

03

## **Ударно-волновое течение газа в замкнутой цилиндрической трубе, вызванное гармоническими колебаниями поршня**

© С.В. Булович, В.Э. Виколайнен

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет  
E-mail: bulovich@ista-pneumatics.ru

*В окончательной редакции 15 ноября 2007 г.*

В рамках численного интегрирования системы уравнений узкого канала исследовано ударно-волновое течение газа в замкнутой цилиндрической трубе, вызванное гармоническими колебаниями поршня для режимов течения, характеризующееся умеренными числами Маха и Рейнольдса. Структура установившегося движения газа в разные моменты цикла представлена в виде профилей продольной составляющей скорости и температуры.

PACS: 47.15.Rq, 47.35.Rs

Волновое течение газа в замкнутой цилиндрической трубе определяется тремя числами динамического подобия, например числом Рейнольдса  $Re$ , числом Стокса  $St$ , числом Маха  $M$  и двумя числами теплового подобия: числом Прандтля  $Pr$  и температурным фактором  $\Theta$ . Достаточно полно экспериментально [1–3] и теоретически [4,5] изучены режимы гипозвуковых ( $M \sim 0$ ) течений газа. Установлено, что в зависимости от значения числа Стокса течение может носить ламинарный или турбулентный характер. Анализ различных экспериментальных результатов с позиции классификации режима течения газа в закрытой трубе приведен в [6]. При частоте колебания поршня, близкой к собственной акустической частоте газового столба, движение газа в трубе носит резонансный характер. В этом случае при умеренных дозвуковых значениях числа Маха течение газа сопровождается образованием ударной волны, которая существенно изменяет структуру течения газа в трубе и, как следствие, локальные значения газодинамических функций. Ударно-волновой режим течения газа в закрытой трубе описан в ряде экспериментальных работ [7,8]. Теоретическое описание этого режима,

основанное на численном интегрировании системы уравнений Навье–Стокса, представлено в работе [9].

Заметим, что возможность получения решения в рамках численного интегрирования системы уравнений Навье–Стокса в настоящее время ограничена каналами малого удлинения ( $L/D < 10$ ), что ограничивает область исследования окolorезонансных режимов высокими значениями чисел Стокса. Численное решение системы уравнений узкого канала не имеет таких ограничений.

Определенный интерес вызывают резонансные колебания газа в трубе при умеренных значениях числа Маха и невысоких значениях числа Рейнольдса. Такое сочетание чисел подобия приводит к следующим эффектам. Сформированная ударная волна, перемещаясь в трубе, испытывает активное поглощение в результате диссипативных процессов в газе. Это приводит к формированию неоднородных значений газодинамических функций по длине трубы. Последнее обстоятельство, достаточно фрагментарно описанное в литературе, находит активное применение в технике при создании акустических насосов и холодильников [10].

Анализ течения газа был проведен в рамках системы уравнений узкого канала. Процесс молекулярного переноса описывается законом Ньютона, а процесс теплопроводности — законом Фурье. Методика численного интегрирования системы уравнений узкого канала, записанной в дивергентной форме, изложена в [11]. Алгоритм интегрирования обеспечивает второй порядок точности по пространству и первый порядок точности по времени.

Расчет проводился на подвижной сетке. Скорость смещения узлов сетки была пропорциональна скорости перемещения поршня. Значения газодинамических функций в пределах ячейки представляли кусочно-линейной зависимостью. Выбор наклона функции основан на методике [12]. На границе двух соседних ячеек решалась задача Римана о распаде произвольного разрыва. На основании полученного решения формировали значение потока массы, импульса и полной энтальпии для соответствующей грани.

Рассмотрены следующие геометрические размеры трубы:  $L = 3$  м,  $D = 0.04$  м. Амплитуда смещения поршня  $h = 0.03$  м. Частота колебаний поршня соответствовала акустической частоте. В качестве рабочего газа был взят воздух. Начальное давление  $P = 0.1$  МПа, начальная температура  $T = 300$  К. Температура боковой стенки трубы

считалась неизменной,  $T_w = 300$  К. На торцевых поверхностях трубы было принято условие тепловой изоляции. Возбуждение колебаний газа в трубе происходило из крайнего положения поршня (ВМТ).

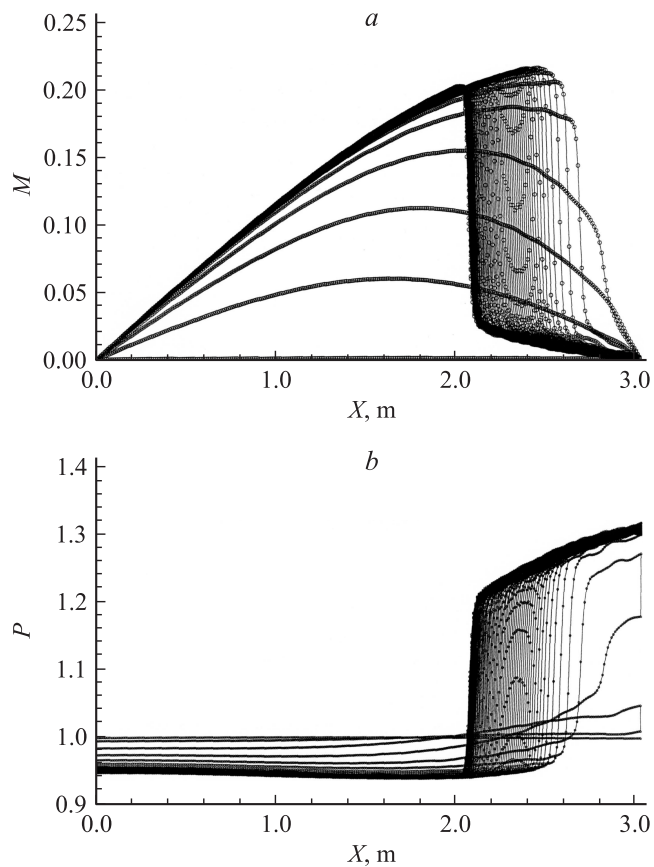
Для дискретизации области была использована сетка, которая состояла из 301 узла вдоль и 31 узла поперек. В процессе решения задачи в продольном направлении сетка оставалась равномерной. В поперечном направлении, для разрешения структуры нестационарного пограничного слоя, сетка имела сгущения к стенке трубы. Числа Куранта, построенные по шагу дискретизации расчетной области в осевом и радиальном направлениях, составляли 0.1 и 45 соответственно.

Для стабилизации течения газа в трубе понадобилось свыше 300 циклов колебания поршня ( $\sim 5.356$  s). К концу рассматриваемого процесса за один цикл колебаний отклонение между работой, совершенной поршнем над газом и теплопередачей от газа к стенке трубы, составило менее 0.005%.

Первые пять циклов колебания, соответствующие акустическим колебаниям газового столба, сопровождались линейным ростом амплитуды колебаний давления, скорости и температуры. При этом среднее давление и температура газа в трубе понижались. Стабилизация амплитуды колебаний газодинамических функций сопровождалась формированием ядра течения и динамического пограничного слоя. В следующие моменты времени уровень и амплитуда колебания скорости изменялись незначительно, поэтому динамический пограничный слой не испытывал существенных изменений. Температурное поле за время выхода колебаний газа в трубе на установившийся режим течения претерпело существенные изменения. За первые пять циклов были сформированы ядро течения и температурный пограничный слой. В следующие моменты времени произошло образование ударной волны. Критерий, когда при колебаниях газа в цилиндрической трубе на резонансной частоте реализуется ударно-волновое течение, имеет следующий вид [13]:

$$St^2 > L/h.$$

Образование ударной волны меняет характер течения газа в трубе. Каждый проход ударной волны по газу сопровождается ростом энтропии и температуры. К дополнительному увеличению этих функций приводят диссипативные процессы в области пограничного слоя. Снижение уровня энтропии и температуры газа происходит за счет теплообмена газа со стенкой трубы. Для того чтобы сформировался баланс между



**Рис. 1.** Эволюция от цикла к циклу продольного распределения числа Маха (*a*) и давления (*b*) в трубе.

производством энтропии и ее снижением при помощи теплообмена, необходимо формирование радиальных градиентов температуры в ядре течения. Длительность этого процесса обусловлена радиальным размером трубы и коэффициентом температуропроводности газа (для рассматриваемых размеров трубы и термодинамических свойств воздуха потребовалось свыше 200 циклов).

Представление о процессе стабилизации динамического решения можно получить из распределения числа Маха (рис. 1, *a*), построенного

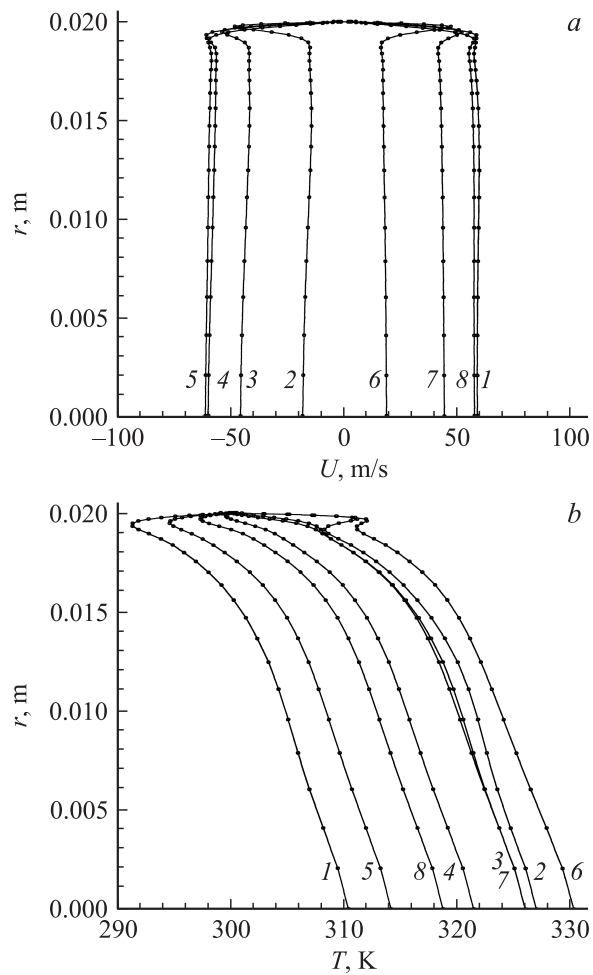
по значениям среднерасходных по сечению трубы скорости и температуры, и давления газа (рис. 1, *b*) для первых ста циклов колебаний (функциональные зависимости приведены на начало каждого цикла, давление отнесено к начальному состоянию).

Как можно судить по приведенным рисункам, в результате распространения ударной волны от торцевой части трубы к поверхности поршня и обратно происходит прогрев газа в трубе. При этом наблюдается уменьшение амплитуды колебания газодинамических функций; изменяется положение ударной волны относительно положения поршня (ВМТ). В результате увеличения средней температуры газа в трубе на 5% меняется собственная частота акустических колебаний, и колебания газового столба на заданной частоте становятся околорезонансными.

Синусоидальные колебания поршня порождают не только волны сжатия, но и волны разрежения. Интенсивность волны разрежения не равномерна по длине трубы, поэтому температура газа в окрестности неподвижного торца трубы выше, чем в окрестности поршня. В результате этого теплообмен в окрестности торцевых поверхностей трубы происходит по разным законам. Выделение тепла у неподвижного торца трубы более высокое, чем у поршня. Разный уровень температуры в окрестностях торцов трубы приводит к формированию осевого градиента температуры. При этом уровень суммарного теплообмена с боковой поверхности трубы за время цикла существенно не изменяется, но происходит его перераспределение по длине трубы. Процесс стабилизации осевых градиентов температуры газа в трубе потребовал дополнительно порядка 100 циклов.

Представление о профилях скорости и температуры при установленном режиме течения газа в трубе можно получить из рис. 2. В качестве точки мониторинга рассмотрено сечение в середине трубы. Номер кривой соответствует фазе цикла колебания поршня с шагом в  $45^\circ$ .

Отметим, что распределение скорости по радиусу типично для колебательного движения несжимаемой жидкости в трубе. Отчетливо различимы ядро течения и область динамического пограничного слоя. Проход по газу ударной волны приводит к скачкообразному изменению уровня скорости в ядре потока и в области пограничного слоя. При сопоставлении профилей скоростей ударно-волнового течения с колебательным течением несжимаемой жидкости можно интерпретировать взаимодействие газа со скачком уплотнения эквивалентным сдвигом вперед на определенный угол по фазе колебаний.



**Рис. 2.** Профиль скорости (а) и профиль температуры (b) в трубе в зависимости от фазы колебаний.

Профили температуры газа в сечении трубы не позволяют идентифицировать области, занятые ядром потока и температурным пограничным слоем на стенке трубы. Вне зависимости от фазы колебания при ударно-волновом течении газа наблюдаются радиальные градиенты

температуры по всему сечению трубы. Несмотря на то что средняя температура газа в потоке в любой момент цикла выше температуры стенки трубы, в определенные фазы цикла (1, 4, 5, 8) наблюдаются отрицательные значения теплового потока (происходит нагрев газа стенкой трубы).

Для корректного решения задачи со знакопеременным тепловым потоком требуется учитывать колебания температуры поверхности стенки трубы. Для этого необходимо рассмотреть задачу сопряженного теплообмена.

Численно исследован режим возбуждения ударно-волнового движения газового столба в цилиндрической трубе и выхода на установившийся режим течения. Установлено, что профили скорости близки по форме к профилям скорости при колебательном движении в трубе несжимаемой жидкости; профили температуры имеют радиальный градиент, обусловленный интенсивностью ударной волны.

## Список литературы

- [1] *Chester W.* // J. Fluid Mech. 1964. V. 18. N 1. P. 44–64.
- [2] *Temkin S.* // Phys. Fluids. 1968. V. 11. N 5. P. 960–964.
- [3] *Sturtevant B.B.* // J. Fluid Mech. 1974. Pt. II. V. 63. N 1. P. 97–120.
- [4] *Jimenez J.* // J. Fluid Mech. 1973. Pt. I. V. 59. N 1. P. 23–46.
- [5] *Галиуллин Р.Г., Ревва И.П., Конохов А.А.* // ИФЖ. 1983. Т. 45. № 2. С. 267–271.
- [6] *Галиуллин Р.Г., Галиуллина Э.Р., Пермьяков Е.И.* // ИФЖ. 1995. Т. 68. № 3. С. 408–415.
- [7] *Гуляев А.И., Кузнецов В.М.* // Инженерный журнал. 1963. Т. 3. В. 2. С. 236–245.
- [8] *Гулиев Ш.У., Ильгамов М.А., Садыков А.В.* // Изв. АН СССР. МЖГ. 1970. № 2. С. 57–66.
- [9] *Тукмаков А.Л.* // ИФЖ. 2001. Т. 74. № 5. С. 39–43.
- [10] *Swift G.W.* Thermoacoustics: A Unifying Perspective for Some Engines and Refrigerators. Acoustical Society of America, 2002. 300 p.
- [11] *Булович С.В.* // Формирование технической политики инновационных наукоемких технологий: Материалы научно-практической конференции и школы-семинара. 17–20 июня 2004. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2004. С. 188–207.
- [12] *Колган В.П.* // Учен. зап. ЦАГИ. 1972. Т. 3. № 6. С. 68–77.
- [13] *Булович С.В.* // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. В. 11. С. 40–44.