и затем примерно линейно растет до температуры  $1370^\circ \text{C}$  при  $p=75$  атм<sup>1</sup>. Температура по темной зоне при фиксированном давлении по мере удаления от поверхности в большинстве случаев слабо растет (в пределах  $\sim 100^\circ$ ). Отметим, что подвода тепла из зоны пламени (когда оно есть) недостаточно для объяснения как роста температуры темной зоны с увеличением давления, так и возрастания температуры по зоне при фиксированном давлении. В связи с этим обстоятельством следует заметить, что в темной зоне, по-видимому, может иметь место индукционный режим, рассмотренный в работе [11].

<sup>1</sup> Приведены температуры в точке минимальной скорости тепловыделения.

При  $p=20$  атм появляется вторая зона (зона пламени) с  $T_* = 1700^\circ\text{C}$ . При давлении 30 атм  $T_* = 1920^\circ\text{C}$ , при 50 атм —  $2020^\circ\text{C}$ , при  $p=60$  атм  $T_* = 2060^\circ\text{C}$ . Полнота сгорания достигается таким образом при 60 атм, что согласуется с результатами, полученными другими методами.

Если расстояние от поверхности до указанных температур зон ( $L$ , мм) представить в виде функции давления  $L = a/p^k$ , где  $p$  — давление в атм, то для темной зоны  $k=0,9$ , для зоны пламени  $k=1,16$ , т. е. с ростом давления, как это видно из рис. 2—4, зона пламени быстрее приближается к поверхности, чем темная зона.

Профили температур, полученные для газовой фазы автором и методом сине-красного отношения [13] в интервале давлений 20—60 атм, совпадают между собой при давлении 20 атм, а при больших давлениях термодинамические кривые оказываются существенно ближе к поверхности (на  $0,5\frac{1}{2}$ —1 мм). Расхождения, наблюдаемые вблизи горячей поверхности в области больших градиентов температур, можно было бы объяснить неточностью оптических методов, связанной с невозможностью получить достаточно ровный фронт горения.

Осреднение температуры по нормальному сечению факела, производимое в оптических методах в области больших градиентов температуры при обычно неровном фронте горения, может приводить к расширению профиля температуры.

В расчетах тепловых потоков и тепловыделения по температурному профилю существенную роль играет правильный выбор коэффициентов теплопроводности  $\lambda_1$  и теплоемкости  $C_{p_1}$  газовой фазы. Значения этих коэффициентов в зависимости от температуры рассчитывались по составу продуктов, приведенному в работах [6] и [12] (табл. 3).

Интересно отметить, что  $\lambda_1 = f(T)$  и  $C_{p_1} = f(T)$ , рассчитанные для равновесного состава продуктов в пламени практически совпадают с данными в табл. 3. Это означает, что зависимость  $\lambda_1$  и  $C_{p_1}$  от температуры для газовой фазы пороха Н значительно сильнее, чем от состава газовых продуктов, изменяющегося с изменением расстояния от поверхности.

Градиент температуры в газовой фазе у поверхности к-фазы велик: при 5 атм  $(dT/dx)_s = 2 \cdot 10^4$  °C/см, при 50 атм он составляет  $1,5 \cdot 10^5$  °C/см, при 100 атм —  $2,4 \cdot 10^5$  °C/см. Это указывает на сравнительно большие потоки тепла из газовой фазы в конденсированную. Ниже представлены средние значения потока тепла в зависимости от давления:

$p$ , атм	$\lambda_1(dT/dx)_s$ , кал/см <sup>2</sup> ·сек	$p$ , атм	$\lambda_1(dT/dx)_s$ , кал/см <sup>2</sup> ·сек
5	2	50	18
10	5	75	25
20	10	100	30
30	13		

Поток тепла в к-фазу из газовой с ростом давления (и скорости горения) растет. Однако нетрудно показать, что тепла, приходящего из газовой фазы, недостаточно для нагрева к-фазы до  $T_s$  и что большая часть необходимого для этого тепла выделяется в самой к-фазе. Интегрируя уравнение теплопроводности

$$\frac{d}{dx} \left( \lambda \frac{dT}{dx} \right) - C \rho u \frac{dT}{dx} + \Phi(T) = 0$$

(где  $\Phi(T)$  — интенсивность выделения или поглощения тепла вследствие

химических реакций;  $\rho$  — плотность) по  $x$  от  $-\infty$  до  $x_1$  (считая  $\frac{dT}{dx} = 0$  при  $x = -\infty$ ), получим

$$Q = C_p (T - T_0) - \frac{\lambda}{\rho u} \left( \frac{dT}{dx} \right)_{x_1}. \quad (2)$$

Из уравнения (2) следует, что тепло, выделяемое (или поглощаемое) слева от контрольной плоскости  $x_1$ , на 1 г вещества — это тепло, содержащееся в 1 г вещества, минус тепло, подведенное справа к контрольной плоскости теплопроводностью. Выбрав в качестве  $x_1$  поверхность к-фазы горящего пороха ( $x=0$ ), можно прийти к выводу, что в конденсированной фазе выделяется тепло. Полученный вывод не зависит от того, в каком месте экспериментально полученного температурного профиля выби-

Таблица 4

$p, \text{ атм}$	Средние значения теплот, кал/г			$Q_{\Sigma}, \text{ кал/г}$
	$Q_1$	$Q_2$	$Q_3$	
5	58	300	—	358
10	75	325	—	400
20	90	335	221	646
30	100	340	303	743
40	108	350	303	761
50	112	360	317	789
60	118	364	319	801
75	120	360	321	801
100	125	—	—	801
150	130	—	—	801

рается поверхность к-фазы, т. е. этот вывод не зависит от вопроса об определении  $T_s$ . Располагая контрольные поверхности между зонами, можно получить количество тепла, выделяемое в каждой из зон. В табл. 4 приведены рассчитанные по температурным профилям с помощью формулы (2) средние значения теплот, выделяющихся вследствие химических реакций в к-фазе ( $Q_1$ ), дымогазовой зоне ( $Q_2$ ), зоне пламени ( $Q_3$ ), на 1 г исходного пороха и значения суммарной теплоты горения ( $Q_{\Sigma}$ ) в зависимости от давления. При  $p > 75 \text{ атм}$  темная зона и зона пламени сливаются. В проведенном расчете тепловой поток излучением пламени в к-фазу не учитывался ввиду его малости: при коэффициенте поглощения 0,5 количество тепла, поглощаемое к-фазой при  $p = 60 \text{ атм}$ , меньше 5 кал/г, при  $p < 60 \text{ атм}$  эта величина еще меньше. Из-за большой прозрачности пороха тепло распределяется по толщине к-фазы в несколько миллиметров, приводя лишь к незначительному повышению начальной температуры пороха. Количество тепла, выделяемое в к-фазе химическими реакциями, растет с ростом давления [13]. Причинами могут быть возможное уменьшение степени диспергирования и увеличение полноты реакции в газовых пузырьках к-фазы с ростом давления (и  $T_s$ ). Тепловыделение в темной зоне и зоне пламени растет в связи с увеличивающейся полнотой реакций и достигает своего предельного значения при  $\sim 60 \text{ атм}$  (360 кал/г для дымогазовой зоны и 320 кал/г для зоны пламени).



Ниже приведены усредненные значения отношения количества тепла, подводимого из газовой фазы теплопроводностью к теплу, выделенному в к-фазе ( $\Delta$ ):

$p, атм$	$\Delta, \%$	$p, атм$	$\Delta, \%$
5	15	50	15
10	16	75	13
20	17	100	10
30	17		

Тепло, подводимое из газовой фазы, вначале растет с давлением, достигая максимума при 20—30 атм, затем уменьшается. Оно составляет большую долю тепла к-фазы ( $\sim 15\%$ ), но может существенно влиять на скорость горения.

Для некоторых вопросов теории горения представляют интерес данные о времени пребывания газовых продуктов в зонах ( $\tau_0$ ) — дымогазовой и пламени. При  $p=10 атм$  (диспергированием всюду пренебрегаем) в зоне от поверхности до 0,5 мм  $\tau_p \parallel 0,2 м сек$ , при  $p=50 атм$   $\tau_p$  равно 0,11; 0,46 и 1,23 сек на расстояниях 0,1; 0,5 и 1,5 мм соответственно; при  $p=100 атм$   $\tau_p$  составляет 0,1; 0,4 и 0,53 мсек на расстояниях 0,1; 0,5 и 0,7 мм соответственно.

#### ВЫВОДЫ

1. С помощью вольфрамо-рениевых термопар получено полное распределение температуры при стационарном горении нитроглицеринового пороха Н в интервале давлений 5—150 атм и начальной температуре пороха 25°С.

2. Найдена температура поверхности горящего пороха  $T_s$  в зависимости от давления, равная 200°С при  $p=3 атм$  и 300°С при 10 атм. Скорость роста  $T_s$  убывает с давлением. Температура 400°С достигается при  $p=50 атм$  и 450°С — при 120—150 атм.

3. Распределение температуры в к-фазе в 1,5—2 раза шире михельсоновского, что в значительной степени может быть объяснено ростом теплопроводности пороха с температурой.

4. Подтверждена многозонность распределения температуры в газовой фазе. С ростом давления пародымогазовая зона приближается медленнее к поверхности, чем зона пламени.

5. Количество тепла, выделяемого в реакционном слое к-фазы, растет с  $p$  при 5 атм до 130 кал/г при 150 атм. Доля тепла, подводимого из газовой фазы в конденсированную, составляет 15—20% от общего количества тепла, выделяемого в к-фазе.

6. Тепловыделение в дымогазовой зоне и зоне пламени также растет с ростом давления: в первой — от 300 (5 атм) до 360 кал/г (75 атм), во второй — от 220 (20 атм) до 320 кал/г (75 атм).

Поступила в редакцию  
10/VI 1965

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. Klein, M. Mentser, G. Elbe, B. Lewis. J. Phys. Chem., 1950, 54, 4, 877.
2. C. A. Heller, A. S. Gordon. J. Phys. Chem., 1955, 59, 3, 773.
3. Л. Н. Гальперин, В. М. Мальцев, П. Ф. Похил. Докл. АН СССР, 1959, 127, 1, 131.
4. П. Ф. Похил, В. М. Мальцев, Г. В. Лукашеня. Докл. АН СССР, 1960, 135, 4, 913.
5. А. А. Зенин. ПМТФ, 1963, 5, 125.

- 
6. А. А. Зенин. Канд. дисс. ИХФ АН СССР, 1962.
  7. П. Ф. Похил, Л. Д. Ромоданова, М. М. Белов. Сб. «Физика взрыва», № 3. М., Изд-во АН СССР, 1955.
  8. А. А. Зенин. ФГВ, 1966, 1, 74.
  9. J. Powling, W. A. W. Smith. Combustion and Flame, 1962, 6, 3, 173.
  10. С. Хуггетт. Горение твердых ракетных топлив. Сб. переводов «Жидкие и твердые ракетные топлива». Под ред. проф. Ю. Х. Шаулова. М., ИЛ, 1959.
  11. Р. М. Зайдель, Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1962, 4, 27.
  12. Р. Н. Уимпресс. Внутренняя баллистика пороховых ракет. М., ИЛ, 1952.
  13. П. Ф. Похил, В. М. Мальцев. Докл. АН СССР, 1960, 132, 3, 646.
  14. А. А. Зенин. ФГВ, 1966, 2, 28.
-