

ПАРАМЕТРЫ ВОЗДУШНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН ПРИ ПЕРЕХОДЕ ГОРЕНИЯ В ДЕТОНАЦИЮ

С. А. Губин, В. А. Шаргатов

(Москва)

Известно, что в свободных объемах перемешанных топливно-кислородных смесей горение может переходить в детонацию [1]. При этом в воздухе возникают взрывные волны, закономерности формирования которых изучаются в данной работе. Численное моделирование позволяет провести сравнение интенсивности взрывных волн, генерируемых в случае, когда возникновению детонации предшествует горение, с интенсивностью воздушных ударных волн (УВ), создаваемых только детонацией. Это представляет практический интерес в связи с возможностью перехода горения в детонацию в открытых объемах при аварийных ситуациях.

Постановка задачи. Рассмотрим объем (шар радиусом r_0), заполненный стехиометрической смесью ацетилена с кислородом. Шар окружен воздухом, в начальный момент давление горючей смеси и воздуха равно p_0 . Предполагается, что горение возникает в центре шара и распространяется с постоянной видимой скоростью c до момента времени t_D в виде сферической волны дефлаграции. В момент t_D непосредственно перед фронтом горения возникает сферическая детонационная волна (ДВ), которая распространяется до границы горючей смеси (реагента) с воздухом. Скорость ДВ непостоянна и определяется параметрами смеси перед ее фронтом. Причины перехода горения в детонацию не рассматриваются. Считается, что при движении пламени исходная смесь расширяется, но не перемешивается с окружающим воздухом и ее состав остается неизменным.

Предполагается, что в каждый момент времени в каждом микрообъеме сгоревшей смеси существует химическое равновесие и связь термодинамических параметров продуктов определяется соотношениями [2], аппроксимирующими данные термодинамического расчета равновесного состояния продуктов взрыва.

В расчете фронты горения ДВ и УВ, образующейся в воздухе после окончания детонации, считаются бесконечно тонкими и явным образом выделяются на разностной сетке в лагранжевых массовых координатах. Используемый метод расчета движения этих разрывов описан в [2]. Остальные УВ рассчитываются с помощью псевдовязкости. Применяется конечно-разностная схема типа «крест» в варианте [3].

Результаты расчета и обсуждение. Численные расчеты выполнены для трех вариантов распространения фронта химического превращения: задача I — ДВ возникает в центре объема горючей смеси; задача II — переход горения в детонацию происходит в момент, когда пламя имеет радиус $r_D = 0,82r_0$, а до этого момента $c = \text{const} = 400$ м/с; задача III — $r_D = 1,08r_0$ и $c = 200$ м/с.

На рис. 1 представлены эпюры давления продуктов горения, реагента и воздуха в различные моменты времени для задачи II. Из рис. 1, I видно, что величина r_D выбрана таким образом, что в момент возникновения детонации радиус объема, занятого горючей смесью, не изменился и фронт волны сжатия, сформированной горением, находится вблизи контактной поверхности воздух — реагент. Когда ДВ выходит на границу с воздухом, радиус контактной поверхности равен $1,02r_0$, т. е. в задаче II за время химического превращения смеси в волнах горения и детонации не увеличивается суммарный объем, занимаемый продуктами взрыва и горючей смесью (продукты горения не вытесняют реагент за пределы начального объема). Следовательно, при выбранных в задаче II значениях видимой скорости распространения

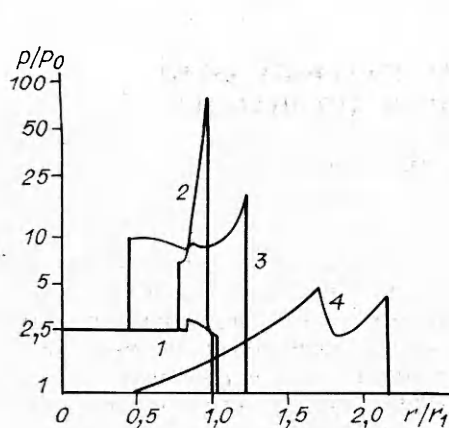


Рис. 1. Профили давления в различные моменты времени.

$\tau = a_0 t / r_0$: 1 — 0,68, 2 — 0,70, 3 — 0,74, 4 — 1,09; $a_0 = 330$ м/с.

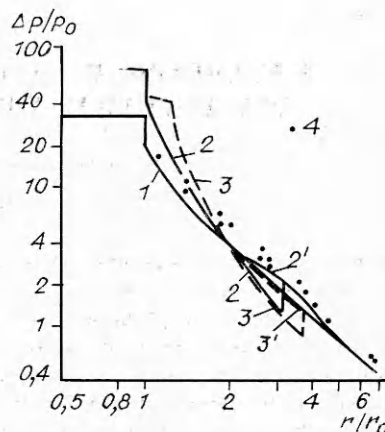


Рис. 2. Зависимости избыточного давления на фронте первой УВ (1—3) и на фронте отраженной УВ (2', 3') от относительного расстояния в задачах I (1), II (2, 2') и III (3, 3').

4 — максимальный перепад давления взрывной волны в опытах [4].

дефлаграции и r_D этот фактор не оказывает влияния на зависимость перепада давления во взрывной волне от приведенного расстояния (r/r_0).

В условиях задачи II к моменту перехода горения в детонацию сгорает 9,7 % смеси, а 90,3 % исходной массы реагента сосредоточено в узком шаровом слое толщиной $0,18r_0$ (см. рис. 1, 1) и затем претерпевает химическое превращение в детонационной волне. Поскольку к этому времени давление реагента превосходит начальное более чем в 2 раза, давление в точке Чепмена — Жуге возникающей ДВ превышает давление детонаций этой смеси в нормальных условиях (3,4 МПа) и составляет 7,2 МПа (см. рис. 1, 2). Одновременно с появлением ДВ возникает УВ, распространяющаяся по сгоревшей смеси к центру симметрии.

Сравнение зависимостей перепада давления взрывной волны от относительного расстояния r/r_0 выполнено на рис. 2. Для задачи II после окончания детонации в воздухе проходит УВ с $p_0 = 4$ МПа. Из рис. 2 видно, что затем в диапазоне расстояний $r_0 < r < 2r_0$ давление на фронте УВ (рис. 2, 2) быстро падает, что обусловлено сильным уменьшением давления в волне разрежения, сформировавшейся за ДВ. Однако в задаче II при $r < 1,8r_0$ давление УВ, образовавшейся в воздухе в момент окончания детонации, остается выше, чем на фронте УВ, генерируемой детонацией, возникающей в центре облака (см. рис. 2, 1, 2).

Сформировавшаяся в продуктах горения в момент перехода горения в детонацию УВ (см. рис. 1, 2, 3) отражается от центра симметрии, достигает контактной границы воздух — продукты взрыва и проходит в воздух (см. рис. 1, 4). В диапазоне $2r_0 < r < 3r_0$ $p_{\max}$ достигается в волне, отраженной от центра симметрии (см. рис. 2, 2'). Для условий задачи II при $r = 3,3r_0$ отраженная УВ догоняет фронт первой волны, и в дальнейшем $p_{\max}$ реализуется на ударном разрыве, распространяющемся по невозмущенному газу. Из рис. 2 видно, что в области $2,2r_0 < r < 5,5r_0$ максимальное давление взрывной волны, рассчитанное в задаче II, превосходит давление на фронте волны, генерируемой детонацией, возникающей в центре симметрии.

Результаты расчета находятся в качественном и количественном согласии с данными экспериментов [4], выполненных с объемами ацетиленокислородной смеси при $r_0 = 5$ см. Поскольку r_0 мал, переход горения в детонацию в опытах [4] происходил на расстоянии r_D , сравнимом с r_0 , что подтверждается приведенной в [4] фоторазверткой процесса. Из сопоставления показанных на рис. 2 результатов численного счета (линии 1 и 2) и экспериментальных данных следует, что результаты расче-

та, сделанного в предположении, что детонации предшествует горение, лучше согласуются с экспериментальными величинами [4], чем расчетные значения избыточного давления УВ, сформированной детонацией, распространявшейся из центра облака.

Из рис. 3, 1 видно, что полученная при решении задачи II зависимость давления от времени качественно согласуется с типичной записью датчика давления в опытах [4]. Как в расчете, так и в эксперименте зависимость давления от времени имеет два максимума: первый — локальный на фронте первой УВ, второй — абсолютный в волне, отраженной от центра симметрии.

В области $r > 6r_0$ перепады давления взрывных волн для задач I и II совпадают, поскольку, как показывает расчет, энергия, переданная воздуху от продуктов взрыва к моменту их расширения до нормального давления, в обоих случаях практически одинакова, так как близки значения энтропии продуктов детонации. Этот результат — проявление общего принципа [5], состоящего в том, что для газовых взрывов работа, совершенная продуктами взрыва при их расширении до нормального давления, является параметром, определяющим энергетическое подобие зависимостей максимального давления взрывной волны от расстояния. Это подобие, как правило, существует с того момента, когда распределение давления во взрывной волне приобретает характерный треугольный профиль.

При $r \approx 2r_0$ экспериментальные точки на рис. 2 лежат существенно выше линии 2. Однако следует отметить, что данные [4] получены в серии опытов. Место перехода горения в детонацию несомненно менялось от опыта к опыту, что должно было приводить к изменению радиуса, при котором отраженная от центра симметрии волна догоняла фронт первой УВ. С уменьшением в расчете величины r_D область, в которой максимальное давление реализуется за отраженной УВ, смещается ближе к центру облака. Поэтому, уменьшая r_D , можно, по-видимому, добиться лучшего согласия расчетных и экспериментальных данных для точек с координатой $r \approx 2r_0$.

Со снижением скорости горения падает плотность сгоревшей смеси, что в процессе дефлаграции приводит к росту радиуса поверхности, разделяющей воздух и реагент. С момента прихода к контактной поверхности фронта волны сжатия, генерируемой дефлаграцией, начинается вытеснение реагента за пределы начального объема. Например, в условиях задачи III в момент перехода горения в детонацию $r_D = 1,08r_0$, а радиус границы между воздухом и горючей смесью — $1,24r_0$ (рис. 4, а). При этом несгоревшая смесь составляет 87,5 % начальной массы реагента. Таким образом, в условиях задачи III непосредственному воздействию ДВ подвергаются точки с координатами $1,08r_0 < r < 1,25r_0$. В этом диапазоне расстояний $p_{\max}$ достигается не в воздушной волне, как в задачах I и II, а на фронте детонации, распространяющемся по предварительно сжатой смеси. ДВ имеет в этой области давление, превосходящее более чем в 3 раза давление на фронте УВ для случая I (см. рис. 2, 1, 3).

Для задачи III, когда ДВ достигает контактной поверхности, воздух уже имеет скорость ~ 200 м/с и сжат в волне, сформированной дефлаграцией. Давление на фронте УВ, появляющейся в воздухе после окончания детонации, быстро уменьшается из-за воздействия волны разрежения, распространяющейся за ДВ, и на расстоянии $r > 1,85r_0$ становится меньше давления на фронте УВ, возникающей при детонации, распространяющейся из центра объема (см. рис. 2, 1, 3). Величина r_D в этом случае имеет большее значение, чем в задаче II. Поэтому расстояние, которое должна пройти вторая УВ, прежде чем она отразится от центра симметрии и догонит первый ударный фронт, больше для задачи III. Из сравнения профилей давления видно, что вторая УВ в задаче II (см. рис. 1, 3) находится ближе к центру симметрии, чем в задаче III (рис. 4, б), в тот момент, когда радиусы первого ударного фронта (задача II) и детонации (задача III) совпадают и равны $1,2r_0$.

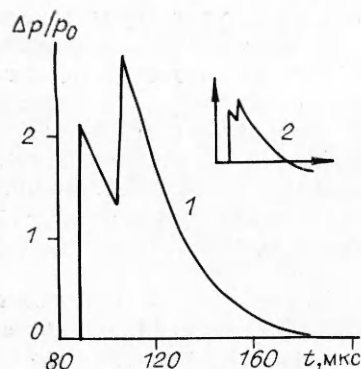


Рис. 3. Зависимость избыточного давления от времени при $r = 2,5r_0$ ($r_0 = 5$ см).
1 — расчет; 2 — качественная экспериментальная зависимость [4].

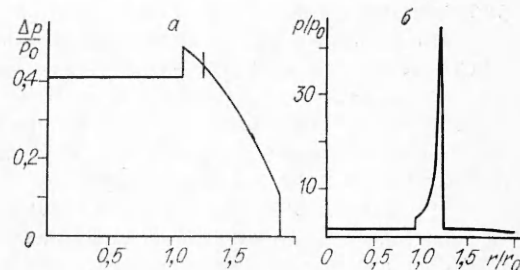


Рис. 4. Профиль давления для задачи III.
а) $\tau = 1,78$ (вертикальной чертой показано положение контактной поверхности); б) $\tau = 1,80$.

Следовательно, в задаче III отраженная УВ должна догнать УВ, появившуюся в воздухе в момент окончания детонации, на большем расстоянии от центра облака, чем в задаче II, что подтверждается результатами расчета, приведенными на рис. 2, 2', 3. Таким образом, с ростом r_0 увеличивается радиус, при котором взрывная волна приобретает треугольный профиль распределения давления.

В момент, когда отраженная УВ достигает воздуха, давление и скорость газа на контактной поверхности резко возрастают, что приводит к увеличению мощности процесса передачи энергии от продуктов взрыва к воздуху. В задаче II к моменту выхода отраженной УВ на границу с воздухом первый ударный разрыв имеет меньший радиус, чем в задаче III. Это связано с тем, что в случае II второй УВ требуется меньший промежуток времени, чтобы пройти расстояние от места возникновения до центра симметрии и от центра симметрии до контактной границы, поскольку, как уже отмечалось, УВ в сгоревшей смеси здесь возникает на меньшем расстоянии ($0,85r_0$) от центра симметрии, чем в задаче III ($1,08r_0$). Энергия, передаваемая воздуху после выхода отраженной УВ на контактную поверхность, распределяется между массой газа, которая в случае II меньше, чем в задаче III. В результате максимальное давление взрывной волны в диапазоне расстояний $2r_0 < r < 5r_0$ для задачи III оказывается меньше, чем в условиях задачи II (см. рис. 2, 2', 3'), хотя при $r < 2r_0$ имеет место обратное соотношение перепадов давлений.

Из полученных результатов следует, что если переход горения в детонацию происходит на сравнимом с r_0 расстоянии от центра симметрии, то возникающая взрывная волна может оказаться значительно сильнее, чем при детонации, инициируемой в центре облака. В области, непосредственно примыкающей к продуктам взрыва ($r_0 < r < 2r_0$), повышенное давление УВ есть следствие высокого давления за ДВ, распространяющейся по смеси, предварительно сжатой в волне, сформированной дефлаграцией. В более удаленной от центра облака части пространства ($2r_0 < r < 5r_0$) максимальное давление может реализоваться в УВ, отраженной от центра симметрии и догоняющей первую УВ. Если за время распространения дефлаграции успеет произойти вытеснение горючей смеси за пределы начального объема, то перепад давления взрывной волны в диапазоне расстояний $r_0 < r < 2r_0$ увеличивается.

Поскольку при переходе горения в детонацию могут возникать детонационные волны с давлением, превосходящим давление ДВ, распространяющейся по невозмущенной смеси, то в аварийных ситуациях воздействие таких волн может привести к разрушениям, которых нет при инициировании детонации в центре облака.

Отметим, что в рассмотренных задачах большая часть горючей смеси детонирует, но расстояние, пройденное ДВ ($0,18r_0$ и $0,25r_0$), значительно меньше начального радиуса объема горючей смеси. Вследствие высокой скорости ДВ время распространения горения оказывается существенно больше времени существования ДВ в смеси, поэтому средняя скорость распространения фронта химического превращения примерно равна средней видимой скорости движения фронта пламени. Следовательно, если о процессе взрывного превращения судить по средней скорости распространения фронта химического превращения в смеси или (если отсутствуют данные) по скорости распространения фронта реакции на последнем этапе этого процесса, то может создаться впечатление, что горение приводит к возникновению взрывных волн, превышающих по своим параметрам УВ, генерируемые детонацией. Подобное явление, возможно, имело место в [6] при проведении опытов по горению малых объемов водородокислородной смеси, так как положение фронта горения в этих объемах регистрировалось только до $r = 0,8r_0$, а воздушные волны оказывались такими же сильными, как и при детонации этой смеси.

ЛИТЕРАТУРА

1. Щелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения.— М.: Изд-во АН СССР, 1963.
2. Гостинцев Ю. А., Губин С. А., Шаргатов В. А. Численное моделирование процессов при горении открытых объемов перемешанных газовых смесей/АН СССР. ОИХФ.— Препр.— Черноголовка, 1986.
3. Мейдер Ч. Численное моделирование детонации.— М.: Мир, 1985.
4. Desbordes D., Manson N., Brossard I. Acta Astronautica, 1979, 5, 1009.
5. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Губин С. А. и др. Хим. физика. 1986, 6, 5, 670.
6. Wolfolk R. M., Ablow G. M. // Proc. Conf. Mech. Explos. and Blast Waves.— Dover; N. Y., 1973.

Поступила в редакцию 18/1 1988

УДК 534.222.2

ЭМПИРИЧЕСКАЯ МАКРОКИНЕТИКА РАЗЛОЖЕНИЯ ФЛЕГМАТИЗИРОВАННОГО ГЕКСОГЕНА В УДАРНЫХ И ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛНАХ

А. В. Уткин, Г. И. Канель, В. Е. Фортов

(Черноголовка)

Исследования закономерностей энерговыделения в конденсированных взрывчатых веществах (ВВ) под действием ударных волн (УВ) ведутся с целью выяснения механизмов инициирования и развития реакции, поиска способов регулирования чувствительности ВВ к механическим воздействиям, а также для получения информации, необходимой при расчете ударно-волновых и детонационных процессов. В таких расчетах уравнения механики сплошной среды замыкаются уравнениями состояния и кинетики [1—3]. Согласно многочисленным данным, основные особенности разложения конденсированных ВВ в ударных волнах обусловлены их исходной неоднородностью и описываются в рамках гипотезы горячих точек [4, 5]. Построение замкнутой физической модели этого явления — сложная задача, в рамках которой должны быть решены такие вопросы, как многообразие механизмов, способных приводить к образованию очагов, учет их распределения по размерам и температуре, рост и взаимодействие очагов.

В результате теоретических исследований и численного моделирования получены интересные данные об ударно-волновом механизме формирования горячих точек [6], о роли вязкопластического деформирования среды [7] и т. д. Однако реализация такого подхода затруднена