

отношение можно представить в следующем виде:

$$\pi = (\alpha - 1) / \alpha \cdot k_{\phi 1} m_1 T_2 / k_{\phi 2} m_2 T_1. \quad (15)$$

Очевидно, что значениям $\pi < 1$ отвечает устойчивый фронт горения, а $\pi > 1$ — неустойчивый. Граница устойчивости определяется условием $\pi = 1$.

Так как при фильтрационном горении значения коэффициентов пористости и фильтрации у конечного продукта, как правило, меньше, чем у исходного реагента (следствие спекания материала при высоких температурах), а $T_2/T_1 \approx 10$, то при не очень близких к единице значениях α реализуется неустойчивый режим горения. При прочих равных условиях увеличение коэффициента избытка окислителя способствует развитию неустойчивости. В связи с последним необходимо отметить, что при фиксированных значениях давления в областях течений a и b (см. рисунок) величина коэффициента избытка окислителя есть функция коэффициентов пористости и фильтрации исходного вещества и конечного продукта. Уплотнение пористого вещества при реакции приводит к уменьшению коэффициента избытка окислителя. При значительном снижении пористости продукта реакции ($\alpha \approx 1$) фильтрационное горение устойчиво.

В заключение следует отметить, что из-за наличия малого множителя ρ_2/ρ_{m1} (порядка 10^{-4} — 10^{-5}) в выражении для Ω абсолютные значения инкремента колебаний невелики даже на значительном удалении от границы устойчивости. Поэтому в реальных условиях (например, при сжигании в квазистационарном режиме образцов конечной длины) характерное время развития неустойчивости может существенно превышать характерное время процесса горения. Форма фронта горения при этом может сохраниться плоской.

*Ленинградское
высшее военно-морское училище
им. В. И. Ленина*

*Поступила в редакцию
13/VI 1976*

ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Алдушин, А. Г. Мержанов, Б. И. Хайкин. Докл. АН СССР, 1974, 215, 3.
2. Л. Д. Ландау. ЖЭТФ, 1944, 240, 14.
3. А. Д. Лебедев, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1976, 12, 6.

ТРИ ХАРАКТЕРНЫХ РЕЖИМА ГОРЕНИЯ БАЛЛИСТИЧНЫХ ПОРОХОВ ПРИ СПАДЕ ДАВЛЕНИЯ

*В. И. Земских, А. Г. Истратов, О. И. Лейпунский,
В. Н. Маршаков*

Для теории нестационарного горения пороха принципиальную важность имеет вопрос о погасании пороха, например, при спаде давления. Необходимо знать, какие изменения в волне горения происходят во время погасания, какие зоны в первую очередь ответственны за «выключение» химических реакций, с тем, чтобы сформулировать физическую модель и определить критерий погасания. В развитой к настоящему мо-

менту нестационарной теории горения нет единого мнения относительно критериев погасания в связи с отсутствием достаточно полных экспериментальных данных о его механизме [1, 2].

В настоящей работе предпринята попытка исследовать эволюцию температуры вблизи поверхности горения при спаде давления. Для этой цели использовалась методика тонких термопар. Эта методика имеет преимущество перед спектрально-оптическими методами, применявшимися для этой цели [3—6], так как позволяет регистрировать более низкую температуру на горячей поверхности и в ее непосредственной близости. Термопарные измерения в процессе погасания уже проводились ранее [7] при торцевом горении пороховых образцов. Возникло, однако, опасение, что в этом случае на процесс погасания могло существенно повлиять течение холодного азота вблизи горячей поверхности, которое происходило при спаде давления. Поэтому была использована новая методика эксперимента, когда порох горел внутри цилиндрического канала. Глубина канала (в калибрах) могла быть выбрана достаточно большой, чтобы не сказываться на условиях горения и погасания и вместе с тем не чрезмерной, чтобы не изменить характеристик спада давления.

Измерения температур выявили существование трех режимов поведения пороха. Первый из них состоит в том, что после спада давления порох продолжает гореть. При этом изменения температуры оказались близкими к значениям, которые соответствуют квазистационарному горению. При более быстром спаде давления температура после его окончания продолжает уменьшаться примерно до 380 К. Далее возможны две ситуации: спустя 1,5 с горение восстанавливается до стационарного режима, соответствующего нижнему уровню давления, либо горение не наблюдается совсем. В дальнейшем эти процессы будут называться соответственно режимом с повторным воспламенением и режимом полного погасания.

Обсуждается вопрос о возможности разделить области существования трех упомянутых режимов в плоскости параметров спада давления, т. е. в координатах, характеризующих его глубину и скорость.

Эксперименты проводились в установке «бомба — ресивер» [8], в которой осуществляется переходный процесс горения с начального уровня $p_1 \approx 6$ МПа к конечному $p_2 \approx 0,7 \div 3$ МПа. Спад давления происходил при прорыве мембраны, отделяющей бомбу от ресивера. Скорость спада давления варьировалась изменением площади проходного сечения расходной шайбы, расположенной между этими объемами. Испытывались образцы пороха Н с торцевой поверхностью горения, и горевшие по каналу. Канал сверлился в шашке пороха на различную глубину (до 30 мм) с различным диаметром (до 20 мм). По результатам предварительных опытов была выбрана начальная глубина канала, равная 6 калибрам. Из-за разгорания канала к моменту начала спада давления относительная глубина канала снижалась до $3,6 \div 5$ калибров. Как показали предварительные эксперименты, расположение такого канально-го образца в бомбе не влияет на результат опыта, тогда как образцы с торцевым горением гаснут тем легче, чем ближе они располагаются к расходной шайбе.

Температура измерялась с помощью П-образных вольфрам-рениевых термопар толщиной $7 \div 10$ мкм, заклеенных в образце вблизи дна канала (~ 3 мм от дна) с таким расчетом, чтобы к моменту начала спада давления термопара находилась в исследуемой зоне горения. В остальном методика аналогична методике, описанной в [8].

Характерные режимы поведения пороха при спаде давления иллюстрируются рис. 1, где представлены типичные записи зависимости температуры от времени (кривые 1), а также расчетные зависимости температуры от времени, сделанные при различных предположе-

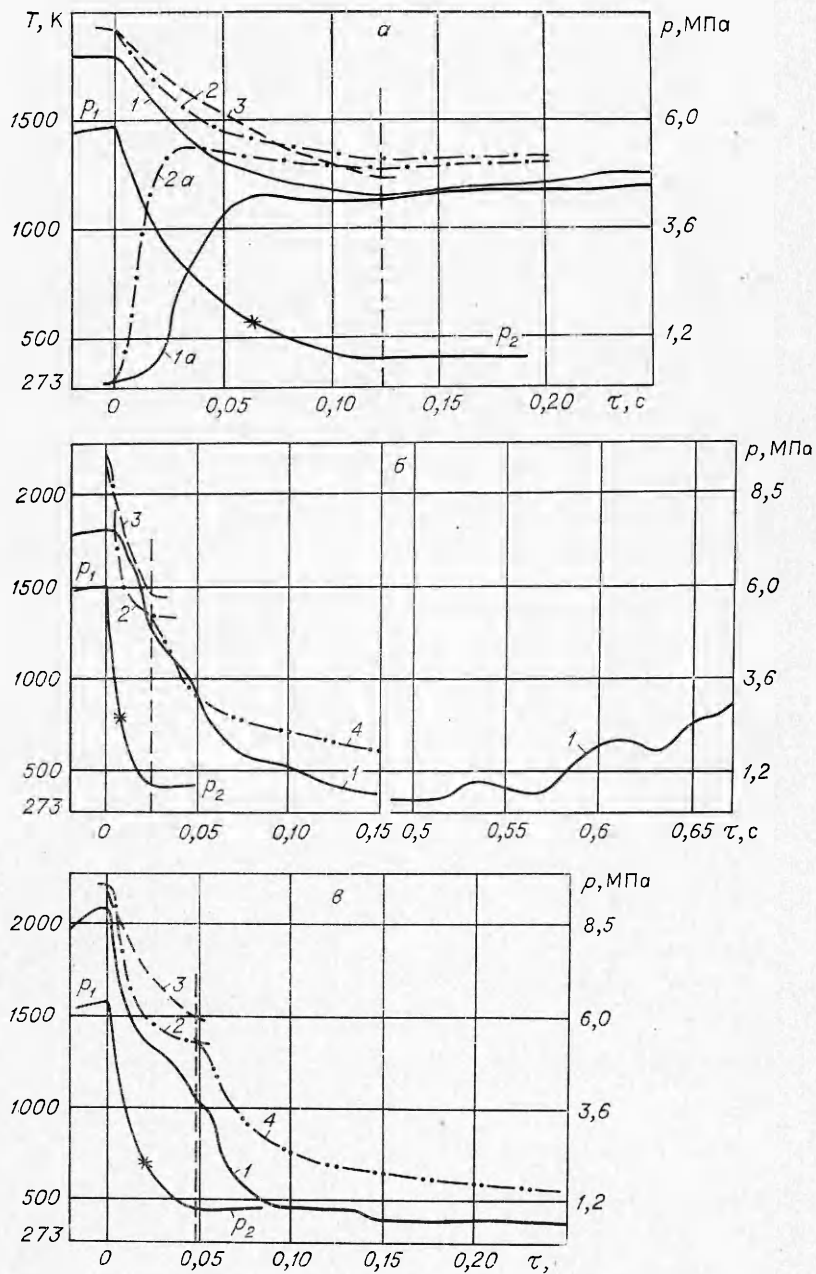


Рис. 1. Эволюция температуры в зонах горения при спаде давления для квазистационарного режима горения (а), для режима с повторным воспламенением (б) и для режима с полным погасанием (в). Точка * на кривой $p(t)$ отмечает момент времени, где достигается равенство $\tau_n/\tau_d=1$.

ниях. Начало отсчета времени соответствует началу спада давления, штриховой вертикальной прямой отмечено его окончание. Кривые 2 рассчитывались в предположении квазистационарного протекания горения в течение всего процесса по данным о стационарном распределении температуры при различных давлениях [9]. Кривые 3 описывают изменение температуры в ходе адиабатического расширения при спаде давления. Кривые 4 показывают изменения температуры за счет теплопроводности в отсутствии горения из начальных состояний, которые пред-

ставляют собой тепловые ступеньки. Температура пороха по всей его глубине при этом считается равной начальной температуре ($T_0=300$ К), а температура газа во всем газовом пространстве — температуре продуктов сгорания пороха, образующихся при стационарном горении на конечном уровне давления. За температуру продуктов сгорания выбирается температура на расстоянии 750 мкм от горячей поверхности, что отвечает пологому участку стационарного температурного распределения. Расчетные кривые носят оценочный характер и приводятся как ориентиры для значений температур, соответствующих отдельным элементам процесса.

На рис. 1, *а* представлены две экспериментальные температурные зависимости — кривые 1 и 1а. Кривая 1а соответствует показаниям термопары, находившейся в момент начала спада давления в порохе на глубине 65+20 мкм. В дальнейшем во время спада давления она выходит в газ. Кривая 1 — запись термопары, находившейся в начальный момент в газе на расстоянии 525 мкм от горячей поверхности. Из рисунка видно, что характер изменения температуры для кривых 1 и 1а качественно совпадает с ходом расчетных зависимостей, описывающих эволюцию температуры при квазистационарном горении (кривые 2 и 2а). Это представляется естественным, так как характерное время спада давления больше времени релаксации теплового слоя пороха. Кривая 3, описывающая изменение температуры при адиабатическом расширении продуктов сгорания, которые находились в районе термопары в начальный момент времени, также более или менее соответствует ходу экспериментальной зависимости (кривая 1), однако, ход кривой 1а свидетельствует о том, что горение во время спада продолжается и, следовательно, соответствие кривых 1 и 3 носит случайный характер.

Для режима с повторным воспламенением (рис. 1, *б*) спад давления был более быстрым, однако, характерное время спада давления (до ~2,0 МПа) больше времени релаксации теплового слоя. Различие измеренной температуры и рассчитанной по квазистационарному приближению (кривые 1, 2 соответственно) связано, по-видимому, с тем, что на расстоянии 1,3 мм, где находилась термопара в момент начала спада давления, на стационарном профиле температур обычно располагается вторичное пламя, которое, как известно, может менять свое положение. Наиболее характерная особенность этого режима — падение температуры после спада давления до уровня ~380 К. Кривая 4, описывающая процесс выравнивания температуры в химически инертном веществе, дает неплохое соответствие с экспериментальной кривой в пределах оценочного характера расчета. При столь низких температурах трудно ожидать заметных скоростей химических реакций. Тем не менее спустя 0,5 с, а в других аналогичных опытах — до 1,5 с наблюдается воспламенение, которое приводит к стационарному горению, соответствующему конечному уровню давления $p_2 \approx 0,7$ МПа. Отметим, что на экспериментальной кривой при воспламенении наблюдаются колебания температуры.

В режиме погасания (рис. 1, *в*) ход экспериментальной кривой 1 в начале спада давления соответствует квазистационарному режиму (кривая 2), а после спада — распаду тепловой ступеньки (кривая 4). Кривая 3, описывающая адиабатическое расширение продуктов сгорания, заметно отличается от экспериментальной.

Таким образом, режим квазистационарного горения существенно отличается от режимов с повторным воспламенением и погасанием характером изменения температуры после спада давления. Последние два режима во время и сразу после спада давления по виду изменения температуры практически неразличимы и оба характеризуются тем, что после спада давления достигаются весьма низкие температуры. С этой точки зрения различие между ними заключается лишь в самом

факте повторного воспламенения. Причем термопарные измерения не позволили зафиксировать причину его возникновения.

Можно предположить, что воспламенение происходит от отдельных горячих очагов, слишком малых или слишком редко расположенных, чтобы их могла зафиксировать термопара. Другая возможность состоит в том, что даже при низких температурах поверхность только что горевшего пороха может быть в химическом отношении гораздо более активной, чем свежий образец пороха, нагретый до этой температуры.

Была предпринята попытка обработать данные экспериментов в координатах, характеризующих глубину и скорость спада давления для того, чтобы выяснить, насколько определяют эти параметры различные режимы поведения пороха. В качестве характерных параметров спада давления были выбраны: отношение времени релаксации теплового слоя пороха при начальном давлении p_1 (τ_n) к характерному времени экспоненциального спада давления (τ_d), т. е. характерная скорость спада давления

$$\tau_n/\tau_d = (\kappa/u_1^2)/[(p_1 - p_2)/\dot{p}] = (\kappa\dot{p})/[u_1^2(p_1 - p_2)],$$

где κ — коэффициент температуропроводности пороха; u_1 — скорость горения пороха при p_1 . Отношение скоростей $u_2/u_1 = (p_2/p_1)^y$ характеризует относительную глубину спада давления. Эти координаты аналогичны использовавшимся в [8].

Результаты обработки экспериментальных данных приведены на рис. 2. Из рис. 2, а видно, что можно достаточно определенно провести границу (кривая), отделяющую точки с квазистационарным горением. Режим с повторным воспламенением в этих координатах не отделяется от режима полного погасания. Таким образом, в условиях проведенных опытов характеристики спада давления нельзя, по-видимому, считать определяющими параметрами, от которых зависит повторное воспламенение.

Аналогично результаты обрабатывались для экспериментов с образцами, горящими с торца. Термопарные измерения в этих опытах не проводились. Результаты представлены на рис. 2, б. Кривая разделяет области параметров спада, в которых осуществляется тот или иной режим, и совпадает с кривой на рис. 2, а, что дает основание считать, что

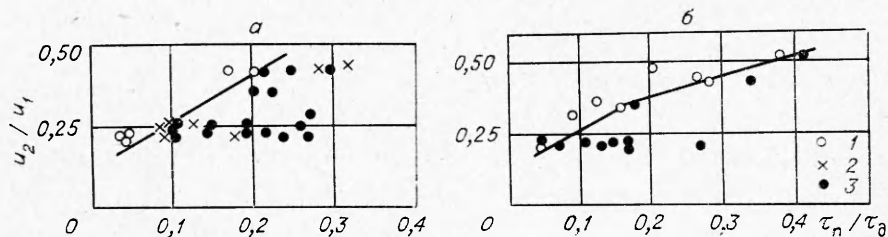


Рис. 2. Кривые потухания канальных (а) и торцевых образцов (б).

1 — образец сгорел в квазистационарном режиме; 2 — образец сгорел в результате повторного воспламенения; 3 — образец погас.

при торцевом горении образцов повторного воспламенения не наблюдается, по-видимому, из-за обтекания поверхности горения холодным азотом.

Режим с повторным воспламенением наблюдался при горении по каналу образцов пороха $H+2\%MgO$ [10]. Было показано, что при уменьшении относительной глубины канала режим с повторным воспламенением сменяется полным погасанием. Критическая глубина канала составляла один калибр для фиксированной во всех опытах скорости

спада давления ($\tau_n/\tau_d=0,36$). Глубина канала, с которой проводились опыты в настоящей работе, была выбрана равной 6 калибрам на основании работы [10].

*Институт химической физики АН СССР,
Москва*

*Поступила в редакцию
17/XII 1975*

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М., «Наука», 1974.
2. Я. Б. Зельдович, О. И. Лейпунский, В. Б. Либрович. Теория нестационарного горения пороха. М., «Наука», 1975.
3. C. L. Merkle, S. L. Turk, M. Summerfield. AMS Report № 880, Princeton University, Princeton, N. Y., 1969.
4. A. D. Baer, N. W. Ryan. AIAA J., 1971, 9, 5.
5. J. A. Steinz, H. Selzer. Comb. Science and Techn., 1971, 3.
6. Ken Tobioka. X-th Intern. Symp. on Aerospace Techn. and Science, Tokyo, 1973.
7. В. Н. Маршаков, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1969, 5, 1.
8. В. Н. Маршаков, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1967, 3, 2.
9. А. А. Зенин. Канд. дис., ИХФ АН СССР, М., 1962.
10. В. И. Земских, О. И. Лейпунский, В. Н. Маршаков. IV Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Тезисы докл. Черногоровка, 1974.

О РАЗВИТИИ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ПЛАМЕНИ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ ОТ ЦЕНТРАЛЬНОГО ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА ПОДЖИГАНИЯ В ЗАКРЫТОМ СОСУДЕ

*Л. А. Гуссак, А. Г. Истратов, В. Б. Либрович,
Е. Н. Спринцина*

Из теоретических и экспериментальных исследований [1, 2] известно, что плоский ламинарный фронт пламени неустойчив по отношению к крупномасштабным гидродинамическим возмущениям (гидродинамическая неустойчивость). Пламя неустойчиво к пространственным возмущениям структуры пламени в случае, если коэффициент диффузии, определяющий скорость химического превращения вещества, превышает коэффициент температуропроводности [3, 4] (диффузионно-тепловая неустойчивость). При распространении пламени от источника поджигания, когда поверхность горения растет со временем, неустойчивость пламени может проявляться иначе по сравнению с плоскими пламенами. Обсуждению этих особенностей посвящены работы [5, 6]. В работе [7] изучалось проявление гидродинамической неустойчивости у пламени, близкого к сферическому, при горении в закрытом сосуде для одного состава пропано-воздушной смеси.

Изменение состава горючей смеси может приводить к тому, что диффузионно-тепловая неустойчивость пламени будет накладываться на гидродинамическую и изменять сам характер проявления неустойчивости пламени. Исследованию этого вопроса и посвящена настоящая работа, в которой сообщаются результаты наблюдений возникновения и роста возмущений на поверхности фронта ламинарного пламени, распространяющегося от центрального источника поджигания в закрытом сосуде при разных составах пропано-воздушной горючей смеси. Кроме