

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 662.311.1

**К ВОПРОСУ О ГОРЕНИИ ПОРОХА
В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ**

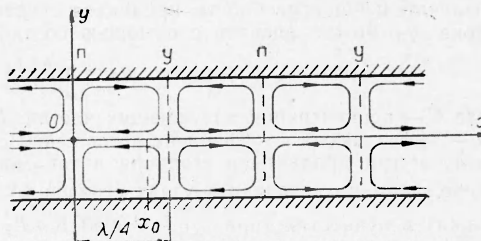
Э. В. Конев
(Новосибирск)

Горение твердого топлива внутри цилиндрической полости часто сопровождается всякого рода акустическими колебаниями (продольными, тангенциальными, радиальными). Эти колебания затем могут усиливаться при взаимодействии с фронтом горения [1, 2]. В результате амплитуда той или иной гармоники колебаний может достигать иногда весьма больших значений (например, согласно [1], до нескольких десятков атмосфер). Влияя на теплообмен внутри фронта пламени (теплообмен обычно принимают кондуктивным), они могут приводить к неравномерному во времени и пространстве сгоранию топлива и связанным с этим вторичным эффектам. Описанное явление известно в литературе под терминами «нестабильное», «неустойчивое» или «резонансное» горение.

Обычно продукты сгорания пороха содержат большое количество всякого рода частиц как образующихся в самом пламени [3, 4], так и поступающих из к-фазы (различные неорганические примеси и добавки). Именно эти частицы определяют основные закономерности излучения пламени (сплошной спектр [3, 4, 5], достаточно большую излучательную способность [3, 4, 6] и т. п.). Излучение же газообразных продуктов, имеющее селективный характер, обычно невелико. Можно ожидать поэтому, что акустические колебания, приводя к перераспределению излучающих частиц, будут оказывать существенное влияние на процесс горения пороха внутри полости даже в том случае, если их влияние непосредственно на кондуктивный теплообмен внутри зоны горения окажется невелико.

Явление взаимодействия акустических колебаний с аэрозольными частицами впервые обнаружено в [7, 8]. Затем в работе [9] было установлено, что в стоячей волне (рассматривалась продольная гармоника) возникает некоторое среднее движение газа в виде торoidalно замкнутых вихрей (см. рисунок), имеющих по оси цилиндрической полости направление от узлов колебаний к пучностям. Экспериментально их взаимодействие с аэрозольными частицами исследовано в [10, 11], где установлено, что частицы скапливаются при этом в пучностях скорости по оси цилиндра в виде своеобразных дисков. Следует отметить, что перемещение частиц в звуковом поле может быть вызвано также рядом других причин (искажением звуковой волны, давлением звука, периодическим изменением вязкости среды и т. д.) [12, 13]. Однако их влияние на движение частиц должно быть менее существенным, чем влияние упомянутых выше циркулирующих [13].

Закономерности вихревого движения среды применительно к продольной гармонике колебаний были исследованы математически в работе [8]. В предположении, что частица находится в начальный момент в точке x_0 между узлом $(x = \frac{\lambda}{4})$ и пуч-



Движение газа в поле стоячей звуковой волны.

П — пучность колебаний; У — узел колебаний.

ностью скорости ($x=0$), а затем следует в начало координат вдоль оси x (см. рисунок), причем ввиду своей малости синхронно с движением газа, они приводят к следующей зависимости пути частицы от времени t :

$$\operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} x = \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} x_0 \cdot e^{-\frac{3U^2\pi}{4c\lambda} \cdot t}$$

или при малых x

$$x \approx \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \operatorname{tg} \frac{2\pi x_0}{\lambda} \cdot e^{-\frac{3U^2\pi}{4c\lambda} \cdot t}. \quad (1)$$

Здесь λ — длина волны; U — амплитуда колебаний скорости газа; c — скорость звука. Соотношение (1) может быть использовано для оценок параметров звукового поля внутри полости. Полагая, например, что 90% частиц (т. е. все частицы, начиная $x_0 = 0,9 \frac{\lambda}{4}$ или $\operatorname{tg} \frac{2\pi x_0}{\lambda} \approx 7$) собираются в узкой зоне шириной $0,1 \frac{\lambda}{4}$ у пучности колебаний за $t_{\text{эфф}} = 1$ сек и что $\lambda = 25$ см, $c = 1000$ м/сек, получим с его помощью следующую величину амплитуды колебательной скорости:

$$U = \sqrt{\frac{4c\lambda \ln\left(\frac{20}{\pi} \operatorname{tg} \frac{2\pi x_0}{\lambda}\right)}{3\pi t_{\text{эфф}}}} \approx \sqrt{\frac{4 \cdot 1000 \cdot 0,25 \ln \frac{140}{\pi}}{3 \cdot \pi \cdot 1}} \approx 20 \text{ м/сек.}$$

Соответственно амплитуда колебаний давления внутри полости составит при этом лишь

$$p = 2\rho c U = \frac{2pM}{RT_r} \cdot c U \approx 2 \text{ атм} \quad (\text{принимается, что среднее давление } p = 50 \text{ атм,}$$

средний молекулярный вес продуктов горения $M = 25$, температура газов $T_r = 3000^\circ \text{K}$). Полученное значение p на порядок меньше наблюдаемых экспериментально при нестабильном горении. При больших амплитудах время, за которое должны собираться частицы в пучности скорости $t_{\text{эфф}}$, должно быть меньше 1 сек пропорционально квадрату амплитуды. Так, при амплитуде 20 атм оно должно быть порядка 10 мсек, хотя время сгорания шашки обычно не менее нескольких секунд. Следует отметить, что перераспределение частиц при горении пороха должно происходить в условиях продольного движения продуктов сгорания; наиболее благоприятные условия при этом должны реализоваться в той части полости, где скорость движения продуктов мала.

Хотя роль лучистого потока при горении порохов обычно невелика [14—16], в местах скопления частиц она должна становиться более значительной из-за увеличения излучательной способности продуктов сгорания. Приблизительно величину лучистого потока q_l можно оценить с помощью соотношения

$$q_l = \sigma T_r^4 (1 - e^{-kCl}), \quad (2)$$

где C — концентрация излучающих частиц; l — оптическая толщина излучающего слоя; k — эффективный коэффициент поглощения света¹. При достаточно мощных колебаниях излучаемый продуктами сгорания поток может стать в результате перераспределения небольшим по величине в узлах стоячей волны и близким к σT_r^4 (т. е. к излучению сажи) в пучностях (при $T_r = 3000^\circ \text{K}$ $\sigma T_r^4 = 110,5 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{сек}$). При этом необходимо, чтобы пучности скорости были на достаточном расстоянии друг от друга, т. е. чтобы выполнялось неравенство $\frac{\lambda}{4} \gg d$, где d — диаметр полости. При невыполнении

указанного условия (что, кстати, должно иметь место при перераспределении частиц за счет тангенциальных и радиальных гармоник) влияние акустических колебаний на процесс горения с рассматриваемой здесь точки зрения должно быть несущественно.

Изменение скорости горения нитроглицеринового пороха, вызванное неравномерным излучением продуктов сгорания, можно оценить с помощью выражения

$$u = \frac{q_1 + q_2}{c\rho_0(T_n - T_0)} = \frac{q_2}{c\rho_0(T_n - T_0)} \left(1 + \frac{q_1}{q_2}\right) = u_0 \left(1 + \frac{q_1}{q_2}\right). \quad (3)$$

Здесь u — скорость горения пороха; q_1 — плотность поглощенного порохом лучистого потока; q_2 — тепло, выделяющееся в k -фазе за единицу времени; $c\rho_0$ — объемная теплоемкость пороха; T_0 — его начальная температура; T_n — температура на поверх-

¹ Предполагается, что его величина не очень велика.

ности пороха. Выражение (3) выведено из уравнения сохранения энергии в предположении, что зона химических реакций в к-фазе у пороха является ведущей [17], т. е., что в нее не поступает тепловой поток из последующих зон горения. Если, например, $u_0 = u(q_1 = 0) = 0,7$ см/сек, $T_{\text{п}} = 400^\circ\text{C}$ и постоянно при данном давлении, $c_{\text{p}0} = 0,56$ кал/см³ · град, $q_2 = 0,56 \cdot u_0 \cdot (T_{\text{п}} - T_0) \approx 1150$ кал/см² · сек = const, $q_{\text{л}} = 1110$ кал/см² · сек, $q_1 = 0,5 q_{\text{л}}$ (учитывая, что перераспределение в реальных условиях не должно быть радикальным и что часть излучения должна отразиться от поверхности горящего пороха), то различие скоростей вдоль полости составит ~ 40% (или еще больше из-за происходящего в пучностях скорости увеличения поверхности горения).

Полученное значение по порядку величины хорошо согласуется с оцененными в соответствующих условиях экспериментально [1] (несколько десятков процентов). При этом из разобранной выше модели вытекает, что скорость горения должна уменьшаться в узлах и возрастать в пучностях скорости по сравнению со скоростью горения при отсутствии акустических колебаний (в качественном соответствии с экспериментом [1]). Предположение, что при наличии акустических колебаний перераспределение излучающих частиц оказывает существенное влияние на процесс горения в цилиндрической полости, не противоречит в первом приближении опубликованным в литературе данным.

Поступила в редакцию
25/V 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Sommerfield. Solid Propellant Rocket Research. Acad. press. N. Y.—Ld., 1960.
2. С. С. Новиков, Ю. С. Рязанцев. ПМТФ, 1966, 2.
3. Л. Н. Гальперин, В. М. Мальцев, П. Ф. Похил. Докл. АН СССР, 1959, 127, 1.
4. В. М. Мальцев, П. Ф. Похил. Докл. АН СССР, 1960, 132, 3.
5. R. G. Rekers, D. S. Villars. J. Opt. Soc. Am., 1956, 46, 534.
6. П. Ф. Похил, В. М. Мальцев, Г. В. Лукашеня. Докл. АН СССР, 1960, 135, 4.
7. A. Kundt. Ann. Phys. and Chem., 1866, 127, 4, 497; Pogg. Ann., 1868, CXXXV, 337.
8. Дж. В. Стретт (лорд Релей). Теория звука. Т. II. М., ГИТТЛ, 1955.
9. V. Dvorak. Pogg. Ann., CLVII, 1876, 61.
10. E. N. da Andrade, S. K. Lewer. J. Scient. Instr., 1930, 7, 2.
11. E. N. da Andrade. Proc. Roy. Soc., A, 1931, 134, 814, 455; Philos. Trans, Roy. Soc., A, 1932, 230, 692, 413.
12. Л. Бергман. Ультразвук и его применение в науке и технике. М., ИЛ, 1955.
13. Е. П. Медников. Акустическая коагуляция и осаждение аэрозолей. М., Изд-во АН СССР, 1963.
14. П. Ф. Похил, М. М. Белов. Сб. «Физика взрыва». М., Изд-во АН СССР, 1956, № 5, 104.
15. C. Huggett. High Speed Aerodynamics and Jet Propulsion. v. II, Combustion Process, 1956, 514.
16. Д. В. Блэйр, Е. К. Бастресс и др. Сб. «Исследование ракетных двигателей в твердом топливе». М., ИЛ, 1963.
17. А. А. Ковальский, Э. В. Конев, Б. В. Красильников. ФГВ, 1967, 3, 4.

УДК 662.23+536.46

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ САМОВОСПЛАМЕНЕНИЯ МЕТАНОЛЬНЫХ И ФОРМАЛЬДЕГИДНЫХ СМЕСЕЙ

В. А. Бунев, Б. М. Меламед, Р. С. Тюльпанов,
В. М. Хачатурян
(Новосибирск)

Кинетика окисления метанола и формальдегида изучена в настоящее время еще недостаточно. Литературные данные по кинетике окисления метанола и формальдегида сильно отличаются друг от друга, что видно из таблицы. В работе [1] была исследована кинетика окисления метанола при $T = 420\text{—}460^\circ\text{C}$, начальном давлении 300—600 мм рт. ст. в «чистом» стеклянном сосуде ($d_{\text{внут.}} = 38$ мм). Эффективная энергия