

01;03

Исследования структуры течения в газоструйном резонаторе Гартмана

© И.М. Бычков, В.В. Вышинский, Л.В. Носачёв

Центральный аэрогидродинамический институт,
140180 Жуковский, Московская область, Россия
e-mail: aeroego@mail.ru, vyshinsky@falt.ru

(Поступило в Редакцию 3 марта 2008 г.)

Представлены результаты численных и экспериментальных исследований течения в газоструйном резонаторе. Кратко описаны постановка задачи и метод математического моделирования. Обсуждаются результаты расчетов и сравнение с экспериментом.

PACS: 51.20.+d

Введение

Успешное применение пульсирующей газовой детонации в различных областях науки и техники, в частности при разработке и создании пульсирующих детонационных двигателей [1–4], МГД-генераторов фарадеевского типа [5] и устройств детонационного синтеза углеродных наноматериалов [6,7] во многом зависят от решения проблем создания быстродействующих газоструйных систем дозирования и впрыска в детонационную камеру сгорания контролируемых порций подготовленной топливной смеси.

В настоящей работе представлены результаты численных и экспериментальных исследований течения в газоструйном резонаторе и элементе газодинамического клапана.

Математическая модель и результаты численных исследований

Постановка задачи

Общий вид газодинамического клапана и схема течения представлены на рис. 1. Диаметр трубки подвода воздуха в сопло $D_1 = 18$ мм, внутренний диаметр кольцевого сопла $D_2 = 24$ мм, диаметр дна сопла $D_3 = 17$ мм, диаметр выхода кольцевого сопла $d = 17$ мм, глубина

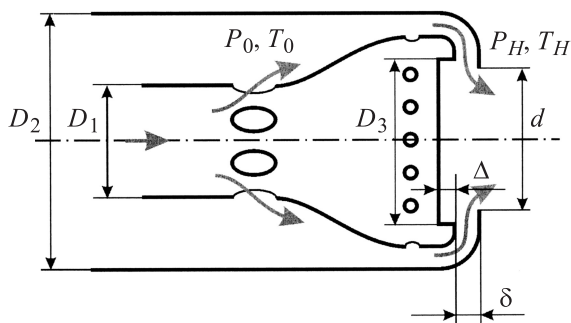


Рис. 1. Общий вид газодинамического клапана.

дна кольцевого сопла $\Delta = 2$ мм, толщина щели кольцевого сопла $\delta = 1.2$ мм.

Вид расчетной области приведен на рис. 2. Расстояние от начала координат (0) до доньшка клапана $L = 0.02$ м, длина области, моделирующей затопленное пространство, $L_{\max} = 0.09$ м. В сечениях втекания/вытекания задаются давление и направление потока, поток может протекать в обоих направлениях, на стенках задается условие прилипания потока (адиабатическая стенка). Нанесены контрольные точки (point 1–point 4), в которых выводятся переменные потока.

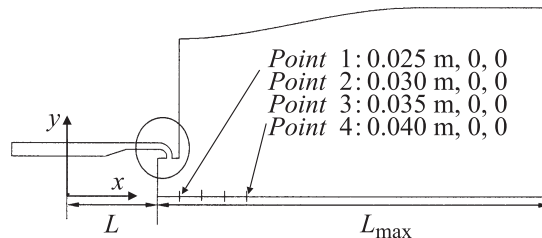


Рис. 2. Расчетная область

Математическое моделирование выполнено для сжимаемого газа (уравнение состояния)

$$p = \rho RT \quad (1)$$

в рамках краевой задачи для пространственных нестационарных уравнений Рейнольдса (осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса) 2D URANS с $k-\omega$ SST-моделью турбулентности. Течение предполагается всюду турбулентным.

Уравнения сохранения массы и импульса имеют вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = s_m,$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j u_i - \tau_{ij}) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + s_i. \quad (2)$$

Использованы следующие обозначения: t — время; x_j — координаты в декартовой системе; ρ — плотность; u_j — компоненты скорости; p — статическое

давление; T — температура; τ_{ij} — тензор напряжений; R — универсальная газовая постоянная (для воздуха $R = \frac{8.31}{0.029} = 286.6$); s_m — источник массы; s_i — источник импульса.

Уравнения (2) незамкнуты. Для их замыкания необходимо определить:

— способ осреднения, если уравнения описывают турбулентные течения;

— связь тензора напряжений с градиентами скоростей;

— вид источников массы и импульса (в данном моделировании эти члены отсутствуют).

Для ламинарных течений тензор напряжений связан с градиентами скоростей следующим образом:

$$\tau_{ij} = 2\mu s_{ij} - \frac{2}{3}\mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij}, \quad (3)$$

где μ — коэффициент динамической вязкости, δ_{ij} — символ Кронекера, а по повторяющемуся индексу производится суммирование. Тензор скоростей деформации имеет вид

$$s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (4)$$

Для турбулентных течений тензор напряжений зависит от осредненных значений компонент скорости следующим образом,

$$\tau_{ij} = 2\mu s_{ij} - \frac{2}{3}\mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} - \overline{\rho u'_i u'_j}, \quad (5)$$

где черта сверху означает усреднение по ансамблю соответствующей величины, u' — флуктуации скорости. Последний член в правой части формулы (5) отражает вклад турбулентных пульсаций в тензор напряжений. Этот член связан со средними значениями скоростей и их градиентов с помощью моделей турбулентности.

Хотя уравнения для корреляций пульсационных параметров выведены из консервативных уравнений Навье—Стокса, они содержат источниковые члены (производство данного параметра турбулентности из среднего течения и его диссипация в тепловое движение молекул) и не могут быть приведены к дивергентной форме.

Уравнение энергии имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho H)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j H + F_{h,j} - u_i \tau_{ij}) \\ = - \frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} + s_i u_i + s_h, \\ H = h + \frac{1}{2} u_i u_i, \\ h = \bar{c}_p T - c_p^0 T_0, \end{aligned} \quad (6)$$

где c_p — средняя удельная теплоемкость при постоянной температуре T , c_p^0 — удельная теплоемкость при опорной температуре T_0 , $F_{h,j}$ — диффузионный член, s_h — источник энергии (в данном моделировании отсутствует).

Для ламинарных течений диффузионный член имеет вид

$$F_{h,j} = -k \frac{\partial T}{\partial x_j} + h \rho u_j. \quad (7)$$

Для турбулентных течений диффузионный член содержит дополнительное слагаемое:

$$F_{h,j} = -k \frac{\partial T}{\partial x_j} + h \rho u_j + \overline{\rho u'_j h'}. \quad (8)$$

Здесь k — коэффициент температуропроводности.

Молекулярная вязкость связана с температурой уравнением Сазерленда:

$$\mu = \left(\frac{T}{273.15} \right)^{3/2} \frac{273.15 + C_s}{T + C_s} \mu_0, \quad (9)$$

где C_s — постоянная Сазерленда, μ_0 — коэффициент динамической вязкости при $T = 273.15$ К и $p = 101\,325$ Па. В приведенных результатах расчетов $\mu_0 = \text{const}$.

Использована цилиндрическая система координат с осью x , совпадающей с осью симметрии газодинамического клапана. Расчет выполнен в осесимметричной постановке в области течения с двугранным углом 3° . Моделирование осесимметричного течения накладывает дополнительные ограничения на класс получаемых решений. В частности, низкочастотные колебания параметров потока, связанные с пространственными движениями поперек газодинамического клапана во всем диапазоне углов $0 \leq \theta \leq 360^\circ$, не моделируются.

Более детально вопросы постановки краевой задачи, уравнения замыкания (модели турбулентности) и граничные условия изложены в монографии [8].

Расчетная сетка

Использовалась структурированная расчетная сетка с числом узлов 331 281 (конечные объемы строятся вокруг узлов). Полное число элементов равно 164 039, из них 640 призм (ячейки, прилежащие оси симметрии), 164 039 гексаэдров.

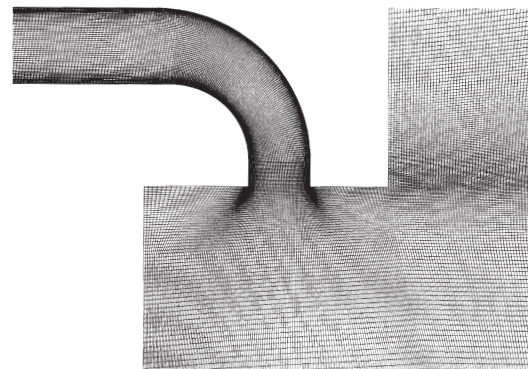


Рис. 3. Фрагмент расчетной сетки в зоне выходного сопла, отмеченной на рис. 2.

Таблица 1. Осредненное силовое воздействие на стенки

Параметр	F_x, N		F_y, N	
	нормальных	касательных	нормальных	касательных
Интеграл сил				
Суммарное воздействие	0.58	$5.9 \cdot 10^{-3}$	2.31	$-1.1 \cdot 10^{-3}$

Таблица 2. Диапазоны изменения расчетных параметров в поле течения

Параметр	Минимальное значение	Максимальное значение
Плотность, kg/m^3	0.46	7.11
Давление, Па	-87 300	494 000
Температура, К	106	293
Кинетическая энергия турбулентности q , $(m/s)^2$	$5 \cdot 10^{-9}$	9830
Турбулентная вязкость μ_t , $kg/(m \cdot s)$	$2 \cdot 10^{-14}$	0.1
Компонента скорости u , m/s	-162	584
Компонента скорости v , m/s	-448	158

Качество сетки в окрестности стенок характеризуется безразмерным параметром

$$y^+ = \frac{\rho u_\tau}{\mu} y, \quad u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_w}},$$

для первой ячейки $y_{\max}^+ = 15$, среднее значение по сетке $y_{\text{av}}^+ < 5$ (обтекание гладких участков поверхности предполагается безотрывным).

Фрагмент расчетной сетки в области кольцевого сопла приведен на рис. 3. Шаг по времени $\Delta t = 2 \cdot 10^{-7}$ с. Число Куранта 0.55 (среднеквадратичное), 6.52 (максимальное).

Расчеты выполнены И.М. Бычковым с использованием пакета программ Open FOAM (<http://www.openfoam.co.uk/openfoam/>).

Примеры расчета

Расчет выполнен при давлении на выходе $P_{\text{out}} = 101\,320$ Па, температуре и давлении на входе $T_{\text{in}} = 293$ К, $P_{\text{in}}/P_{\text{out}} = 6$. Моделируется течение идеального газа с молекулярной вязкостью $\mu = 1.831 \cdot 10^{-5}$ $kg/(m \cdot s)$ и молекулярной массой 28.96 (воздух). Удельная теплоемкость при постоянном давлении $C_p = 1004.4$ $J/(kg \cdot deg)$. Отношение удельных теплоемкостей $\kappa = C_p/C_v = 1.4$. Коэффициент теплопроводности 0.0261 $W/(m \cdot deg)$. Стенки предполагаются адиабатическими.

Для начального момента времени в расчетной области задавалось атмосферное давление при температуре 293 К. Время расчета (12 500 шагов по времени) на машине с двухъядерным процессором Intel Core 2 Duo E6700 составило около 3 суток.

Некоторые характеристики течения приведены в табл. 1–2. Интегрирование нормальных и касательных (трения) сил по внешним и внутренним стенкам газодинамического клапана дает проекции аэродинамических сил на оси координат, приведенные в табл. 1 (силы

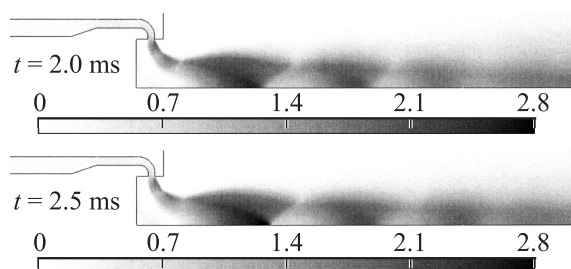


Рис. 4. Поле числа Маха в плоскости симметрии в моменты времени 2.0 и 2.5 мс.

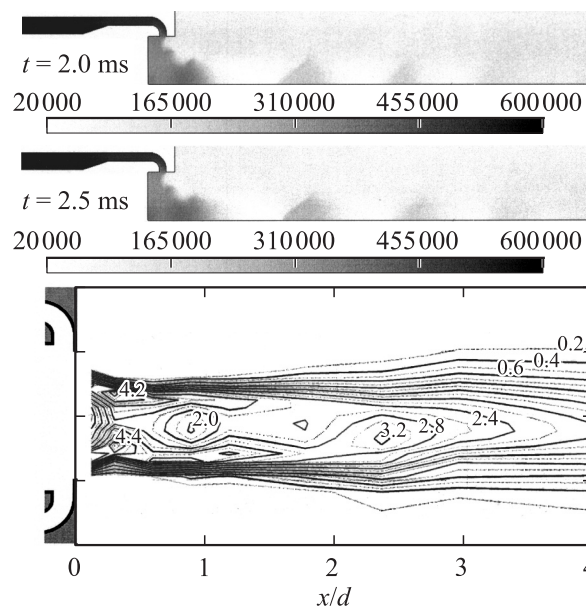


Рис. 5. Поле давления [Pa] в плоскости симметрии в моменты времени 2.0 и 2.5 мс; изобары $(P/P_{\text{out}} - 1)$ в продольных сечениях струи, полученные в эксперименте.

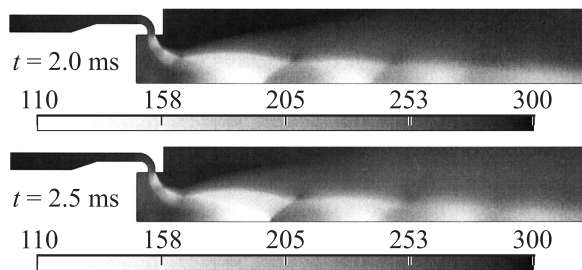


Рис. 6. Поле температуры [K] в плоскости симметрии в моменты времени 2.0 и 2.5 ms.

вычислены для продольного сектора течения с углом 3° , для аппроксимации сил на полную трехмерную область нужно значение F_x умножить на 120, а F_y — приравнять к нулю). Как видно, значения сил трения существенно ниже нормальных сил, и полная величина продольной силы $F_x = 70.3$ N.

Диапазоны изменения расчетных параметров в поле течения приведены в табл. 2. Средние характеристики течения: число Маха $M = 0.60$, число Прандтля $Pr = 0.70$, число Рейнольдса $Re_d = 4.36 \cdot 10^5$, скорость звука $a = 325.5$ m/s, скорость $V = 196$ m/s, плотность $\rho = 2.4$ kg/m³, температура $T = 187$ K.

На рис. 4–6 приведены поля числа Маха, давления и температуры в плоскости симметрии газодинамического клапана и в области затопленного пространства в моменты времени 2.0 и 2.5 ms.

На рис. 7–9 приведены графики скорости, давления и температуры в четырех контрольных точках в различные моменты времени. Координаты контрольных точек приведены на рис. 2.

Спектральная плотность колебаний давления в точках 1–4 приведена на рис. 10. Как видно, можно выделить несколько мод. В точке 1 — $f_1 \approx 2.5$, $f_2 \approx 6.3$ kHz, в точках 2 и 3 — $f_1 \approx 3$, $f_2 \approx 6.3$ kHz, в точке 4 — $f_1 \approx 1.1$, $f_2 \approx 2.5$, $f_3 \approx 5.8$ kHz. В частности, наблюдается одна выраженная главная мода колебаний при частоте $f \approx 2.5$ – 3.0 kHz, которая соответствует формированию и отходу „продольных“ тороидальных вихревых структур.

Экспериментальная модель, методика и результаты измерений

Схема измерений представлена на рис. 11. Погрешность измерения давления не превышала 1% от максимального давления. Погрешность поддержания полного давления в сопле не превышала 2%. Гребенка перемещалась на расстояние ± 20 mm в поперечном направлении (± 1.2 диаметра выходного сечения сопла d) и от 2 до 380 mm — в продольном 0.12–22.4 d .

Результаты обработки измерений давления представлены на рис. 5 внизу. В верхней части рисунка пред-

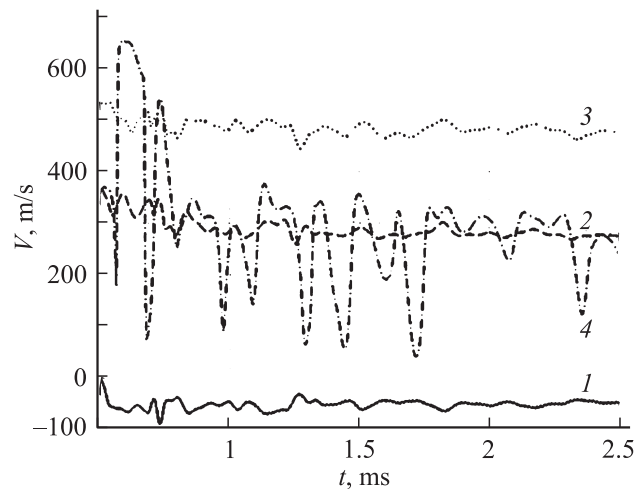


Рис. 7. Скорость в контрольных точках 1–4 в различные моменты времени.

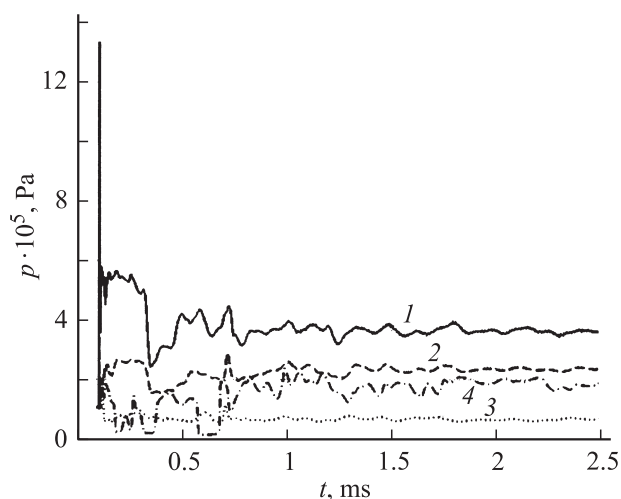


Рис. 8. Давление в контрольных точках 1–4 в различные моменты времени.

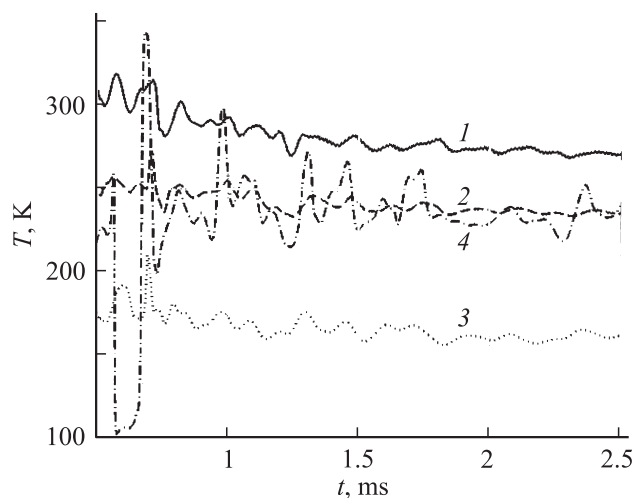


Рис. 9. Температура в контрольных точках 1–4 в различные моменты времени.

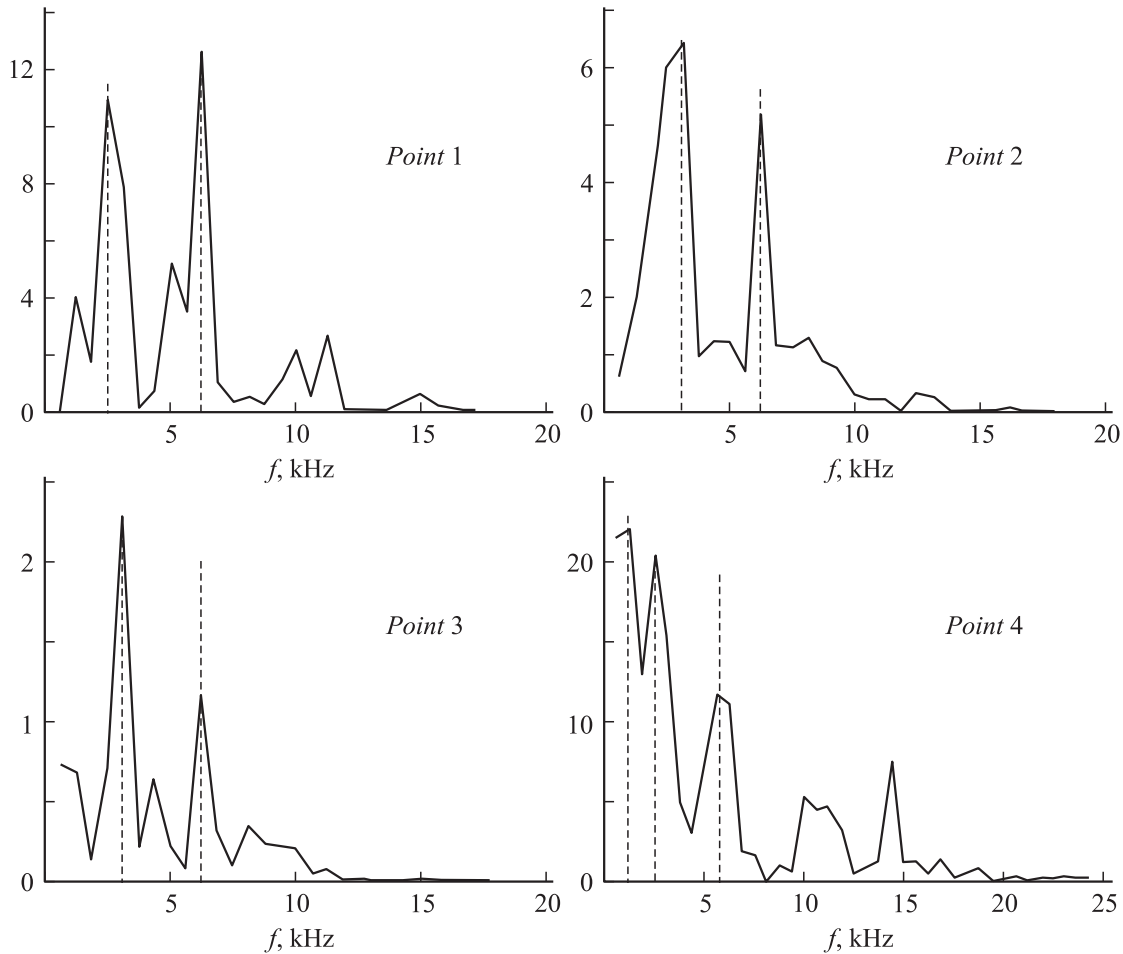


Рис. 10. Спектральная плотность колебаний давления в точках 1–4.

ставлены расчетные поля давления. Сравнение результатов расчета полного давления на оси за соплом с экспериментом (сигнал с приемника полного давления, линейная зависимость) приведено на рис. 12.

Обсуждение результатов

Полученные детальные результаты численного моделирования позволяют сравнить расчетные значения параметров с измеренными в эксперименте. Результаты расчета, в частности, демонстрируют сильное влияние геометрических параметров глубины дна кольцевого сопла Δ и толщины щели кольцевого сопла δ на нестационарные характеристики всего поля течения (ср. с [9,10]).

Нестационарные характеристики, представленные на рис. 10, дают расчетную частоту основной моды $f_1 \approx 2.5\text{--}3\text{ kHz}$, в эксперименте $f_1 \approx 4\text{ kHz}$.

Для получения численного решения, лучше согласующегося с экспериментом, необходимо решать трехмерную задачу с использованием метода прямого моделирования крупномасштабной турбулентности (LES) или

композитного метода DES (Detached Eddy Simulation), объединяющего в себе LES и RANS. При этом следует ожидать реализации более полного спектра резонансных частот газодинамического клапана.

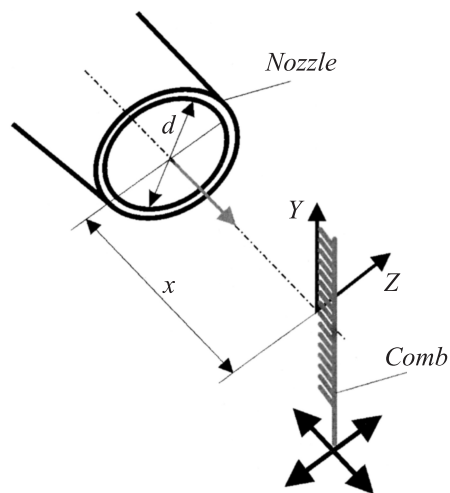


Рис. 11. Схема выходной части сопла и схема измерений.

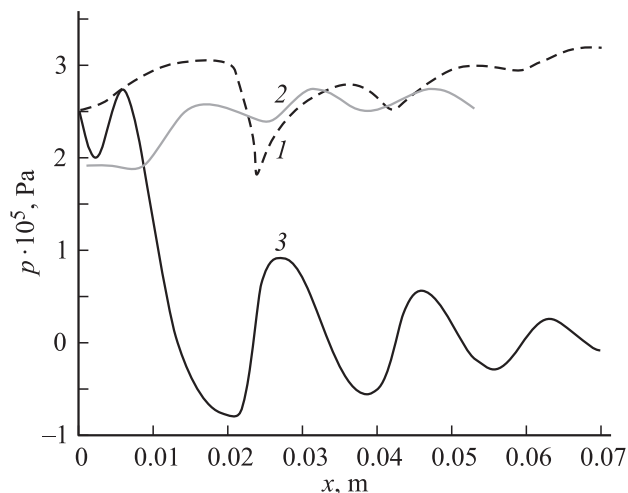


Рис. 12. Сравнение результатов расчета распределения полного давления на оси за соплом с экспериментом (2) (коэффициент восстановления полного давления 0,95–0,99); 3 — расчетное статическое давление.

Заключение

Выполнен расчет течения в газоструйном резонаторе Гартмана, поставлен эксперимент, проведено сравнение численного расчета с экспериментом. Расчеты в рамках краевой задачи для уравнений Рейнольдса дают характеристики турбулентного течения (кинетическую энергию турбулентности, частоту турбулентных пульсаций, турбулентную вязкость). Качественно результаты эксперимента и расчета удовлетворительно согласуются, хотя в двумерной постановке моделью турбулентности гасятся высокочастотные колебания.

Установка газодинамического клапана на весы позволила бы сравнить силовое воздействие потока на устройство и верифицировать результаты численного моделирования. Следующим этапом будет исследование детонационного горения в газоструйном резонаторе Гартмана. При этом, в частности, в уравнениях (2), (6) появятся источниковые члены.

Авторы выражают благодарность Наливайко А.Г., предоставившему результаты обработки экспериментальных данных.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 05-01-00646 и 07-08-12056.

Список литературы

- [1] Пушкин Р.М., Тарасов А.И. Способ получения тяги и устройство для получения тяги. Патент СССР № 1672933. 22.04.1991.
- [2] Левин В.А., Нечаев Ю.Н., Тарасов А.И. // Химическая физика. 2001. Т. 20. № 6. С. 90–98.

- [3] Гойхенберг М.М., Егоров И.В., Нечаев Ю.Н. и др. // Тез. докл. Междунар. научн.-технич. конф. „Фундаментальные проблемы высокоскоростных течений“. Жуковский, Россия, 2004. С. 143–145.
- [4] Носачёв Л.В. Способ и устройство для получения тяги. Патент RU № 2 296 876. 10.04.2007.
- [5] Носачёв Л.В. Способ получения электроэнергии на борту гиперзвукового летательного аппарата и МГД-генератор для его реализации. Патент RU № 2 290 736. 27.12.2006.
- [6] Егоров И.В., Носачёв Л.В. // Тез. докл. междунар. научн.-технич. конф. „Фундаментальные проблемы высокоскоростных течений“. Жуковский, Россия, 2004. С. 298–300.
- [7] Егоров И.В., Каргопольцев В.А., Носачёв Л.В. и др. Способы получения нанодисперсного углерода (варианты) и устройство для их реализации. Заявка № 2 007 109 335 на патент RU. 15.03.2007.
- [8] Вышинский В.В., Судаков Г.Г. Применение численных методов в задачах аэродинамического проектирования. М.: Изд-во ЦАГИ, 2007. 142 с.
- [9] Бычков И.М., Вышинский В.В. // Научн. вестн. МГТУ ГА. Сер. Аэромеханика и прочность. 2007. № 111. С. 6–10.
- [10] Бычков И.М., Вышинский В.В., Носачёв Л.В. // Научн. вестн. МГТУ ГА. Сер. Аэромеханика и прочность. 2008. № 124. С. 12–19.