

УДК 533.6.011.72+534.224

## **ВЫХОД ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ В РАСШИРЯЮЩИЙСЯ КАНАЛ**

**ЛЕВИН В. А., МАРКОВ В. В.**

В изучении распространения детонационных волн принципиальное значение имеют вопросы инициирования, сохранения и разрушения детонации. Известно, что для инициирования детонации взрывом необходимо выделение энергии, большей некоторой критической величины. При энергиях взрыва, меньших критической, детонация, возникающая в первые моменты времени, постепенно разрушается и сгорание смеси происходит в волнах медленного горения. Для ряда горючих газовых смесей это явление хорошо изучено экспериментально и определены соответствующие критические энергии взрыва [1-4]. Теоретическое объяснение данному явлению дано в работах [5-8], в которых, в частности, были определены критические энергии взрыва как для приближенной модельной кинетики детонационного горения смеси водорода с воздухом, так и для точной модели кинетики химических реакций смеси водорода с хлором и молекулярного кислорода с озоном. Зависимость критической энергии взрыва от величин определяющих параметров, описывающая известные экспериментальные результаты, найдена в работе [5] и подтверждена как численными расчетами [6], так и в последующих работах [7, 8].

При переходе детонационной волны из части канала постоянного сечения в расширяющуюся часть аналогично наблюдается сохранение или разрушение детонации. Если расширение достаточно сильное, то режим детонационного горения сменяется нормальным горением. При заданном поперечном размере канала существует критический угол, определяющий расширение, начиная с которого детонация разрушается. Это явление для ряда горючих смесей изучено экспериментально при выходе детонационной волны из цилиндрических труб в конические в работе [9]. Расчет распространения детонации в канале переменного сечения для модельной схемы тепловыделения, не учитывающей период индукции, был сделан в работе [10]. Однако в этой работе не исследовался вопрос о затухании или сохранении детонации при ее выходе в расширяющийся канал. В настоящей работе для случаев клиновидного и конического расширения канала в квазиодномерном приближении с учетом модельной кинетики реакции горения водорода в воздухе численными расчетами показано, что в зависимости от величины некоторого безразмерного параметра возможно как сохранение, так и разрушение детонационной волны после ее перехода в расширение. Теоретически установлено существование критического значения этого параметра. При значениях параметра, меньших критического, детонация сохраняется, а при больших - разрушается. Исследовано влияние этого параметра на характер течения.

1. Пусть в плоском (цилиндрическом) канале, заполненном покоящейся горючей смесью водорода с воздухом, с давлением  $p_0$  и плотностью  $\rho_0$ , в результате плоского взрыва в момент  $t=0$  у закрытого конца при  $x=0$  распространяется детонационная волна. Предполагается, что энергия взрыва  $E_0$  больше, чем критическая энергия для данной смеси. Кроме того, считается, что канал на некотором расстоянии  $l_0$  от его закрытого конца имеет постоянное сечение, а затем сразу переходит в клиновидный (конический) канал. При этом величина  $l_0$  берется такой, что волна детонации при  $x=l_0$  уже является самоподдерживающейся.

Как и в работах [5, 11], принимается следующая модель детонационной волны. Предполагается, что детонационная волна состоит из бесконечно тонкой ударной волны и последующей зоны химических реакций. Химические реакции описываются двумя модельными уравнениями химической кинетики с постоянными параметрами, определенными экспериментально и приближенно описывающими горение водорода в воздухе [5].

Уравнение, описывающее период индукции, берется в виде

$$(1.1) \quad \frac{dc}{dt} = -k_1 \rho \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)$$

где  $k_1$ ,  $E$  — экспериментальные константы,  $\rho$  и  $T$  — плотность и температура газа,  $R$  — универсальная газовая постоянная.

Предполагается, что в частице газа непосредственно за ударной волной  $c=1$ , а в момент окончания периода индукции  $c=0$ . Реакции, сопровождающиеся выделением и поглощением энергии и начинающиеся непосредственно по окончании периода индукции, моделируются одним уравнением для массовой доли горючего  $\beta$ :

$$(1.2) \quad \frac{d\beta}{dt} = -k_2 p^2 \beta^2 \exp\left(-\frac{E_1}{RT}\right) + k_3 p^2 (1-\beta)^2 \exp\left(-\frac{E_1 + \mu Q}{RT}\right)$$

где  $k_2$ ,  $E_1$  — экспериментальные константы,  $Q$  — удельная теплота реакции,  $p$  — давление,  $\mu$  — молекулярный вес смеси.

Считается, что  $\beta=1$  при  $c \geq 0$ . В этом уравнении учтены как прямая реакция, сопровождающаяся выделением энергии, так и обратная, приводящая к поглощению энергии. Причем степень выгорания характеризуется коэффициентом  $k_3$ .

Газ считается идеальным и совершенным, а само движение в канале рассматривается в квазиодномерном приближении. Уравнения, описывающие кинематические и термодинамические параметры исследуемого процесса, имеют вид

$$(1.3) \quad \frac{\partial \rho F}{\partial t} + \frac{\partial \rho u F}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \rho u F}{\partial t} + \frac{\partial (p + \rho u^2) F}{\partial x} = p F_x'$$

$$\frac{\partial \rho (h - p/\rho + 1/2 u^2) F}{\partial t} + \frac{\partial \rho u (h + 1/2 u^2) F}{\partial x} = 0$$

$$h = \frac{\gamma P}{(\gamma - 1)\rho} + \beta Q$$

Здесь  $h$  — удельная энтальпия,  $u$  — скорость,  $F$  — площадь поперечного сечения канала,  $\gamma$  — показатель адиабаты.

Величина площади поперечного сечения канала задается соотношением

$$(1.4) \quad F = \sigma_v R_0^\nu \quad (0 \leq x \leq l_0) \quad F = \sigma_v [R_0 + (x - l_0) \operatorname{tg} \varphi]^\nu \quad (x > l_0)$$

где  $R_0$  — половина ширины плоского (радиус цилиндрического) канала,  $l_0$  — расстояние от закрытого торца канала до места начала расширения,  $\nu=1, 2$  — для плоского и цилиндрического канала соответственно,  $\sigma_v = = \pi(\nu-1) + 2(2-\nu)$ ,  $\varphi$  — половина угла раствора клина (конуса).

Заметим еще раз, что в настоящей работе величина  $l_0$  принималась значительно большей, чем расстояние от места инициирования, на котором детонационная волна становится самоподдерживающейся. При таком выборе  $l_0$ , очевидно, влияние этой величины на характер распространения горения можно считать пренебрежимо малым.

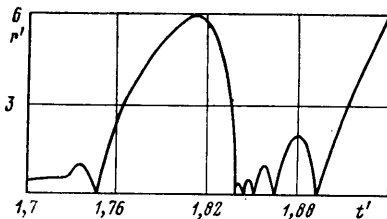
Решение рассматриваемой задачи при заданных начальных при  $t=0$  и известных граничных условиях у закрытого торца при  $x=0$  и на ударной волне сводится к совместному интегрированию нелинейной системы уравнений (1.1) — (1.3). Решение этой системы аналитически в общем случае невозможно осуществить, поэтому в данной работе используется численный метод, аналогичный тому, который применялся в [5, 6].

2. Однако еще до полного решения задачи на основании теории размерности и подобия можно сделать некоторый анализ рассматриваемого явления.

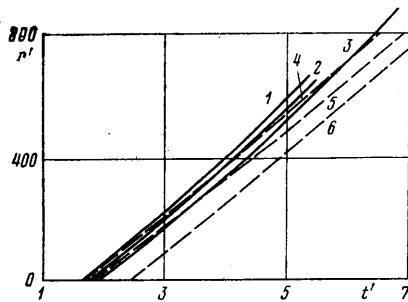
Если в систему уравнений (1.1) — (1.3) подставить выражение для площади поперечного сечения канала (1.4) и обезразмерить все искомые переменные, беря в качестве характерного времени характерную величину периода индукции  $\tau$ , то в уравнениях появится параметр подобия

$$(2.1) \quad \lambda = \frac{\sqrt{Q}\tau}{R_0} \operatorname{tg} \varphi$$

определяющий степень расширения. Очевидно, что при прочих равных условиях весь характер развития течения при переходе детонационной



Фиг. 1



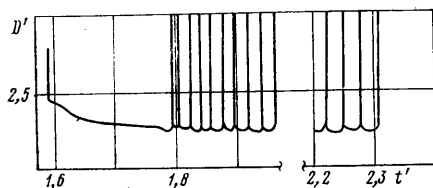
Фиг. 2

волны в расширение будет зависеть от величины этого параметра. При  $\lambda = 0$ , т. е. при  $\varphi = 0$  или при  $\tau = 0$ , детонационная волна не разрушается при  $x > l_0$ , так как в первом случае она будет продолжать распространяться в канале постоянного сечения, во втором — будет иметь место выход в расширение детонационной волны, в которой отсутствует период индукции и, следовательно, она не может изменить своей структуры: разделиться на ударную волну и фронт медленного горения. С ростом величины  $\lambda$ , например при увеличении только угла  $\varphi$ , можно ожидать разрушения детонации ввиду сильного влияния резкого расширения, приводящего к ослаблению головной ударной волны, увеличению периода индукции и уменьшению интенсивности тепловыделения. Естественно предположить существование некоторого критического значения  $\lambda = \lambda_*$ , такого, что при прочих равных условиях при  $\lambda \leq \lambda_*$  детонационное горение после выхода волны в расширяющуюся часть канала сохраняется, а при  $\lambda > \lambda_*$  оно сменяется медленным горением.

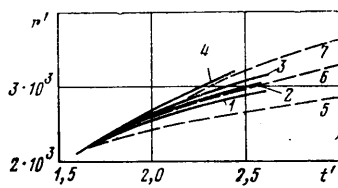
Интересно отметить выражение для критического размера канала, которое непосредственно следует из (2.1):  $R_0^* = \lambda_*^{-1} \sqrt{Q}\tau \operatorname{tg} \varphi$ . Так как период индукции для рассматриваемой смеси обратно пропорционален начальному давлению, то и критический размер  $R_0^*$  также обратно пропорционален начальному давлению и при прочих равных условиях критерием подобия является величина  $\theta = p_0 R_0^* \operatorname{ctg} \varphi$ .

3. Численные расчеты, проводившиеся для различных значений параметра  $\lambda$ , показали существование критической величины  $\lambda_*$ . Оказалось, что для  $\nu = 1$   $\lambda_* \approx 1,09 \cdot 10^{-3}$ , а для  $\nu = 2$ ,  $\lambda_* \approx 0,41 \cdot 10^{-3}$ . Ниже приводятся результаты исследования влияния параметра  $\lambda$  на характер течения и особенности распространения детонации в расширяющемся канале. На фиг. 1 показан процесс развития колебаний зоны индукции  $r' = \Delta r / \sqrt{Q}\tau$  со време-

нем  $t' = t/\tau \cdot 10^3$  в плоском канале после выхода детонационной волны в расширение при ее разрушении для  $\lambda = 1.3 \cdot \lambda_* > \lambda_*$ . Интересно отметить, что, хотя до перехода детонации в расширяющуюся часть она была пульсирующей, в течение некоторого времени после перехода никаких колебаний не происходит, а затем они снова появляются. После нескольких колебаний величина зоны индукции начинает монотонно возрастать и детонация разрушается. На фиг. 2 представлено изменение со временем величины зоны индукции для различных  $\lambda > \lambda_*$  с моментов времени, когда начинается монотонный отход фронта воспламенения от ударной волны. Сплошные линии относятся к плоскому каналу (кривые 1–3 соответствуют



Фиг. 3



Фиг. 4

$\lambda/\lambda_* = 5; 2.5; 1.25$ ), а пунктирные — к цилиндрическому (кривые 4–6 соответствуют  $\lambda/\lambda_* = 20; 2.5; 1.25$ ). Обращают на себя внимание, особенно для случая плоского канала, две закономерности поведения зоны индукции. Во-первых, момент перехода к монотонному расширению зоны индукции возрастает с уменьшением величины  $\lambda$ . Во-вторых, рост зоны индукции происходит почти по линейным законам с углами наклона к оси абсцисс. При  $\lambda < \lambda_*$  детонационная волна так же, как и при  $\lambda > \lambda_*$ , в течение некоторого времени после перехода в расширяющуюся часть канала не колеблется, а затем колебания волны восстанавливаются. На фиг. 3 приведен закон изменения скорости детонационной волны  $D' = D_s/\sqrt{Q}$  после ее выхода в клиновидное расширение для  $\lambda = 0.28 \cdot \lambda_*$ . Хорошо видно установление периодических нелинейных колебаний. Отметим, что аналогичный колебательный характер имеют и другие параметры волны, а также величина зоны индукции и скорость фронта воспламенения. Причем интересно, что безразмерный период колебаний  $T_k$  возрастает с увеличением  $\lambda$ . Так, при  $\lambda = 0$   $T_k = 25.35$ ; при  $\lambda = 0.16 \cdot \lambda_*$   $T_k = 27.62$ , а при  $\lambda = 0.28 \cdot \lambda_*$   $T_k = 29.46$ . Заметим, что для случая цилиндрической одномерной детонационной волны в соответствии с [5] период колебаний  $T_k = 42.77$ . Поэтому естественно, что при увеличении  $\lambda$  период колебаний возрастает.

На фиг. 4 представлены законы движения детонационных волн  $r' = r/\sqrt{Q}\tau$  для нескольких как закритических, так и докритических значений параметра  $\lambda$ . Как и ранее, сплошные линии относятся к плоскому (кривые 1–4 соответствуют  $\lambda/\lambda_* = 5; 2.5; 1.25; 0.16$ ), а пунктирные — к цилиндрическому каналу (кривые 5–7 соответствуют  $\lambda/\lambda_* = 20; 2.5; 1.25$ ). Интересно, что до некоторого момента времени законы движения близки. Кроме того, для случаев сохранения детонации в расширяющейся части законы движения также очень близки даже в большие моменты времени (на графике они совпадают), тогда как наблюдается их сильное различие в случаях разрушения детонации. Причем как в случае сохранения детонации, так и ее разрушения в одни и те же моменты времени детонационная волна при меньшем значении  $\lambda$  находится на большем расстоянии от точки ее возникновения. Влияние  $\lambda$ , как видно из графиков, сказывается больше при разрушении детонации и существенно меньше при ее сохранении в расширяющейся части канала.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Когарко С. М., Адушкин В. В., Лямин А. Г. Исследование сферической детонации газовых смесей.— Научно-техн. проблемы горения и взрыва, 1965, № 2.
2. Зельдович Я. Б., Когарко С. М., Симонов Н. Н. Экспериментальное исследование сферической газовой детонации.— Ж. техн. физ., 1956, т. 26, вып. 8.
3. Lee J. H., Knystautas R. Laser Spark ignition of chemically reactive gases.— AIAA Journal, 1969, v. 7, No. 2.
4. Freiwald H., Koch H. W. Spherical detonations of acetylene - oxygen-nitrogen mixtures as a function of nature and strength of initiation.— Proc. 9 Intern. Symp. on Combustion, New York, 1962. New York — London, Acad. Press., 1963.
5. Левин В. А., Марков В. В. Возникновение детонации при концентрированном подводе энергии.— Физика горения и взрыва, 1975, № 4.
6. Левин В. А., Марков В. В., Осинкин С. Ф. Исследование возникновения детонации в некоторых реальных горючих смесях. Некоторые вопросы механики сплошной среды. М.: Изд-во МГУ, 1978.
7. Lee J. H. Initiation of gaseous detonation.— Ann. Rev. Phys. Chem., 1977, v. 28.
8. Sichel M. A simple analysis of the blast initiation of detonations, Acta Astron., 1977, v. 4, No. 3-4.
9. Когарко С. М. О возможности детонации газовых смесей в конусных трубках.— Изв. АН СССР. Отд. хим. наук, 1956, № 4.
10. Медведев С. А. Распространение детонационной волны с конечной скоростью реакций в узком канале переменного сечения.— Отчет Ин-та механ. МГУ, 1969, № 1000.
11. Коробейников В. П., Левин В. А. Сильный взрыв в горючей смеси газов.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, № 6.

Москва

Поступила в редакцию  
17.X.1979