

# ПРИРОДА И ЗАКОНОМЕРНОСТИ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО ПУЛЬСИРУЮЩЕГО КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ

*Б. С. Ермолаев, А. А. Сулимов, В. А. Фотеенков,  
В. Е. Храповский, А. И. Коротков, А. А. Борисов*

*(Москва)*

Конвективное горение — явление быстрого распространения пламени в пористых газопроницаемых зарядах пороха или ВВ — известно как одна из основных стадий перехода нормального горения во взрыв [1]. Обычно конвективное горение прогрессивно ускоряется, что обусловлено увеличением поверхности горения и давления во фронте пламени. В [2—5] показано, что квазистационарный режим конвективного горения возможен лишь в крайне ограниченном диапазоне экспериментальных условий, когда проявляется действие факторов, представляющих ускорение процесса. Эти условия должны исключать повышение давления во фронте пламени и обеспечить баланс массы фильтрующегося газа [5].

Имеющиеся в литературе экспериментальные данные нельзя считать достаточно убедительным доказательством существования истинно стационарного конвективного горения. Исследования проводились обычно с зарядами малой длины, при этом отсутствовала какая-либо дополнительная информация, кроме измерения средней скорости распространения пламени [2—4]. Неоднократно отмечалось [1, 2, 4], что конвективному горению свойственны пульсации пламени. Высказаны соображения и приводились отдельные факты, свидетельствующие о возможности стабилизации конвективного горения за счет диспергирования горящего топлива или разрушения оболочки заряда [2, 4, 6]. Вместе с тем в литературе, по существу, отсутствуют сведения о регулярности (периодичности) пульсаций и количественные связи пульсационных характеристик со скоростью конвективного горения и параметрами заряда. Вследствие этого по-прежнему остается неясной роль пульсаций в стабилизации процесса.

В данной работе проведено совместное экспериментальное и теоретическое исследование пульсационных характеристик квазистационарного конвективного горения на прессованных зарядах с пористостью 5%, помещенных в прочную оболочку, и на насыпных зарядах с пористостью 45%, заключенных в разрушающиеся оболочки. В результате исследования получено исчерпывающее доказательство того, что пульсации составляют основу механизма квазистационарного конвективного горения и стабилизация процесса осуществляется за счет пульсаций зоны горения, вызванных локальным периодическим разрушением горящего топлива или оболочки заряда. В дальнейшем квазистационарным будет называться процесс, когда сохраняются постоянными средние значения скорости распространения и максимального давления во фронте пламени.

1. В первой серии опытов использовались прессованные заряды, изготовленные из сплошных гранул модельного смесового пороха на основе перхлората аммония. Опыты проводились в лабораторной установке, аналогичной [5]. Схема установки приведена на рис. 1. Горение заряда



Рис. 1. Схема установки для исследования квазистационарного конвективного горения в прессованных зарядах.

1 — воспламенитель; 2 — сменное сопло; 3 — ресиверный сосуд; 4 — окно из плексигласа; 5 — заряд пороха; 6 — зазор, заполненный глицерином.  $D_1$ ,  $D_2$ ,  $D_3$  — пьезодатчики давления.

иницировалось быстросрабатывающим пирооксилиновым воспламенителем, который обеспечивал заданное начальное давление  $p_0$ . С помощью ресиверного сосуда объемом 1 л и сменного сопла  $p_0$  поддерживалось постоянным с точностью до 10% в течение всего времени распространения пламени по заряду. Заряд длиной  $70 \div 150$  мм собирался из прессованных таблеток диаметром 12 мм, бронировался по боковой поверхности тонким слоем эпоксидной смолы и вставлялся в измерительную секцию. Зазор между зарядом и стенкой (обычно около  $1 \div 2$  мм) заливался глицерином. Во всех опытах заряды имели пористость 5% и газопроницаемость в интервале  $(2 \div 9) \cdot 10^{-10}$  см<sup>2</sup>. Измерительная секция имела окна для проведения оптических (щелевых и покадровых) наблюдений, а также отверстия в боковой стенке и дне для регистрации давления с помощью пьезодатчиков. Еще один пьезодатчик устанавливался в ресиверном сосуде.

На рис. 2 приведена щелевая фоторегистрация типичного опыта. Из нее следует, что фронт свечения имеет пульсирующую структуру, отчетливо видна стадия депрессии, когда лидирующая точка пламени какое-то время остается неподвижной. Затем впереди, на некотором расстоянии, которое можно назвать глубиной пульсации, возникает новая лидирующая точка и т. д. В зоне догорания четко видны темные треки, которые соответствуют конгломератам, отрывающимся от заряда после возникновения лидирующей точки. Несмотря на пульсирующий характер, распространение фронта пламени по заряду идет с постоянной средней скоростью, равной в данном случае 1,5 м/с. Условия существования квазистационарного режима конвективного горения рассмотрены в [5]. Пульсации фронта пламени, как видно на записи  $p(t)$  бокового датчика  $D_3$ , сопровождаются пульсациями давления в измерительной секции с амплитудой до  $(0,1 \div 0,3) p_0$ . Частота пульсаций давления<sup>1</sup> — порядка нескольких сотен герц — коррелирует с частотой пульсаций фронта пламени, измеренных с помощью покадровой съемки на СКС.

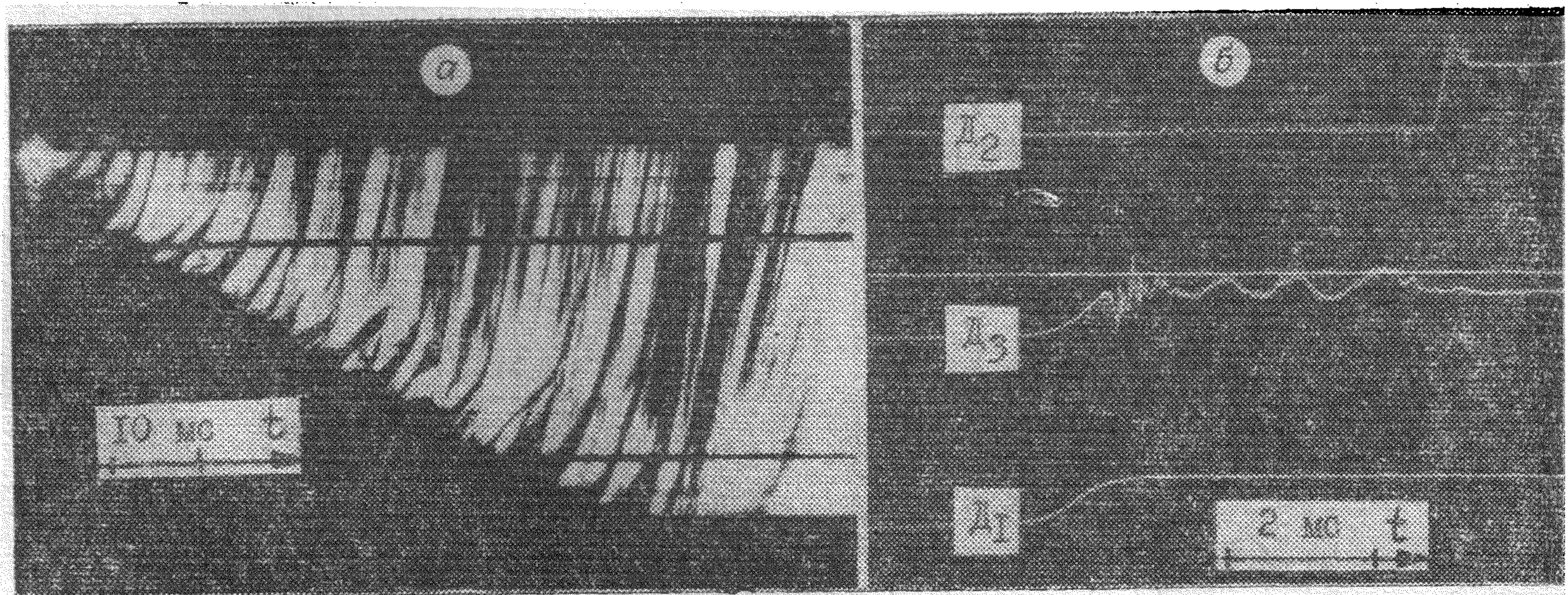
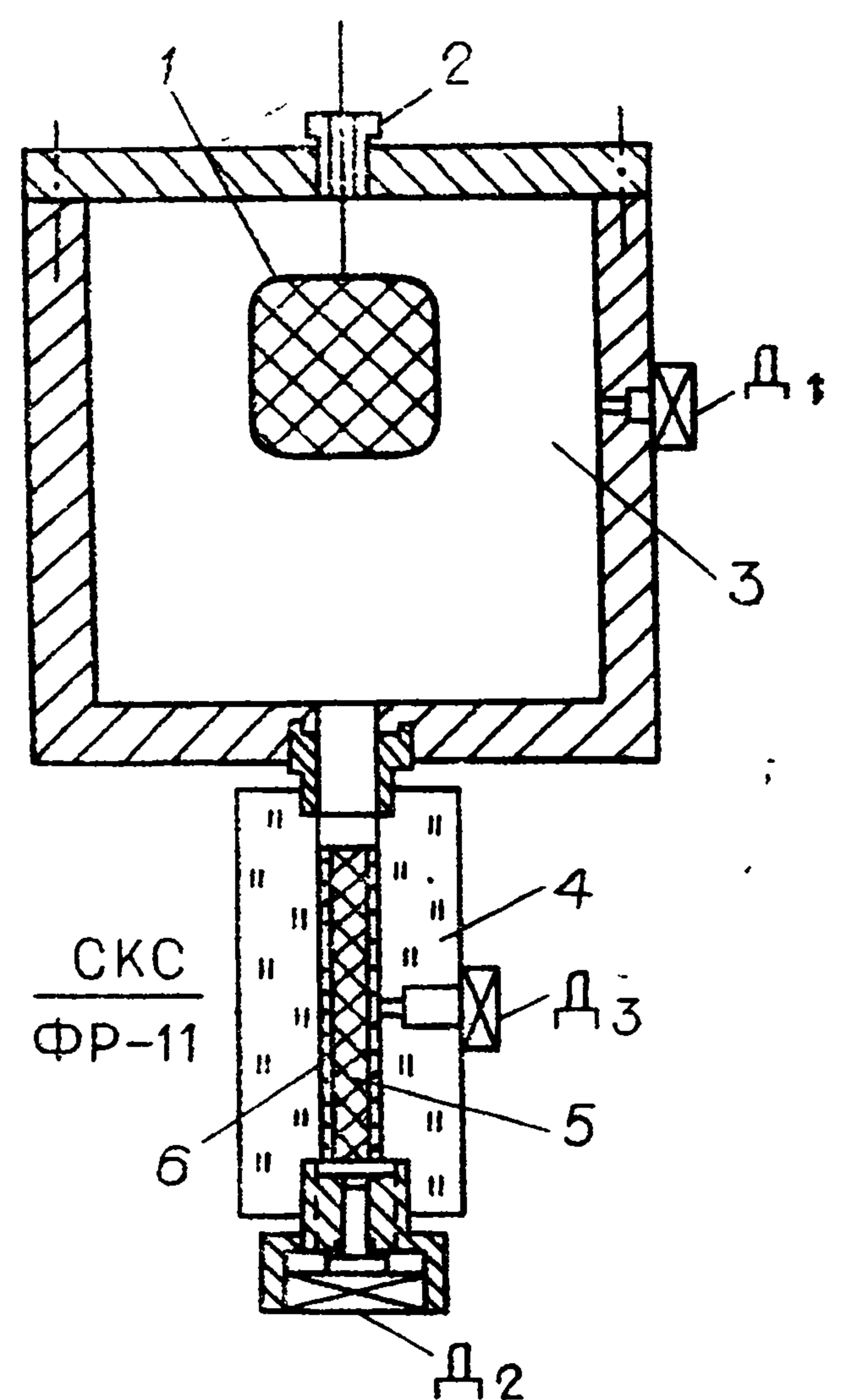


Рис. 2. Пример щелевой развертки свечения (а) и регистраций давления в опыте (б).

<sup>1</sup> В ресиверном объеме пульсации давления практически не фиксируются.



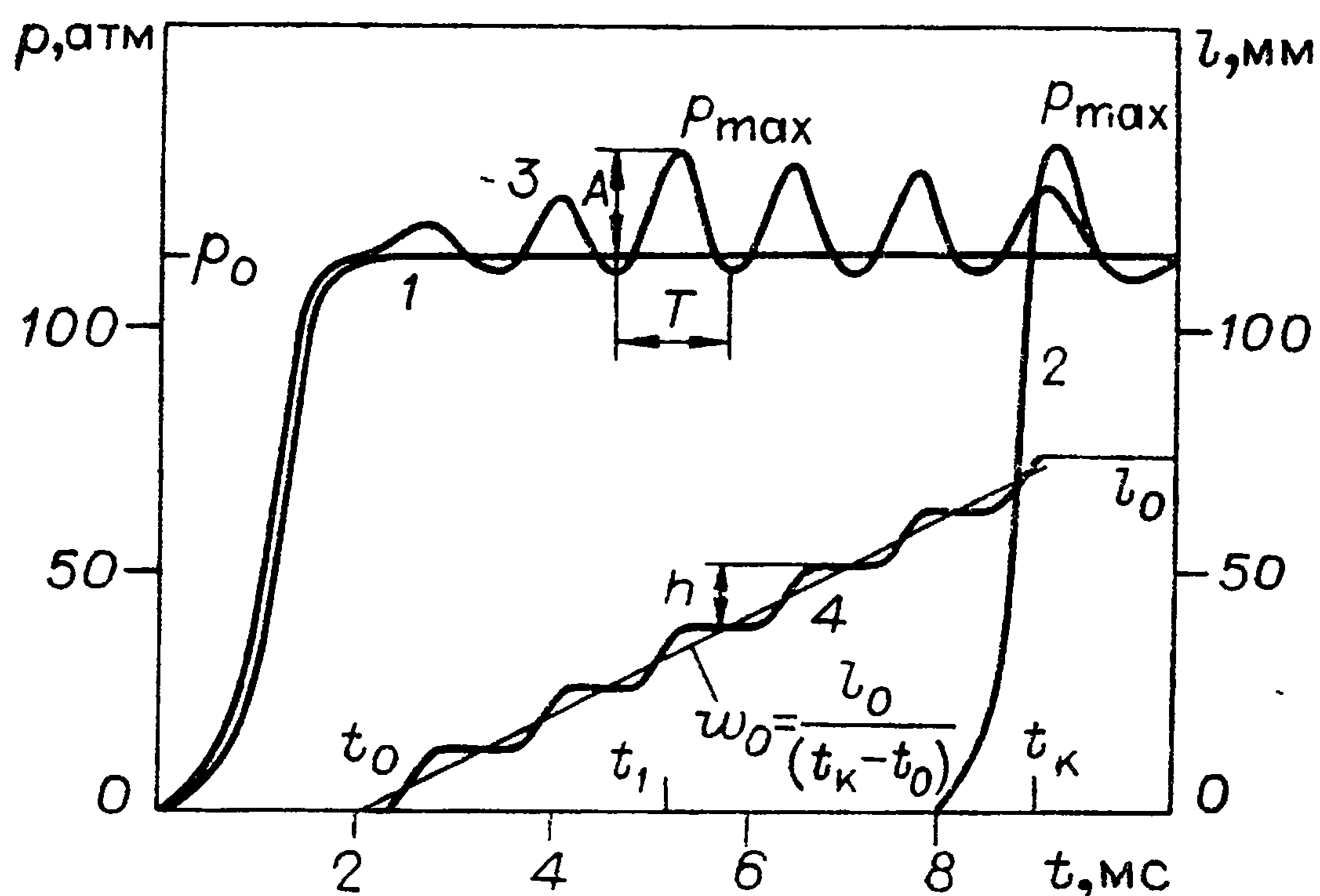


Рис. 3. Совместная обработка пьезометрических и оптических измерений.

1, 2, 3 — записи  $p(t)$  датчиками  $D_1, D_2, D_3$ ; 4 — перемещение фронта пламени;  $A$  — амплитуда пульсаций давления;  $T$  — период пульсаций;  $p_{\max}$  — максимальное давление;  $t_0$  — момент воспламенения заряда;  $t_k$  — момент выхода пламени на донный торец заряда;  $t_1$  — момент прохождения пламенем датчика  $D_3$ .

На рис. 3 приведен пример совместной обработки пьезометрических и оптических наблюдений. Установлено, что в квазистационарном режиме постоянной средней скорости распространения соответствует постоянное максимальное давление во фронте пламени, измеряемое датчиками  $D_2$  и  $D_3$ , при этом  $(p_{\max})_2 = (p_{\max})_3$ . Давление в пульсации может падать ниже  $p_0$ : возможной причиной разрежения является инерционное (поршневое) действие оттекающих от поверхности заряда диспергируемых конгломератов. На рис. 4 приведено еще несколько примеров фоторегистрации процесса: покадровая киносъемка, на которой можно проследить развитие пульсации и отрыв конгломератов, а также щелевые фоторазвертки свечения. На рис. 4, б хорошо видна длительная стадия депрессии горения. При рассмотрении рис. 4, в следует обратить внимание на затухание воспламенившихся конгломератов и гранул пороха, о чем свидетельствует полное прекращение свечения в зоне догорания. Причина последнего эффекта заключается в слишком быстром и глубоком спаде давления в пульсации: согласно оценкам, параметр, характеризующий погасание пороха при сбросе давления, соответствует области критических условий [7].

На рис. 5 в логарифмических координатах приведены результаты измерений средней скорости распространения пламени  $w_0$  для зарядов, спрессованных из гранул одного и того же пороха двух различных размеров. Зависимость скорости конвективного горения от давления описывается степенной функцией  $w_0 = B p_0^{v_k}$ , при этом  $v_k \geq 1$ . Величина  $v_k$  несколько уменьшается с ростом начального размера гранул. Установле-

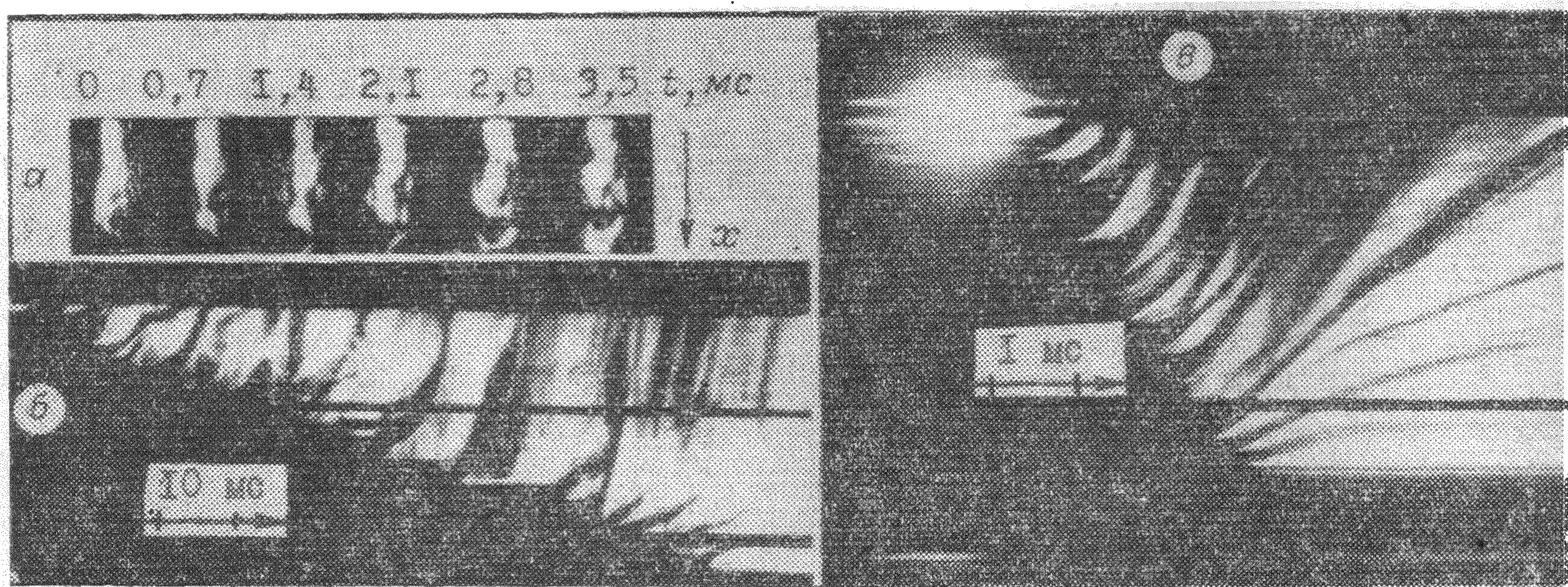


Рис. 4. Фоторегистрации процесса квазистационарного конвективного горения. а) покадровая съемка; б, в) фоторазвертка для пороха, горящего со скоростью 0,5 и 24 м/с соответственно.

<sup>2</sup> Именно поэтому незначительное увеличение  $p_0$  и, следовательно, давления во фронте пламени приводит к росту скорости конвективного горения и к возникновению ускоренного режима.



Рис. 5. Зависимость  $w_0$  от  $p_0$  и размера гранул  $d_0$ .  
 1 —  $d_0=0,95$  мм; 2 —  $d_0=1,90$  мм.

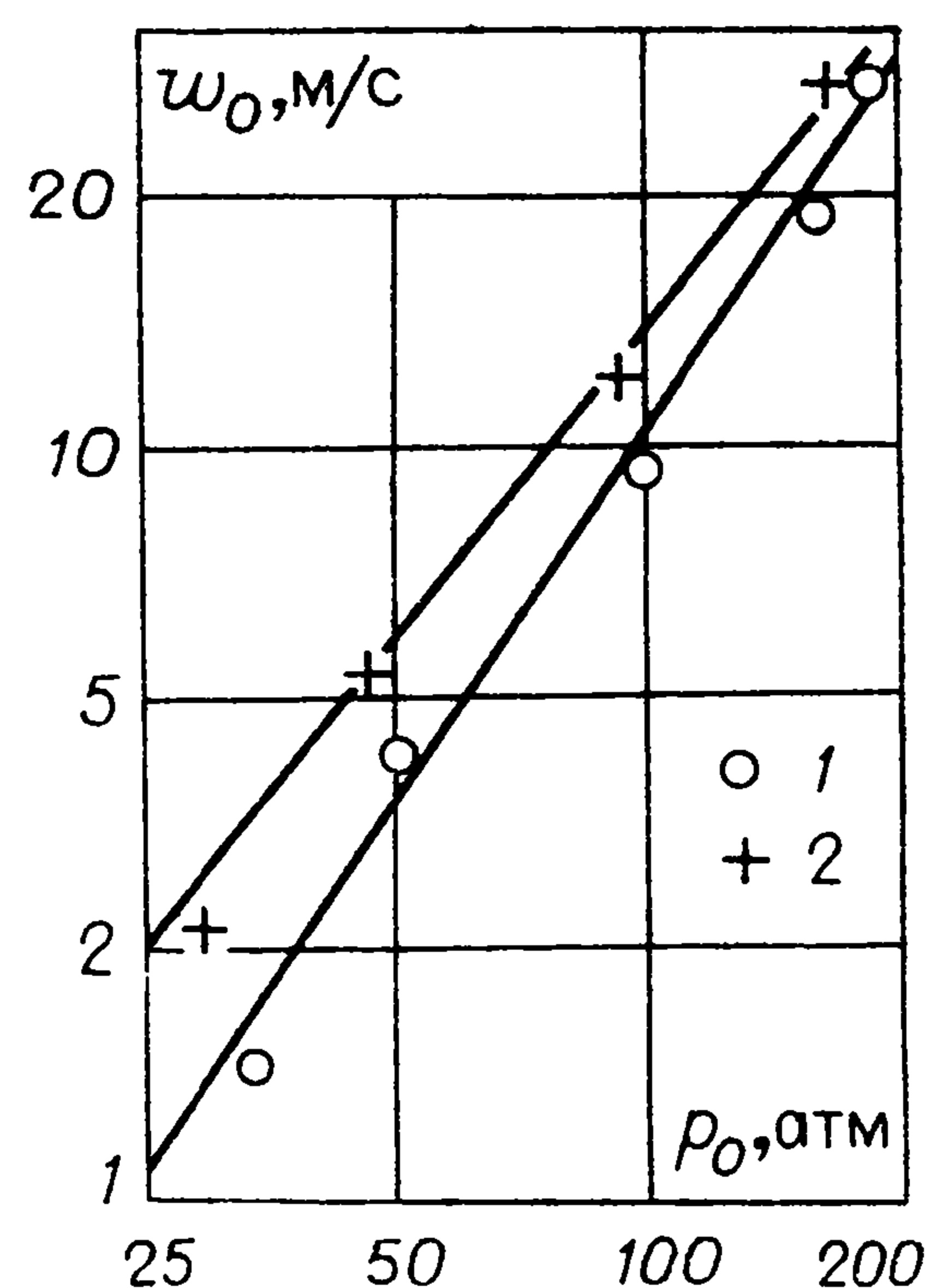
но, что характеристики пульсирующего распространения — частота ( $\omega$ ) и амплитуда ( $A$ ) пульсаций — заметно возрастают с повышением давления, при этом  $\omega$  не зависит от диаметра гранул  $d_0$ . Глубина пульсаций ( $h \approx 10d_0$ ) мало чувствительна к изменению давления.

Таким образом, проведенное исследование показывает, что в случае прессованного заряда с пористостью 5% при постоянном внешнем давлении реализуется квазистационарный режим конвективного горения, для которого характерны периодические пульсации скорости и давления. В соответствии с полученными данными можно считать, что механизм пульсаций обусловлен разрушением топлива вследствие проникновения горения по отдельным, наиболее крупным порам [6], повышения давления в них и отрыва части заряда (конгломерата частиц). Размер конгломератов близок к глубине пульсаций и составляет примерно  $10d_0$ . Отрыв части заряда на глубине пульсации осуществляется, когда перепад давления в горящих порах  $\Delta p = p_{\max} - p_0$  достигает динамической прочности топлива на разрыв.

Дополнительно подтверждают этот механизм данные, согласно которым уменьшение прочности заряда на разрыв за счет изменения условий его изготовления при близких фильтрационных свойствах привело к снижению амплитуды, частоты пульсаций и скорости распространения пламени. Кроме того, уменьшение прочности заряда при увеличении начальной пористости, например, от 5 до 23% приводит к тому, что пульсации фронта пламени исчезают, а процесс горения в прочных оболочках перестает быть квазистационарным: скорость пламени заметно изменяется с течением времени. Рассмотренный механизм пульсаций объясняет периодический характер процесса, так как прочность топлива есть постоянная величина. В низкопористых системах наряду с периодическим диспергированием топлива действует и другой стабилизирующий фактор — сток фильтрующегося газа, который с учетом полученных в работе данных осуществляется в результате следующих процессов: перетекания газа из крупных пор в мелкие (по механизму «двойной пористости» [5, 8, 9]), выброса газа, находившегося в конгломерате при его диспергировании, и вытекания газа из заряда при спаде давления во время пульсации.

2. Закономерности конвективного горения зарядов большой пористости (45%) изучены в другой серии опытов на примере дымного пороха с размером зерен около 0,5 мм. Если дымный порох насыпной плотности поместить в длинную трубку и поджечь от открытого конца, то результат развития процесса будет существенным образом зависеть от прочности трубки. В случае толстостенной прочной оболочки конвективное горение быстро ускоряется (одновременно растет давление во фронте пламени). На длине около 20 см наблюдается переход горения в установившийся режим со скоростью распространения 420 м/с, которая сохранялась постоянной на базах 100 ÷ 200 см. В случае тонкостенной трубки из дюралюминия и латуни (толщина стенки 1—2 мм при диаметре 10 ÷ 20 мм) или полиэтиленовой трубки горение носит ярко выраженный пульсирующий характер, связанный с периодическим разрушением оболочки. На рис. 6 приведена фотография трубки после опыта, а также регистрация свечения фронта пламени в латунной трубке ( $w_0 = 100$  м/с).

Кроме того, получены фоторазвертки свечения пламени в прозрачных полиэтиленовых трубках ( $w_0 \approx 1$  м/с), которые показали следующее.





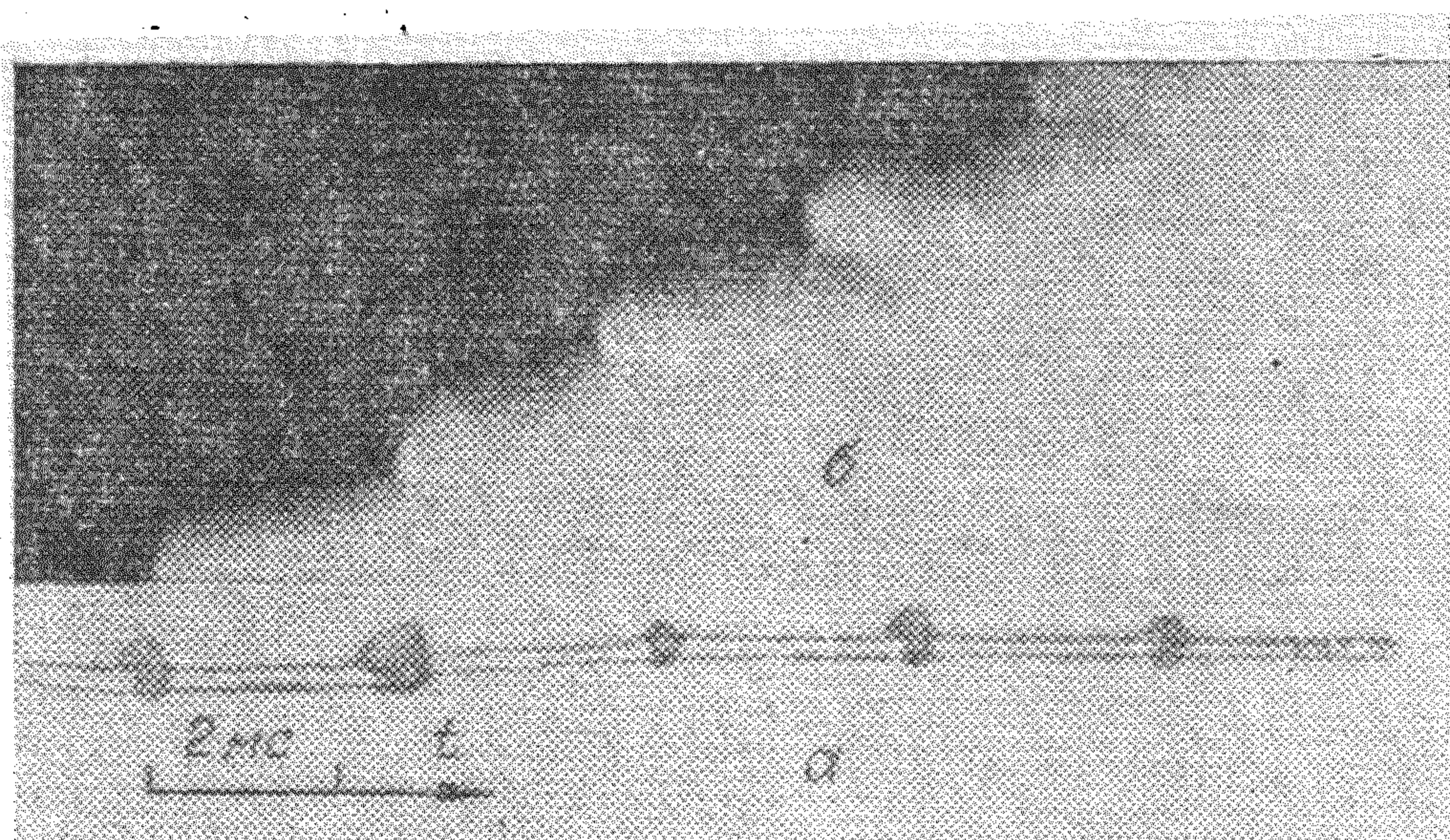


Рис. 6. Фоторегистрация свечения при горении дымного пороха в трубке из латуни с толщиной стенки 1 мм (а) и фотография трубки после опыта (б).

Распространение горения сопровождается локальными разрывами оболочки. Перед разрывом оболочки пламя ускоряется, и моменту разрыва соответствует движение фронта пламени с максимальной скоростью. При длине трубок до 250 см горение сохраняет постоянные в среднем параметры: глубину пульсаций (расстояние между разрывами) и среднюю скорость распространения пламени. Причем если глубина пульсаций составляет  $10 \div 20$  см и лишь

слегка возрастает при увеличении прочности оболочки, то скорость распространения пламени возрастает на 1—2 порядка при замене полиэтиленовых трубок на металлические. Если в качестве характеристик прочности трубки взять величину давления  $p_{ст}$ , необходимого для разрушения трубки в статических условиях нагружения ( $p_{ст}$  измерялось экспериментально или вычислялось по формуле  $p_{ст} = \sigma_p \ln(1 + \delta/D)$ , где  $\sigma_p$  — прочность материала на разрыв,  $\delta$  и  $D$  — толщина стенки и диаметр трубки), то можно представить полученные данные в виде зависимости  $w_0$  и  $\omega$  от  $p_{ст}$ . В широком диапазоне скоростей (от 0,2 до 200 м/с) выполняется связь  $w_0 = B p_{ст}^2$ .

Таким образом, полученные данные свидетельствуют о том, что в случае насыпного заряда дымного пороха, помещенного в малопрочные трубки, наблюдается квазистационарный пульсирующий режим конвективного горения. Причиной пульсаций является прочностное разрушение оболочки, вызванное повышением давления во фронте ускоряющегося пламени до предельного значения. В результате разрыва оболочки давление во фронте пламени падает, скорость пламени резко снижается, после завершения стадии депрессии давление вновь повышается и процесс восстанавливается.

Несмотря на различие условий, в обоих случаях квазистационарного конвективного горения, исследованных в работе, действует общий механизм пульсаций, связанный с периодическим прочностным разрушением топлива (в случае низкопористых систем) или оболочки заряда (для высокопористых систем). Этот механизм препятствует прогрессивному ускорению пламени и служит основой режима квазистационарного распространения пламени. О единстве механизма свидетельствует совпадение основных закономерностей пульсаций, которые обобщены в таблице.

Величина	Условия эксперимента		Теория
	I	II	
$w_0$	$w_0 \sim p_0^{v_k}$ ( $v_k = 1,6 \div 2,0$ ), растет при увеличении $d_0$ и $\sigma_p$	$w_0 \sim p_{ст}^2$	$w_0 \sim d_{II} A^{3/2} p_0^{(1/2+v_k)}$ ( $v_k = 1/2 + v + 3n/2$ )
$\omega$	$\omega \sim p_0^{1,5}$ , не зависит от $d_0$ , растет с увеличением $\sigma_p$	$\omega \sim p_{ст}^{1,5}$	$\omega \sim A p_0^{2v}$ , не зависит от $d_{II}$
$h$	$h \simeq 10 d_0$ , слабо зависит от $p_0$ и свойств пороха	$h$ слабо зависит от $p_{ст}$	$h \sim d_{II} A^{1/2} p_0^{(1/2-v)}$
$A$	$A \sim p_0^n$ ( $n=0,7$ ), растет при увеличении $\sigma_p$	—	$A \sim \sigma_p$

Примечание. I — прессованный порох с  $\phi=5\%$ ,  $p_0 = \text{const}$ , оболочка прочная. II — порох насыпной плотности в длинных малопрочных трубках.



3. Стабилизация конвективного горения связана с действием факторов, ограничивающих рост давления во фронте пламени и обеспечивающих баланс газов в зоне фильтрации. Механизм процесса, обоснованный экспериментально в данной статье, отвечает этим условиям: периодическое прочностное разрушение горячей части заряда и унос крупных конгломератов ограничивает рост давления во фронте пламени, а пульсации давления, возникающие в результате разрушений, обеспечивают возможность баланса газов. Динамика пульсации, возникающей при отрыве слоя горящих частиц пороха, рассмотрена в [10] на основе численного примера. В целом она согласуется с результатами данного эксперимента.

На основе проведенных исследований динамику пульсаций можно представить следующим образом. При отрыве и диспергировании большей части слоя горящих частиц пороха в зоне горения происходит спад давления (см. рис. 2, 3), который в виде фильтрационной волны разрежения проникает в зону прогрева, приостанавливая движение фронта пламени и вызывая вытекание газов из пор. После затухания волны горячие газы вновь начинают проникать по порам в глубь вещества и поджигают очередной слой частиц пороха. В результате поверхность, охваченная горением, возрастает, давление во фронте пламени и скорость распространения пламени увеличиваются. Так продолжается до тех пор, пока перепад давления в горящих порах ( $p_{\max} - p_0$ ) не превысит прочности заряда на разрыв. После этого происходит отрыв и унос большей части слоя горящих частиц пороха, возникает фильтрационная волна разрежения и т. д. В случае установившегося процесса горения за период пульсации количество газов, проникших в поры на стадии ускорения, равно количеству газов, вытекших из пор на стадии депрессии. Это обеспечивает постоянную в среднем скорость распространения конвективного горения и профили давления, воспроизводимые через время, равное периоду пульсации.

Чтобы рассчитать пульсационные характеристики и скорость процесса, воспользуемся элементарной моделью, изложенной в [11, 12]. В основе модели лежат представления о том, что наиболее инерционной частью волны конвективного горения является зона фильтрации. Процессы, протекающие во фронте пламени (который включает подготовительную зону прогрева и тонкую часть зоны горения, где направление фильтрации газов совпадает с направлением распространения пламени) и в зоне догорания (остальная часть зоны горения, в пределах которой газы оттекают от фронта пламени), имеют существенно меньшие времена релаксации. Обоснование этого подхода дано в [12].

Если характерное время нестационарного процесса (в данном случае — период пульсаций  $T$ ) имеет промежуточную величину между временами релаксации зоны фильтрации и остальных зон, то при анализе нестационарного процесса можно учитывать лишь отклик зоны фильтрации, предполагая, что параметры в остальных зонах мгновенно подстраиваются под значения на границах. Схема волны конвективного горения изображена на рис. 7. Максимум давления приходится на фронт пламени. Согласно оценкам [12], толщина фронта пламени мала по сравнению с размерами остальных зон. Примем, что фронт пламени есть поверхность раздела, на которой температура газов и градиент давления терпят разрыв. Поместим на фронт пламени начало координат. Течение газа в зоне фильтрации для

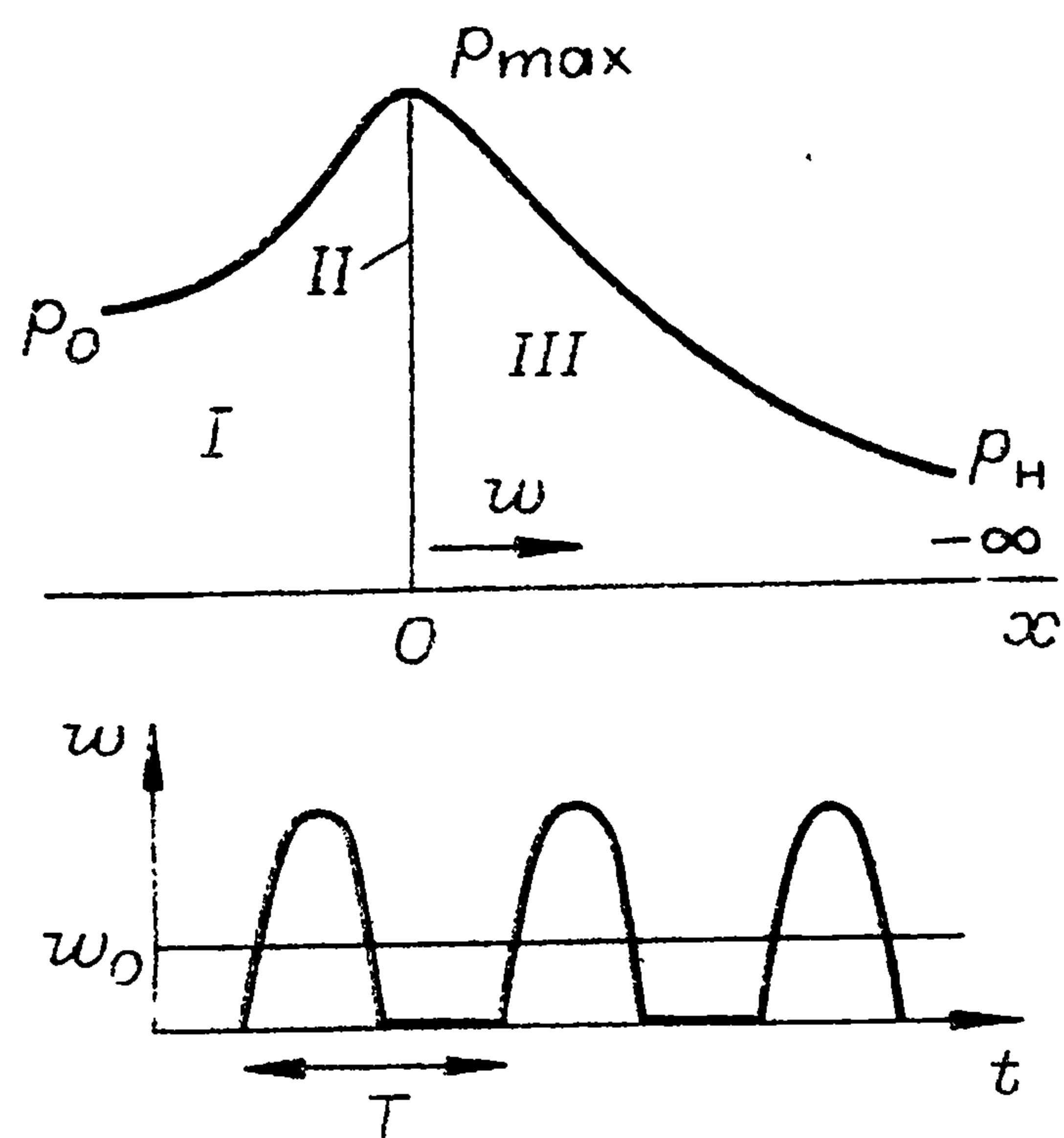


Рис. 7. Схема волны конвективного горения.

I — зона догорания; II — фронт пламени; III — зона фильтрации.

однородного газопроницаемого заряда подчиняется уравнению

$$\partial p / \partial t + w \cdot \partial p / \partial x = k / \varphi_n \mu_g \cdot \partial / \partial x \cdot (p \cdot \partial p / \partial x), \quad (1)$$

которое легко можно получить, воспользовавшись законом фильтрации Дарси [13]. Здесь  $p$  — давление;  $w$  — скорость перемещения фронта пламени;  $\mu_g$  — вязкость газа;  $k$  — газопроницаемость;  $\varphi_n$  — пористость;  $t$  — время;  $x$  — координата вдоль заряда. Величина  $w$  связана следующим соотношением с давлением во фронте пламени и скоростью газов, фильтрующихся из фронта пламени в поры (или градиентом давления на фронте пламени со стороны зоны фильтрации),

$$w = \frac{k}{\varphi_n \mu_g} \cdot \left( \frac{\partial p}{\partial x} \right)_{x=0} / \left( 1 + \frac{a}{p_{\max}} \right). \quad (2)$$

Эта формула получается в результате решения задачи о конвективном прогреве и воспламенении поверхности пор в квазистационарной постановке [12, 14]. Если принять, что порох воспламеняется, когда температура на его поверхности достигает температуры воспламенения  $T_b$ , то

$$a = \zeta \rho_k R T_n, \quad (3)$$

где  $\zeta = 4(T_b - T_n)^2 c_k \lambda_k \alpha / (T_r - T_n)(T_r - T_b) c_p \lambda_g \text{Nu}$ ;  $T_n$  и  $T_r$  — начальная температура и температура горения пороха;  $\text{Nu}$  — число Нуссельта, характеризующее интенсивность теплообмена в порах;  $\rho_k$ ,  $c_k$  и  $\lambda_k$  — плотность, удельная теплоемкость и теплопроводность пороха;  $c_p$  и  $\lambda_g$  — удельная теплоемкость и теплопроводность газа;  $R$  — газовая постоянная;  $\alpha$  — коэффициент порядка 1, зависящий от формы пор. Типичные значения параметра  $\zeta$  — 0,05 ÷ 0,2.

Максимальное давление с течением времени периодически изменяется в результате процессов, происходящих в зоне догорания. Пусть условия сгорания заряда таковы, что  $p_0$  сохраняется постоянным. Связь между  $p_{\max}$  и  $p_0$  получена в [12] в результате решения уравнений, описывающих зону догорания волны конвективного горения для случая неподвижных гранул пороха в квазистационарном приближении

$$p_{\max}^2 = p_0^2 + 2\rho_k^2 w_0^2 R T_r \cdot f(\varphi_0 / \varphi_n). \quad (4)$$

Здесь  $\varphi_0$  — объем пор (или относительное проходное сечение) на горящем торце заряда. Когда гранулы сгорают полностью, то  $\varphi_0 = 1$ ,

$$f(\varphi_0 / \varphi_n) = \ln(\varphi_0 / \varphi_n) - 1 + (\varphi_n / \varphi_0).$$

Обычно гранулы пороха диспергируются значительно раньше их полного сгорания. Поэтому  $f(\varphi_0 / \varphi_n) \approx 1/2(\varphi_0 / \varphi_n - 1)^2$ . Величина  $\varphi_0$  определяется из решения уравнения горения на торце заряда

$$d\varphi_0 / dt = A_s u_p. \quad (5)$$

Здесь  $A_s$  — удельная поверхность пор в единице объема;  $u_p = b p^v$  — скорость послынного горения пороха, индекс 0 относится к параметрам на горящем торце заряда.

В качестве начального момента времени  $t = 0$  выберем момент, когда разность  $(p_{\max} - p_0)$  достигла критического значения  $A$  и произошло прочностное разрушение горячей части заряда, отрыв и унос конгломератов горящих гранул пороха. Размеры конгломератов принимаются равными толщине зоны догорания в момент  $t = 0$ . Амплитуду пульсаций  $A$  трудно рассчитать с достаточной точностью из-за сложности прочностного разрушения пористого заряда, которое происходит под действием сил растяжения, возникающих при конвективном горении. Можно ожидать, что с точностью до коэффициента, зависящего от уровня давления и степени выгорания гранул к моменту диспергирования,

$$A \sim \sigma_p \ln(1 + d_0 / d_n)$$



(где  $\sigma_p$  — прочность пористого заряда на разрыв) она зависит от материала пороха и условий прессования заряда. Здесь  $d_0$  — диаметр гранул;  $d_n$  — диаметр пор. Следовательно, амплитуда пульсаций должна быть в несколько раз больше  $\sigma_p$ . В наших опытах  $\sigma_p$  равнялось 4—6 кг/см<sup>2</sup>, амплитуда пульсаций изменялась от 10 до 100 атм.

В силу периодичности процесса во времени требуется найти такое решение системы (1)—(5), при котором к моменту завершения пульсации  $t = T$  восстанавливается такой же профиль давления, какой имел место при  $t = 0$ .

Введем безразмерные переменные:

$$\tau = t/t_x, \quad z = x/t_x w_0, \quad v = w/w_0, \quad \vartheta = (p/p_0)^2, \quad r = 2\pi t_x/T, \quad y = \varphi_0/\varphi_n.$$

Здесь  $t_x = \frac{k p_0}{\varphi_n \mu_g w_0^2}$  — характерное время фильтрации;  $w_0$  — средняя скорость распространения фронта пламени. В этих переменных задача формулируется следующим образом. Дана система уравнений:

$$\partial\vartheta/\partial\tau + v(\tau) \cdot \partial\vartheta/\partial z = \partial^2\vartheta/\partial z^2; \quad 0 \leq \tau < 2\pi/r; \quad -\infty < z < 0, \quad (6)$$

$$v(\tau) = \begin{cases} \frac{\left(\frac{\partial\vartheta}{\partial z}\right)_{z=0}}{2\left(\sqrt{\vartheta}_{z=0} + a_0\right)}, & \text{если } \left(\frac{\partial\vartheta}{\partial z}\right)_{z=0} > 0, \\ 0, & \text{если } \left(\frac{\partial\vartheta}{\partial z}\right)_{z=0} \leq 0. \end{cases} \quad (7)$$

Начальные и граничные условия:

$$z = -\infty: \quad \vartheta = \vartheta_n, \quad (8)$$

$$z = 0: \quad \vartheta = 1 + a_1 v^2 (1 - y)^2, \quad (9)$$

$$dy/d\tau = \delta(v) \cdot g/a_1, \quad (10)$$

$$\tau = 0: \quad \vartheta = \vartheta(\tilde{z}), \quad y = 1, \quad (11)$$

$$\tau = 2\pi/r: \quad \vartheta = \vartheta(\tilde{z}), \quad (\vartheta)_{z=0} = (1 + A_p)^2. \quad (12)$$

Условие нормировки

$$\int_0^{(2\pi/r)} v(\tau) d\tau = \frac{2\pi}{r}. \quad (13)$$

Требуется найти  $\vartheta(z, \tau)$ ,  $\vartheta(\tilde{z})$ , безразмерную частоту пульсаций  $r$  и собственный параметр  $a_1$ , в который входит средняя скорость  $w_0$ . В уравнения входят следующие константы:

$$a_1 = \frac{\rho_K^2 R T_\Gamma w_0^2}{P_0}, \quad g = \frac{A_{s_0} u_{p_0} \rho_K^2 R T_\Gamma k}{\varphi_n^2 \mu_g P_0}, \quad A_p = \frac{A}{P_0}, \quad a_0 = \frac{a}{P_0},$$

$$\delta(v) = \begin{cases} 1, & \text{когда } v > 0, \\ 0, & \text{когда } v = 0. \end{cases}$$

При выводе (6) уравнение (1) линеаризовано методом Лейбензона [13]. В дальнейшем будем считать, что  $p_n \ll p_0$ ,  $A_p \ll 1$ ,  $A_{s_0}$  не изменяется в процессе горения. Задача не имеет аналитического решения из-за нелинейности уравнения (6). Нелинейность определяется вторым членом этого уравнения. Однако сравнивая члены этого уравнения друг с другом по порядку величины, нетрудно показать, что в случае достаточно больших частот, когда  $\beta = \sqrt{r/2\pi} \gg 1$ , нестационарные пульсации проникают в зону фильтрации лишь на небольшую глубину порядка  $1/\beta$ . В пределах этого тонкого слоя нелинейный член уравнения (6) по



сравнению с остальными имеет порядок малости  $1/\beta$ . С другой стороны, в оставшейся части зоны фильтрации, за исключением этого тонкого слоя, относительная амплитуда нестационарных пульсаций пренебрежимо мала и не превышает  $(1/\beta)^2$ . Следовательно, в первом приближении по  $1/\beta$  можно считать, что колебания давления в зоне фильтрации носят линейный характер и локализованы в тонком слое вблизи фронта пламени. Поэтому решение (6) можно искать в следующем виде:

$$\vartheta(z, \tau) = L(z) + N(z, \tau). \quad (14)$$

Здесь  $L(z) = \varphi + \psi \exp z$  — квазистационарная составляющая профиля давления;  $N(z, \tau) = \gamma \exp[\sqrt{ir}z + ir\tau]$  — пульсационная составляющая. Константы определяются из граничных условий:

$$\varphi = \vartheta_n, \quad \psi = 1 + A_p - \vartheta_n, \quad \gamma = A_p.$$

Вычисляя с помощью (14)  $v(\tau)$  и подставляя в условие нормировки (13), получим формулу, определяющую безразмерную частоту пульсаций. Эта формула имеет особенно простой вид, когда  $r \gg (A_p)^{-2}$ :

$$r = [\pi(2a_0 + 1)/A_p]^2. \quad (15)$$

Видно, что условие большой частоты, которое использовалось выше, заведомо выполняется при  $a_0$  порядка нескольких единиц. Такие значения  $a_0$  типичны для порохов при  $p_0 \approx 100$  атм.

Другой результат решения состоит в том, что в ходе пульсации обязательно достигается состояние полной депрессии ( $v = 0$ ,  $(\partial p/\partial x)_{x=0} < 0$ ). Причем длительность стадии депрессии тем больше, чем выше  $r$ , и при больших частотах составляет примерно половину периода пульсации.

Формула (15) в размерном виде дает корреляционную связь между  $w_0$ , частотой пульсаций  $\omega$  и амплитудой пульсаций  $A$ :

$$w_0/A\sqrt{\omega} = 1/\zeta\rho_k RT_n \cdot \sqrt{k p_0/2\varphi_n \mu_g \pi}. \quad (16)$$

Как можно видеть из рис. 8, эта корреляция дает хорошие результаты при обработке экспериментальных данных. Далее, используя (9), (10) и условие (12), получим

$$a_1 = \frac{g^2 A_p^3}{2(2a_0 + 1)^4}. \quad (17)$$

Переходя к размерным переменным, получим из (17)

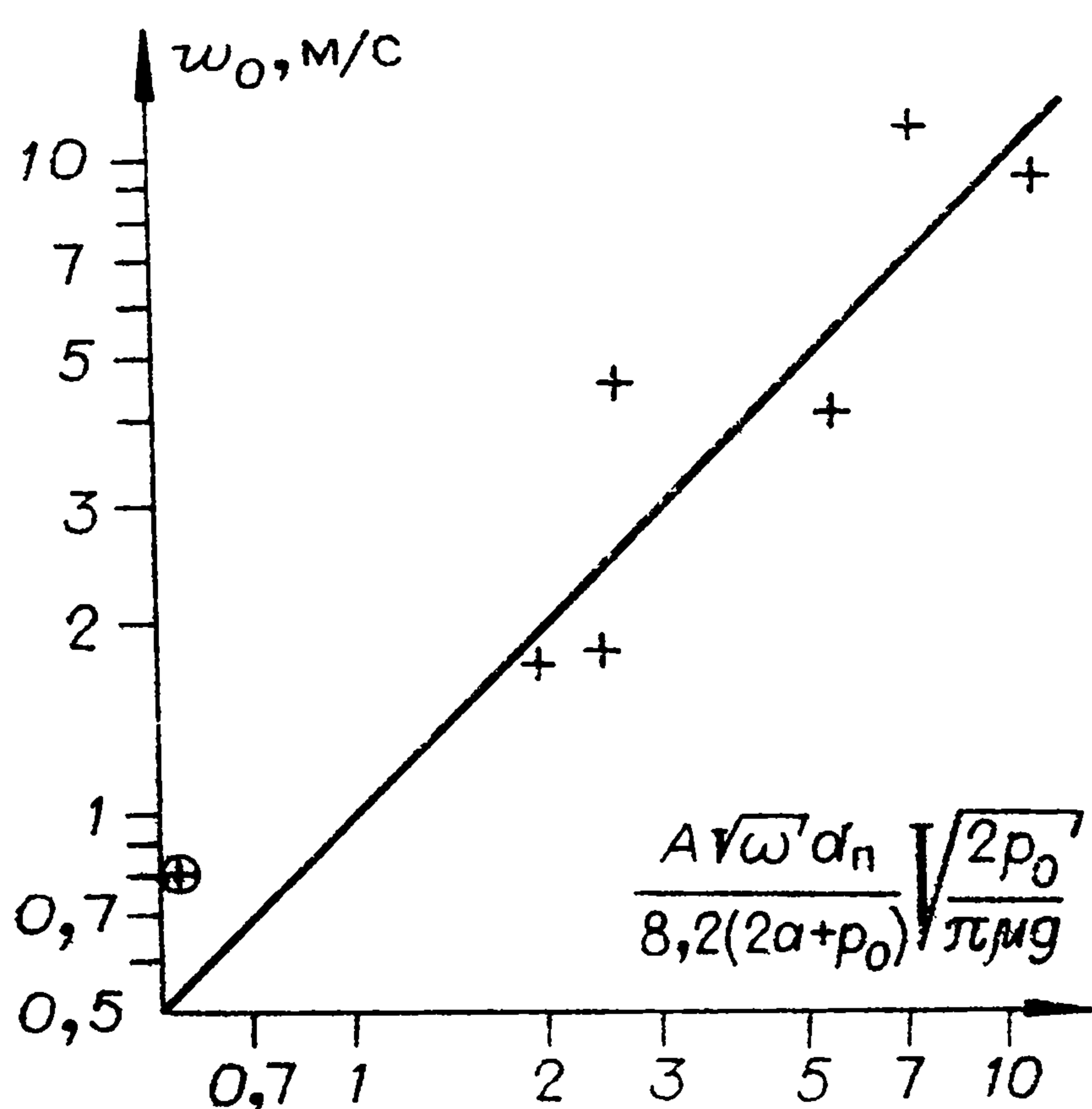


Рис. 8. Корреляция экспериментальных данных (точки — эксперимент на прес-сованном порохе, кривая — теория).

$$w_0 = \frac{A_{s0} u_{p0} k}{8\rho_k \varphi_n^2 \mu_g (\zeta RT_n)^2} \sqrt{2A^3 RT_n p_0}. \quad (18)$$

Из (16) найдем формулы для частоты

$$\omega = \pi A RT_n / 64 \mu_g \cdot (u_{p0} / \zeta RT_n)^2 \quad (19)$$

и глубины пульсаций

$$h = d_n / \pi \rho_k \cdot \sqrt{A p_0 / 2 RT_n}. \quad (20)$$

При этом использованы следующие известные связи между фильтрационными свойствами пористых сред [13]:  $k = \varphi_n^3 d_n^2 / 64$ ,  $A_{s0} = 4\varphi_n / d_n$ .

Полученные формулы позволяют оценить зависимость пульсационных характеристик и средней скорости



распространения пламени от свойств пороха, фильтрационных свойств порохового заряда и внешнего давления. Рассмотрим, например, влияние  $p_0$ . Согласно теории, показатель степени скорости конвективного горения по давлению  $\nu_k$  складывается из слагаемого  $1/2$  и показателей ( $\nu$  и  $n$ ) степенных зависимостей скорости послойного горения и амплитуды пульсаций от  $p_0$ . Результирующая величина  $\nu_k \approx 2$  для пороха, изученного в экспериментах. Частота пульсаций также сильно зависит от давления ( $\omega \sim p_0^{1,3}$ ), а глубина пульсаций является слабой функцией  $p_0$ .

Рассмотрим еще один важный параметр — диаметр пор  $d_p$ , который характеризует фильтрационные свойства пористого порохового заряда. Он обычно увеличивается пропорционально диаметру гранул и начальной пористости. Согласно теории,  $w_0$  и  $h$  изменяются пропорционально  $d_p$ , а  $\omega$  от диаметра пор не зависит. Эти закономерности, как видно из таблицы, хорошо согласуются с экспериментальными данными. Кроме того, теоретические оценки дают удовлетворительные результаты не только в качественном, но и в количественном отношении. Выше уже говорилось о том, что корреляционная формула (16) согласуется с экспериментом. Кроме того, оценки по формулам (18)—(20) с учетом типичных свойств пороха дают для прессованного заряда, использованного в данном эксперименте, при  $p_0 = 100$  атм  $w_0 \approx 1$  м/с,  $\omega \approx 100$  Гц и  $h \approx 1$  см. В опытах получены значения того же порядка.

В заключение следует подчеркнуть, что, несмотря на удовлетворительное согласие с экспериментом, рассмотренная в работе модель квазистационарного конвективного горения, основанная на механизме пульсаций, дает несколько идеализированную картину явления. В частности, это относится к случаю высокоплотных прессованных зарядов, для которых характерна существенная неоднородность размеров пор и фильтрационные свойства которых не удается описать одним эффективным диаметром [1]. Это свойство прессованных зарядов использовано в [8, 9] при построении модели стационарного конвективного горения, получившей название «модели двойной пористости». Очевидно, что модель пульсирующего горения и модель «двойной пористости» не противоречат друг другу, а лишь отражают различные стороны этого сложного явления.

\* \* \*

Подведем итоги проведенного исследования.

Изучены пульсационные характеристики квазистационарного конвективного горения на примере прессованных зарядов пороха с 5%-ной пористостью, заключенных в прочные оболочки, и зарядов насыпной плотности, заключенных в малопрочные длинные трубки. Измерены частоты и амплитуды пульсаций давления в зоне горения, частоты и глубины пульсаций фронта пламени и средняя скорость распространения пламени в зависимости от внешнего давления, размера гранул и прочностных свойств заряда и оболочки.

Впервые обнаружено погасание диспергируемых гранул пороха в зоне догорания при больших частотах и амплитудах пульсаций конвективного горения. Экспериментально и теоретически обоснована физическая модель квазистационарного конвективного горения, основу которой составляют пульсации зоны горения, вызванные периодическим разрушением топлива (или оболочки) под действием перепада давлений в зоне горения. Получены теоретические оценки пульсационных характеристик и скорости пульсирующего конвективного горения, которые хорошо согласуются с экспериментом.

Поступила в редакцию  
19/VI 1979



## ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Беляев и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М., Наука, 1973.
2. К. К. Андреев, С. В. Чуйко. ЖФХ, 1963, 37, 6.
3. А. Ф. Беляев и др. ФГВ, 1969, 5, 1, 8.
4. В. Ф. Дубовицкий и др. ФГВ, 1974, 10, 6, 811.
5. Б. С. Ермолаев, А. А. Сулимов и др.— В сб.: Горение конденсированных систем. Черногоровка, 1977.
6. А. Ф. Беляев, А. И. Коротков, А. А. Сулимов. ФГВ, 1966, 2, 3, 47.
7. Я. Б. Зельдович, О. И. Лейпунский, В. Б. Либрович. Теория нестационарного горения пороха. М., Наука, 1967.
8. Б. С. Ермолаев, Б. А. Хасанов и др. ФГВ, 1977, 13, 2, 169.
9. A. A. Sulimov, B. S. Ermolaev et al. Proc. VI (Internat.) Symp. on Detonation, 1976, Coronado, USA, p. 250.
10. В. Г. Коростелев, Ю. В. Фролов. ФГВ, 1979, 15, 2, 88.
11. Б. С. Ермолаев, Б. А. Хасанов и др. ФГВ, 1975, 11, 5, 720.
12. Б. С. Ермолаев. Канд. дис., ИХФ АН СССР, 1978.
13. Л. С. Лейбензон. Движение природных жидкостей и газов в пористой среде. М., ГТТИ, 1947.
14. А. Д. Марголин, С. В. Чуйко. ФГВ, 1965, 1, 3, 27.