

МЕТОДЫ РАСЧЕТА ВЫГОРАНИЯ В СВЕРХЗВУКОВЫХ ПОТОКАХ

*Б. П. Леонов, С. В. Штейнман, А. В. Куликов
(Москва)*

Определение интенсивности тепловыделения в камере сгорания, в которую окислитель или горючее или оба компонента одновременно подаются со сверхзвуковой скоростью, имеет ряд особенностей по сравнению с обычными (дозвуковыми) камерами сгорания. Эти особенности обусловлены высокими параметрами потока газа в камере.

Известно, что коэффициент полноты сгорания топлива η_z , определяемый [1] как отношение действительного прироста энтальпии к теплу, введенному с топливом, может быть найден двумя способами: а) по данным химического анализа отобранных проб и газа и б) в результате газодинамического расчета по данным измерений параметров газового потока (температуры, скорости, давления).

Практическое осуществление отбора проб газа и замеров температуры и скорости газа в высокотемпературных сверхзвуковых потоках при значительных давлениях и зачастую в камерах сгорания весьма ограниченного размера представляет сложную проблему и требует проведения специальных методических исследований. Причем есть затруднения принципиального характера. Например, при отборе пробы из сверхзвукового потока реагирующего газа или замера температуры в нем перед отборником или соответственно термопарой образуется ударная волна, в которой возможно догорание несгоревшей в камере смеси горючего и окислителя.

Особый интерес поэтому представляют газодинамические методы расчета выгорания по данным измерений, легко осуществляемых в эксперименте. Этими методами являются: 1) расчет по результатам измерения статического давления на стенках камеры сгорания и 2) расчет по данным измерения поля полных давлений.

В то время как первый метод дает возможность рассчитать кривую выгорания топлива по длине камеры сгорания, второй — позволяет определить параметры лишь в конце камеры, так как гребенка вносит сильное возмущение в сверхзвуковой поток и может быть иницирующим или стабилизирующим фактором происходящего в камере процесса горения, т. е. изменить его характер.

Первый метод не применяется для дозвуковых камер сгорания из-за малости различия статического давления на холодном (без горения) и горячем (с горением) режимах течения. В результате теплоподвода к сверхзвуковому потоку статическое давление возрастает в несколько раз, что повышает точность определения параметров.

Расчет выгорания по результатам измерения статического давления на стенках камеры сгорания производится в предположении одномерного течения.

Исходные уравнения:
расхода

$$m_i = \sum_j m_j = \left(\rho M F \sqrt{\frac{k}{RT}} \right)_i, \quad (1)$$

импульса

$$I_i = \sum_j I_j + \int_{F_{вх}}^{F_i} p dF - \sum \Delta p_{тр}, \quad (2)$$

энергии

$$\sum_j (I_0 m)_j + \eta_z Q = (I_0 m)_i, \quad (3)$$

состояния

$$p_i = (\rho RT)_i. \quad (4)$$

Здесь m — расход газа через камеру; F — площадь поперечного сечения камеры; p, ρ, T, M — давление, плотность, температура и число M потока в текущем поперечном сечении камеры; k — показатель адиабаты; R — газовая постоянная; I — полный импульс потока, $I = pE + m\omega = pF(1 + kM^2)$; ω — скорость потока; $p_{тр}$ — сила трения потока о стенки камеры; I_0 — полная энтальпия единицы массы компонента; Q — полная энергия горючего. Индексы vx, i — индексы входного и текущего поперечного сечений; j — индекс компонента потока.

Расчет ведется методом последовательных приближений от сечения i к сечению, в которых измерено давление на стенке камеры.

Сила трения на участке между сечениями i и $i+1$ определяются соотношениями

$$\Delta p_{тр} = \zeta \frac{\Delta x}{2D} m\omega, \quad (5)$$

$$\zeta = 2\zeta_0 D_0, \quad (6)$$

где ζ — коэффициент сопротивления трения единицы относительной длины канала; ζ_0 — коэффициент сопротивления, найденный из предварительных продувок канала с $D=40$ мм для рассмотренных ниже каналов $\zeta_0 = 2,3 \cdot 10^{-4}$ 1/мм; D — гидравлический диаметр поперечного сечения канала, $D = \frac{4F}{\Pi}$; Π — периметр сечения.

На рис. 1 представлены результаты измерений давления на стенках и расчета выгорания по длине прямоугольного канала поперечного сечения. Скорость сверхзвукового потока воздуха на входе соответствовала числу $M=2,8$. Полное давление потока в начале камеры составляло 20 бар, температура торможения 1700°K . Кривая 1 получена при сжигании генераторного газа с теплотворной способностью $2,1 \cdot 10^7$ Дж/кг, нагретого перед подачей в камеру до 1500°K . Газ подавался под углом

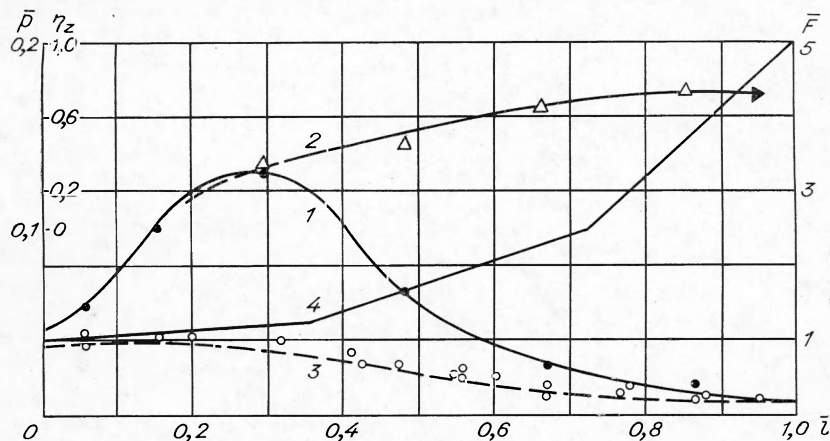


Рис. 1. Результаты измерения давления и расчета выгорания генераторного газа; $l_k = 900$ мм.

1 — изменение $\bar{p} = p/p_{0\text{вх}}$ при вдуве генераторного газа со стенки; 2 — изменение η_z (Δ — расчет по длине, \blacktriangle — расчет по гребенке полных напоров); 3 — расчет изменения \bar{p} без вдува генераторного газа (\circ — эксперимент); 4 — изменение $\bar{F} = F/F_{\text{вх}}$.

27° к потоку воздуха через 6 отверстий диаметром 3 мм, расположенных на одной из стенок камеры на расстоянии $\bar{l}=0,15$. По этим исходным данным с помощью уравнений (1)—(6) рассчитана кривая выгорания 2. Здесь же проводится сравнение результатов расчета течения с трением без тепло- и массоподвода (кривая 3) с данными измерения давления на стенках. Совпадение результатов является подтверждением достоверности расчета сопротивления трения с помощью уравнений (5) и (6). Кривая 4 показывает характер изменения площади проходных сечений камеры по длине канала.

Кривая 1 рассчитана в предположении одномерного течения. В общем случае течение в камере неоднородное, что обусловлено ограниченным числом сопел вдува горючего, зонами отрыва пограничного слоя, скачками уплотнения, вызываемыми вдувом горючего. Однако в целом ряде практически встречающихся случаев существенная неравномерность полей концентраций и статических давлений имеет локальный характер. Например, экспериментальные данные работы [2] свидетельствуют о весьма развитой турбулентности в канале со сверхзвуковым потоком при вдуве в него газа со стенок без горения. Следствием этого является быстрое выравнивание полей концентрации в канале. При горении эти процессы еще более интенсифицируются. Неравномерность полей статических давлений остается существенной лишь на расстоянии $\frac{x}{h} < 20$ до отверстий вдува горючего, и на расстоянии $\frac{x}{h} < 10$ за ними. (Здесь h — параметр, характеризующий глубину проникновения струи в сносящий сверхзвуковой поток.) В условиях, приведенных на рис. 1, эта область имеет размеры $0,05 < l < 0,35$. Поэтому на рис. 1 вблизи места вдува кривая выгорания показана пунктиром.

Правомерность предположения о постоянстве статического давления в поперечном сечении канала в остальной части камеры сгорания подтверждается результатами измерений давления на четырех стенках каналов, имеющих прямоугольное поперечное сечение (рис. 2). Измерения производились в нескольких сечениях по длине каналов при вдуве газа в сверхзвуковой поток под разными углами с одной из стенок.

Как видно, относительное отклонение измеренных значений не превышает 5—7%.

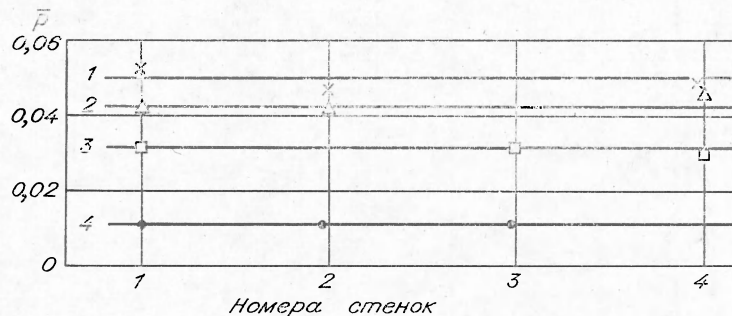


Рис. 2. Изменение давления по периметру прямоугольного поперечного сечения и длине канала.

1 — давление в сечении $\bar{l}=0,5$ при вдуве газа с нижней стенки под углом 27°; 2 — изменение давления в сечении $\bar{l}=0,85$ при тех же условиях вдува; 3 — изменение давления в сечении $\bar{l}=0,75$ при вдуве с верхней стенки под углом 90°; 4 — изменение давления в сечении $\bar{l}=0,95$ при тех же условиях вдува.

Расчет выгорания вторым методом позволяет учесть неравномерность распределения скорости потока по сечению и поэтому рассматривается одновременно как апробация результатов расчета первым методом. В этом случае остаются лишь два допущения — о постоянстве статического давления и концентрации горючего в сечении.

По данным измерений p и p'_0 с помощью формулы Релея

$$\frac{p}{p'_0} = \frac{\left[\frac{4k}{(k+1)^2} - \frac{2(k-1)}{(k+1)^2} \frac{1}{M^2} \right]^{\frac{k}{k-1}}}{\frac{2k}{k+1} M^2 - \frac{k-1}{k+1}} \quad (7)$$

определяется число M потока в точке, где измерено значение p'_0 . Здесь p'_0 — полное давление за прямым скачком, уплотнение.

Полный импульс потока в сечении выражается соотношением [3]:

$$И = \int_F \frac{p}{r(\lambda)} dF = p \int \frac{dF}{r(\lambda)}, \quad (8)$$

где $r(\lambda)$ — газодинамическая функция, $r(\lambda) = \frac{1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda^2}{1 + \lambda^2}$; λ — коэффициент скорости, $\lambda = \frac{w}{a_{кр}}$; $a_{кр}$ — критическая скорость.

Уравнение (8) заменяет в этом случае уравнение (2) и позволяет решить записанную систему уравнений относительно параметров потока и коэффициента полноты сгорания η_z .

На рис. 1 видно, что значение коэффициента η_z , найденное вторым методом, удовлетворительно совпадает со значением, определенным по распределению давления на стенке вдоль канала.

Аналогичные результаты получены и при обработке описанными методами экспериментальных данных по сжиганию горючего в цилиндрических камерах сгорания (рис. 3 и 4).

На рис. 3 показаны результаты обработки данных работы [4] по сжиганию керосина ($M_{вх} = 2,5$; $T_{вх} = 1100^\circ\text{K}$, $p_{вх} = 0,28$ бар). Исходные данные — изменение статического давления вдоль стенок канала —

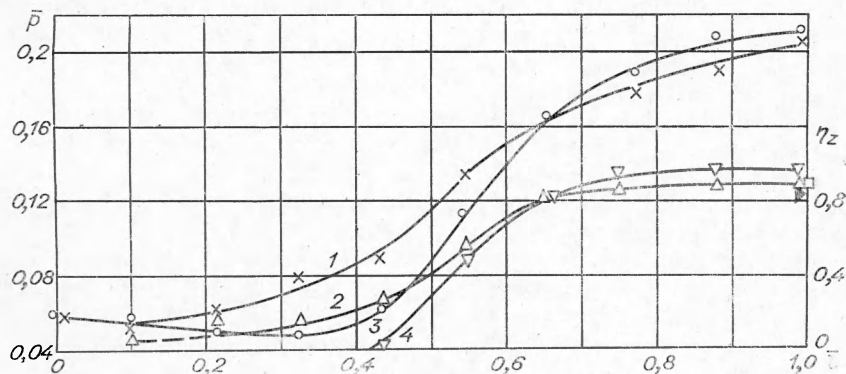


Рис. 3. Результаты измерения давления и расчета выгорания керосина вдоль цилиндрического канала.

1 — изменение \bar{p} при подаче керосина со стенок в начале канала; 2 — изменение η_z в тех же условиях (Δ — расчет по длине, \blacktriangle — расчет по гребенке полных напоров); 3 — изменение \bar{p} при подаче керосина через форсунки, установленные в потоке; 4 — расчет η_z в тех же условиях (∇ — по длине, \square — по гребенке полных напоров).

показаны кривыми 1 и 2. Кривая 1 относится к случаю подачи керосина перпендикулярно потоку через 8 отверстий, расположенных на стенках в начале камеры. Кривая 2 относится к случаю подачи керосина вдоль потока через четыре форсунки, внесенные в поток. По этим данным вышеуказанным методом проведены расчеты коэффициента полноты сгорания. Результаты расчета показаны на рис. 3 соответственно кривыми 3 и 4.

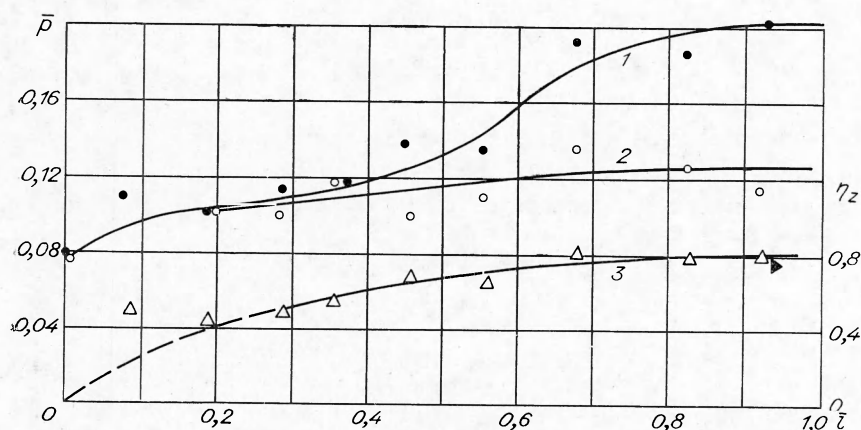


Рис. 4. Результаты измерения давления и расчета выгорания генераторного газа, вдуваемого соосно, вдоль цилиндрического канала.

1 — изменение \bar{p} при вдувание генераторного газа ($Q=1,5 \cdot 10^7$ Дж/кг); 2 — изменение \bar{p} без вдува; 3 — изменение η_z (Δ — расчет по длине, \blacktriangle — расчет по гребенке полных напоров).

Здесь так же, как и ранее, в связи с явной неоднородностью течения на начальном участке камеры из-за ввода топливных струй со стенок кривые изменения $\eta_z = \eta_z(\bar{l})$ в начале канала проведены условно, пунктиром. Показаны также значения полноты сгорания η_z в выходном сечении камеры, рассчитанные по данным измерений гребенкой полных напоров, приведенным в работе [4].

На рис. 4 показаны результаты измерения статического давления вдоль цилиндрического канала ($D=70$ мм, $l=930$ мм) при горении генераторного газа (кривая 1). Параметры генераторного газа: $M_r=3,0$; $p_r=0,4$ бар, $T_r=435^\circ$ К. Вдув газа осуществлялся через сопло диаметром $D_r=20$ мм соосно с потоком нагретого воздуха, имеющим параметры: $M_{вх}=2,3$, $p_{вх}=1$ бар, $T_{вх}=960^\circ$ К. Кривая 2 характеризует уровень давления в канале до вдува генераторного газа. Результаты расчета выгорания по длине (кривая 3) совпали в конце камеры с результатами расчета по гребенке полных напоров.

Таким образом, можно считать, что рассмотренный метод расчета по данным измерений статического давления вдоль канала дает в первом приближении качественную картину выгорания топлива в сверхзвуковом потоке. Например, из рассмотрения кривых 3 и 4 на рис. 3 следует, что при подаче керосина со стенок перпендикулярно сверхзвуковому потоку процесс горения носит диффузионный характер (кривая 3), а при подаче из форсунок, вынесенных в поток, — объемный (кривая 4). Причем участок камеры \bar{l} от 0 до 0,4 соответствует периоду задержки воспламенения.

Поступила в редакцию
10/V 1971

