

ГОРЕНИЕ, ВЗРЫВ И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

УДК 533.6.07

ОСОБЕННОСТИ ТЕЧЕНИЯ В КОНИЧЕСКОЙ УДАРНОЙ ТРУБЕ

© 2020 г. С. П. Медведев^{1*}, А. Н. Иванцов¹, А. И. Михайлин²,
М. В. Сильников^{1,2}, А. М. Тереза¹, С. В. Хомик¹

¹Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семёнова
Российской академии наук, Москва, Россия

²ЗАО “НПО Специальных материалов”, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: podwal_ac@yahoo.com

Поступила в редакцию 15.01.2020;

после доработки 11.02.2020;

принята в печать 20.02.2020

Анализ результатов трехмерного численного моделирования течения в конической ударной трубе с углом раствора в 38° показал, что формируемые в такой трубе взрывные волны имеют профиль давления, аналогичный сферическим ударным волнам с выраженной фазой разрежения, следующей за фазой сжатия. Установлено, что основное отличие течения в конической геометрии от сферического случая связано с изменением параметров потока из-за взаимодействия с ограничивающей поверхностью (стенкой конуса). Выявленные неоднородности течения проявляются в виде пульсаций давления на фазе разрежения и в практическом отсутствии вторичной фазы сжатия. Сделан вывод, что коническая ударная труба является эффективным средством для воспроизведения динамических нагрузок при сферическом взрыве.

Ключевые слова: коническая ударная труба, сферическая ударная волна, взрыв, динамическая нагрузка, фаза сжатия, фаза разрежения.

DOI: 10.31857/S0207401X20080087

ВВЕДЕНИЕ

Исторически ударная труба рассматривается как удобный экспериментальный инструмент для проведения широкого спектра исследований — от тонких кинетических методов измерений при сверхнизких давлениях до нестационарных взаимодействий ударных волн с препятствиями и получения сверхвысокого импульсного давления. В обычной постановке эксперимента ударная волна формируется и распространяется в канале постоянного сечения. Закономерности “квазиодномерного” плоского течения в таких условиях хорошо изучены с помощью известных экспериментальных и теоретических подходов, которые, в частности, были проанализированы проф. А.А. Борисовым с соавт. в работе [1] для обоснования ныне широко распространенной методики исследования кинетики газозажигательных реакций за отраженными ударными волнами [2–4]. Несмотря на универсальность, традиционные ударные трубы плохо адаптированы к моделированию практически важного случая формирования и распространения сферических ударных волн (СУВ), которые формируются в окружающем пространстве при взрыве конденсированных взрывчатых веществ (КВВ) и разрыве сосудов высокого давления (СВД). Как показано в работе проф. А.А. Борисова с соавт. [5], характер-

ный для СУВ профиль фазы сжатия со спадающим давлением за фронтом волны может быть смоделирован на ударной трубе с укороченной камерой высокого давления. Подробный анализ течения для этого случая представлен в работе [6].

Наибольшие трудности вызывает экспериментальное моделирование другого важного поражающего фактора СУВ — фазы разрежения, следующей за первой фазой сжатия. Альтернативой классической схемы, позволяющей преодолеть указанные ограничения, является коническая ударная труба (КУТ). Впервые ударная труба расширяющегося сечения с камерой высокого давления, заполненной газом, описана в работе [7], однако в дальнейшем такая схема не получила широкого распространения. Согласно литературным данным, основное внимание уделяется исследованию с помощью КУТ параметров ударных волн при взрыве зарядов конденсированных взрывчатых веществ. В работах [8–10] для моделирования взрыва КВВ в открытом пространстве коническая камера низкого давления заполнялась воздухом (обычно при нормальных условиях). Другое направление — исследование действия подводного взрыва в “гидродинамической” КУТ, заполняемой водой [11, 12]. Отдельное направление представляют эксперименты [13, 14], выполненные с помощью лабора-

торной КУТ длиной 1 м с углом раствора в 38° . В этих работах по единой методике проведены сравнительные испытания и выявлены особенности взрывных волн от различных источников — сжатых газов, двухфазных (насыпных) сред и вскипающих жидкостей.

Несмотря на относительно широкий круг задач уже решенных с помощью конических ударных труб, остаются вопросы, требующие дополнительного исследования. Теоретически геометрия КУТ соответствует полю течения при сферическом взрыве, поскольку конус “вырезает” часть сферы и линии тока параллельны ограничивающим стенкам. Однако на практике наличие стенок неизбежно приводит к трению и формированию пограничного слоя в пристеночной области [9]. Кроме того, на параметры потока может оказывать влияние конечное время раскрытия мембраны, разделяющей камеры высокого и низкого давления. Отметим, что эти явления подробно исследованы для ударной трубы постоянного сечения.

Важным эффектом сферического взрыва является формирование вторичной ударной волны (ВТУВ), которая распространяется к центру взрыва [15]. После отражения в центре ВТУВ движется в следе основной (первичной) волны сжатия по газу с давлением ниже начального. Таким образом, в точке наблюдения на фиксированном расстоянии от источника взрыва регистрируется профиль давления с первичной фазой сжатия, фазой разрежения и вторичным пиком давления. Для определения закономерностей формирования и распространения основной и вторичной ударных волн в условиях геометрических ограничений КУТ недостаточно рассчитать поле течения сферического взрыва, в рамках одномерной задачи, решаемой методом характеристик [7] или конечных разностей [15]. С целью получения детальной информации о параметрах нестационарного течения в КУТ следует выполнить анализ результатов многомерного численного моделирования с учетом вязкости и теплопроводности. Выявление эффектов неидеальности течения и сравнение с результатами экспериментов представляет актуальную задачу для обоснования методики исследований сферических ударных волн с помощью конических ударных труб.

ОБЪЕКТ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Выбор методики и параметров численного моделирования определяется особенностями геометрии конической ударной трубы. В качестве объекта моделирования взята КУТ, описанная в работах [13, 14], которая имеет следующие параметры: длина — до 1 м, угол раствора — 38° , длина (радиус) камеры высокого давления (расстояние от вершины конуса до разрывной мембраны) — $r_0 = 67$ мм. Если предположить, что для разрешения пограничного

слоя и картины течения вблизи вершины конуса размер расчетной ячейки должен быть не более 0.1 мм, то трехмерная расчетная область будет содержать более 10 млрд ячеек, что на два порядка превышает разумные пределы для современных компьютерных мощностей. В общем случае с точки зрения построения расчетной модели течение в конической трубе можно рассматривать как осесимметричное, т.е. двумерное, что позволяет существенно сократить размер расчетной области.

Однако осесимметричная постановка задачи применительно к КУТ имеет определенные недостатки. Во-первых, на оси симметрии, особенно вблизи вершины конуса, возможно возникновение особых точек, в которых картина течения может быть искажена. Во-вторых, осесимметричная геометрия ограничивает возможности численного моделирования действия сферического взрыва на объекты и препятствия разнообразной (несимметричной) формы. Тем не менее двумерные расчеты, например, в плоской постановке могут использоваться для оценки влияния размера расчетной ячейки.

Для численного моделирования течения в конической ударной трубе использован пакет прикладных программ для газодинамических расчетов GAS DYNAMICS TOOL (GDT) [16], отличающийся значительной скоростью расчетов на прямоугольной и неадаптивной сетке. В пакете программ GDT с помощью модифицированного метода крупных частиц реализована процедура решения уравнений Навье—Стокса. При выборе методики моделирования учтено, что пакет GDT апробирован на задачах взаимодействия детонационных и ударных волн с проницаемыми преградами [17, 18], плоскими каналами [19, 20], а также при оценке эффективности устройств подавления взрыва [21].

Расчеты проведены в трехмерной и двумерной постановке для условий экспериментов в КУТ в работах [13, 14], в которых толкающим газом являлся азот при давлении разрыва мембраны 2.3 МПа. Коническая камера низкого давления заполнена воздухом при нормальных условиях. Для расширенного анализа течения в КУТ проведены три типа расчетов: 1) трехмерное моделирование при размере расчетной ячейки $a = 1$ мм; 2) двумерное моделирование при $a = 1$ мм; 3) двумерное моделирование при $a = 0.1$ мм. Двумерные расчеты, соответствующие случаю цилиндрического течения, проведены с целью исследования сходимости по сетке, а также для сравнения с полем давления при сферическом взрыве. Для оптимизации процесса численного моделирования физическая длина расчетной области во всех вариантах ограничена величиной, равной 500 мм. В трехмерных расчетах аналогично данным из работ [17, 18] в силу условий симметрии, поперечное сечение расчетной области ограничено сегментом, составляющим $1/4$

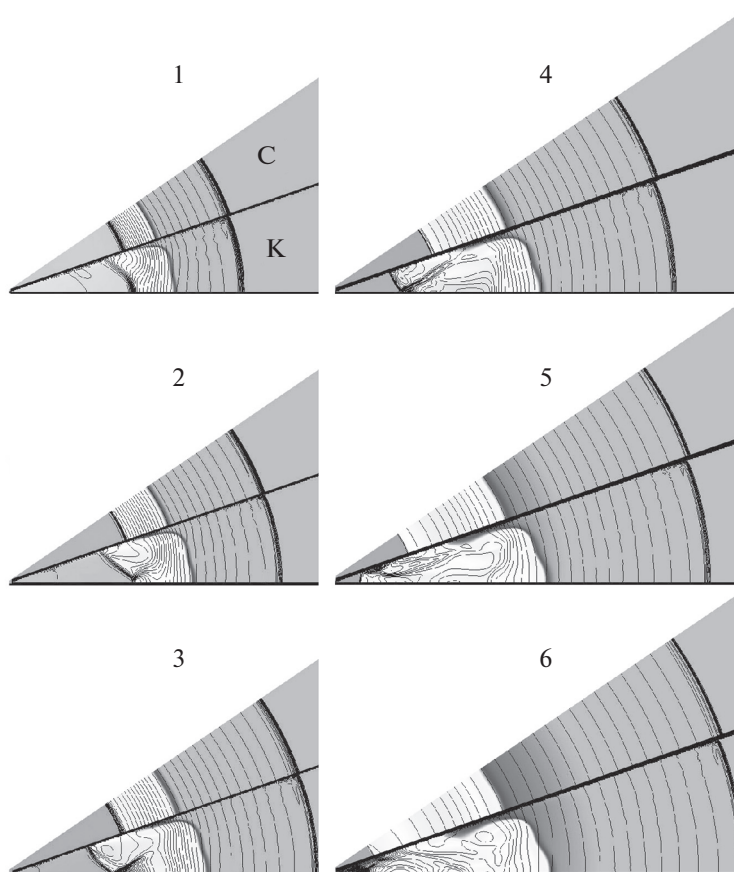


Рис. 1. Картины течения в конической ударной трубе (сегменты К) при сопоставлении их с результатами моделирования сферического взрыва в открытом пространстве (сегменты С): ось симметрии для КУТ расположена по горизонтали в нижней части сегментов К; время между кадрами – 0.1 мс, изолинии давления – через 10 кПа.

сечения КУТ. При помещении вершины конуса в начало координат и направлении оси x по оси КУТ в плоскостях XY и XZ заданы условия симметрии. В двухмерных расчетах условие симметрии задано на оси x . При $x = 500$ мм во всех случаях задано неотражающее граничное условие.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для выявления особенностей поля течения в конической ударной трубе проведены сравнительные расчеты взрыва в неограниченном пространстве сферы или цилиндра с радиусом r_0 , заполненных азотом при давлении 2.3 МПа. Для валидации расчетной методики проведено сравнение с результатами 2D и 3D одномерных расчетов, выполненных с помощью программы STCALC [14]. Пространственное распределение газодинамических параметров в плоскости XY , полученное в результате трехмерного моделирования, представлено на рис. 1. На каждом спаренном расчетном кадре картина течения в КУТ (нижние сегменты К) сопо-

ставляется с результатами моделирования сферического взрыва в открытом пространстве (верхние сегменты С). Первый кадр соответствует моменту времени $t = 0.4$ мс после распада разрыва. Такое представление результатов расчетов выявляет характерные особенности течения в отсутствии и при наличии ограничивающей стенки. Как видно из рис. 1, лидирующая (основная) ударная волна в КУТ практически совпадает со сферической ударной волной по времени прихода фронта и распределения давления за ним. Основные различия проявляются в хвостовой части веера волн разрежения, где имеет место формирование выраженной вторичной ударной волны.

В выбранном на рис. 1 для иллюстрации временном интервале в сферическом случае (сегменты С) ВТУВ представляет собой концентрическую волну сжатия, которая на кадрах 1–4 практически не изменяет свой радиус и начинает распространение к центру взрыва только в момент времени $t = 0.7$ мс (кадр 4 и далее). Симметричная картина течения существенно искажается в случае КУТ (сегменты К). За лидирующей ударной волной в пограничном

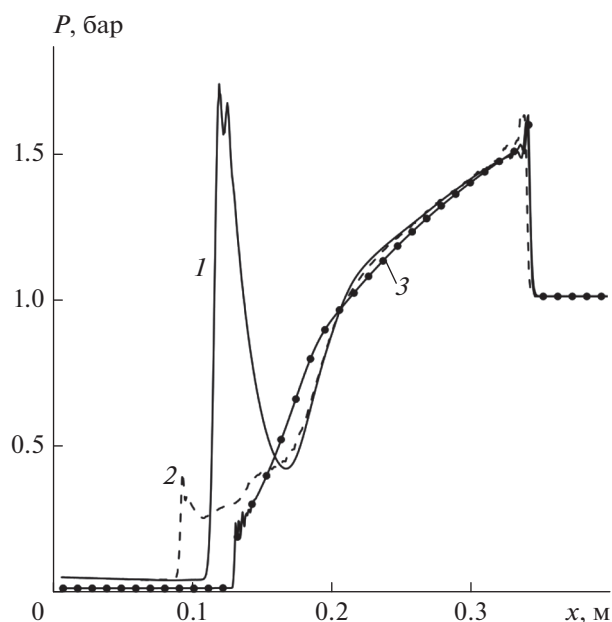


Рис. 2. Профили распределения давления по длине конической ударной трубы в момент времени $t = 0.6$ мс: 1 — ось КУТ, 2 — стенка КУТ, 3 — сферический взрыв.

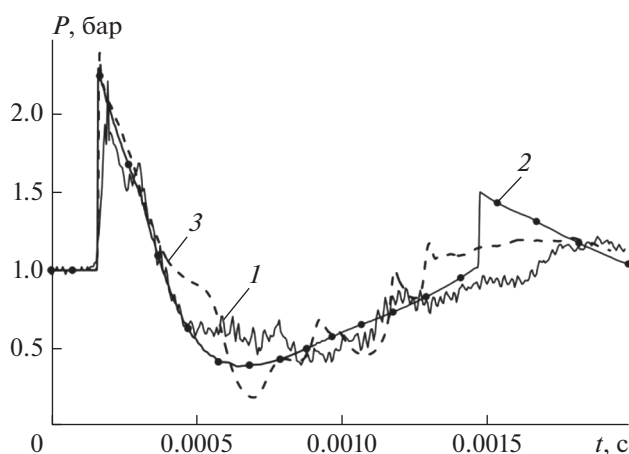


Рис. 3. Зависимости давления от времени при сферической геометрии течения: 1 — эксперимент; 2 — одномерный (сферический) расчет, 3 — трехмерный расчет течения в КУТ.

слое в пристеночной области скорость газа меньше, чем в центральной части сечения трубы. Таким образом, создаются условия для бифуркации ВТУВ, которая движется навстречу потоку. Специфическим отличием от известного случая бифуркации отраженной ударной волны в ударной трубе является то, что в КУТ поперечное сечение канала уменьшается в направлении распространения волны. В результате происходит смыкание пограничного слоя и тройные ударно-волновые конфигурации (кадры 1, 2 на рис. 1) “схлопываются” на

оси трубы (кадр 3 на рис. 1) и формируют ударную волну, которая движется к вершине конуса, значительно опережая ВТУВ в сферическом случае (кадры 4–6 на рис. 1).

На рис. 2 для момента времени $t = 0.6$ мс представлены профили распределения давления вдоль оси (кривая 1) и на стенке КУТ (кривая 2), а также для сферы (кривая 3) по направлению от центра к периферии. Как видно, течение в КУТ характеризуется существенной неоднородностью параметров потока в поперечном сечении. Для рассматриваемого момента времени давление на оси в 5–6 раз превышает амплитуду ВТУВ на стенке и в свободном объеме. Следует, однако, учесть, что согласно рис. 2 давление вблизи вершины конуса падает до величины около 0.05 бар, в то время как в случае сферы оно не превышает 0.015 бар. Таким образом, по интенсивности (числу Маха) ВТУВ отличие не столь значительно. Анализ результатов расчетов показывает, что к моменту отражения ВТУВ в центре взрыва начальный участок КУТ длиной около 200 мм заполнен газом с неоднородным распределением параметров вследствие воздействия поперечных волн давления, эффекта отрыва пограничного слоя и перехода к турбулентному режиму течения [2]. Прохождение по такой среде вторичной ударной волны может сопровождаться колебаниями ее интенсивности и затуханием.

Газодинамические процессы, происходящие в хвосте волны разрежения, оказывают влияние на профиль взрывной волны в конической ударной трубе. На рис. 3 представлены зависимости давления от времени на расстоянии $r = 2.31r_0$, полученные в эксперименте на КУТ-38 и в расчетах. Как видно, первая фаза сжатия описывается одномерным и совпадающим с ним трехмерным расчетом. Различия проявляются на фазе разрежения. В одномерном (сферическом) приближении фаза разрежения имеет классический гладкий профиль, заканчивающийся вторичной ударной волной. Результатом трехмерного расчета является негладкий профиль давления с колебаниями амплитуды до 0.2 бар и отсутствием выраженного вторичного пика давления. Это соответствует экспериментальным наблюдениям. Аналогичные особенности наблюдаются на рис. 4, где представлены результаты моделирования течения в цилиндрической геометрии. Сравнение результатов двумерных численных расчетов с одномерным (цилиндрическим) показывает, что в случае мелкой расчетной сетки при $a = 0.1$ мм возмущения на фазе разрежения имеют выраженные ударные фронты, в то время как при на порядок большей величине $a = 1$ мм эти фронты сглажены. Следует подчеркнуть, что основные параметры взрывной волны — амплитуда и импульс фаз сжатия и разрежения слабо зависят от размера расчетной ячейки.

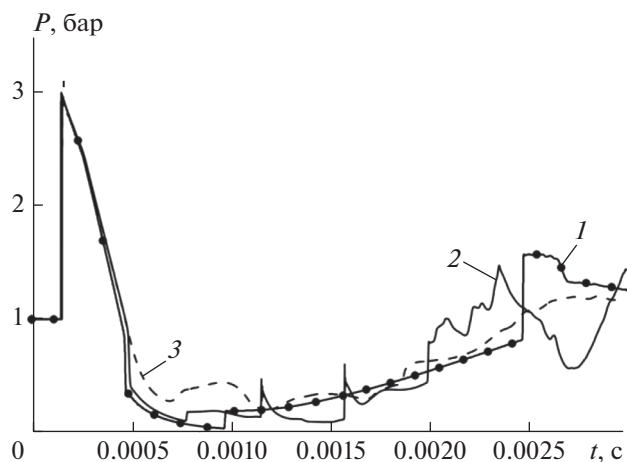


Рис. 4. Зависимости давления от времени при цилиндрической геометрии течения: 1 — одномерный (цилиндрический) расчет, 2 — течение в КУТ при $a = 0.1$ мм, 3 — течение в КУТ при $a = 1$ мм.

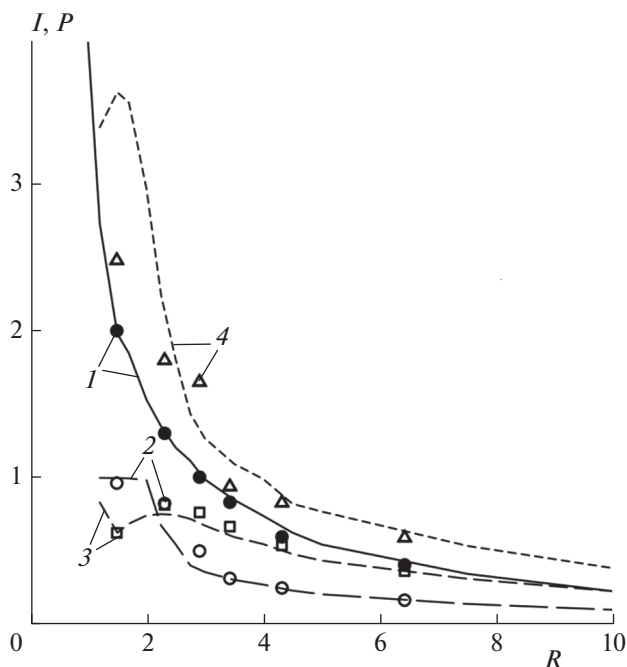


Рис. 5. Сравнение результатов одномерного (сферического) расчета (кривые) и трехмерного численного моделирования течения в КУТ (точки): 1 — амплитуда первой фазы сжатия, 2 — амплитуда фазы разрежения, 3 — импульс первой фазы сжатия, 4 — импульс фазы разрежения.

Для обоснования методики исследования сферических ударных волн с помощью конических ударных труб следует рассмотреть зависимости основных параметров взрывной волны от расстояния. Профиль давления во взрывной волне характеризуется следующими основными размерными параметрами: p_{S1} — амплитуда давления на фрон-

те взрывной волны; i_{S1} — импульс первой фазы сжатия; t_{S1} — длительность первой фазы сжатия; p_{S2} — амплитуда фазы разрежения; i_{S2} — импульс фазы разрежения; t_{S2} — длительность фазы разрежения. Амплитуды давления отсчитываются от невозмущенного начального уровня p_0 . Импульс статического давления фаз сжатия или разрежения вычисляется как $i_{SN} = \int_0^{t_{SN}} |p_{SN}(t)| dt$, где $p_{SN}(t)$ — изменение давления в фазе сжатия ($N = 1$) или разрежения ($N = 2$). Для универсального представления результатов будем использовать безразмерные параметры [22]: безразмерное расстояние $R = r/r_0$, безразмерное давление $P = p_{SN}/p_0$, безразмерный импульс $I = i_{SN}c_0/p_0r_0$.

На рис. 5 представлено сравнение результатов одномерного (сферического) расчета и трехмерного численного моделирования. Как видно, амплитуда и импульс первой фазы сжатия, а также амплитуда фазы разрежения в конической ударной трубе соответствуют полю течения сферического взрыва. Наибольшее отличие наблюдается для импульса фазы разрежения в ближней зоне. При $R > 2$ течение в КУТ соответствует параметрам сферического взрыва.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, проведенный сравнительный анализ результатов одномерных (сферических) расчетов и трехмерного численного моделирования течения показал, что формируемые в конической ударной трубе взрывные волны имеют профиль, соответствующий по давлению и импульсу сферическим ударным волнам с выраженной фазой разрежения, следующей за фазой сжатия. Установлено, что основное отличие течения в конической геометрии от сферического случая связано с изменением формы фронта вторичной ударной волны и параметров потока за ней из-за взаимодействия с ограничивающей поверхностью (стенкой конуса). Выявленные неоднородности течения проявляются в виде пульсаций давления на фазе разрежения и в практическом отсутствии вторичной фазы сжатия.

Анализ результатов двухмерных расчетов показал, что при моделировании рабочего процесса КУТ лабораторного масштаба допустимо использовать размер расчетной ячейки до 1 мм. Учитывая выявленные особенности, можно сделать вывод о том, что коническая ударная труба является эффективным средством для воспроизведения динамических нагрузок при сферическом взрыве. Описанная методика моделирования и полученные результаты могут использоваться при планировании экспериментов на конической ударной трубе и обработке опытных данных по исследова-

нию воздействия сферических ударных волн на различные материалы и конструкции.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-19-00554).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борисов А.А., Козарко С.М., Любимов А.В. // ЖПМТФ. 1960. № 3. С. 175.
2. Гейдон А., Герл И. Ударная труба в химической физике высоких температур. Пер. с англ. / Под ред. Лосева С.А. М.: Мир, 1966. С. 428.
3. Агафонов Г.Л., Тереза А.М. // Хим. физика. 2015. Т. 34. № 2. С. 49.
4. Тереза А.М., Андержанов Э.К. // Хим. физика. 2019. Т. 38. № 8. С. 58.
5. Борисов А.А., Гельфанд Б.Е., Фролов С.М., Поленов А.Н., Цыганов С.А. // Физика горения и взрыва. 1986. № 4. С. 33.
6. Gelfand B.E., Bartenev A.M., Medvedev S.P., Polenov A.N., Khomik S.V., Lenartz M., Grönig H. // Shock Waves. 1994. V. 4. № 2. P. 137.
7. Campbell R.G. // J. Appl. Phys. 1958. V. 29. P. 55.
8. Filler W.S. // Phys. Fluids. 1960. V. 3. № 3. P. 444.
9. Joseph G., Connor J.R. // Ibid. 1972. V. 15. № 8. P. 1403.
10. Stewart J.B., Pecora C. // Rev. Sci. Instrum. 2015. V. 86. № 3. P. 035108.
11. Filler W.S. // Phys. Fluids. 1964. V. 7. № 5. P. 664.
12. Gauch E., LeBlanc J., Shukla A. // Comput. Struct. 2012. V. 112–113. P. 342.
13. Medvedev S.P., Polenov A.N., Gelfand B.E. // Proc. 19th (Intern.) Sympos. Shock Waves / Eds. Brun R., Dumitrescu L.Z. Berlin, Heidelberg: Springer, 1995. P. 381.
14. Гельфанд Б.Е., Медведев С.П., Поленов А.Н., Хомик С.В. // Изв. РАН. МЖГ. 1997. № 5. С. 144.
15. Brode H.L. // Phys. Fluids. 1959. V. 2. № 2. P. 217.
16. Зибаров А.В. Пакет прикладных программ GAS DYNAMICS TOOL и его применение в задачах численного моделирования газодинамических процессов. Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Тула: ТГУ, 2000. С. 317.
17. Медведев С.П., Хомик С.В., Гельфанд Б.Е. // Хим. физика. 2009. Т. 28. № 12. С. 52.
18. Хомик С.В., Медведев С.П., Вейссьер Б. и др. // Изв. АН. Сер. хим. 2014. № 8. С. 1666.
19. Хомик С.В., Медведев С.П., Борисов А.А. и др. // Хим. физика. 2016. Т. 35. № 4. С. 48.
20. Михалкин В.Н., Медведев С.П., А.Е. Маилков, Хомик С.В. // Хим. физика. 2019. Т. 38. № 8. С. 52.
21. Gelfand B.E., Silnikov M.V., Chernyshov M.V. // Shock Waves. 2010. V. 20. № 4. P. 317.
22. Thibault P., Penrose J., Shepherd J. et al. // Proc. 16th (Intern.) Symp. on Shock Tubes and Waves. Weinheim: VCH, 1988. P. 765.