

УДК 533.6.011.72:534.222.2

© 1992 г. А. Б. БРИТАН, Е. И. ВАСИЛЬЕВ,  
И. Н. ЗИНОВИК, И. Ю. КАМЫНИН

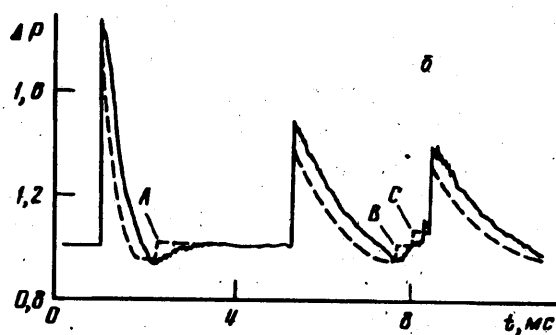
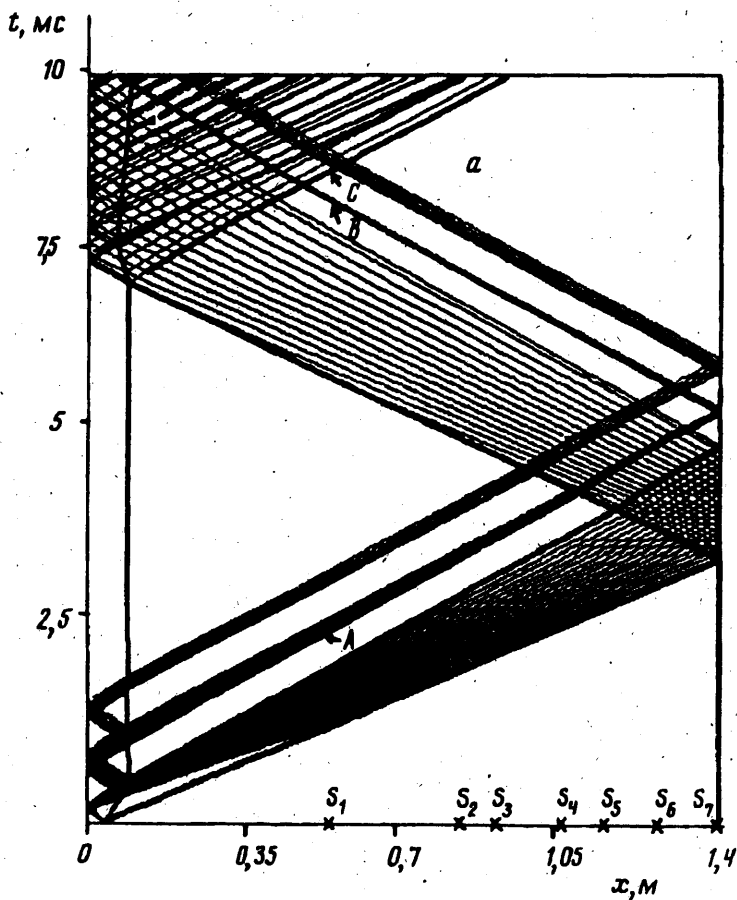
## ОТРАЖЕНИЕ ВОЛНЫ ВЗРЫВНОГО ПРОФИЛЯ ОТ ТОРЦЕВОЙ СТЕНКИ УДАРНОЙ ТРУБЫ

Применение ударной трубы в практике аэрофизического эксперимента связано прежде всего с возможностями выделения из общей продолжительности нестационарного цикла установившегося участка течения с однородными параметрами. Для ряда задач нестационарной газодинамики существенным является получение в лабораторных условиях переменного профиля давления за скачком, моделирующего условия течения за взрывной ударной волной [1]. При этом появляются сложности в интерпретации волновых процессов, поскольку существующие представления упрощенной теории ударной трубы [2] применительно к данному случаю менее разработаны. Некоторые проблемы получения взрывных волн в ударных трубах ранее обсуждались в связи с изучением процессов воспламенения [3, 4], а также с моделированием условий точечного взрыва в среде с противодавлением [5]. Целью подобных исследований являлся анализ возможностей управления профилем давления и скоростью ударной волны путем изменения геометрии и размеров камеры высокого давления. Широкое распространение этих идей, впервые высказанных еще в [6], тормозилось отсутствием разработанных методов и средств численного моделирования процессов в ударных трубах. С внедрением в практику эксперимента персональных компьютеров, связанных интерфейсом с измерительными устройствами установки, процесс обработки и сравнения результатов измерений с численными расчетами включается в стандартную процедуру проведения опыта. Индивидуальный характер выполнения расчетов на персональных компьютерах предполагает использование экспериментатором отлаженного пакета прикладных программ с удобным сервисом, графикой и диалоговым режимом управления.

В данной работе течение в ударной трубе рассчитывалось с помощью такого пакета программ, созданного на базе алгоритма «свободных скачков» [7]. Область течения представлялась совокупностью  $\{\sigma_j\}$  скачков с постоянными параметрами газа между ними. Каждый скачок  $\sigma_j$  в момент времени  $t$  характеризуется координатой  $x_j$ , скоростью  $v_j$ , перепадом плотности  $\Delta\rho_j$ , давления  $\Delta P_j$  и скорости газа  $\Delta u_j$ . В совокупность  $\{\sigma_j\}$  могут входить: ударные волны, контактные разрывы, изоэнтропические волны разрежения. Любой скачок  $\sigma_j$  движется с постоянной скоростью до столкновения с одним из соседей  $\sigma_{j-1}$  или  $\sigma_{j+1}$ . Результат столкновения скачков порождает серию новых, причем их взаимодействие рассчитывается с помощью процедуры решения задачи о распаде произвольного разрыва (в общем случае со скачком площади). После взаимодействия в момент  $t$  определяется ближайшее время  $t + \Delta t$  столкновения очередной пары  $k, k+1$ , при этом все скачки перемещаются на  $\Delta x_k = v_k \Delta t$ . Пара скачков  $k, k+1$  порождает новую серию и т. д. [7].

Использованный метод эффективнее существующих методов сквозного счета, так как на каждом шаге осуществляется только локальный пересчет параметров и отсутствует размазывание разрывов. Полученные результаты численного моделирования и физических экспериментов позволили проанализировать динамику волновых процессов в ударной трубе, формирование и отражение от стенки трубы волн взрывного профиля.

1. Экспериментальная установка. Конструкция ударной трубы с прозрачным каналом, изготовленным из полированного плексигласа, подробно обсуждалась ранее в связи с исследованиями распространения ударных волн в пенах [1]. Внутренний диаметр трубы  $D = 52$  мм и длина канала  $L = 144$  мм. Длина камеры высокого давления  $l = 4$  см. Осциллограммы давления, измеренные миниатюрными пьезодатчиками [8], установленными в боковой стенке трубы и в торце, регистрировались с помощью цифровых осциллографов С9-8, соединенных интерфейсом с персональным компьютером IBM/AT/286. Согласующим элементом между датчиком и усилителем ос-



Фиг. 1

циллографа служили истоковые повторители на полевых транзисторах КП303А. Коэффициент чувствительности пьезодатчика при собственной емкости  $910\text{pF}$  —  $300\text{ мВ/Па}$ . Постоянная времени регистрирующей системы обеспечивает проведение измерений нестационарного давления без искажений в течение  $\sim 10\text{ мс}$ .

При обработке сигналов, записанных в памяти персонального компьютера в цифровом виде, использовалась стандартная программа «Дигископ». В качестве контрольных сечений для измерения давления использовались сечения с координатами  $S_1$ — $S_7$ , отмеченными на волновой диаграмме фиг.

1, а. Давление воздуха в камере варьировалось в пределах от 1,5 до 9 атм при атмосферном давлении  $P_1$  в канале. В качестве диафрагмы использовался листовой лавсан толщиной 20 мкм, сложенный в несколько слоев для изменения прочности на разрыв.

Эксперименты [1] показали, что плоский фронт ударной волны с профилем давления, близким к взрывному, формируется в этих опытах на расстоянии от диафрагмы  $\sim 18D$ . Из-за низкой интенсивности волны и короткой длины канала ( $L/D = 27$ ) можно пренебречь в расчетах реальными свойствами газа и затуханием волны из-за пограничного слоя [9]. Результаты измерений давления использовались для сопоставления с данными численного моделирования, выполненного в рамках модели невязкого нетеплопроводного совершенного газа с постоянным значением показателя адиабаты  $\gamma = 1,4$ .

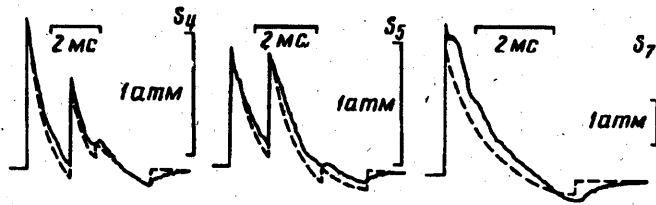
2. Динамика волновых процессов в ударной трубе. Течение с постоянным давлением за фронтом продолжительностью  $\tau$  обычно получают в ударных трубах, в которых длина камеры  $l \approx 0,5 L$ . Различные варианты волновой картины зависят от начальных условий, геометрии трубы и используемых газов. Решение известной автомодельной задачи о распаде разрыва в бесконечной в обе стороны трубе в данном случае справедливо в возмущенной области, ограниченной ударной волной и головой волны разрежения [10]. Усложнение волновой картины, как правило, связано с уменьшением длины камеры. Голова волны разрежения распространяется по пробке газа за падающей ударной волной и сокращает продолжительность  $\tau$ . Значительная область течения в канале начинает зависеть от профиля параметров в волне разрежения.

Пример волновой диаграммы для этих условий, рассчитанной при величине перепада давления на диафрагме  $P_4/P_1 = P_{41} = 3,23$  атм, приводится на фиг. 1, а. На фиг. 1, б расчетный профиль давления  $\Delta P = \Delta P_1/P_1$  (пунктир) сравнивается с осциллограммой в сечении канала  $S_1$ . Существенной особенностью волнового процесса, как видно из рисунка, является взаимодействие волны разрежения, отраженной от торца камеры с контактной поверхностью. Прошедшая волна разрежения догоняет фронт падающей волны в окрестности контрольного сечения  $S_1$  и формирует профиль с переменным давлением за фронтом. В сторону торца камеры отражается пакет волн сжатия, из которого впоследствии формируется вторичный скачок уплотнения, распространяющийся вслед за ударной волной.

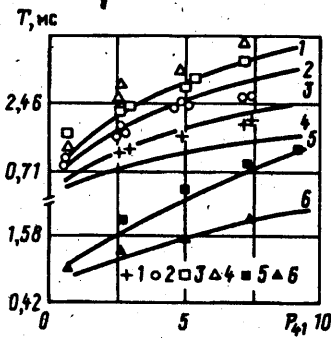
Взаимодействие с волной разрежения приводит к резкому торможению контактной поверхности вблизи диафрагмы — особенность, присущая волновому процессу в ударных трубах с короткой камерой. Основная часть канала остается занятой исследуемым газом. Осциллограмма давления на фиг. 1, б позволяет проследить динамику параметров в контрольном сечении  $S_1$  после прихода падающей волны, повторного сжатия в ударной волне, отраженной от торца канала и затем — от торца камеры.

Отметим факт затухания амплитуды возмущений при последовательном отражении скачков от торцевых стенок, незначительное перерасширение, а затем поджатие потока в результате прихода в сечение вторичного скачка. Повышение давления за вторичным скачком особенно наглядно иллюстрируют расчетные эпюры давления. Момент появления в сечении  $S_1$  пакета волн сжатия (г. А), приход вторичного скачка, отраженного от торца канала (г. В), и подъем давления за возмущением, которое формируется при столкновении отраженной волны с контактной поверхностью (г. С), отмечены на фиг. 1, б стрелками.

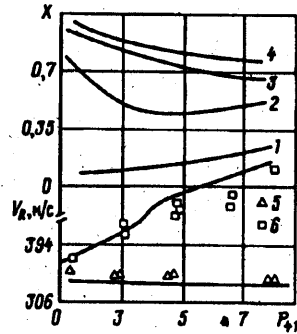
На фиг. 2 с результатами расчета сравниваются осциллограммы давления, измеренные в контрольных сечениях  $S_4, S_3, S_7$  при  $P_{41} = 7,08$  атм. В отличие от [5] в рассмотренных условиях роль вторичного скачка становится су-



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

ущественной только при его появлении вблизи фронта отраженной ударной волны. В остальных случаях вторичный скачок приходит в контрольное сечение после перерасширения и практически не влияет на течение с положительной фазой давления. Результаты расчета согласуются с измеренным временем прихода в контрольные сечения отраженных ударных волн, но систематически расходятся по профилю давления в волне разрежения. Для отраженных волн отличие наблюдается и по амплитуде давления на фронте.

Сопоставление эксперимента с расчетом по продолжительности  $T$  положительной фазы давления за отраженной (1, 2) и за падающей (3, 4) волнами проводится на фиг. 3. Цифрами 5, 6 обозначена продолжительность потока между падающей волной и вторичным скачком. К сечению  $S_1$  относятся результаты (1, 4, 6), к сечению  $S_4$  (3) и к торцу (2, 5). На этом и последующих рисунках обозначения расчетных кривых и соответствующих экспериментальных точек совпадают. В подтверждение сказанному по поводу данных на фиг. 1, 2 отметим превышение экспериментальных значений  $T$  над расчетными во всем диапазоне рассмотренных условий. Величина расхождения эксперимента с расчетом слабо зависит от  $P_{41}$  и составляет  $\sim 20\%$ .

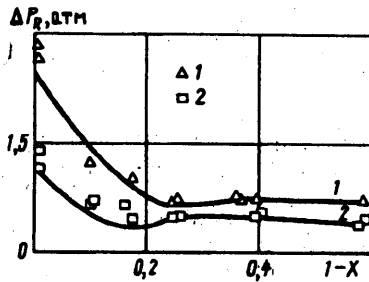
Причины расхождения связаны с реальными эффектами течения в ударной трубе и прежде всего с процессом разрыва диафрагмы, который не учитывается расчетной схемой распада разрыва. Несмотря на быстрое разрушение диафрагм из лавсана (по оценкам [1],  $\sim 150$  мкс) при этом неизбежны потери полного давления и перемешивание газов на контактной поверхности [10]. В окрестности диафрагмы формируется турбулизованная контактная область протяженностью  $\sim 2-3D$  с фрагментами разорвавшейся диафрагмы, энтропийными скачками и разрывами, которые образуются в процессе ускорения фронта ударной волны [9]. Появление этой области ослабляет волну разрежения, начальный профиль которой существенно отличается от центрированной волны разрежения, использованной в расчетах. Перечисленные закономерности становятся определяющими в опытах с короткой камерой, когда от профиля волны разрежения зависит основная часть потока как за падающей, так и за отраженной ударными волнами.

3. Формирование волны взрывного профиля. Сравнивая различные источники взрыва, как правило, учитывают амплитуду, продолжительность и другие параметры взрывной волны, зависящие от энергии, мощности и плотности энерговыделения источника [11]. В ударных трубах характеристики ударной волны регулируют изменением начальных условий и величиной геометрического параметра  $L/l$ . Моделирование взрывного профиля в данном случае ограничено плоской симметрией течения, а при  $L > 100 D$  — затуханием волны из-за развития пограничного слоя. С уменьшением длины возрастает роль нестационарных эффектов, связанных с формированием течения при разрыве диафрагмы. Длина участка формирования сокращается при уменьшении перепада  $P_{41}$ , а следовательно, за счет снижения интенсивности ударных волн. В конечном счете приходим к возможности моделировать условия течения только в дальней зоне от взрыва [11]. Существенно, что в дальней зоне параметры взрывной волны подчиняются общим критериям энергетического подобия [12, 13] и полученные результаты в равной степени применимы к ударным волнам от различных источников.

Осциллограммы, полученные в данной работе, а также временные характеристики ударных волн на фиг. 3 показывают, что профиль давления в таких опытах существенно меняется при движении ударной волны по трубе. Величина продолжительности  $T$  зависит от начального перепада  $P_{41}$  и растет в направлении движения скачка как для падающей, так и для отраженной волны. Влияние параметра  $P_{41}$  на положение координаты  $X = x/(L + D)$  ( $x$  — расстояние от торца камеры) взаимодействия основных возмущений в канале трубы демонстрируют расчетные данные на фиг. 4. Расчет проводился для координаты контактной поверхности в момент прихода падающей ударной волны к торцу канала 1, для координаты догона фронта ударной волны головной волны разрежения 2, для точки столкновения отраженной волны со вторичным скачком 3 и хвостом волны разрежения 4. Во всем диапазоне условий, реализуемых в данной трубе ( $L/l = 36$ ), контактная поверхность в результате взаимодействия с волной разрежения останавливается в окрестности сечения координатой  $X \approx 0,2$ . При  $P_{41} < 3$  основная часть пробки за фронтом падающей ударной волны занята потоком с постоянным давлением и только небольшая область в конце пробки — течением в волне разрежения. При  $P_{41} > 3$  профиль давления за падающей волной становится близким к взрывному в сечениях канала с координатой  $X \approx 0,5$ . В окрестности торца формируется достаточно протяженная область взаимодействия отраженной волны с переменными параметрами течения за падающим скачком (см. фиг. 2). Согласно расчетам (см. также фиг. 1, а), в пределах указанной области с удалением от торцевой стенки изменяется и скорость отраженной волны  $V_R$ .

На фиг. 4, б расчетные значения  $V_R$  сравниваются с результатами измерений, выполненных на двух базах:  $S_6$ — $S_7$  (точки 5) и  $S_3$ — $S_4$  (точки 6). Расчетные кривые 5, 6 получены соответственно для сечений с координатами  $X = 0,97$  и  $0,73$ . Вблизи торца величина  $V_R$  практически не зависит от  $P_{41}$ , но резко возрастает на второй базе, расположенной в конце области взаимодействия отраженного фронта с волной разрежения. Длина этой области увеличивается с ростом  $P_{41}$  и при  $P_{41} > 5$  координата столкновения отраженной волны с хвостом волны разрежения попадает в пределы базового расстояния  $S_3$ — $S_4$  (см. расчетные данные на фиг. 4). Осреднение скорости  $V_R$  по всей базе не учитывает эффекта замедления фронта левее координаты столкновения и экспериментальные точки 6 на фиг. 4 лежат ниже расчетной кривой при  $P_{41} > 5$ .

Общую картину процесса отражения взрывной волны от торцевой стенки дополняют результаты расчетов и измерений избыточного давления на



Фиг. 5

фронте отраженной волны  $\Delta P_R = P_R - P_1$ , приведенные на фиг. 5 для двух значений параметра  $P_{A1} = 7,08$  (1) и  $3,23$  (2). В пределах области взаимодействия отраженной волны с волной разрежения давление на фронте быстро падает и при  $X < 7,5$  формируется однородный объем газа с параметрами, близкими к начальным. Небольшой подъем давления  $\Delta P_R$  в окрестности сечения  $S_3$  (для данных 1) и  $S_4$  (для данных 2) связан с приходом вторичного скачка и поджатием потока. Отметим удовлетворительную корреляцию расчета с экспериментом в области однородных параметров и превышение эксперимента над расчетными кривыми вблизи торца, в нестационарной области взаимодействия отраженной волны с волной разрежения. Суммируя сказанное, можно заключить, что приведенные результаты позволяют с достаточной полнотой моделировать амплитуду, форму и продолжительность воздействия давления на боковую стенку и торец ударной трубы в волне взрывного профиля.

При натуральных испытаниях наряду с избыточным давлением в проходящей волне  $\Delta P_1$  в качестве фактора опасности, определяющего разрушающее действие взрывных волн, используют импульс волны, определяемый формулой

$$I = \int_T \Delta P(t) dt \quad (3.1)$$

который можно рассчитать, учитывая продолжительность положительной фазы сжатия за скачком  $T$ . Результаты измерений  $\Delta P$  и импульса  $I$ , выполненных в ударной трубе, сравниваются с расчетными данными в табл. 1. Экспериментальные значения  $\Delta P_e$  и  $I_e$  на торцевой стенке, а также за падающей волной в сечениях  $S_2$  (здесь  $X = 0,58$ ) систематически превышают расчетные величины  $\Delta P_c$ ,  $I_c$ , подтверждая отмеченную выше погрешность расчетного метода при описании профиля волны разрежения. Не вдаваясь в подробности, связанные с различной симметрией течения в ударной трубе и за фронтом сферических взрывных волн в воздухе, рассмотрим применимость полученных результатов для моделирования параметров взрыва конденсированного взрывчатого вещества или облака горючей смеси. В работе [12] проведен подробный анализ существующих данных и получены простые зависимости, связывающие амплитуду  $\Delta P_1$  и импульс  $I$  с расстоянием  $R$  фронта волны от центра облака

$$\Delta P_1/P_1 = 0,8M^{0,33}R^{-1} + 2,2M^{0,66}R^{-2} + 1,2MR^{-3} \quad (3.2)$$

$$IM^{-0,33} = 123M^{0,33}R^{-1} \quad (3.3)$$

В случае взрыва конденсированного взрывчатого вещества [13]

$$\Delta P_1/P_1 = 0,8M^{0,33}R^{-1} + 3M^{0,66}R^{-2} + 5MR^{-3} \quad (3.4)$$

$$IM^{-0,33} = 250(M^{-0,33}R + 1)^{-1} \quad (3.5)$$

Таблица 1

$P_{41}$	$I_c, \text{Па}\cdot\text{с}$		$I_a, \text{Па}\cdot\text{с}$		$\Delta P_c$		$\Delta P_a$	
	$S_2$	$S_7$	$S_2$	$S_7$	$S_2$	$S_7$	$S_2$	$S_7$
1,57	6	6	6	6	0,30	0,6	0,30	0,7
3,23	22	45	22	78	0,50	1,2	0,53	1,2
5,15	34	84	45	123	0,92	1,91	0,97	2,3
7,08	45	123	56	213	1,10	2,60	1,20	2,8

Таблица 2

Ударная труба		Конденсированные ВВ			Детонирующая смесь газов		
$P_{41}$	$E_2, \text{Дж}$	$M, \text{кг}$	$E_1, \text{Дж}$	$R, \text{м}$	$M, \text{кг}$	$E_1, \text{Дж}$	$R, \text{м}$
1,57	22,4	0,015	$6,8 \cdot 10^4$	1,53	0,065	$2,9 \cdot 10^5$	2,36
3,23	87,6	0,138	$6,2 \cdot 10^5$	1,93	0,387	$1,8 \cdot 10^6$	2,40
5,15	163,1	0,503	$2,3 \cdot 10^6$	2,35	1,091	$4,9 \cdot 10^6$	2,59
7,08	238,9	1,011	$4,6 \cdot 10^6$	2,59	1,870	$8,5 \cdot 10^6$	2,66

Массу  $M$  тротилового эквивалента и расстояние  $R$  от источника, для которого проводится моделирование в фиксированном сечении канала ударной трубы, можно определить, подставляя в (3.2), (3.3) или (3.4), (3.5) результаты измерений  $\Delta P$  и  $I$ , приведенные в табл. 2.

Полученные значения параметров  $M$  и  $R$  для источников двух типов приведены в таблице при различных перепадах давления  $P_{41}$  и фиксированном сечении канала  $S_2$ . Величина энергии взрыва  $E_1$  для конденсированного взрывчатого вещества (или облака детонирующей смеси) и энергии сжатого газа  $E_2$  в камере ударной трубы рассчитывались по формулам

$$E_1 = MQ$$

$$E_2 = 0,5\pi D^2 l (P_4 - P_1) / (\gamma - 1)$$

Сравнивая результаты, приведенные в табл. 1, легко увидеть, что в ударной трубе моделируются условия, доступные в натуральных испытаниях только на полигоне или в специальных взрывных камерах. При близких значениях расстояния  $R$  низкие энергозатраты в ударной трубе связаны с плоской симметрией течения, отсутствием излучения и других потерь энергии в ближней зоне при взрыве ВВ или газового облака [12]. Не делая обобщений относительно динамики ударной волны при  $R \gg L$ , полученные результаты можно использовать для анализа процессов отражения взрывной волны от пористых сред и экранов типа пены [1], а также в других задачах по защите конструкций от воздействия взрыва. Более слабое (по сравнению со сферическим случаем) затухание ударной волны взрывного профиля при движении по каналу ударной трубы позволяет оценивать максимальные параметры воздействия взрыва на исследуемый объект.

Авторы благодарят В. А. Левина за поддержку работы и полезные обсуждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Британ А. Б., Зиновик И. Н., Левин В. А. Распространение ударных волн по вертикальному столбу пены с градиентом плотности // ПМТФ. 1992. № 2.
2. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977. 274 с.
3. Борисов А. А., Козарко С. М., Любимов А. В. О применении ударных труб для исследования химических реакций // ПМТФ. 1960. № 3. С. 175—183.

4. Гельфанд Б. Е., Поленов А. Н., Фролов С. М., Цыганов С. А. Возможности применения ударных труб при исследованиях взрывных процессов//Хим. физика. 1986. Т. 5. № 1. С. 121—128.
5. Березкина М. К., Смирнов И. В., Сыщикова М. П. Формирование ударных волн взрывного профиля в ударной трубе//ПМТФ. 1989. № 6. С. 50—56.
6. Henshall B. D., Teng R. N., Wool A. D. Development of very high shock tunnels with extended steady-state test times//AVCO Tech. Rep. RAD-TR-62-16. 1962. 52 p.
7. Васильев В. И. Метод «свободных скачков» для квазиодномерных нестационарных течений сжимаемого газа//Тез. докл. 7-й научн. конф. Волгоград. ун-та. 1990. Волгоград: Изд-во Волгоград. ун-та, 1990. С. 100—101.
8. Сунцов Г. Н. Пьезоэлектрический датчик давления. А. с. № 317928//Б. И. 1982. № 82 — 0281.
9. Dewey J. M., Whitten B. T. Calibration of shock tube flow by analysis of the particle trajectories//Phys. Fluids. 1975. V. 18. № 4. P. 437—445.
10. Iku T., Matsuo K. Investigations of the aerodynamic characteristics of the shock tubes//Bull. JSME. 1969. V. 12. № 52. P. 774—782.
11. Бейкер У., Кокс П., Уэстайн П. и др. Взрывные явления. Оценка и последствия. Кн. 1. М.: Мир, 1986. 319 с.
12. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Цыганов С. А. О моделировании волн давления, образующихся при детонации и горении газовых смесей//Физика горения и взрыва. 1985. Т. 21. № 2. С. 90—97.
13. Lewis D. J. Condensed phase explosions and their blast characteristics//Euromech-139. Aberystwith, 1981.

Волгоград  
Москва

Поступила в редакцию  
11.VI.1991