

*Б. С. Ермолаев, В. А. Фотеенков, Б. А. Хасаинов,
А. А. Сулимов, С. Е. Малинин*

КРИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ПЕРЕХОДА ГОРЕНИЯ ВО ВЗРЫВ В ЗЕРНЕННЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ МАТЕРИАЛАХ

Предотвращение перехода горения во взрыв (ПГВ) и детонацию в аварийных ситуациях — актуальная проблема производства, хранения и транспортировки твердых ВВ. Для ее решения необходимо расширить знания о природе и механизмах, обеспечивающих катастрофическое ускорение горения при аварийных взрывах. Большую пользу может принести разработка новых модельных подходов, позволяющих переносить на натурные взрывы результаты лабораторных измерений и численного моделирования.

Ранее [1] ПГВ в твердых ВВ изучался в основном применительно к условиям замкнутой прочной оболочки. Однако в аварийных ситуациях чаще всего исходный очаг горения возникает в ВВ, имеющем свободные поверхности либо окруженном малопрочной оболочкой или мягким упаковочным материалом. В результате развитие горения в очаге уже на начальной стадии испытывает интенсивное воздействие разгрузки из-за разлета ВВ, окружающего очаг. Особенно большой эффект дает действие разгрузки, когда горение в очаге протекает в послойном режиме либо когда возникшее конвективное горение еще недостаточно интенсивно. При этом критические условия ПГВ, фиксируемые по массе ВВ, давлению в очаге горения, прочности оболочки и т. д., а также время развития взрыва могут изменяться в широких пределах.

Отмеченные особенности процесса должны адекватно воспроизводиться при моделировании и регистрации критических условий аварийных (крупномасштабных) взрывов. Традиционные методы, применяемые для измерения параметров, характеризующих склонность ВВ к ПГВ, например длины преддетонационного участка [1], не отражают в полной мере это обстоятельство. Указанной цели лучше всего соответствует

«метод критической высоты слоя ВВ» [2]. Суть его состоит в следующем. Если в стальную трубу с закрытым нижним торцом поместить исследуемое ВВ и поджечь спиралью накаливания, уложенной под слой ВВ на дно трубы, то в зависимости от высоты слоя H реализуется один из двух следующих результатов. При небольших H , меньших некоторой критической высоты $H_{кр}$, горение протекает спокойно, без взрыва, горящее вещество частично выбрасывается из трубы через верхний открытый торец и догорает на подставке. Однако, если $H > H_{кр}$, горение заканчивается взрывом. Параметры, измеряемые в критических условиях (критические высота и давление), могут непосредственно применяться для реалистической оценки склонности ВВ к ПГВ. Метод удобен также для отладки и проверки математических моделей, что открывает возможности для создания методик прогнозирования критических условий аварийных взрывов.

В данной статье приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований, которые позволили более ясно понять механизм формирования критической высоты слоя, получить банк данных, характеризующих критические условия ПГВ для ряда типичных взрывчатых материалов в трубах различного диаметра, а также создать и проверить достаточно простую теоретическую модель процесса.

Прежде чем перейти к изложению полученных результатов, сделаем следующее замечание. На первый взгляд, может сложиться впечатление, что $H_{кр}$ почти не отличается от длины преддетонационного участка $L_{пр}$ — параметра, традиционно используемого для характеристики склонности ВВ к ПГД в замкнутой оболочке [1]. Действительно, обе величины определяются в трубах с инициированием от закрытого торца. Однако между ними имеются принципиальные различия. При измерении $L_{пр}$ очаг горения, по крайней мере на начальных стадиях процесса, пока отсутствует заметная деформация оболочки, защищен от действия разгрузки. Для повышения воспроизводимости результатов в этом случае обычно используют достаточно мощный воспламенитель, который обеспечивает развитие процесса сразу в режиме конвективного горения, минуя стадию послойного горения, так как при наличии последней значительно возрастает разброс характеристик. Таким образом, при традиционной постановке эксперимента исключается переход горения в очаге от послойного к конвективному, во многом определяющий специфику аварийных взрывов. Следовательно, различия в условиях измерения $H_{кр}$ и $L_{пр}$ носят принципиальный характер. Как будет показано ниже, между этими параметрами имеются и количественные различия, причем в зависимости от размера частиц $H_{кр}$ может быть как больше, так и меньше $L_{пр}$.

Эксперимент

Опыты, как и в работе [3], проводились главным образом с зерненой нитроклетчаткой (одноосновным порохом) нескольких марок, различающихся размером частиц. В ряде опытов исследовался октоген с частицами размером $\sim 0,4$ мм и мелкозерненный двухосновный порох с частицами эффективным диаметром $\sim 0,45$ мм. Продукт в виде слоя со свободной верхней границей помещался в стальную трубу, снабженную донным фланцем с отверстием под датчик давления. Диаметр трубы варьировался от 16 до 500 мм, толщина стенок $5 \div 20$ мм. Горение (в послойном режиме) инициировалось снизу из-под слоя продукта спиралью накаливания, которая навивалась на целлулоидную пластинку размером 4×10 мм. Давление в очаге горения регистрировалось пьезоэлектрическим датчиком типа Т-6000 или индукционным датчиком ДДИ-20. В ряде опытов проводилась скоростная киносъемка картины взрыва, а также оценивался тротиловый эквивалент взрыва по параметрам воздушной ударной волны и размерам воронки, образующейся после взрыва.

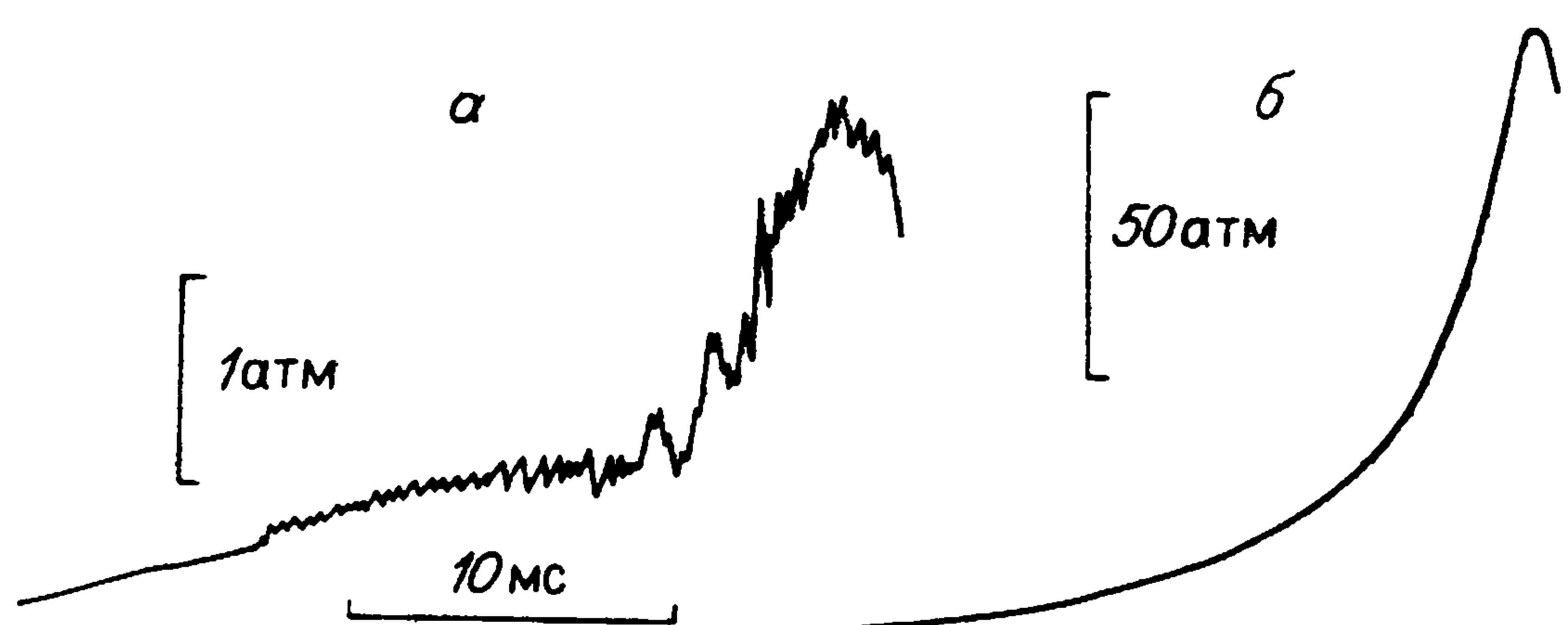


Рис. 1. Осциллограммы изменения давления в очаге горения, $H = 180$ (а) и 220 мм (б).

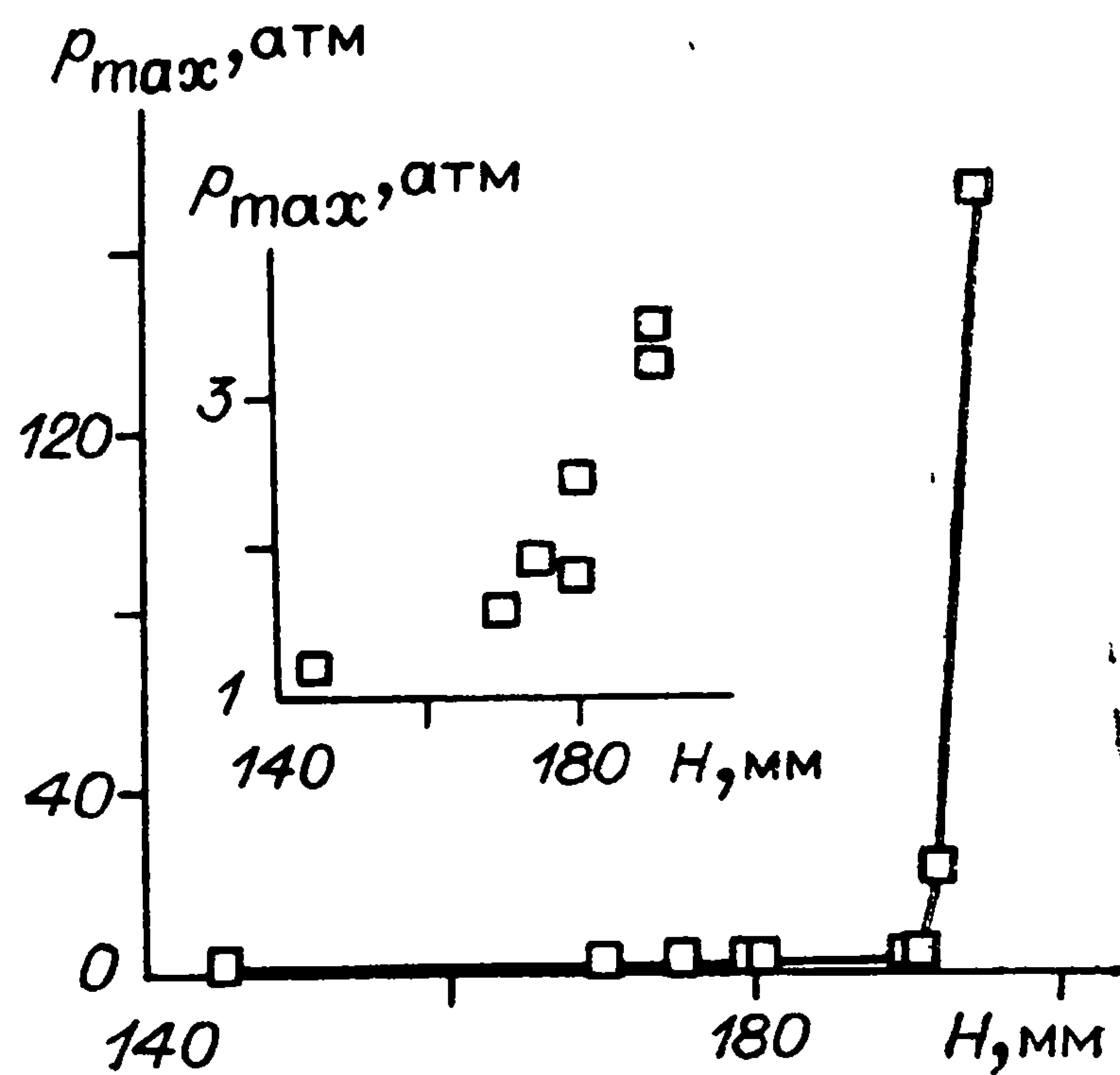


Рис. 2. Зависимость $p_{\max}(H)$. Зерновая нитроклетчатка, $d_0 = 1,6$ мм.

На рис. 1 приведены типичные осциллограммы давления в очаге горения, полученные на зерновой нитроклетчатке с эффективным диаметром частиц 1,8 мм в трубе диаметром 16 мм. Участок нарастания давления имеет длительность $\sim 20 \div 25$ мс и может быть разделен на две стадии: начального, сравнительно медленного роста давления, иногда с явно выраженным плато, и последующего, гораздо более быстрого роста, заканчивающегося достижением максимума и спадом.

На рис. 2 дан пример зависимости давления в максимуме от высоты слоя продукта. Она имеет характерную точку излома в интервале $H = 190 \div 195$ мм. Ниже этой точки p_{\max} не превышает нескольких атмосфер и плавно возрастает при увеличении H , а выше нее p_{\max} резко увеличивается на порядок и более. Аналогичные зависимости получены и для других изученных веществ с той лишь разницей, что в случае нитроклетчатки с более мелким зерном, двухосновного пороха и октогена p_{\max} возрастает в гораздо большей степени, даже если высота слоя превышает точку излома всего на несколько миллиметров. Указанная точка выбрана в качестве критической высоты слоя ВВ $H_{\text{кр}}$. Максимальное давление в очаге, отвечающее $H_{\text{кр}}$, обозначим $p_{\text{кр}}$. Эти параметры дают представление о нижней границе условий, при которых загорание становится взрывоопасным.

На рис. 3 приведены данные по $H_{\text{кр}}$, полученные на зерновой нитроклетчатке с разным размером частиц в трубе диаметром 16 мм. Видно, что в исследуемом диапазоне размеров частиц влияние d_0 на $H_{\text{кр}}$ фактически отсутствует. Полезно сопоставить эти данные с аналогичной зависимостью, полученной в [3] для длины участка перехода горения в низкоскоростную детонацию $L_{\text{нсд}}$ в близких условиях, отличающихся лишь несколько более мощным воспламенителем. Из рис. 3, видно, что в случае мелких частиц длина участка перехода меньше $H_{\text{кр}}$. В этой области при $H > H_{\text{кр}}$ развивается низкоскоростная детонация с давлением в несколько тысяч атмосфер. Напротив, в случае крупных частиц $H_{\text{кр}} < L_{\text{нсд}}$ и изменение высоты слоя в закритической области вызывает гораздо более слабый рост давления (см. рис. 2).

На рис. 4 приведены данные, иллюстрирующие зависимость $H_{\text{кр}}$ от диаметра трубы D . Можно выделить два характерных участка: при $D < 300$ мм $H_{\text{кр}}$ растет приблизительно линейно с ростом D , при больших D зависимость насыщается. Из-за отсутствия труб с $D > 500$ мм, чтобы подтвердить наличие участка насыщения, были проведены аналогичные эксперименты, при этом исследуемые ВВ помещались в яму эффективным диаметром ~ 1 м, вырытую в плотном грунте. Соответствующие экспериментальные точки (темные), отвечающие высоте слоя, при которой наблюдался ПГВ, также нанесены на график.

При $H > H_{\text{кр}}$ во всех опытах с октогеном и в большей части с двухосновным порохом кроме тех, что проводились в трубах малого диаметра, взрыв заканчивался переходом в детонацию. В случае $H < H_{\text{кр}}$ в зави-

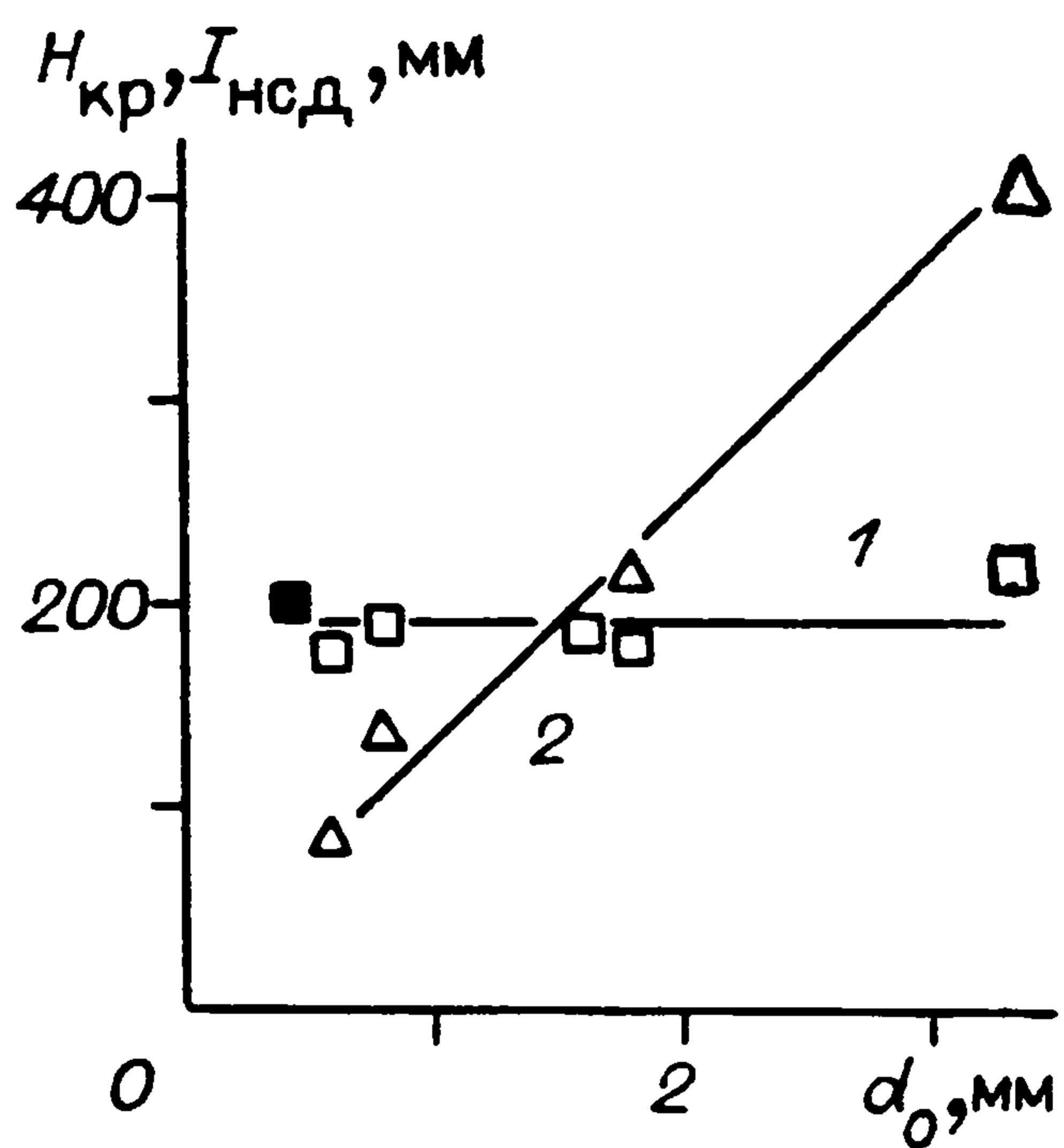


Рис. 3. Зависимость $H_{кр}$ (1) и $L_{нсд}$ (2) от размера частиц.
(■ — двухосновный порох)

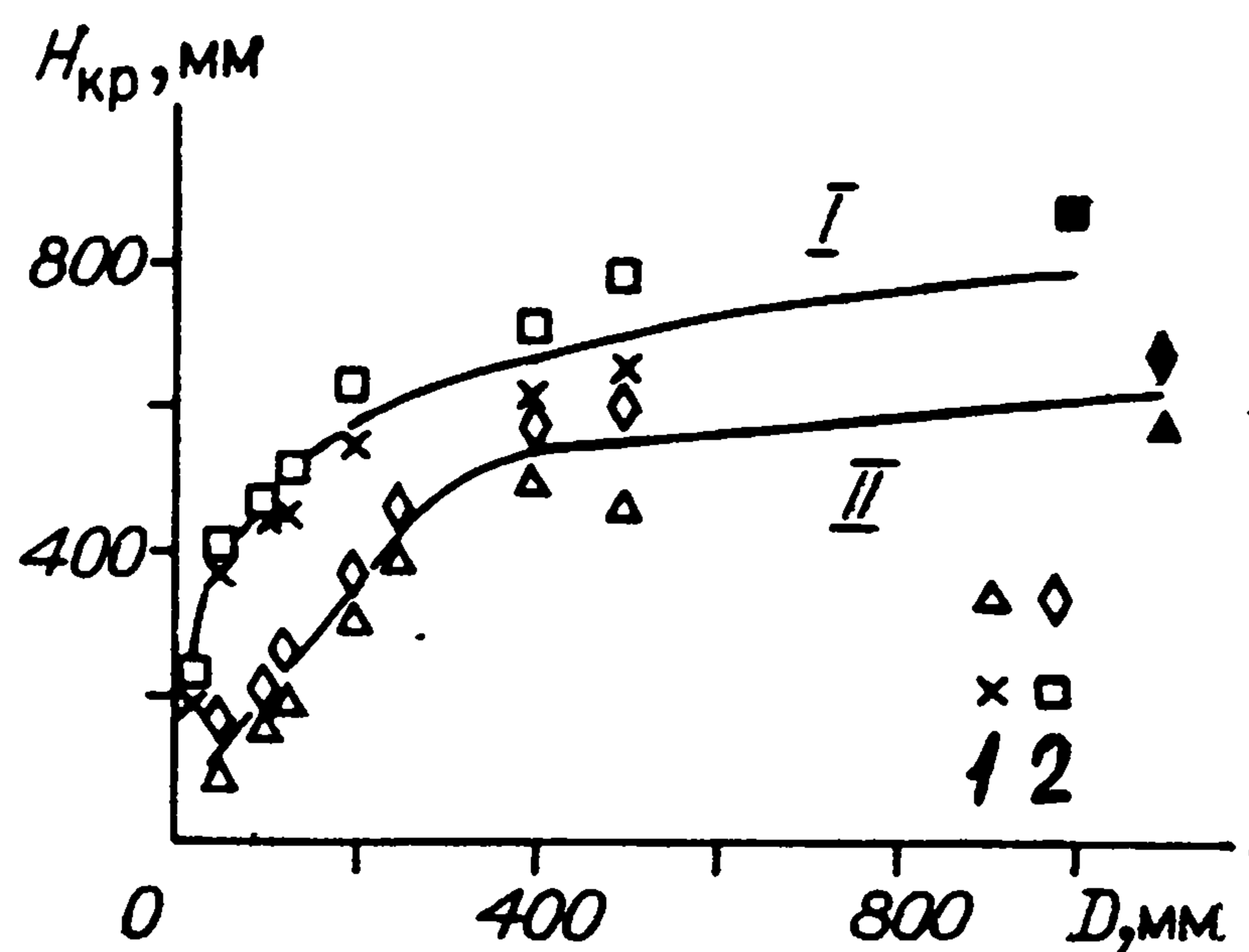


Рис. 4. Зависимость $H_{кр}$ от диаметра трубы для двухосновного пороха (I) и октогена (II).
1 — невзрывное сгорание; 2 — взрыв.

симости от диаметра трубы наблюдаются следующие различия в картине развития горения в очаге. При $D < 300$ мм горение протекало в одну стадию длительностью $1 \div 3$ с с образованием над срезом трубы факела высотой $2 \div 3$ м. В трубах большего диаметра наблюдались две стадии: вначале из трубы вырывался столб огня высотой $10-15$ м, спустя $2-3$ с пламя спадало до $1-2$ м, а оставшееся вещество продолжало гореть $1,5-2$ мин.

Влияние высоты слоя на p_{max} уже обсуждалось на примере рис. 2. В табл. 1 приведены аналогичные данные, полученные на двухосновном порохе в трубах диаметром 180 мм. С помощью таких данных определялись значения $p_{кр}$. В случае двухосновного пороха $p_{кр} \approx 2,7$ атм независимо от D (в пределах точности эксперимента). Зависимость $p_{кр}(d_0)$ изучалась на зерновой нитроклетчатке в трубах с $D = 16$ мм. Для частиц с $d_0 = 0,8 \div 3,3$ мм обнаружено уменьшение $p_{кр}$ приблизительно от 4 до $2,5$ атм. Для октогена полученных данных оказалось достаточно лишь для ориентировочной оценки величины $p_{кр} = 5 \div 6$ атм.

Проведены специальные опыты, позволившие уточнить физику процесса. В пробковый шарик с размерами, близкими размеру частиц исследуемого пороха, заделывался миниатюрный магнит. Шарик помещался сверху на поверхность слоя, а на верхний конец трубы надевалась индукционная катушка. По ЭДС, наводимой в ней, определяли начало движения магнита, которое отождествлялось с началом движения слоя продукта и сопоставлялось с записью давления в очаге горения. Обнаружено, что при $H < H_{кр}$ момент достижения в очаге p_{max} и начало движения слоя приблизительно совпадают и, следовательно, спад давления и отсутствие взрыва непосредственно связаны с разбросом вещества.

Опытами, в которых трубы делались из различных материалов (сталь, плексиглас) и канал трубы подвергался дополнительной обработке, показано, что состояние стенок трубы (т. е. их шероховатость) оказывает сильное влияние на величину $H_{кр}$ в трубах небольшого диаметра. Так при переходе от шероховатого канала (из-под резца) к гладким шлифованным стенкам при $D = 20$ мм величина $H_{кр}$ возрастает приблизительно вдвое.

Полученные данные позволяют сформулировать представления о механизме ПГВ при аварийных загораниях твердых ВВ в объемах со свободными поверхностями или в малопрочных оболочках. В его основе —

Т а б л и ц а 1

| H , мм | p_{max} , атм | Время нарастания давления до p_{max} , мс | Результат |
|----------|-----------------|---|-------------------------|
| 460 | 1,4 | 80 | Горение |
| 480 | 1,25 | 12 | » |
| 560 | 1,8 | 90 | » |
| 580 | 2,7 | 200 | » |
| 630 | >100 | 160 | ПГВ с разрушением трубы |

два конкурирующих процесса: ускоряющееся горение в очаге, переходящее по мере нарастания давления с послойного режима на конвективный, и разгрузка очага, ограничивающая рост давления за счет разброса ВВ, окружающего очаг. Если разгрузка доминирует, горящее вещество выбрасывается из трубы, давление в очаге не превышает $p_{кр}$ и взрыв отсутствует. Если действие разгрузки оказывается недостаточно интенсивным, горение, неограниченно ускоряясь в результате роста давления, неминуемо заканчивается взрывом.

Влияние диаметра трубы можно объяснить следующим образом. Во-первых, при увеличении D уменьшается вклад трения ВВ о стенки, что облегчает разгрузку очага и способствует росту $H_{кр}$. Во-вторых, если в трубах небольшого диаметра (~ 20 мм) при используемом способе инициирования горение, скорее всего, охватывает достаточно однородно все сечение заряда, т. е. фронты горения и фильтрации могут рассматриваться как плоские, то при увеличении D искривление фронтов (по-видимому, в пределе фронт пламени стремится принять сферическую форму) должно приводить к интенсификации стока газов из очага за счет фильтрации и соответственно к уменьшению скорости нарастания давления.

Этот эффект, так же как и вклад трения о стенки трубы, приводит к росту $H_{кр}$ при увеличении диаметра трубы лишь до определенного предела, что позволяет объяснить наличие участка насыщения на рис. 4.

Теоретическая модель

Для теоретического анализа рассматриваемого явления создана модель, в которую вошли сформулированные выше представления о механизме. Учитывалось, что горение в очаге начинается в послойном режиме и лишь затем, по мере достижения необходимых условий, переходит в конвективный режим. На рис. 5 приведена схема, поясняющая теоретическую модель. Пористый слой ВВ предполагается несжимаемым и недеформируемым, течение — одномерным, плоскосимметричным. Ось x направлена вдоль оси трубы, заполненной на высоту H исследуемым ВВ. В начальный момент времени $t = 0$ в плоскости $x = 0$ (нижний закрытый торец трубы) иницируется послойное горение ВВ. Скорость регрессии U_p является функцией давления в очаге. Газообразные продукты, накапливаясь вблизи поверхности горения, создают повышение давления. Это вызывает фильтрацию газов по порам, движение слоя ВВ по трубе и выброс его из трубы. Полость между нижним торцом трубы и слоем ВВ, образуемая из-за этого движения, также заполняется газообразными продуктами. Фильтрация газов по порам сопровождается прогревом и воспламенением поверхности пор. Возникает конвективное горение, резко ускоряющее газообразование.

В рамках одномерной модели влияние диаметра трубы проявляется только через силу трения, которая тормозит выброс ВВ из трубы. Для дисперсных веществ принято учитывать две составляющие: силу трения движения, пропорциональную квадрату массовой скорости течения вещества, и силу трения покоя, которая препятствует началу течения до тех пор, пока напряжение в слое не достигнет некоторой пороговой величины p^* . Последняя может быть оценена методами теории предельно-напряженного состояния [5] либо получена из независимых экспериментов.

Для описания фильтрации, как и в [4], использовалась двучленная формула Эргана. Конвективное горение трактовалось в соответствии с упрощенной моделью, рассмотренной в [6]. В этой модели учтены некоторые свойства волны конвективного горения, проявляющиеся при скоростях течения га-

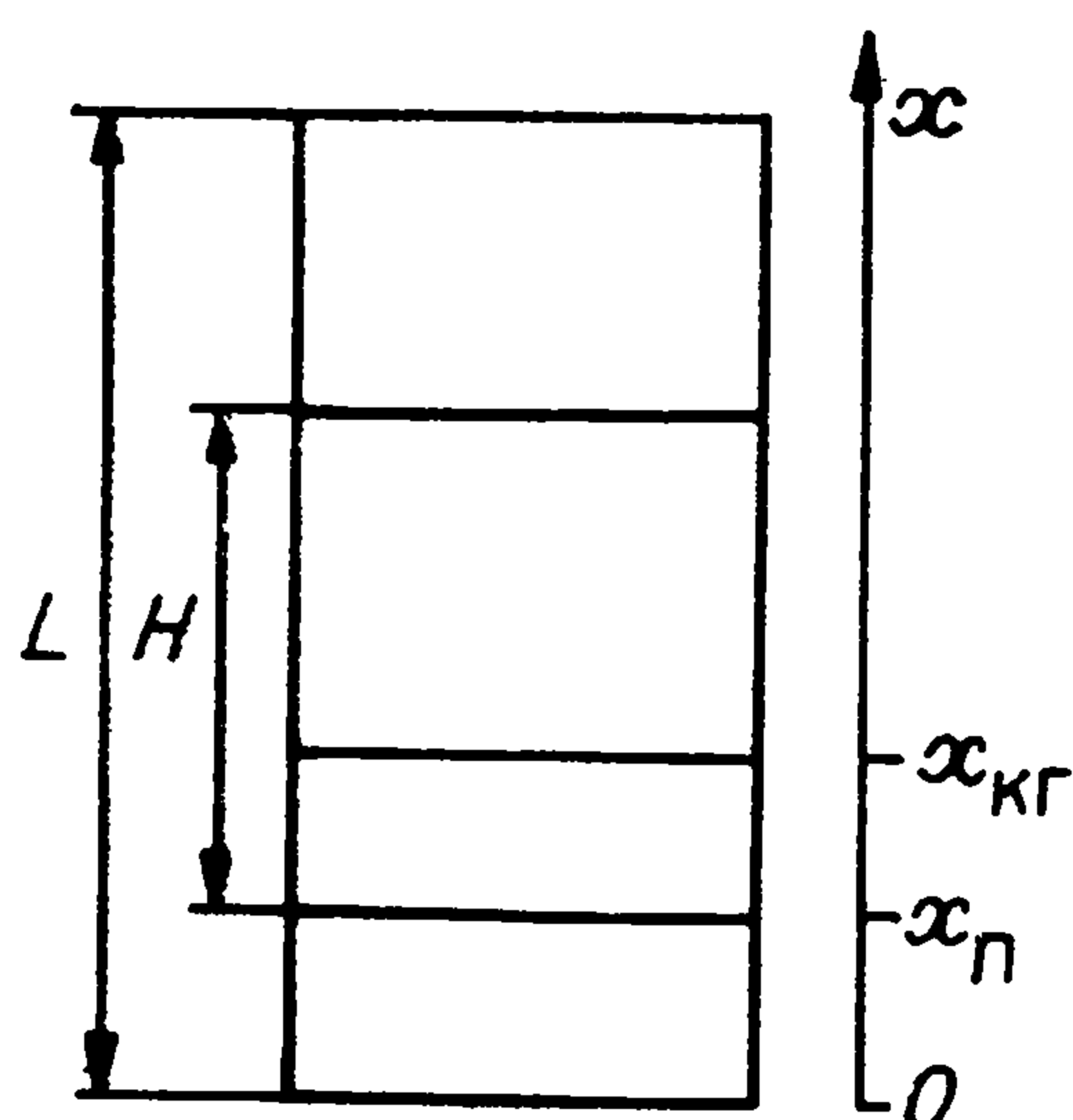


Рис. 5. Схема, поясняющая теоретическую модель.

зов в порах, много меньших скорости звука (соответствующий диапазон скоростей конвективного горения — до нескольких десятков метров в секунду). Примем, что фронт воспламенения — это поверхность, отделяющая зону фильтрации, где температура тазов равна начальной температуре T_n , от зоны горения, где температура газа равна конечной температуре горения T_r . (Заметим, что последняя может быть гораздо ниже адиабатической температуры горения ВВ за счет недогорания, типичного для рассматриваемого уровня давлений.) Это оправданно, так как в рассматриваемых условиях ширина зоны прогрева, размещающейся между двумя указанными зонами, пренебрежимо мала по сравнению с их размерами. Помимо скачка температуры на фронте воспламенения терпят разрыв также плотность и скорость течения газа, тогда как давление слева и справа от фронта в данном приближении можно принять постоянным.

Далее, распределение давления в зоне горения и полости принято однородным. Распределение давления в зоне фильтрации определяется приближенно из решения уравнений фильтрации методом интегральных соотношений. Для пространственной аппроксимации выбран профиль типа пограничного слоя с двумя произвольными функциями времени. На примере решения тестовой задачи о нестационарной фильтрации газа в полубесконечный слой с давлением на границе, которое задавалось либо в виде экспоненциально возрастающей, либо немонотонно изменяющейся функции времени, показано, что приближенное решение хорошо согласуется с полученным для уравнения фильтрации численным методом.

Скорость конвективного горения W принята пропорциональной скорости газов U_r , втекающих из зоны горения в зону фильтрации [6, 7]. Коэффициент пропорциональности включает число Нуссельта Nu , температуру газов, втекающих в поры, T_r и температуру T_b , при которой воспламеняется поверхность пор. Последняя величина считается константой, не зависящей от условий нагрева ВВ [4].

Конвективное горение возникает с задержкой, определяемой по моменту достижения на поверхности пор температуры T_b . Величина задержки вычислялась путем решения уравнения теплопроводности для отдельных частиц с использованием метода интегральных соотношений. За фронтом конвективного горения частицы ВВ горят по полной поверхности со скоростью регрессии, равной U_p .

Приведем систему определяющих уравнений. При $0 \leq x \leq x_n + x_{к.г}$

$$[\rho_r(x_n + \varphi_n x_{к.г})]' = U_p \rho_r S_p + U_p \rho_r A_s x_{к.г} - \rho_r \varphi_n (U_\phi - W), \quad (1)$$

$$x_n' = V_n,$$

$$W = x_{к.г}' = \begin{cases} 0, & t < t_3, \\ p U_r / E, & t \geq t_3, \end{cases} \quad (3)$$

$$\rho_r (1 - \varphi_n) H G V_n' = \begin{cases} 0, & p < p^*, \\ p - p_n - 2 H c_f (1 - \varphi_n) \rho_r V_n^2 / D, & p \geq p^*. \end{cases} \quad (4)$$

При $x_n + x_{к.г} < x < L$

$$\begin{aligned} \partial p_\phi / \partial t + \partial (p_\phi U_\phi) / \partial x &= 0, \\ - \partial p_\phi / \partial x &= \varphi_n \mu U_\phi / k + 1,17 p_\phi U_\phi^2 / (d_n R T_n), \\ x = x_n + x_{к.г}: \quad p &= p_\phi, \\ x = L: \quad p_\phi &= p_n, \quad U_\phi = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Начальные условия:

$$t = 0: \quad x_n = x_{к.г} = V_n = p - p_n = p_\phi - p_n = U_\phi = 0.$$

Здесь t — время; штрих — производная по времени; x_n — размер полости; $x_{к.г}$ — толщина слоя ВВ, охваченного конвективным горением; ρ_r и $\rho_n =$

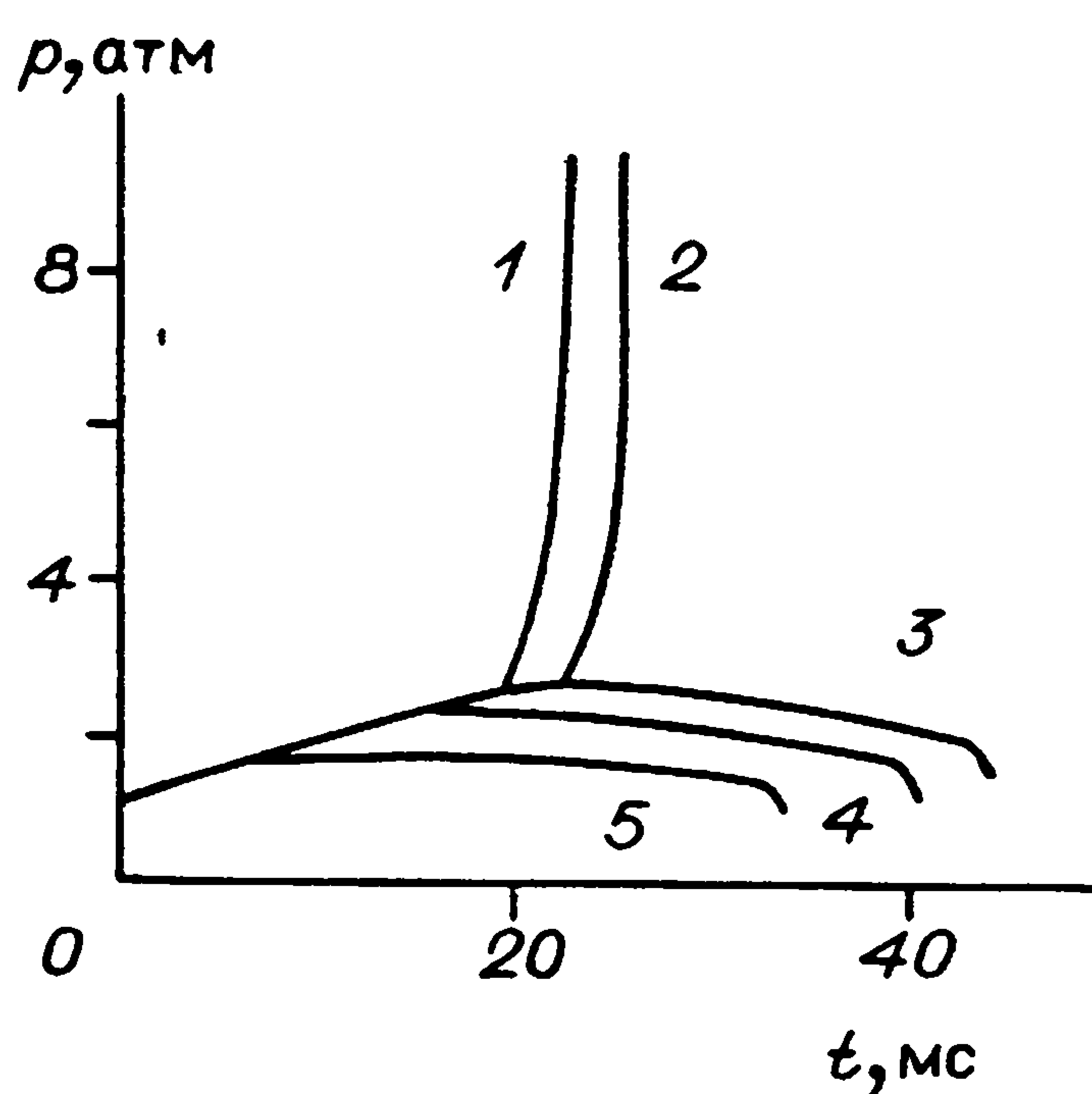


Рис. 6. Влияние высоты слоя на динамику изменения давления в очаге горения (расчет для базового варианта).

H , мм: 1 — 220, 2 — 192,5, 3 — 185,6, 4 — 165, 5 — 110.

$= p/RT_r$ — плотности твердой фазы (исходного ВВ) и газа (продуктов горения); p — давление в зоне горения и полости; p_ϕ и U_ϕ — давление и скорость течения газов в зоне фильтрации, рассматриваемые как функции x и t ; $U_p = Br^v$; ϕ_n — начальная пористость; S_p — коэффициент, равный отношению скоростей послойного горения пористого и сплошного ВВ (в данных расчетах использовался в качестве подгоночного параметра); $A_s = 6(1 - \phi_n)/d_0$ — удельная поверхность частиц ВВ; d_0 — эффективный диаметр частиц ВВ; H — высота слоя ВВ; c_f — коэффициент трения движения слоя ВВ о стенки трубы; D и L — диаметр и длина трубы; k — коэффициент газопроницаемости слоя ВВ; μ — вязкость холодного газа; d_n — диаметр пор; t_3 — время задержки конвективного горения (вычисляется из решения уравнения теплопроводности для частиц; вид уравнений и граничные условия приведены в [4]); G — коэффициент, учитывающий уменьшение массы ВВ при выбросе из трубы (он равен 1, пока $x_n \leq L - H$ и $(L - x_n)/H$, если $L - H < x_n \leq L$); $U_r = U_\phi(x_{kr}, t)T_r/T_n$; $E = 4\lambda_k \rho_k c_k RT_r (T_b - T_n)^2 / c_v \lambda_r Nu (T_r - T_b) (T_r - T_n)$; $Nu = 0,152 \cdot (\phi_n d_0 \rho_r U_r / \mu)^{0,8}$ [6].

На рис. 6 в качестве примера приведены результаты расчетов, полученные при варьировании высоты слоя ВВ для базового варианта, отвечающего зерновой нитроклетчатке с $d_0 = 0,8$ мм. В этих расчетах $T_r = 1600$ К, p^* (атм) = $0,018H$ (мм) — 0,8, $S_p = 3,0$, $c_f = 0,05$, U_p (см/с) = $0,06p$ (атм), $D = 20$ мм, значения остальных входных параметров — как в [4]. Отметим хорошее согласие расчетов с приведенными выше экспериментальными данными по виду кривых и наличию критической высоты слоя, разделяющей два режима развития горения в очаге.

В табл. 2 приведены расчетные данные, иллюстрирующие динамику изменения основных параметров процесса горения в очаге при двух вы-

Таблица 2

| Условия расчета | t , мс | p , атм | x_n , мм | V_n , м/с | x_{kr} , мм | W , м/с |
|-----------------|----------|-----------|------------|-------------|---------------|-----------|
| I | 0 | 1 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| | 14,5 | 2,3 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| | 21,3 | 2,8 | 1,5 | 2 | 0 | 0 |
| | 23,1 | 3 | 15,5 | 3,8 | 0,22 | 0,24 |
| | 25,0 | 6,4 | 25 | 7 | 1,6 | 2,6 |
| | 25,4 | 13,3 | 28 | 10,8 | 4,7 | 20 |
| | 25,7 | >100 | — | — | — | — |
| II | 0 | 1 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| | 14,5 | 2,3 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| | 23,0 | 2,73 | 14 | 5 | 0 | 0 |
| | 25,3 | 2,72 | 26,3 | 7,1 | 0 | 0 |
| | 40,8 | 2,2 | — | — | — | — |

Примечание. Зерновая нитроклетчатка, $d_0 = 0,8$ мм, $H_{кр} = 189$ мм.

I — $H = 192,5$ мм, $t_3 = 22$ мс, ПГВ;

II — $H = 185,6$ мм, горение без ПГВ.

Т а б л и ц а 3

| d_0 , мм | $H_{кр}$, мм | $p_{кр}$, атм | t_3 , мс |
|------------|---------------|----------------|------------|
| 0,01 | 14,7 | 16 | 0,14 |
| 0,03 | 33 | 8 | 0,7 |
| 0,1 | 84 | 3,8 | 3,6 |
| 0,2 | 140 | 3,2 | 8,8 |
| 0,4 | 184 | 3,1 | 14,5 |
| 0,6 | 189 | 2,9 | 19,4 |
| 0,8 | 189 | 2,73 | 22,1 |
| 1,6 | 176 | 2,4 | 35,9 |
| 3,3 | 159 | 2,1 | 65 |

Т а б л и ц а 4

| T_H , К | $H_{кр}$, мм при d_0 , мм | |
|-----------|------------------------------|-----|
| | 0,2 | 0,8 |
| 200 | 199 | 184 |
| 250 | 184 | 176 |
| 300 | 140 | 189 |
| 350 | 46 | 114 |
| 400 | 8,5 | 19 |

сотах слоя ВВ — большем и меньшем $H_{кр}$. Решающее влияние на развитие взрыва оказывает скорость разгрузки (разброса ВВ) на стадии зарождения конвективного горения, когда скорость W составляет несколько сантиметров в секунду. При уменьшении H разгрузка усиливается, ускорение конвективного горения отсутствует и давление в очаге проходит через максимум на уровне 2,73 атм.

В табл. 3 показано влияние размера частиц на критические условия развития взрыва. Видно, что в интервале размеров частиц 0,6 ÷ ÷ 3,3 мм это влияние оказалось слабым, что согласуется с соответствующими экспериментальными данными (см. рис. 3). Однако в области меньших размеров, где эксперимент не проводился, расчет предсказывает резкое уменьшение $H_{кр}$. Это объясняется ослаблением разгрузки очага за счет фильтрации. Что касается $p_{кр}$, то расчет предсказывает уменьшение этой величины с ростом размера частиц, что также наблюдается в экспериментах.

Из других зависимостей, изученных параметрически, рассмотрим влияние константы скорости послойного горения B и начальной температуры T_H . Как показали расчеты, при уменьшении B вдвое, что моделирует введение обычного ингибитора горения нитрокетчатки, величина $H_{кр}$ почти не изменяется при размере частиц свыше 0,2 мм, но оказывается существенно большей (в три и более раз) в случае частиц меньшего размера. В расчетах по влиянию T_H использовались данные по температурному коэффициенту скорости горения пороха H , взятые из работы [8]. Как видно из табл. 4, расчет дал неожиданную картину: если в области повышенных температур наблюдается естественное уменьшение $H_{кр}$ при увеличении T_H , то в области пониженных температур влияние T_H резко ослабляется. В ближайшее время эти результаты будут проверены экспериментально.

Выводы

Отличительная особенность аварийных взрывов, происходящих при обращении с большими массами дисперсных ВВ, состоит в том, что развитие горения в очаге уже на начальных стадиях взрывного процесса испытывает сильное воздействие разгрузки, вызванной разлетом слоев ВВ, окружающих очаг. С помощью модельного подхода, воспроизводящего эту особенность и получившего название метод критической высоты слоя, проведено систематическое изучение критических условий ПГВ для ряда типичных ВВ в трубах разного диаметра. Параметры, измеряемые в критических условиях, могут найти применение для реалистической оценки склонности ВВ к ПГВ. Создана и проверена посредством сравнения с экспериментальными данными математическая модель процесса, в которой учтены переход от послойного горения в очаге к конвективному горению и эффекты, связанные с разгрузкой очага.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Беляев А. Ф., Боболев В. К., Коротков А. И. и др.** Переход горения конденсированных систем во взрыв.— М.: Наука, 1973.
2. **Соколов А. В.** Основы взрывобезопасного аппаратурного оформления стадии пиротирования. Отчет филиала ВНИИХФИ, 1986.
3. **Сулимов А. А., Ермолаев Б. С. и др.** ФГВ, 1987, 23, 6, 9.
4. **Ермолаев Б. С., Новожилов Б. В. и др.** ФГВ, 1985, 21, 5, 3.
5. **Соколовский В. В.** Статика сыпучей среды.— М.: Физматгиз, 1960.
6. **Ермолаев Б. С., Посвянский В. С. и др.** ФГВ, 1983, 19, 4, 52.
7. **Краснов Ю. К., Маргулис В. М. и др.** ФГВ, 1970, 6, 3, 290.
8. **Зельдович Я. Б., Лейпунский О. И., Либрович В. Б.** Теория нестационарного горения пороха.— М.: Наука, 1975.

г. Москва

Поступила в редакцию 4/XII 1989
