

УДК 533.6.011.72:534.222.2

ДЕТОНАЦИОННОЕ ГОРЕНИЕ ГОРЮЧЕЙ СМЕСИ ОТ ДВОЙНОГО ВЗРЫВА

АФАНАСЬЕВ А. А., ЛЕВИН В. А.

Исследуется распространение многофронтного детонационного горения в горючей смеси, состоящей из газообразного топлива и окислителя с добавками горючих твердых или жидких частиц, возникающего в результате двойного точечного взрыва. В таких горючих средах возможно распространение нескольких следующих друг за другом фронтов детонации или горения. Легко воспламеняющееся газообразное топливо сгорает в первой детонационной волне, распространяющейся по газообразной смеси с частицами, которые прогреваются продуктами взрыва, воспламеняются и сгорают во второй волне детонации или во фронте пламени. Автомодельные режимы распространения таких волн в идеализированной постановке изучены в [1].

Экспериментальные данные по распространению плоских детонационных волн в этилено-, водородовоздушных и водородокислородных смесях с алюминиевыми частицами приведены в [2, 3], а в метановоздушных смесях с угольной пылью — в [4]. В этих работах зарегистрированы случаи распространения первой волны детонации со скоростями, близкими к скоростям детонации при отсутствии твердых частиц. Сгорание последних происходит во втором фронте, находящемся на некотором расстоянии от первого.

Рассмотрим задачу о двухфронтном детонационном горении в горючей смеси от двойного взрыва в следующей постановке. Пусть в момент времени $t=0$ на оси или в центре симметрии произошло мгновенное выделение энергии E_1 , т. е. произошел точечный взрыв [5, 6], в первоначально покоящейся горючей смеси, которую будем для простоты считать идеальным газом с эффективным показателем адиабаты γ , начальным давлением p_0 и плотностью ρ_0 . В результате взрыва образовалась волна детонации, во фронте которой в результате горения единицы массы газа выделяется энергия Q_1 . Спустя некоторое время t_0 в том же месте происходит второй точечный взрыв с энергией E_2 , инициирующий вторую детонационную волну, во фронте которой выделяется энергия Q_2 . Произошел так называемый двойной точечный взрыв. Действие двойного точечного взрыва в инертном газе рассматривалось в [7]. В зависимости от момента времени второго взрыва можно рассмотреть два предельных случая.

Первый случай: «быстрый» двойной взрыв, когда второй взрыв произошел в момент времени, достаточно близкий к начальному. В этом случае течение газа от первого взрыва близко к течению от точечного взрыва в инертном газе [8]. Соответствующее условие будет выполнено, если суммарная энергия, выделившаяся в результате горения в первой волне детонации, будет много меньше энергии взрыва, т. е. $\sigma_v r_1^v \rho_0 Q_1 / v \ll E_1$. Здесь r_1 — координата первой волны детонации, $\sigma_v = 2(v-1)\pi + (v-2)(v-3)$, $v=2, 3$ для цилиндрической и сферической симметрии. Закон движения пересжатой волны детонации при выполнении этого неравенства, как и распределения всех газодинамических параметров, асимптотически совпадает с автомодельным законом движения взрывной ударной волны от точечного взрыва в инертном газе. Если второй взрыв произошел в один из таких моментов времени, то в результате второго взрыва при достаточно малых временах после выделения энергии E_2 течение будет также близко к те-

чению от точечного взрыва в среде с переменной плотностью, распределение которой при этом находится из асимптотического разложения решения задачи о сильном точечном взрыве в покоящейся среде в окрестности центра симметрии [5, 6]. Все сказанное выше, естественно, справедливо лишь для моментов времени, когда противодействием можно пренебречь. Указанные распределения параметров выбирались за начальные, после чего дальнейшее решение проводилось численно.

Второй случай: «медленный» двойной взрыв. В этом случае промежуток времени между взрывами велик настолько, что второй взрыв происходит в момент времени, когда уже сформировалось течение, близкое к автомодельному, за первой детонационной волной, распространяющейся в режиме Чепмена — Жуге, которое характеризуется наличием покоящегося ядра с постоянными значениями давления и плотности в окрестности центра симметрии [5, 9, 13–15]. Для этого необходимо выполнение следующего неравенства: $\sigma_0 r_1 \rho_0 Q_1 / \nu \gg E_1$. Таким образом, второй взрыв происходит в ядре покоя продуктов горения, сформировавшегося в течении за первой волной детонации с соответствующими начальными давлением и плотностью. Как в первом, так и во втором случае дальнейшее развитие течения зависит от величин энергий взрывов, тепловыделения в обеих детонационных волнах и промежутка времени между взрывами.

Система уравнений газовой динамики, записанная в дивергентной форме, решалась численно методом С. К. Годунова [10] с явным выделением детонационных волн, для которых решалась задача распада произвольного разрыва в горючей смеси [11].

Волны детонации рассматривались как поверхности сильного разрыва, на которых выполнялись соответствующие законы сохранения. Для простоты предполагалось, что при переходе через разрыв показатель адиабаты γ не меняется.

Ниже приведены некоторые результаты численных расчетов «медленного» двойного взрыва для движений газа с осевой и сферической симметрией. Параметры обезразмеривались аналогично задаче о взрыве с противодействием [5] с использованием характерной динамической длины

$$R_0 = \left(\frac{E_1}{p_0} \right)^{1/\nu}, \quad r = \frac{r}{R_0}, \quad p = \frac{p}{p_0}, \quad \rho = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad u = \frac{u}{u_0}$$

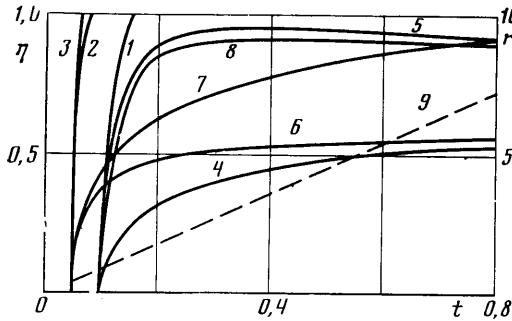
$$u_0^2 = \frac{p_0}{\rho_0}, \quad D = \frac{D}{u_0}, \quad t = \frac{t}{T_0}, \quad T_0 = \frac{R_0}{u_0}, \quad Q = \frac{Q}{u_0^2}$$

Значения определяющих параметров соответствуют ацетиленокислородной горючей смеси $C_2H_2 + 2,5O_2$ [12]: $\gamma = 1,33$, $\rho_0 = 1,24 \cdot 10^{-3}$ г/см³, $p_0 = 1$ атм, обезразмеренное тепловыделение во фронте первой волны, если не оговорено особо, $Q_1 = 50$.

В автомодельной постановке для каждой величины тепловыделения в первой волне детонации Q_1 существует максимальная критическая величина тепла Q_2^* , которое может выделиться во второй волне [1]. При значении $Q_2 < Q_2^*$ существует две возможности распространения второй волны с существенно различными скоростями.

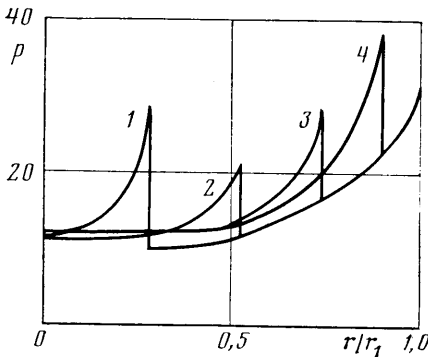
На фиг. 1 (кривые 1–6) в случае цилиндрической симметрии представлен характер распространения возникающих детонационных волн при $Q_2 = 0,5$, что соответствует тепловыделению, меньшему критического. Показана зависимость координаты второй волны, отнесенной к координате первой $\eta = r_2/r_1$, от времени при различных значениях времени между взрывами t_0 и величины $\theta = (E_2/E_1)^{1/\nu}$. Значению $t_0 = 0,1$ соответствуют кривые 1, 4, 5, 8 ($\theta = 35, 1, 20, 35$), а $t_0 = 0,05$ — кривые 2, 3, 6, 7 ($\theta = 20, 35, 1, 1$). Кривым 1–6 соответствует $Q_2 = 0,5$, кривой 7 — $Q_2 = 10$, кривой 8 — $Q_1 = 100$.

При фиксированном t_0 при достаточно большой энергии инициирования второго взрыва E_2 вторая детонационная волна способна догнать головной детонационный фронт (кривые 1–3). После слияния двух волн образуется неустойчивая конфигурация, которая распадается в следующий момент времени на результирующую детонационную волну с суммарным тепловыделением $Q=Q_1+Q_2$ и волну разрежения, бегущую к центру симметрии. Детонационная волна за счет догона ее другой детонационной волной сначала усиливается, а затем постепенно из пересжатого режима

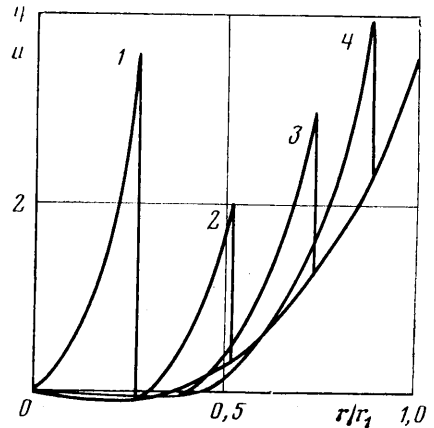


Фиг. 1

переходит на режим Чепмена — Жуге, соответствующий новому тепловыделению. Энергия инициирования E_2 может быть настолько мала, что вторая детонационная волна успеет значительно ослабнуть, не слившись с головным фронтом. В этом случае с течением времени реализуется автомодельный двухфронтный режим детонации (кривые 4–6). Таким образом, существует пороговое, зависящее от времени между взрывами t_0 значение θ^* , определяющее



Фиг. 2



Фиг. 3

еще возможность слияния волн и тем самым усиления головной волны. С уменьшением t_0 значение θ^* уменьшается (кривая 2 — слияние, кривая 5 — при том же значении θ постепенный выход на двухфронтный автомодельный режим). При значении энергии инициирования E_2 , которому соответствует $\theta < \theta^*$, осуществляется постепенный выход на двухфронтный автомодельный режим детонационного горения, причем, как показали расчеты, реализуется только режим с меньшей скоростью движения второй волны. При этом в случае малого θ (кривая 4) величина $\eta(t)$ монотонно растет, постепенно приближаясь к автомодельному значению $\eta \sim 0,66$. При достаточно большом значении θ (кривая 5) вторая волна успевает значительно приблизиться к первой ($\eta \sim 0,9$) и лишь затем η спадает до автомодельного значения $\sim 0,66$.

Увеличение значения Q_1 при неизменности остальных параметров приводит к увеличению соответствующего значения θ^* (кривая 1 — слияние волн, кривая 8 соответствует большему тепловыделению во фронте первой волны $Q_1=100$ — постепенный выход на автомодельный двухфронтный режим). На фиг. 1 также показано (кривая 9) положение головной

детонационной волны r_1 в зависимости от времени в случае отсутствия второго взрыва или реализации автомодельного двухфронтного детонационного горения.

При значении тепловыделения во фронте второй волны, большем критического Q_2^* , автомодельный двухфронтный режим не реализуется [1] и вторая волна при сколь угодно малой энергии ее инициирования непременно догонит головной фронт (кривая 7 для значения тепловыделения: $Q_2=10$, большего критического, — слияние волн, кривая 6 с $Q_2=0$, 5 — постепенный выход на автомодельный двухфронтный режим). Для значения параметров, соответствующих случаю 7 на фиг. 1, характер распределения давления и скорости за детонационными волнами иллюстрируется на фиг. 2, 3. Распределения параметров, показанные кривыми 1—4, соответствуют моментам времени $t=0,064; 0,124; 0,313; 0,747$.

Распространяющаяся сперва в сильно пересжатом режиме вторая детонационная волна постепенно ослабевает и переходит на режим Чепмена — Жуге. Начальное распределение параметров, соответствующее сильному взрыву, успевает претерпеть значительные изменения. Далее движение второй волны вплоть до слияния с головной волной происходит в режиме Чепмена — Жуге и определяется наличием переменного фона, который вырабатывается за первой детонационной волной. Скорость второй волны растет, достигая максимального значения в момент слияния. Распределение параметров за волнами после выхода второй волны на режим Чепмена — Жуге иллюстрируется кривыми 2—4. Постепенно в окрестности центра симметрии формируется покоящееся ядро с постоянными значениями давления и плотности.

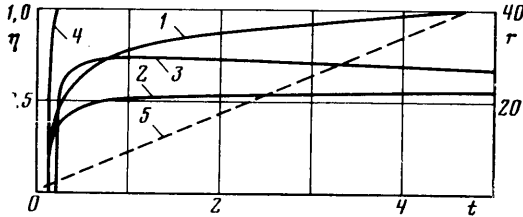
Сферически-симметричный случай распространения детонационных волн от «медленного» двойного взрыва в горючей смеси иллюстрируется на фиг. 4. Характер кривых 1—4, выражающих зависимость $\eta(t)$ для различных значений θ и t_0 , определяет особенности течения, аналогичные тем, которые описаны выше для движения газа с осевой симметрией. Значению $t_0=0,1$ соответствуют кривые 1, 2, 4 ($\theta=1, 1, 35$), а $t_0=0,2$ — кривая 3 ($\theta=35$). Во всех случаях $Q_2=0,5$, кроме кривой 1, для которой $Q_2=10$.

Достаточно большая энергия инициирования второго взрыва приводит к догону первой волны второй волной детонации (кривая 4), тогда как малая величина этой энергии (кривые 2 и 3) соответствует установлению с течением времени двухфронтного автомодельного режима детонационного горения (в случае $Q_2 < Q_2^*$). При значении тепловыделения во фронте второй волны, большем критического ($Q_2 > Q_2^*$), вторая волна детонации догоняет головной фронт (кривая 1). Кривой 5 изображено в случае отсутствия второго взрыва положение головной волны в зависимости от времени.

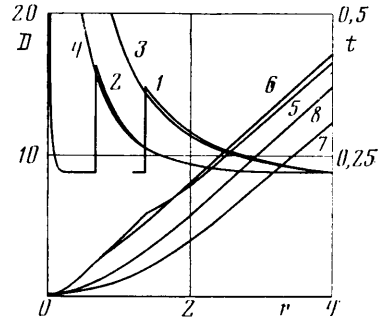
Развитие течения после слияния волн в случае осевой симметрии показано на фиг. 5. Изображена зависимость скорости головной волны до слияния ее со вторым фронтом детонации и скорость детонационной волны с суммарным тепловыделением после слияния волн от координаты данной волны (кривые 1 и 2), а также зависимость времени прихода волны от ее координаты (кривые 5 и 6). Значения параметров, которым отвечают эти кривые, соответствуют изображенным на фиг. 1 случаям 1 и 2. В условиях существования двухфронтного автомодельного режима детонационного горения в обоих случаях энергия инициирования второго взрыва достаточно велика, что приводит к слиянию волн.

После усиления головной волны второй волной детонации волна с суммарным тепловыделением постепенно из пересжатого режима переходит на режим Чепмена — Жуге, соответствующий новому тепловыделению Q_1+Q_2 . Обоим случаям (1 и 2) поставлено в соответствие поведение детонационной волны с тепловыделением Q_1+Q_2 , инициируемой в момент $t=0$ сильным взрывом с энергией E_1+E_2 (соответственно кривые 3, 7 и 4, 8).

С момента слияния волн кривые 1 и 2 очень близки к соответствующим кривым 3 и 4, а кривые 7 и 8 — к сдвинутым вдоль оси t на соответствующее этим случаям значение t_0 кривым 5 и 6, что объясняется значительно большей величиной энергии инициирования второго взрыва по сравнению с первым и относительно малым тепловыделением во фронте второй волны в сравнении с первым. (Этим определяется в условиях существования двухфронтного автомодельного режима детонационного горения возможность слияния волн.)



Фиг. 4



Фиг. 5

Проведенные численные расчеты для набора параметров, отвечающих на фиг. 5 случаям 1 и 2, определили пороговые значения θ^* , равные соответственно 22 и 11. Значению времени между взрывами $t_0=0,15$ соответствует величина $\theta^* \sim 33$. Зависимость порогового значения θ^* от времени между взрывами t_0 оказывается близкой к линейной.

В случае «быстрого» двойного взрыва детонационная волна, инициируемая вторым взрывом, распространяется по сильно нагретому газу за первой волной. Время между взрывами t_0 в расчетах ($t_0 \sim 10^{-3}$) настолько мало, что даже C_+ -характеристика из центра взрывов, соответствующая предельному случаю $E_2=Q_2=0$, сможет догнать головной фронт [7] значительно раньше, чем он успеет выйти на режим Чепмена — Жуге. Тогда в условиях существования двухфронтного автомодельного режима детонационного горения даже небольшой энергии инициирования второго взрыва оказывается достаточно, чтобы вторая волна, двигаясь за сильно пересжатой первой детонационной волной, через определенный промежуток времени догнала ее. Автомодельный двухфронтный режим детонационного горения при столь малых временах между взрывами реализовать не может. Время слияния и степень усиления головной волны в момент слияния волн зависят от интервала между взрывами t_0 и определяемого энергией инициирования второго взрыва параметра $\theta=(E_2/E_1)^{1/2}$. После слияния образующаяся детонационная волна с суммарным тепловыделением Q_1+Q_2 постепенно ослабевает, выходя на режим Чепмена — Жуге, соответствующий новому тепловыделению.

ЛИТЕРАТУРА

1. Афанасьева Е. А., Левин В. А. Многофронтное детонационное горение вещества. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, № 2, с. 126—131.
2. Veysiere B., Bourianne R., Manson N. Caracteristiques de la detonation dans les melanges ethylene (oxygene) azote contenant une suspension de particules d'aluminium. Univ. de Poitiers, 1979, 20 p.
3. Veysiere B. Ignition of fine aluminium particles behind the front of a gaseous detonation. Univ. de Poitiers, 1981, 24 p.
4. Абинов А. Г., Чеховских А. М. Экспериментальное исследование детонации, возникающей при взрывах метана и угольной пыли в шахтах. — В кн.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черноголовка, 1978, с. 54—57.
5. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1981. 447 с.

6. *Коробейников В. П., Мельникова Н. С., Рязанов Е. В.* Теория точечного взрыва. М.: Физматгиз, 1961. 332 с.
7. *Андреанкин Э. И., Мягков Н. Н.* Двойной взрыв в совершенном газе.— ПМТФ, 1981, № 4, с. 119—125.
8. *Левин В. А.* Приближенное решение задачи о сильном точечном взрыве в горючей смеси.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 1, с. 122—124.
9. *Зельдович Я. Б.* О распределении давления и скорости в продуктах детонационного взрыва, в частности при сферическом распространении детонационной волны.— ЖЭТФ, 1942, т. 12, № 9, с. 389—406.
10. *Годунов С. К., Забродин А. В., Прокопов Г. П.* Разностная схема для двумерных нестационарных задач газовой динамики и расчет обтекания с отошедшей ударной волной.— Журн. вычисл. матем. и матем. физики, 1961, т. 1, № 6, с. 1020—1050.
11. *Бам-Зеликович Г. М.* Распад произвольного разрыва в горючей смеси.— В сб.: Теоретическая гидромеханика, № 4, М.: Оборонгиз, 1949, с. 112—141.
12. *Николаев Ю. А., Топчян М. Е.* Расчет равновесных течений в детонационных волнах в газах.— Физика горения и взрыва, 1977, т. 13, № 3, с. 393—404.
13. *Бишимов Е.* Плоский, цилиндрический и сферический взрыв в детонирующем газе с противодавлением.— Изв. АН КазССР. Сер. физ.-матем., 1970, № 1, с. 43—48.
14. *Марков В. В.* Точечный взрыв в детонирующем газе.— Науч. тр. Ин-та мех. МГУ, 1974, № 31, с. 93—99.
15. *Власов О. Е.* Взрывные волны. Гл. 3. М.: Изд. Воен.-инж. акад. РККА, 1937, с. 77—99.

Москва

Поступила в редакцию
12.XII.1983