

СМЕШЕНИЕ ИСТЕКАЮЩИХ ИЗ ЩЕЛЕВЫХ СОПЕЛ ДОЗВУКОВЫХ СТРУЙ УГЛЕВОДОРОДНОГО ГОРЮЧЕГО СО СПУТНЫМ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ В КАНАЛЕ¹

В рамках модели вязкого слоя численно исследовано влияние моделей турбулентности и характеристик потока на входе в канал при смешении дозвуковых струй углеводородного горючего (водород, метан), истекающих из щелевых сопел, со спутным сверхзвуковым воздушным потоком на длину области перемешивания и предложены рекомендации для ее уменьшения.

У межах моделі в'язкого шару чисельно досліджено вплив моделей турбулентності та характеристик потоку на вході в канал при змішенні дозвукових струменів вуглеводневого палива (водень, метан), які витікають із щелинних сопел, із супутним надзвуковим потоком повітря на довжину області перемішування й запропоновано рекомендації для її зменшення.

In the frame of the viscous layer model the effects of turbulence models and the characteristics of the incoming channel flow while mixing the subsonic jets of hydrocarbon fuel (hydrogen, methane) discharging from the slotted nozzles and a cocurrent supersonic air flow for the length of the mixing region are studied, and the corresponding recommendations for its decrease are made.

Создание условий для устойчивого процесса горения и достижения максимальной полноты сгорания горючего при различных режимах работы прямооточных воздушно-реактивных двигателей (ПВРД) является актуальной задачей. К важной составляющей рассматриваемого процесса, влияющей на расходно-тяговые характеристики двигателя и его линейные размеры, относится организация эффективного перемешивания воздушного потока с компонентами горючего. Экспериментальная отработка процесса перемешивания в камере сгорания ПВРД в условиях, соответствующих реальным значениям параметров на входе, представляет собой сложную комплексную многопараметрическую задачу, решение которой требуют больших материальных и временных ресурсов. Для сокращения этих затрат целесообразно использовать результаты численного моделирования процесса смешения, что в сочетании с целенаправленными экспериментами позволяет надежно прогнозировать его характеристики.

В статье приведены результаты численных исследований влияния на длину области перемешивания в плоском канале моделей турбулентности и характеристик потока на входе при смешении дозвуковых струй углеводородного горючего (водород, метан), истекающих из блока щелевых сопел, со спутным сверхзвуковым воздушным потоком.

Физическая и математическая постановка задачи, метод решения. Рассматривается задача о расчете турбулентного течения при взаимодействии дозвуковых струй углеводородного горючего, истекающих из блока щелевых сопел, со спутным равномерным сверхзвуковым воздушным потоком в плоском прямолинейном канале. Течение полагается симметричным относительно срединной плоскости канала. Во входном сечении канала полушириной y_0 подача горючего осуществляется через блок одинаковых щелевых сопел с полушириной y_{aN} на срезе. Рассматривается случай, когда плоскость сим-

¹ Работа выполнена в рамках проекта №06-01-12(У) /12-01-90416 (Р) НАН Украины - РФФИ 2012

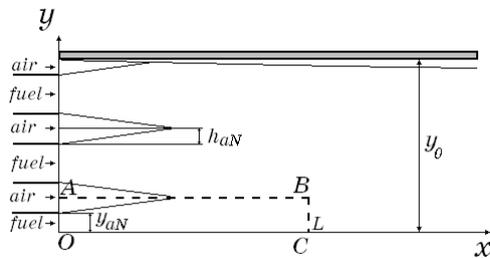


Рис. 1

метрии одного из сопел, называемого центральным, совпадает с плоскостью симметрии канала. На расстоянии $2h_{aN}$ друг от друга от него снизу и сверху расположено по N периферийных щелевых сопел. В качестве расчетной области выбран участок канала в верхней полуплоскости длиной L от входного сечения. Схема рассматриваемого течения при значении $N = 2$ показана на рис. 1.

Пусть y_{a0} – полуширина одиночного центрального щелевого сопла, эквивалентного по площади блоку щелевых сопел. При заданных значениях параметров N и y_{a0} полуширина сопел y_{aN} и полушаг решетки h_{aN} определяются по формулам:

$$y_{aN} = \frac{y_{a0}}{1 + 2N}, h_{aN} = \frac{y_0 - y_{a0}}{1 + 2N}.$$

Особенностью течения при неизобарическом истечении струй является взаимодействие сложной системы скачков уплотнения с областями смешения и пограничным слоем.

Для моделирования течения в канале приняты следующие допущения:

- турбулентность полагается локально изотропной;
- для выражения турбулентного трения, турбулентных потоков тепла и вещества используется «градиентное» представление Буссинеска через введенные для этой цели турбулентные аналоги коэффициентов вязкости – μ_t , теплопроводности – λ_t , диффузии – D_t и определяемые по ним эффективные турбулентные числа Прандтля Pr_t и Шмидта Sc_t .

Рассматриваемое течение описывается в приближении стационарных уравнений вязкого слоя [1 – 4].

Наличие турбулентного пограничного слоя требует при проведении численных исследований его корректного расчета. В области ламинарного подслоя необходимо учитывать влияние состава многокомпонентной газовой смеси на коэффициенты переноса, расчет которых представляет собой отдельную сложную задачу, требующую привлечения методов кинетической теории газов. Для турбулентного течения данная задача до сих пор не решена [5]. Во многих случаях в оценочных расчетах могут быть использованы приближенные эмпирические соотношения [6]. Например, для определения коэффициента динамической молекулярной вязкости газовой смеси и эффективного коэффициента диффузии для i -й компоненты можно использовать формулы Уилки [7, 8]. Коэффициент теплопроводности смеси газов можно рассчитать по формуле Масона и Саксены [9], модифицированной с помощью поправки Эйкена [10].

Приближенные соотношения для коэффициентов переноса позволяют замкнуть задачу при расчете ламинарного течения. В случае турбулентного течения необходимо знать кажущуюся турбулентную вязкость μ_t и эффек-

тивные числа Прандтля Pr_t и Шмидта Sc_t , которые в данном исследовании полагаются постоянными для всех компонентов и равными $Sc_t = Pr_t = 0,8$.

Для определения коэффициента турбулентной вязкости μ_t в расчетах использовались однопараметрические дифференциальные модели турбулентности ($v_t - 90$) [11] и SALSA [12].

При решении задачи формулируется задача Коши со следующими граничными условиями.

На левой проницаемой границе расчетной области, соответствующей входному сечению канала $x = 0$, задаются распределения значений газодинамических переменных:

$$u(0, y) = u_o(y); v(0, y) = v_o(y); T(0, y) = T_o(y); P(0, y) = P_o(y); \\ c_k(0, y) = c_{ko}(y), (k = \overline{1, N_C - 1}); v_t(0, y) = v_{to}(y).$$

Входные профили скорости и температуры в турбулентном пограничном слое задаются приближенно и соответствуют распределениям на плоской пластине в отсутствие градиента давления [4, 13].

На нижней границе расчетной области (плоскости симметрии) $y = 0$ ставятся условия симметрии течения:

$$\frac{\partial u}{\partial y} = 0; v = 0; \frac{\partial P}{\partial y} = 0; \frac{\partial T}{\partial y} = 0; \frac{\partial c_k}{\partial y} = 0; \frac{\partial v_t}{\partial y} = 0.$$

На верхней границе $y = y_o$, соответствующей теплоизолированной непроницаемой стенке канала, ставятся граничные условия вида

$$u = 0; v = 0; \frac{\partial T}{\partial y} = 0; \frac{\partial c_k}{\partial y} = 0; v_t = 0.$$

Для расчета характеристик течения в ламинарном подслое используется сгущение узлов в поперечном направлении к стенке, задаваемое зависимо-

стью $z = \frac{1}{\ln a} \ln \left[1 + (a - 1) \frac{y}{y_o} \right]$, где a – параметр сгущения. При значении

$a > 1$ сгущение осуществляется к нижней границе расчетной области, при значении $a < 1$ – к верхней границе. Параметр a практически равен отношению шага в окрестности верхней границы расчетной области к шагу в окрестности ее нижней границы. В случае ламинарного течения значение параметра a выбирается из условия разрешения пограничного слоя, а в случае турбулентного режима течения – дополнительно из условия попадания нескольких точек в ламинарный подслой. При этом минимальное значение шага в окрестности стенки определяется в соответствии с работой [14].

Расчет проводится численно маршевым методом [1] вдоль оси x с использованием процедуры регуляризации решения [15].

Влияние состава струи и модели турбулентности на расчетные параметры процесса перемешивания. Влияние моделей турбулентности ($v_t - 90$), SALSA на характеристики процесса перемешивания проиллюстрировано на модельном примере смешения с воздухом струи углеводородного горючего (молекулярный водород или молекулярный метан), истекающей из

одиночного центрального щелевого сопла (рассмотренный случай соответствует значению $N = 0$).

Расчеты проведены при следующих значениях определяющих параметров: в дозвуковой струе на срезе сопла – числе Маха $M_a = 0,5$, статическом давлении $p_a = 1$ бар, статической температуре $T_a = 300$ К; в спутном сверхзвуковом потоке на входе в канал – $M_e = 2$, $p_e = 1$ бар, $T_e = 300$ К.

Количество узлов расчетной сетки в поперечном направлении равнялось $N_y = 401$, характерное число Рейнольдса $Re = u_e y_o / \nu_e = 10^4$, относительная начальная турбулентность потока $\bar{\nu}_t^o = \nu_t^o / \nu_e = 10^2$, относительные полуширина одиночного центрального щелевого сопла $\bar{y}_{a0} = y_{a0} / y_o = 0,1$ и начальная толщина пограничного слоя $\bar{\delta}_o = \delta_o / y_o = 0,05$.

Параметром, характеризующим тип образующейся в результате перемешивания горючей смеси («сладкая», «кислая»), является коэффициент избытка окислителя (воздуха) α_{ox}^o во входном сечении канала. При истечении струй из блока щелевых сопел этот коэффициент определяется по формуле

$$\alpha_{ox}^o = \frac{c_{O_2, e} M_e P_e}{L_o M_a P_a} \sqrt{\frac{\gamma_e m_e T_a}{\gamma_a m_a T_e}} \cdot \left(\frac{1}{(2N + 1) \bar{y}_{aN}} - 1 \right),$$

где $L_o = (0,25m + n)m_{O_2} / m_{C_n H_m}$ – массовый стехиометрический коэффициент обобщенной реакции горения углеводородного топлива $C_n H_m$ в кислороде воздуха; γ_e, γ_a – отношения удельных теплоемкостей окислителя (воздуха) и горючего; m_i – молекулярный вес i -й компоненты; $c_{O_2, e} = 0,23$ – массовая концентрация кислорода в воздушном потоке.

При значениях $\alpha_{ox}^o < 1$ в результате смешения образуется «сладкая» смесь, горение которой неэффективно вследствие неполного сгорания горючего. Реальный процесс горения в камере сгорания ПВРД должен проходить для «кислой» смеси, соответствующей значениям $\alpha_{ox}^o > 1$. По заданным во входном сечении значениям параметров взаимодействующих потоков можно определить начальное значение α_{ox}^o . В рассмотренных случаях $\alpha_{ox}^o = 3,94$ для струи водорода и $\alpha_{ox}^o = 2,89$ для метана.

Результаты расчетов представлены на рис. 2 – 4.

На рис. 2 показаны распределения продольной составляющей числа Маха M_x вдоль плоскости симметрии канала (а), относительного статического давления (б), массовой концентрации водорода (в) и метана (г) вдоль плоскости симметрии и стенки канала для тестируемых моделей турбулентности. Сплошными кривыми на рисунке нанесены распределения параметров в плоскости симметрии канала, штриховыми – вдоль его стенки. Значки ■, ▲ соответствуют расчетам смешения струй водорода и метана с использованием модели турбулентности ($\nu_t = 90$), а значки □, △ – расчетам с использованием модели турбулентности SALSA. Волнообразное поведение распределений параметров M_x и статического давления является следствием взаимодейст-

вия волновой структуры течения с плоскостью симметрии, пограничным слоем и стенкой канала.

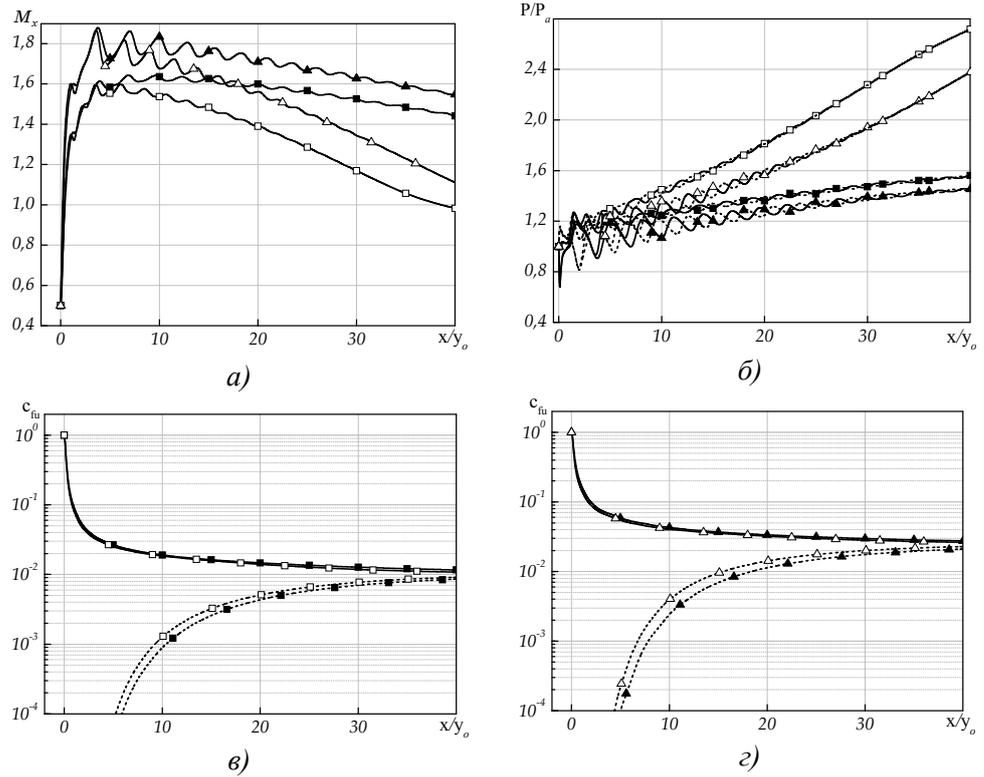


Рис. 2

На рис. 3 показаны изолинии концентраций водорода (а) и метана (б) в зависимости от используемой при расчете модели турбулентности ($\nu_t - 90$) или SALSА.

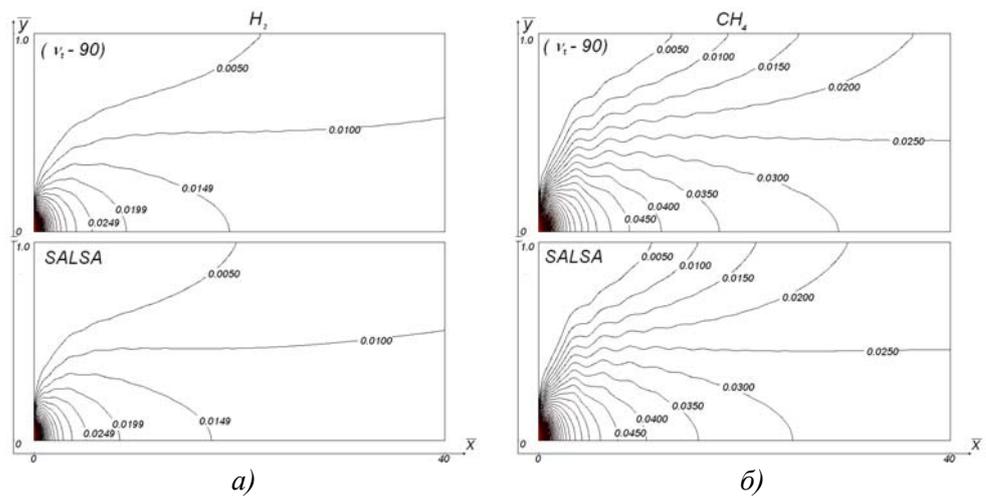


Рис. 3

Для определения длины перемешивания рассмотрим две вспомогательные функции маршевой координаты ε_f ($f = P, c_{fu}$) [3],

позволяющие оценить неравномерность полей статического давления и массовой концентрации горючего $\varepsilon_f = \int_0^{y_0} |f - \bar{f}| \rho u dy / \bar{f} \int_0^{y_0} \rho u dy$, где

$$\bar{f} = \int_0^{y_0} f \rho u dy / \int_0^{y_0} \rho u dy$$

– среднемассовое значение параметра f в сечении.

На рис. 4 показаны распределения вспомогательных функций ε_{fu} (а) и ε_p (б) при использовании в расчетах тестируемых моделей турбулентности.

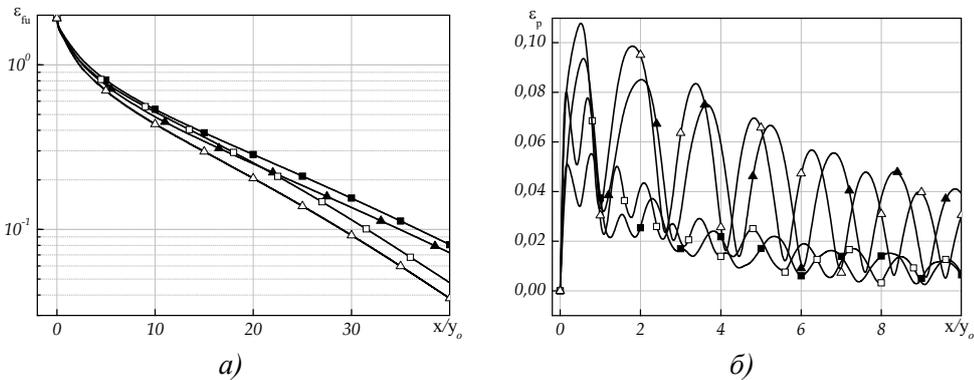


Рис. 4

Обозначения кривых значками аналогичны принятым для кривых, приведенных на рис. 2.

Из представленных графических результатов численных исследований можно заключить:

- применение модели SALSA в расчетах приводит к более эффективному смешению и торможению потока по сравнению с моделью ($v_t - 90$), что вызвано генерированием больших значений турбулентной вязкости;
- использование в расчетах той или иной модели турбулентности оказывает заметное влияние на характеристики поля течения, поэтому выбор модели должен осуществляться в результате сравнения с экспериментальными данными и результатами других расчетов;
- вид углеводородного горючего слабо влияет на длину области перемешивания;
- выравнивание поля статического давления в поперечном направлении наступает на расстоянии, значительно меньшем по сравнению с расстоянием выравнивания поля концентраций;
- перемешивание со спутным сверхзвуковым потоком воздуха истекающей из одиночного центрального сопла дозвуковой струи горючего наступает на расстояниях, превышающих $30 y_0$. Это расстояние намного больше, чем допустимая длина области смешения в камере сгорания ПВРД.

Влияние начальных параметров на процесс перемешивания. Чтобы в «чистом» виде оценить влияние начальных параметров на процесс смешения, были проведены параметрические расчеты течения при истечении из одиночного центрального щелевого сопла дозвуковой струи водорода в спутный сверхзвуковой поток воздуха. В качестве варьируемых параметров рассмат-

ривались: число Маха M_a и статическая температура T_a струи на срезе сопла; число Маха M_e и статическая температура T_e спутного потока на входе в канал, уровень начальной турбулентности потоков \bar{v}_t^o .

Значения варьируемых параметров следующие: $M_a = 0,3; 0,5; 0,7$; $T_a = 300; 500; 700$ К; $M_e = 1,5; 2,0; 2,5$; $T_e = 300; 500; 700$ К; $\bar{v}_t^o = 20; 100; 500$. Подчеркнутые значения параметров являются опорными.

Значения остальных параметров P_a , P_e , Re , $\bar{\delta}_o$, \bar{y}_{a0} и N_y – прежние. Все параметрические расчеты выполнены с использованием модели турбулентности SALSA как таковой, которая в большей степени влияет на результаты.

Особенностью параметрических исследований является то, что при изменении любого из вышеназванных газодинамических параметров изменяется значение коэффициента избытка окислителя α_{ox}^o . Поэтому при представлении графических результатов параметрических расчетов указывались и соответствующие значения коэффициента α_{ox}^o .

На рис. 5 – 8 показаны результаты параметрических расчетов в виде графиков зависимостей от продольной координаты \bar{x} составляющей числа Маха M_x на оси канала (а), статического давления P на оси (сплошные кривые со значками) и стенке (штриховые кривые со значками) канала (б) и относительной массовой концентрации горючего ε_{fu} (в). Влияние числа Маха M_a и статической температуры T_a на срезе сопла иллюстрируют рис. 5, 6 соответственно. Рис. 7, 8 иллюстрируют влияние параметров M_e и T_e на процесс перемешивания. На всех рисунках кривые со значками \blacksquare , \bullet , \blacktriangle соответствуют первому, второму и третьему значениям варьируемого параметра.

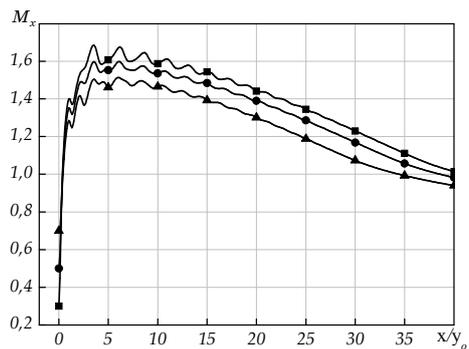
На рис. 8 представлены результаты расчетов, иллюстрирующие влияние относительной начальной турбулентности \bar{v}_t^o при значении $\alpha_{ox}^o = 3,91$.

Из представленных на рисунках результатов можно заключить:

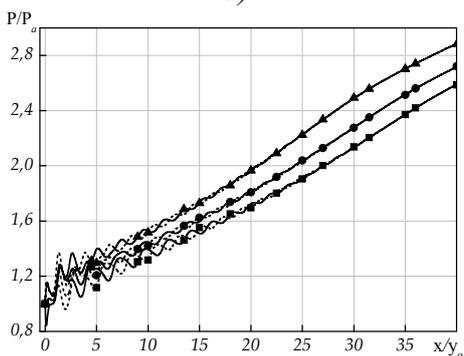
– изменение числа Маха на срезе сопла M_a в диапазоне от 0,3 до 0,7 оказывает наиболее заметное влияние на газодинамические характеристики в струе на участке $0 < \bar{x} < 20$ (рис. 5). Влияние параметра M_a на характер изменения относительной неравномерности массовой концентрации горючего ε_{fu} оказывается незначительным. В рассмотренном диапазоне изменения M_a выравнивание поля концентрации горючего в поперечном направлении до значения относительной неравномерности $\varepsilon_{fu} = 5\%$ происходит на расстояниях $\sim 37 y_o$ (рис. 5 в). Выравнивание поля статического давления до значения относительной неравномерности $\varepsilon_P = 5\%$ осуществляется на расстоянии $\sim 25 y_o$ (рис. 5 б);

– изменение статической температуры струи T_a на срезе сопла в диапазоне от 300 К до 700 К приводит к уменьшению значения числа Маха M_x на оси (рис. 6 а) и увеличению уровня статического давления в расчетной области (рис. 6 б). Влияние этого параметра на длину области выравнивания поля концентраций в поперечном направлении незначительное, длина области вы-

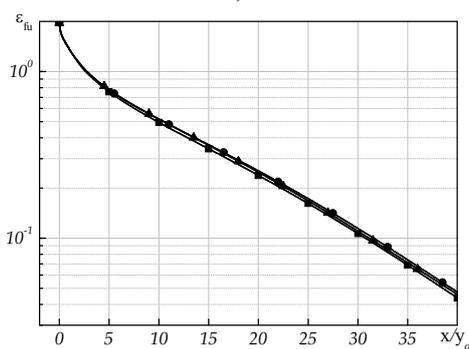
равнивания поля концентраций горючего в поперечном направлении до значения $\varepsilon_{fu} = 5\%$ составляет примерно $\sim 38 y_o$;



а)



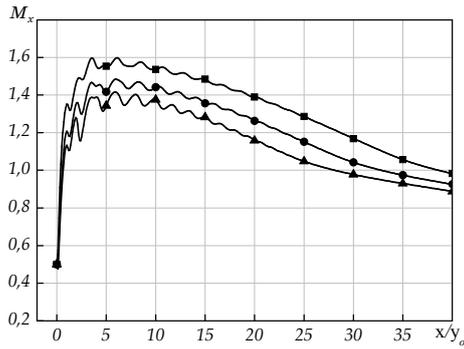
б)



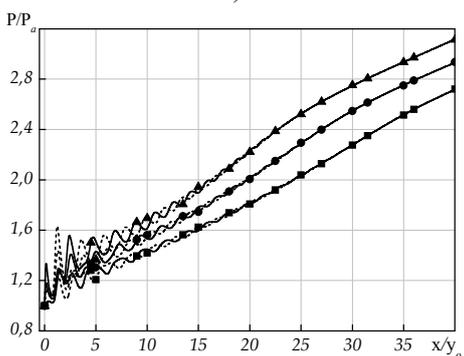
в)

- – $M_a = 0,3$; $\alpha_{ox}^o = 6,51$;
- – $M_a = 0,5$; $\alpha_{ox}^o = 3,91$;
- ▲ – $M_a = 0,7$; $\alpha_{ox}^o = 2,79$

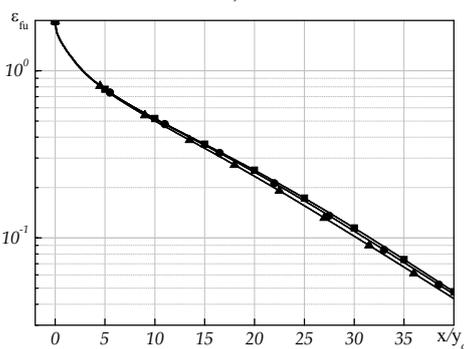
Рис. 5



а)



б)



в)

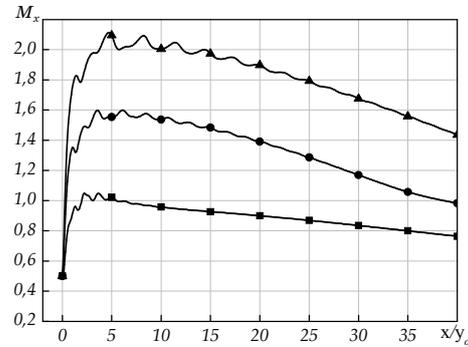
- – $T_a = 300 K$; $\alpha_{ox}^o = 3,91$;
- – $T_a = 500 K$; $\alpha_{ox}^o = 5,05$;
- ▲ – $T_a = 700 K$; $\alpha_{ox}^o = 5,99$

Рис. 6

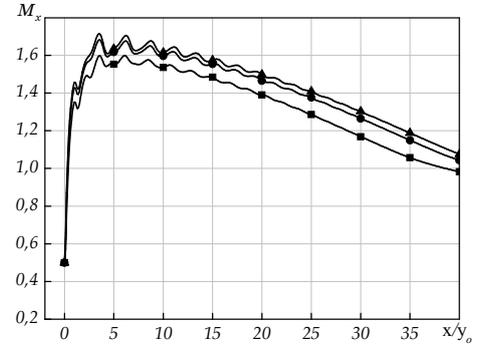
– при изменении числа Маха спутного потока M_e на входе от значения 1,5 до значения 2,5 (рис. 7) уровень значений числа Маха M_x на оси канала уменьшается (рис. 7 а); длина области выравнивания статического давления в поперечном направлении увеличивается и при значении относительной неравномерности $\varepsilon_p = 5\%$ составляет $\sim 33 y_o$ (рис. 7 б) для значения

$M_e = 2,5$. Увеличение M_e практически не влияет на длину области выравнивания поля концентраций горючего и при значении относительной неравномерности $\varepsilon_{fu} = 5\%$ составляет $\sim 38 y_o$ (рис. 7 в);

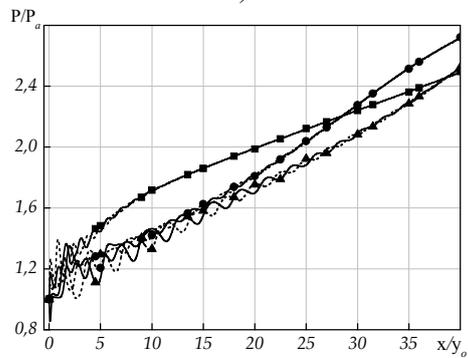
– изменение начального значения статической температуры в спутном потоке T_e от 300 К до 700 К понижает уровень статического давления в области течения (рис. 8 б) и слабо влияет на длину области выравнивания поля концентраций в поперечном направлении (рис. 8 в);



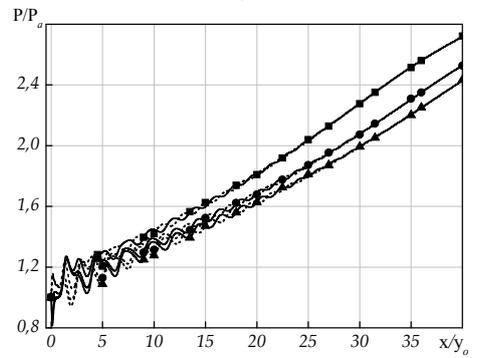
а)



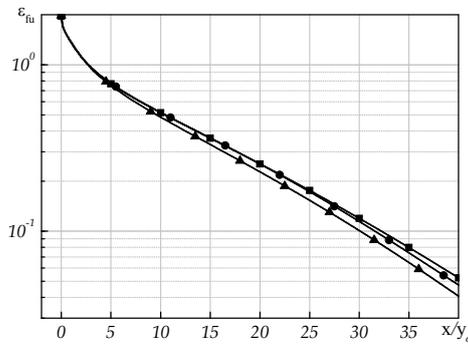
а)



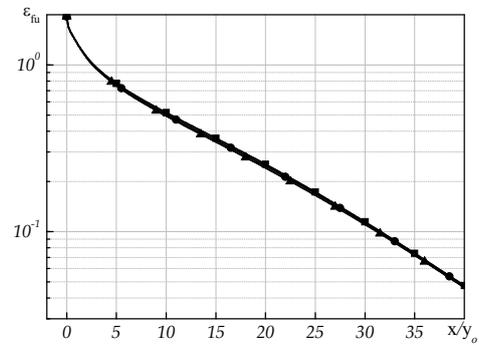
б)



б)



в)



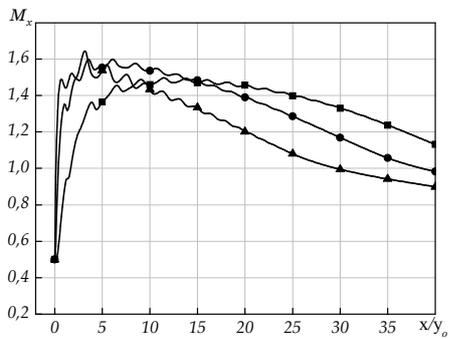
в)

- – $M_e = 1,5; \alpha_{ox}^o = 2,93$;
- – $M_e = 2,0; \alpha_{ox}^o = 3,91$;
- ▲ – $M_e = 2,5; \alpha_{ox}^o = 4,88$

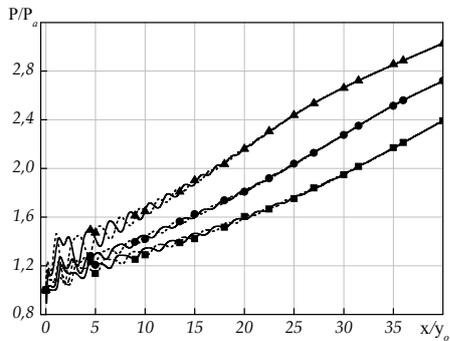
Рис. 7

- – $T_e = 300 K; \alpha_{ox}^o = 3,91$;
- – $T_e = 500 K; \alpha_{ox}^o = 3,01$;
- ▲ – $T_e = 700 K; \alpha_{ox}^o = 2,52$

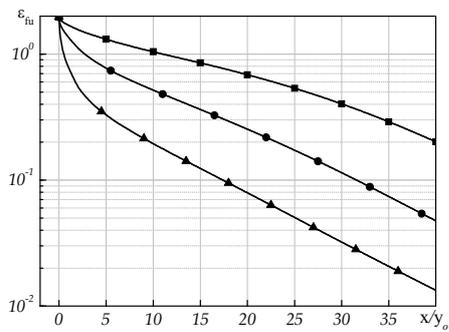
Рис. 8



а)



б)



в)

■, ●, ▲ – $\bar{v}_t^o = 20; 100; 500$

Рис. 9

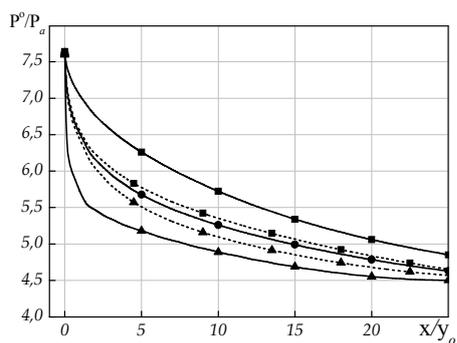


Рис. 10

– изменение значения относительной начальной турбулентности \bar{v}_t^o оказывает наибольшее влияние на длину области выравнивания поля концентраций в поперечном направлении (рис. 9 в). Увеличение значения параметра \bar{v}_t^o от 100 до 500 приводит к уменьшению длины области выравнивания поля концентраций в поперечном направлении с $40 y_0$ до $25 y_0$.

Результаты параметрических исследований показали, что изменение газодинамических параметров на входе в рассматриваемых диапазонах ($M_a = 0,3 - 0,7$; $T_a = 300 - 700$ К; $M_e = 1,5 - 2,5$; $T_e = 300 - 700$ К) не оказывает существенного влияния на длину области перемешивания, которая составляет $\sim 38 y_0$.

Наиболее эффективно на уменьшение длины области перемешивания влияет повышение уровня начальной турбулентности. Однако чрезмерная турбулизация потока на входе в канал может привести к большим потерям кинетической энергии потока и, как следствие, к уменьшению тяговых характеристик двигателя. Это подтверждается представленными на рис. 10 результатами расчетов зависимости среднемассового полного давления от продольной координаты, которые получены при опорных значениях газодинамических параметров и разных значениях начальной турбулентности. Сплошными кривыми со значками ■, ●, ▲ нанесены распределения, соответствующие значениям параметра $\bar{v}_t^o = 20; 100; 500$. Для сравнения там же штриховыми кривыми со

значками ■, ▲ нанесены распределения, соответствующие значениям $M_a = 0,3$ и $M_a = 0,7$ при опорном значении $\bar{v}_t^0 = 100$.

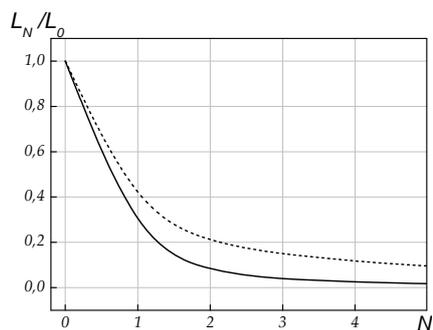
Влияние количества щелевых сопел на процесс перемешивания. Как отмечено выше, при подаче горючего через одиночное центральное сопло изменение газодинамических параметров течения на входе в рассмотренных диапазонах не позволяет существенно сократить длину области перемешивания. Одним из путей сокращения этой длины является организация подачи горючего в канал через ряд топливных пилонов. Такой способ подачи, например, осуществляется в камерах сгорания жидкостных реактивных двигателей.

Для оценки влияния количества щелевых сопел на длину области перемешивания рассматривается модельная задача, в которой не учитывается влияние пограничного слоя на характеристики течения. Полагается, что стенка канала является плоскостью симметрии течения. При сделанных предположениях имеет место симметрия течения, поэтому расчетная область выбрана в виде прямоугольника $ABCO$, в котором сторона OC совпадает с плоскостью симметрии одиночной струи, а сторона AB совпадает с плоскостью симметрии спутного воздушного потока (рис. 1).

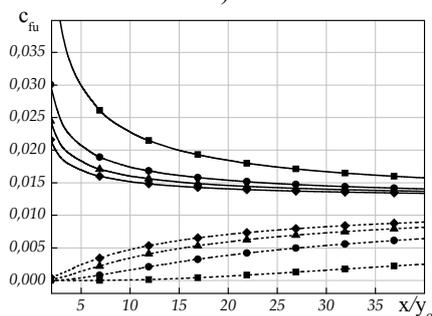
При любом значении параметра N граничные условия, при которых проводится расчет течения в области, не изменяются, отношение сторон $h_{aN}/y_{aN} = \text{const}$. Следовательно, имеет место подобие по начальным данным и граничным условиям. Если для заданного N в качестве масштаба линейного размера l_m выбрать ширину расчетной области $l_m = h_{aN} + y_{aN}$ и записать уравнения вязкого слоя в безразмерных переменных, то в эти уравнения будет входить характерное число Рейнольдса Re_N , определенное по l_m и параметрам спутного воздушного потока. Значение Re_N связано со значением Re соотношением $Re_N = Re/(1 + 2N)$. Таким образом, результаты расчета течения в области $ABCO$ зависят от значения N . При увеличении количества щелевых сопел значение характерного числа Рейнольдса в расчетной области $ABCO$ уменьшается и, следовательно, увеличивается влияние эффектов вязкости на процесс перемешивания. Воспользовавшись результатами параметрических расчетов для одиночного центрального сопла, можно приближенно оценить длину области перемешивания при заданном значении параметра N . Если L_0 – длина области перемешивания для одиночного щелевого сопла, то для блока из N периферийных сопел эта длина L_N не будет превышать величину $L_0/(2N + 1)$. Для более точного определения искомой длины смещения необходимо провести расчет течения в области $ABCO$ при соответствующем значении характерного числа Рейнольдса Re_N .

На рис. 11 а сплошной кривой показана зависимость длины области перемешивания от количества щелевых сопел N . Эта зависимость получена в результате расчета течения в области $ABCO$ при опорных значениях параметров в струе и потоке и значении характерного числа Рейнольдса Re_N . Там же штриховой кривой нанесена теоретическая зависимость $L_N/L_0 = 1/(2N + 1)$.

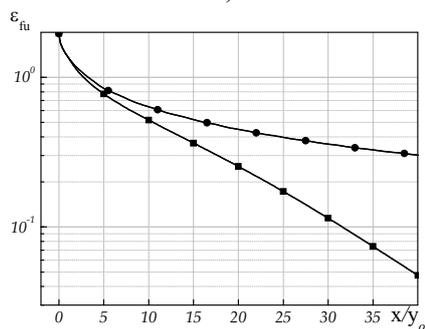
Влияние количества периферийных сопел N на распределение концентраций горючего вдоль границ расчетной области $ABCO$ (сплошные кривые соответствуют распределениям вдоль границы OC , штриховые – вдоль границы AB) показано на рис. 11 б. Значки соответствуют следующим значениям параметра N : ■ – $N=0$, ● – $N=1$, ▲ – $N=2$, ◆ – $N=3$.



а)



б)



в)

Рис. 11

Качественное влияние пограничного слоя на длину области перемешивания иллюстрируют графики относительной неравномерности ε_{fu} , представленные на рис. 11 в. На этом рисунке при значении параметра $N=0$ кривая, помеченная значками ■, соответствует случаю учета пограничного слоя на стенке канала, а кривая, помеченная значками ●, соответствует случаю, когда стенка канала заменяется плоскостью симметрии. Из рисунка видно, что учет пограничного слоя может существенно сократить длину области перемешивания. Следует также отметить, что заметное влияние пограничного слоя на длину области перемешивания сказывается вниз по потоку на расстояниях, превышающих $5y_0$. При организации подачи горючего через блок щелевых сопел пограничный слой влияет в первую очередь на длину областей перемешивания крайних периферийных щелевых сопел, сокращая ее.

Таким образом, сократить область перемешивания до размеров, удовлетворяющих конструктивным требованиям, можно посредством выбора количества периферийных щелевых сопел. Однако следует помнить, что чрезмерное увеличение количества периферийных щелевых сопел существенно уменьшает площадь входного сечения (толщины стенок сопел имеют конечные размеры), усложняет конструкцию и изменяет характеристики воздушного потока на входе вследствие взаимодействия с пограничными слоями и ударными волнами, возникающими при обтекании топливных пилонов.

Выводы. На основании проведенных численных исследований можно сделать следующие выводы:

– использование в расчетах той или иной модели турбулентности оказывает заметное влияние на характеристики поля течения, поэтому выбор моде-

– использование в расчетах той или иной модели турбулентности оказывает заметное влияние на характеристики поля течения, поэтому выбор моде-

ли должен осуществляться в результате сравнения с экспериментальными данными и результатами других расчетов;

– применение модели SALSА приводит к более эффективному смешению и торможению потока по сравнению с моделью ($v_t - 90$), что вызвано генерированием в потоке больших значений турбулентной вязкости при одинаковых исходных значениях \bar{v}_t^o ;

– длины областей перемешивания струи углеводородного горючего с воздухом практически не зависят от рассмотренного типа горючего;

– выравнивание поля статического давления в поперечном направлении наступает на расстоянии, значительно меньшем по сравнению с расстоянием выравнивания поля концентраций;

– при подаче горючего через одиночное центральное сопло изменение газодинамических параметров течения на входе в рассмотренных диапазонах не позволяет существенно сократить длину области перемешивания. Наиболее эффективно на уменьшение длины области перемешивания влияет повышение уровня начальной турбулентности;

– одним из путей сокращения длины перемешивания до приемлемых с точки зрения практического использования значений является организация подачи топлива в канал через систему топливных пилонов.

1. Тимошенко В. И. Маршевый расчет течения при взаимодействии сверхзвуковой турбулентной струи со спутным ограниченным дозвуковым потоком / В. И. Тимошенко, И. С. Белоцерковец // Вісник Дніпропетровського університету. – 2008. – Вып. 1, Т. 1, Механика. – С.15 – 23.
2. Белоцерковец И. С. Расчет течения при взаимодействии сверхзвуковой турбулентной струи со спутным ограниченным дозвуковым потоком методом глобальных итераций / И. С. Белоцерковец // Техническая механика. – 2009. – №2. – С. 78 – 86.
3. Тимошенко В. И. Влияние геометрии канала на процесс торможения сверхзвуковой струи в спутном дозвуковом потоке / В. И. Тимошенко, И. С. Белоцерковец, Н. В. Гурьева // Техническая механика. – 2009. – № 4. – С. 43 – 49.
4. Тимошенко В. И. Торможение сверхзвукового потока в канале при распределенном подводе массы / В. И. Тимошенко, И. С. Белоцерковец, Н. В. Гурьева // Техническая механика. – 2012. – № 3. – С. 23 – 34.
5. Кузнецов В. Р. Турбулентность и горение / В. Р. Кузнецов, В. А. Сабельников. – М. : Наука, 1986. – 288 с.
6. Бретинайдер С. Свойства газов и жидкостей / С. Бретинайдер. – М. : Химия, 1966. – 535 с.
7. Лапин Ю. В. Внутренние течения газовых смесей / Ю. В. Лапин, М. Х. Стрелец. – М. : Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989. – 368 с.
8. Wilke C. R. Diffusional properties of multicomponent gases / C. R. Wilke // Chem. Eng. Progr. – 1950. – V. 46, N 2. – P. 95 – 104.
9. Mason E. A. Approximate formula for the conductivity of gas mixtures / E. A. Mason, S. C. Saxena // Phys. Fluids. – 1958. – V. 1, N 5. – P. 361 – 369.
10. Гирифельдер Дж. Теплопроводность в многоатомных и электронновозбужденных газах / Дж. Гирифельдер // Проблемы движения головной части ракет дальнего действия. – М. : ИЛ, 1959. – 345 с.
11. Гуляев А. Н. К созданию универсальной однопараметрической модели турбулентной вязкости / А. Н. Гуляев, В. Е. Козлов, А. Н. Секундов // МЖГ. – 1993. – № 4. – С. 69 – 81.
12. Restatement of the Spalart-Allmaras eddy-viscosity model in strain-adaptive formulation / T. Rung, U. Bunge, M. Schatz, F. Thiele // AIAA Journal. – 2003. – Vol. 41, N 7. – P. 1396 – 1399.
13. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя / Г. Шлихтинг. – М. : Наука, 1974. – 712 с.
14. Мингазов Б. Г. Выбор моделей турбулентности и параметров сетки для расчета течений в диффузорных каналах / Б. Г. Мингазов, И. С. Давлетшин // Изв. вузов. Авиационная техника. – 2011. – № 4. – С. 24 – 28.
15. Родионов А. В. Новый маршевый метод расчета струй продуктов сгорания / А. В. Родионов // Журн. выч. мат. и матем. физики. – 2002. – Т. 42, № 9. – С. 1413 – 1424.

Институт технической механики
НАН Украины и НКА Украины,
Днепропетровск,
ЦАГИ, г. Жуковский Московской обл.

Получено 20.09.2012,
в окончательном варианте 07.11.2012.