

УДК 533.6.011.72:534.22

© 1992 г. В. А. ЛЕВИН, В. В. МАРКОВ, С. Ф. ОСИНКИН

ПРЯМОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ В СМЕСИ ВОДОРОДА С КИСЛОРОДОМ, РАЗБАВЛЕННОЙ АЗОТОМ

Для инициирования и распространения детонации необходимо наличие достаточно сильной ударной волны, в которой горючая газовая смесь нагревается до температуры воспламенения и сгорает в узкой зоне, примыкающей к ней¹. Одним из способов ее образования является концентрированный подвод энергии [1]. Такую волну можно получить, например, взрывом заряда конденсированного ВВ, с помощью электрического разряда, с помощью лазерной искры, взрывающейся проволоочки, быстрым движением поршня и т. д. Вне зависимости от способа подвода энергии, если она достаточно мала, осуществить режим детонационного горения невозможно.

Детонация в газе невозможна, если непосредственно за ударной волной не созданы условия для его воспламенения. Но, более того, даже если волна имеет достаточно большую интенсивность и газ за ней воспламеняется, то вовсе не обязательно происходит инициирование детонации. Возникает детонация или нет — зависит от структуры течения газа за ударной волной и ее влияния на механизм протекания химических реакций, а также от обратного влияния теплоподвода на газодинамику течения. Так, при относительно небольшой величине подводимой извне энергии из-за наличия за образующейся ударной волной интенсивной волны разрежения время задержки воспламенения резко возрастает и зона воспламенения быстро отстает от ударной волны. Ударная волна отделяется от зоны горения и затухает как обычная взрывная волна. Горение газа в этом случае происходит во фронте пламени. Таким образом, если подводимая энергия невелика, то образующийся первоначально комплекс распадается на обычный скачок уплотнения и фронт медленного горения.

При увеличении подводимой энергии образующаяся ударная волна затухает более медленно, распределение газодинамических параметров за ней на достаточном удалении от места возникновения становится более плавным при достаточной для воспламенения газа ее интенсивности. Это приводит к замедлению отхода зоны воспламенения. Кроме того, выделение тепла за счет выгорания смеси способствует выравниванию и росту термодинамических параметров в области, примыкающей к ударной волне. Это вызывает уменьшение времени задержки воспламенения. При этом течение за ударной волной может потерять устойчивость, что приведет к возникновению мощных колебаний, которые интенсифицируют процесс тепловыделения. В итоге происходит инициирование детонации. Из этих соображений следует, что существует критическая величина подводимой энергии, начиная с которой реализуется режим детонационного горения, а при энергии, меньшей критической, детонация не возникает.

Существование критической энергии экспериментально и теоретически было установлено в ряде работ. Так, в [2] впервые исследовано инициирование сферической детонации электрическим разрядом в различных газовых смесях, в [3] приведено экспериментальное описание зависимости критической энергии от продолжительности электрического разряда, от вида симметрии течения, от расстояния между электродами и т. д., в [4] впервые найдена минимальная энергия при инициировании детонации конденсированным ВВ.

Теоретическое исследование этого процесса получило развитие в работах [5—12], где с помощью численного моделирования было установлено не только существование критической энергии при различных способах прямого инициирования детонации, но и получено объяснение некоторых экспериментальных результатов.

В настоящей работе исследуется прямое инициирование плоской и цилиндрической волны детонации в смеси водорода с кислородом, разбавленной азотом, с помощью взрывающейся медной проволоочки, а также движущимся поршнем.

¹ Впервые на это обстоятельство указал В. А. Михельсон в 1890 г. в статье «О нормальной скорости воспламенения гремучих газовых смесей». Москва, Университетская типография.

1. Иницирование детонации движущимся поршнем. Пусть в покоящейся однородной смеси водорода с воздухом, начиная с момента $t=0$, в течение времени t движется поршень с постоянной скоростью v_p , после чего останавливается. Если скорость поршня и время его движения достаточно велики, то возникающая перед ним интенсивная ударная волна поджигает горючую смесь и формируется течение с волной детонации. В противном случае детонация не возникает, а ударная волна после остановки поршня затухает со временем. Картина течения во многом подобна той, которая возникает при иницировании детонации взрывом.

Система уравнений, описывающая течение с плоскими и цилиндрическими волнами, в общепринятых обозначениях имеет вид

$$(\rho r^{v-1})_t + (\rho v r^{v-1})_r = 0$$

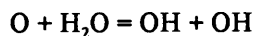
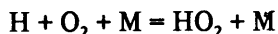
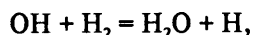
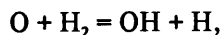
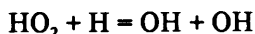
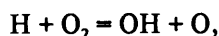
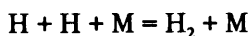
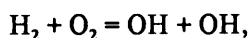
$$(\rho r^{v-1} v)_t + ((\rho v^2 + p) r^{v-1})_r = (v-1) p r^{v-2}$$

$$((1/2 \rho v^2 + \rho h - p) r^{v-1})_t + ((1/2 v^2 + h) \rho v r^{v-1})_r = 0$$

$$(\rho r^{v-1} n_i)_t + (\rho v r^{v-1} n_i)_r = \rho r^{v-1} \omega_i, \quad v = 1, 2$$

$$p = \rho R T \mu^{-1}, \quad h = \sum n_i h_i(T), \quad \mu^{-1} = \sum \alpha_i m_i^{-1} = \sum n_i, \quad i = 1, 2, \dots, 7$$

В условиях рассматриваемой задачи необходимо учитывать следующие элементарные стадии реакции окисления водорода [8]:



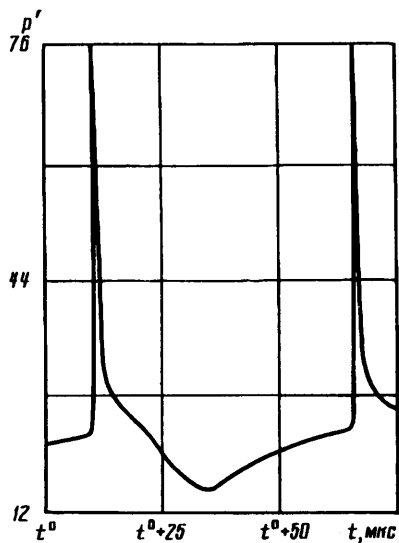
где M — обозначает третью частицу. Соответствующие константы скорости прямых и обратных реакций взяты из [8].

Уравнения газовой динамики совместно с уравнениями химической кинетики были решены конечно-разностным методом, основанным на схеме С. К. Годунова с подвижной разностной сеткой и явным выделением головной ударной волны, а также контактной поверхности между парами и газообразными продуктами горения в случае иницирования детонации взрывающейся проволочкой.

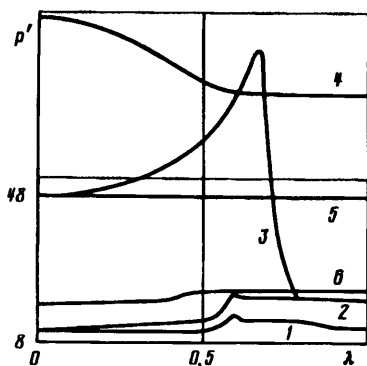
Расчеты, проведенные при начальных значениях $p_0 = 10^5$ Па, $T_0 = 300$ К и молярных долях $r_{\text{H}_2} = 0,232$, $r_{\text{O}_2} = 0,116$ и $r_{\text{N}_2} = 0,652$, показали, что поршень, движущийся со скоростью, превышающей скорость газа за лидирующим скачком, распространяющимся со скоростью Чепмена — Жуге, инициирует пульсирующую детонационную волну.

На фиг. 1 представлено изменение давления $p' = p/p_0$ на фронте головной ударной волны в течение одного колебания. Сравнение средней скорости детонации $D_s = 1680$ м · с⁻¹ с соответствующей этому составу и начальному состоянию скоростью Чепмена — Жуге $D_j = 1828$ м · с⁻¹ указывает на менее чем 10%-ное расхождение между этими величинами, что связано с существенной нестационарностью процесса. Резкие изменения параметров, взрывной рост давления и температуры за фронтом ударной волны происходят за время, много меньшее среднего периода колебаний, и процесс в целом аналогичен экспериментально наблюдаемому явлению «взрыв внутри взрыва» [13, 14].

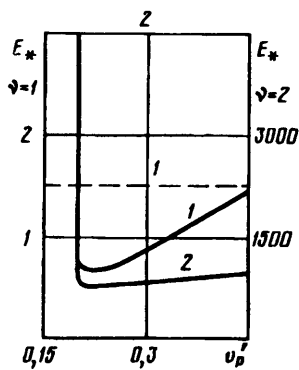
На фиг. 2 приведены распределения давления в нескольких характерных моментах времени, иллюстрирующие процесс образования, распространения и взаимодействия внутренней ударной волны, возникающей в зоне индукции,



Фиг. 1

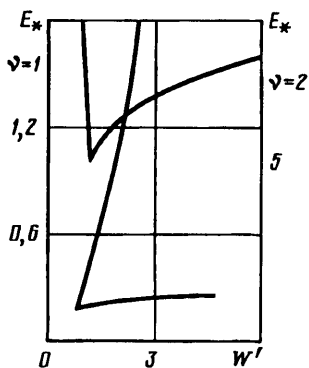


Фиг. 2

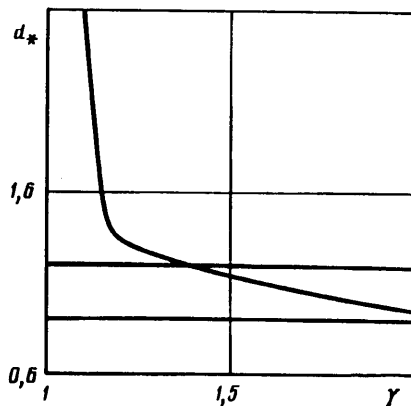


Фиг. 3

с головным скачком уплотнения. Так как длина зоны индукции изменяется на несколько порядков в течение периода колебаний, то давление представлено как функция безразмерного расстояния $\lambda = (r - r_N)/(r_S - r_N)$, где r_S — координата головной ударной волны, а r_N — координата расчетной ячейки с фиксированным номером N , являющейся одной из нескольких ячеек, разрешающих область интенсивного тепловыделения, которая следует непосредственно за зоной индукции.



Фиг. 4



Фиг. 5

Кривая 1 соответствует значению $t = t^{\circ}$ (мкс), при котором параметры на головной волне принимают минимальные значения. При этом длина области интенсивного тепловыделения принимает максимальное значение l_m . Кривые 2—6 соответствуют $t = t^{\circ} + 32,5$; $t^{\circ} + 33,8$; $t^{\circ} + 34,8$ ($l \sim 10^{-4} l_m$), $t^{\circ} + 35,8$; $t^{\circ} + 41,7$.

На фиг. 3 приведена зависимость критической работы поршня от скорости его движения $v_p' = v_p / \sqrt{Q}$ для случаев плоской и цилиндрической симметрии. При заданной величине v_p происходит инициирование детонационной волны, если $E \geq E_*$, а если $E < E_*$, то формируется течение с затухающей ударной волной. Согласно расчетам, величина E_* принимает минимальное значение при $v_p = 0,22 \sqrt{Q}$ ($Q = 4,18 \cdot 10^7$ Дж/кг), что соответствует скорости газа за головным скачком детонации Чепмена — Жуге. При уменьшении скорости поршня, начиная со значения $v_p = 0,21 \sqrt{Q}$, наблюдается резкое возрастание E_* .

На фиг. 4 представлена зависимость $E_*' = E_* / E_*^{\min}$ от средней мощности поршня $w' = w / w^{\min}$, где $w = E_* / \tau$. Видно, что обе величины принимают минимальные значения (в плоском случае асимптотически), что согласуется с [9].

2. Инициирование детонации взрывающейся провололкой (пластинкой). При инициировании детонации медной провололкой (пластинкой) толщиной d предполагается, что в момент времени $t = 0$ под воздействием проходящего по проволочке тока она мгновенно превращается в газообразное состояние с большими значениями давления, температуры и плотности. Образовавшаяся область высокого давления начинает распадаться с образованием сильной ударной волны, поджигающей горючую смесь.

Расчеты были выполнены при начальном значении $p_0 = 10^5$ Па, $T_0 = 300$ К, плотности меди $\rho = 8,9$ г/см³ и молярных долях $r_{H_2} = 0,232$, $r_{O_2} = 0,116$, $r_{N_2} = 0,652$. Так как при взрыве медной проволочки толщиной 1/8 мм выделяется 28 Дж/см энергии [15], то в расчетах была принята плотность энергии $e_0 = 2,21 \cdot 10^{11}$ Дж/м³ или $e = 2,483 \cdot 10^7$ Дж/кг. Величина энергии E , выделившейся при взрыве, определялась толщиной проволочки d , которая варьировалась в процессе счета.

Для простоты моделирования сначала предполагалось, что газообразное состояние меди можно описать уравнением состояния для совершенного газа с некоторой величиной показателя адиабаты γ .

Расчеты показали, что если диаметр взрывающейся проволочки превосходит некоторое минимальное значение, то в результате взрыва формируется течение с волной детонации. В противном случае детонация не возникает, а интенсивная ударная волна, образовавшаяся в результате распада произвольного разрыва

между областью высокого давления, занятой газообразной медью, и окружающей средой, затухает со временем.

На фиг. 5 представлены результаты расчетов для разных значений γ из интервала $1,1 \leq \gamma \leq 2$. Оказалось, что изменение в интервале $1,2 \leq \gamma \leq 2$ незначительно влияет на величину критического диаметра d_* , а при стремлении $\gamma \rightarrow 1,1$ величина d_* возрастает в 2 раза.

Как было отмечено выше, критическая работа поршня имеет минимальное значение, когда скорость поршня близка к скорости газа за головным скачком детонации Чепмена — Жуге, причем это значение примерно в 6 раз меньше, чем значение критической энергии инициирования при взрыве проволоочки с $\gamma = 1,5$, и в 2—3 раза меньше в плоском случае (штриховая линия на фиг. 3).

Использование уравнения состояния для совершенного газа применительно к парам меди при высоких плотностях не вполне корректно. Поэтому в дальнейших расчетах использовалось уравнение состояния в виде [16]

$$p = p_x + p_T, \quad \varepsilon = \varepsilon_x + \varepsilon_T, \quad p_x = 2,32 \cdot 10^{12} (\delta^{3,1} - \delta^{2,5})$$

$$p_T = F(\delta, \varepsilon_T) \frac{\delta \varepsilon_T}{V_0}, \quad F(\delta, \varepsilon_T) = \left(\frac{2}{3} + \frac{2\delta}{1 + 0,5\delta} \right) \frac{1 + 2,02 \cdot 10^{-11} \varepsilon_T}{1 + 6,06 \cdot 10^{-11} \varepsilon_T}$$

$$\varepsilon_x = - \int p_x dV$$

Здесь $\delta = V_0/V$, $10^{-3} \leq \delta \leq 1$; $0 \leq \varepsilon \leq 30$ кДж/г, V — удельный объем, ε — удельная внутренняя энергия.

Расчеты показали, что при использовании этого уравнения состояния величина критического диаметра не выходит за пределы интервала $0,9 < d < 1,2$ или в размерном виде $0,57 < d < 0,77$ мм (границы этого интервала на фиг. 5 обозначены горизонтальными линиями). Это соответствует некоторому значению критической энергии из интервала $3,4 < E_* < 6$ или в размерном виде $0,6 < E_* \cdot 10^{-4} < 1,05$ Дж/м.

Сравнение результатов показало, что использование в расчетах уравнения состояния совершенного газа для паров меди при определении критической энергии инициирования детонации с помощью взрывающейся медной проволоочки вполне оправдано, если при этом величина показателя адиабаты γ находится в пределах интервала $1,5—1,8$.

Авторы выражают признательность Г. Д. Смехову за предоставленные результаты расчетов параметров детонации Чепмена — Жуге, а также В. В. Митрофанову за полезные замечания, сделанные им при рецензировании статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1981. 447 с.
2. Зельдович Я. В., Когарко С. М., Симонов Н. Н. Экспериментальное исследование сферической газовой детонации // Журн. техн. физики. 1956. Т. 26. Вып. 8. С. 1744—1768.
3. Lee J. H. Initiation of gaseous detonation // Annual Review of Physics Chemistry Palo Alto. Ann. Revs Inc., 1977. V. 28. P. 75—104.
4. Когарко С. М., Адушкин В. В., Лямин А. Г. Исследование сферической детонации газовых смесей // Научно-технические проблемы горения и взрыва. 1965. № 2. С. 22—34.
5. Левин В. А., Марков В. В. Возникновение детонации при концентрированном подводе энергии // Физика горения и взрыва. 1975. Т. 11. № 4. С. 623—633.
6. Левин В. А., Марков В. В., Осинкин С. Ф. Моделирование инициирования детонации в горючей смеси газов электрическим разрядом // Журн. хим. физики. 1984. Т. 3. № 4. С. 611—614.
7. Васильев А. Л., Николаев Ю. А., Ульяницкий В. Ю. Критическая энергия инициирования многофронтной детонации // Физика горения и взрыва. 1979. Т. 15. № 6. С. 94—104.
8. Takai R., Yoneda K., Hikita T. Study of detonation wave structure // Proc. 15th Sympos. (Intern.) on Combustion. Tokyo, 1974. Pittsburgh, (Pa), 1975. P. 69—77.
9. Abouself G. E., Toong T. Y. On direct initiation on gaseous detonation // Combustion and Flame. 1982. V. 45. № 1. P. 39—46.
10. Fickett W., Jacobson J. D., Schott G. L. Calculated pulsating one-dimensional detonations with induction-zone kinetics // AIAA Journal. 1972. V. 10. № 4. P. 514—516.

11. *Sichel M.* A simple analysis of the blast initiation of detonations//Acta Astronaut. 1977. V. 4. № 3/4. P. 409—424.
12. *Борисов А. А., Заманский В. М., Лисянский В. В. и др.* Оценка критической энергии инициирования детонации газовых систем по задержкам воспламенения//Хим. физика. 1986. Т. 5. № 12. С. 1683—1689.
13. *Солоухин Р. И.* Ударные волны и детонация в газах. М. Физматгиз. 1963. 175 с.
14. *Oppenheim A. K., Rosciszewski J.* Determination of the detonation wave structure//9th Sympos. (Intern.) on Combustion. Ithaca, New York; London: Acad. Press, 1962. P. 435—441; 474—481.
15. Взрывающиеся проволочки/Под ред. А. А. Рухадзе. М.: Изд-во иностр. лит., 1963. 341 с.
16. *Бакулин Ю. Т., Куропатенко В. Ф., Щучинский А. В.* Магнитогидродинамический расчет взрывающихся проводников//Журн. техн. физики. 1976. Т. 46. Вып. 9. С. 1963—1969.

Москва

Поступила в редакцию
27.XII.1990