

При расчетах распространения и затухания коротких отраженных или достаточно коротких падающих волн более подходят приближения, в которых не учитывается тепло- и массообмен между фазами. Для этого при $\sigma_0 > 1$ недостаточно условия $t \ll t^*$. Должно быть выполнено более жесткое условие $t < t^{**}$, где $t^{**} \approx t^*/\sigma_0^2$ — время прогрева (остывания) приповерхностного слоя пленки, образующей ячейку пены, масса которого m_l сравнима с массой газа m_g в ячейке. Если учесть различие в теплоемкости жидкости c_l и газа c_g , то нужно сравнивать не массы, а произведения $m_l c_l$ и $m_g c_g$ (здесь σ_0 — в кг/м^3).

В заключение отметим, что уравнение состояния тернарной системы может быть использовано и для решения других задач гидродинамики, например, для расчета термодинамически равновесного состояния пленки жидкости, расположенной на стенках ударной трубы.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. H. Winfield, D. A. Hill. DRES-TN-389, 1977.
2. В. М. Кудинов, Б. И. Паламарчук, Б. Е. Гельфанд и др. Прикладная механика, 1977, XIII, 3, 92.
3. В. М. Кудинов, Б. И. Паламарчук, Б. Е. Гельфанд и др. Докл. АН СССР, 1976, 228, 3, 555.
4. A. A. Borisov et al. Acta Astronautica, 1978, 5, 4027.
5. Б. И. Паламарчук, В. А. Вахненко, А. В. Черкашин и др. Сб. докл. IV Междунар. симп. по обработке материалов взрывом. ЧССР, Готвальдов, 1979.
6. В. А. Вахненко, В. М. Кудинов, Б. И. Паламарчук. Прикладная механика, 1982, XVIII, 12, 91.
7. Б. Е. Гельфанд, А. В. Губанов, Е. И. Тимофеев. ФГВ, 1981, 17, 4, 129.
8. Г. Рудингер. РТГ, 1965, 7, 3.
9. И. М. Кузнецов. Докл. АН СССР, 1981, 257, 4, 858.
10. М. П. Вукалович. Термодинамические свойства воды и водяного пара. М.: Машгиз, 1955.
11. L. Campbell, A. Pitcher. Proc. Roy. Soc., 1958, A243, 1235, 534.
12. Е. И. Тимофеев, Б. Е. Гельфанд и др. Докл. АН СССР, 1982, 268, 1, 81.
13. А. А. Берлин, Ф. А. Шутов. Химия и технология газонаполненных высокополимеров. М.: Наука, 1980.

Поступила в редакцию 3/1 1985,
после доработки — 29/VII 1985

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ ВЗРЫВАЮЩЕГОСЯ ОБЛАКА И МЕСТА ИНИЦИИРОВАНИЯ ГОРЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ВЗРЫВНОЙ ВОЛНЫ

В. Н. Федотов, С. А. Быстров, В. А. Горев, В. А. Тимофеев
(Москва)

В случае аварийного истечения горючих газов в неограниченное пространство образуется взрывоопасное облако, форма которого зависит от условий истечения, метеоусловий и свойств газа [1]. Такие газы, как пропан, пропилен, бутadiен и другие с плотностью, большей плотности воздуха, формируют сплюснутое облако, высота которого меньше его поперечных размеров. Если источник горючего газа действует непрерывно и дует ветер, то может образоваться вытянутое облако, характеризующееся тем, что один размер (длина) много больше других. Реализуются и другие формы взрывоопасных облаков: так, в случае истечения газа из трубопровода или резервуара образуется струя с таким внутренним распределением концентрации горючего газа, что взрывоопасное облако по форме близко к эллипсоиду вращения с соотношением между осями, зависящим от скорости истечения и размера источника.

К настоящему времени наиболее полно изучены взрывные волны от сферически-симметричного дефлаграционного горения газов [2—5]. Попытки изучить влияние геометрической формы облака и места иници-

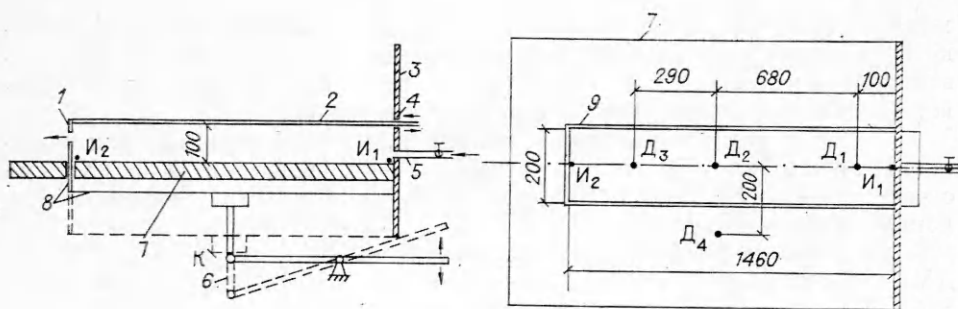


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

рования горения [6, 7] ограничиваются описанием свойств взрывных волн за пределами облака на больших расстояниях от места инициирования. Это обстоятельство сильно снижает возможность использования результатов отмеченных работ в практически важных случаях. В [8] теоретически исследуется максимальное давление непосредственно перед фронтом пламени во время взрыва облаков вытянутой и сплюснутой формы.

В данной работе предпринята попытка экспериментального изучения волн давления при взрыве облаков вытянутой и сплюснутой формы, а также проводится дальнейшее развитие методов, предложенных в [8] для исследования поля давления на любых расстояниях от места взрыва.

Экспериментально взрывное горение и параметры взрывной волны для облаков вытянутой и сплюснутой форм изучались на специальных установках, отличающихся друг от друга только геометрической формой и размерами. Опишем подробно установку, на которой изучалось горение вытянутого облака (рис. 1). Основная часть установки — короб 8 из оргстекла толщиной 5 мм. Короб имеет форму параллелепипеда размером $1,46 \times 0,2 \times 0,15$ м, одна торцевая стенка $0,2 \times 0,15$ м отсутствует и ее заменяет вертикальная стенка стола 3. В плоскости стола 7 сделана щель П-образной формы 9 — две стороны по 1,46 м, а одна — 0,2 м. По щели в вертикальном направлении движется короб. В верхней части боковых стенок короба имеются пазы; по ним в горизонтальном направлении перемещается заслонка 2, для чего в вертикальной стенке 3 имеется щель 4. Движение заслонки вправо открывает короб, влево — закрывает. Перемещение самого короба в вертикальном направлении отрегулировано так, что в его верхнем положении расстояние между поверхностью стола и заслонкой составляет 0,1 м (высота облака), а в нижнем положении верхние кромки боковых стенок доходят до уровня поверхности стола, закрывая щель. В торцевой стенке короба вырезано отверстие 1 для его продувки смесью.

Перед опытом короб механизмом 6 приводился в верхнее положение и закрывался заслонкой. Через входную магистраль 5 в него подавалась готовая горючая смесь с расходом $4,2 \cdot 10^{-4}$ м³/с (25 л/мин) в течение 10 мин, что соответствовало восьмикратному объему короба над столом (объем короба равен объему облака). Такое заполнение короба обеспечивало равномерность концентрации смеси по его длине. Медленным перемещением заслонки вправо со скоростью 0,02 м/с короб открывался и затем под действием собственной массы опускался до крайнего нижнего положения при помощи механизма 6. Такой характер перемещения заслонки обеспечивал устойчивость верхней границы газовой смеси, находящейся внутри короба и образующей облако горючей смеси с размерами $1,46 \times 0,2 \times 0,1$ м.

Схема опыта была следующей. В момент, когда короб приходил в крайнее нижнее положение, замыкался контакт К, который запускал светолучевой осциллограф К-115. После разгона осциллографа (время разгона около 0,1 с) происходило инициирование. Кинокамеры запускались на 0,5 с раньше момента поджигания. Место инициирования могло

меняться: первый вариант соответствовал зажиганию у стенки Z в точке I_1 , которая находится на длинной оси, проходящей через центр основания облака параллельно его длинным сторонам; второй вариант соответствовал зажиганию у свободного конца в точке I_2 .

Скорость распространения пламени измерялась при помощи кино-съемки камерами «Конвас» с частотой 20—32 кадр/с и типа «Хикам» с частотой 100, 300, 500 и 1000 кадр/с. В ряде опытов использовались ионизационные датчики.

Давление во взрывной волне измерялось индуктивными датчиками ДМИ-0,1, сигнал с которых поступал на усиливающую аппаратуру 8-АНЧ-23 и затем на шлейфовый осциллограф К-115.

В опытах применялись тройные смеси: пропан — кислород — азот, имеющие разную скорость горения. При инициировании горения у стенки в точке I_1 пламя в начальный момент времени имеет форму четверти сферы; волна от такого горения распространяется в четверти пространства и, следовательно, ее параметры определяются как в сферически-симметричном случае. По мере распространения пламени площадь его поверхности растет, увеличивается объемная производительность источника взрыва. Как только радиус пламени достигает значения $r_1 = H\sqrt{\sigma}$ (H — начальная высота облака, σ — степень расширения при сгорании), продукты сгорания приходят в контакт с окружающим воздухом, темп роста площади горения падает, а затем площадь пламени даже уменьшается. В этой стадии горения параметры волны на расстоянии R от места инициирования определяются монополярным членом решения волнового уравнения

$$\frac{\Delta p}{p_0} = \frac{\gamma(\sigma - 1)}{(1 + \alpha)\sigma 4\pi R c_0^2} \frac{d^2 V(t)}{dt^2}. \quad (1)$$

Здесь $\frac{dV(t)}{dt} = FS\sigma$ — объемная производительность источника взрыва; $\alpha = W/c_0$; W — видимая скорость пламени; c_0 — скорость звука в исходной смеси; F — площадь поверхности пламени; S — скорость горения по частицам исходной газовой смеси. Эта формула применима при $R \gg l$, где l — максимальное расстояние от точки инициирования до поверхности пламени.

Для сферически-симметричного случая формула (1) приобретает вид [4]

$$\frac{\Delta p}{p_0} = \frac{\gamma(\sigma - 1)}{\sigma(1 + \alpha)c_0^2} \frac{r}{R} \left[2W^2 + r \frac{dW}{dt} \right]. \quad (2)$$

При рассматриваемой форме облака сферическое горение имеет место только на начальной стадии, а затем пламя распространяется в одном направлении — в сторону большего размера. Форма пламени перестраивается и приобретает вид заостренного тела обтекания с углом заострения, зависящим от скорости горения (большей скорости соответствует меньший угол). Скорость распространения пламени во время изменения его формы и дальше остается постоянной (рис. 2). После окончания перестройки формы пламени площадь его поверхности остается постоянной, и монополярный член в выражении для перепада давления становится равным нулю [9]. При поджигании у свободного конца в точке I_2 сферическое горение не наблюдается, форма пламени сразу приобретает вид обтекаемого тела, а скорость распространения аналогична предыдущему случаю. Связь угла заострения со скоростью пламени та же, что и при первом варианте инициирования горения (см. рис. 1).

Датчики для измерения давления располагались вдоль оси $I_1 I_2$ (см. рис. 1). Датчик D_4 находился на расстоянии 0,2 м от оси $I_1 I_2$, так что $D_2 D_4 = 0,2$ м.

Другой вариант аналогичной установки служил для изучения взрывного горения облаков сплюснутой формы; размеры короба в этом случае

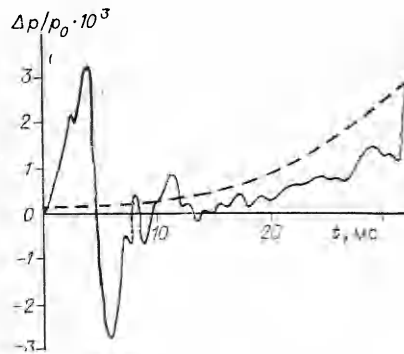
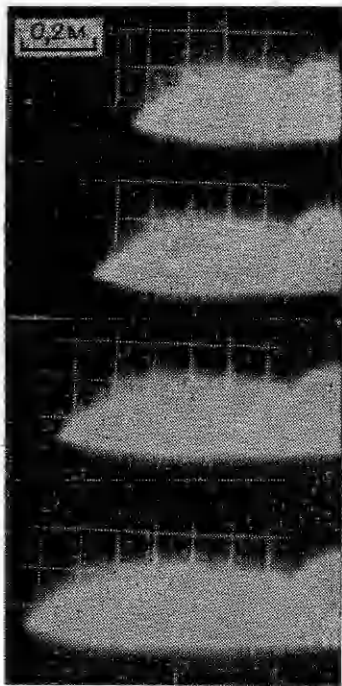


Рис. 3. Осциллограмма давления;
 $W = 22$ м/с.

Рис. 2. Форма пламени при горении
облака удлиненной формы. Скорость
съемки 300 кадр/с; $W = 30$ м/с.

составляли $1,5 \times 0,75 \times 0,075$ м. Меньший размер — высота части короба, выступающая над поверхностью стола. Вдоль большей стороны короба стояла вертикальная стена высотой 0,75 м, выполняющая те же функции, что и стенка 3 в установке. Эта стенка простиралась на всю длину стола (в этом направлении 4 м), размер поверхности стола $4,0 \times 3,5$ м.

Иницирование осуществлялось также в двух местах: 1) зажигание в средней точке у вертикальной стенки на поверхности стола, такое иницирование равносильно поджигу в центре облака с размером $1,5 \times 1,5$ м; 2) зажигание у вертикальной стенки на поверхности стола, но у края облака.

Основные результаты экспериментальных исследований можно объяснить с помощью осциллограмм давления. Для начала рассмотрим облака удлиненной формы. На рис. 3 представлена запись давления в месте расположения датчика D_2 при иницировании горения в точке I_1 . Первый пик давления соответствует сферическому горению от точки I_1 ; время прихода возмущения от точки I_1 к точке D_2 равно времени, которое затрачивает звук на прохождение расстояния $I_1 D_2$. Продолжительность положительной фазы этой части волны равна времени сферического горения $t_+ = \frac{H^3 \sqrt{\sigma}}{W}$.

Затем, как следствие уменьшения площади поверхности пламени, формируется волна разрежения, образующая отрицательную фазу этой части волны. Глубина последней определяется скоростью изменения площади пламени при переходе от сферического горения к распространению пламени в одном направлении — вдоль длинной оси облака. Участок нарастания давления описывается соотношением (1) (и (2) — для сферического горения), а спад давления — соотношением (1), для чего необходимо делать предположение об изменении площади горения.

После того, как пламя сформировалось в «тело обтекания», в месте расположения датчика D_2 происходит постепенный рост давления по мере приближения к этой точке фронта пламени, и второй пик давления по времени совпадает с моментом прихода пламени в точку D_2 : $t_2 = I_1 D_2 / W$.

Экспериментальное изучение горения при помощи киносъемки показало, что в момент изменения формы пламени от сферической к телу обтекания скорость его распространения сохраняется. Частота съемки

1000 кадр/с не позволяет разрешить возможные изменения в скорости распространения передней точки пламени. Из рис. 3 видно, что на втором датчике давления, соответствующие первому и второму пику, примерно равны. Осциллограмма, записанная третьим датчиком, отличается тем, что $t_1 = I_1 D_3 / c_0$, $t_2 = I_1 D_3 / W$ и амплитуда первого пика меньше второго. Последние в точках D_2 и D_3 совпадают, так как величина W постоянна. Первый пик давления в точках D_4 и D_2 совпадает, так как он соответствует сферически-симметричной волне, а величина второго пика в D_4 примерно в 2 раза меньше, чем на датчике D_2 : это следствие анизотропии волны, генерированной горением в одном направлении.

Таким образом, поведение первой части волны от сферического пламени хорошо объясняется соотношением (1). Вторая ее часть отличается резким падением давления при удалении от осевой линии облака; вдоль осевой линии давление максимально в момент прихода фронта пламени в точку измерения. В результате варьирования состава смеси значение W изменялось от 2,5 до 50 м/с.

В случае зажигания в точке I_2 первая часть волны обладает значительно меньшей интенсивностью, поскольку продукты сгорания имеют возможность оттекать от облака в окружающий воздух и поверхность пламени при такой геометрии горения увеличивается медленнее. Волна давления, распространяющаяся со скоростью звука (т. е. первый пик), имеет меньшую интенсивность, чем во втором пике, давление в котором совпадает со вторым максимумом предыдущего опыта. В этом случае второй пик также совпадает с моментом прихода пламени в точку измерения давления. По мере приближения пламени к датчику D_1 (в этом случае он находится дальше остальных от точки инициирования I_2) профиль волны давления делается круче и появляется фаза разрежения, что объясняется эффектом отражения от стенки 3, который изменяет форму пламени (сначала его площадь увеличивается, а затем уменьшается). Это изменение объясняет форму записи давления датчиком D_1 .

Порядок проведения эксперимента при изучении сгорания сплюснутого облака полностью совпадал с изложенным выше, только смесь проходила через пять подводных систем с общим расходом, в 5 раз большим, чем в случае удлиненного облака.

На рис. 4 представлена типичная осциллограмма давления при инициировании в центре сплюснутого облака у вертикальной стенки. Начальное сферически-симметричное горение переходит затем в горение с осевой симметрией. Фронт пламени искривлен выпуклой частью вперед и его отклонение от вертикали тем больше, чем выше скорость горения (рис. 5). Султан из продуктов сгорания в центре облака — результат сферического горения и их течения из зоны горения в центр облака.

Характеристики волны для расстояний R , превышающих радиус пламени $r = Wt$, можно определить по (1). Площадь пламени при этом изменяется в течение всего процесса горения, так что монополюсный член сохраняется. Максимальное давление во время взрыва развивается непосредственно перед фронтом пламени, поэтому применение (1) для его определения не обоснованно, кроме того, выражение (1) не дает ответа в случае, когда площадь поверхности горения не изменяется.

Для описания поведения волн от взрыва облаков произвольной формы воспользуемся акустическим подходом, который при не слишком больших скоростях горения ($W < 250$ м/с) обеспечивает вполне удовлетворительное решение для сферической дефлаграции [4]. Вблизи поверхности

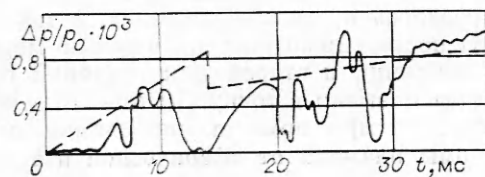


Рис. 4. Осциллограмма давления при взрыве облака сплюснутой формы; $H = 7,5$ см, $R_0 = 75$ см, $W = 11$ м/с, расстояние от места инициирования до датчика 41 см.

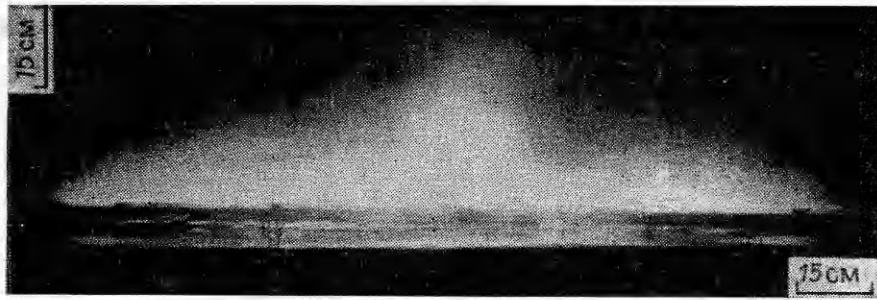


Рис. 5. Форма пламени при горении сплюснутого облака; $W = 17$ м/с.

пламени газ рассматривается как несжимаемая жидкость, что лучше соответствует действительности, чем это дает акустическая теория [3].

Если пламя рассматривать как поверхность равномерно распределенных источников газа с поверхностной мощностью $S(\sigma - 1)$, где S — скорость горения по частицам смеси, то общий потенциал течения газа в точке с радиусом-вектором \vec{R} , индуцированный пламенем (радиус-вектор элементарного участка пламени $dF_n - r_n$), определяется выражением

$$\varphi = -\frac{1}{4\pi} \int \int \frac{(\sigma - 1) S dF_n}{|\vec{R} - \vec{r}_n|}.$$

Интегрирование ведется по поверхности пламени. Пусть l — длина облака, r_1 — радиус пламени, поджигание производится с одного конца. Для определения формы пламени, которую необходимо знать при вычислении потенциала скорости, обратимся к экспериментальным данным. Из рис. 2 видно, что пламя, после того как закончилась сферическая стадия горения сначала, в течение короткого времени имеет форму, близкую к конической, а затем его поверхность больше напоминает эллипсоид вращения. Отметим одно обстоятельство: скорость распространения ведущей точки пламени, изображенного на рис. 2, постоянна и равна скорости сферически-симметричного пламени $W = \sigma S$, несмотря на изменение его формы на этом участке. Для конической формы связь между видимой скоростью и скоростью горения по частицам установить не удалось, так как выражение для скорости газа в ведущей точке, которой является вершина конуса, имеет особенность.

Поверхность эллипсоида вращения на основной стадии движения лучше аппроксимирует форму пламени. При этом видимая скорость изменяется от $W = S + \frac{\sigma - 1}{2} S \left(\frac{1}{\sqrt{2}} + 1 \right)$ (полусферическое пламя) до $W \approx \sigma S$ при увеличении горизонтальной полуоси до $a/r_1 = 2$ ($r_1 \approx 2r_0$, r_0 — начальный радиус облака). Таким образом, экспериментально и путем анализа влияния формы пламени на скорость его движения (в качестве моделей рассматривались поверхности, очень близкие по форме к реальному пламени) установлено, что видимая скорость пламени не сильно зависит от его формы, и ее можно брать в виде $W = \sigma S$.

Если известен потенциал скорости, то профиль волны давления можно вычислить по интегралу Коши — Лагранжа

$$\frac{\Delta p}{p_0} = -\frac{\gamma}{c_0^2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} \right).$$

Если учесть, что изучается горение с постоянной скоростью распространения, то $\frac{\partial \varphi}{\partial t} \sim v^2 \sim W^2$. Следовательно, можно ожидать, что и давление будет мало зависеть от формы пламени. Действительно, вычисления, про-

веденные с поверхностями пламен в форме эллипсоидов с отношением горизонтальной оси к вертикальной $a/r_1 = 1,66, 1$ и 0 , показали, что это действительно так. Наиболее простая формула получается в случае $a/r_1 = 0$ (плоское пламя); для $R > Wt$

$$\frac{\Delta p}{p_0} = \gamma \frac{\sigma - 1}{2(\sigma + 1)^2} \alpha^2 \left\{ (\sigma + 3) - 4 \frac{R - Wt}{\sqrt{r_1^2 + (R - Wt)^2}} - (\sigma - 1) \left[\frac{R - Wt}{\sqrt{r_1^2 + (R - Wt)^2}} \right]^2 \right\}. \quad (3)$$

На фронте пламени ($R = Wt$)

$$\frac{\Delta p}{p_0} = \frac{\gamma(\sigma - 1)(\sigma + 3)}{2(\sigma + 1)^2} \alpha^2, \quad (4)$$

что приблизительно в 4 раза меньше, чем та же величина на сферическом фронте пламени. На больших расстояниях от пламени ($R > 4Wt$)

$$\frac{\Delta p}{p_0} = \gamma \frac{\sigma - 1}{2(\sigma + 1)} \alpha^2 \frac{r_1^2}{(R - Wt)^2}, \quad (5)$$

т. е. избыточное давление изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния до фронта пламени. На рис. 3 штриховая линия определяет профиль волны в точке D_2 , который получен с помощью соотношений (3) — (5). Еще раз отметим, что давление определяется в точках, лежащих на оси облака.

Использованный выше метод источников может быть применен для определения профиля волны при взрывах облаков различной формы, а также при изучении влияния места иницирования горения.

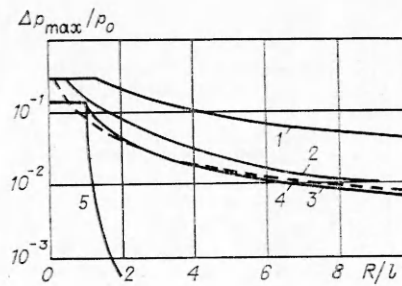
Рассмотрим сплюснутое цилиндрическое облако с радиусом R_0 и высотой H . Если поджигание происходит в центре облака, то в начальный момент горение будет сферическим до тех пор, пока радиус пламенного шара не станет равным $r_1 = H\sigma^{1/3}$. Затем пламя прорывается в верхней точке, и продукты сгорания приходят в контакт с воздухом, а пламя распространяется от оси в виде расходящейся волны горения. Форма его перестраивается таким образом, что в разрезе оно напоминает тело обтекания (см. рис. 5). Для облака данной конфигурации можно провести те же самые рассуждения, что и для облака удлиненной формы. Скорость распространения ведущей точки не изменяется заметным образом при его распространении и перестройке формы, и давление перед фронтом в окрестности точки лидера зависит от скорости его распространения. Из уравнения для потенциала с помощью интеграла Коши — Лагранжа можно определить давление перед фронтом пламени, и выражение для него (при условии $H/Wt \ll 1$) совпадает с (4).

На рис. 4 (штриховая линия) построен профиль волны давления для случая взрыва облака сплюснутой формы. Начальная стадия профиля строилась по (1) с учетом изменения поверхности по закону сферического горения, а затем с учетом прорыва пламени и изменения его формы. При приближении фронта пламени к точке, в которой строится профиль, давление стремится к значению, определяемому выражением (4). После окончания сферического горения на экспериментальных осциллограммах всегда имеется резкое и более глубокое падение давления, чем то, которое дает вычисление по (1), если получать изменение площади пламени геометрическими построениями.

При горении облака сплюснутой формы изменение площади пламени происходит таким образом, что на поздних стадиях горения при $H/Wt \ll 1$ и при постоянной скорости пламени она растет пропорционально времени; монополюсный член всегда присутствует.

Рис. 6. Максимальное избыточное давление во взрывной волне (l — длина удлиненного облака, в случае сплюснутого облака $l = R_0$, $H/l = 0,1$).

1 — эквивалентная полусфера для облака сплюснутой формы; 2 — эквивалентная полусфера для облака удлиненной формы; 3 — сплюснутое облако (2-я стадия); 4 — изначально сферическое горение для облаков сплюснутой и удлиненной формы; 5 — удлиненное облако.



На больших расстояниях ($R \geq 7Wt$)

$$\frac{\Delta p}{p_0} = 2\gamma \frac{\sigma - 1}{\sigma + 1} \alpha^2 \frac{H}{R} \left[1 - 6 \left(\frac{Wt}{R} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{H}{R} \right)^2 \right], \quad (6)$$

т. е. Δp во взрывной волне почти не зависит от времени. Последние выражения получены в предположении $H/r \ll 1$. Теория позволяет получить формулы для Δp в самом общем случае соотношений между H и r и для любых R , причем с учетом изменения скорости горения. Однако они слишком громоздки и здесь не приводятся.

На рис. 6 даны графики максимального избыточного давления в волне в зависимости от расстояния от места инициирования для $W = 0,4c_0$. Рассматриваются случаи цилиндрического пламени, начального сферического горения, горения полусферического эквивалентного облака (объем полусферы равен объему облака) и взрыв облака удлиненной формы.

Для облака вытянутой формы наиболее опасно поджигание не на краю облака, а внутри. При этом максимальное избыточное давление определяется сначала сферическим горением. На расстоянии R_1 от места инициирования давления от сферического горения и генерированное горением в направлении оси облака одинаковы. Приравнивая значения $\Delta p/p_0$, полученные по (2) для сферической стадии и по (4) для горения в одном направлении, получим

$$R_1 = \frac{4H\sqrt{\sigma}(\sigma + 1)^2}{\sigma(\sigma + 3)},$$

т. е. при $R < R_1$ максимальное давление определяется сферической стадией горения, а для $R > R_1$ — выражением (4). На рис. 3 давления первого и второго пика совпадают, так как $I_1 D_2 \approx R_1$.

Давление вне облака быстро падает, поэтому описание взрыва такого облака с помощью взрыва эквивалентной сферы приводит к сильному завышению параметров взрывных волн. При инициировании с края облака максимальное давление определяется выражением (4) для точек внутри облака и (3) — в остальных местах.

Для облака сплюснутой формы, если оно поджигается в центре, сферическая стадия также дает давление, превышающее его значение от горения на второй стадии, так что для $R < R_1$ оно определяется сферической стадией горения, а для $R > R_1$ — по формуле (6). Если высота облака намного меньше его поперечных размеров ($H/R_0 < 0,01$), то давление от взрыва сплюснутого облака будет больше, чем от взрыва эквивалентной сферы для $R_0 (10^2 H/R_0)^{1/3} < R < R_0$.

В заключение отметим, что использованный метод определения параметров взрывных волн дает возможность исследовать влияние места инициирования. Так, для облака сферической формы максимальное давление в волне в 4 раза меньше, если оно поджигается с краю, по сравнению со случаем сферически-симметричного горения.

При поджиге с краю облака любой формы на фронте пламени появляется точка-лидер, в окрестности которой продукты сгорания неподвижны, фронт пламени при этом напоминает эластичное тело обтекания, угол наклона которого к потоку определяется скоростью горения.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. J. Lewis. Prog. Energy Combust. Sci., 1980, 6, 151.
2. A. L. Kuhl., M. M. Kamel, A. K. Oppenheim. 14-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, 1973.
3. В. А. Горев, С. Н. Мирошников, Я. К. Трошин. ФГВ, 1979, 15, 2, 73.
4. В. А. Горев. ФГВ, 1982, 18, 1, 94.
5. В. А. Горев, С. А. Быстров. ФГВ, 1984, 20, 6, 26.
6. R. A. Strehlow. AIChE, Loss Prevention, 1981, 14, 145.
7. J. C. Leyer. Comb. Flame, 1982, 48, 251.
8. С. А. Быстров, В. А. Горев, В. Н. Федотов.— В кн.: Всесоюз. симпоз. по макрокинетике и химической газодинамике. Т. 2. Черноголовка, 1984.
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1953.

Поступила в редакцию 19/VI 1985,
после доработки — 22/XI 1985

ПЕРЕХОД КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ В СЛАБУЮ ДЕТОНАЦИЮ

Н. Н. Смирнов

(Москва)

Скорость послойного горения монолитного твердого унитарного топлива относительно невелика и в зависимости от внешних условий $\sim 10^{-3}—10^{-1}$ м/с. Механизм распространения пламени от слоя к слою определяется процессами теплопроводности в конденсированной фазе. В пористых топливах при наличии продольных трещин и каналов малого диаметра скорость распространения пламени для отдельных составов составляет $\sim 10^2—10^3$ м/с. При этом механизм распространения пламени имеет качественно другой характер: воспламенение последующих слоев определяется конвективной теплопередачей в результате затекания в канал горячих продуктов реакции. В зависимости от состава топлива и размеров канала возможны различные механизмы распространения конвективного горения. При относительно небольших скоростях затекания в канал стенки воспламеняются в результате прямого контакта с горячими продуктами реакции; при больших скоростях затекания в канале формируется ударная волна (УВ), интенсивность которой достаточна для непосредственного воспламенения поверхности канала потоком ударно-сжатого газа.

Экспериментальные и теоретические исследования возникновения и распространения конвективного горения представлены в [1—7]. В данной работе теоретически исследуются последовательные стадии развития процесса конвективного горения и выхода его на режим недосжатой (слабой) детонации. О возможности недосжатой детонации в подобных двухслойных системах сообщается в [8].

Рассмотрим процесс в цилиндрической ячейке с площадью A_0 , содержащей один канал площадью A [7]. В качестве граничных условий на боковой поверхности ячейки воспользуемся условиями симметрии. Один торец канала ($x = x_0$) сообщается с внешней средой, другой ($x = L$) наглухо закрыт. Принудительное зажигание поверхности канала осуществляется на начальном участке ($x_0 < x < x_1$). В данном исследовании предполагается, что размеры канала таковы, что сжимаемостью к-фазы можно пренебречь.

Уравнения нестационарного одномерного течения в канале с учетом трения, теплообмена и горения на поверхности конденсированной фазы имеют следующий вид:

$$\frac{\partial \rho_1 \alpha}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v \alpha}{\partial x} = I, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_2 (1 - \alpha)}{\partial t} = -I, \quad (2)$$