

Автор благодарит Ю. А. Брагина, И. К. Конкашбаева, В. Н. Кихтенко за помощь в работе.

Поступила 27 XII 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Кихтенко В. Н., Токтомышев С. Ж. О химических детекторах атомарного кислорода в разреженных газах. Тр. Центр. аэрол. обсерв., 1969, вып. 91.
2. Брагин Ю. А., Токтомышев С. Ж., Кихтенко В. Н. Методы измерения коэффициента гибели атомарных частиц кислорода на твердых поверхностях. Тр. Центр. аэрол. обсерв. 1969, вып. 91.
3. Wrede E. Konzentrationsmessungen an einatomigen Wasserstoff, Stickstoff und Sauerstoff. Z. Phys., 1929, Bd. 54, N. 1, S. 53.
4. Федынский А. В., Перов С. П., Чижев А. Ф. Опыт прямого измерения концентраций водяного пара и атомарного кислорода в мезосфере. Изв. АН СССР, Сер. физ. атмосферы и океана, 1967, № 5.
5. Greaves I. G., Linnett I. W., Recombination of atoms at surfaces, pt. 4. Trans. Faraday Soc., 1959, vol. 55, No. 8.
6. Linnett I. W., Marsden D. G. H. The kinetics of the recombination of oxygen atoms at a glass surface. Proc. Roy. Soc., 1956, vol. 234, No. 1199.
7. Леонес В. Б. Отражение молекулярного потока от твердой стенки. Геомagnetизм и аэрoномия, 1962, т. 2, вып. 1.
8. Лавровская Г. К., Воеводский В. В. Реакция атомов водорода и кислорода на твердых поверхностях. Ж. физ. хим., 1951, т. 25, вып. 9.

ИЗМЕРЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ ГОРЯЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ПОРОХА

А. Д. Марголин, И. Б. Светличный, П. Ф. Похил, А. С. Цирульников
(Москва)

Разработаны и применены два метода измерения акустической проводимости горячей поверхности пороха: метод критических условий и метод переменной поверхности.

Метод критических условий основан на измерении предела самовозбуждения неустойчивого горения в резонаторах простой формы, акустические потери которых надежно рассчитываются.

Метод переменной поверхности состоит в измерении скорости нарастания или убывания амплитуды колебаний в T -камере при сжигании образца пороха с горячей поверхностью, площадь которой изменяется во времени.

Исследованы зависимости акустической проводимости от частоты колебаний и давления. Методы применимы в широком диапазоне частот и давлений.

Акустическая проводимость горячей поверхности является основной физической величиной, характеризующей склонность пороха к акустической неустойчивости горения. При акустической неустойчивости горения конденсированных систем усиление волн давления обычно происходит на горячей поверхности пороха, в узкой зоне интенсивных химических реакций. Характерные размеры этой зоны малы по сравнению с размерами резонансного объема и длиной волны. Изменение параметров акустической волны в результате взаимодействия с процессом горения характеризуется коэффициентом отражения волны от горячей поверхности пороха. Акустическая проводимость горячей поверхности определяется как отношение изменения скорости оттока продуктов сгорания от поверхности пороха $\delta\dot{p}$ к давлению в звуковой волне у горячей поверхности δp

$$\zeta = \delta\dot{p} / \delta p$$

Действительная часть акустической проводимости $\text{Re } \zeta$ характеризует модуль коэффициента отражения, а мнимая $\text{Im } \zeta$ — сдвиг фазы при отражении.

В данной работе акустическая проводимость горячей поверхности пороха исследована экспериментально. Разработаны и применены два метода измерения акустической проводимости горячей поверхности: метод критических условий и метод переменной поверхности.

Известно, что самовозбуждение автоколебательной системы происходит, когда приток энергии в систему превышает ее потери. Учитывая баланс акустической энергии для резонатора простейшей формы, когда имеется возможность надежного расчета

акустических потерь, можно определить акустическую проводимость горячей поверхности, зная границу устойчивости горения. Ниже описаны два варианта метода критических условий.

При изучении акустической неустойчивости горения цилиндрических образцов с каналом из нитроглицеринового пороха A (калорийность $Q = 1100$ ккал/кг) было обнаружено, что возбуждение продольных колебаний продуктов сгорания в канале образца сильно зависит от отношения длины образца к диаметру внутреннего канала L/d . При больших значениях L/d всегда имеются продольные колебания продуктов сгорания, а при значении $L/d \leq 14$ продольные колебания не возбуждались совсем.

Рассматривая изменение амплитуды плоской волны, распространяющейся внутри канала с горящими стенками, имеющими безразмерную акустическую проводимость $\sigma = \zeta \rho_1 c_1$, где ρ_1 — плотность продуктов горения, c_1 — скорость звука в них, и учитывая только излучение звука из открытых концов канала и усиление на горящих стенках, можно получить с точностью до величин первого порядка малости условие усиления продольных колебаний в виде

$$z - L \kappa / d > 0 \quad \kappa = \operatorname{Re} \sigma \ll 1 \quad (1)$$

Здесь z — безразмерный акустический импеданс открытого конца канала.

Используя известные формулы акустики [1], для значения z в случае открытого конца с широким фланцем имеем

$$z = \frac{\pi^2 n^2 d^2}{8L^3} \quad (2)$$

где n — номер гармоники продольных колебаний. Таким образом, условие усиления для собственных продольных колебаний в канале с горящими стенками будет

$$\frac{\pi^2 n^2 d^2}{8L^3} + \frac{\kappa L}{d} < 0 \quad (3)$$

без учета затухания звука в объеме продуктов сгорания. Из выражения (3) видно, что усиление колебаний возможно при $\kappa < 0$, что может иметь место на горячей поверхности.

При $\kappa < 0$ и $(L/d)^3 > 1/8 \pi^2 n^2 / |\kappa|$ возрастание амплитуды колебаний за счет усиления на горячей поверхности больше, чем затухание вследствие излучения из открытых концов, и колебания могут самовозбуждаться.

Принимая $L/d = 14$ за критическое и $n = 2$ (в соответствии с опытом), из формулы (3) находим $|\kappa| \approx 10^{-3}$ для пороха A при давлении 50–100 кг/см² и частоте 10 кгц (условия опытов). Точность этих опытов была такова, что определялся только порядок величины κ . Полученное значение $|\kappa| \approx 10^{-3}$ соответствует коэффициенту отражения звука от горячей поверхности пороха $|R| \approx 1.002$ и совпадает с теоретической оценкой по порядку величины.

Этот результат является первым экспериментальным измерением акустической проводимости горячей поверхности пороха¹.

Другой реализацией метода критических условий является измерение κ в опытах с образцами, составленными из двух плоскопараллельных пластин исследуемого пороха. При сжигании таких образцов в полости, образованной плоскопараллельными пластинами пороха и жесткими боковыми стенками, возбуждались колебания продуктов сгорания, перпендикулярные к поверхности пороховых пластин, частотой около 50 кгц (основная мода). Критическим условием самовозбуждения колебаний являлось достижение в процессе горения определенной толщины пороховой пластины. Простая геометрия образца позволяет в данном случае с достаточной точностью рассчитать потери звуковой энергии в момент самовозбуждения колебаний и из критических условий самовозбуждения определить искомую величину κ . В этом случае основными акустическими потерями будут потери при отражении звуковых волн от пластины пороха. Поглощением звука в газовой фазе при отсутствии в продуктах сгорания твердых частиц можно пренебречь, так как его величина очень мала [2]. Коэффициент излучения из открытого конца прямоугольной полости для поперечных мод колебаний газа внутри полости близок к нулю [1]. Поверхность металлических пластин считается жесткой, и, таким образом, в расчете учитываются только потери звуковой энергии при отражении колебаний от пластины пороха и приход энергии вследствие усиления волны на горячей поверхности пороха.

Условие самовозбуждения колебаний записывается в виде $|R| \geq 1$, где R — комплексный коэффициент отражения звуковой волны от горячей пластины пороха. Представляя R через σ и акустическую проводимость негорящей пластины пороха с учетом

¹ Метод критических условий предложен в 1960 г. Измерения проведены в 1961 г. Изложенные результаты взяты из отчетов Ин-та хим. физ. АН СССР за 1960 и 1961 годы.

поглощения звука в материале пороха, пользуясь формулами акустики [3], получаем

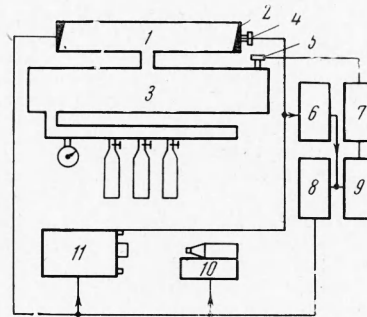
$$\kappa = \frac{z_1 \left\{ \frac{z_1 z_2 [(A^2 + B^2 + C^2)(1 + \varepsilon) - 2\varepsilon^2(B^2 + C)]}{2z_1 z_2 (\varepsilon AC + AB) - z_1^2 (1 + \varepsilon^2) A^2 + z_2^2 (B^2 + C)} + \frac{z_1^2 (1 + \varepsilon^2)(\varepsilon AC - AB) - z_2^2 (\varepsilon AC + AB)}{2z_1 z_2 (\varepsilon AC + AB) - z_1^2 (1 + \varepsilon^2) A^2 + z_2^2 (B^2 + C)} \right\}}{A = \exp(-4\delta_2 b) + 2 \exp(-2\delta_2 b) \cos k_2 b + 1}$$

$$B = \exp(-4\delta_2 b) - 1, \quad C = 2 \exp(-2\delta_2 b) \sin 2k_2 b$$

$$z_1 = \rho_1 c_1, \quad z_2 = \rho_2 c_2, \quad k_2 = 2\pi f / c_2, \quad \varepsilon = \delta_2 / k_2$$

Здесь ρ_1 — плотность продуктов сгорания, ρ_2 — плотность конденсированной фазы пороха, c_1, c_2 — скорость звука в продуктах сгорания и в материале пороха соответственно, δ_2 — коэффициент поглощения звука в материале пороха, f — частота колебаний в момент возбуждения, b — толщина пластины пороха в момент возбуждения. Подставляя в формулу (4) значения $z_1 = 4.75 \cdot 10^2 \text{ г/см}^2 \text{ сек}$, $\delta_2 = 0.4 \text{ см}^{-1}$ и рассчитанные по результатам опытов $z_2 = 2.55 \cdot 10^3 \text{ г/см}^2 \text{ сек}$, $k_2 = 1.97 \text{ см}^{-1}$, $b = 0.8 \text{ см}$, получаем для пороха $A \kappa = -0.6 \cdot 10^{-3}$ при частоте 50 кгц и давлении 40 кг/см².

Предложенный метод измерения κ в этой работе использовался при исследовании порохов, не дающих в продуктах сгорания конденсированные частицы, так как при наличии твердых частиц затуханием звука в объеме продуктов сгорания нельзя пренебрегать. Метод позволяет исследовать акустическую проводимость горячей



Фиг. 1. Блок-схема установки: 1 — Т-камера, 2 — образцы пороха, 3 — ресивер, 4 — датчик колебаний давления, 5 — датчик среднего давления, 6 — магнитофон, 7 — усилитель, 8 — блок автоматки; 9 — шлейфовый осциллограф, 10 — лентопротяжный механизм, 11 — электронный осциллограф

поверхности при предельно высоких частотах (50—100 кгц), недоступных другим методам.

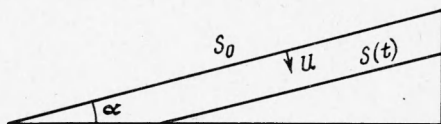
Для измерения величины σ можно использовать, как это сделано Хортоном [4-6], переходные характеристики колебательного процесса, возникающего в камере сгорания при горении пороха. Переходные характеристики зависят от σ и суммарного затухания звука в экспериментальной камере сгорания. В методе Хортона и его модификациях образцы пороха с постоянной во времени площадью горячей поверхности сжигаются в так называемой Т-образной камере, и величина σ определяется из двух различных измерений переходных характеристик колебательного процесса, соответствующих различным условиям горения. Измерения производятся в самом начале или (и) в самом конце горения образца; при этом неизбежно влияние процессов воспламенения и догорания пороха на результаты измерений.

Принципиальной особенностью излагаемого ниже метода переменной поверхности является использование образцов пороха с горячей поверхностью, изменяющейся со временем в процессе опыта. Если площадь горячей поверхности образца изменяется по известному закону $S(t)$, то, как показано ниже, искомая величина σ пороха может быть определена по результатам только одного измерения переходных характеристик колебаний продуктов сгорания, возбуждающихся в Т-камере или ином экспериментальном устройстве. При этом процессы воспламенения или догорания образца не влияют на результаты опыта, так как в общем случае измерения производятся в середине процесса горения пороха.

При реализации метода переменной поверхности были изготовлены и испытаны два варианта экспериментальных установок. В первом камера сгорания представляет собой резонансный объем в виде двух соединенных горловинами резонаторов Гельмгольца, внутри которых заключены исследуемые образцы пороха с горячей поверхностью, площадь которой линейно увеличивается со временем. Этот вариант пригоден для измерения σ при низких частотах (ниже 1000 гц).

Основные результаты получены на установке, блок-схема которой показана на фиг. 1. Резонансным объемом здесь служит Т-образная камера, внутри которой помещаются исследуемые образцы пороха; Т — камера соединялась с резервуаром большого объема, который перед опытом заполнялся азотом при необходимом давлении.

Исследуемый образец пороха имел форму клина с острым углом $\alpha = 13^\circ$, длиной основания 38 мм, шириной $a = 28$ мм и высотой 10 мм (фиг. 2). Образцы приклеивались к латунной мембране и затем жестко крепились к торцам камеры. С боковых поверхностей образцы пороха бронировались, а сверху покрывались воспламенительным составом. В процессе горения площадь горячей поверхности образца уменьшалась со временем по закону



Фиг. 2 Схема образца пороха

$$S(t) = S_0 - 2a Ut \operatorname{ctg} 2\alpha \quad (5)$$

где S_0 — площадь горячей поверхности в момент воспламенения, U — скорость горения.

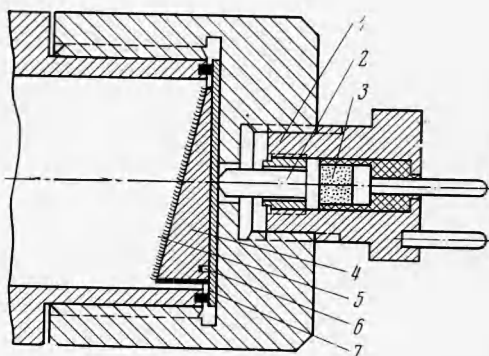
Возбуждавшиеся в резонаторе при горении пороха колебания давления регистрировались пьезоэлектрическим датчиком, сигнал с которого подавался на электронный осциллограф с высокоскоростной механической разверткой. Схема устройства датчика и крепления исследуемого образца приведена на фиг. 3. Колебания давления в T -камере регистрировались также на магнитофонной ленте; сигнал с магнитофона подавался одновременно на шлейфовый осциллограф. Регистрировалось также среднее давление в установке. Опыты проводились на баллиститных порохах марок H ($Q \approx 870$ ккал/кг) и A ($Q \approx 1100$ ккал/кг).

Эффективная удельная акустическая проводимость торца T -камеры (отнесенная к единице поверхности торца) пропорциональна доле торцевой поверхности, занятой горящим порохом

$$Y_{eff} = \frac{S(t)}{S_a} \zeta = \frac{\langle \delta v \rangle}{\delta p} \quad (6)$$

Здесь δp — давление в акустической волне у границы; $\langle \delta v \rangle$ — акустическая скорость, усредненная по всей торцевой поверхности; S_a — площадь торцевой поверхности.

Поверхность T -камеры, не занятая порохом, считается жесткой. Выражение (6) используется в качестве граничного условия при решении волнового уравнения, описывающего колебания продуктов сгорания с учетом затухания (7)



Фиг. 3. Схема датчика колебаний давления и крепления образца пороха: 1 — корпус датчика, 2 — волновод, 3 — пьезоэлектрический элемент, 4 — образец пороха, 5 — воспламенительный состав, 6 — кристалл азид свинца, 7 — мембрана

$$\partial^2 \psi / \partial t^2 + \beta \partial \psi / \partial t = c_1^2 \partial^2 \psi / \partial x^2$$

где β — функция, зависящая от частоты и характеризующая поглощение энергии, ψ — смещение частицы газа, выражение для которого будем искать в виде

$$\psi = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \varphi(x) \exp(\alpha_n + j\omega_n) t$$

Здесь A_n — амплитуда, α_n — комплексная константа, ω_n — круговая частота при отсутствии затухания и усиления звука.

При решении уравнения (7) используются обычные предположения теории T -камеры [4,6].

1. Учитываются только продольные колебания.
2. Изменение длины камеры за счет выгорания пороха не учитывается, так как длина волны продольных колебаний первой гармоники, возбуждающихся в T -камере, много больше толщины образца.
3. Влияние среднего течения не учитывается, поскольку, как показывает теория и опыт [7,8], коэффициент затухания звука в полости с потоком газа в данном случае (т. е. когда звуковой пограничный слой тоньше гидродинамического) практически не зависит от скорости потока.
4. Акустические потери предполагаются постоянными в течение всего времени измерений. (Время измерения мало по сравнению с полным временем горения.)
5. Газовые продукты считаются однородными со средней плотностью ρ_1 и скоростью звука c_1 . Учитывается также квазистационарность процесса: характерное время изменения горячей поверхности пороха много больше периода колебаний.

Граничные условия

$$\frac{S}{S_a} \zeta = \frac{\langle \delta v \rangle}{\delta p} = \frac{1}{\rho_1 c_1^2} \frac{\partial \psi / \partial t}{\partial \psi / \partial x} \text{ при } x = 0, x = l \quad (8)$$

Здесь l — длина камеры.

Используя метод последовательных приближений и учитывая квазистационарность процесса, находим решение уравнения (7) для первой гармоники

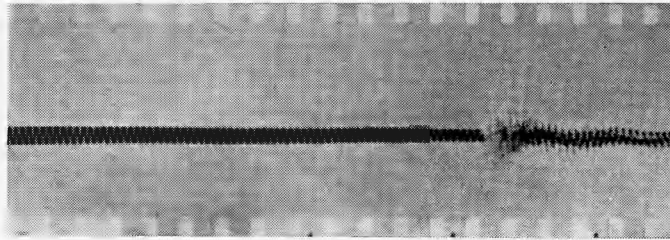
$$\psi = A_0 \exp \left\{ \frac{4c_1 aU}{l} \frac{\text{Re}(\rho_1 c_1 \zeta)}{S_a \text{tg } 2\alpha} t^2 - \left[\frac{\beta}{2} + 2 \frac{c_1}{l} \text{Re}(\rho_1 c_1 \zeta) \frac{S_0}{S_a} \right] t + \right. \\ \left. + j \frac{c_1}{l} \left[\pi - 2 \text{Im}(\rho_1 c_1 \zeta) \left(\frac{S_0}{S_a} - \frac{2aUt}{S_a \text{tg } 2\alpha} \right) \right] t \right\} \quad (9)$$

Действительная часть этого выражения описывает изменение амплитуды колебаний со временем и может быть записана в виде

$$A_t(t) = A_0 \exp(Dt^2 - Gt), \quad D = 4 \frac{c_1}{l} \frac{aU\kappa}{S_a \text{tg } 2\alpha} \quad (10)$$

$$G = \frac{\beta}{2} + 2 \frac{c_1}{l} \kappa \frac{S_0}{S_a}, \quad \kappa = \text{Re}(\rho_1 c_1 \zeta) = \text{Re}$$

Коэффициент D при t^2 зависит только от искомой величины κ и известных заранее или определяемых из опыта параметров установки и процесса. Таким образом, задача



Фиг. 4 Отрезок расчетного участка осциллограммы

определения величины κ сводится к отысканию коэффициентов в уравнении параболы, описывающей зависимость $\ln A_t$ от времени, получаемую из опыта. Тогда

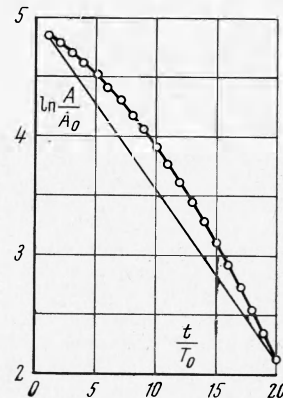
$$\kappa = \frac{DS_a \text{tg } 2\alpha}{4(c_1/l) Ua} \quad (11)$$

Зависимость $\ln A_t(t)$ определялась по высокоскоростной записи колебаний. Отрезок расчетного участка осциллограммы приведен на фиг. 4.

Всплеск на осциллограмме соответствует моменту взрыва кристаллика азид свинца, который помещался в основание образца (фиг. 3) для отсечения участка горения пороха от участка осциллограммы, соответствующего затуханию колебаний после окончания горения. Экспериментальная зависимость $\ln A_t = \varphi(t)$ для одного из опытов приведена на фиг. 5.

Определение коэффициента D при t^2 в экспериментальной зависимости $\ln A_t = \varphi(t)$ производилось методом наименьших квадратов. Для расчета бралось не менее 20 экспериментальных точек. Сохранение линейного закона убывания площади горячей поверхности в течение всего времени горения проверялось контрольными гашениями образцов пороха в различные моменты времени горения.

Измерение величины акустической проводимости горячей поверхности исследованных порохов проводилось при давлениях 10, 25, 40 и 55 кг/см²; диапазон частот колебаний от 800 до 5000 гц. Результаты экспериментов представлены на фиг. 6.7. Вертикальными тонкими линиями на кривых показан максимальный разброс экспериментальных данных. На фиг. 6, а показана зависимость действительной части безраз-



Фиг. 5. Зависимость логарифма относительной амплитуды колебаний от времени (T_0 — период колебаний)

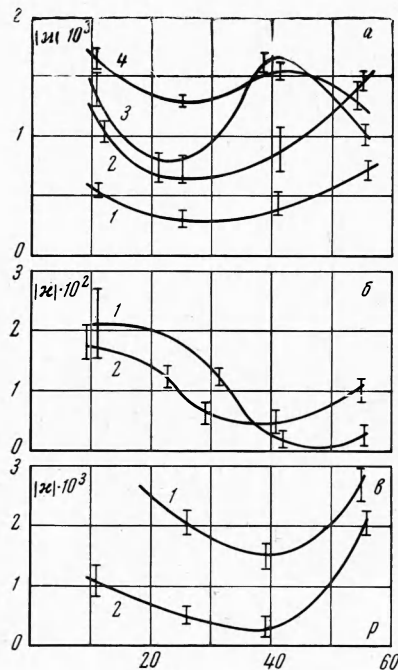
мерной акустической проводимости ($|\kappa| = |\text{Re}\sigma|$) пороха H от давления для различных частот.

Для высококалорийного пороха A полученная зависимость абсолютной величины κ от давления для тех же частот представлена на фиг. 6, б, в.

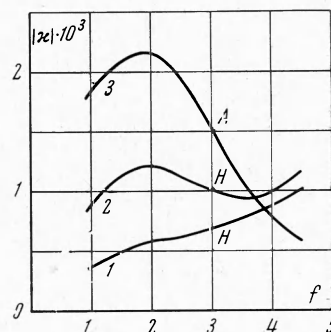
Полученные в опытах величины действительной части σ отрицательны. Это означает, что акустические волны усиливаются. Видно, что в исследованном диапазоне частот и давлений абсолютная величина κ составляет примерно 10^{-3} — 10^{-2} , что хорошо согласуется с полученными ранее теоретическими и экспериментальными оценками.

Полученные результаты указывают также на то, что κ для высококалорийного и быстрогорящего (по сравнению с H) пороха A больше, чем для пороха H . Согласно теоретическим выводам [9,10] калорийность и скорость горения пороха существенно влияют на величину акустической проводимости горячей поверхности.

В приведенных на фиг. 6 экспериментальных результатах обращает на себя внимание наличие минимума на кривых $|\kappa|$ от p для всех рабочих частот. Для пороха H минимальные значения $|\kappa|$



Фиг. 6



Фиг. 7

Фиг. 6. Зависимость $|\kappa|$ от давления p $\kappa\Gamma/\text{см}^2$: а) для пороха H кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют значениям частоты $f = 0,8, 1,8, 2,9, 4,9$ кГц ; б) для пороха A кривые 1 и 2 соответствуют $f = 0,8, 1,8$ кГц ; в) для пороха A кривые 1 и 2 соответствуют $f = 2,9, 4,9$ кГц

Фиг. 7. Зависимость $|\kappa|$ от частоты f кГц для порохов H и A . Кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям $p = 25, 55, 40$ $\kappa\Gamma/\text{см}^2$

достигаются при давлении 20—30 $\kappa\Gamma/\text{см}^2$, для пороха A минимум расположен в области давления 40 $\kappa\Gamma/\text{см}^2$.

Зависимость величины $|\kappa|$ от частоты при постоянном давлении представлена на фиг. 7.

Наиболее интересной особенностью приведенных кривых является наличие плавного максимума значений $|\kappa|$ при частотах 1,5—2 кГц для пороха A и для пороха H при давлениях 40 $\kappa\Gamma/\text{см}^2$ и 55 $\kappa\Gamma/\text{см}^2$. Такая «предпочтительная» частота определяется, вероятно, соотношением периода колебаний с характерными временами горения пороха. Сравнение экспериментальных данных с теорией затруднительно из-за сильно идеализированных предположений всех теорий акустической неустойчивости горения. Так, например, экспериментально наблюдаемый медленный рост величины $|\kappa|$ при повышении частоты для пороха H согласуется с теоретическими предсказаниями работы [9], чего нельзя, однако, сказать о результатах, полученных для пороха A .

Для более полного и обоснованного сравнения экспериментальных данных с теорией следует, в частности, расширить частотный диапазон измерений и исследовать теоретически различные модели горения. Для данного метода область рабочих частот может реально включать в себя частоты от 300 до 10 000 Гц . Для подробного изучения зависимости σ от частоты следует значительно уменьшить интервал частот между отдельными измерениями.

Поступила 19 VI 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Морз Ф. Колебания и звук. М.—Л., Гостехтеоретиздат, 1949.
2. Blair D. W., Eriksen E., Berge G. K., Acoustic absorption coefficients of combustion gases. AIAA Journal, 1964, No. 2. (Рус. перев. Ракетная техника и космонавтика, 1964, № 3).
3. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М., Изд-во АН СССР, 1957.
4. Horton M. D., Price E. W., Dynamic characteristics of solid propellant combustion. IX Sympos. (Internat.) on Combustion. Acad. Press., N Y., 1963.
5. Horton M. D. Use of one — dimensional T. Burner to study oscillatory combustion. AIAA Journal, No. 6, 1964. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика, 1964, № 6).
6. Coates R. L., Horton M. D., Ryan N. W., T. Burner method of determining the acoustic admittance of burning propellants. AIAA Journal, 1964, No. 6. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика, 1964, № 6.)
7. Powell A. Theory of sound propagation through ducts carrying high speed flows, J. Acoust. Soc. America, 1960, No. 2, p. 1640.
8. Meyer E., Mehel F., Kurtze G. Experiments on the influence of flow on sound attenuation in absorbing ducts. J. Acoust. Soc. America, 1958, No. 3, p. 165.
9. Hart R. W., McClure F. T. Combustion instability: interaction with a burning propellant surface. J. Chem. Phys., 1959, vol. 30, p. 1501.
10. Новиков С. С., Рязанцев Ю. С., Акустическая проводимость жесткой горячей поверхности. ПМТФ, 1961, № 6.

О СПИНОВОЙ ДЕТОНАЦИОННОЙ ПРИРОДЕ ТАНГЕНЦИАЛЬНЫХ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В КАМЕРАХ СГОРАНИЯ ЖРД

О. Ф. Арьков, В. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчиан

(Новосибирск)

В настоящее время физическая природа высокочастотной неустойчивости процесса горения (ВЧ) в камерах ЖРД полностью не раскрыта^[1,2], и ВЧ продолжает оставаться сложной научно-технической проблемой.

Несомненно, что неустойчивость горения в ЖРД связана с общим принципом Рэлея, состоящим в том, что акустические волны усиливаются, если скорость тепловыделения изменяется в фазе с давлением. Аналогичные явления происходят за фронтом детонационных волн в газах, где экспериментально обнаружено существование различных поперечных волн и теоретически доказана неустойчивость плоского детонационного фронта^[3-5].

Интерес к выяснению природы ВЧ связан главным образом с воздействием их на конструкцию двигателя, приводящим к разрушению форсунок и выгоранию стенок камеры сгорания.

Анализ известных к настоящему времени экспериментальных данных по исследованию ВЧ, а также методов искусственного возбуждения их^[6-8] позволяет прийти к выводу о том, что в основе явления ВЧ лежит возникновение поперечных детонационных волн, во многом подобных наблюдаемым при спиновой детонации.

Отметим здесь несколько основных фактов, связанных с воздействием ВЧ на камеру сгорания и с характером самого явления:

1) разрушения локализуются на периферии камеры сгорания вблизи форсуночной головки;

2) наблюдаемые разрушения указывают на сильное повышение давления и температуры вблизи форсуночной головки и носят следы направленного воздействия;

3) частота основной гармоники колебаний совпадает с частотой тангенциальных акустических колебаний в продуктах сгорания;

4) форсирование камеры приводит к повышению частоты ВЧ. Появляющиеся при этом частоты соответствуют более высоким гармоникам указанных колебаний, при этом разрушения захватывают также и ряды форсунок, расположенные ближе к оси камеры: