УДК 53.089.5
DOI: 10.25206/1813-8225-2022-183-117-121

А. А. ВЕРСИН
А. М. МОЛЧАНОВ
В. П. МОНАХОВА
В. А. АФАНАСЬЕВ

Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет), г. Москва

РАЗРАБОТКА МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ТЕЧЕНИЯ ГАЗА ДЛЯ ГРАДУИРОВОЧНОГО СТЕНДА ПРИЁМНИКОВ ПОЛНОГО И СТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ

В работе предложена математическая модель расчета основных параметров контролируемого газового потока в процессе проектирования и создания градуировочного стенда для приемников статического и полного давлений, позволяющая до аттестации стенда выявить особенности и картину распределения этих параметров по радиусу и длине струи газового потока. Получение заданного контролируемого газового потока, в свою очередь, связано с расчетом и изготовлением сопла. В работе предложено использование дозвукового сопла, рассчитанного по формуле Витошинского, которое позволяет создавать в рабочей части градуировочного стенда заданную скорость газового потока в зависимости от расхода газа (рассмотрено три режима). Приведены результаты расчета таких параметров газового потока, как продольная скорость, статическое давление и статическая температура на разных расстояниях от среза сопла (на срезе сопла, на расстоянии 2Ra, на расстоянии 5Ra).

Ключевые слова: градуировочный стенд, сопло, математическая модель, профиль скорости.

Введение. Метрологическое обеспечение (МО) испытаний новых конструкций газотурбинных двигателей (ГТД) предусматривает обязательное измерение реальных скоростей газового потока (СГП) по тракту двигателя [1].

Материалы и методы решения задач. В настоящее время одним из основных методов измерения СГП, основанного на измерении перепада между полным и статическим давлением, используют приемники полного и статического давления, которые получили название «гребенки» [2].

Проблема использования такого метода измерения СГП связана с необходимостью изготовления оригинальных конструкций гребенок для каждой новой конструкции ГТД и места ее установки [2].

Для обеспечения высоких требований предъявляемых к точности измерения СГП, в том числе и по скосу и направлению потока [3], возникает необходимость наличия средств для градуировки таких гребенок с соответствующими погрешностями измерения основных параметров.

Одна из основных задач по разработке и созданию такого градуировочного стенда — это получение контролируемого газового потока (воздуха) с равномерной по значению относительной скоростью λ по радиусу струи газа как на срезе дозвукового сопла с λ от 0,3 до 1,0, так и по её длине.

Получение заданной СГП на срезе дозвукового сопла достигается за счет изменения расхода воздуха $G_в$ через сопло. В данной работе представлена разработанная математическая модель истечения газового потока из дозвукового сопла при разных режимах по расходу воздуха. Максимальное значение расхода воздуха $G = 5$ кг/с, температура воздуха (от $+15$ до $+80$) °С.

Определение основных размеров сопла и его профиля, рассчитанного по формуле Витошинского [4] с учётом результатов исследований, проведённых в работе [5], подробно представлено в работе [2].

Определение основных размеров сопла градуировочного стенда связано с режимом истечения газового потока из сужающего сопла в рабочую камеру.

Режим истечения определяется газодинамической функцией $\pi(\lambda)$ от приведенной скорости потока λ следующим соотношением:

$$\pi(\lambda_c) = \frac{P_к}{P_c^{\cdot}},$$

где $P_к$ — давление в рабочей камере, $P_c^{\cdot}$ — полное давление потока на срезе сопла. Считается, что течение энергоизолированное и изоинтропное, и параметры торможения сохраняют постоянные значения, т.е.

$$T_c^{\cdot} = T_к^{\cdot} \quad \text{и} \quad P_c^{\cdot} = C_к^{\cdot}.$$

Критическое отношение давлений обеспечивает истечение со скоростью звука, т.е.

$$V_{скр} = a_{кр} \cdot \lambda_c,$$

и в этом случае

$$G = G_{кр} = G_{\max},$$

где $V_{скр}$ — критическая скорость потока на срезе сопла; $a_{кр}$ — скорость звука в критическом сечении; G — расход воздуха через градуировочный стенд.

Для воздуха $\pi(\lambda_{кр}) = 0{,}528$ при $к = 1{,}4$; $\lambda_{кр} = 1$. Давление в рабочей камере градуировочного стенда должно превышать атмосферное в диапазоне от 0,15 до 0,20 кгс/см^2, чтобы преодолеть сопротивление выхлопной системы и шахты шумоглушения, следовательно

$$\frac{P_к}{P_{скр}^{\cdot}} = 0{,}528, \text{ а } P_{скр}^{\cdot} = \frac{1{,}2}{0{,}528} = 2{,}273 \text{ кг/см}^2.$$

Максимальный расход воздуха при выбранном источнике сжатого воздуха составит $G_{\max} = 5$ кг/с, давление торможения $P_{скр}^{\cdot} = 2{,}27$ кгс/см^2. Зададимся температурой воздуха подаваемой компрессорной станцией, равной $T = 293$К. Из уравнения расхода

$$G = \frac{m \cdot P_{скр}^{\cdot} \cdot F_{скр} \cdot q(\lambda_{кр})}{\sqrt{T^{\cdot}}},$$

где $m = 0{,}3965$ для $к = 1{,}4$ (рабочее тело воздух) и $\lambda = 1$, $q(\lambda_{кр}) = 1$, определим площадь среза сопла

$$F_{скр} = \frac{5 \cdot 17{,}4}{0{,}3965 \cdot 2{,}27} = 96{,}66 \text{ см}^2,$$

что соответствует диаметру среза осесимметричного сопла, равному $d_{скр} = 11{,}09$ см. Примем диаметр среза сопла $d_{скр} = 110$ мм.

Особенностью разработанного градуировочного стенда является получение газового потока со значениями давления в рабочей камере, соответствующего реальным значениям газового потока по тракту газотурбинного двигателя. Для обеспечения таких условий использовались компрессоры ОК-500, позволяющие получить в рабочей камере стенда давление газа до 4 кгс/см^2 с расходом воздуха до 6 кг/с.

Для подтверждения правильности полученного профиля сужающегося сопла разработана математическая модель течения газа при разных режимах по расходу газа, которая является универсальной, так как не зависит от числа Маха. В модели турбулентности учитывается влияние эффектов сжимаемости на интенсивность турбулентного смешения. Это влияние проявляется уже при M>0,6.

Результаты.

1. Основные уравнения

Для описания течения газа используется следующая система уравнений, записанных в векторной форме (1):

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\mathbf{E}_C - \mathbf{E}_V) + (\mathbf{F}_C - \mathbf{F}_V) + \frac{\partial}{\partial z}(\mathbf{G}_C - \mathbf{G}_V) = \mathbf{H}, \qquad (1)$$

где

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \\ \rho \mathrm{T}_1 \\ \vdots \\ \rho \mathrm{T}_{Nt} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E}_C = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ \rho u(E + p/\rho) \\ \rho u \mathrm{T}_1 \\ \vdots \\ \rho u \mathrm{T}_{Nt} \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{F}_C = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho vu \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ \rho v(E + p/\rho) \\ \rho v \mathrm{T}_1 \\ \vdots \\ \rho v \mathrm{T}_{Nt} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G}_C = \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho wu \\ \rho wv \\ \rho w^2 + p \\ \rho w(E + p/\rho) \\ \rho w \mathrm{T}_1 \\ \vdots \\ \rho w \mathrm{T}_{Nt} \end{pmatrix}. \qquad (2)$$

В систему входят турбулентные параметры $\mathrm{T}_1, \mathrm{T}_2, \ldots, \mathrm{T}_{Nt}$. Система легко расширяется в случае добавления уравнений переноса энергетических мод и т.д.

$$\mathbf{E}_V = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} - q_x \\ -g_{1,x} \\ \vdots \\ -g_{Nt,x} \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{F}_V = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} - q_y \\ -g_{1,y} \\ \vdots \\ -g_{Nt,y} \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{G}_V = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{zx} \\ \tau_{zy} \\ \tau_{zz} \\ u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} - q_z \\ -g_{1,z} \\ \vdots \\ -g_{Nt,z} \end{pmatrix}. \qquad (3)$$

$$\mathbf{H} = (0,0,0,0,0, S_{\mathrm{T},1}, \ldots, S_{\mathrm{T},Nt})^T. \qquad (4)$$

Вязкие напряжения и потоки:

$$\tau_{xx} = \mu\left(2\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}\frac{\partial w}{\partial z}\right) = \frac{2}{3}\mu\left(2\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial w}{\partial z}\right)$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right), \quad \tau_{xz} = \tau_{zx} = \mu\left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right) \qquad (5)$$

$$\tau_{yy} = \mu\left(2\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}\frac{\partial w}{\partial z}\right) = \frac{2}{3}\mu\left(2\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial z}\right)$$

$$\tau_{yz} = \tau_{zy} = \mu\left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right), \quad \tau_{zz} = \frac{2}{3}\mu\left(2\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}\right)$$

$$q_x = -\frac{\mu}{\Pr}\frac{\partial h}{\partial x}, \quad q_y = -\frac{\mu}{\Pr}\frac{\partial h}{\partial y},$$

$$q_z = -\frac{\mu}{\Pr}\frac{\partial h}{\partial z}. \qquad (6)$$

Здесь: ρ — плотность газовой смеси; u, v, w — компоненты скорости; p — давление; τ_{ij} — тензор вязких напряжений; μ — эффективный коэффициент динамической вязкости (учитывает как молекулярный, так и турбулентный перенос); E — полная энергия; q_i — плотность теплового потока, обусловленного теплопроводностью; Pr — эффективное число Прандтля; h — энтальпия; F — площадь сечения струи газа; G — массовый расход газовой смеси.

Уравнение состояния:

$$p = \rho RT, \qquad (7)$$

где T — температура; R — газовая постоянная.

2. Моделирование турбулентности

В основную систему входят параметры, характеризующие турбулентность, T_1, T_2,..., T_{Nt}, выбор которых зависит от используемой модели турбулентности.

Стандартные модели турбулентности, разработанные для несжимаемых течений, завышают интенсивность смешения в сжимаемых течениях. Это связано с тем, что эти модели не учитывают влияние сжимаемости на диссипацию. Предполагается, что пульсации давления, возникающие в слое смешения при взаимодействии дозвуковых и сверхзвуковых объемов газа, вызывают дополнительную диссипацию.

Модели турбулентности, разработанные для несжимаемой жидкости, плохо описывают сверхзвуковые сжимаемые течения. Известно, что сжимаемость оказывает стабилизирующее воздействие на турбулентность, уменьшая с ростом скорости интенсивность турбулентного смешения.

В современных задачах авиационной и ракетно-космической техники этот эффект играет важнейшую роль. Например, в гиперзвуковых двигателях замедляется смешение горючего с окислителем. Сжимаемость изменяет характер перехода ламинарного режима течения в турбулентный режим на поверхности спускаемого аппарата при входе в атмосферу.

В данной работе предполагается, что эффект замедления турбулентного смешения с ростом скорости связан с появлением в уравнении турбулентной кинетической энергии дополнительной сжимаемой диссипации, которая зависит от турбулентного числа Маха и происходит на мелкомасштабном уровне.

В литературе имеется несколько различных подходов к учету сжимаемости.

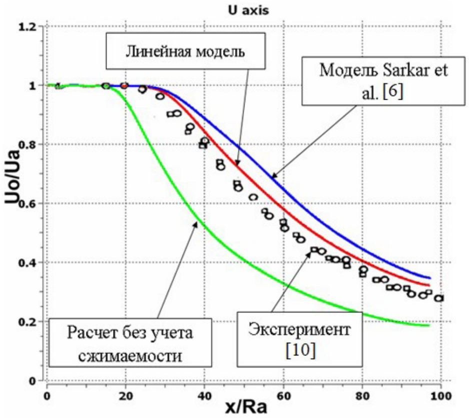

Рис. 1. Осевое распределение скорости в струе $M_a = 3$

В работе [6] при использовании $k-\varepsilon$ модели турбулентная вязкость считается по формуле (8), а в уравнение переноса k добавляется отрицательный источник (9).

$$\mu_t = C_\mu \rho k^2 / \left[\left(1 + M_t^2\right)\varepsilon\right]. \qquad (8)$$

$$S_t = -\rho M_t^2 \varepsilon. \qquad (9)$$

В работе [7] поправка на сжимаемость учитывается в коэффициенте $C_{\varepsilon 2}$.

$$C'_{\varepsilon 2} = \frac{C_{\varepsilon 2}}{1 + 1{,}6 M_t^2}. \qquad (10)$$

Zeman [8] предложил учитывать эффекты сжимаемости в полной диссипации. Его поправки можно представить в виде аналогичном работы [6]:

$$\varepsilon_c = \left[1 + 1{,}75 F(M_t)\right]\varepsilon, \qquad (11)$$

где $F(M_t) = 1 - \exp\left\{-\left[(M_t - 0{,}1)/0{,}6\right]^2\right\}$, $F(M_t) = 0$ при $M_t < 0{,}1$.

Поправки на сжимаемость в этих работах имеют квадратичную зависимость от M_t и дают в расчетах близкие результаты.

В работе [9] предложена линейная зависимость поправок от M_t. Основные формулы данной работы основаны на [9] и имеют вид:

$$\mu_t = C_\mu \rho k^2 / \left[\left(1 + 0{,}29 M_t\right)\right]\varepsilon, \qquad (12)$$

а в уравнение переноса k, соответственно, добавлен отрицательный источник

$$S_t = -0{,}29 \rho M_t \varepsilon. \qquad (13)$$

Будем в дальнейшем называть эту модель линейной. На рис. 1 показано распределение скорости вдоль оси холодной струи воздуха $M_a = 3$ и $p_a/p_e = 1$. При расчете с использованием стандартной $k-\varepsilon$ модели турбулентности длина струи получается существенно меньше по сравнению с экспериментальными данными [10]. При использовании модели турбулентности Саркара [6] и модели автора получается неплохое совпадение с экспериментальными данными, хотя в первом случае длина струи получается несколько завышенной по сравнению с экспериментом.

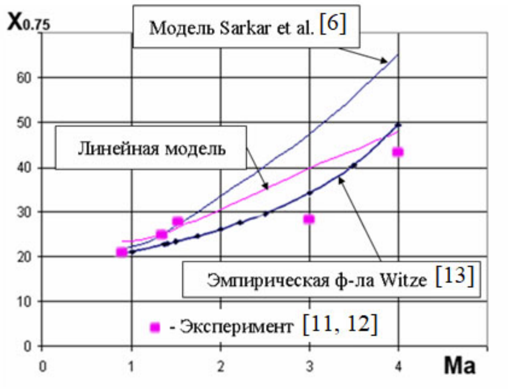

Рис. 2. Зависимость координаты $\overline{X}_{0,75}$ от числа Маха на срезе сопла

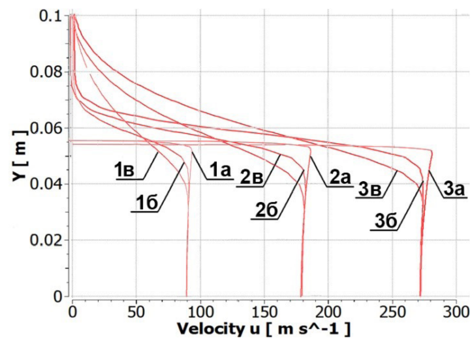

Рис. 3. Продольная скорость на срезе сопла (1 — G = 1,2989 кг/с; 2 — G = 2,7071 кг/с; 3 — G = 4,4125 кг/с; *а* — распределение параметров на срезе сопла; *б* — распределение параметров на расстоянии X = 2Ra от среза; *в* — распределение параметров на расстоянии X = 5Ra от среза)

Подобные результаты получаются и при исследовании других высокоскоростных струй.

Для оценки интенсивности смешения струй с окружающим пространством при $p_a/p_e = 1$ удобно использовать продольную координату $\overline{X}_{0,75}$, при которой осевая скорость составляет 75 % скорости на срезе сопла. Координата $\overline{X}_{0,75}$ удобнее, чем длина начального участка, которую довольно трудно определить с достаточной точностью.

На рис. 2 представлена зависимость координаты $\overline{X}_{0,75}$ от числа M_a при отношении плотностей $p_e/p_a = 1$. Для сравнения используются экспериментальные данные из работ [11, 12], а также эмпирическая формула, полученная в работе [13] на основе обобщения большего числа экспериментальных данных:

$$\frac{U_o}{U_a} = 1 - \exp\left(\frac{1}{X_C - K\overline{X}\left(\frac{\rho_e}{\rho_a}\right)^{0,5}}\right). \qquad (14)$$

Координата ядра X_C принимается равной 0,7, функция K равна [14]:

$$K = 0{,}08(1 - 0{,}16M_a)\left(\frac{\rho_e}{\rho_a}\right)^{-0,22}. \qquad (15)$$

Анализ результатов показывает, что линейная модель удовлетворительно аппроксимирует результаты экспериментов. Модель Саркара [6] существенно завышает длину струи при $M_a > 3$.

Поэтому в дальнейших расчетах использовалась линейная модель турбулентности, основанная на использовании формул (12), (13).

Для численного решения использовался неявный метод, основанный на конечно-объемном представлении системы (1) для q-ой ячейки сетки:

$$V_q \frac{\partial \mathbf{U}_q}{\partial t} = -\sum_{j \in q} \left(\vec{\mathbf{F}}_{C,j} - \vec{\mathbf{F}}_{V,j}\right) \cdot \vec{\mathbf{n}}_j s_j + V_q \mathbf{H}_q, \qquad (16)$$

где $\vec{\mathbf{F}}_C = \mathbf{E}_C \vec{\mathbf{i}} + \mathbf{F}_C \vec{\mathbf{j}} + \mathbf{G}_C \vec{\mathbf{k}}$ — вектор невязкого потока (через поверхность); $\vec{\mathbf{F}}_{C,j}$ — вектор невязкого потока через j-ую грань;

$\vec{\mathbf{F}}_V = \mathbf{E}_V \vec{\mathbf{i}} + \mathbf{F}_V \vec{\mathbf{j}} + \mathbf{G}_V \vec{\mathbf{k}}$ — вязкий поток;

V_q — объем q-ой ячейки сетки;

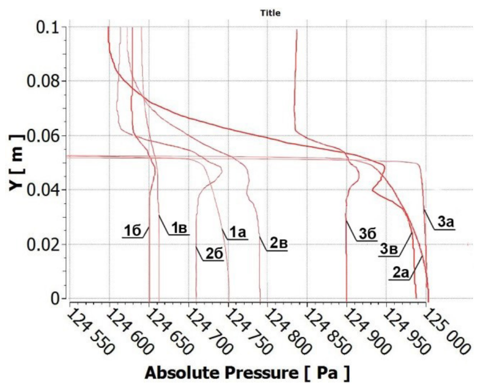

Рис. 4. Статическое давление (1 — G = 1,2989 кг/с; 2 — G = 2,7071 кг/с; 3 — G = 4,4125 кг/с; *а* — распределение параметров на срезе сопла; *б* — распределение параметров на расстоянии X = 2Ra от среза; *в* — распределение параметров на расстоянии X = 5Ra от среза)

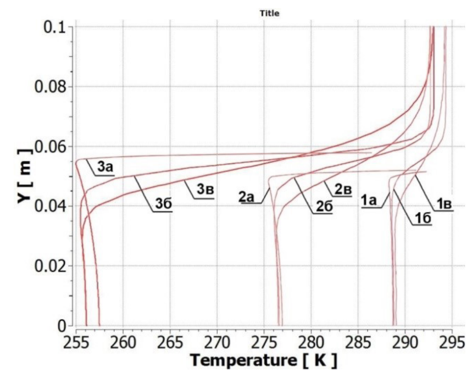

Рис. 5. Статическая температура (1 — G = 1,2989 кг/с; 2 — G = 2,7071 кг/с; 3 — G = 4,4125 кг/с; *а* — распределение параметров на срезе сопла; *б* — распределение параметров на расстоянии X = 2Ra от среза; *в* — распределение параметров на расстоянии X = 5Ra от среза)

$\vec{\mathbf{n}}_j$ — вектор нормали к j-ой грани, направленный наружу по отношению к q-ой ячейке сетки;

s_j — площадь поверхности j-ой грани.

Суммирование $\sum_{j \in q}$ производится только по граням, прилегающим к q-ой ячейке сетки. В качестве основных параметров газовой струи рассматриваются: продольная скорость, радиальная скорость, статическое давление, статическая температура, температура торможения, турбулентная кинетическая энергия.

В результате использования предложенной математической модели течения газа были получены распределения основных параметров на срезе сопла и расстояниях $X=2Ra$ и $X=5Ra$ от среза сопла для трех режимов работы стенда:

1. Режим 1 с G = 1,2989 кг/с;
2. Режим 2 с G = 2,7071 кг/с;
3. Режим 3 с G = 4,4125 кг/с.

На рис. 3—5 в качестве примера представлены в графическом виде результаты расчета продольной скорости, статического давления и статической температуры. Аналогичные результаты были получены и для значений таких параметров газовой струи, как радиальная скорость, температура торможения, турбулентная кинетическая энергия.

Обсуждение полученных результатов. Необходимость разработки математической модели течения газа для градуировочного стенда приёмников полного и статического давлений связана с возможностью достаточно точно прогнозировать основные параметры контролируемого газового потока внутри стенда без создания опытных экземпляров и проведения дорогостоящих испытаний, т.е. можно на этапе проектирования внести необходимые изменения, например, в профиль дозвукового сопла, и получить стенд с прогнозируемыми основными параметрами [15].

Выводы

1. Стандартные модели турбулентности существенно завышают напряжение трения в слое смешения высокоскоростных потоков, что приводит к более быстрому смешению по сравнению с экспериментальными данными

2. Наилучшее совпадение с экспериментальными данными получено при использовании предлагаемой модели турбулентности. Она позволяет получить хорошее совпадение с экспериментом как для сверхзвуковых струй, так и для высокоскоростных слоев смешения сжимаемых потоков.

3. Разработана математическая модель течения контролируемого газового потока, создаваемого для градуировки приемников статического и полного давлений.

4. Полученные результаты расчетов основных параметров контролируемого газового потока позволяют до процесса аттестации градуировочного стенда выявить картину течения и распределения этих параметров по радиусу и длине струи для трех режимов по величине расхода газа.

Библиографический список

1. Захаров Д. Л. Отработка методики измерений полей скоростей и концентраций с помощью PIV в течениях, характерных для газотурбинных двигателей // Труды МАИ. 2011. № 45. URL: http://trudymai.ru/published.php?ID=25391 (дата обращения: 01.03.2022).

2. Афанасьев В. А., Монахова В. П., Мухина С. Д. [и др.]. Разработка экспериментальных средств для градуировки приемников давлений // Труды МАИ. 2017. № 95. URL: https://elibrary.ru/download/elibrary_30047795_82021920.pdf25391 (дата обращения: 01.03.2022).

3. Афанасьев В. А., Монахова В. П., Мухин А. Н., Заранкевич И. А., Назырова О. Р., Версин А. А. Разработка системы позиционирования для обеспечения точности угловых и линейных перемещений // Вестник метролога. 2019. № 3. С. 5—9.

4. Дейч М. Е. Техническая газодинамика. 3-е изд., перераб. Москва: Энергия,1974. С. 583—589.

5. Виноградов. Л. В., Лотфулин Ш. Р. Исследование геометрических параметров сопла с контуром Витошинского // Вестник Российского университета дружбы народов. Серия: Инженерные исследования. 2004. № 2 (9). С. 44—49.

6. Sarkar S., Erlebacher G., Hussaini M. Y., Kreiss H. O. The analysis and modelling of dilatational terms in compressible turbulence // Journal of Fluid Mechanics. 1991. Vol. 227. P. 473—493.

7. El Baz A. M. Modelling compressibility effects on free turbulent shear flows // 5th Biennial Coll. on Comput. Fluid Dynamics. UMIST, UK. 1992. 1 эл. опт. диск (CD-ROM).

8. Zeman O. Dilatation dissipation: the concept and application in modeling compressible mixing layers // Phys. Fluids. 1990. Vol. 2, no. 2. P. 178—188.

9. Глебов Г. А., Молчанов А. М. Модель турбулентности для расчета высокоскоростных реагирующих струй // Исследование теплообмена в летательных аппаратах. Москва: Изд-во МАИ, 1982. С. 6—11.

10. Теория турбулентных струй / Под ред. Г. Н. Абрамовича. Москва: ЭКОЛИТ, 1984. 720 с.

11. Lau J. C., Morris P. J., Fisher M. J. Measurements in subsonic and supersonic free jets using a laser velocimeter // Journal of Fluid Mechanics. 1979. Vol. 63, Part 1. P. 1—27. DOI: 10.1017/S0022112079001750.

12. Pergament H. S., Sinha N., Dash S. M. Hybrid Two-Equation Turbulence Model for High Speed Propulsive Jets. 1986. DOI: 10.2514/6.1986-1723.

13. Witze P. O. Centerline velocity decay of compressible free jets // AIAA Journal. 1974. Vol. 12 (4). P. 417—418.

14. Ewan B. C. R., Moodie K. Structure and Velocity Measurements in under Expanded Jets // Combustion Scienceand Technology. 1986. Vol. 45. P. 275—288.

15. Босняков С. М., Власенко В. В., Горбушен А. Р. [и др.]. Математическая модель Европейской аэродинамической трубы (ETW) и опыт ее применения // Труды МФТИ. 2011. Т. 3, № 4. URL: https://mipt.ru/upload/295/Pages_97-107___from_trudy3_4_final_3nov_morning-12-arphcxl1tgs.pdf (дата обращения: 01.03.2022).

ВЕРСИН Александр Андреевич, аспирант кафедры 207 «Метрология, стандартизация и сертификация» Московского авиационного института (Национальный исследовательский университет) (МАИ), г. Москва.

МОЛЧАНОВ Александр Михайлович, доктор технических наук, доцент (Россия), профессор кафедры 204 «Авиационно-космическая теплотехника» МАИ, г. Москва.
SPIN-код: 5756-8635
AuthorID (РИНЦ): 549037
AuthorID (SCOPUS): 55662006700
ORCID: 0000-0002-0666-7143

МОНАХОВА Вероника Павловна, кандидат технических наук, доцент (Россия), директор института № 2 «Авиационные, ракетные двигатели и энергетические установки» МАИ, г. Москва.
AuthorID (РИНЦ): 387542

АФАНАСЬЕВ Владимир Алексеевич, доктор технических наук, доцент (Россия), профессор кафедры 207 «Метрология, стандартизация и сертификация» МАИ, г. Москва.
Адрес для переписки: vaa96@mail.ru

Для цитирования

Версин А. А., Молчанов А. М., Монахова В. П., Афанасьев В. А. Разработка математической модели течения газа для градуировочного стенда приёмников полного и статического давления // Омский научный вестник. 2022. № 3 (183). С. 117—121. DOI: 10.25206/1813-8225-2022-183-117-121.

Статья поступила в редакцию 14.03.2022 г.