

О ВОЗНИКНОВЕНИИ ДЕТОНАЦИИ ПРИ КОНЦЕНТРИРОВАННОМ ПОДВОДЕ ЭНЕРГИИ

В. А. ЛЕВИН, В. В. МАРКОВ

(Москва)

В горючей смеси газов при концентрированном подводе энергии (точечном взрыве [1]), например с помощью лазерной искры или взрывающейся проволочки, возможны различные случаи формирования течения [2-9]. Если энергия взрыва невелика, то образующаяся при взрыве пересжатая детонационная волна распадается на обычный скачок уплотнения и фронт медленного горения, скорость которого определяется процессами переноса. В этом случае детонация не возникает и для больших моментов времени движение газа определяется распространением фронта пламени от поджигающего источника [1]. Этот распад определяется тем, что за ударной волной, образующейся при взрыве, существует область, в которой частицы газа быстро охлаждаются из-за наличия интенсивной волны разрежения, примыкающей к ударной волне. В результате время задержки воспламенения сильно возрастает и зона воспламенения отходит от ударной волны [10]. Сама же взрывная волна из-за небольшой энергии взрыва быстро затухает и ее интенсивность становится недостаточной для воспламенения горючей смеси.

При увеличении энергии взрыва ударная волна затухает более медленно и распределение газодинамических параметров за ней на достаточном удалении от места возникновения становится более плавным при достаточной для воспламенения смеси интенсивности волны. Это приводит к замедлению отхода зоны воспламенения от ударной волны [11]. Кроме того, выделение тепла за счет выгорания смеси за фронтом воспламенения способствует выравниванию и росту величин термодинамических параметров в области зоны индукции, что в свою очередь вызывает уменьшение времени задержки воспламенения. В конечном счете детонационное горение либо сохраняется, либо восстанавливается вновь после временного распада пересжатой детонационной волны.

Из этих соображений следует, что существует критическая энергия взрыва E_* такая, что при выделении энергии, меньшей критической, детонация не возникает, а при энергии взрыва, большей E_* , реализуется детонационное горение. Для ряда горючих смесей и различных способов подвода энергии этот факт обнаружен и исследован экспериментально. Так, в [2] исследовался вопрос о непосредственном инициировании искрой сферической детонации в различных смесях газов. Экспериментально было обнаружено, что существует критическая энергия искры, величина которой пропорциональна кубу толщины детонационной волны или времени задержки воспламенения. В [3, 4, 7] было установлено, что критическая энергия уменьшается с ростом начального давления как при инициировании сферической, так и цилиндрической детонаций. Ниже показано существование критической энергии взрыва, начиная с которой образуется детонационная волна. Проведены численные расчеты, иллюстрирующие различные случаи развития течения. Проанализировано влияние определяющих параметров на величину критической энергии взрыва.

Рассмотрим в общем случае зависимость критической энергии взрыва от величин определяющих параметров для указанного типа движений горючей газовой смеси. Основными определяющими параметрами являются величина тепла Q , выделяющаяся при сгорании единицы массы газа, характерное время задержки воспламенения τ , детонационной волны в режиме Чепмена — Жуге, энергия активации E_1 для периода индукции, начальное давление p_0 , плотность ρ_0 , показатель адиабаты γ и некоторые другие безразмерные постоянные. При этом предполагаем, что можно пренебречь размерами первоначальной области, в которой происходит выделение энергии (размером лазерного пятна, радиусом канала искры и т. д.). Следует заметить, что в начальной стадии развития течения это предположение

в ряде случаев мало оправдано, так как размеры индукционной зоны могут быть такого же порядка и даже меньше. Тем не менее для выяснения основного характера зависимости критической энергии взрыва E_* от величин определяющих параметров будем предполагать, что энергия выделяется мгновенно в точке, на оси или плоскости симметрии. Из соображений размерности и подобия [1] нетрудно получить искомую зависимость в виде

$$(1) \quad E_* = p_0 \tau_J Q^{\nu/2} F(p_0 / \rho_0 Q, E_1 / Q, \gamma, \nu)$$

где $\nu=1, 2, 3$ соответственно для движений с плоскими, цилиндрическими и сферическими волнами. Эта зависимость критической энергии взрыва от величин определяющих параметров хорошо согласуется с известными экспериментальными данными, описанными выше.

Так как величина $\tau_J \sqrt{Q}$ пропорциональна ширине детонационной волны Δr , то при одном и том же постоянном давлении p_0 получаем $E_* = \kappa (\Delta r)^\nu$, что обнаружено в экспериментах [2] по иницированию сферической детонации ($\nu=3$). Для случая одной и той же горючей смеси и одинаковой начальной температуры, но при разных начальных давлениях p_0 ширина зоны индукции в детонационной волне в первом приближении обратно пропорциональна величине начального давления [12], т. е. $\Delta r \sim \kappa_1 / p_0$. Из (1) сразу следует, что при этих условиях $E_* \sim \kappa_2 p_0^{1-\nu}$. Следовательно, с уменьшением начального давления критическая энергия увеличивается в осесимметричном и сферическом случаях. Этот вывод также совпадает с наблюдениями экспериментов [3-7]. Было бы интересно провести эксперименты по иницированию взрывом плоской детонационной волны при различных начальных давлениях. В этом случае, как показывает теория, критическая энергия взрыва не зависела бы или зависела слабо от величины начального давления.

Интересно отметить возможную сильную зависимость критической энергии взрыва от энергии активации горючей смеси. При этом нужно предположить, что неизвестная функция в (1) слабо зависит от энергии активации. Так как $\tau_J \sim \kappa_3 \exp(E_1 / RT_J)$, то

$$(2) \quad E_* \sim \kappa_4 \exp(\nu E_1 / RT_J)$$

т. е. чем больше энергия активации при прочих равных условиях, тем большую энергию нужно подвести, чтобы непосредственно иницировать детонацию. С целью подтверждения существования критической энергии взрыва и ее зависимости от различных параметров были произведены численные расчеты.

Решалась система уравнений, описывающая движение газа, записанная в виде законов сохранения массы, импульса и энергии численным методом, основанным на схеме С. К. Годунова.

Принималась следующая схема протекания химических реакций:

$$(3) \quad \begin{aligned} \frac{dC}{dt} &= -\frac{1}{\tau_{ind}} = -k_1 p^{n_1} \rho^{l_1} \exp(-E_1 / RT) \\ \frac{d\beta}{dt} &= -k_2 p^{n_2} \rho^{l_2} \beta^{m_1} \exp(-E_2 / RT) + k_3 p^{n_3} \rho^{l_3} (1-\beta)^{m_2} \times \\ &\times \exp(-[E_2 + Q] / RT), \quad h = c_p T + \beta Q \end{aligned}$$

Здесь h — энтальпия, E_i — энергия активации соответствующих реакций, k_i , l_i , m_i , n_i — некоторые постоянные, β — массовая концентрация непрореагировавших молекул, равная единице до момента начала реакции с выделением тепла, а доля периода индукции $C=1$ на фронте ударной волны. Конец периода индукции характеризуется моментом времени, когда C

обращается в нуль, после чего начинается реакция с выделением тепла. Постоянные величины подбираются по свойствам газов и экспериментальным данным [7, 8, 13]. Параметры, для которых были проведены расчеты, следующие:

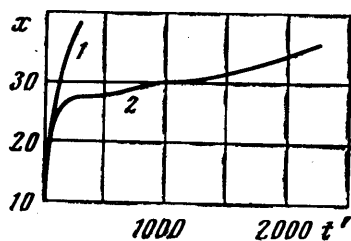
$$(4) \quad Q=4 \cdot 10^{10} \text{ эрг/г}, \quad \rho_0=5 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3, \quad p_0=1 \text{ ат}, \quad E_1/R=9850^\circ \text{ К}$$

$$E_2/R=2000^\circ \text{ К}, \quad \gamma=1.4, \quad t_*k_1\rho_0=15, \quad t_*k_2\rho_0^2Q^2=4.16$$

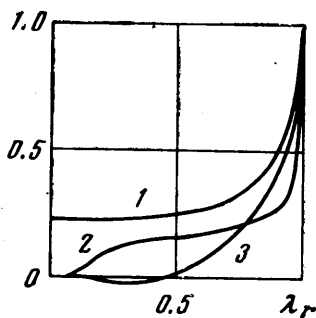
$$t_*k_3\rho_0^2Q^2=4.16, \quad t_*=10^{-7} \text{ сек}, \quad E_1/Q=1.71, \quad l_1=1$$

$$n_1=l_2=l_3=0, \quad m_1=m_2=n_2=n_3=2$$

Эти параметры соответствуют времени индукции для стехиометрической кислородно-водородной смеси и приближенно описывают ход прямой и обратной реакций для этой смеси.



Фиг. 1

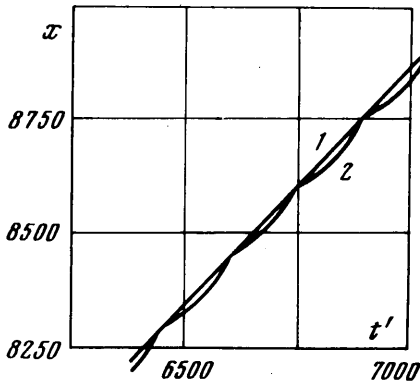


Фиг. 2

В случае цилиндрической симметрии ($\nu=2$) и энергии взрыва $E_0=3 \cdot 10^6$ эрг/см образующаяся при взрыве пересжатая детонационная волна распалась на обычный скачок уплотнения и фронт пламени (фиг. 1), скорость которого считалась известной функцией термодинамических параметров. На фиг. 1 $x=r/\sqrt{Q}t_*$ — безразмерная координата, $t'=t/t_*$ — безразмерное время, а цифрами 1 и 2 соответственно отмечены закон движения ударной волны и фронта воспламенения. При уменьшении энергии активации индукционного периода E_1 в несколько раз, так что $E_1/Q=0.01$, при той же энергии взрыва распада детонационной волны не произошло. Осуществился режим детонационного горения. Некоторые результаты расчета приведены на фиг. 2. Цифрами 1, 2, 3 соответственно отмечены распределения относительного давления, плотности и скорости за ударной волной при значительном ее удалении от места взрыва. Хорошо видно, что распределение параметров для больших моментов времени по характеру близко к тому, которое реализуется при движении бесконечно тонкой детонационной волны от поджигающего источника. Подробное описание методов и результатов расчетов указанных выше случаев изложено в [11, 14].

Для смеси с первоначальной энергией активации индукционного периода, чтобы получить детонацию, потребовалась $E_0=10^{11}$ эрг/см. При такой энергии образующаяся при взрыве гладкая пересжатая волна детонации, ослабевая, не распадается, а постепенно теряет устойчивость и переходит в пульсирующую детонацию, которая движется в среднем с постоянной скоростью. На фиг. 3 представлены траектория ударной волны (кри-

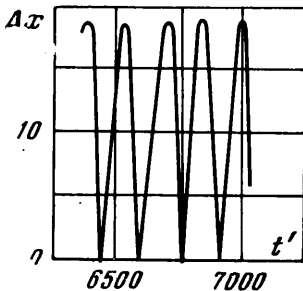
вая 1) и зоны воспламенения (кривая 2). Зона воспламенения совершает мощные нелинейные колебания, то приближаясь, то удаляясь от ударной волны. Изменение безразмерной величины зоны индукции Δx представлено на фиг. 4.



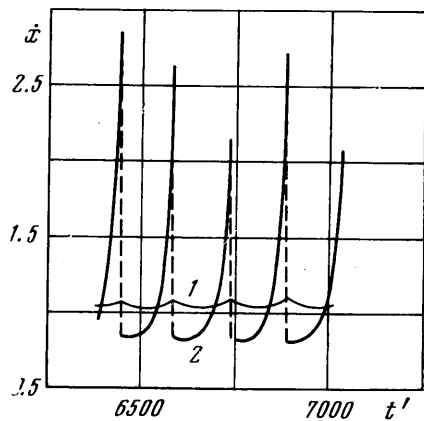
Фиг. 3

развития течения подтверждаются теоретически даже в случае одномерных движений. Однако полученные энергии взрыва, при которых происходит непосредственное инициирование детонации, значительно превышают экспериментально найденные энергии, необходимые для ее инициирования.

Имеется несколько причин, учет которых устранил бы это различие и которые в дальнейшем необходимо учесть. Во-первых, в начальной стадии развития течения в ряде случаев нельзя пренебрегать первоначальными



Фиг. 4



Фиг. 5

размерами области, где выделяется энергия. Во-вторых, течение для реальных горючих смесей в окрестности фронта детонационной волны носит существенно неоднородный характер, который проявляется в результате потери устойчивости гладкого фронта уже на ранней стадии развития течения. Более того, в ряде случаев фронт тепловыделения может распадаться с образованием мощных поперечных возмущений, которые в свою очередь интенсифицируют процесс выделения тепла [15, 16].

Поступила 15 V 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., «Наука», 1965.
2. Зельдович Я. Б., Когаарко С. М., Симонов Н. Н. Экспериментальное исследование сферической газовой детонации. Ж. техн. физ., 1956, т. 24, вып. 8.
3. Lee J. H., Lee B. H. K., Knystautas R. Direct initiation of cylindrical gaseous detonations. Phys. Fluids, 1966, vol. 9, pp. 221, 222.
4. Lee J. H., Knystautas R. Laser spark ignition of chemically reactive gases. AIAA Journal, 1969, vol. 7, No. 2.
5. Lee J. H., Soloukhin R. I., Oppenheim A. K. Current views on gaseous detonation. Astronaut. Acta, 1969, vol. 14, pp. 565—582.
6. Lee J. H., Knystautas R., Bach G. G. Theory of explosions. McGill Univ. Rept 69—10, 1969.
7. Bach G. G., Knystautas R., Lee J. H. Direct initiation of spherical detonations in gaseous explosives. Twelfth Sympos. (Internat.) on Combustion, 1969.
8. Struck W. Kugelförmige Detonationswellen in Gasgemischen. Ernst—Mach—Institut, Bericht NR 3/68.
9. Brossard J. Theses de doctorat. Faculté des Sciences. Université de Poitiers, 1970.
10. Коробейников В. П., Левин В. А. Сильный взрыв в горючей смеси газов. Изв. АН СССР, МЭГТ, 1969, № 6.
11. Korobeinikov V. P., Levin V. A., Markov V. V., Chernyi G. G. Propagation of blast waves in combustible gas. Astronaut. Acta, 1972, vol. 17, pp. 529—537.
12. Lee J. H. The propagation of shocks and blast waves in a detonating gas. MERL Repr. No. 65—1, 1965, McGill Univ., Montreal, Canada.
13. Солоухин Р. И. Методы измерения и основные результаты в экспериментах на ударных трубах. Новосибирск, 1969.
14. Некоторые задачи движения реагирующих газов, связанные с распространением детонационных волн, организацией сверхзвукового горения и лазерного излучения. Отчет Ин-та механ. МГУ, 1972, № 1378.
15. Ильяева Л. А., Попов Н. А. Гидродинамические решения для одномерных возмущений неустойчивой детонационной волны. Физика горения и взрыва, 1965, № 3.
16. Левин В. А., Соломаха Б. П., Чикова С. П. Об устойчивости плоской детонационной волны. Тр. Ин-та механ. МГУ, 1974, № 32.