

терпевают переход $l-1$ концентрация r_i ; эти переходы могут осуществляться 2^{l-2} способами, т. е. $l-s$ -режиму соответствуют

$$N_{l-s} = 2^{l+n-s-3}$$

распределений концентраций r_i ($1 \leq i \leq n-1$).

Всего для $2 \leq l \leq s \leq n-1$

$$\sum_{s=2}^{n-1} \sum_{l=2}^{s+1} 2^{l+n-s-3} = \sum_{s=2}^{n-1} 2^{n-s-1} (2^{s-1} - 1) = \sum_{s=2}^{n-1} \sum_{l=2}^s N_{l-s} = 2^{n-2} (n-3) + 1. \quad (19)$$

Складывая (16), (18) и (19), получаем полное число всех возможных типов распределений r_i ($1 \leq i \leq n$)

$$N = 2^{n-2} (n+1).$$

Эта формула справедлива при $n \geq 1$. С ростом n быстро возрастает N .

Поступила в редакцию
20/IX 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Берман, Ю. С. Рязанцев. ПМТФ, 1973, 1.
2. В. С. Берман, Ю. С. Рязанцев. ПММ, 1973, 37, 6.
3. Б. И. Хайкин, А. К. Филоненко, С. И. Хайкин. ФГВ, 1968, 4, 4.
4. А. Г. Мержанов, А. И. Руманов, Б. И. Хайкин. ПМТФ, 1972, 6.

УДК 662.311.1

ВЛИЯНИЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ДОБАВОК НА СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ ПОРОХА В ПОЛЕ УСКОРЕНИЙ

А. Д. Марголин, В. Г. Крупкин

(Москва)

Приложение инерционных сил к горящему веществу в ряде случаев приводит к значительному увеличению скорости горения [1—10] благодаря тому, что инерционные силы прижимают к горячей поверхности конденсированные частицы, которые образуются в процессе горения. В поле массовых сил может происходить накопление этих частиц вблизи поверхности горящего вещества. В течение периода накопления скорость горения в ряде случаев сначала возрастает, затем уменьшается, по-видимому, приближаясь к постоянной величине [3—8].

В настоящей работе исследовалось влияние различных конденсированных добавок — Fe_2O_3 , Fe, Ni, PbO_2 , Al_2O_3 , которые помещались на поверхность пороха перед поджиганием, на скорость горения в поле массовых сил.

Методика эксперимента

Измерялась скорость горения баллиститного пороха Н в поле перегрузок. Образцы, имеющие площадь поперечного сечения $0,8 \text{ см}^2$ и длину $1,5 \text{ см}$, вклеивались на эпоксидной смоле в кварцевые трубки. Перед

опытом на поверхность образца насыпалась конденсированная добавка. В качестве плавящихся добавок использовались Fe_2O_3 , PbO_2 и Ni (размер частиц $D=1-3$ мкм), Fe ($D=250-600$ мкм), в качестве неплавящихся — Al_2O_3 ($D=8-15$ и $40-60$ мкм). Образец помещался в центрифугу с радиусом $4,5$ см [5], и после достижения постоянного числа оборотов образец поджигался. Во время горения ускорение изменялось на $\pm 15\%$.

Изучалось также влияние добавок на горение баллиститного пороха А на воздухе при нормальном ускорении. В этих опытах боковые поверхности образцов пороха высотой 5 см и поперечным сечением 4×1 см бронировались плексигласом. На верхний торец образцов насыпалась конденсированная добавка. В качестве плавящейся добавки брались кусочки свинца, в качестве неплавящейся — кусочки фарфора. Образец поджигался с помощью нихромовой спирали. Процесс распространения фронта горения снимался 35 -миллиметровой кинокамерой «Конвас».

Результаты опытов

С увеличением ускорения до $700 G$ скорость горения образцов длиной $1,5$ см без добавки увеличивается примерно в $1,5$ раза при давлении $20-50$ атм (рис. 1). После сгорания образцов в поддоне остаются следы сажистого осадка. Увеличение скорости горения происходит из-за удерживания вблизи поверхности пороха диспергированных частиц. Для $p=23$ атм зависимость скорости горения от ускорения описывается законом $u_0^g [\text{см/с}] = 24 (g/G)^{0,12}$.

При добавлении на поверхность образца пороха мелкодисперсных Fe_2O_3 , PbO_2 и Ni (размер частиц $1-3$ мкм) скорость горения при больших ускорениях с увеличением массы добавки сначала резко возрастала, проходила через максимальное значение, которое при ускорениях $200-400 G$ было в $1,5-2$ раза больше, чем скорость горения пороха при таком же уровне ускорений, но без добавки, а затем падала до постоянной величины. Дальнейшее увеличение массы добавки (>100 мг/см²) не изменяло скорости горения образца. Максимальное значение скорости горения достигала при массе добавки, равной $8-15$ мг/см² (рис. 1, 2).

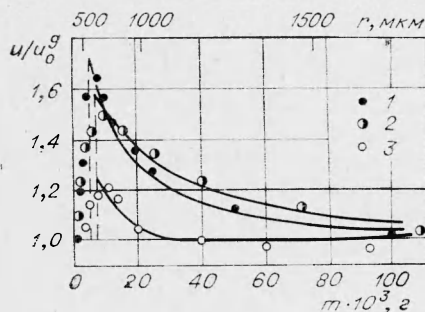


Рис. 1. Зависимость относительной скорости горения от массы добавки Fe_2O_3 ($D=1-3$ мкм).

Экспериментальные точки: 1 — $p=23$ атм, $g=4 \cdot 10^5$ см/с²; $u_0^g=0,51$ см/с; 2 — $p=23$ атм, $g=2 \cdot 10^5$ см/с²; 3 — $p=65$ атм, $g=4 \cdot 10^5$ см/с²; (кривые — теоретические.)

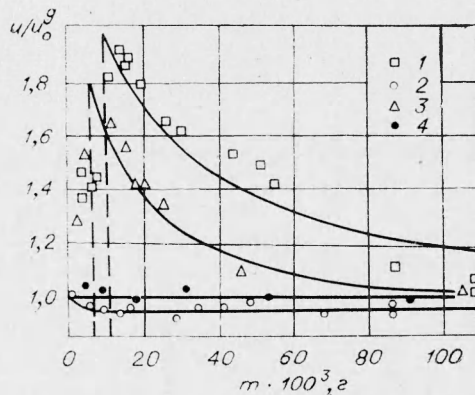


Рис. 2. Зависимость относительной скорости горения от массы добавки при $p=23$ атм, $g=4 \cdot 10^5$ см/с².

Экспериментальные точки: 1 — Ni ($D=1-3$ мкм); 2 — Al_2O_3 ($D=40-60$ мкм); 3 — PbO_2 ($D=1-3$ мкм); 4 — Fe ($D=250-600$ мкм). (Кривые — теоретические.)

После сгорания образцов с указанными добавками на дне поддона были обнаружены застывшие капли с металлическим блеском. Следовательно, во время горения добавка находилась в расплавленном состоянии. Взвешивание остатков показало, что при изученных уровнях ускорений масса остатка примерно равна массе внесенной добавки. Добавление на поверхность образцов крупнодисперсного Fe ($D=250\div 600$ мкм) не вызывало изменение скорости горения. При использовании неплавящихся в условиях опытов добавок Al_2O_3 (размер частиц 8—15 и 40—60 мкм) скорость горения менялась значительно меньше, чем для мелкодисперсных плавящихся добавок (см. рис. 2). Причем наблюдалось небольшое увеличение скорости горения, когда масса добавки превышала 200 мг/см². Все упомянутые добавки, насыпанные на поверхность пороха, при нормальном ускорении ($1G$) не влияют на скорость горения.

Изучение горения пороха А на воздухе показало, что кусочки свинца, насыпанные на поверхность образца, после зажигания его прогреваются, расплавляются и сливаются в большую каплю неправильной формы, которая под действием потока газообразных продуктов сгорания находится в интенсивном движении, периодически распадается на ряд более мелких капель, которые «бегают» по поверхности, вновь сливаются и вновь разбрасываются. При разрыве капли часть добавки выбрасывается с поверхности каплями диаметром до 1—2 мм. Таким образом, масса добавки уменьшается по мере сгорания образца. Когда диаметр капли на поверхности уменьшается до 4—5 мм, она перестает дробиться, но продолжает интенсивно вибрировать. Под каплей образуется углубление, развивающееся в конус. В тех случаях, когда начальная масса добавки соответствует размеру капли, меньшему 4—5 мм, после расплавления капля сразу начинала прожигать конус, существенно не меняя своего размера.

Применение в качестве добавки неплавящихся кусочков фарфора диаметром 1—4 мм также вело к образованию конуса.

Обсуждение результатов

Для объяснения полученных результатов проанализируем влияние единичной частицы на скорость горения пороха в поле ускорений.

Частица радиусом r и плотностью ρ_k под действием инерционных и гидродинамических сил находится на расстоянии δ от поверхности, поток тепла от этой частицы к поверхности (при температуре T_n) есть $Q \sim (T_k - T_n)/\delta$. Зная Q , можно вычислить изменение скорости горения. Температура частицы T_k , в свою очередь, определяется тепловым потоком от частицы к поверхности и из горячих продуктов сгорания к частице. Расстояние δ найдено в приближении пограничного слоя в работе [3], здесь оно будет уточнено. Равновесная температура инертной частицы, висящей над поверхностью, ранее не определялась, так как при анализе влияния на скорость горения прижатых к поверхности частиц окиси алюминия считалось, что они нагреваются до температуры горения за счет окисления новых порций алюминия.

Расстояние между единичной частицей и поверхностью. В работе [3] получено соотношение между радиусом частицы r и ее расстоянием от поверхности горения, причем $\delta \rightarrow 0$ как $\delta \rightarrow \sqrt{r}$ при $r \rightarrow 0$. Полученная зависимость, однако, не отражает существование минимального радиуса частицы (r_{\min}), который определяется из условия равенства веса частицы и силы Стокса для гидродинамического сопротивления [4, 5]. Частицы меньшего размера будут уноситься потоком

$$r_{\min} = \sqrt{\frac{9\rho_n \mu_0 \eta}{2\rho_r \rho_k g}}, \quad (1)$$

где ρ_n и u_0 — плотность пороха и его скорость горения; ρ_r и η — плотность и вязкость газа; g — ускорение.

Запишем интерполяционное выражение для сил давления, действующих на частицу в виде суммы силы Стокса (для малых частиц, движущихся далеко от поверхности) и силы давления, полученной в приближении пограничного слоя, для случая, когда частица находится вблизи от поверхности, и приравняем полученное выражение инерционным силам

$$\frac{4}{3} \pi r^3 \rho_k g = \frac{\rho_r u_r^2 r^4}{4\delta^2} \cdot \frac{3F(\text{Re})}{\text{Re}} \cdot f_2^2\left(\frac{a}{r}\right) + 6\pi\eta u_r r, \quad (2)$$

где

$$f_2\left(\frac{a}{r}\right) = \left(\frac{a}{r}\right)^2 \cdot \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{4} \ln \frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon}\right);$$

$$F(\text{Re}) = \left(1 + \frac{\text{Re}}{2} + \frac{\text{Re}^2}{6} + \frac{\text{Re}^3}{24}\right) / \left(1 + \frac{\text{Re}}{2} + 3\frac{\text{Re}^2}{20}\right); \quad \text{Re} = \frac{\delta \rho_r u_r}{\eta};$$

u_r — скорость продуктов сгорания.

Равенство (2) написано для частицы, имеющей форму эллипсоида вращения с большой полуосью a и радиусом эквивалентной (с равным объемом) сферы r и эксцентриситетом $\varepsilon = \sqrt{1 - (r/a)^6}$. Из равенства (2) найдем расстояние δ от частицы до поверхности

$$\delta = \delta_0 \cdot f_1(\text{Re}, r/r_{\min}) \cdot f_2(a/r), \quad (3)$$

где

$$\delta_0 = 0,7 \rho_n \cdot u_0 \cdot \sqrt{\frac{r}{\rho_k \cdot \rho_r \cdot g}};$$

$$f_1(\text{Re}, r/r_{\min}) = \sqrt{(F(\text{Re})/\text{Re}) \cdot [1 - (r_{\min}^2/r^2)]^{-1}}.$$

В поле перегрузок жидкая капля деформируется в эллипсоид вращения. Величину деформации капли (a/r), как функцию параметра $3\sigma/\rho_k \cdot g \cdot r^2$, характеризующую соотношение между инерционными силами и силами поверхностного натяжения, можно получить из условия минимума потенциальной энергии в точке устойчивого равновесия

$$\frac{\rho_k g r^2}{3\sigma} = \frac{1}{2} \left(\frac{a}{r}\right)^4 + \frac{1}{96} (r/a)^2 \cdot \frac{2\varepsilon [48 - 47(r/a)^6]}{\varepsilon^3} \ln \frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon}, \quad (4)$$

где σ — поверхностное натяжение капли. График функции (4) приведен в работе [3].

Анализ выражения (3) показывает, что при малых размерах частиц, сравнимых с r_{\min} , существенное влияние оказывает множитель $f_1(\text{Re}, r_{\min})$, а множитель $f_2(a/r)$, связанный с деформацией капли при этих условиях, близок к 1. При $r \rightarrow r_{\min}$ расстояние $\delta \rightarrow \infty$. По мере увеличения размера частицы δ быстро уменьшается, проходит через минимальное значение, а затем снова начинает возрастать. Для капель большого размера становится значительным множитель $f_2(a/r)$, за счет которого увеличивается δ (по сравнению с δ_0 без учета сплюснутости частицы).

Тепловой баланс частицы и тепловой поток от частицы к поверхности. Оценка чисел Рейнольдса показывает, что в типичных для рассматриваемой задачи случаях Re меняется от 10^{-1} до 100 и течение, следовательно, имеет ламинарный характер. Рассмотрим тепловой баланс отдельной частицы, приравнявая поток тепла от продуктов сгорания к частице при ламинарном течении и поток тепла от частиц к поверхности пороха,

$$\alpha \frac{\lambda}{2r} \cdot \text{Nu} (T - T_k) \cdot 4\pi r^2 = \frac{\lambda}{\delta} (1 - \alpha) (T_k - T_n) \cdot 4\pi r^2, \quad (5)$$

где λ — коэффициент теплопроводности газа; Nu — число Нуссельта; α — часть поверхности частицы, которая получает тепло от продуктов сгорания.

Значение T в уравнении (4) есть некоторая средняя температура на участке от поверхности горения до верхнего края частицы и в первом приближении вычисляется как

$$T = \frac{1}{2r} \int_0^{2r} [T_r + (T_n - T_r) \cdot \exp(-X/l_0)] \cdot dx = \\ = T_r - \frac{l_0}{2r} (T_r - T_n) [1 - \exp(-2r/l_0)], \quad (6)$$

где T_r — температура продуктов горения; $l_0 = \lambda / c_p \rho_p u_0$ — ширина зоны прогрева газовой фазы; c_p — теплоемкость газа.

Подставляя T в уравнение (5) и решая его относительно T_k , получим

$$T_k = \frac{T_r - (l_0/2r) \cdot (T_r - T_n) [1 - \exp(-2r/l_0)] + \frac{2(1-\alpha)rT_n}{\alpha \cdot Nu \delta}}{1 + 2(1-\alpha)r/\alpha Nu \delta}. \quad (7)$$

Дополнительный тепловой поток, который приходится на единичную площадку пороха из-за присутствия частицы, можно записать в виде

$$Q = \frac{\lambda}{\delta} (T_k - T_n). \quad (8)$$

Минимальный размер частиц, которые могут влиять на скорость горения, определяется двумя условиями: 1) размер частицы должен быть больше минимального удерживаемого размера (1) и 2) больше ширины прогретого слоя конденсированной фазы l_1 при горении

$$r > Kl_1, \quad (9)$$

где K — порядка единицы.

Поясним последнее условие. Температурный градиент у поверхности горячей ямки малого радиуса r_0 равен

$$\varphi = \left(\frac{dT}{dr} \right)_{r_0} = \frac{T_n - T_0}{l_1 (1 - \exp(-r_0/l_1))},$$

причем при $r_0/l_1 \ll 1$, $(dT/dr)_{r_0} = \frac{(T_n - T_0)}{r_0}$ и при $r_0 \rightarrow 0$ $\left(\frac{dT}{dr} \right)_{r_0} \rightarrow \infty$. Таким образом, если частица слишком мала по сравнению с шириной зоны прогрева, то градиент у поверхности станет больше критического φ_* и горение затухнет. Условием потухания будет $r \leq K_1 \cdot l_1 (\varphi/\varphi_*)$, значение комплекса $K_1 \cdot \varphi/\varphi_*$ здесь уточнять не будем.

Формулами (7) и (8) определяются температура единичной частицы и тепловой поток, зная которые, можно при выполнении условия (9) вычислить увеличение скорости горения $Z = u/u_0$, пользуясь соотношением из работы [5]

$$Z^2 (Z^2 - 1) = K_2 \frac{2k^2 \rho_p \rho_r g}{\rho_p^2 u_0^4 r_0^2 (\alpha/r)}, \quad (10)$$

где $k = \frac{\lambda (T_k - T_n)}{\rho_p c_p (T_n - T_0)}$; c_p — теплоемкость пороха. В формуле (10) дополнительно по отношению к работе [5] учтено сплющивание частицы, K_2 — поправочный множитель, связанный с отсутствием достаточно точных данных о таких параметрах, как коэффициенты вязкости, теплопроводности, поверхностного напряжения и т. д.

Расчет температуры единичной частицы (рис. 3) с размером ~ 1 мм при атмосферном давлении и нормальном ускорении силы тя-

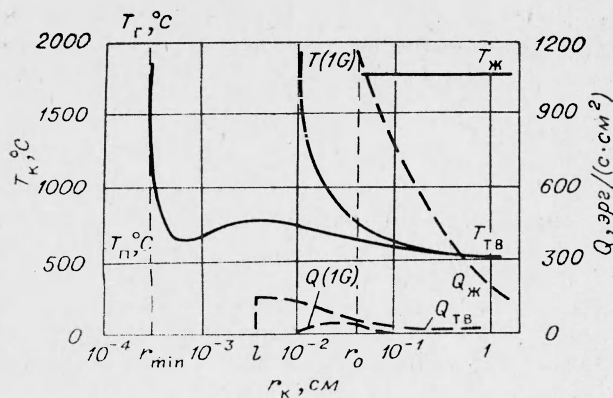


Рис. 3. Теоретическая зависимость температуры капли и дополнительного теплового потока в порохе при $g=10^3$ см/с²; $p=1$ атм, $T_{п}=350^{\circ}$ С, $T_{г}=1600^{\circ}$ С, $u_0=0,1$ см/с и $g=4 \cdot 10^5$ см/с², $p=23$ атм, $u_0=0,5$ см/с.

жести показывает, что в этих условиях $T_{ж}=750^{\circ}$ С. Такая температура частицы достаточна для увеличения местной скорости горения, рассчитанной по формуле (10), в 1,5 раза независимо от того, какая рассматривается частица — твердая или жидкая. Этот результат согласуется с нашими экспериментами.

При больших ускорениях разогрев единичных частиц за счет теплопередачи (см. рис. 3) оказывается недостаточным в широкой области изменения их размера для заметного увеличения местной скорости горения. Действительно, небольшие количества неплавящейся и неагломерирующей добавки Al_2O_3 (размер частиц 3—15 и 40—60 мкм) не влияют на скорость горения (см. рис. 2). Однако, когда количество добавки становится значительным, начинает вступать в силу механизм образования псевдооживленного слоя [11], и скорость горения увеличивается из-за теплообмена в этом слое [9, 10]. В наших экспериментах было отмечено некоторое увеличение скорости горения (хотя и значительно меньшее, чем для жидких капель) при массе добавки больше 200 мг/см².

Такой массе соответствует образование тонкого псевдооживленного слоя. Полученный результат качественно согласуется с работой [10], в которой при введении Al_2O_3 в поджигающую таблетку было отмечено некоторое повышение скорости в основном образце.

Добавление крупнодисперсных частиц (Fe с размером частиц 250—600 мкм) также не должно изменять скорость горения в соответствии со сказанным выше. Именно такой результат получен в экспериментах (см. рис. 2). Нужно отметить, что крупные частицы могли не успеть прогреться из-за малого времени горения образца.

Мелкодисперсные плавящиеся добавки относятся газовым потоком продуктов сгорания в горячую зону пламени, прогреваются там и агломерируют, образуя более крупные расплавленные капли, которые под действием массовых сил удерживаются у поверхности горения. Поскольку опыты показали, что плавящаяся добавка значительно эффективнее неплавящейся, то можно предположить, что существует дополнительный механизм нагрева жидкой капли.

Механизм нагрева жидкой капли

Известно, что поверхность достаточно большой жидкой капли, которая зависает в углублении и обтекается газовыми продуктами сгорания, неустойчива и с нее срываются мелкие капли, размер которых определяется характерной длиной волны [12]

$$r_c = 20 \left(\frac{\mu_k}{\rho_r u_1^2} \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_k}} \right)^{2/3}, \quad (11)$$

где μ_k — динамическая вязкость капли; u_1 — скорость газа на выходе из зазора, которая определяется балансом газоприхода от поверхности горения образца и газорасходом через поверхность выхода из зазора [5] и равна

$$u_1^2 = \frac{4}{3} \frac{\rho_k g r}{\rho_r} \cdot \left(\frac{r}{d}\right)^2. \quad (12)$$

Следует отметить, что выражение (11) получено для случая срыва капель газовым потоком со свободной поверхности жидкости. В нашей же задаче газовый поток приходит через малый зазор между жидкостью и твердой поверхностью пороха. Очевидно, это накладывает определенные ограничения на условие срыва. В частности, размер срываемых капель всегда должен быть меньше δ . Решение такой задачи в работе не рассматривается.

Уточним модель нагрева капли. С поверхности большой неустойчивой капли срываються мелкие с начальной скоростью u_1 . Они прогреваются в продуктах сгорания, и те из капель, которые имеют размер $r_c > r_{min}$, теряют свою скорость и падают вновь на большую каплю, нагревая ее. Сливанию прогретых мелких капель с основной способствует образование конуса, в вершине которого капля находится.

Проведем оценку размера капли r_1 , при котором такой механизм может иметь место. Необходимо, чтобы размер срывающихся капель был меньше минимального удерживаемого размера (1) при скорости потока u_1 , но больше минимального размера при скорости u_r . Эти два условия приводят к тому, что размер основной капли, испытывающей тепло- и массообмен с зоной горения по предлагаемому механизму, лежит в пределах $r_1 < r < r_2$. Значения r_1 и r_2 найдем, приравнявая размер срываемых капель (11) минимальному размеру удерживаемых капель (1), при скорости потока газа в зазоре (12) или в основном потоке соответственно

$$r_1 = \frac{7,5 \mu_k^{0,72} \sigma^{0,36} \rho_r^{0,27}}{\eta^{0,54} g^{0,45} \rho_k^{0,81}} \left(\frac{a}{r}\right)^2; \quad (13)$$

$$r_2 = \frac{18,6 \rho_r^{0,75} \mu_k \sigma^{0,5}}{\rho_k^{0,75} g^{0,25} (u_0 \rho_n)^{0,75} \eta^{0,75}} \left(\frac{a}{r}\right)^2. \quad (14)$$

При изменении размера капли от r_1 до r_2 температура капли близка к температуре горения за счет описанного механизма, а местная скорость горения изменяется от максимального значения при $r=r_1$ до постоянной величины при $r=r_2$ в соответствии с формулой (10).

Оценка оптимального размера капли r_1 по формуле (13) дает, в частности, для Ni значение 500 мкм при давлении 25 атм и ускорении $g=4 \cdot 10^5$ см/с². При расчете применялись следующие величины параметров: $\rho_r=3 \cdot 10^{-2}$ г/см³; $\mu_k=2 \cdot 10^{-2}$ Пз; $\sigma=1800$ дин/см; $\eta=3 \cdot 10^{-4}$ Пз; $\rho_k=8,8$ г/см³. Учитывая, что в опытах добавка сливалась в одну каплю, эта величина хорошо согласуется с экспериментальной массой добавки, соответствующей максимуму скорости горения. Отметим, что полученное выражение для r_1 довольно слабо зависит от параметров. Поэтому максимумы скорости горения для различных добавок лежат близко друг к другу, что хорошо согласуется с экспериментом. Увеличение массы добавки приводит в соответствии с формулой (10) к уменьшению скорости горения.

Если предложенная модель верна, то экспериментальная зависимость увеличения скорости горения от размера (массы) добавки должна быть линейной в координатах $Z^2 (Z^2 - 1) [(\rho_n^2 \cdot u_0^4) / (2k^2 \rho_k \rho_r g)]$, $\left(\frac{a}{r}\right) \times \left(\frac{a}{r}\right)^{-4}$.

На рис. 4 приведены результаты экспериментов с плавящимися добавками. Видно, что все экспериментальные точки группируются вблизи одной прямой. С помощью метода наименьших квадратов получено, что $K_2=0,28$. С учетом этого коэффициента по формуле (10) рассчитано увеличение скорости горения, как функция размера (массы) капли. На рис. 1, 2 приведены эти расчетные кривые. Штриховые линии соответствуют значению r_1 , полученному по формуле (13). Совпадение экспериментальных точек с теоретической кривой вполне удовлетворительное. Если не учитывать согласовывающий множитель, т. е. положить $K_2=1$, то ход кривых сохраняется, но они лежат несколько выше.

Таким образом, исследовано влияние различных конденсированных добавок, которые наносились на поверхность пороха перед поджиганием, на скорость горения в поле ускорений. Установлено, что мелкодисперсные плавящиеся добавки значительно более эффективны, чем крупнодисперсные или неплавящиеся. Это объясняется образованием из мелкодисперсных плавящихся добавок расплавленной капли, которая увеличивает местную скорость горения. Предложен механизм нагрева такой капли. Следует отметить, что добавки, которые использовались в экспериментах, являются катализаторами горения пороха, поэтому не исключено, что кроме чисто теплового влияния на скорость горения существует и каталитическое. Однако нужны дополнительные исследования, чтобы сделать обоснованные выводы по этому вопросу.

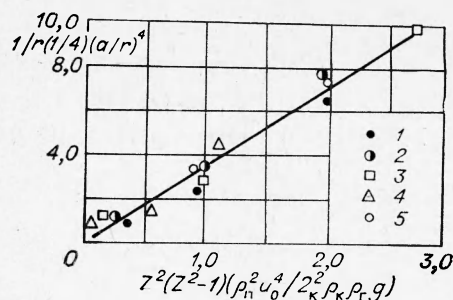


Рис. 4. Экспериментальная зависимость увеличения скорости горения от размера капли, приведенная в обобщенных координатах.

1 — Fe_2O_3 , $p=23$ атм, $g=4 \cdot 10^5$ см/с²; 2 — Fe_2O_3 , $p=23$ атм, $g=2 \cdot 10^5$ см/с²; 3 — Ni, $p=23$ атм, $g=4 \cdot 10^5$ см/с²; 4 — PbO_2 , $p=23$ атм, $g=4 \cdot 10^5$ см/с²; 5 — Fe_2O_3 , $p=65$ атм, $g=4 \cdot 10^5$ см/с².

Поступила в редакцию
2/Х 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. И. Гончаренко, Б. Т. Ерохин и др. Автореф. докл. II Всес. симпозиума по горению и взрыву. 1969.
2. M. J. Vulman, D. W. Netzer. AIAAJ., 1970, 8, 6, 212.
3. P. G. Willoughby, C. T. Crowe, K. L. Baker. J. of Spacecraft and Rockets, 1971, 8, 310.
4. С. К. Орджоникидзе, А. Д. Марголин, П. Ф. Похил. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
5. С. К. Орджоникидзе, А. Д. Марголин и др. ФГВ, 1971, 7, 4, 536.
6. Г. Б. Нортам. РТнК, 1971, 9, 12, 180.
7. D. Cowles, D. Netzer. Combustion Science and Technology, 1971, 3, 215.
8. С. Т. Crowe. Combustion Science and Technology, 1972, 5, 55.
9. В. И. Юхвид, Э. И. Максимов и др. ФРГ, 1973, 9, 2, 235.
10. В. И. Юхвид, Э. И. Максимов и др. ФГВ, 1973, 9, 4, 496.
11. С. С. Забродский. Гидродинамика и теплообмен в псевдооживленном слое. М., Госэнергоиздат, 1963.
12. E. Mayer. ARSJ., 1961, 31, 12, 1783.