Уфа : УГАТУ, 2013 Вестник УГАТУ Т. 17, № 1 (54). С. 21–26

АВИАЦИОННАЯ И РАКЕТНО-КОСМИЧЕСКАЯ ТЕХНИКА

УДК 629.7-52:533.6

Э. Г. Гимранов, А. В. Свистунов

ГАЗОДИНАМИКА АКТИВНОГО КАНАЛА СТРУЙНОГО СВЕРХЗВУКОВОГО УСИЛИТЕЛЯ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ ПОЛОЖЕНИЕМ КОРПУСА ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА

В статье рассматривается задача расчета и анализа изменения параметров потока в одномерных установившихся течениях без проникновения в механизм явления, газодинамическую структуру потока в псевдоскачке. Рассматривается течение с псевдоскачком в слаборасширяющемся профилированном активном канале струйного сверхзвукового усилителя и влияния на него.
Сверхзвуковой усилитель; *положение корпуса летательного аппарата*; *сверхзвуковое течение газа*; *псевдоскачок*

В пневмоавтоматике известен струйный сверхзвуковой усилитель, используемый, к примеру, в качестве силового элемента системы управления положением корпуса летательного аппарата и управления вектором тяги выдувом сверхзвуковой или дозвуковой струи на поверхность обтекаемого тела или внутреннюю поверхность сопла.

В работах [1, 2] дана упрощенная методика газодинамического расчета параметров потока в проточном канале струйного сверхзвукового усилителя. Так, расчет параметров торможения сверхзвукового потока газа в активном канале производится по одномерной модели локального единичного прямого скачка уплотнения. Действительная картина течения значительно сложнее.

Развитие вязкого пристенного слоя в канале при сверхзвуковых скоростях делает невозможным простой переход от сверхзвукового к дозвуковому течению на локальном прямом скачке уплотнения. Известно, что в реально существующих условиях без специальных мероприятий в пределах газовоздушного тракта в сравнительно длинных каналах из-за наличия сильного вязкого взаимодействия действительный механизм перехода от сверхзвукового течения к дозвуковому в общем случае более сложен. Это приводит к непрерывному процессу торможения на длине в несколько гидравлических диаметров канала в сложной системе скачков уплотнения, волн разрежения, вязком диссипативном пристенном слое сверхзвуковой части потока и дозвуковой зоне интенсивного турбулентного перемешивания в градиентном потоке. Само переходное явление и газодинамическую структуру потока принято называть псевдоскачком [3].

Так как полностью развитый псевдоскачок имеет в осевом направлении протяженность в 10–12 гидравлических диаметров канала, то он может быть подвержен существенному влиянию различных физических воздействий. Это позволяет в определенной мере управлять параметрами газового потока и удовлетворить тем самым требования к уменьшению потерь полного давления, минимальной длины активного канала, неравномерности поля скоростей и уровня пульсаций давления на входе в управляющее сопло сверхзвукового струйного усилителя.

Применяя методы газовой динамики одномерных установившихся течений без проникновения в механизм явления, газодинамическую структуру потока в псевдоскачке можно рассчитывать и анализировать изменения параметров потока.

ОБОБЩЕННЫЕ КВАЗИОДНОМЕРНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ГАЗА В ПСЕВДОСКАЧКЕ И ИХ ИНТЕГРАЛЫ

Установление закономерностей изменения параметров газового потока в псевдоскачке имеет важное значение для решения целого ряда практических задач, в разработке инженерных методов расчета газодинамики и проектирования технических устройств авиационной, ракетной и наземной испытательной техники (диффузоры аэродинамических труб). Газодинамические явления, происходящие в псевдоскачке, достаточно сложны и пока не поддаются сколько-нибудь точному аналитическому рассмотрению из-за отсутствия адекватной модели. Однако возможно приближенное определение соотношения параметров «развитого псевдоскачка»

Контактная информация: 8(347)273-09-44

методами одномерной газовой динамики установившихся течений с использованием модифицированных газодинамических функций полного импульса.

Расчетные формулы потока полного импульса $\Phi = pF + Gw$ для одномерного газового потока при условии коллинеарности векторов потока количества движения $\vec{K}$ и секундного импульса силы $\vec{P}$ выражаются с помощью обычных газодинамических функций $Z(\lambda)$, $f(\lambda)$, $r(\lambda)$ по известным формулам [4]. Для неоднородного потока (струйная модель псевдоскачка в канале постоянной площади поперечного сечения) полный импульс может быть рассчитан с помощью модифицированных газодинамических функций $Z^i(\lambda_\delta)$, $F^i(\lambda_\delta)$, $R^i(\lambda_\delta)$ по следующим формулам [5]:

$$\Phi_\delta = \frac{k+1}{k} G_\delta a Z^i(\lambda_\delta); \; \Phi_\delta = pF_\delta \frac{1}{R^i(\lambda_\delta)};$$

$$\Phi_\delta = p_\delta F_\delta F^i(\lambda_\delta),$$

где

$$Z^i(\lambda_\delta) = [Z(\lambda_\delta) - \frac{k}{k+1}\lambda_\delta(\bar{\delta}* + \bar{\delta}**)]/(1-\bar{\delta}*);$$

$$\frac{1}{R^i(\lambda_\delta)} = \frac{1}{r(\lambda_\delta)} - \frac{2k}{k+1}\lambda_\delta^2(\bar{\delta}* + \bar{\delta}**)/(1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda_\delta^2);$$

$$F^i(\lambda_\delta) = \frac{1}{\beta * R^i(\lambda_\delta)};$$

$$\beta* = \int_0^1 \frac{1}{(1-\frac{k-1}{k+1}\lambda_\delta^2)^{\frac{k}{k+1}}} d\eta.$$

$$Z^i(\lambda_\delta) = \left[Z(\lambda_\delta) - \frac{k}{k+1}\lambda_\delta\left(\overline{\delta^*} + \overline{\delta^{**}}\right)\right] \Big/ \left(1-\overline{\delta^*}\right);$$

$$\frac{1}{R^i(\lambda_\delta)} = \frac{1}{r(\lambda_\delta)} - \frac{2k}{k+1}\lambda_\delta^2\left(\overline{\delta^*} + \overline{\delta^{**}}\right) \Big/ \left(1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda_\delta^2\right);$$

$$F^i(\lambda_\delta) = \frac{1}{\beta^* R^i(\lambda_\delta)};$$

$$\beta^* = \int_0^1 \frac{1}{\left(1-\frac{k-1}{k+1}\lambda_\delta^2\right)^{\frac{k}{k-1}}} d\eta .$$

Если вектор скорости не совпадает с нормалью расчетного сечения и составляет с продольной осью x угол ω (струйная модель псевдоскачка в слаборасширяющемся или слабосужающемся канале), то модифицированные газодинамические функции имеют вид

$$Z_\omega^i(\lambda_\delta) = Z^i(\lambda_\delta) - \frac{1}{2}\frac{k-1}{k+1}\lambda_{\delta x} tg^2\omega \Big/ \left(1-\overline{\delta^*}\right),$$

$$\frac{1}{R_\omega^i(\lambda_\delta)} = \frac{1}{r\left(\frac{\lambda_{\delta x}}{\cos\omega}\right)} - \frac{2k}{k+1}\frac{\lambda_{\delta x}^2\left(\overline{\delta^*} + \overline{\delta^{**}} + tg^2\omega\right)}{r\left(\frac{\lambda_{\delta x}}{\cos\omega}\right)},$$

$$F_\omega^i(\lambda_\delta) = \frac{1}{\beta^* R_\omega^i(\lambda_\delta)}.$$

При расчетах двухслойной модели течения, состоящей из вязкого диссипативного слоя и ядра течения, поток полного импульса состоит из Φ и Φ_δ:

$$\Phi'' = \Phi + \Phi_\delta = \frac{k+1}{k}\bar{G} a_{\text{кр}} Z^0(\lambda_\delta) = pF \big/ R^0(\lambda_\delta),$$

где

$$Z^0(\lambda_\delta) = \bar{G} Z^i(\lambda_\delta) + \left(1-\bar{G}\right) Z(\lambda_\delta),$$

$$\frac{1}{R^0(\lambda_\delta)} = \frac{1}{r(\lambda_\delta)} - \frac{2k}{k+1}\lambda_\delta^2 \frac{\overline{\delta^*} + \overline{\delta^{**}}}{\tau(\lambda_\delta)\left[\overline{\delta^*} + \frac{1-\overline{\delta^*}}{\bar{G}}\right]},$$

$$F^0(\lambda_\delta) = \frac{1}{\beta^* R^0(\lambda_\delta)}.$$

$\bar{G} = G^0 \big/ \left(G^0 + G_\delta\right)$ – относительный массовый расход газа через ядро потока. Соответственно, для двухслойной модели псевдоскачка в слаборасширяющемся или слабосужающемся канале расчетные формулы имеют вид

$$\Phi_x^0 = \frac{k+1}{k}\bar{G} a_{\text{кр}} Z_\omega^0(\lambda_{\delta x}), \Phi_x^0 = pF \big/ R_\omega^0(\lambda_{\delta x}),$$

где

$$Z_\omega^0(\lambda_{\delta x}) = Z^0(\lambda_{\delta x}) - \bar{G}\frac{k-1}{2(k+1)}\lambda_{\delta x}\frac{tg^2\omega}{1-\overline{\delta^*}};$$

$$\frac{1}{R_\omega^0(\lambda_{\delta x})} = \frac{1}{r_\omega(\frac{\lambda_{\delta x}}{\cos\omega})} - \frac{2k}{k+1}\lambda_{\delta x}^2 \frac{\overline{\delta^*} + \overline{\delta^{**}} + tg^2\omega}{r(\frac{\lambda_{\delta x}}{\cos\omega})[\overline{\delta^*} + \frac{1-\overline{\delta^*}}{\bar{G}}]};$$

$$F_\omega^0(\lambda_{\delta x}) = \frac{1}{\beta^* R_\omega^0(\lambda_{\delta x})}.$$

Значительный практический интерес представляет течение с псевдоскачком в слаборасширяющемся профилированном активном канале струйного сверхзвукового усилителя.

Интегральные уравнения для случая чисто геометрического воздействия примут вид

$$Z_{\omega}^{i}(\lambda_0)=Z^{i}(\lambda_{01})\exp\left[\int_{1}^{\overline{F}} r^{i}(\lambda_0)d\ln\overline{F}\right];$$
$$\overline{p}=\frac{\lambda_{01}}{\tau(\lambda_0)}-\frac{\tau(\lambda_0)}{\lambda_0}\frac{1}{\overline{F}(\overline{x})};$$
$$\sigma=\frac{\lambda_{01}}{\lambda_0}\frac{\varepsilon(\lambda_{01})}{\varepsilon(\lambda_0)}\frac{1}{\overline{F}(\overline{x})},$$

где $\tau(\lambda_0)$, $\varepsilon(\lambda_0)$ – известные газодинамические функции отношения температур T_0/T_0^* и плотностей ρ_0/ρ_0^*.

Анализ параметров газового потока с помощью уравнений можно произвести, если известны функции вида $\lambda_0=\lambda_0(\overline{x})$ и $\overline{F}=\overline{F}(\overline{x})$. Численные решения можно получить методом последовательного приближения при заданной геометрии канала изменением λ_0 от $\lambda_{01}>1$ до $\lambda_{02}>1$ до тех пор, пока распределение давления $\overline{p}=\overline{p}(\overline{x})$ не совпадает с данными эксперимента с желаемой степенью точности.

Рассмотрим семейство слаборасширяющихся каналов, для которых функция $\overline{F}=\overline{F}(\overline{x})$ в общем виде списывается полиномом второй степени $\overline{F}=1+a\overline{x}+b\overline{x}^2$, а изменение приведенной скорости на оси канала списывается экспоненциальным законом $\lambda_0=\exp(-C_\lambda x)$, $C_\lambda=2\ln\lambda_{01}/l_{ncck}$, где l_{ncck} – безразмерная длина псевдоскачка.

В результате получим для плоского слаборасширяющегося канала уравнение вида

$$p=\frac{\lambda_{01}}{\tau(\lambda_{01})}\frac{1-\dfrac{k-1}{k+1}[\lambda_{01}\exp(-C_\lambda x)]^2}{\lambda_{01}\exp(-C_\lambda x)}\frac{k}{1+C_{\overline{F}}(\overline{x})},$$

где $C_{\overline{F}}=2\,\mathrm{tg}\alpha$ (α – угол наклона линейной образующей к оси канала). На рис. 1 дано сравнение экспериментальных данных (пунктирные линии) с расчетными данными (сплошные линии). Для сравнения приведена кривая *5*, соответствующая линейному закону изменения приведенной скорости на оси канала.

Эффективность торможения сверхзвукового потока в активном канале струйного усилителя можно осуществить различными методами, используя газодинамические особенности течения в псевдоскачке без дополнительных энергетических затрат. В этом смысле наиболее приемлемо массовое воздействие.

Интегралы уравнения без учета дополнительного импульса будут иметь следующий вид:

$$Z^{i}(\lambda_0)=\frac{Z^{i}(\lambda_{01})}{\overline{\mathrm{M}}};\quad \overline{p}=\frac{r^{i}(\lambda_0)}{r^{i}(\lambda_{01})};\quad \sigma=\frac{f^{i}(\lambda_{01})}{f^{i}(\lambda_0)}.$$

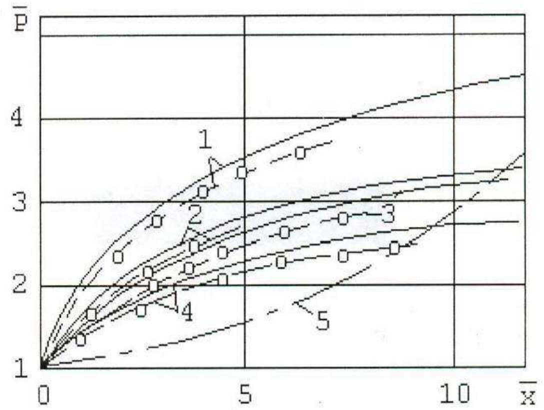

Рис. 1. Экспериментальные и расчетные кривые распределения давления для псевдоскачков в слаборасширяющихся плоских каналах: *1* – $\lambda_{01}=1{,}76; C_F=0{,}056$;
2 – $\lambda_{01}=1{,}56; C_F=0{,}027$;
3 – $\lambda_{01}=1{,}52; C_F=0{,}041$;
4 – $\lambda_{01}=1{,}4; C_F=0{,}027$;

Расчет по этим формулам параметров потока возможен для случая локального подвода (отвода) вторичной массы газа. При этом в зависимости от начальных условий λ_{01} на величину $\overline{M}$ накладываются определенные ограничения, определяемые знаком вторичной массы и координатой воздействия.

Рассмотрим локальное воздействие на параметры псевдоскачка за счет подвода вторичной массы, максимальная величина которой при этом определяется условием

$$M_{\max}=\frac{Z(\lambda_{01})}{Z(1)},$$

а предельное значение выражением

$$\overline{M}_{\text{пред}}=\frac{Z(\lambda_{0\max})}{Z(1)}.$$

К примеру, для воздуха ($k=1{,}4$)

$$\overline{M}_{\text{пред}}=1{,}42208.$$

На рис. 2 представлены расчетные кривые (сплошные линии) зависимости приведенной скорости в выходном сечении активного канала постоянной площади поперечного сечения от $\lambda_{01}>1$ и $\overline{M}>1$. Видно, что эффективность торможения газа уменьшается с увеличением локального вторичного массоподвода вплоть до «запирания» (λ_{01} = 1) при $\overline{M}_{\max}$, а при фиксированном значении λ_{01} при $\overline{M}_{\max} < \overline{M} < \overline{M}_{\text{пред}}$. Переход к дозвуковому течению вообще становится невозможным. При этом малые сверхзвуковые скорости в начальном сечении активного канала имеют существенные ограничения по $1 < \overline{M} < \overline{M}_{\max}$. К примеру, при λ_{01} = 1,34 и $1 < \overline{M} < 1{,}05$, т. е. суммарная масса газа на выходе из канала не должна превышать массу газа на входе в активный канал более чем на 5 %.

Кривые (штрих-пунктирные линии) показывают уменьшение коэффициента восстановления давления σ с увеличением подвода вторичной массы при заданном λ_{01} и имеют ограничения, определяемые по величине «кризисом» течения. Эффективность торможения сверхзвукового потока в активном канале при заданном значении λ_{01} достигается уменьшением подвода вторичной массы газа, что характерно и для отношения статических давлений (пунктирные линии).

Расчет параметров потока с распределенным по все длине активного канала подводом вторичной массы $\overline{M} = \overline{M}(\overline{x})$, $0 \le (\overline{x}) \le l_{псск}$ не представляется возможным из-за односторонности воздействия. Однако торможение потока в псевдоскачке может быть реализовано, если интенсивный подвод массы в основной поток осуществить на сверхзвуковом участке на длине, не превышающей $\overline{x}_{\text{кр}}$, которая определяется начальными условиями λ_{01} и законом распределения на единицу длины канала C_M.

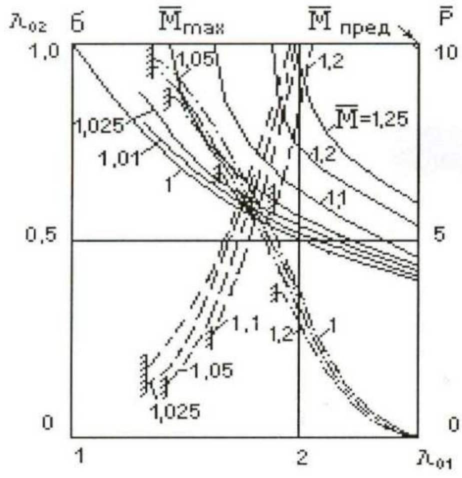

Рис. 2. Влияние коэффициента локального массоподвода на приведенную скорость и восстановление давления в псевдоскачке

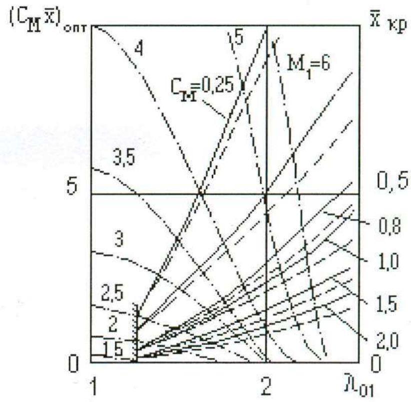

Рис. 3. Критическая длина и оптимальный комплексный параметр при частично распределенном массоподводе (на кривых $C_M\,\overline{x}$ показано число Маха M_1, соответствующее начальному значению приведенной скорости λ_{01}).

Для линейного закона критическая длина определяется по формуле

$$\overline{x}_{\text{кр}} = \frac{1}{C_M}\left[\frac{1}{2}Z(\lambda_{01}) - 1\right],$$

для экспоненциального – выражением вида

$$\overline{x}_{\text{кр}} = \frac{1}{C_M}\left[\frac{1}{2}Z(\lambda_{01})\right],$$

На рис. 3 сплошными линиями показаны расчеты для линейного закона, а пунктирными – для экспоненциального. Видно, что критическая длина для любого закона растет с увеличением λ_{01}, а при заданных начальных условиях растет с уменьшением C_M. Кроме того, следует отметить, что при M > 0,5 для любых λ_{01} > 1 критическая длина не превышает одного калибра канала, а в областях, близких к $\lambda_{01} = 0{,}4$, $\overline{x}_{\text{кр}} < 1$, т. е. подвод вторичной массы к потоку должен осуществляться в условиях, близких к локальным, при этом максимальное ее значение на единицу длины не должно превышать соответственно для линейного закона величину

$$(C_M)_{\max} = \frac{\overline{M}_{\max} - 1}{\overline{x}_{\text{кр}}},$$

для экспоненциального закона –

$$(C_M)_{\max} = \frac{1}{\overline{x}_{\text{кр}}}\left|\ln \overline{M}_{\max}\right|.$$

Кроме того, могут быть определены либо условия минимальных потерь полного давления, либо минимальной длины активного канала при заданной величине C_M, не превышающей $(C_M)_{\max}$, либо при заданной длине массоподвода $\bar{x} < \bar{x}_{кр}$ может быть определен закон изменения $C_M = C_M(\bar{x})$ при известных условиях на входе. Такая задача сводится к интегрированию дифференциального уравнения для линейного закона распределения

$$C_M q(\lambda_0) - (1 + C_M \bar{x})[q(\lambda_0)]' \frac{d\lambda_0}{d\bar{x}} = 0,$$

где $d\lambda_0$ – газодинамическая функция расхода.

Решение этого уравнения дает оптимальную длину зоны торможения сверхзвукового потока

$$\bar{x}_{опт} = \frac{1}{C_M}\left[\frac{q(\lambda_0)}{q(\lambda_{10})} - 1\right],$$

либо оптимальный коэффициент C_M на длине $\bar{x} < \bar{x}_{кр}$.

$$\left(C_M\right)_{опт} = \frac{1}{\chi}\left[\frac{q(\lambda_0)}{q(\lambda_{10})} - 1\right].$$

Последние два условия могут быть объединены в один оптимальный параметр

$$(C_M \bar{x})_{опт} = \frac{q(\lambda_0)}{q(\lambda_{10})} - 1.$$

Анализ расчетных кривых (штрихпунктирные линии на рис. 3) показывает, что для заданных начальных условий комплексный параметр – величина переменная; в области $\lambda_{01} > 1$ он растет и тем больше, чем больше абсолютное значение λ_{01}. Это означает, что при больших сверхзвуковых скоростях на одной и той же длине $0 < \bar{x} < \bar{x}_{опт}$ воздействие вторичной массой должно быть более интенсивным.

Анализ изменения параметров газового потока в активном канале сверхзвукового струйного усилителя при отборе массы $0 < \overline{M} \le 1$ производится по тем же уравнениям. На рис. 4 приведены расчетные кривые зависимости приведенной скорости в конечном сечении канала λ_{01} (пунктирные линии), коэффициента восстановления давления σ (пунктирные линии) и отношения статических давлений $\bar{p}$ (штрихпунктирные линии) от приведенной скорости на входе в канал λ_{01} и коэффициента воздействия $\overline{M}$. Видно, что с уменьшением $\overline{M}$ эффективность торможения сверхзвукового потока растет. Отметим, что при сравнительно низких значениях $\overline{M}$ изменение λ_{01} почти во всем диапазоне ограниченного контура мало влияет на значение дозвуковых λ_{02}. К примеру, при $\overline{M} = 0{,}3$ (70 % отбора массы) $\lambda_{01} = 2$ $\lambda_{02} = 0{,}1$, а при $\lambda_{01} = 1{,}5$ $\lambda_{02} = 0{,}12$.

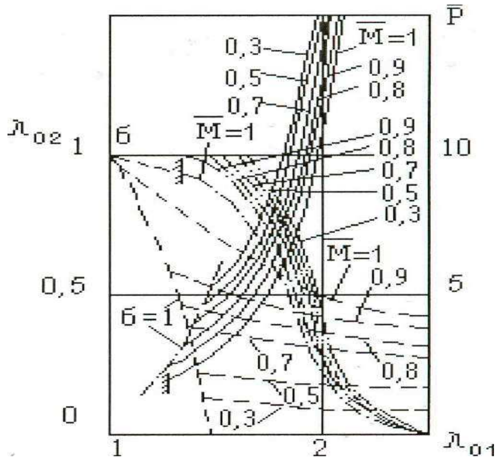

Рис. 4. Влияние коэффициента локального массоотвода на приведенную скорость и восстановление давления в псевдоскачке

Действительный механизм перехода от сверхзвукового к дозвуковому потоку в активном канале струйного сверхзвукового усилителя осуществляется на длине в несколько гидравлических диаметров канала в сложной газодинамической структуре потока и может быть подвержен существенному физическому воздействию с целью повышения эффективности торможения газового потока и уменьшения длины активного канала.

Предложен простой квазиодномерный метод расчета параметров потока в слабо расширяющемся активном канале.

Подвод вторичной массы значительно снижает уровень восстановления давления и длины зоны торможения, а отбор газа эффективен для гашения скорости в выходном сечении канала и восстановления давления.

Практическое использование полученных выводов может быть реализовано следующим образом: выполнить отбор определенной массы газа через локальную или распределенную перфорированную поверхность канала в закритической зоне торможения с повышенным давлением и последующим отводом либо выбросом в атмосферу, либо через обводной канал (возможно с регулируемым дросселем или клапаном включения) локально или распределено в основной поток через отверстия в стенке канала в верхнюю сверхзвуковую область торможения в псевдоскачке. Локальные до- и закритические перфорированные участки особенно эффективны в случае, когда рабочим телом управляющей струи является жидкость, вдуваемая в высокотемпературный поток газогенератора. В этом случае жидкая пленка, образующаяся на поверхности активного канала, естественным образом (своеобразный насос) будет «перекачиваться» под воздействием перепада давления из закритической области торможения в докритическую.

В заключение отметим, что в работах [6–9] предложен численный комбинированный метод расчета параметров торможения двумерных вязких сверхзвуковых течений в коротких и криволинейных каналах. Метод основан на использовании принципа Пригожина (минимума производства энтропии), соотношениях для вязкого слоя в интегральной и дифференциальной форме и модификациях гипотез турбулентности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Бугаенко В. Ф.** Пневмоавтоматика ракетно-космических систем. М.: Машиностроение, 1979. 168 с.

2. **Залманзон Л. А.** Теория элементов пневмоники: М.: Наука,1968. 508 с.

3. **Крокко Л.** Одномерное рассмотрение газовой динамики установившихся течений // Основы газовой динамики: пер. с англ.; под ред. Г. Эммонса. М., 1963. С. 64–324.

4. **Абрамович Г. Н.** Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976. 888 с.

5. **Гимранов Э. Г.** Торможение вязкого сверхзвукового потока («псевдоскачок») в каналах двигателей летательных аппаратов // Сборник трудов УАИ. Уфа, 1992. Часть I. С. 121-132.

6. **Гимранов Э. Г., Михайлов В. Г.** Газодинамика псевдоскачка в каналах газодинамических устройств: препринт. Уфа: УГАТУ, 1996. 46 с.

7. **Гимранов Э. Г., Михайлов В. Г.** Математическое моделирование и численный расчет предотрывной области псевдоскачка в кольцевом цилиндрическом канале: препринт. Уфа: УГАТУ, 1996. 52 с.

8. **Михайлов В. Г.** Газодинамика торможения вязких сверхзвуковых течений в коротких и криволинейных каналах двигателей летательных аппаратов: препринт. Уфа: УГАТУ, 1997. 40 с.

9. **Гимранов Э. Г., Михайлов В. Г.** Исследование течений торможения вязкого сверхзвукового газа в каналах двигателей летательных аппаратов // Вестник УГАТУ. Уфа: УГАТУ, 2000. № 1. С. 89–96.

ОБ АВТОРАХ

Гимранов Эрнст Гайсович, проф. каф. прикл. гидромеханики. Дипл. инженер-механик по авиац. двигателям (УАИ, 1965). Д-р техн. наук в обл. тепл. двигателей летательн. аппаратов (УГАТУ, 1990). Иссл. в обл. газ. дин. двигателей.

Свистунов Антон Вячеславович, мл. науч. сотр. той же каф. Дипл. магистр гидр., вакуум. и компресс. техники (УГАТУ, 2009). Иссл. в обл. газогидр. течений и систем упр. энерг. установок.