

## ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЁТ ДЕТОНАЦИИ В КАНАЛЕ ПОСТОЯННОГО СЕЧЕНИЯ

© 2019

- А. В. Григорьев** генеральный конструктор;  
АО «ОДК-Климов», г. Санкт-Петербург;  
[klimov@klimov.ru](mailto:klimov@klimov.ru)
- О. А. Рудаков** кандидат технических наук, доцент, научный консультант;  
АО «ОДК-Климов», г. Санкт-Петербург;  
[klimov@klimov.ru](mailto:klimov@klimov.ru)
- А. В. Соловьева** заместитель главного конструктора по перспективным научно-исследовательским работам;  
АО «ОДК-Климов», г. Санкт-Петербург;  
[klimov@klimov.ru](mailto:klimov@klimov.ru)

Представлен метод расчёта с использованием газодинамических функций параметров детонации в одномерном потоке идеального газа за ударной волной, распространяющейся по химически активной горючей смеси в канале постоянного сечения, в котором равнодействующая нормальных сил давления, действующих на его боковую поверхность, равна нулю. Стабилизация ударной волны обеспечивается наступлением теплового кризиса при подводе теплоты сгорания горючей смеси к газу за волной. При этом значение приведённой скорости продуктов сгорания равно критическому. Решение уравнения полного импульса с учётом показанных выше особенностей течения потока в канале постоянного сечения устанавливает однозначную связь приведённой скорости стационарной ударной волны со степенью повышения температуры газа за ней, что даёт возможность определить все параметры детонации. Ударная волна может быть инициирована взрывом взрывчатого вещества и несёт в себе огромный энергетический заряд. Показано, что ударная волна может быть получена только в том случае, если источник слабых возмущений сам движется со сверхзвуковой скоростью. Показано, что за скачком уплотнений очень сильно уменьшается полное давление и растёт энтропия из-за волновых потерь, но при этом существенно возрастает статическое давление. Дано объяснение этому явлению. Выведена формула для расчёта степени повышения температуры газа как функции приведённой скорости ударной волны, теплоты сгорания горючей смеси и коэффициента использования теплоты, который характеризует диссоциацию продуктов сгорания и потери теплоты через стенку канала при заданных начальных условиях. Достоверность метода расчёта детонации подтверждена экспериментально. Работа актуальна для оценки эффективности детонационного двигателя.

*Двигатель; детонация; расчёт; ударная волна; газодинамическая функция.*

---

**Цитирование:** Григорьев А.В., Рудаков О.А., Соловьева А.В. Газодинамический расчёт детонации в канале постоянного сечения // Вестник Самарского университета. Аэрокосмическая техника, технологии и машиностроение. 2019. Т. 18, № 3. С. 48-58. DOI: 10.18287/2541-7533-2019-18-3-48-58

### Введение

Для суждения об эффективности использования ударных волн для создания реактивной тяги двигателя необходимо знание параметров детонации. Целью работы является разработка и обоснование методики газодинамического расчёта параметров детонации с помощью уравнений газовой динамики для одномерного потока идеального газа в канале постоянного сечения (в трубе), где равнодействующая нормальных и касательных сил по боковой поверхности канала с учётом силы трения – сила тяги – равна нулю.

## Детонация

Детонация есть распространение ударной волны по химически активному газу в канале постоянного сечения, стационарность которой обеспечивается наступлением теплового кризиса при подводе теплоты химических реакций к дозвуковому потоку за волной [1]. При этом приведённая скорость продуктов сгорания примет значение  $\lambda_3 = 1$  (на значении  $\lambda_3 = 1$  базируется постулат Чепмена–Жуге). В работе [2] процесс детонации назван «детонационным горением».

Термодинамическая модель детонации состоит в том, что прямой скачок уплотнений всегда предшествует зоне химических реакций [2].

Детонационная волна является двухслойной [3]. Первый слой представляет собой адиабатическую ударную волну, при прохождении через которую газ сильно разогревается и воспламеняет горючую смесь. В указанной работе сказано, что «... процесс горения при детонации, как и при медленном горении, протекает в дозвуковой части газового потока». Во втором слое протекает химическая реакция с подводом теплоты в дозвуковом потоке при постоянном давлении. Количество теплоты при сгорании единицы смеси  $q = C_p \Delta T^*$ .

Процесс детонации, начавшийся со взрыва ВВ (взрывчатое вещество), непрерывно ослабевает до тех пор, пока скорость распространения взрывной волны не снизится до минимального значения, отвечающего наступлению теплового кризиса в зоне подвода теплоты в канале постоянного сечения.

С этого момента распространение детонационной волны (стационарной прямой ударной волны) приобретает устойчивый характер и устанавливаются стационарные значения приведённых скоростей потока  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2 = 1/\lambda_1$ ,  $\lambda_3 = 1$  (рис. 1).

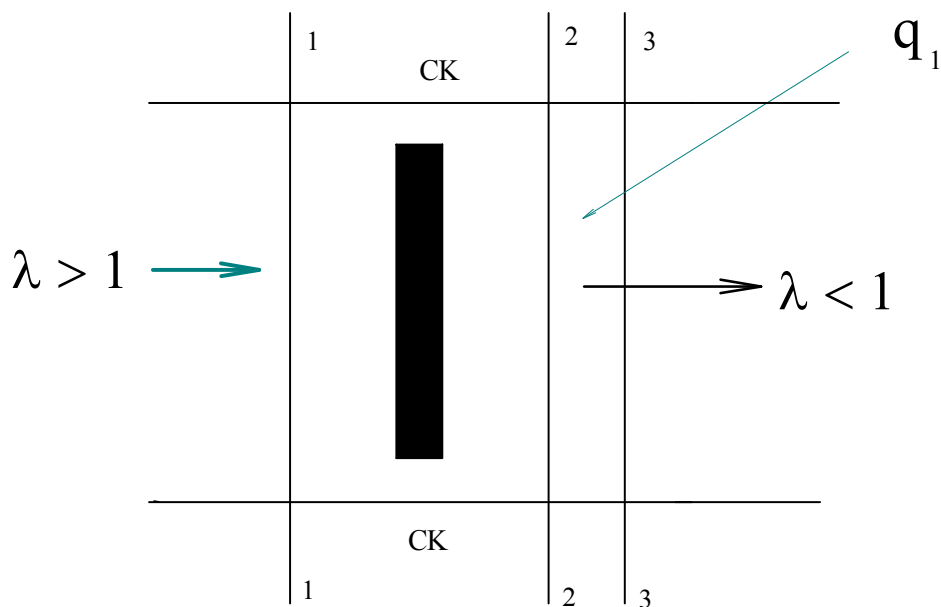


Рис. 1. Схема течения потока до и после прямой ударной волны в канале постоянного сечения: сечение 1-1 – перед ударной волной; СК-СК – прямой скачок уплотнений; сечение 2-2 – за ударной волной; сечение 3-3 – зона химической реакции;  $q_1$  – подвод теплоты

### Метод расчёта

Для исследования процесса принята обращенная схема явления, где считается, что газ течёт в канале постоянного сечения с приведённой скоростью  $\lambda_1$  к области детонации, а фронт волны неподвижен.

Математическую модель детонации представим с учётом её термодинамической модели, показанной выше, на основе уравнений газовой динамики для одномерного газового потока в канале постоянного сечения с использованием газодинамических функций  $\tau(\lambda)$ ,  $\pi(\lambda)$ ,  $y(\lambda)$ ,  $q(\lambda)$ ,  $r(\lambda)$ ,  $f(\lambda)$  и  $z(\lambda)$ . Принимается постоянство расхода идеального газа до и после детонационной волны.

Начальные параметры газа в канале (статическое давление  $p_1$ , температура  $T_1$  и плотность  $\rho_1$ ) заданы.

Из уравнения удельных импульсов для потока в канале постоянного сечения при значении силы тяги, равной нулю, и значении  $\lambda_3 = 1$  получим следующее выражение:

$$z(\lambda_1) = z\left(\frac{1}{\lambda_1}\right) = z(\lambda_3)\sqrt{\theta} = \sqrt{\theta}, \quad (1)$$

где  $\theta = \frac{T_3^*}{T_1^*}$  – степень повышения полной температуры газа в зоне горения. В адиабатическом скачке  $T_1^* = T_2^*$ .

Степень повышения полной температуры газа  $\theta$  может быть определена из уравнения энергии:

$$T_3^* - T_1^* = \frac{\eta H_u}{1 + \alpha L_0} \cdot \frac{1}{C_p} \quad \text{или} \quad \frac{\theta - 1}{\tau(\lambda_1)} = \frac{\eta H_u}{T_1(1 + \alpha L_0)C_p}.$$

Здесь  $\eta$  – коэффициент использования теплоты, характеризующий потери теплоты: на диссоциацию продуктов сгорания при очень высоких значениях температуры газа; качество смешения компонентов смеси; неполноту сгорания; отвод теплоты в стенку трубы, в частности, связанный с диаметром трубы;  $H_u$  – низшая теплота сгорания топлива (кДж/кг);  $C_p$  – средняя теплоёмкость газа (кДж/кг·К);  $\alpha$  – коэффициент избытка окислителя;  $L_0$  – теоретически необходимое количество окислителя для полного сгорания 1 кг топлива.

При заданном значении  $\theta$  из уравнения (1) определяем функцию  $Z(\lambda_1)$  и по таблицам газодинамических функций находим приведённую скорость детонационной волны  $\lambda_1$ .

Скорость детонационной волны равна:

$$W_1 = \lambda_1 \cdot a_{1kp}, \quad a_{1kp} = 18,3\sqrt{T_1^*} \quad \text{при} \quad k = 1,4 \quad \text{для воздуха,}$$

где  $T_1^* = \frac{T_1}{\tau(\lambda_1)}$  – полная температура во фронте ударной волны.

Уравнение (1), записанное для условий теплового кризиса при течении потока газа по каналу постоянного сечения, когда  $\lambda_3 = 1$ , может быть решено относительно  $\lambda_1$  и  $\theta$  как квадратное уравнение:

$$z\left(\frac{1}{\lambda_1}\right) = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{1/\lambda_1} \right) = \sqrt{\theta}.$$

Получим

$$\frac{1}{\lambda_1} = \lambda_2 = \sqrt{\theta} - \sqrt{\theta - 1} \quad \text{и} \quad \theta = \frac{\left(1 + \frac{1}{\lambda_1^2}\right)^2}{4 \frac{1}{\lambda_1^2}}.$$

Этими уравнениями устанавливается прямая связь между скоростью детонационной волны и степенью повышения полной температуры газа за стационарной ударной волной. Степень повышения полного давления во фронте ударной волны равна

$$\frac{p_1^*}{p_1} = \frac{1}{\pi(\lambda_1)}.$$

Коэффициент восстановления полного давления в ударной волне равен

$$\sigma = \frac{p_2^*}{p_1^*} = \frac{q(\lambda_1)}{q\left(\frac{1}{\lambda_1}\right)}.$$

Изменение энтропии газа в ударной волне

$$\Delta S_{1-2} = -R \ln \frac{p_2^*}{p_1^*},$$

где  $R$  – газовая постоянная.

Определим суммарный коэффициент восстановления полного давления в детонационной волне с учётом волновых и тепловых потерь:

$$\sigma_\Sigma = \frac{q(\lambda_1)}{q\left(\frac{1}{\lambda_1}\right)} \cdot \frac{f\left(\frac{1}{\lambda_1}\right)}{f(\lambda_{3кр})},$$

где  $f(\lambda_{3кр}) = 1,259$  для  $k = 1,33$  и  $\lambda_3 = 1$ .

Определим повышение статического давления и плотности газа в ударной волне:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{y(\lambda_1)}{y\left(\frac{1}{\lambda_1}\right)}, \quad \frac{\rho_2}{\rho_1} = \lambda_1^2.$$

Подставив вторую функцию в первую, получим выражение для ударной адиабаты (адиабата Гюгонио).

Повышение давления и плотности продуктов сгорания:

$$\frac{p_3}{p_1} = \frac{y(\lambda_1)}{y\left(\frac{1}{\lambda_1}\right)} \cdot \frac{r(\lambda_{3_{кр}})}{r\left(\frac{1}{\lambda_1}\right)} = \frac{r(\lambda_{3_{кр}})}{r(\lambda_1)}, \quad \frac{\rho_3}{\rho_1} = \frac{\lambda_1}{\sqrt{\theta}},$$

где  $r(\lambda_{3_{кр}}) = 0,429$  для  $k = 1,33$  и  $\lambda_{3_{кр}} = 1$ ;  $\left[2kR/(k+1)\right]^{1/2} = \text{const}$ .

Определим повышение статической температуры в ударной волне:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{\tau\left(\frac{1}{\lambda_1}\right)}{\tau(\lambda_1)}.$$

Результаты расчёта детонации для степеней повышения полной температуры газа  $\theta = 1,0; 1,17; 1,8; 1,93$  сведены в табл. 1.

Таблица 1. Изменение параметров детонации от степени повышения полной температуры газа в зоне горения при  $\alpha = 1$  и нормальных атмосферных условиях

$\theta$	$\lambda_1$	$M_1$	$\lambda_2$	$\lambda_3$	$\sigma, \%$	$\sigma_{\Sigma}, \%$	$p_2/p_1$	$p_3/p_1$	$T_2/T_1$
1,93	2,35	7,6	0,421	1,0	0,9	0,74	68	35	12,1
1,8	2,23	4,92	0,448	1,0	6,6	5,7	28	15	5,65
1,17	1,5	1,7	0,667	1,0	85,1	80	3,3	2,2	1,48
1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	100	100	1	1	1

При  $T_1 = 300$  К,  $k = 1,4$  и  $\lambda_1 = 2,36$  расчётная скорость детонационной волны равна  $W_1 = 2803$  м/с, а при  $\lambda_1 = 2,32$   $W_1 = 2320$  м/с.

Из [2] известна экспериментальная скорость детонации газовых смесей:

– для  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$   $W_1 = 2800$  м/с;

– для  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$   $W_1 = 2300$  м/с.

В работе [2] приводятся результаты исследований детонации в ударной трубе. При числе  $M$  скачка порядка 7,0 отношение давлений на скачке уплотнений равняется  $\sim 57$ , а отношение температур  $\sim 10,5$ . Расчёт показывает, что указанные выше отношения  $p_2/p_1$  и  $T_2/T_1$  реализуются при числе  $M_1 = 6,89$ . Таким образом, приведённый метод расчёта детонации подтверждается экспериментальными данными.

### Анализ процесса детонации

Приведённые выше горючие смеси водорода и метана с кислородом химически активны. Химические реакции протекают с очень высокой скоростью по цепному механизму с разветвлёнными цепями, что обеспечивает увеличение скорости движения фронта пламени зоны горения. В качестве катализаторов реакции выступают активные

центры, атомы водорода Н. Высокая скорость перемещения зоны химических реакций позволяет ей распространяться совместно с ударной волной, не «отставая» от неё, в единстве образуя детонационную волну. При распространении сильной ударной волны, например по керосиново-воздушной горючей смеси, процесс горения которой осуществляется по тепловому механизму с низкой скоростью фронта пламени, за ударной волной эта смесь воспламенится и выгорит, но детонации не произойдёт.

Распространение пламени по горючей газовой смеси за ударной волной, определяемое скоростью химических реакций, не подчиняется законам газовой динамики, а описывается законами химической кинетики. Так, для теплового механизма горения – это закон действующих масс и закон Аррениуса. При цепном механизме горения решающим является количество активных центров. По определению Г.Ф. Кнорре пламя представляет собой быстрое химическое изменение, происходящее в ионизированном тонком слое – фронте пламени, характеризуемом значительными градиентами температуры и концентрации (но не давления), и сопровождающееся свечением. Поэтому перемещающийся с большой скоростью по горючей смеси фронт пламени не создаёт динамического давления и не является источником детонации. Для трубы постоянного сечения явление подвода к потоку газа внешней энергии в форме теплоты эквивалентно неадиабатическому (тепловому) скачку, при котором считается, что вся теплота подводится внезапно в каком-то сечении.

Обязательным условием детонации в газах является существование ударной волны, движущейся в канале, заполненном химически активной смесью впереди области горения этой смеси. Воспламенение горючей смеси обеспечивается за счёт высокой температуры газа за ударной волной.

Возникновение адиабатического скачка уплотнений (ударной волны) с образованием тонкой поверхности раздела потока, где бесконечно малое изменение пути соответствует бесконечно большому изменению его параметров ( $dw/dx = \infty$  и  $dp/dx = \infty$ ), связано со сжимаемостью газа.

Рассмотрим распространение слабых возмущений в движущемся газе (рис. 2). Пусть точка  $O$  – источник слабых возмущений, которые представляют собой изменение параметров газа, пренебрежимо малые в сравнении с самими параметрами, и скорость движения которых равна скорости звука  $a$ . Сферические волны сжатия и разрежения распространяются через секунду ( $a$ ), через две секунды ( $2a$ ) и так далее. На рис. 2, *а*, *б* по истечении времени возмущения охватывают всю область, занимаемую потоком. На рис. 2, *в* по истечении времени фронт станет плоскостью, которая разделит весь поток на две области: область невозмущённого потока (слева) и область возмущённого потока (справа). При этом образуется ударная волна, разделяющая эти области.

Распространение возмущений от неподвижного источника ( $w = 0$ , рис. 2, *а*) или от источника, движущегося с дозвуковой скоростью ( $w < a$ , рис. 2, *б*), характерно для процессов в камерах сгорания газотурбинных двигателей, поршневых двигателей внутреннего сгорания, жидкостных ракетных двигателей. Ударная волна в этих тепловых устройствах не образуется и детонация в них не осуществима.

Действительно, из рис. 2, *б* следует, что ударная волна не может возникнуть, например, впереди поршня цилиндра двигателя внутреннего сгорания, движущегося со скоростью  $w = 10 - 16$  м/с, которая существенно ниже скорости звука ( $w \ll a$ ). Однако может иметь место вибрационное горение в условиях, когда акустическая частота колебаний параметров потока, вызванная, например, даже слабым импульсом давления газа в камере, совпадает с частотой турбулентных пульсаций скорости потока [1]. Стремительный резонансный рост амплитуды колебаний параметров потока разрушит двигатель.

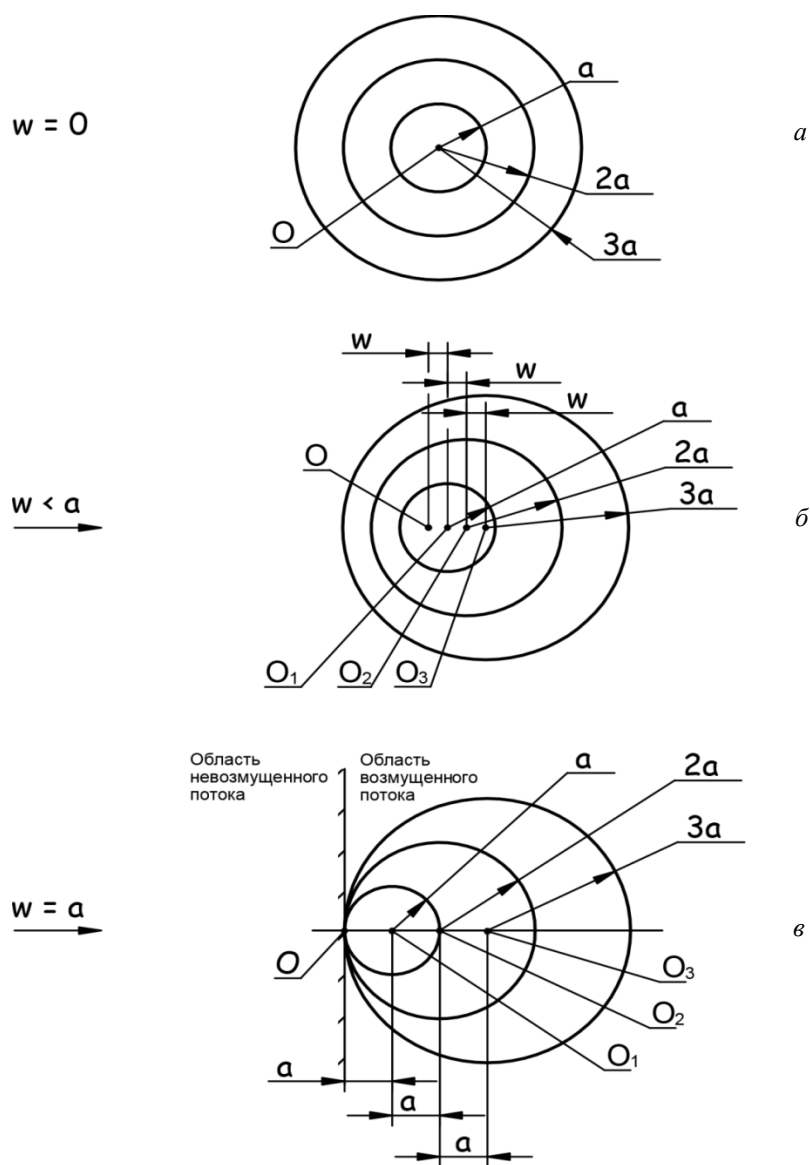


Рис. 2. Механизм образования ударной волны:

O – источник слабых возмущений; W – скорость движения источника «O»; a – скорость звука

Такое явление наблюдается в камерах сгорания жидкостных ракетных двигателей (высокочастотная неустойчивость), где, по опыту доводки таких двигателей авторами статьи, источником акустических тангенциальных колебаний газа является импульс давления от воспламенения топлива, попавшего в трубки измерения давления газа в камере, или воспламенение топлива в застойных зонах её форсуночной головки [1]. По наблюдениям и исследованиям авторов источником энергии, поддерживающей и развивающей вибрационное горение, является кинетическая энергия вынужденных турбулентных пульсаций скорости потока газа в камере сгорания. Явление резонанса с резким ростом амплитуды колебаний параметров потока осуществляется при совпадении частоты акустических тангенциальных колебаний давления, вызванных импульсом давления газа, с частотой турбулентных пульсаций скорости потока как пульсаций динамического напора.

Опыт доводки показывает, что эффективным мероприятием, исключающим вибрационное горение в жидкостном ракетном двигателе, является установка на форсуночной головке противополопульсационных перегородок (так называемые «кресты»).

В то же время в работе [1] описывается проект камеры сгорания газотурбинного двигателя непрерывного вибрационного горения полезного применения, где в связи с искусственно созданным вибрационным горением в камере за счёт существенной крутки потока исключаются вредные выбросы оксидов азота из двигателя и окружающая неравномерность поля температуры газа перед турбиной [4].

Как следует из рис. 2, в, ударная волна образуется, если источник возмущений движется со сверхзвуковой скоростью ( $w \geq a$ ). Ударная волна возникает при обтекании сверхзвуковым потоком тела конечных размеров или в сверхзвуковом потоке под воздействием трения. Адиабатический скачок уплотнений осуществим только при сверхзвуковых скоростях потока. Ударная волна может быть создана с помощью физического или химического взрыва, например сильным электрическим разрядом или горением ВВ в его объёме. Причём в самом веществе содержится достаточное количество кислорода для превращения исходного вещества в газообразные продукты, которые, стремительно расширяясь, возбуждают ударную волну.

Анализ данных, представленных в табл. 1, показывает, что при детонации имеет место значительное падение полного давления продуктов сгорания топлива и рост энтропии в связи с высоким волновым сопротивлением при распространении сверхзвуковой стационарной ударной волны. Происходит обесценивание энергии газа и снижение его работоспособности. При этом статическое давление газа за ударной волной значительно возрастает. Такое явление объясняется особенностью изменения статических параметров газа в ударной волне, описываемое уравнением ударной адиабаты (адиабата Гюгонио) в отличие от идеальной адиабаты (адиабата Пуассона) в потоке без скачка уплотнений. Это связано с тем, что скорость в скачке уплотнений падает в большей мере, чем это нужно для поддержания величины полного давления. Кроме того, плотность потока недостаточно увеличивается. Так, даже при максимальной скорости потока  $\lambda_{\max} = \sqrt{(k+1)/(k-1)}$  плотность его увеличивается только в 6 раз, поскольку  $(\rho_2/\rho_1)_{\max} = \lambda_{\max}^2 = (k+1)/(k-1) = 6$ , а статическое давление растёт до бесконечности. Этим объясняется падение полного давления газа и рост энтропии за счёт волнового сопротивления, хотя газ идеальный и его вязкость и теплопроводность равны нулю.

Следует отметить, что для осуществления детонации необходимо имитировать ударную волну  $\lambda_1 > 2,2$ ;  $M_1 > 5$ , чтобы получить высокую температуру газа за ней для воспламенения горючей смеси и обеспечения условий протекания химических реакций с высокой скоростью.

Представленный метод расчёта параметров детонации с учётом [5] может быть использован для оценки эффективности работы детонационного двигателя [6].

### Заключение

Создан метод газодинамического расчёта газовой детонации для определения параметров и коэффициента полезного действия термодинамического идеального цикла детонационного двигателя. Результаты расчёта подтверждаются опытными данными.

Газодинамический расчёт детонации можно выполнить только при условии равенства единицы приведённой скорости продуктов сгорания в связи с наступлением теплового кризиса при подводе теплоты сгорания горючей смеси к дозвуковому потоку за ударной волной в процессе ( $p = \text{const}$ ). При этом обеспечивается стационарность ударной волны.



Установлена однозначная связь приведённой скорости стационарной ударной волны (детонационной волны) со степенью повышения полной температуры газа за ударной волной.

Показано, что потери полного давления в детонационной волне очень велики и значительно превышают тепловые и гидравлические потери полного давления в камерах сгорания других тепловых газовых машин.

Сильная ударная волна (адиабатический прямой скачок уплотнений) как источник детонации может быть получена только при условии, что источник слабых (акустических) возмущений сам перемещается со скоростью, равной или большей скорости звука.

Расчёт параметров детонации для одномерного потока идеального газа выполнен при течении газа в канале постоянного сечения (в трубе), где равнодействующая нормальных и касательных сил с учётом силы трения – сила тяги равна нулю, что обеспечивает решение уравнения полных импульсов.

Обеспечить стационарность сильной ударной волны возможно при воспламенении за ней газом с высокой температурой и сжигании активной горючей смеси, скорость химических реакций которой высока при цепном механизме процесса горения, например, смеси водорода с кислородом или с воздухом.

Представлено объяснение явлению значительного падения полного давления газа в ударной волне при резком повышении его статического давления, что связано с особым изменением статических параметров газа в скачке уплотнений, описываемое уравнением ударной адиабаты (адиабата Гюгонио).

Распространение пламени по горючей газовой смеси за ударной волной, определяемое скоростью химических реакций, не подчиняется законам газовой динамики, а описывается законами химической кинетики, не создаёт динамического давления и не является источником детонации.

Подвод внешней теплоты к потоку газа эквивалентен неадиабатическому тепловому скачку.

### **Библиографический список**

1. Григорьев А.В., Митрофанов В.А., Рудаков О.А., Соловьёва А.В. Оптимизация камеры сгорания. СПб: Изд-во Политехнического ун-та, 2015. 152 с.
2. Щетинков Е.С. Физика горения газов. М.: Наука, 1965. 740 с.
3. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969. 824 с.
4. Григорьев А.В., Митрофанов В.А., Рудаков О.А., Саливон Н.Д. Теория камеры сгорания. СПб: Наука, 2010. 227 с.
5. Григорьев А.В., Рудаков О.А., Соловьёва А.В. Газодинамический расчёт детонации в каналах переменного сечения // Вестник Самарского университета. Аэрокосмическая техника, технологии и машиностроение. 2019. Т. 18, № 1. С. 42-54. DOI: 10.18287/2541-7533-2019-18-1-42-54.
6. Григорьев А.В., Митрофанов В.А., Рудаков О.А., Соловьёва А.В. Теория и расчёт параметров термодинамического цикла детонационного двигателя // Вестник Самарского университета. Аэрокосмическая техника, технологии и машиностроение. 2018. Т. 17, № 4. С. 37-46. DOI: 10.18287/2541-7533-2018-17-4-37-46.

## GAS DYNAMIC CALCULATION OF DETONATION IN CONSTANT-CROSS-SECTION DUCTS

© 2019

- A. V. Grigoriev** General Designer;  
JSC “UEC-Klimov”, Saint-Petersburg, Russian Federation;  
[klimov@klimov.ru](mailto:klimov@klimov.ru)
- O. A. Rudakov** Research Adviser, Associate Professor;  
JSC “UEC-Klimov”, Saint-Petersburg, Russian Federation;  
[klimov@klimov.ru](mailto:klimov@klimov.ru)
- A. V. Solovieva** Deputy Chief Designer for Advanced R&D;  
JSC “UEC-Klimov”, Saint-Petersburg, Russian Federation;  
[klimov@klimov.ru](mailto:klimov@klimov.ru)

The paper presents a computational method with the use of gas-dynamic functions of parameters of detonation in a one-dimensional subsonic flow of ideal gas behind the shock wave propagating in chemically active air-and-fuel mixture in a uniform-cross-section duct, where the resultant of normal pressure forces acting on its side surface is equal to zero. Stabilization of the shock wave is provided by the onset of thermal crisis with the air-and-fuel mixture combustion heat supply to the gas behind the wave. In this case the value of the specific speed of the combustion products is equal to the critical one. The solution of the total-impulse equation considering the above mentioned peculiarities of the flow in a uniform-cross-section duct establishes clear correlation of the specific speed of the stabilized shock wave to the rate of rise of the temperature of the gas behind it, which gives an opportunity to determine all detonation parameters. The shock wave can be initiated by the detonation of an explosive substance and carries a huge amount of energy. It is shown that the shock wave can be obtained only if the source of small disturbances itself moves at the supersonic speed. It is shown that total pressure behind the shock wave decreases significantly and the entropy increases due to the wave losses, whereas the static pressure increases significantly. An explanation of this effect is given. A formula for calculating the rate of gas temperature rise was derived as a function of the specific speed of the shock wave, the air-and-fuel mixture heat value and the heat availability factor that designates the dissociation of the combustion products and heat loss through the duct wall under specified initial conditions. The reliability of the method of calculating detonation was experimentally substantiated. The work is currently important for the evaluation of the detonation engine efficiency.

*Engine; detonation; calculation; shock wave; gas-dynamic function.*

---

*Citation:* Grigoriev A.V., Rudakov O.A., Solovieva A.V. Gas dynamic calculation of detonation in constant-cross-section ducts. *Vestnik of Samara University. Aerospace and Mechanical Engineering*. 2019. V. 18, no. 3. P. 48-58.  
DOI: 10.18287/2541-7533-2019-18-3-48-58

### References

1. Grigoriev A.V., Mitrofanov V.A., Rudakov O.A., Solovieva A.V. *Optimizatsiya kamery sgoraniya* [Combustion chamber optimization]. SPb: Polytechnic University Publ., 2015. 152 p.
2. Shchetinkov E.S. *Fizika gorennya gazov* [Physics of gas combustion]. Moscow: Nauka Publ., 1965. 740 p.
3. Abramovich G.N. *Prikladnaya gazovaya dinamika* [Applied gas dynamics]. Moscow: Nauka Publ., 1969. 824 p.
4. Grigoriev A.V., Mitrofanov V.A., Rudakov O.A., Salivon N.D. *Teoriya kamery sgoraniya* [Theory of the combustion chamber]. SPb: Nauka Publ., 2010. 227 p.
5. Grigoriev A.V., Rudakov O.A., Solovieva A.V. Gas dynamic calculation of detonation in variable cross-section ducts. *Vestnik of Samara University. Aerospace and Mechanical Engineering*. 2019. V. 18, no. 1. P. 42-54. DOI: 10.18287/2541-7533-2019-18-1-42-54. (In Russ.)

6. Grigoriev A.V., Mitrofanov V.A., Rudakov O.A., Solovieva A.V. Theory and calculation of parameters of the detonation engine thermodynamical cycle. *Vestnik of Samara University. Aerospace and Mechanical Engineering*. 2018. V. 17, no. 4. P. 37-46. DOI: 10.18287/2541-7533-2018-17-4-37-46. (In Russ.)