

ному  $\bar{R} = Rp_0^{1/3}E^{-1/3}$ ) дает возможность указать, насколько следует увеличить энергию взрыва, чтобы при  $R = \text{const}$  получить в проходящей УВ ту же амплитуду давления, что и в отраженной УВ.

Кривая  $\beta$  на рис. 3 показывает соотношение энергий  $\beta$  таких взрывов. В случае, если воздействие на окружающие предметы зависит от амплитуды волны давления, появление больших отражающих поверхностей, где нагрузка определена отраженной волной, резко повышает вероятность нежелательных последствий, особенно в зоне  $R/R_0 < 6$ . При  $R/R_0 > 6$  верны известные квазиакустические соотношения для параметров обеих волн. Кажущееся приращение фугасных эффектов из-за отраженных УВ в зоне  $R/R_0 \leq 6$  требует тщательного осмысления опытных наблюдений и измерений воздействия ударных волн. В противном случае эффекты от проходящих волн могут быть приписаны неадекватной причине. Тем самым создается предпосылка для завышения эквивалентных оценок газового взрыва по отношению к эталонному взрыву тротила в воздухе.

Из сопоставления параметров проходящих волн в [1—3], волн разрежения [4] и отраженной УВ следует, что хорошее совпадение параметров взрывов газа и тротила отмечается только по волне разрежения, а для фазы сжатия — только на квазиакустической и акустической стадиях распространения. В практически интересной зоне ( $1 \leq R/R_0 \leq 6$ ) и при  $\Delta p/p_0 > 0,1$  взрывы газа и тротила по фазам сжатия в проходящих и отраженных УВ неэквивалентны, а параметры эквивалентности меняются с расстоянием. Поэтому простое указание параметров эквивалентности без обозначения расстояния, где они вычислены, представляется недостаточно корректным и не может служить основой для достоверных оценок по всей зоне воздействия.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бейкер У. Е., Коке П., Уэстайн П. и др. Взрывные явления. Оценка и последствия. — М.: Мир, 1986. — Т. 1.
2. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Цыганов С. А. ФГВ, 1985, 21, 2, 90.
3. Held M. Propel., Pyrotechn., Explosives, 1983, 8, 2, 158.
4. Гельфанд Б. Е., Борисов А. А., Цыганов С. А. ФГВ, 1989, 25, 1.
5. Lannoy A. Analyse des explosions air-hydrocarbures. Bull. EdF, 1984, 4, 390.
6. Brossard J., Leyer J. C., Desbordes D. et al. Prog. Astron. and Aeron., 1985, 94, 556.
7. Brossard J., Bailly P., Desrosier C. et al. // Ibid., 1988, 114, 389.

г. Москва

Поступила в редакцию 21/XI 1988,  
после доработки — 25/IV 1989

УДК 533.6.011 : 614.833.5

Б. Е. Гельфанд, С. П. Медведев, А. Н. Поленов, А. М. Бартенев

#### УДАРНЫЕ ВОЛНЫ ПРИ РАЗЛЕТЕ ОБЪЕМА ГОРЯЩЕЙ ПЫЛЕВЗВЕСИ

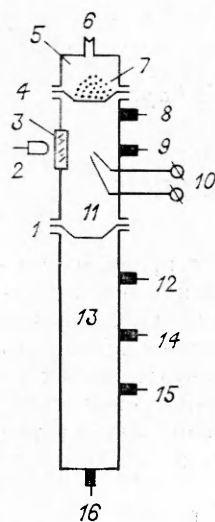
Разрушительную способность взрыва пылевзвеси, как правило, связывают с максимальным давлением взрыва  $p_{\max}$  и максимальной скоростью нарастания давления  $(dp/dt)_{\max}$ . Представляется, однако, что эти параметры не полностью определяют процесс. На практике прочность стенок объема, в котором сгорает пылевзвесь, часто значительно ниже характерных величин  $p_{\max}$ . В результате после разрушения стенок в окружающее пространство выбрасывается частично сгоревшая смесь, горячие продукты взрыва, образуются осколки. Значительную опасность пред-

ставляют ударные волны (УВ), которые могут сформироваться при нестационарном истечении. Таким образом, механическое действие взрыва пылевзвеси делится на первичное — разрушение стенок объема в результате внутреннего взрыва — и вторичное — повреждение внешних объектов от УВ, осколков и горячих продуктов взрыва.

Несмотря на обширные исследования динамики развития и параметров внутренних взрывов (см., например, [1—5]), экспериментальные и расчетные зависимости для описания характеристик взрывных волн, идущих из разрушающегося объема, в котором произошел взрыв пылевзвеси, в литературе практически отсутствуют. В связи с этим при проектировании взрывобезопасных технологических устройств, использующих в качестве рабочего тела систему газ — твердые частицы, учет вторичного действия затруднен, что может привести к занижению вероятной опасности. Более того, возможна парадоксальная, на первый взгляд, ситуация, когда применение системы взрывоподавления для ослабления первичного действия взрыва может привести к усилению вторичного действия. Характерный пример для реализации такой ситуации представляют широко применяемые разгрузочные отверстия и вышибные мембраны. Даже при правильном выборе площади мембраны и ее материала, гарантирующих сохранность объекта от внутреннего взрыва пылевзвеси, остается актуальной проблема защиты самого аппарата и соседнего оборудования от действия вторичных УВ и горячих продуктов взрыва.

Сгорание пылевзвеси определяется рядом сложных физико-химических превращений, учет которых затруднен без привлечения экспериментальных данных. Это относится и к вопросу о параметрах волн давления, возникающих во внешней среде при истечении в нее продуктов взрыва, особенно содержащих несгоревшее топливо. Представляется оправданным, что на первом этапе решения поставленной задачи необходимо установить экспериментальные характеристики УВ в зависимости от параметров, влияющих на процесс, — концентрации твердой фазы, давления взрыва, состава продуктов сгорания и т. д. В предлагаемой работе экспериментально найдены параметры УВ, формирующихся в ударной трубе, камера высокого давления (КВД) которой заполнена горячей пылевзвесью. Методика измерений на ударной трубе позволяет сопоставить полученные результаты с известным случаем разлета газовых систем высокого давления и воспользоваться простыми соотношениями, связывающими интенсивность УВ с параметрами разлетающейся среды.

**Экспериментальная установка и методика измерений.** Эксперименты проводились на вертикальной ударной трубе длиной 2 м и диаметром канала 50 мм. Схема установки представлена на рис. 1.



Камера высокого давления 11 длиной 22 см отделена от камеры низкого давления (КНД) 13 разрывной мембраной 1. В верхней части КВД расположена распылительная камера (РК) 5, объем которой составляет ~10 % объема КВД. В РК, отделенную от КВД мембраной 4, помещали навеску исследуемого пылевого материала 7 массой  $m$ . В средней части КВД размещены смотровое окно 3 и датчик давления 9. Поджиг осуществлялся искровым источником 10 в центре КВД. Первоначально КВД и КНД заполнены воздухом при давлении  $p_1 = 0,1$  МПа. По магистрали 6 в РК поступает толкающий газ — кислород или азот. По достижении заданного давления мембрана 4 разрывается. Газ из РК расширяется в объем 11 и вовлекает в движение навеску. Слабая УВ, формирующаяся после разрыва мембраны, используется для запуска с помощью

Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

датчика 8 измерительной аппаратуры и искрового источника. Через фиксированный промежуток времени, подбираемый в отладочных опытах, производится электрический разряд. Пылевзвесь воспламеняется, давление в КВД повышается до величины  $p_4$  — давления разрыва мембраны 1. После этого в КВД формируется УВ, параметры которой определяются пьезодатчиками 12, 14—16 и осциллографами С8-13, С8-17. Процесс сгорания пылевзвеси в КВД фиксируется датчиком 9 и фотодатчиком 2. Поскольку характерные времена горения достигают десятков миллисекунд, датчик 9 подключен через повторитель с большим входным сопротивлением, что позволило увеличить его постоянную времени до 1,5 с.

Целью работы было установление сравнительных характеристик УВ при разлете пылевзвесей, воспламеняющихся в одинаковых условиях. В связи с этим во всех опытах давление распыла и мощность электрического разряда одинаковы. Емкость разрядного конденсатора искрового источника, собранного по трехэлектродной схеме, составляла 80 мкФ, сопротивление в цепи разряда не превышало 50 Ом. В предварительных экспериментах исследовался характер распыла навески в КВД. Качественную информацию удалось получить, используя фотодатчик 2. Установлено, что при  $m = 0,2 \div 4$  г и давлении распыла 0,3 МПа передняя граница пылевого облака достигает искрового промежутка через 10—20 мс. Характерное время оседания частиц составляет не менее 100—200 мс. Давление в КВД выравнивается через 5 мс с момента раскрытия мембраны. Исходя из знания этих временных параметров, задержку поджига выбрали равной 30 мс после срабатывания запускающего датчика 8. При использовании кислорода как толкающего газа начальное давление в КВД при поджиге  $p_0 = 0,12$  МПа, а объемная концентрация кислорода  $\sim 33$  %. Содержание твердой фазы в исходной горючей смеси рассчитывалось по величине  $m$  и объему КВД  $V = 430$  см<sup>3</sup> (с учетом объема РК). Реальная концентрация оказывалась несколько ниже расчетной, поскольку часть пылевого материала оставалась в РК и оседала на стенки КВД.

**Результаты экспериментов.** В опытах исследовались мелкодисперсные пыли алюминия, полистирола (ПС), полиметилметакрилата (ПММА), а также вещества растительного происхождения (РП). Размер частиц Al 10—20 мкм, ПС и ПММА 3—10 мкм, РП 20—30 мкм. В предварительных экспериментах определялись параметры взрыва в закрытом объеме КВД (мембрана 1 не разрывалась). На рис. 2, а приведены записи давления (нижний луч) и свечения (верхний луч) в опыте с ПММА при  $m = 0,5$  г. Начало лучей соответствует моменту раскрытия мембраны РК. Искровой разряд отмечен на лучах характерным выбросом через 30 мс с начала распыления. По осциллограммам давления измеряются величины  $p_{\max}$  и  $(dp/dt)_{\max}$  — основные показатели пожаро- и взрывоопасности пылевзвесей [4, 5]. Максимум свечения достигается на участке наибольшей скорости нарастания давления. Измеренные величины  $p_{\max}$

Вещество	$m$ , г	$p_{\max}$ , МПа	$(dp/dt)_{\max}$ , МПа/с
Алюминий	0,5	0,77	57
	1,5	1,0	250
	6,0	0,70	167
Полистирол	0,5	0,96	122
Порошок РП	0,5	0,70	37
Полиметилметакрилат	0,1	0,63	20
	0,5	0,93	220
	1,0	0,81	92
	1,5	0,43	67
	2,0	0,39	9

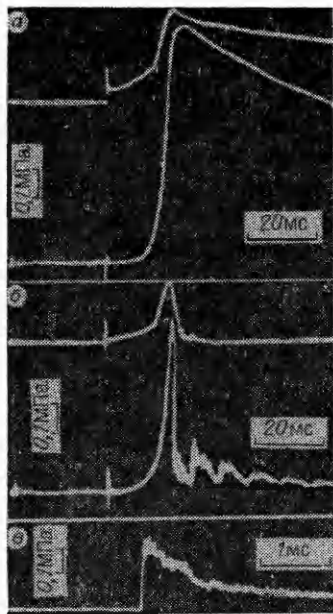


Рис. 2. Осциллограммы записи давления и свечения.

а) горение при постоянном объеме; б) горение в КВД при наличии разрывной мембраны; в) ударная волна в КВД.

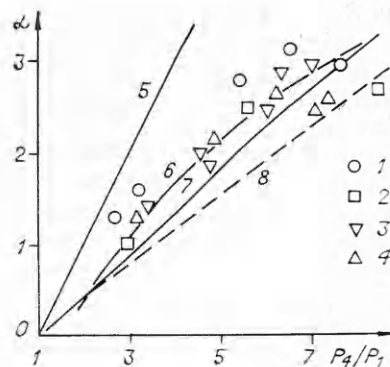


Рис. 3. Зависимость интенсивности УВ от отношения давлений на мембране.

1 — Al; 2 — ПС; 3 — РП; 4 — ПММА. Расчетные кривые: 5 — по (3), 6 — по модели [9], 7 — по (1), (2) без учета частиц при  $p_0 = 0,12$  МПа,  $T_0 = 293$  К, 8 — с учетом частиц [8].

и  $(dp/dt)_{\max}$  приведены в таблице. Как видно, с увеличением  $m$  (концентрации твердой фазы) величина давления взрыва для алюминия изменяется слабо, а для ПММА  $p_{\max}$  резко уменьшается, если  $m = 1,5 \div 2,0$  г. При  $m = 2,2 \div 2,5$  г взрыв не наблюдался. Полученные зависимости для алюминия согласуются с результатами [2, 6].

На рис. 2, б, в представлены осциллограммы опыта с ПММА ( $m = 0,5$  г) с разрывной мембраной между КВД и КНД, рассчитанной на перепад 0,56 МПа; на рис. 2, б — запись давления (нижний луч) и свечения (верхний луч) в КВД. Начальный участок роста давления соответствует рис. 2, а. После разрыва мембраны давление в КВД быстро падает. Одновременно уменьшается практически до нуля интенсивность свечения. Последующие возмущения на профиле давления — отраженные УВ. Запись профиля УВ в КНД на рис. 2, в сделана датчиком, расположенным на расстоянии 45 см от мембраны. Наблюдаемое за фронтом УВ падение давления связано, по-видимому, с влиянием отраженной от торца КВД волны разрежения. В отдельных экспериментах наблюдалась многофронтная структура УВ с последовательным наложением ряда волн сжатия. В связи с трудностью точного определения числа Маха такой волны, за основную характеристику падающих УВ принята измеряемая величина максимального избыточного давления  $\Delta p$ .

На рис. 3 приведены зависимости величины  $\alpha = \Delta p/p_1$  от отношения давлений на мембране в момент разрыва. Такой вид представления результатов традиционен в практике использования ударных труб [7] и позволяет сопоставить параметры УВ от пылевого взрыва с известными экспериментальными и расчетными зависимостями для разлета инертных газовых систем. Во всех представленных опытах  $m = 0,5$  г. Здесь и далее величина  $\alpha$  измерена на расстоянии 45 см от мембраны. Из рис. 4 видно, что с увеличением  $m$  величина  $\alpha$  при взрыве ПММА падает, а для Al изменяется слабо. Как видно, при  $m < 0,5$  г для ПММА следует ожидать более сильные УВ, чем для алюминиевой пыли. Для фиксированной величины  $p_4$  УВ при взрыве алюминия возможны в более широком диапазоне концентраций, чем для ПММА. Это обусловлено соответствующими концентрационными пределами взрыва в закрытом объеме (см. таблицу). На рис. 5 видно, что интенсивность УВ слабо увеличивается с ростом давления взрыва.

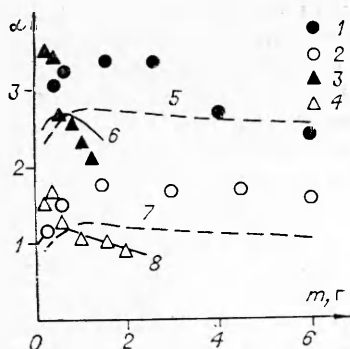


Рис. 4. Зависимость  $\alpha(m)$ .  
1, 2, 5, 7 — Al; 3, 4, 6, 8 — ПММА.  $p_4/p_1 =$   
 $= 6,6$  (1, 3, 5, 6) и 3 (2, 4, 7, 8).

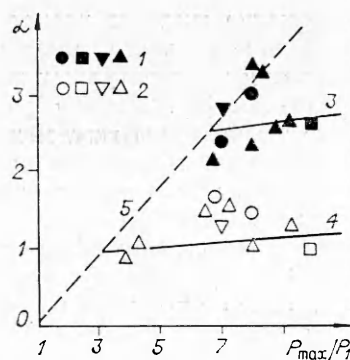


Рис. 5. Зависимость  $\alpha(p_{\max}/p_1)$ .  
 $p_4/p_1 = 6,6$  (точки 1, линия 3) и 3 (точ-  
ки 2, линия 4); 3, 4 — расчет по моде-  
ли [9]; 5 — расчет по [9] при  $v_* = v_{\max}$ .

**Обсуждение результатов.** При анализе экспериментальных данных воспользуемся известным соотношением [7] между интенсивностью падающей УВ и отношением давлений между КВД и КНД в момент разрыва мембраны:

$$\frac{p_4}{p_1} = (\alpha + 1) \left[ 1 - \frac{\gamma_4 - 1}{\gamma_1 + 1} \sqrt{\frac{\gamma_1 \mu_4 T_1}{\gamma_4 \mu_1 T_4} \left( M - \frac{1}{M} \right)} \right]^{-\frac{2\gamma_4}{\gamma_4 - 1}}. \quad (1)$$

Здесь  $M$  — число Маха УВ;  $\gamma_1, \mu_1, T_1$  — отношение теплоемкостей, молекулярная масса и температура невозмущенного газа (воздуха) в КНД;  $\gamma_4, \mu_4, T_4$  — параметры газа в КВД в момент разрыва мембраны. В процессе сгорания пылевзвеси в замкнутом объеме повышение давления связано главным образом с увеличением температуры газа в результате экзотермической реакции. Кроме того, вклад в давление вносит изменение числа молей газа [1]. Например, при сгорании Al и некоторых других металлов число молей уменьшается, а при сгорании органических веществ, как правило, увеличивается. Однако, как следует из (1), величина  $\alpha$  не зависит от числа молей газа в КВД. Для нахождения параметров УВ достаточно знания температуры  $T_4$  и теплофизических свойств газа. В первом приближении для смесей, сильно разбавленных азотом, можно пренебречь изменением при горении отношения теплоемкостей и молекулярной массы. В дальнейшем предполагается  $\mu_4 = \mu_1 = 29$ ,  $\gamma_4 = \gamma_1 = 1,4$ . Оценим  $T_4$ , допустив, что все тепло, выделяющееся при экзотермической реакции горения, расходуется на нагрев газа. Тогда давление и температура связаны изохорой  $p/T = \text{const}$ , т. е.

$$T_4/T_0 = p_4/p_0, \quad (2)$$

где  $p_0, T_0$  — давление и температура до начала горения. Таким образом,  $p_4$  однозначно определяет термодинамические свойства среды в КВД в момент разрыва мембраны, а следовательно, и  $\alpha$ .

Расчет по (1) не учитывает забалластированность объема КВД твердой фазой. Упрощенный подход к учету этого фактора возможен на основе представления двухфазной среды в КВД равновесным эквивалентным газом с измененными скоростью звука и отношением теплоемкостей. Соответствующие соотношения и расчеты для инертной пылевзвеси, заполняющей КВД, приведены в [8] (см. рис. 3, 8). Как видно из рис. 3, расчетные кривые 7, 8 лежат ниже области разброса опытных данных и удовлетворительно описывают интенсивности УВ лишь при  $p_4/p_1 = 7 \div 8$ , т. е. при значениях  $p_4$ , близких к величине давления взрыва.

В рассмотренной упрощенной модели процесса предполагается, что давление и температура мгновенно выравниваются по всему объему КВД.

На практике скорость распространения пламени по пылевзвеси на 2 порядка ниже скорости звука в окружающей частицы газе, а время выравнивания температурных неоднородностей на 2 порядка больше времени сгорания [9]. Таким образом, при сгорании пылевзвеси в замкнутом объеме температура газа может быть существенно неоднородной.

Задача распределения величины  $T$  в сферическом сосуде при центральном поджигании газовой горючей смеси решена в [9]. Выделим основные результаты модели [9], полученные применительно к рассматриваемой задаче центрального поджигания пылевзвеси в цилиндрической КВД. В процессе распространения пламени от центра КВД к торцу горючая смесь впереди фронта пламени сжимается по адиабатическому закону. Температура продуктов сгорания в центре КВД значительно выше, чем на периферии у несгоревшей смеси вблизи торца и мембраны. Распределение температуры по длине КВД для фиксированного  $p_4$  определяется только отношением  $p_{\max}/p_0$  (без учета изменения теплоемкости). Температура в горячей зоне в центральной части КВД оказывается выше вычисленной по (2). Например, при  $p_{\max}/p_0 = 7$  и  $p_4/p_1 = 4$  усредненная по горячей зоне температура (в центре КВД температура выше, чем на фронте пламени за счет Махэ-эффекта [9]):  $T_4 \sim 6,4T_0$ , а по (2)  $T_4 = 3,3T_0 (p_0/p_1 - 1,2)$ . Длина горячей зоны при этом составляет  $\sim 74\%$  длины КВД и вносит основной вклад в интенсивность ударной волны в КВД на достаточном удалении от мембраны.

Результаты численных расчетов величины  $\alpha$  на расстоянии 45 см от мембраны с учетом неоднородного распределения температуры в КВД представлены на рис. 3, 6. Поскольку давление взрыва для различных веществ при  $m = 0,5$  г отличается (см. таблицу), расчет проведен при среднем значении  $p_{\max} = 0,84$  МПа. Как видно, в диапазоне  $2,2 < p_4/p_1 < 8,4$  расчет с учетом реального профиля температуры дает увеличение значений  $\alpha$  по сравнению с вычислениями по (1), (2). Отметим, что при  $p_4/p_0 \leq 2$  в расчетах наблюдается двухфронтная конфигурация УВ. Первичная слабая УВ определяется разлетом адиабатически сжатого газа между фронтом пламени и мембраной. Вторичная волна сжатия обусловлена разлетом горячей зоны за фронтом пламени.

На рис. 4, 5 представленные расчетные зависимости построены по измеренным величинам  $p_{\max}$  (см. таблицу). Как видно, учет реального температурного профиля в момент разрыва мембраны качественно описывает слабый рост интенсивности УВ с увеличением давления взрыва, а также уменьшение величины  $\alpha$  при  $m > 1$  г. Правее кривой 5 на рис. 5 лежит область вероятных значений интенсивности УВ для любой величины  $p_{\max}$ . Сравнение с расчетами на рис. 3—5 показывает, что ряд экспериментальных данных не описывается в рамках теории ударной трубы. В качестве верхней оценки можно принять

$$\alpha = p_4/p_1 - 1, \quad (1)$$

что следует из (1) при  $T_4/T_1 \rightarrow \infty$  (см. рис. 3, 5). Такая же оценка предлагается в [10] для определения параметров УВ в ударной трубе, КВД которой заполнена горячей стехиометрической смесью водорода и кислорода. Авторы [10] не смогли объяснить «аномально высокие» интенсивности УВ на основе теории ударной трубы.

Рассмотрим возможный механизм усиления УВ при плоском разлете объема горячей пылевзвеси или газовой смеси. После разрыва мембраны по КВД распространяется относительно слабая УВ, а по КВД — волна разрежения. Несгоревшая (недогоревшая) смесь вблизи мембраны ускоряется в волне разрежения и у стен трубы перед фронтом пламени формируется турбулентный пограничный слой. Турбулентность в пограничном слое особенно сильна в месте установки диафрагмы [7], а скорость пламени в нем резко увеличивается и пламя приобретает форму удлиненного конуса [5], площадь которого значительно больше площади поперечного сечения трубы. Возрастает эффективная скорость сгорания, что приводит к образованию сильных волн сжатия, догоняющих голов-

ную УВ. В [11] измерена скорость фронта пламени при истечении в отводящую магистраль горячей газовой взвеси металлических частиц. Полученные результаты свидетельствуют о резком ускорении пламени после раскрытия мембраны. На расстоянии 20 см от мембраны зафиксирована скорость  $\sim 500$  м/с.

Таким образом, в работе исследованы параметры волн давления, формирующихся в ударной трубе при разлете сгорающей в КВД пылевзвеси. Показано, что в ряде опытов измеренная интенсивность УВ выше рассчитанной по теории ударной трубы с учетом реального температурного профиля в КВД в момент разрыва мембраны. В отдельных экспериментах зафиксирована многофронтная структура УВ. Для верхней оценки параметров УВ можно принять, что давление в ударной волне близко к давлению разрыва мембраны.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Годжелло М. Г. Взрывы промышленных пылей и их предупреждение.— М., 1952.
2. Предупреждение внезапных взрывов газодисперсных систем.— Киев: Наук. думка, 1971.
3. Таубкин С. И., Таубкин И. С. Пожаро- и взрывоопасность пылевидных материалов и технологических процессов их переработки.— М.: Химия, 1976.
4. Корольченко А. Я. Пожаровзрывоопасность промышленной пыли.— М.: Химия, 1986.
5. Взрывные явления. Оценка и последствия/У. Бейкер и др.— М.: Мир, 1986.— Кн. 1.
6. Ishihama W., Enomoto H. // 15th Symp. (Intern.) on Comb.— Pittsburgh, 1974.
7. Гейдон А., Герл И. Ударная труба в химической физике высоких температур.— М.: Мир, 1966.
8. Гельфанд Б. Е., Губанов А. В., Медведев С. П. и др. Докл. АН СССР, 1985, 281, 5, 1113.
9. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.
10. Hertsberg A., Smith W. J. Appl. Phys., 1954, 25, 1, 130.
11. Бринза В. Н., Бабайцев И. В., Папаев С. Т. ФГВ, 1980, 16, 1, 136.

г. Москва

Поступила в редакцию 16/VIII 1988

УДК 534.222.2

*Б. Е. Гельфанд, С. М. Фролов, С. П. Медведев*

#### ИЗМЕРЕНИЯ И РАСЧЕТ ЗАТУХАНИЯ УВ В ШЕРОХОВОЙ ТРУБЕ

При рассмотрении механизма неидеальной детонации в шероховатых трубах в модельные уравнения вводятся коэффициенты потерь на трение и теплообмен в нестационарном газовом потоке с ударными волнами (УВ) [1—3]. Пока эти величины задаются априорно. Однако в связи с появлением разноплановых экспериментальных данных стал реально ощущаться дефицит в достоверных сведениях об уровне потерь в зоне реакции.

В работе предложен приближенный метод расчета и проведены систематические экспериментальные исследования затухания воздушных УВ в шероховатых трубах, что позволило определить потери импульса в УВ путем сопоставления расчетных и опытных данных. Полученные зависимости коэффициента потерь от размеров регулярной шероховатости использованы для расчета скорости газовой детонации в шероховатых трубах.

© 1990 Гельфанд Б. Е., Фролов С. М., Медведев С. П.