

2. На примере ТНТ, нагретого до 70°C, показана возможность ускорения разложения ВВ в волнах разрежения за ударным фронтом, не наблюдаемого при нормальной температуре, а также у гексогена во всем исследуемом диапазоне температур.

3. Обнаруженные явления трактуются, как особенности межмолекулярного и внутримолекулярного взаимодействий у ВВ, сходных с нагретым ТНТ, проявляющиеся интегрально при больших значениях соответственных температур. У таких ВВ существует повышенная чувствительность к нагружению при градиентах за ударными волнами.

4. Предлагаются возможные механизмы ускорения разложения ВВ, сводящиеся к генерации горячих точек при неупругих деформациях полукристаллического ВВ, возникающие при градиентах давления, и к ускорению горения в замкнутом очаге вследствие диспергирования исходного продукта и каталитического ускорения его разложения конечными продуктами реакции.

5. Выдвигается гипотеза об определяющей роли образования очагов внутри ударного фронта по механизму сухого трения для ТНТ при $T_n = -20^\circ\text{C}$ и $p < 3$ ГПа, а за ударным фронтом в зоне с градиентом давления — по механизму вязкопластического течения.

Поступила в редакцию 22/III 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. К. К. Андреев, А. Ф. Беляев. Теория взрывчатых веществ. М.: Оборонгиз, 1960.
2. К. К. Андреев.— В кн.: Теория взрывчатых веществ. М.: Оборонгиз, 1963.
3. А. Н. Афанасенков, В. М. Богомолов, И. М. Воскобойников.— В кн.: Взрывное дело, № 68/28. М.: Недра, 1970.
4. С. Г. Андреев, М. М. Бойко, В. С. Соловьев. ФГВ, 1976, 12, 1.
5. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ.. М.: Наука, 1966.
6. J. Roth. 5-th Symp. (Internat.) on Detonation. Pasadena, California, 1970.
7. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев. Иницирование твердых взрывчатых веществ ударом. М.: Наука, 1968.
8. А. И. Чернов, С. Г. Андреев, А. И. Исаев и др. Разложение ВВ за ударной волной (модель процесса). ВИНТИ, № 3022—82 Деп.
9. А. Ф. Беляев. Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем. М.: Наука, 1968.

ВЗРЫВ СФЕРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ В ГОРЮЧЕЙ СМЕСИ С ОБРАЗОВАНИЕМ МНОГОФРОНТОВОГО ДЕТОНАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ

А. А. Афанасьев, В. А. Левин

(Москва)

В горючей многофазной смеси, состоящей из газообразного топлива с окислителем и твердых или жидких горючих частиц, возможны различные режимы распространения горения. Большой интерес представляют режимы, при которых возникает течение, сопровождающееся появлением нескольких, следующих друг за другом, фронтов горения, детонационных или ударных волн. Как правило, такие процессы существенно нестационарны. Волны того или иного типа взаимодействуют друг с другом, при этом один режим горения может сменяться другим с образованием новых волн.

В упрощенной постановке, когда все волны есть поверхности сильного разрыва, автомодельные режимы течения изучены в работе [1].

Эксперименты по иницированию детонации в смеси этилена с алюминиевыми частицами, проведенные в достаточно длинных каналах, показали, что возможно распространение детонационной волны по газообразному топливу со скоростью, близкой к скорости при отсутствии твер-

дой фазы, а за ДВ на некотором расстоянии движется фронт воспламенения и горения твердых частиц [2, 3]. В смеси метана с угольной пылью также обнаружен режим, когда скорость волны детонации близка к скорости детонации в чистом метане [4].

Теоретическое исследование горения угольной пыли в смеси с ацетиленом и воздухом проведено в [5]. Здесь учитывали детальный механизм горения угольных частиц за детонационной волной, инициируемой в ацетилене. Оказалось, что в условиях, соответствующих реальным, возникающая вторичная волна детонации догоняет волну, распространяющуюся первоначально по ацетилену. В результате взаимодействия формируется течение с одной детонационной волной, в которой выгорают ацетилен и угольная пыль.

В работах [6, 7] описаны результаты эксперимента и численного расчета взрывной волны, возникающей в воздухе под действием разлета сферического объема горячего воздуха при высоком давлении. Исследованы развитие обнаруженных сходящихся ударных волн (УВ) и их взаимодействие с головной ударной волной. Задачи об отражении ударной и детонационной волн с образованием вторичной волны детонации решены в [8].

Исследованию взаимодействия двух последовательных фронтов детонационного горения в плоском случае, возникающих при распространении сперва расходящихся друг от друга волн детонации после отражения одной из них от стенки, посвящена работа [9]. В настоящей работе изучали двухфронтное детонационное горение вещества, возникающего при взрыве сферически симметричной оболочки ВВ. Исследован вопрос, какой из возможных автомодельных режимов горения реализуется с течением времени в зависимости от энергии заряда и величин тепловыделения в каждой из волн, а также процесс взаимодействия различных волн друг с другом.

Один из способов инициирования горения в многофазной среде — взрыв ВВ в виде сферически симметричной оболочки конечных размеров. Возникновение и распространение двух детонационных волн (расходящейся и сходящейся к центру) и отражение последней от центра приводят к двухфронтному режиму горения.

Явление взрыва моделируется следующим образом. Пусть в начальный момент времени $t=0$ в однородной покоящейся горючей смеси газов с плотностью ρ_0 имеется сферически симметричная оболочка с границами радиусов r_1 и $r_2 = kr_1$ ($k < 1$), в которой заключена тепловая энергия E_0 . Давление внутри этой оболочки p_* постоянно, превышает давление в окружающей массе газа p_0 и определяется соотношением

$$E_0 = \frac{4}{3} \pi (r_1^3 - r_2^3) \frac{p_*}{\gamma - 1},$$

где γ — отношение удельных теплоемкостей. В начальный момент времени происходит распад разрыва давления на границах этого слоя [10]. Образуются две детонационные волны: сходящаяся к центру и расходящаяся от него. Волна детонации рассматривается как сильный разрыв, при переходе через который в единице массы вещества выделяется известное количество энергии. Во фронте обеих волн эту энергию полагаем одинаковой ($Q_1 = Q_2 = Q$). За волнами движение адиабатическое.

Уравнения газовой динамики решались конечно-разностным методом, основанным на схеме С. К. Годунова [11] с подвижной разностной сеткой и с явным выделением головной ДВ и детонационной волны, сходящейся к центру и затем отраженной от него. В процессе расчета использовано условие неподвижности газа в центре симметрии. Для простоты предполагалось, что при переходе через разрыв показатель адиабаты γ не меняется.

Расчеты проведены при следующих значениях параметров, характеризующих среду: $p_0 = 1$ атм, $\rho_0 = 4,87 \cdot 10^{-4}$ кг/м³, $\gamma = 1,3$. Параметры обезразмеривали следующим образом: $p = p/p_0$, $\rho = \rho/\rho_0$, $u = u/u_0$, $u_0^2 =$

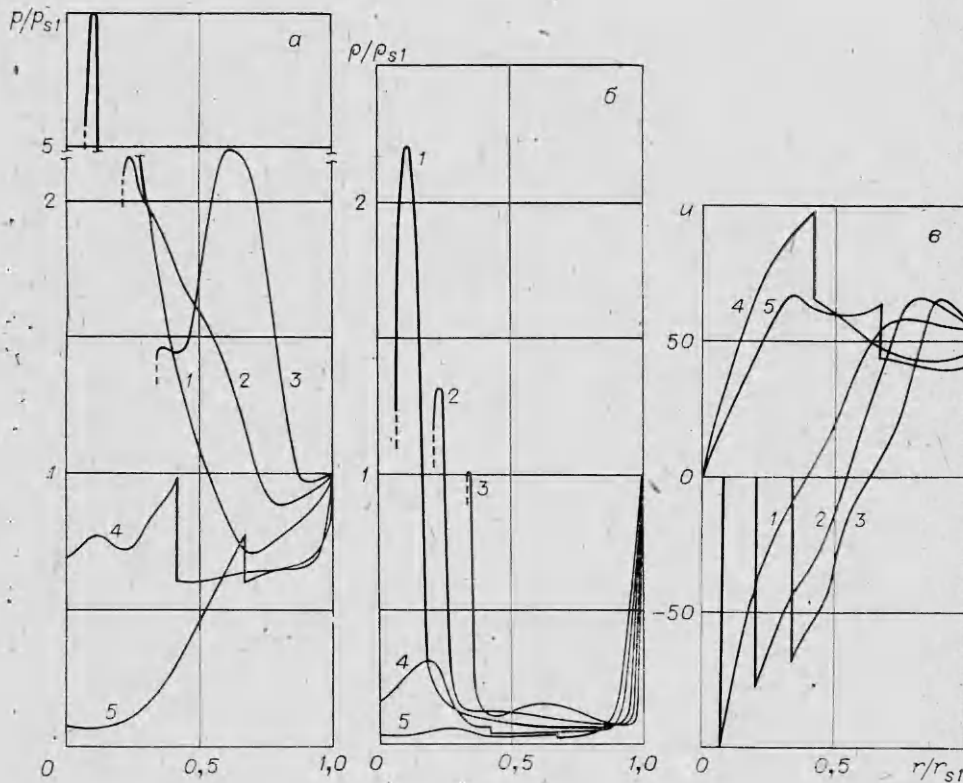


Рис. 1.

$= p_0/\rho_0$ — давление, плотность и скорость газа; $D = D/u_0$ — скорость детонационной волны; $r = r/r_1$, $t = t/t_0$, $t_0 = r_1/u_0$ — пространственная и временная координаты; $Q = Q/u_0^2$ — тепловыделение во фронте волн.

Возникающее в первые моменты времени после взрыва оболочки поле течения между сходящейся к центру и расходящейся детонационными волнами для $p_* = 10^4$, $k = 0,5$ иллюстрируется на рис. 1, где кривыми 2 и 3 показано распределение плотности, давления, отнесенные к значению этих величин за головным фронтом, и скорости, соответствующие временам $t = 1,6 \cdot 10^{-3}$ и $t = 3 \cdot 10^{-3}$. Во фронтах обеих волн $Q = 40$. Волны разрежения, образующиеся при распаде начального разрыва в r_1 и r_2 , формируют течение между двумя детонационными волнами. Профили 3 и 2 на рис. 1, б показывают влияние разрежения во внутренней области, понижающего плотность ниже нормального уровня, и области высокой плотности за двумя детонационными волнами. Течение характеризуется образованием значительной области с отрицательным значением скорости за сходящейся к центру детонационной волной (см. рис. 1, в).

На рис. 2 приведены графики зависимости положения и скорости ДВ от времени для $p_* = 10^4$ и $k = 0,5$ (сплошные линии) и $0,9$ (штриховые); 1, 1' — положение сходящейся и отраженной от центра ДВ $r_{s2}(t)$, 2, 2' — ее скорость $D_2(t)$, 3, 3' — положение расходящейся ДВ $r_{s1}(t)$, 4, 4' — $D_1(t)$. Сравнивая характер движения ДВ, сходящейся к центру, можно заметить, что при относительно толстой оболочке ВВ ($k = 0,5$) монотонно увеличивается абсолютное значение скорости волны сразу же

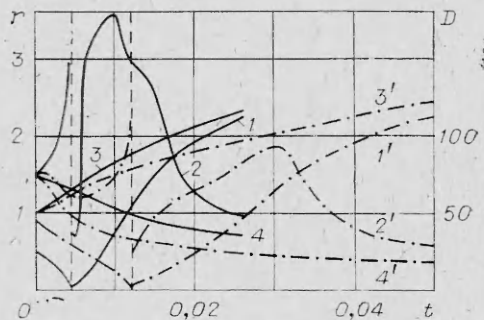


Рис. 2.

после взрыва оболочки (рис. 2, 2). В случае же тонкой оболочки ($k = 0,9$) может случиться в первые моменты времени значительное замедление сходящейся волны (рис. 2, 2'). Одновременно при уменьшении толщины оболочки обнаруживается более сильное затухание головной детонационной волны (рис. 2, 4, 4').

По мере приближения к центру симметрии сходящаяся детонационная волна все более ускоряется, увеличивая свою интенсивность [12, 13]. Для финальной стадии коллапса существует классическое решение Гудерлея — Станюковича [14, 15]. За счет специального выбора расчетной сетки за этой волной удастся выйти на асимптотику автомодельного решения [16, 17].

Распределение параметров в момент времени, близкий к коллапсу, показано на рис. 1, 1 при $t = 4,5 \cdot 10^{-5}$. В узкой зоне за сходящейся ДВ характер распределения находится в количественном соответствии с автомодельным решением. Профиль скорости убывает монотонно. Ближе к концу коллапса заметно, что плотность возрастает далее за фронтом до величины, большей чем в $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ раз начальной плотности, которая получается за сильно пересжатой детонационной волной в покое газе. Происходит и некоторое возрастание давления в области за фронтом волны.

Сходящаяся к центру сильная ДВ после отражения от центра симметрии может служить инициатором вторичной детонации [8, 9]. Пусть во фронте отраженной ДВ в единице массы выделяется энергия Q_0 . После отражения сильно пересжатая волна распространяется по соответствующему неоднородному фону. Характер дальнейшего течения существенным образом зависит от сформировавшегося распределения параметров перед отраженной волной и от тепловыделения на ней.

В [1] обнаружено существование предельного значения тепловыделения во второй ДВ, выше которого двухфронтная структура течения реализоваться не может. Проведенные в настоящей работе расчеты для сверхкритического значения тепловыделения показали, что в этом случае всегда осуществляется догон головной волны второй волной детонации.

Одновременно с этим для значений Q_0 , меньших критического, наличие той или иной структуры течения существенным образом зависит от начальных условий иницирования детонации. Так, при определенных значениях p_* и k отраженная ДВ, распространяясь по сильно нагретому газу за головной волной, может догнать последнюю, усилив ее. При других значениях параметров осуществляется постепенный выход на автомодельный режим двухфронтной детонации.

На рис. 1, 2 кривыми 4 и 5 ($t = 9,6 \cdot 10^{-3}$ и $12,8 \cdot 10^{-3}$) представлена картина распространения отраженной от центра волны детонации с $Q_0 = 1$, что для данного тепловыделения на первой волне $Q_1 = 40$ соответствует значению, которое меньше критического.

В первые моменты после отражения движение ДВ определяется наличием отрицательной фазы скорости фона и высокой температурой газа перед волной. В более поздние моменты времени все большее значение приобретает характер движения головной волны: успела ли она уже выйти на режим Чепмена — Жуге, и если нет, то в насколько сильно пересжатом режиме она распространяется. В зависимости от этого у второй волны детонации появляется возможность догнать головную.

Обнаружено, что для данного значения k существует определенная пороговая величина p_* , которая определяет возможность слияния детонационных волн. Расчеты показали, что для $k = 0,9$ при $p_* > 1,5 \cdot 10^3$ осуществляется догон головной волны детонации, при меньших p_* происходит постепенный выход на автомодельный двухфронтный режим. Для $k = 0,95$ пороговое значение $p_* \approx 3 \cdot 10^3$. Причем из двух возможных автомодельных режимов двухфронтного детонационного горения [1] осуществляется режим, соответствующий меньшей скорости распространения второй волны.

Аналогичные результаты получены и при фиксировании значений p_* . В этом случае относительное уменьшение величины заряда (увеличение k) приводит к переходу от режима со слиянием волн к автономному двухфронтному режиму ($k = 0,9$ — слияние, $k =$

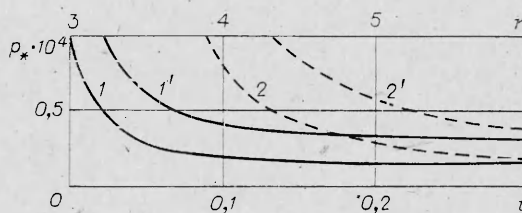


Рис. 3.

$= 0,95$ — автономный режим, в обоих случаях $p_* = 2 \cdot 10^3$). Оба параметра p_* и k (при неизменном γ) определяют тепловую энергию, заключенную в первоначальном слое ВВ. Соответствующие пороговые энергии заряда приблизительно одинаковы (это ясно из сравнения значений $(1 - k^3) p_*$) причем, как видно из предыдущих результатов, увеличение энергии способствует реализации слияния волн.

Определенный интерес представляет сравнение расстояний, на которых происходит слияние детонационных волн, в зависимости от энергии заряда. Если заряд находится в облаке горючего газа конечных размеров, естественно предположить слияние детонационных волн в пределах этого облака.

На рис. 3 представлены расстояние и времена догона в зависимости от p_* при $k = 0,9$ (1 — расстояние, 2 — время догона) и при $k = 0,95$ (кривые 1' и 2'). Обе кривые (для r и t) имеют одну и ту же асимптоту: $p_* = 1,5 \cdot 10^3$ при $k = 0,9$ и $p_* = 3 \cdot 10^3$ при $k = 0,95$, что соответствует тому предельному значению p_* , при котором еще имеет место догон волн.

После того, как отраженная детонационная волна догонит головную, образуется ДВ, имеющая тепловыделение на фронте на единицу массы, равное $Q_1 + Q_0$. После слияния образуется неустойчивая конфигурация, которая распадается в следующий момент на результирующую ДВ и волну разрежения, бегущую к центру симметрии. Волна за счет взаимодействия ее с другой ДВ сначала усиливается, а затем постепенно из пересжатого режима переходит на режим Чепмена — Жуге, соответствующий новому тепловыделению.

Наряду со случаем, когда отражение сходящейся ДВ служит инициатором вторичной детонации, может случиться, что от центра отражается ударная волна. Характер ее распространения по возникшему фону в первый момент времени аналогичен рассмотренному выше случаю с отраженной ДВ. В дальнейшем возможно различное поведение ударной волны. Если головная волна детонации распространяется в сильно пересжатом режиме, то ударная волна, двигаясь по сильно нагретому газу, способна догнать головной фронт и слиться с ним ($k = 0,9$, $p_* = 10^4$). Картина развития течения, возникающая после слияния, аналогична развитию течения при слиянии детонационных волн. Если же ДВ вышла на режим Чепмена — Жуге или близка к нему, а энергия заряда достаточно мала, то ударная волна постепенно затухает, вырождаясь в акустическую ($k = 0,99$, $p_* = 10^4$).

Поступила в редакцию 26/VII 1983,
после доработки — 16/I 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. А. Афанасьева, В. А. Левин. МЖГ, 1982, 2.
2. Veyssiere, R. Bourianne, N. Manson. Caracteristiques de la detonation dans les melanges ethylene (oxygene) azote contenant une suspension de particules d'aluminium. Univ. de Poitiers, 1979.
3. Veyssiere. Ignition of fine aluminium particles behind the front of a gaseous detonation. Univ. de Poitiers, 1981.
4. А. Г. Абинов, А. М. Чеховских. — В кн.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черногоровка, 1978.
5. Е. А. Афанасьева, В. А. Левин, Ю. В. Тунник. Международный коллоквиум по газодинамике и взрыву. Минск, 1981.

6. D. W. Boyer. Fluid. Mech., 1960, 9, 3.
7. Г. Броуд. Расчеты взрывов на ЭВМ. Газодинамика взрывов. М.: Мир, 1976.
8. Э. И. Андрианкин, В. С. Звягинцев. ФГВ, 1979, 15, 3.
9. Э. И. Андрианкин, В. С. Звягинцев, С. А. Ивлиев. Динамика сплошной среды в космосе и на земле. М.: ВАГО, 1978.
10. Г. М. Бам-Зеликович. — В кн.: Теоретическая гидромеханика. № 4. М.: Оборонгиз, 1949.
11. С. К. Годунов, А. В. Забродин, Г. П. Прокопов. ЖВММФ, 1961, 1, 6.
12. J. H. Lee, V. H. K. Lee. Phys. Fluids, 1965, 8, 12.
13. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1959, 36, 3.
14. G. Guderley. Luftfahrtforschung, 1942, 19, 9.
15. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971.
16. В. П. Коробейников, В. В. Марков, В. В. Путятин. Динамика сплошной среды в космосе и на земле. М.: ВАГО, 1978.
17. Е. А. Берченко, В. П. Коробейников. Докл. АН СССР, 1976, 230, 6.

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ УДАРНЫХ ВОЛН ПРИ ДЕТОНАЦИИ ГОРЮЧИХ ГАЗООБРАЗНЫХ СМЕСЕЙ ПЕРЕМЕННОГО СОСТАВА

Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин, В. Н. Михалкин, В. А. Шаргатов
(Москва)

При аварийных выбросах газо- или парообразных топлив образуются горючие топливовоздушные смеси переменного по пространству состава. Распространение детонационных волн в подобных смесях характеризуется переменной скоростью (по участкам смеси разного состава). Внутри участков постоянного состава возможно установление стационарных детонационных волн, могут существовать пересжатые детонационные волны с параметрами, превышающими параметры падающей волны. Параметры воздушных ударных волн, генерируемых при детонации, определяются размером, занимаемым горючей смесью, ее составом и течением за фронтом детонационной волны.

Возможность расчета параметров воздушных УВ при детонации в зависимости от состава смесей представляет большой практический интерес. Правильность расчета определяется корректным выбором предположений, позволяющих построить математическую модель процессов, и сравнением результатов численного анализа с экспериментами.

До недавнего времени расчеты выполняли с использованием предположения о том, что продукты детонации (ПД) представляют не реагирующий газ с постоянным показателем адиабаты [1—3]. В [4, 5] показано, что это предположение приводит к ошибкам при расчете параметров генерируемых в воздухе УВ. При высоких температурах в реальных ПД происходят сложные химические реакции. Можно предположить, что ПД в течение всего процесса расширения имеют равновесный химический состав. При этом молекулярная масса, химический состав и другие параметры состояния ПД отличаются от определяемых в предположении, что ПД газовой смеси — инертный газ с постоянным показателем адиабаты. В [4, 5] для расчета равновесного состояния ПД используется приближенная методика [6], в которой не полностью учитывается зависимость теплоемкости индивидуальных компонентов смеси от температуры.

В данной работе численно исследованы процессы распространения воздушных ударных волн, образующихся при детонации пропановоздушных смесей разного состава, в том числе смеси с переменным по пространству составом.

Постановка задачи. Рассмотрим сферическую область радиусом r_0 , заполненную смесью пропана с воздухом (постоянного или переменного состава). По смеси распространяется одномерная сферическая детонационная волна. Изучаются пропановоздушные смеси с отношением горючего к окислителю, задаваемым стехиометрическим отношением $\alpha = 0,5; 1; 2$. Для возбуждения детонации требуются существенно разные энергии