

УДК 533.6.011.72

© 2001 г. В.П. ФОКЕЕВ, А.И. ХАРИТОНОВ

К ВОПРОСУ О НОРМАЛЬНОМ ОТРАЖЕНИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ОТ ТОРЦА ПОЛОСТЕЙ ПРЯМОУГОЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ

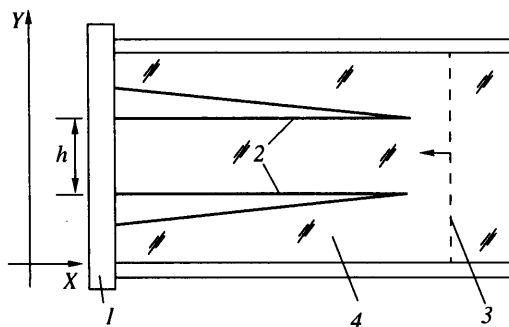
В ударной трубе экспериментально исследовалось нормальное отражение плоской ударной волны в углекислом газе (число Маха волны $M = 3,7$) от торца полостей, имеющих прямоугольные сечения. Течение визуализировалось посредством установки Кранца – Шардина. Приведены фоторазвертки и теневые картины нестационарного взаимодействия отраженной волны с пограничным слоем в условиях его отрыва и образования трехударной конфигурации волн. На основе экспериментальных результатов описан процесс изменения газодинамической структуры течения со временем, определены траектории тройной точки и отмечены их особенности в случае смыкания зон бифуркаций, формирующихся на противоположных сторонах полости.

При прохождении плоской ударной волны в полости прямоугольного сечения на ее стенках образуется нестационарный пограничный слой. Взаимодействие ударной волны, отраженной от закрытого торца полости, с этим пограничным слоем может сопровождаться образованием трехударных конфигураций волн (явление бифуркации), тройные точки которых отходят от стенок на расстояния, значительно превышающие толщину пограничного слоя.

Теоретически процесс бифуркации рассмотрен лишь для плоского течения [1–4], когда плоская ударная волна нормально отражается от бесконечно протяженной стороны прямого двугранного угла. Применительно к полости прямоугольного сечения такая модель течения имеет ограниченное применение, так как по мере удаления отраженной волны от торца (особенно в полостях малого сечения) на структуру течения существенное влияние начинает оказывать взаимодействие между собой областей бифуркаций на смежных и противоположных сторонах полости. В результате формируется сугубо трехмерное течение, сложное по своей структуре и трудно поддающееся численным методам расчета. В каждой из экспериментальных работ [3–6] течение исследовалось в полости лишь одного сечения, равного сечению канала применяемой ударной трубы. Несмотря на то что сечения каналов были различные (квадратные со стороной от 30 до 100 мм), сделать какие-либо заключения о влиянии на структуру течения размеров полостей практически невозможно, так как параметры набегающих ударных волн в этих работах значительно отличались друг от друга.

В настоящей работе на ударной трубе исследовалось нормальное отражение плоской ударной волны в углекислом газе от торца полостей различного прямоугольного сечения.

1. Ударная труба. Модели полостей. Система визуализации. Ударные волны создавались в однодиафрагменной ударной трубе с каналом квадратного сечения 72×72 мм (длина канала 5,8 м). Канал оканчивался рабочей секцией такого же сечения, в которой размещались полости. Заподлицо со стенками канала (перед рабочей секцией) были установлены пьезодатчики, предназначенные для измерения скорости ударных



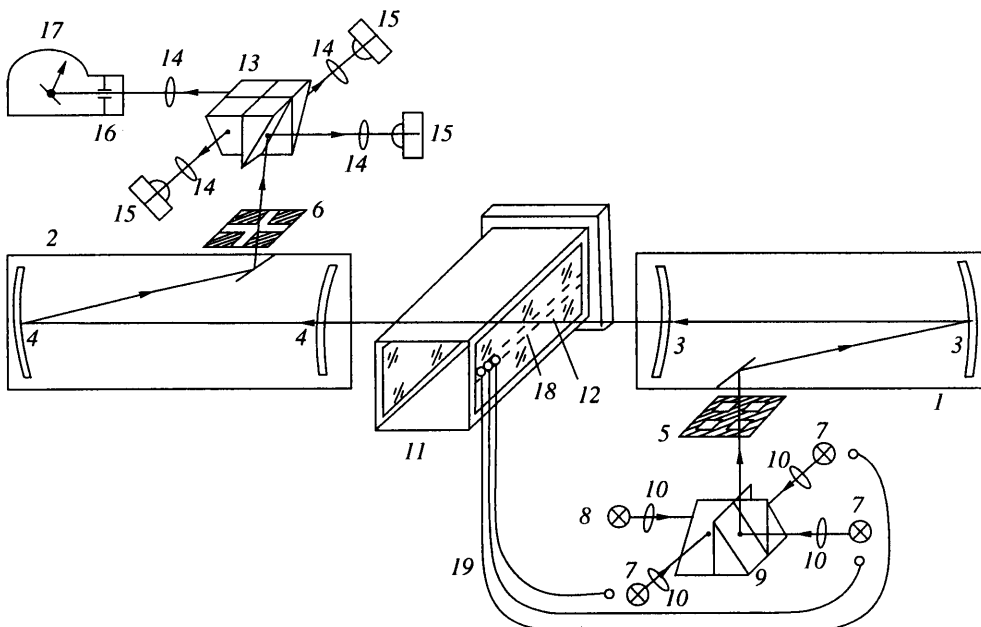
Фиг. 1. Рабочая секция ударной трубы: 1 – торец, 2 – клинья, 3 – набегающая ударная волна, 4 – оптическое стекло, h – высота сечения

волн, а также синхронного запуска электронной аппаратуры и источников света системы визуализации течения [7–11]. При начальном давлении 20 Торр число Маха ударной волны составляло величину $M = 3,7$ с погрешностью 3,5%.

Эксперименты проводились с полостями трех сечений: $72 \times h$ мм, где $h = 72, 22$ и 8 мм – высота полости. Общий размер 72 мм – расстояние между боковыми стенками, роль которых выполняли внутренние поверхности оптических стекол. Полостью с высотой $h = 72$ мм служил внутренний канал рабочей секции, заглушенный торцом 1 (фиг. 1). Две другие полости образовывались с помощью тонких клиньев 2, прикрепленных к торцу и обращенных острыми вершинами навстречу набегающей ударной волне 3; длина клиньев 140 мм.

Течение в полостях визуализировалось посредством теневой установки Кранца – Шардина [12, 13] (фиг. 2). Установка создана на базе двух коллиматоров 1, 2 теневого прибора ИАБ-451 с зеркально-менисковыми объективами 3, 4 (поле зрения диаметром 230 мм). В фокальной плоскости объектива 3 находится осветительная диафрагма 5 с четырьмя щелями, а в фокальной плоскости объектива 4 – визуализирующая диафрагма 6 с четырьмя ножами Фуко. Для освещения диафрагмы 5 используются источники света 7 и 8, имеющие длительность вспышки 0,5 мкс (импульсная лампа ИСП-1500) и 800 мкс (импульсная лампа ИФК-50). С помощью призмного блока 9, состоящего из четырех прямоугольных призм с зеркальными гипотенузными гранями и конденсоров 10, излучение каждого источника света направляется на одну из щелей диафрагмы 5. Из коллиматора 1 под небольшим углом друг к другу (менее 1°) выходят четыре пучка параллельных световых лучей, которые просвечивают рабочую секцию 11 через ее оптические стекла 12 и поступают в коллиматор 2. Призмный блок 13, идентичный блоку 9, разводит световые пучки по приемным каналам, где фотографические объективы 14 строят изображения теневых картин течения в фотокамерах 15, а также на входной щели 16 фотохронографа 17, выставленной вдоль оси полости. Расположение изображения 18 щели 16 (в обратном ходе лучей) показано пунктиром. Таким образом, описанная установка Кранца – Шардина является четырехканальной оптической системой с независимой работой каждого из каналов. Ход светового луча вдоль оптической оси в одном из этих каналов отмечен стрелками.

В эксперименте первым запускается (при подходе набегающей ударной волны к торцу полости) источник света 8 и фотохронограф начинает запись щелевой фоторазвертки (фиг. 3, а). Затем через заданные интервалы времени срабатывают источники света 7 и фотокамеры регистрируют мгновенные теневые картины всего поля течения (фиг. 3, б, в), относящиеся к различным фазам процесса отражения ударной волны.

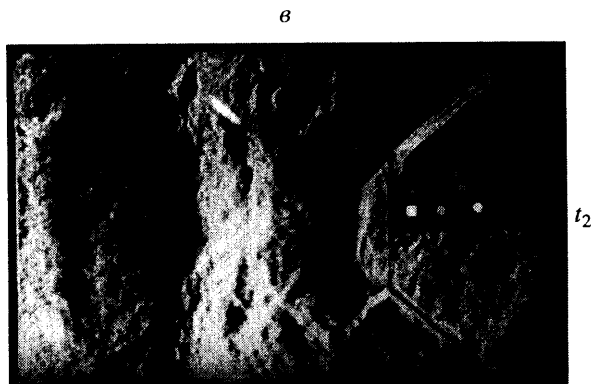
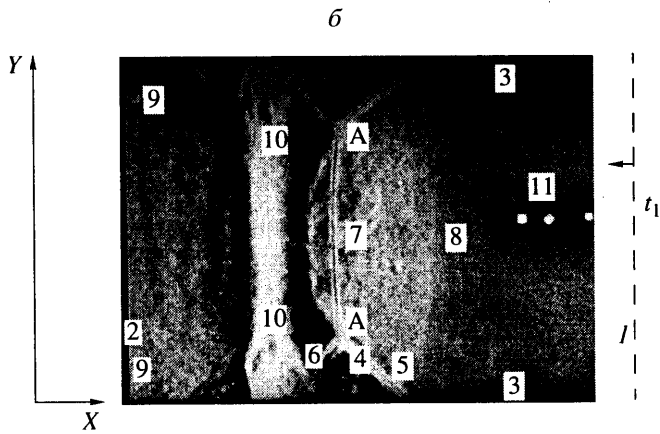
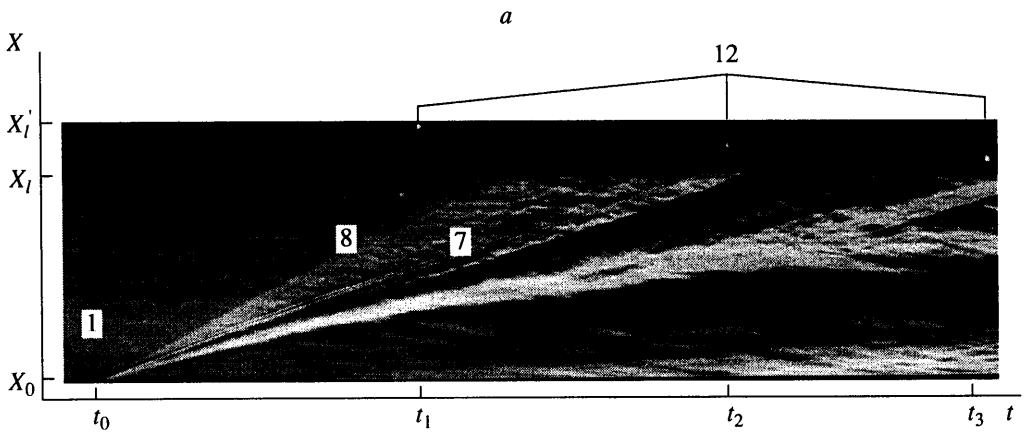


Фиг. 2. Схема визуализации течения: 1, 2 – коллиматоры теневого прибора ИАБ-451; 3, 4 – зеркально-менисковые объективы; 5 – осветительная диафрагма; 6 – визуализирующая диафрагма; 7, 8 – источники света длительностью соответственно 0,5 и 800 мкс; 9, 13 – призмные блоки; 10 – конденсоры; 11 – рабочая секция; 12 – оптическое стекло; 14 – фотографические объективы; 15 – фотокамеры; 16 – входная щель фотохронографа; 17 – фотохронограф; 18 – изображение щели 16; 19 – волоконные световоды

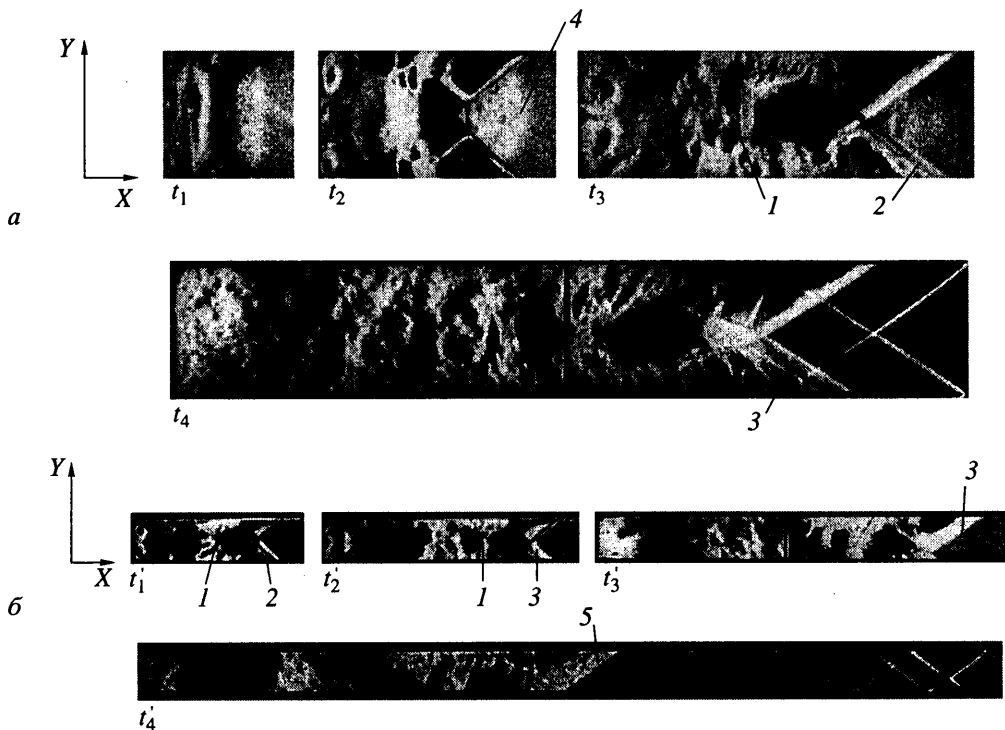
С целью контроля электронной системы запуска источников света и определения моментов их срабатывания в установку Кранца – Шардина введены три волоконных световода 19 (см. фиг. 2) со световым диаметром 0,3 мм [13]. Их входы размещены перед источниками света 7, а выходы, соединенные в линейку и обращенные в сторону объектива 4, совмещены с изображением 18 входной щели фотохронографа на оптическом стекле рабочей камеры. В этом случае получаемая в эксперименте фоторазвертка имеет два участка (фиг. 3, а): $(X_0 - X_1)$ – развертка теневой картины течения в осевом сечении полости (X_0 – торец полости) и $(X_1 - X_1')$ – развертка изображения линейки выходов световодов, на которой видны три световых пятна 12 от вспышек источников света 7 (см. фиг. 2). По расстояниям (вдоль оси t) от этих световых пятен до точки t_0 (момент соприкосновения набегающей ударной волны с торцом) и известной скорости развертки изображения щели в фотохронографе определяются моменты времени t_1 , t_2 и t_3 регистрации кадров теневых картин (фиг. 3, б, в; кадр для момента t_3 не приведен), т.е. осуществляется временная привязка последних к началу исследуемого процесса.

В некоторых экспериментах визуализация осуществлялась без фотохронографа и лампы ИФК-50, вместо которых устанавливались фотокамера и лампа ИСП-1500. Такой вариант установки Кранца – Шардина обеспечивал получение четырех кадров теневых картин через заданные интервалы времени (фиг. 4, а, б).

2. Экспериментальные результаты. Фотографии фиг. 3 иллюстрируют формирование газодинамической структуры течения в полости с высотой $h = 72$ мм (набегающая ударная волна на фиг. 3, б, в распространяется справа налево). Движение отраженной от торца 2 ударной волны сопровождается отрывом нестационарного



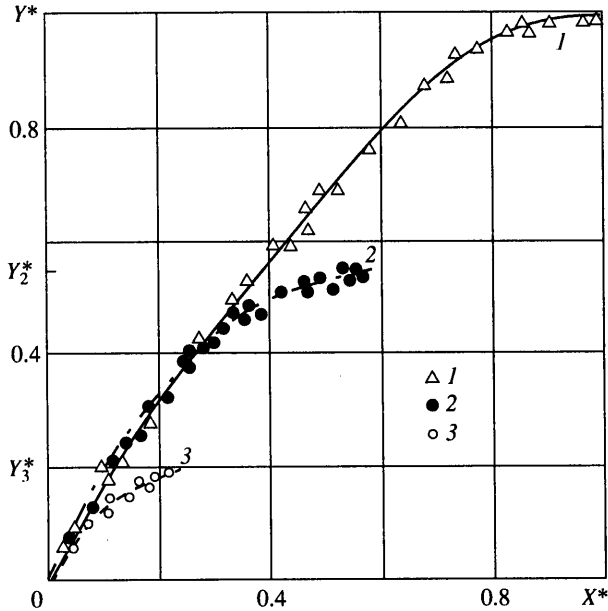
Фиг. 3. Фоторазвертка (а) и теневые картины (б, в) течения за отраженной ударной волной в полости сечением 72×72 мм: 1 – набегающая ударная волна; 2 – торец; 3 – стенки полости; 4 – передняя граница отрывного пузыря; 5, 6 – косые ударные волны; 7 – прямая отраженная ударная волна; 8 – линия отрыва на стекле; 9 – вихревые образования; 10 – тангенциальные поверхности; 11 – линейка выходов световодов; А – тройная точка; X_0, X_1, X'_1 – координаты торца и концов линейки выходов световодов; $t_1 = 167$ мкс, $t_2 = 298$ мкс, $t_3 = 447$ мкс



Фиг. 4. Теневые картины течения за отраженной ударной волной в полостях сечениями 72×22 (а) и 72×8 мм (б): 1 – волна торможения; 2, 3 и 5 – фронты отраженной ударной волны разной конфигурации; 4 – линия отрыва пограничного слоя на поверхности оптического стекла; $t_1 = 45$ мкс, $t_2 = 141$, $t_3 = 187$, $t_4 = 393$, $t'_1 = 76$, $t'_2 = 123$, $t'_3 = 198$, $t'_4 = 393$ мкс

пограничного слоя на стенках 3 и его аккумуляцией в отрывном пузыре с передней границей 4. Как и в плоском случае [1–4], образуются передняя 5 и задняя 6 косые ударные волны, которые совместно с прямым участком 7 отраженной ударной волны образуют λ -конфигурацию волн с общей тройной точкой А. Последняя со временем удаляется от стенки полости, стремясь к некоторому стационарному положению. Однако по сравнению с плоским случаем наблюдается существенное изменение бифуркации, проявляющееся на снимках в виде искривления линии отрыва 8 (на оптическом стекле). Искривление происходит в сторону торца, что указывает на торможение точек отрыва пограничного слоя вблизи ребер полости. Отметим наличие около торца вихревых образований 9, возникновение которых связано с разрывом скорости газа на тангенциальных поверхностях 10 и особенностями течения в торцевых углах полости.

Теневые картины течения в полостях с $h = 22$ и 8 мм представлены на фиг. 4. В начальные моменты времени (кадры t_1, t_2, t'_1) газодинамическая структура течения практически такая же, как и в полости с $h = 72$ мм (см. фиг. 3, б). Далее, по мере сближения тройных точек и образования "газодинамического сопла" поверхностями отрывных пузырей за фронтом отраженной ударной волны возникает волна торможения 1 (кадры t_3, t'_2). После смыкания тройных точек фронт отраженной ударной волны принимает вид симметричной 2 либо несимметричной 3 клиновидной поверхности (кадры t_3, t'_2, t_4, t'_3), а линия отрыва 4 на оптическом стекле постепенно стягивается к точке пересечения косых ударных волн. Это указывает на то, что по



Фиг. 5. Траектории движения тройных точек (в безразмерных единицах) в полостях с прямоугольными сечениями $72 \times h$ мм: 1, 2, 3 – $h = 72, 22, 8$ мм

боковым сторонам полости такая отраженная волна распространяется без отрыва пограничного слоя. Нарушение симметрии отраженной волны может быть связано с неоднородностями потока за набегающей ударной волной, возникающими на стыках отсеков ударной трубы и на вершинах клиньев полости, которые, кроме того, могут иметь небольшие наклоны к направлению набегающего потока. В полости с $h = 8$ мм фронт отраженной ударной волны вырождается в наклонную плоскость 5 (кадр t'_4), а течение за ней становится более неоднородным.

Одним из определяющих параметров бифуркации является отход тройных точек от стенок полости. Результаты измерения отхода по теневым картинам приведены на фиг. 5 в виде траекторий тройных точек. По координатным осям отложены безразмерные величины $X^* = X/X_1$ и $Y^* = Y/Y_1$, где X и Y – текущие расстояния тройной точки до торца и горизонтальной стороны полости, X_1 – расстояние тройной точки до торца (в полости сечением 72×72 мм) при ее отходе от стороны на величину $Y_1 = 0,95Y_s$, Y_s – величина тационарного отхода (в экспериментах $Y_s = 21,3$, $X_1 = 90$ мм). Число Рейнольдса в потоке за набегающей ударной волной записывается в виде [6]

$$Re = \frac{UL}{\nu}, \quad L = L_r \left(\frac{\rho_1}{\rho_0} - 1 \right) = X_r^* X_1 \left(\frac{U_0}{U_r} + 1 \right) \left(\frac{\rho_1}{\rho_0} - 1 \right)$$

где U – скорость набегающего потока. L_r – расстояние от фронта набегающей ударной волны до некоторого сечения r в потоке, совпадающего с отраженной ударной волной, $(X_r^* X_1)$ – расстояние от торца до сечения r , U_0/U_r – отношение скоростей набегающей и отраженной ударных волн, ρ_0/ρ_1 – отношение плотностей на фронте набегающей ударной волны, ν – кинематическая вязкость в потоке за набегающей ударной волной. Переход пограничного слоя от ламинарного к турбулентному осуществляется при числе $Re = 10^6$ [6, 14]. В проведенных экспериментах ($U_0/U_r = 4,55$; $U_0 = 960$ м/с; $\rho_0/\rho_1 = 5,25$; $\nu = 1 \cdot 10^{-4}$ м²/с при температуре набегающего потока 700 К) такая величина Re достигается при $X_r^* \approx 0,05$.

В полости высотой $h = 72$ мм движение тройной точки происходит так же, как и в плоском случае [1,4]: отход Y^* линейно растет по мере удаления тройной точки от торца, а затем стремится к своему стационарному значению. В полостях меньшей высоты тройная точка вначале движется по той же траектории, что и в предыдущем случае. Но по мере приближения тройной точки к оси полости (на фиг. 5 оси полостей с $h = 22$ и 8 мм отмечены через Y_2^* и Y_3^*) ее отход замедляется и траектория движения отклоняется от траектории тройной точки в канале с $h = 72$ мм. Отклонения начинаются при $Y_2^* - Y^* = Y_3^* - Y^* \approx 0,1$, т.е. когда расстояние между противоположными тройными точками сокращается примерно до 4 мм. Эта выявленная особенность связана с перестройкой течения за отраженной ударной волной, обусловленной сближением тройных точек от противоположных стенок полости, а также взаимодействием зон бифуркаций на ее смежных сторонах.

Заключение. Эксперименты, проведенные на ударной трубе с использованием усовершенствованной теневой установки Кранца – Шардина, выявили ряд особенностей нестационарного процесса отражения ударной волны в прямоугольных полостях различного сечения. Для всех исследованных полостей, имеющих сечения 72×72 , 72×22 и 72×8 мм, отмечено торможение точек отрыва пограничного слоя вблизи ребер и образование вихрей у торца. В полостях меньшего сечения (72×22 и 72×8 мм) существенное влияние на картину течения оказывают сближение и последующее смыкание тройных точек, движущихся от противоположных сторон. Возникает волна торможения, обусловленная формированием "газодинамического сопла" поверхностями отрывных пузырей, и замедляется отход тройных точек от стенок. Фронт отраженной ударной волны после смыкания тройных точек принимает вид клиновидной поверхности, которая со временем трансформируется в наклонную плоскость.

Полученные экспериментальные данные рекомендуется учитывать в численных расчетах и при разработках газодинамических моделей течения за отраженными ударными волнами в полостях прямоугольного сечения.

Авторы благодарны В.Т. Кирееву за полезные замечания, высказанные при обсуждении работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mark H. The interaction of a reflected shock wave with the boundary layer in a shock tube // J.Aerospace Sci. 1957. V.24. № 4. P. 304–306.
2. Демьянов Ю.А., Киреев В.Т. Применение уравнений нестационарного смещения к некоторым задачам аэродинамики // Изв. АН СССР. МЖТ. 1966. № 3. С. 31–38.
3. Davies L., Wilson J.L. Influence of reflected shock and boundary-layer interaction on shock-tube flows // Phys. Fluids. 1969. V. 12. № 5. Pt 2. P. 37–42.
4. Matsuo K., Kawagoe S., Kage K. The interaction of a reflected shock wave with the boundary layer in a shock tube // Bull. JSME. 1974. V. 17. № 110. P. 1039–1046.
5. Kleine H., Lyakhov V.N., Gvozdeva L.G., Grönig H. Bifurcation of a reflected shock wave in a shock tube // Shock Waves: Proc. 18th Intern. Symp. on Shock Waves. Sendai, 1991. Berlin etc.: Springer, 1992. V.1. P. 261–266.
6. Баженова Т.В., Гвоздева Л.Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977. 274 с.
7. Fokeev V.P., Gvozdeva L.G., Kalachev A.A., Kharitonov A.I. Sukhorukikh V.S. Study of shock wave reflection in rectangular channels by means of Cranz–Schardin system in parallel beams // Optical Methods in Dynamics of Fluid and Solids: Proc. Intern.Sympos. Liblice, Castle, 1984. Berlin etc.: Springer, 1985. P. 59–64.
8. Харитонов А.И., Сухоруких В.С., Фокеев В.П., Шаров Ю.Л. Многофункциональная установка Кранца – Шардина // Опт.-мех. пром-сть. 1989. № 3. С. 57–58.
9. Фокеев В.П., Харитонов А.И. Трансформация зоны отрыва пограничного слоя при распространении нормально отраженной ударной волны // XX Научные чтения по космонавтике: Тез. докл. М.: Изд-во МГУ, 1996. С. 79.

10. *Фокеев В.П., Харитонов А.И.* Взаимодействие ударной волны, нормально отраженной от торца двумерного канала, с пограничным слоем на его стенках // Междунар. конф. "Научно-технические проблемы космонавтики и ракетостроения": Тез. докл. Калининград Моск. обл., ЦНИИМАШ, 1996. С. 152.
11. *Фокеев В.П., Харитонов А.И.* Применение модифицированной системы Кранца – Шардина для исследования отражения ударных волн в каналах // XI Междунар. конф. "Уравнения состояния вещества": Тез. докл. Нальчик, 1996. С. 95.
12. *Сухоруких В.С., Харитонов А.И., Камалов И.А., Чекменева Н.М.* Оптический прибор: А.с. № 758043 // Б.И. 1980. № 31. С. 207–208.
13. *Харитонов А.И., Фокеев В.П., Сухоруких В.С., Калачев А.А.* Способ определения скорости изменения нестационарной газовой неоднородности: А.с. № 1233089 // Б.И. 1986. № 19. С. 189–190.
14. *Mirels H.* Correlation formulas for laminar shock tube boundary layer // Phys. Fluids. 1966. V. 9. № 7. P. 1265–1272.

Москва

Поступила в редакцию
28.XII.1998