

# Краткие сообщения

01;03

## Нормальное взаимодействие сверхзвуковой осесимметричной струи с поверхностью, содержащей соосное со струей отверстие

© С.В. Булович,<sup>1</sup> А.Н. Баженов,<sup>2</sup> Р.Л. Петров<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
195252 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: bulovich@ista-pneumatics.ru

<sup>2</sup> Институт аналитического приборостроения РАН,  
190103 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 23 октября 2008 г. В окончательной редакции 26 февраля 2009 г.)

В рамках интегрирования двумерных уравнений Навье–Стокса по схеме предиктор–корректор второго порядка точности по времени и по пространству численно исследовано влияние положения источника сверхзвуковой струи относительно плоской поверхности и размеров отверстия в ней на амплитуду и частоту колебания скачка уплотнения. В зависимости от расстояния между источником струи и поверхностью увеличение размеров отверстия приводит либо к повышению, либо к снижению частоты колебаний, при этом амплитуда колебаний с увеличением размеров отверстия уменьшается.

PACS: 47.40.Nm, 46.40.Cd

### Введение

Известно большое количество работ, которые посвящены исследованию взаимодействия сверхзвуковой струи с нормально расположенной по отношению к ней плоской поверхностью. Установлено, что если расстояние от среза (плоскости) истечения струи до (этой) поверхности оказывается меньше размеров первой бочки, которая возникла бы при свободном истечении, то расстояние от среза истечения до диска Маха из-за взаимодействия струи с поверхностью изменяется. При определенном сочетании параметров рассматриваемой задачи положение диска Маха неустойчиво и возникают колебания. При наличии отверстия в пластине границы возбуждения колебательного движения диска Маха меняются, при этом изменяется и амплитуда, и частота колебаний.

Подобная задача (натекание сверхзвуковой струи на пластину с отверстием) возникает, в частности, в масс-спектрометрии, когда организуется течение газовой смеси из атмосферы к регистрирующей аппаратуре, работающей в условиях, близких к вакууму, через последовательность камер со все более низким давлением газа. Экспериментально установлено, что нестабильная структура газодинамического течения (колебание диска Маха) вызывает соответствующий отклик в работе аппаратуры, регистрирующей ионы. Настоящее исследование направлено на математическое моделирование течения газа в элементах рассматриваемой системы.

В работах [1–3] экспериментально установлено диапазоны высокочастотных и низкочастотных колебаний положения скачка уплотнения при натекании сверхзвуковой струи по нормали на плоскую поверхность. В работах [4,5] это явление моделировалось в рамках ре-

шения нестационарных уравнений Эйлера в осесимметричной постановке, где было продемонстрировано, что колебания структуры течения не обусловлены силами вязкости. В работе [6] исследованы режимы импульсного воздействия сверхзвуковой струи на плоскую поверхность. В работах [7,8] показано, что на амплитудно-частотные характеристики автоколебаний существенное влияние оказывают размеры преграды.

Следуя этим работам, рассмотрим постановку задачи, когда в поверхности пластины, расположенной нормально к истечению струи, имеется соосное отверстие. В этом случае помимо растекания газа по поверхности пластины возникнет течение через отверстие. Если это отверстие служит для соединения камер, в которых давление отличается на два порядка, реализуется критический режим течения через отверстие.

### Постановка задачи

Течение газа рассмотрено в рамках нестационарной системы уравнений Навье–Стокса. Система уравнений в осесимметричной постановке, записанная в цилиндрической системе координат, имеет вид

$$\begin{cases} \frac{\partial(\mathbf{r}\mathbf{U})}{\partial t} + \frac{\partial(\mathbf{r}\mathbf{F})}{\partial z} - \frac{\partial(\mathbf{r}\mathbf{G})}{\partial r} = \mathbf{H}, \\ \mathbf{U} = [\rho, \rho u, \rho v, \rho \mathbf{E}]^T, \quad \mathbf{H} = [0, 0, \mathbf{p}, 0]^T, \\ \mathbf{F} = [\rho u, \rho u^2 + \mathbf{p} - \tau_{zz}, \rho u v - \tau_{zr}, \\ \quad \quad \quad u(\rho \mathbf{E} + \mathbf{p}) + \mathbf{q}_z - u\tau_{zz} - v\tau_{zr}]^T, \\ \mathbf{G} = [\rho v, \rho u v - \tau_{zr}, \rho v^2 + \mathbf{p} - \tau_{rr}, \\ \quad \quad \quad v(\rho \mathbf{E} + \mathbf{p}) + \mathbf{q}_r - u\tau_{zr} - v\tau_{rr}]^T, \end{cases} \quad (1)$$

где  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{z}$  — радиальная и осевая координаты, м;  $t$  — время, с;  $\rho$  ( $\text{kg/m}^3$ );  $\mathbf{p} = \rho R T$  (Па),  $T$  (К),  $\mathbf{E} = \mathbf{e} +$

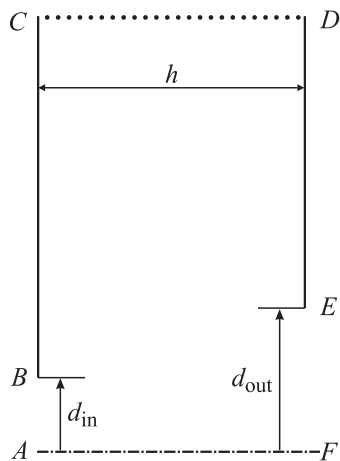


Рис. 1. Область исследования.

$+0.5(\mathbf{u}^2 + \mathbf{v}^2)$  и  $\mathbf{e} = c_v \mathbf{T}$  ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ );  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{v}$  ( $\text{m/s}$ ) — плотность, давление, температура, удельная полная энергия, удельная внутренняя энергия, составляющие вектора скорости в радиальном и осевом направлении соответственно;  $\mathbf{R}$  и  $c_v$   $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$  — газовая постоянная и удельная теплоемкость при постоянном объеме соответственно. Компоненты тензора напряжений рассчитывают по закону Ньютона, вектор плотности теплового потока — по закону Фурье.

Область исследования изображена на рис. 1. Участок границы  $AB$  — радиус входного отверстия. Здесь заданы значения давления  $\mathbf{p}_{in}^0$  и температуры  $\mathbf{T}_{in}^0$  торможения, распределение поперек сопла числа Маха  $\mathbf{M}_{in}$  и угла  $\theta_{in}$  между составляющими вектора скорости. На границах  $BC$  и  $DE$  реализованы условия непротекания и тепловой изоляции. Граница  $AF$  — ось симметрии. Участок границы  $EF$  — радиус выходного отверстия. Здесь задано значение давления  $\mathbf{p}_{out}$ , достаточное для обеспечения течения газа через отверстие с запиранием потока. Боковая поверхность цилиндра  $CD$ , в зависимости от направления течения, идентифицируется как входная граница, если  $\mathbf{v}_r < 0$ , или как выходная граница при  $\mathbf{v}_r > 0$ . На входной границе определены значения давления  $\mathbf{p}_e^0$  и температуры  $\mathbf{T}_e^0$  торможения, для выходной границы используется только значение давления  $\mathbf{p}_e^0$ .

### Математическая модель

Решение задачи ищем численно в рамках интегрирования системы уравнений (1) по схеме предиктор-корректор второго порядка точности по времени и по пространству. Расчетная область представляется в виде расчетных ячеек прямоугольной формы. Для описания граничных условий используются заграничные ячейки.

На шаге предиктора использована полностью неявная схема первого порядка точности по времени и по пространству, реализующая идеи расщепления матрицы потоков в соответствии с характеристическими

свойствами рассматриваемой гиперболической системы уравнений [9]. Шаг корректора основан на явной модифицированной схеме Годунова [10], где для определения потоковых величин рассматривается задача Римана о распаде произвольного разрыва. Второй порядок точности по пространству обеспечивается использованием кусочно-линейных представлений о поведении газодинамических функций в пределах расчетных ячеек. Работоспособность алгоритма проверялась на ряде задач нестационарного течения вязкого газа [11,12].

### Параметры исследования

Режимные параметры —  $\mathbf{p}_{in}^0$ ,  $\mathbf{T}_{in}^0$ ,  $\mathbf{M}_{in}$ ,  $\theta_{in}$ ,  $\mathbf{p}_{out}$ ,  $\mathbf{p}_e^0$ ,  $\mathbf{T}_e^0$ ,  $\mu$ ,  $\gamma$ ; геометрические параметры —  $d_{in}$ ,  $d_{out}$ ,  $h$  — соответственно диаметры входного и выходного отверстий и расстояние между ними (рис. 1). После допущений о звуковом ( $\mathbf{M}_{in} = 1$ ) истечении из отверстия ( $\theta_{in} = 0$ ) воздуха ( $\mu = 1.28 \cdot 10^{-5} \text{ kg}/(\text{m} \cdot \text{s})$ ,  $\gamma = 1.4$ ) из безграничного резервуара с постоянными значениями давления и температуры ( $\mathbf{p}_{in}^0 = 0.1 \text{ MPa}$ ,  $\mathbf{T}_{in}^0 = 290 \text{ K}$ ) и течения потока через отверстие в пластине с запиранием ( $\mathbf{p}_{out} = \mathbf{p}_{out}^*$ ), режим течения газа определяется четырьмя критериями:  $\tilde{d} = d_{out}/d_{in}$ ,  $\tilde{h} = h/d_{in}$ ,  $\tilde{n} = \mathbf{p}_{in}^0/\mathbf{p}_e$ ,  $\text{Re}_{in} = a_{in} \rho_{in} d_{in}/\mu$ , где  $a_{in}$  и  $\rho_{in}$  — скорость звука и плотность газа, построенные по параметрам на входе в отверстие ( $d_{in} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ ), причем значение числа Рейнольдса для рассматриваемой ситуации составляет  $\text{Re}_{in} = 5 \cdot 10^3$ . Ограничим исследование значением  $\tilde{n} = 100$ .

Рассмотрим две характеристики течения газа, которые описывают состояние скачка уплотнения:  $f$  — средняя частота колебания скачка уплотнения (Hz),  $\Delta$  — относительная (в долях  $d_{in}$ ) амплитуда колебания скачка уплотнения.

Для определения значения газодинамических функций использовали сетку размером  $200 \times 200$  со сгущением к оси струи. Значение шага интегрирования по времени удовлетворяло условию Куранта–Фридрихса–Леви. Исследованные режимы течения представлены в таблице. В проведенных расчетах для двух значений  $\tilde{h}$  варьировалось значение  $\tilde{d}$  от нулевого значения (течение газа без отверстия в пластине) до размеров, соответствующих поперечному размеру скачка уплотнения.

№ режима	$\tilde{h}$	$\tilde{d}$	$f$	$\Delta$
1	10	0	23809	3.0
2	10	0.2	26315	2.6
3	10	2	29545	1.8
4	10	4	41176	1.0
5	10	6	—	0
6	13	0	25000	2.6
7	13	1	23000	2.0
8	13	2	21000	1.0
9	13	4	18000	0.5

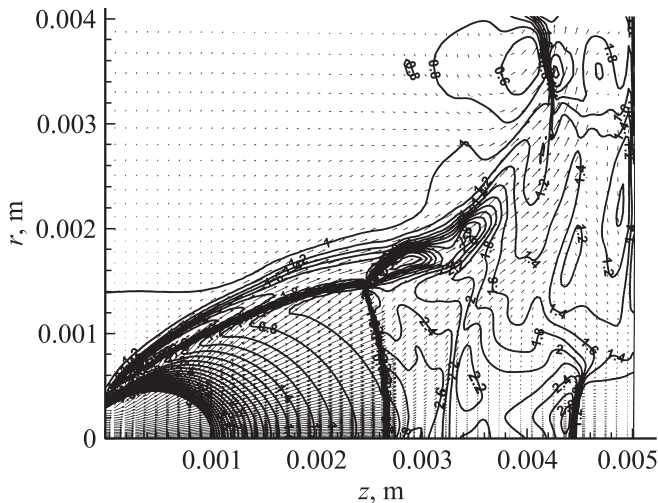


Рис. 2. Изохоры и поле вектора скорости.

## Результаты и их обсуждение

Режим с  $\tilde{d} = 0$  является базовым. Он характеризуется наибольшим значением амплитуды колебания скачка уплотнения. Колебания скачка уплотнения могут быть охарактеризованы некоторым средним значением частоты и амплитуды колебаний. Мгновенные перемещения носят аperiодичный характер с существенными вариациями в размахе абсолютных смещений. Режим течения газа у поверхности пластины следует сценарию, который описан в работе [13]. При этом на определенных стадиях волнового процесса происходит образование и распространение ударной волны от поверхности пластины в сторону диска Маха.

На рис. 2 для выбранного момента времени представлены поля вектора скорости и плотности (изохоры нанесены в диапазоне от 0 до 5 с шагом 0,2, значения плотности отнесены к уровню  $\rho_e^0$ ).

Увеличение размеров отверстия в пластине уменьшает амплитуду колебаний. При размерах отверстия, сопоставимых с поперечным размером скачка уплотнения, колебания прекращаются, и скачок занимает стационарное положение, соответствующее стационарному течению газа. В этом случае отверстие оказывает незначительное влияние на структуру течения. Струя „проваливается“ в отверстие.

Изменение частоты колебания скачка уплотнения определяется расстоянием от входного отверстия до отражающей поверхности. В частности, обнаружены режимы течения, при которых увеличение размеров отверстия приводит как к зависимости, свидетельствующей о снижении амплитуды и частоты колебаний (см. режимы № 6–9 табл.), так и к режимам, когда аналогичное увеличение размеров отверстия приводит к снижению амплитуды колебаний, которое сопровождается увеличением частоты колебаний (режимы № 1–4).

## Заключение

Проведено параметрическое исследование течения газа при сверхзвуковом натекании струи на плоскую преграду, содержащую соосное со струей отверстие. Выявлены закономерности изменения амплитуды и частоты колебаний скачка уплотнения в зависимости от диаметра отверстия и расстояния между источником струи и плоской поверхностью. Обнаружены два различных механизма гашения колебаний скачка уплотнения. Результаты исследований используются при проектировании источников ионов для масс-спектрометров.

## Список литературы

- [1] Гинзбург И.П., Семелетенко Б.Г., Усков В.Н. // Газодинамика и теплообмен. М.: ЛГУ, 1973 Сб. 3. С. 85–101.
- [2] Остапенко В.А., Солотчин А.В. // Изв. СО АН СССР. Сер. Тех. наук. 1974. Т. 13. Вып. 3. С. 26–32.
- [3] Горшков Г.Ф., Усков В.Н., Фаворский В.С. // ПМТФ. 1993. Т. 34. № 4. С. 58–65.
- [4] Альбазаров Б.Ш. Численное моделирование взаимодействия сверхзвуковой струи с преградой. Автореф. дис. к.ф.-м.н. Л., 1991. 16 с.
- [5] Адрианов А.Л., Безруков А.А., Гапоненко Ю.А. // ПМТФ. 2000. Т. 41. № 4. С. 106–111.
- [6] Булович С.В., Виколайнен В.Э., Петров Р.Л. // Матер. науч.-практич. конф. и школы-семинара. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2004. С. 207–217.
- [7] Глазнев В.Н., Попов В.Ю. / Изв. РАН МЖГ. 1992 № 6. С. 164–168.
- [8] Горшков Г.Ф., Усков В.Н. // ПМТФ. 1999. Т. 40. № 4. С. 143–149.
- [9] Streger J.L., Warming R.F. // J. Comput. Phys. 1981. Vol. 40. N 2. P. 263–293.
- [10] Колган В.П. // Уч. зап. ЦАГИ. 1972. Т. 3. № 6. С. 68–77.
- [11] Булович С.В., Виколайнен В.Э., Петров Р.Л. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 23. С. 81–86.
- [12] Булович С.В., Виколайнен В.Э., Зверинцев С.В., Петров Р.Л. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 4. С. 73–78.
- [13] Семелетенко Б.Г., Собколов Б.Н., Усков В.Н. // Изв. СО АН СССР. Сер. Тех. наук. 1972. Т. 13. Вып. 3. С. 39–41.