

**ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СФЕРИЧЕСКИХ  
УДАРНЫХ ВОЛН В ГОРЮЧЕЙ ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЕ***Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин, С. М. Когарко**(Москва)*

Проведены исследования распространения сферических ударных волн в горючей двухфазной среде. Установлен факт усиления сферических ударных волн при их взаимодействии с каплями горючей жидкости. Определены условия, при которых наблюдается усиление сферических ударных волн в двухфазной горючей среде.

К настоящему времени хорошо изучено взаимодействие плоских ударных волн с горючими газожидкостными смесями. В реальных камерах возникают, как правило, возмущения давления, близкие по своему характеру к сферическим ударным волнам или сферическим волнам сжатия. Распространение сферических волн давления в горючих двухфазных системах изучено недостаточно. Основной отличительной особенностью сферической ударной волны является переменность во времени и пространстве ее параметров, так как при расширении поверхности ударного фронта и из-за потерь непрерывно убывает амплитуда волны и меняется длительность положительной фазы сжатия. По указанной причине взаимодействие плоской и сферической волн давления с двухфазной горючей смесью может существенно отличаться. Например, условия возникновения нестационарных режимов усиления исходных возмущений или условия появления сферической гетерогенной детонации в случае сферических ударных волн могут существенно отличаться от таковых для плоских ударных волн.

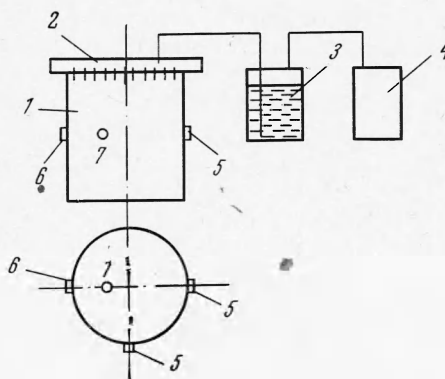
1. Экспериментальная установка и методика опытов. Взаимодействие сферических ударных волн с горючей двухфазной средой исследовалось на установке, схема которой приведена на фиг. 1. Установка состояла из цилиндрической толстостенной камеры 1 с внутренним диаметром 280 мм и высотой 400 мм. В верхней части камеры размещался генератор капель 2 с 250 отверстиями диаметром 0.6 мм. Отверстия равномерно распределены на днище по углам квадратов со стороной 10 мм. Режим истечения горючей жидкости (керосина) из бачка 3 задавался давлением азота в ресивере 4. В полости камеры создавался монодисперсный распыл горючего с размером капель  $d = 1$  и 2 мм. Весь объем камеры предварительно заполнялся эквимолярной смесью азот — кислород при начальной температуре  $T = 293^\circ \text{K}$  и давлении  $p = 1 \text{ атм}$ . Состав смеси керосин — азот — кислород близок к стехиометрическому.

Сферические ударные волны генерировались взрывом в объеме камеры зарядов гексогена весом от 0.3 до 4 г. Детонация гексогена вызывалась капсюлем — детонатором с навеской взрывчатого вещества (ВВ) 0.3 г. В дальнейшем для зарядов ВВ, больших 0.3 г, упоминается суммарный вес капсюля — детонатора и гексогена. Заряд 7 подвешивался в камере в поясе датчиков давления 5 и датчика-синхронизатора 6. Расстояние от днища генератора капель до пояса датчиков 170 мм. Размещение датчиков на стенке камеры показано на фиг. 1. Расстояние от ВВ до датчика 6 110 мм, а до датчиков 5 — соответственно 180 (первый датчик) и 145 мм

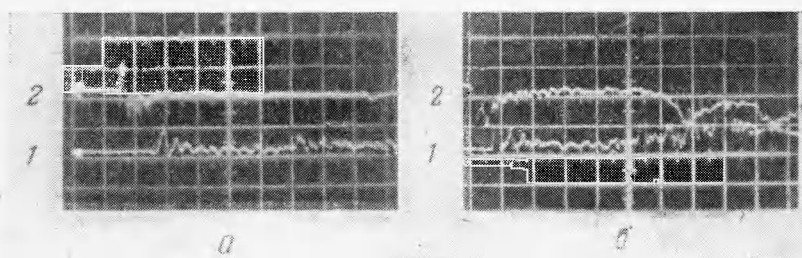
(второй датчик). Собственная частота датчиков более 30 кГц. Сигналы от датчиков давления регистрировались с помощью осциллографа С1-33. Точность измерения давления  $10 \div 15\%$ , времени  $\sim 7\%$ .

2. Результаты опытов. На фотографиях фиг. 2, а, б приведены регистрации записей изменения давления во времени в волне, возбужденной взрывом заряда ВВ весом 1.3 г в нейтральной (а) и горючей средах (б). На луче 1 записаны показания первого датчика, а на 2 луче — второго датчика. Масштаб времени (по горизонтали) 50 мксек на деление. Масштаб давления (отклонение луча по вертикали) 17 атм на деление.

При взрыве заряда ВВ в негорючей смеси керосин—азот с каплями размером  $d = 1$  мм датчики 5 фиксируют момент прихода фронта падающей волны и измеряют изменение давления при отражении фронта волны от стенки. При дальнейшем движении волны в объеме камеры наблюдается затухание волны. О затухании волны свидетельствует заметное снижение показаний датчиков при всех последующих отражениях волн от стенки камеры. По разности времени прихода фронта волны на датчики-измерители приближенно оценена скорость волны вблизи стенок камеры. В случае, представленном на фиг. 2, а, число Маха падающей ударной волны  $M \approx 1.7$ . Как обычно, число Маха — отношение скорости ударной волны  $u_s$  к скорости звука в невозмущенной среде.



Фиг. 1

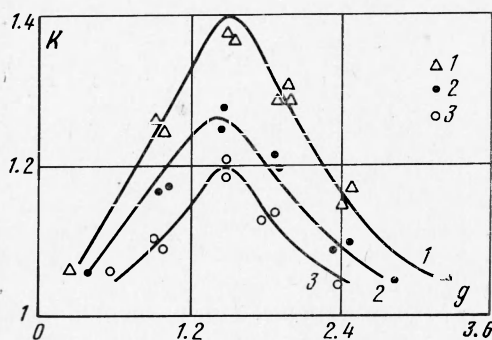


Фиг. 2

При инициировании сферической волны той же начальной интенсивности в горючей среде наблюдается изменение параметров волны. Возрастает интенсивность переднего ударного фронта, увеличивается скорость волны и длительность положительной фазы сжатия. Так, по показаниям первого датчика отмечается почти двукратный рост перепада давления на фронте. Скорость волны возрастает до  $M \approx 2$ . По регистрациям давления при дальнейшем прохождении волн по объему камеры можно заключить об отсутствии их затухания по крайней мере в течение  $500 \div 700$  мксек после инициирования заряда. А в системе даже заметен нестационарный процесс быстрого роста среднего давления. Скорость подъема давления в камере достигает  $\sim 10^4$  атм/сек. Рост среднего давления сопровождается многочисленными выбросами давления, свидетельствующими о быстром воспламенении (взрывах) локальных очагов смеси в объеме камеры. Наи-

больший интерес представляет в рассматриваемом случае усиление переднего фронта ударной волны.

На графиках фиг.3 приведены значения коэффициента усиления падающей сферической ударной волны для различных навесок ВВ- $g$ . Величина коэффициента усиления  $k$  определена как отношение амплитуды падающей волны в горючей смеси  $\Delta p$  к амплитуде падающей волны  $\Delta p_0$  в нейтральной двухфазной системе при неизменной величине заряда. Амплитуды падающих волн определялись по полученным регистрациям давления следующим образом. Составлялись таблицы амплитуд отраженных волн для различных значений числа Маха падающих волн. По показаниям датчиков измерялась амплитуда отраженной волны, а по последней — амплитуда падающей. Подобный пересчет необходим для получения правиль-



Фиг. 3

ной информации о процессе усиления падающих волн. Известно, что коэффициент повышения давления при отражении волны существенно зависит от интенсивности падающей волны. Например, если амплитуды падающих волн отличаются в  $k$  раз, то отношение амплитуд отраженных волн составит  $k_1 > k$  раз.

Графики на фиг. 3 построены по результатам опытов в смесях с каплями размером 1 и 2 мм (кривые 1, 2) по показаниям первого датчика. Графики отра-

жают усиление падающих ударных волн на пути 180 мм. Усиление падающих волн на пути 145 мм описывается кривой 3 для смеси с каплями размером 1 мм. Как следует из полученных результатов, в заданных аппаратурных условиях отмечается усиление ударных волн, образующихся при взрыве навесок ВВ, заключенных внутри определенного диапазона. Этот диапазон ограничен как со стороны малых  $g_1$ , так и со стороны больших зарядов  $g_2$  ВВ. Внутри диапазона  $g_1 \leq g \leq g_2$  всегда находился такой заряд  $g_3$ , который инициировал волну давления, имеющую наибольший коэффициент усиления. С уменьшением размера капель наблюдался рост коэффициентов усиления волн, генерируемых одинаковыми зарядами ВВ.

Отметим, что при приближении заряда к датчику давления наблюдалось сужение диапазона ударных волн, способных к усилению. При этом сужение диапазона  $g_1 g_2$  происходило в основном за счет уменьшения величины  $g_2$ .

**3. Обсуждение результатов.** Усиление сферических ударных волн, распространяющихся в горючей двухфазной среде, связано с подводом энергии в волну давления. Подвод энергии возможен только при быстром горении двухфазной смеси за фронтом сферической волны. Таким образом, за фронтом волны должны существовать благоприятные условия для образования быстрогорящей горючей смеси и ее воспламенения. Процесс роста и спада давления в сферической ударной волне занимает во времени отрезок не более 1 мксек [1,2]. Образование горючей смеси на положительной фазе давления в волне за счет процесса испарения крупных капель за столь короткий период времени невозможно [3].

Скорость образования горючей смеси будет достаточной в том случае, когда за фронтом ударной волны капли жидкости начнут дробиться со срывом тонкого слоя жидкости с капель. Только при указанном типе разруше-

ния капель за фронтом волны образуется квазигомогенная взрывчатая смесь из мельчайших осколков крупных капель, паров горючего и газообразного окислителя. Воспламенение образующейся смеси, по-видимому, носит взрывной характер и генерирует вторичные волны, усиливающие передний фронт.

Установлено, что воспламенение двухфазной капельно-газовой смеси запаздывает относительно фронта волны на время  $t = \tau_i + \tau_c$ , где  $\tau_i$  — время индукции процесса дробления,  $\tau_c$  — химическая задержка воспламенения [4,5]. При интенсивности падающих ударных волн, соответствующей числам Маха  $M \geq 3$ , имеет место равенство  $t \approx \tau_i$  ввиду малости величины химической задержки воспламенения вследствие высокой температуры газа за фронтом волны. По данным измерений параметров ударных волн при взрыве зарядов ВВ, приведенных в работе [1], число Маха падающей ударной волны  $M > 3$  в пределах сферы радиусом до  $r_i \approx 25r_0$ , где  $r_0$  — радиус заряда. Внутри пространства, ограниченного сферой радиусом  $r_i$ , воспламенение двухфазной смеси в волне будет определяться только характеристиками процесса дробления капель. При дальнейшем расширении фронта сферической волны на пути между  $25r_0$  и  $30r_0$  скорость волны убывает от  $M \geq 3$  до  $M \approx 2$ . При этом длительность химической задержки воспламенения вследствие снижения температуры газа увеличивается настолько, что воспламенение горючей смеси на положительной фазе давления становится невозможным. Поэтому на расстояниях от центра взрыва более  $30r_0$  горючая смесь, образующаяся при разрушении исходных капель, поджигается продуктами сгорания от сгоревших ранее локальных очагов смеси. В процессе горения смеси поднимается среднее давление в камере. Однако этот процесс, по-видимому, не сказывается на величине первичного возмущения, распространяющегося по объему камеры с большой сверхзвуковой скоростью.

Несмотря на выполнение условий существования процесса дробления и температурных условий для воспламенения, горение двухфазной смеси во всей сферической области размером  $25r_0$  невозможно. Действительно, движение фронта ударной волны определяется расширением облака химически нейтральных продуктов детонации ВВ. Горение двухфазной смеси может иметь место только в области ударно-сжатого окислителя между ударным фронтом и контактной поверхностью продуктов детонации-окислитель. Пусть ширина этой зоны равна  $\delta$ . Разрушение капель начинается на расстоянии  $\delta_1$  от ударного фронта. Если  $\delta_1 > \delta$ , то капли начнут дробиться за контактной поверхностью в продуктах детонации. Ширина зоны ударно-сжатого окислителя зависит от радиуса ударной волны  $r_s$ . При некотором  $r_s = r_{si}$  наступает равенство  $\delta_1 = \delta$ , так что при  $r_s > r_{si}$  капли дробятся в сжатом окислителе и горение становится возможным.

По данным работы [1] ширина зоны ударно-сжатого окислителя  $\delta^* = 0.045 (r_s^{*1.4} - 1)$  при  $1 < r_s^* < 35$ . Здесь  $\delta^* = \delta r_0^{-1}$ ,  $r_s^* = r_s r_0^{-1}$ . Расстояние  $\delta_1$  определяется произведением  $u_s t_1$ , где  $u_s$  — скорость ударной волны,  $t_1$  — время начала разрушения капель в сильных ударных волнах. По данным работы [6]  $t_1 \approx \alpha \rho_f^{0.5} (\rho_1 u_1^2)^{-0.5}$ . Здесь  $u_1$ ,  $\rho_1$  — скорость и плотность газа за фронтом ударной волны,  $\rho_f$  — плотность жидкости. Приняв во внимание, что в сильных ударных волнах  $u_s u_1^{-1} \approx 1$ , а  $\rho_1 \approx 6 \div 8$ , получаем  $\delta_1^* > \delta^*$ , если  $r_{s;i} \leq 44d^{*0.7}$ . Здесь  $d^* = dr_0^{-1}$ . Ниже приведены значения  $r_{s;i}^*$  для смесей с каплями 1 ( $i = 1$ ) и 2 мм ( $i = 2$ ). В первых двух строках таблицы приведены величины навески ВВ в г и радиуса заряда в мм. Как видно, размер области, где дробление капель происходит в продуктах сгорания, сокращается с уменьшением размеров



капель. Смещение капель за фронтом волны

$g$	0.3	1.2	3
$r_0$	3.5	5.6	7.9
$r_{s1}^*$	17	13	11
$r_{s2}^*$	27	21	17
$L^*$	35	40	62

за время  $t_1$  не превышает диаметра капли и никак не отражается на выполненных оценках. Таким образом, только при размере сферической ударной волны более  $r_{si}^*$  за ее фронтом может начаться горение образующейся смеси в ударно-сжатом окислителе.

Существует еще одно ограничение, накладываемое на процесс горения характером разрушения капель за фронтом волны. По мере распространения фронта сферической волны по инертному газу наступает момент, когда интенсивное разрушение капель прекращается из-за уменьшения динамического напора газа. Известно [7], что усиление одномерных ударных волн с треугольным профилем изменения давления и скорости газа имеет место только в волнах, у которых за время  $\tau = 2d\rho_f^{0.5}(\rho_1 u_1^2)^{-0.5}$  параметры потока остаются такими, что выполняется неравенство  $W > R^{0.5}$ . Здесь  $W = 0.5 \rho_1 u_1^2 d \psi^{-1}$  — число Вебера,  $R = \rho_1 u_1 d \mu^{-1}$  — число Рейнольдса,  $\psi$  — поверхностное натяжение,  $\mu$  — вязкость газа. Примем в качестве критерия существования интенсивного разрушения капель в сферической волне требование выполнения к моменту времени  $\tau$  неравенства  $W > R^{0.5}$ . Найдем расстояние фронта волны от центра взрыва  $L^*$ , на котором еще выполняется это условие. При  $r_s^* < L^*$  за фронтом волны будет происходить интенсивное разрушение капель. В пространстве  $r_s^* > L^*$  характер дробления капель в волне существенно изменится, и капли начнут распадаться на несколько более мелких уже по выходе исходных частиц из зоны сжатия. Параметры ударных волн на любом расстоянии задаются формулой М. А. Садовского

$$\Delta p = 0.85 g^{0.33} r_s^{-1} + 3g^{0.66} r_s^{-2} + 8gr_s^{-3}$$

Здесь  $g$  — вес заряда ВВ в кг,  $r_s$  — расстояние от центра взрыва в м и  $\Delta p$  — перепад давления на фронте волны в атм.

Продолжительность положительной фазы  $\Delta t = 1.2g^{0.16} r_s^{0.5}$ , где  $\Delta t$  в сек. Уменьшение давления за фронтом волны задается зависимостью

$$\delta p = \delta p_0 (1 - t\Delta t^{-1}) \quad (\delta p_0 = \Delta p_0 p_0^{-1}, \delta p = \Delta p(t) p_0^{-1})$$

По величине  $\delta p$  определяется динамический напор газа как  $\rho u^2 = \rho_0 c_0^2 \delta p^2 \cdot \{\gamma [1 - (0.5\gamma)^{-1} (\gamma - 1) \delta p]\}^{-1}$ , где  $c_0$  — скорость звука в исходной среде. По значению времени индукции  $\tau$  находилось значение  $\delta p_i$ . В свою очередь, по  $\delta p_i$  определялось расстояние  $L^*$ , при котором  $W(\delta p_i) = R^{0.5}(\delta p_i)$ . В таблице приведены величины  $L^* = Lr_0^{-1}$  для нескольких навесок ВВ  $g$  с начальным радиусом  $r_0$ . Из сравнения размеров области, где выполнены оптимальные температурные условия воспламенения  $r_t \approx 25 r_0$ , с размерами области, где имеет место интенсивное разрушение капель, видно, что  $r_t < L$ . Отсюда следует, самопроизвольное воспламенение и горение предварительно незажженной смеси на положительной фазе сжатия происходит только в области между сферами  $r = r_t$  и  $r = r_{si}$ . В процессе подпитки ударной волны может участвовать только масса капель  $m = fm_1 n_0 (r_t^3 - r_{si}^3)$ . Здесь  $f$  — коэффициент пропорциональности,  $m_1$  — масса единичной капли,  $n_0$  — число капель в единице объема. Эта масса

капель располагает энергией  $E$ , из которой лишь некая доля  $\beta$  может передаться волне давления. Изменение любого параметра, ведущего к уменьшению величины  $m$ , должно сопровождаться убыванием коэффициента усиления. Уменьшение величины  $m$  наблюдается при уменьшении навески ВВ или увеличении размеров капель.

В пределах геометрических размеров некоторых энергетических установок может оказаться, что размеры установки меньше  $r_t$  или  $r_{si}$ . При  $D > r_{si}$  воспламенения капель на фазе сжатия не будет и усиления волны не может быть. Если  $r_t \geq D \geq r_{si}$ , то величина массы жидкого топлива, принимающего участие в подпитке волны, составит  $m_1 \sim D^3 - r_{si}^3$ . Если можно пренебречь размерами зоны  $r_{si}$ , то в усилении волны примет участие в  $D^3 r_i^{-3}$  раз меньшая масса капель горючего. Именно геометрическими соотношениями определяется уменьшение коэффициентов усиления волн при приближении датчиков к центру взрыва со 180 до 145 мм или увеличении навески ВВ при  $l = 180$  мм. Оптимальным зарядом для установки диаметром  $D$  должен быть заряд с размерами  $D = r_t = 25r_0$ . В рассмотренном случае  $r_0 \approx 6$  мм при  $D \approx 145 \div 180$  мм, что подтверждается опытом.

В выполненных опытах установлено, что при движении сферической ударной волны в негорящей горючей среде наблюдается уменьшение степени затухания ударной волны, зависящее от дисперсности среды и начальных параметров возмущения. Количество энергии, идущее на поддержание сферической ударной волны, определяется условиями воспламенения двухфазной смеси в волне. Горение смеси, не воспламенившейся на положительной фазе сжатия, вызывается ее контактом с продуктами сгорания от предыдущих порций смеси. В процессе горения двухфазной смеси вне ударной волны излучается волна сжатия, медленно догоняющая фронт исходного возмущения. Однако на длине 180 мм образование волны сжатия не сказывается на интенсивности первичной ударной волны.

Авторы благодарны В. В. Адушкину за полезное обсуждение результатов работы.

Поступила 5 III 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Адушкин В. В. О формировании ударной волны и разлете продуктов взрыва в воздухе. ПМТФ, 1963, № 5, стр. 107—114.
2. Адушкин В. В., Коротков А. И. Параметры ударной волны вблизи от заряда ВВ при взрыве в воздухе. ПМТФ, 1961, № 5, стр. 119—123.
3. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Когарко С. М., Подгребенков А. Л. Усиление слабых ударных волн в горячей двухфазной системе жидкость — газ. ПМТФ, 1970, № 1, стр. 168—174.
4. Kauffman C. W., Nicholls J. A. Shock wave ignition of liquid fuel drops. AIAA paper, 1970, No. 9.
5. Kauffman C. W., Nicholls J. A., Olzmann K. A. The interaction of an incident shock wave with liquid fuel drops. Combust. Sci. and Technol., 1971, vol. 3, No. 4, pp. 165—178.
6. Waldman J. D., Reinecke W. J. Raindrop breakup in the shock layer of high-speed vehicle. AIAA Journal, 1972, vol. 10, No. 9, pp. 1200—1204.
7. Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Когарко С. М. Усиление ударных волн с треугольным профилем давления в горючей двухфазной среде. ПМТФ, 1972, № 1, стр. 119—122.