

УДК 532.517.4

© 2000 г. В.Г. ЛУЩИК, А.Е. ЯКУБЕНКО

ПРИСТЕННАЯ ЩЕЛЕВАЯ ЗАВЕСА В СОПЛЕ. СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТА С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Для верификации разработанной авторами методики расчета пограничного слоя в соплах жидкостных ракетных двигателей (ЖРД), базирующей на трехпараметрической дифференциальной модели турбулентности, проведено численное исследование течения в сопле при наличии щелевого тангенциального вдува охладителя в дозвуковой части сопла. Исследовано влияние ускорения потока в сопле на характеристики турбулентности и зависимость эффективности завесы от уровня интенсивности турбулентности на входе в сопло. Проведено сравнение результатов расчета с имеющимися экспериментальными данными.

Экспериментальные данные по течению и тепломассообмену в пограничных слоях на пластине в безградиентном потоке при наличии щелевого тангенциального вдува охладителя (завесы), обзор которых представлен в [1], использованы для сравнения с результатами расчетов авторов [2] по методике, базирующей на трехпараметрической модели турбулентности [3], обобщенной на течение с теплообменом [4].

В [2] получено удовлетворительное согласование расчета с экспериментом как по интегральным, так и по локальным характеристикам течения и тепломассообмена в широком диапазоне изменения параметров потока вдуваемого газа и газа основного потока и геометрии щели завесы, установлены определяющие параметры, оказывающие существенное влияние на эффективность завесы.

В настоящей работе продолжено численное исследование пограничного слоя с завесой в сопле, начатое в [5], где в качестве теста использовалась пионерская работа [6] по экспериментальному исследованию завесы в низкотурбулентном потоке в сопле Лавалья. С появлением работ [7, 8], где впервые было проведено экспериментальное исследование эффективности завесы в сопле с высокотурбулентным потоком, стало возможным провести тестирование методики расчета в условиях, приближенных к реальным в соплах ЖРД. Это относится к потоку, который на входе в сопло после камеры сгорания имеет высокий уровень турбулентности, к наличию сильного градиента давления и сжимаемости в сопле, которые, как следует из [7, 8], оказывают существенное влияние на эффективность завесы.

Полученные в настоящей работе результаты относятся к завесе в дозвуковой части сопла (в конце цилиндрической камеры сгорания перед входом в сопло). Дальнейшее развитие работы предполагает исследование завесы, организованной в сверхзвуковой части сопла, которая рассматривается в перспективных разработках ЖРД.

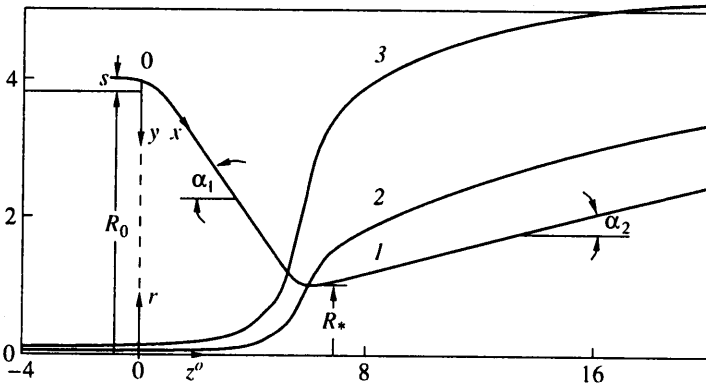
1. Постановка задачи. Для расчета течения и теплообмена в сжимаемом турбулентном пограничном слое однородного газа с заданным градиентом давления была использована система уравнений неразрывности, движения и энергии, которая для стационарного осесимметричного случая имеет вид [9]

$$\frac{\partial r\rho u}{\partial x} + \frac{\partial r\rho v}{\partial y} = 0 \quad (1.1)$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{dp}{dx} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y} \left(r \left(\eta \frac{\partial u}{\partial y} + \rho \tau \right) \right) \quad (1.2)$$

$$\rho u \frac{\partial I}{\partial x} + \rho v \frac{\partial I}{\partial y} = u \frac{dp}{dx} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y} \left(r \left(\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial I}{\partial y} - \rho q_t \right) \right) + \eta \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \Phi_E \quad (1.3)$$

Здесь (фиг. 1) x – направление вдоль стенки сопла, y – нормальная координата, отсчитываемая от стенки; r – расстояние от оси симметрии сопла z до рассматриваемой точки пограничного слоя ($r = R_w - y \cos \alpha$, где R_w – текущий радиус стенки сопла; α – угол между касательной к стенке и осью симметрии); u и v – компоненты скорости вдоль осей x и y соответственно, I – статическая энтальпия газа, p – статическое давление; ρ – плотность, η – коэффициент динамической вязкости, λ – коэффициент теплопроводности, c_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении, $\rho\tau$ – турбулентное трение, ρq_t – турбулентный поток тепла; Φ_E – диссипация энергии турбулентности (см. ниже).



Фиг. 1. Контур сопла Лавала $R_w/R_*(z^\circ = z/R_*)$ (линия 1), использованного в экспериментах [6–8] и принятого в расчетах; число Маха M (2); относительная скорость в ядре основного потока (степень деформации потока) $c_u = U/U_0$ (3)

Для определения величины турбулентного трения $\rho\tau$, входящего в уравнение движения (1.2), использована трехпараметрическая модель турбулентности [3], обобщенная на течения с теплообменом [4]. В модели используется уравнение переноса для напряжения сдвига τ , энергии турбулентности E и параметра ω , имеющего физический смысл завихренности турбулентности и содержащего поперечный интегральный масштаб турбулентности L .

Для определения турбулентного потока тепла ρq_t , входящего в уравнение энергии (1.3), использована гипотеза, основанная на введении постоянного по толщине пограничного слоя турбулентного числа Прандтля Pr_t .

Эти уравнения для сжимаемого турбулентного пограничного слоя имеют вид [4]

$$\rho u \frac{\partial E}{\partial x} + \rho v \frac{\partial E}{\partial y} = -(c_5 \rho \sqrt{E} L + c_1 \eta) \frac{E}{L^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y} \left(r D_E \frac{\partial E}{\partial y} \right) + \rho \tau \frac{\partial u}{\partial y} + C_E \rho E \frac{\partial u}{\partial x}$$

$$\rho u \frac{\partial \tau}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \tau}{\partial y} = -(c_5 \rho \sqrt{E} L + c_6 \eta) \frac{\tau}{L^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y} \left(r D_\tau \frac{\partial \tau}{\partial y} \right) + c_7 \rho E \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{D_\tau}{r^2} \tau$$

$$\rho u \frac{\partial \omega}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \omega}{\partial y} = -(2c_5 \rho \sqrt{E} L + 1,4 c_1 \eta f_\omega) \frac{\omega}{L^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y} \left(r D_\omega \frac{\partial \omega}{\partial y} \right) +$$

$$+ \left[\frac{\tau}{E} + 2c_4 \operatorname{sign} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] \rho \omega \frac{\partial u}{\partial y} + 2C_E \rho \omega \frac{\partial u}{\partial x} \quad (1.4)$$

$$E = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \langle u_i'^2 \rangle, \quad \rho\tau = -\rho \langle u'v' \rangle, \quad \omega = \frac{E}{L^2} \left(L = \sqrt{\frac{E}{\omega}} \right)$$

$$\Phi_E = (c\rho\sqrt{E}L + c_1\eta) \frac{E}{L^2}, \quad \rho q_t = \rho \langle v'I' \rangle = -\frac{1}{Pr_t} \frac{\rho\tau}{(\partial u/\partial y)} \frac{\partial I}{\partial y}$$

$$D_\varphi = a_\varphi \rho \sqrt{E}L + \alpha_\varphi \eta (\varphi = E, \tau, \omega), \quad f_\omega = 1 - \frac{1}{2c_1} \left(\frac{L}{E} \frac{\partial E}{\partial y} \right)^2$$

Значение констант [3, 4]

$$c = 0,3, \quad c_1 = 5\pi/4, \quad c_4 = 0,4, \quad c_5 = 3c, \quad c_6 = 9c_1, \quad c_7 = 0,2,$$

$$a_E = a_\omega = 0,06, \quad a_\tau = a_E c_5 / c, \quad \alpha_E = \alpha_\tau = 1, \quad \alpha_\omega = 1,4, \quad C_E = 0,7, \quad Pr_t = 0,85$$

Турбулентную диссипацию Φ_E будем в дальнейшем приближенно считать равной $\rho\tau \partial u/\partial y$, что следует из уравнения энергии турбулентности (1.4), если оставить в нем члены с порождением и диссипацией турбулентной энергии.

Входящий в уравнение движения (1.2) градиент dp/dx вычисляется по распределению числа Маха $M_w(x)$ вдоль стенки сопла, которое определялось из решения газодинамической задачи о течении идеального газа в сопле заданной геометрии $R_w(z)$.

Система уравнений (1.1)–(1.4) решалась при следующих граничных условиях.

На стенке сопла

$$y = 0: \quad u = \rho v = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0, \quad E = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial y} = 0, \quad \tau = 0$$

Граничное условие для температуры ставилось для теплоизолированной (адиабатической) стенки сопла. Граничное условие $\partial E/\partial y = 0$ позволяет определить величину $\omega_w(x)$, которая заранее неизвестна.

На внешней границе пограничного слоя задавалось

$$y = \delta: \quad E = E(x), \quad \omega = \omega(x), \quad \tau = 0, \quad u = U(x), \quad T = T(x)$$

Здесь $U(x)$, $T(x)$ – функции, описывающие невязкое течение в ядре основного потока, а функции $E(x)$ и $\omega(x)$ описывают вырождение турбулентности в этом течении. Величина δ выбирается из условия гладкого сопряжения решения.

Во входном ($x = z = 0$) сечении сопла должны быть заданы профили определяющих функций $u(y)$, $T(y)$, $E(y)$, $\tau(y)$, $\omega(y)$.

2. Характеристики сопла и параметры задачи. В качестве объекта исследования рассмотрено сопло Лавала (фиг. 1, линия 1), использованное в [6–8] и имеющее следующие характеристики. Радиус сопла на входе $R_0 = 40$ мм, в критическом сечении $R_* = 10$ мм. Угол сужения конической дозвуковой части $\alpha_1 = 30^\circ$, угол раскрытия сверхзвуковой части сопла $\alpha_2 = 6^\circ$. Во входной области контур сопла скруглен радиусом $r = 0,7R_0$, в области критического сечения – радиусом $r = 1,5R_*$.

Давление торможения на входе в сопло $p_0 = 0,7\text{--}1,5$ МПа, температура потока $T_0 = 292$ К. Стенки сопла выполнены из теплоизолирующего материала, что обеспечивало условие адиабатичности стенки. Поток газа завесы при температуре $T_s = 360$ К поступает в сопло через тангенциальную кольцевую щель высотой $s = 2$ мм. Основной поток и пристенную струю разделяет теплоизолированная вставка с толщиной кромки $t = 0,2$ мм ($t/s = 0,1$).

В качестве газа основного потока и завесы использовался воздух, теплофизические свойства которого в зависимости от давления и температуры в табличном виде брались из [10].

Расчет начинался с некоторого сечения $z = z_c$ в цилиндрической части сопла, где задаются постоянные по сечению величины скорости u , температуры T , энергии тур-

булентности E и масштаба L , величина сдвига полагается $\tau = 0$. На заданной длине z_0 в канале формируются профили этих величин, которые являются входными для основного потока в сечении $z = x = 0$, где поток сходит с разделяющей кромки.

На кромке формируется пограничный слой, толщины вытеснения и потери импульса которого δ_0^* , $\theta_0 \ll R_0$, так что скорость в ядре основного потока U мало отличается от среднерасходной скорости на входе U_0 . Здесь и далее индекс 0 соответствует входным (при $z = x = 0$) условиям для основного потока.

Входные условия для потока завесы соответствуют развитому течению в кольцевом канале высотой s при числе Рейнольдса, имеющему известные распределения $u_s(y)$, $E_s(y)$, $L_s(y)$, $\tau_s(y)$. Температура потока завесы T_s полагается постоянной по сечению. Теплофизические свойства принимаются при температуре T_s для воздуха.

Стыковка профилей u , E , L , τ в основном потоке и потоке завесы проводится на линии $y/s = 1$ по методике, изложенной в [2], с учетом конечных значений толщины потери импульса со стороны основного потока θ_0 и толщины кромки t .

Для контроля соответствия расчетного контура сопла экспериментальному был проведен расчет статического давления на стенке сопла p . Согласование результатов расчета величины относительного статического давления на стенке сопла p/p_0 с экспериментальными данными [7, 8] вполне удовлетворительное. Результаты расчета, как и экспериментальные данные, получены при минимальной ($e_0 = \sqrt{E_0}/U_0 = 0,01$) и максимальной ($e_0 = 0,19$) интенсивности начальной турбулентности в ядре потока, от которой распределение p/p_0 практически не зависит.

Проведено также сравнение изменения относительной температуры теплоизолированной стенки T_{wa}/T_0 по длине сопла в отсутствие завесы, полученное в расчете и в эксперименте [7, 8], с зависимостью

$$\frac{T_{wa}}{T_0} = \left(1 + r \frac{\kappa - 1}{2} M^2\right) \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2\right)^{-1} \quad (2.1)$$

соответствующей одномерному изэнтропическому течению газа в сопле с заданным числом Маха (линия 2, фиг. 1) при значениях показателя адиабаты $\kappa = 1,4$ и коэффициента восстановления температуры $r = 0,885$ [7, 8].

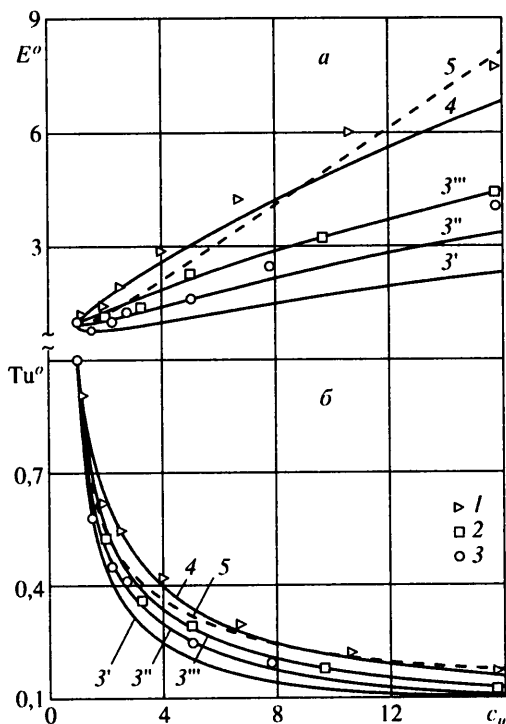
В расчете получено отличие (не более 1% в выходном сечении сопла) зависимости T_{wa}/T_0 от эксперимента и зависимости (2.1), что связано с величиной коэффициента восстановления температуры r , который в расчете получился отличным (не более +3% при $M = 0,5$ и -2% при $M = 3,5$) от рекомендованного в [7, 8] значения $r = 0,885$.

Удовлетворительное согласие расчетной температуры теплоизолированной стенки при $p_0 = 0,7-1,5$ МПа с экспериментальной позволяет использовать при расчете эффективности завесы зависимость (2.1) (при значении $r = 0,885$) для определения температуры теплоизолированной стенки в отсутствие завесы.

Параметрами задачи для основного потока являются следующие: число Рейнольдса $Re_0 = R_0(\rho U/\eta)_0$, интенсивность e_0 (или степень турбулентности Tu_0) и относительный масштаб турбулентности на входе в сопло $l_0 = L_0/R_0$ (в сечении завесы $z = x = 0$), относительная толщина вытеснения (потери импульса) на разделяющей кромке $\delta_0^*/s(\theta_0/s)$.

Связь между степенью турбулентности Tu_0 и величиной интенсивности турбулентности e_0 , используемой в расчетах, в предположении, что турбулентность на входе в сопло (канал) близка к изотропной, следующая:

$$e_0 = \sqrt{\frac{3}{2}} Tu_0, \quad Tu_0 = \frac{1}{U_0} \langle \langle u'^2 \rangle \rangle_0^{1/2}, \quad e_0 = \frac{\sqrt{E_0}}{U_0} = \frac{1}{U_0} \left(\frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \langle u'^2 \rangle \right)_0^{1/2} \quad (2.2)$$



Фиг. 2. Зависимость относительных величин энергии $E^\circ = E/E_0$ (а) и степени турбулентности $Tu^\circ = Tu/Tu_0$ (б) от деформации потока $c_u = U/U_0$; точки 1–3 – экспериментальные данные [11] для $e_0 = 0,1; 0,15; 0,3$ соответственно; линии 3', 3'', 3''' – результаты расчета для $e_0 = 0,3$ и значений $l_0 = 0,05; 0,1; 0,2$ соответственно; линии 4 – расчет для $e_0 = 0,01, l_0 = 0,05; 0,1; 0,2$; штриховые линии 5 – решение (3.1) [9]

Для потока завесы параметрами являются: число Рейнольдса $Re_s = s(\rho U)_s$ (U_s – среднерасходная скорость в щели завесы), относительные величины высоты щели s/R_0 и толщины кромки l/s .

Параметрами задачи также являются отношение скоростей U_s/U_0 , плотностей ρ_s/ρ_0 либо массовых скоростей (параметр вдува) $m = (\rho U)_s/(\rho U)_0$.

Значения перечисленных параметров будут приведены в соответствующих разделах при сравнении результатов расчета с экспериментальными данными.

3. Влияние ускорения потока на характеристики турбулентности. Влияние деформации потока на характеристики турбулентности учтено в [4] введением в уравнения (1.4) членов вида $C_\Phi \Phi du/dx$, где $\Phi = E, \tau, \omega$. Поскольку турбулентность при деформации потока становится анизотропной, то такой учет влияния деформации на E, τ и ω является приближенным, степень адекватности которого может быть установлена из сравнения с известными теоретическими и экспериментальными результатами.

Из решения задачи о быстрой однородной деформации [9] для энергии турбулентности и поперечного масштаба следует

$$\frac{E}{E_0} = \frac{c_u}{2\lambda^3} + \frac{1}{4c_u^2\alpha} \ln \frac{1+\alpha}{1-\alpha}, \quad c_u = \frac{U}{U_0}, \quad \lambda = \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{1/3}, \quad \alpha = 1 - \left(\frac{\lambda}{c_u}\right)^3 \quad (3.1)$$

$$\frac{L}{L_0} = \frac{4}{3} \sqrt{\lambda c_u} \left[\frac{c_u}{\lambda} + \frac{\lambda^2}{c_u^2} \left(\frac{1}{2\alpha^2} - \frac{1-\alpha^2}{4\alpha^3} \ln \frac{1+\alpha}{1-\alpha} \right) \right]^{-1}$$

Здесь c_u – коэффициент деформации потока, U, ρ – скорость и плотность в ядре потока, U_0, ρ_0, E_0, L_0 – скорость, плотность, энергия и масштаб турбулентности во входном ($x = 0$) сечении сопла.

Для конфузора, где коэффициент деформации потока изменяется в диапазоне $c_u = 1-20$, а плотность потока постоянна ($\lambda = 1$), проведено сравнение решения (3.1) с аппроксимационными степенными зависимостями

$$\frac{E}{E_0} = \left(\frac{U}{U_0}\right)^{C_E}, \quad \frac{L}{L_0} = \left(\frac{U}{U_0}\right)^{C_L} \quad (3.2)$$

Соотношения (3.2) – решения уравнений для E и L , описывающих рассматриваемый случай быстрой однородной деформации в ядре основного потока, когда диссипативными и нелинейными членами в уравнениях (1.4) можно пренебречь

$$U_0 \frac{\partial E}{\partial x} = C_E E \frac{\partial U}{\partial x}, \quad U_0 \frac{\partial L}{\partial x} = C_L L \frac{\partial U}{\partial x}$$

Отличие решений (3.1) для E и L от зависимостей (3.2) в диапазоне $c_u = 2-20$ не превосходит $\pm 18\%$. Константы в решениях (3.2) для c_u в диапазоне 1–20 получились $C_E \approx 0,7, C_L \approx -C_E/2 \approx -0,35$, что соответствует постоянству величины коэффициента турбулентной вязкости $\nu_t \sim \sqrt{EL}$. При этом значение $C_E = 0,7$ мало отличается от значения константы $C_E = 0,65$, полученной в [4] в диапазоне изменения $c_u = 1-10$.

При переходе от масштаба L к квадрату частоты турбулентности $\omega = E/L^2$ константа C_ω в члене $C_\omega \omega \partial U / \partial x$ уравнения для ω (1.4) будет составлять $C_\omega = C_E - 2C_L = 2C_E \approx 1,4$.

В уравнении для τ в случае быстрой однородной деформации величина $\tau = 0$ и определить константу C_τ при этом не представляется возможным.

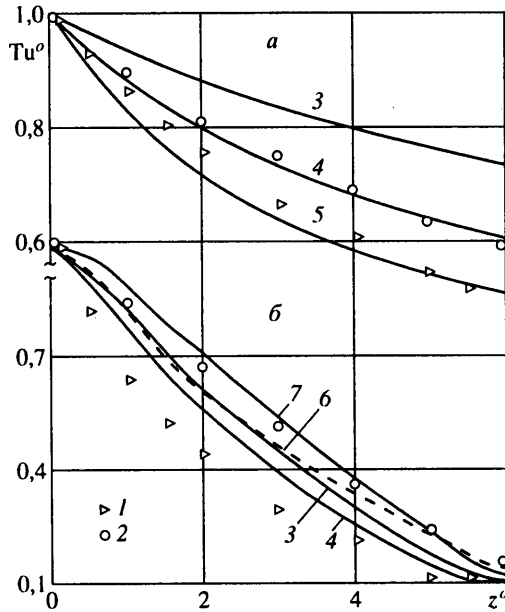
Константу C_τ можно было бы определить из эксперимента по деформации потока с постоянным сдвигом ($du/du = \text{const}$), где $\tau \neq 0$. Однако такие эксперименты в настоящее время отсутствуют. По этой причине, а также ввиду очень слабого влияния константы C_τ на эффективность завесы в сопле по сравнению со случаем $C_\tau = 0$ [4] в настоящей работе принято $C_\tau = 0$, т.е. член с деформацией потока в уравнении (1.4) для τ отсутствует.

Для проверки принятых констант $C_E = 0,7, C_\tau = 0, C_\omega = 2C_E = 1,4$ в членах, учитывающих влияние деформации потока на характеристики турбулентности, было проведено сравнение расчета с экспериментом [11]. На фиг. 2, а представлено изменение относительной энергии турбулентности в зависимости от деформации потока в конфузоре со степенью поджатия 16 для трех значений интенсивности турбулентности во входном сечении конфузора $e_0 = \sqrt{E_0}/U_0$ (точки 1–3) [11]. Там же представлены результаты расчета для величины $e_0 = 0,3$ при трех значениях относительного поперечного интегрального масштаба турбулентности $l_0 = L_0/R_0$ (линии 3', 3'', 3''').

Результаты расчета существенно зависят от величины L_0 , что было отмечено в [11], где измерялся продольный интегральный масштаб турбулентности L_1 . Для изотропной турбулентности поперечный масштаб L в 2 раза меньше продольного масштаба L_1 , который по данным измерений [11] во входном сечении конфузора составлял $L_{10}/R_0 = 0,15-0,25$.

Таким образом, поперечный интегральный масштаб турбулентности в эксперименте составлял $l_0 = L_0/R_0 \approx 0,07-0,13$.

Зависимость результатов расчета от масштаба турбулентности уменьшается со снижением начальной интенсивности турбулентности e_0 и для величины $e_0 = 0,01$ (линия 4 на фиг. 2, а) расчетные зависимости для разных L_0 близки между собой и



Фиг. 3. Изменение относительной степени турбулентности $Tu^0 = Tu/Tu_0$ по длине $z^0 = z/R_*$ цилиндра (а) и сопла (б): точки 1, 2 – экспериментальные данные [7, 8]; линии 3–5 – результаты расчета для $e_0 = 0,19$ и значений $l_0 = 0,1; 0,05; 0,03$ соответственно; линия 6 – решение (3.1) [9]; линия 7 – аппроксимационная зависимость (3.2)

приближаются к решению для быстрой однородной деформации (3.1) (штриховая линия 5 на фиг. 2, а).

Отметим, что результаты, приведенные на фиг. 2, а для относительной энергии турбулентности, перестроенные на фиг. 2, б для относительной степени турбулентности

$$Tu/Tu_0 (Tu = (1/3 \sum \langle u_i'^2 \rangle)^{1/2} / U = \sqrt{2/3} e, \quad e = \sqrt{E}/U)$$

имеют гораздо меньшее расслоение по величине L_0 , т.е. являются более универсальными, нежели зависимости $E/E_0(c_u)$.

Результаты измерений [7, 8] относительной степени турбулентности Tu/Tu_0 вдоль оси сопла для $e_0 = 0,15$ в сравнении с соответствующей величиной для цилиндрического канала представлены на фиг. 3. Там же представлены результаты аналитического и численного решения (линии).

Вырождение решеточной турбулентности в потоке со скоростью U_0 с начальной интенсивностью $e_0 = \sqrt{E_0}/U_0$ и масштабом $l_0 = L_0/R_0$ в канале постоянного сечения радиуса R_0 описываются решением уравнения энергии турбулентности (1.4) для больших чисел Рейнольдса турбулентности $Re_t = \sqrt{E}L/\nu \gg 1$, когда вязкой диссипацией можно пренебречь

$$\frac{E}{E_0} = \left(1 + c \frac{e_0}{l_0} \frac{z}{R_0} \right)^{-1} \quad (3.3)$$

Решение (3.3) для значения $e_0 = 0,19$, соответствующего эксперименту [7, 8], и трех значений l_0 представлены на фиг. 3, а (линии 3–5). Результаты существенно зависят от l_0 , что необходимо учитывать при выборе величины начального (входного) значения масштаба турбулентности.

Численное решение задачи для $e_0 = 0,19$ и двух значений l_0 представлено на фиг. 3, б линиями 3, 4. Штриховая линия б на фиг. 3, б соответствует решению задачи о быстрой однородной деформации (3.1) с зависимостью коэффициента деформации потока c_{ii} , приведенной на фиг. 1 (линия 3) для рассматриваемого сопла. Линия 7 на фиг. 3, б соответствует решению (3.2) уравнения энергии турбулентности (1.4) для случая быстрой однородной деформации.

Результаты расчетов и экспериментальные данные [7, 8], представленные на фиг. 3, могут служить основанием для выбора начального масштаба турбулентности l_0 в последующих расчетах эффективности завесы в сопле. Представляется, что значение $l_0 = 0,1$ будет соответствовать результатам измерений [7, 8] вырождения энергии турбулентности, представленным на фиг. 3 (точки 1, 2), и оценкам продольного масштаба турбулентности, приведенным в [7, 8].

Продольный градиент давления dp/dx является параметром, который оказывает существенное влияние на турбулентный пограничный слой, приводя в пределе в случае $dp/dx < 0$ к ламинаризации пограничного слоя. Расчет пограничного слоя на пластине с использованием трехпараметрической модели турбулентности [3], результаты которого представлены в [12], проводился при постоянном значении параметра градиента давления

$$K = -\frac{\eta}{\rho^2 U^3} \frac{dp}{dx} = \frac{\eta}{\rho U^2} \frac{dU}{dx}$$

Расчеты показали, что при $K \approx 4 \cdot 10^{-6}$ происходит ламинаризация пограничного слоя, о чем свидетельствует уменьшение числа Re_θ , которое приближалось к критическому значению $Re_\theta \approx 200$. Об этом свидетельствовало также изменение профилей скорости и характеристик турбулентности.

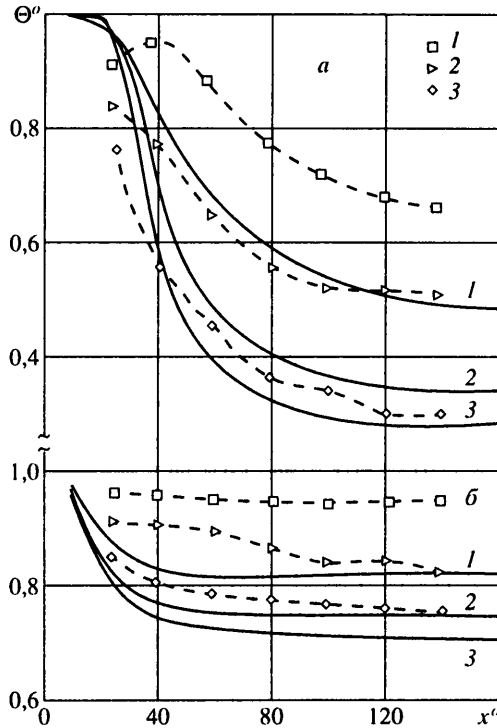
При течении в сопле, где параметр K есть величина переменная, характер воздействия градиента давления на турбулентный пограничный слой отличается от случая постоянства параметра K . Как установлено в [13] по данным экспериментального исследования течения на дозвуковом участке охлаждаемого сопла, где величина температурного фактора составляла около 0,5, при значениях параметра $K > (2-3) \cdot 10^{-6}$ тепловой поток снижается по сравнению с соответствующей величиной для турбулентного пограничного слоя. Результаты измерений характеристик пограничного слоя показали, что при больших величинах параметра K происходит существенное изменение профилей скорости и температуры в пристеночной области: они становятся ближе к профилям ламинарного пограничного слоя.

Таким образом, для охлаждаемого сопла значение параметра градиента давления K , при котором происходит ламинаризация, по данным [13] составляет около $3 \cdot 10^{-6}$, что не сильно отличается от значения $K \approx 4 \cdot 10^{-6}$, полученного в [12].

Полученное в расчете максимальное значение параметра K в рассматриваемом сопле при давлении на входе в сопло $p_0 = 0,7$ МПа составляет $K \approx 4 \cdot 10^{-6}$, что близко к приведенным выше значениям работ [12, 13], при которых может происходить ламинаризация пограничного слоя. Поэтому для того, чтобы при расчетах исключить возможность ламинаризации пограничного слоя, давление на входе в сопло принималось равным $p_0 = 1,5$ МПа. При этом максимальное значение K не превосходит $2 \cdot 10^{-6}$.

4. Влияние уровня турбулентности потока на эффективность завесы. В экспериментах [7, 8, 14] проведено исследование влияния входной степени турбулентности в основном потоке Tu_0 на эффективность завесы в сопле [7, 8] и цилиндрическом канале [14] в широком диапазоне изменения $Tu_0 = 0,2-15\%$. Связь между степенью турбулентности Tu_0 и величиной интенсивности турбулентности e_0 , используемой в расчетах, дается соотношениями (2.2).

С величиной Tu_0 в экспериментах [7, 8, 14] связано входное значение толщины потери импульса в основном потоке θ_0 , которое, как показано в [2], существенно влияет



Фиг. 4. Изменение относительной эффективности завесы $\Theta^\circ = \Theta/\Theta_{(0,003)}$ ($\Theta_{(0,003)}$ соответствует входной интенсивности турбулентности $e_0 = 0,003$) по длине цилиндрического канала $x'' = x/s$ для двух значений параметра вдува завесы $m = 0,6$ (а) и $m = 2$ (б): точки и линии 1, 2, 3 – экспериментальные данные [14] и результаты расчета для $e_0 = 0,05; 0,15; 0,19$ соответственно

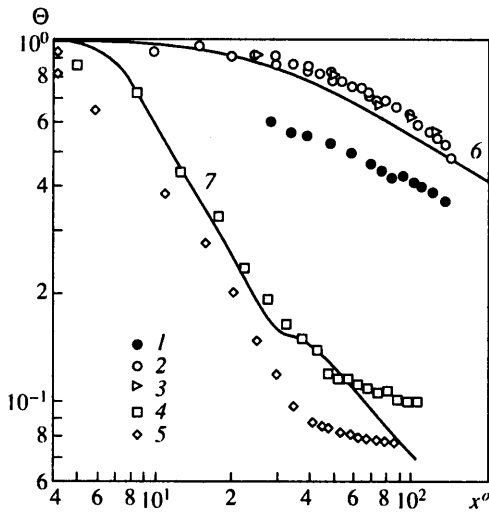
на эффективность завесы. Зависимость величины θ_0 , отнесенной к высоте щели завесы s , от интенсивности турбулентности e_0 , полученная в экспериментах [7, 8, 14], была аппроксимирована соответствующей зависимостью, принятой в расчетах.

Эффективность завесы в цилиндрическом канале определялась как $\Theta = (T_w - T_0)/(T_s - T_0)$, где T_w – температура адиабатической стенки канала, T_0 и T_s – температура основного потока и потока завесы в сечении ввода завесы ($x = z = 0$).

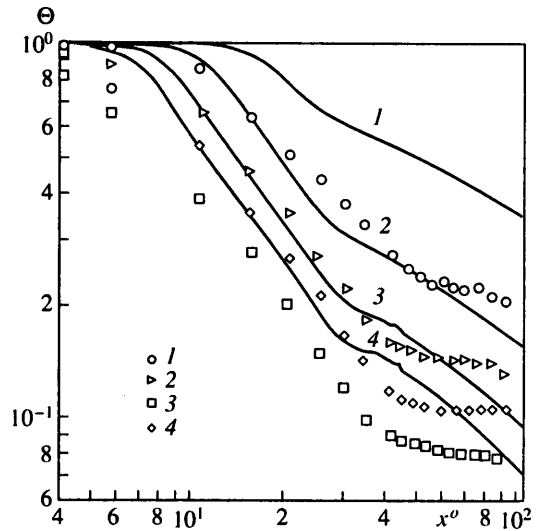
Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными [14] для относительной эффективности завесы в цилиндрическом канале представлено на фиг. 4. Снижение эффективности завесы по длине при значении параметра вдува завесы $m = (\rho U)_s/(\rho U)_0 = 0,6$ (фиг. 4, а) значительно существеннее, нежели для случая $m = 2$ (фиг. 4, б). С ростом входной интенсивности турбулентности e_0 снижение эффективности завесы увеличивается.

Полученные результаты качественно соответствуют данным по влиянию параметров m и e_0 на эффективность завесы, полученным в [2] для завесы на пластине в безградиентном потоке. В количественном отношении согласование результатов расчета с экспериментальными данными для завесы в цилиндрическом канале (фиг. 4) получилось хуже, нежели для завесы на пластине [2].

Это иллюстрирует фиг. 5, где представлено сравнение экспериментальных данных [14] (точки 1) для эффективности завесы в цилиндрическом канале при $m = 0,9$, $t/s = 0,1$, $\theta_0/s = 0,14$, $e_0 = 0,003$ и данных [15, 16] (точки 2, 3) для завесы на пластине в безградиентном потоке при близких значениях указанных параметров. Там же нанесены расчетные зависимости $\Theta(x/s)$ при тех же значениях указанных параметров для



Фиг. 5



Фиг. 6

Фиг. 5. Сравнение экспериментальных данных [14] для эффективности завесы Θ по длине $x^0 = x/s$ в цилиндрическом канале (точки 1) с данными [15, 16] для завесы на пластине в безградиентном низкотурбулентном потоке (точки 2, 3) и результатами расчета (линия 6) при $m = 0,9$; сравнение экспериментальных данных [7, 8] для завесы в сопле в высокотурбулентном потоке (точки 4, 5) с результатами расчета (линия 7) при $m = 0,28$

Фиг. 6. Изменение эффективности завесы Θ по длине $x^0 = x/s$ сопла Лавалья при $m = 0,28$ для значений входной интенсивности турбулентности e_0 : 1 – 0,003; 2 – 0,09; 3 – 0,15; 4 – 0,19 (точки – экспериментальные данные [7], линии – результаты расчета)

цилиндра и пластины, которые практически совпадают (линия 6). Отличие экспериментальных данных [14] от [15, 16] достигает 50%, а результаты расчета лежат ближе к экспериментальным данным [15, 16].

При рассмотрении течения в сверхзвуковом сопле эффективность завесы определяется в виде [1, 7, 8] $\Theta = (T_w - T_{wa}) / (T_s - T_{wa})_s$, где T_w , T_{wa} – температура адиабатической стенки в текущем сечении сопла при наличии и отсутствии завесы; индекс s относится к параметрам в сечении завесы. Поскольку вдув завесы осуществляется в дозвуковой части сопла, то $(T_w - T_{wa})_s = T_s - T_0$.

Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными [7] по эффективности завесы в сопле Лавалья представлено на фиг. 6. Как и в эксперименте, в расчете получено снижение эффективности завесы Θ с ростом входной интенсивности турбулентности e_0 .

Однако в количественном отношении результаты расчета заметно отличаются от экспериментальных данных. Причем с уменьшением входной интенсивности турбулентности e_0 это различие возрастает, достигая 60–80% для $e_0 = 0,003$ на длине $x/s = 30-90$. Для потока с высокой интенсивностью турбулентности ($e_0 = 0,19$) отличие расчета от экспериментальных данных уменьшается и составляет 5–30%.

Отличие расчетных результатов от экспериментальных состоит также и в характере изменения Θ в сверхзвуковой части сопла ($x/s > 40$). В эксперименте [7] (точки 1–4, фиг. 6) в сверхзвуковой части сопла отмечен более низкий темп падения эффективности завесы по сравнению с дозвуковой частью сопла. В расчетах (линии 1–4, фиг. 6) после некоторого замедления темпа падения Θ в области критического сечения сопла далее в сверхзвуковой части зависимость $\Theta(x/s)$ примерно соответствует аналогичной зависимости в дозвуковой части сопла.

Установление причин отличия результатов расчета от экспериментальных данных [7, 8] по эффективности завесы в сопле Лавале требует дальнейших исследований, которые предполагается провести с привлечением дополнительных экспериментальных данных и уточнением имеющихся.

Последнее относится к полученным в работах [7, 8] на одной и той же установке экспериментальным данным по эффективности завесы в сопле для большого уровня входной турбулентности ($e_0 = 0,19$), которые при $x/s \approx 40$ (в области критического сечения) различаются в 1,5 раза (точки 4, 5 на фиг. 5), а также и для низкотурбулентного потока ($e_0 = 0,003$) в цилиндрическом канале [14], где отличие экспериментальных данных от полученных в [15, 16] составляет 50% (точки 1 и 2, 3 на фиг. 5).

Заключение. Для верификации методики расчета пограничного слоя в соплах ЖРД в продолжение выполненных ранее исследований [2, 5] проведено тестирование ее с привлечением известных экспериментальных данных для пограничного слоя с завесой в дозвуковой части сопла. Численное исследование, проведенное в широком диапазоне изменения начальной интенсивности внешней турбулентности, при наличии градиента давления позволило установить следующее.

Влияние градиента давления потока, исследованное в диапазоне изменения коэффициента деформации $c_u = 1-20$, на характеристики турбулентности при течении в сопле удовлетворительно описывается моделью турбулентности, что подтверждено сравнением результатов расчета с аналитическим решением задачи о быстрой однородной деформации [9] и с опытными данными [11].

Результаты расчетного исследования влияния уровня турбулентности потока на эффективность завесы в цилиндрическом канале и сопле качественно соответствуют экспериментальным данным [7, 8, 14], полученным в диапазоне изменения начальной интенсивности внешней турбулентности $e_0 = 0,003-0,19$. Количественное отличие расчета от эксперимента приемлемо для высокотурбулентного внешнего потока (5–30%), в случае низкотурбулентного потока отличие достигает 60–80%, что нельзя признать удовлетворительным.

Для тестирования эксперимента проведено сравнение опытных данных по эффективности завесы в цилиндрическом канале [14] с данными работ [15, 16] для завесы на пластине в безградиентном потоке при близких входных условиях, которое показало, что они различаются между собой на 50%. Установление причин различия экспериментальных данных и результатов расчета по эффективности завесы требует дальнейших исследований, которые предполагается провести с привлечением дополнительных экспериментов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 99-01-00891).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Волчков Э.П. Пристенные газовые завесы. Новосибирск: Наука, 1983. 239 с.
2. Луцик В.Г., Якубенко А.Е. Пристенная газовая щелевая завеса на пластине. Сравнение расчета с экспериментом // Изв. РАН. МЖГ. 1997. № 6. С. 48–62.
3. Луцик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е. Трехпараметрическая модель сдвиговой турбулентности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1978. № 3. С. 13–25.
4. Луцик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е. Трехпараметрическая модель турбулентности: расчет теплообмена // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 2. С. 40–52.
5. Ковалев В.И., Луцик В.Г., Сизов В.И., Якубенко А.Е. Трехпараметрическая модель турбулентности: численное исследование пограничного слоя в сопле с завесным охлаждением // Изв. АН СССР. МЖГ. 1992. № 1. С. 48–57.
6. Волчков Э.П., Козьменко В.К., Лебедев В.П. Экспериментальное исследование эффективности газовой завесы в сверхзвуковом осесимметричном сопле // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1977. № 8. Вып. 2. С. 40–46.

7. Лебедев В.П., Леманов В.В., Мисюра С.Я., Терехов В.И. Влияние интенсивности турбулентности на эффективность газовой завесы в сопле Лаваля // Теплофизика высоких температур. 1995. Т. 33. № 4. С. 602–607.
8. Лебедев В.П., Леманов В.В., Терехов В.И. Высокотурбулентная газовая завеса в сверхзвуковом сопле // Тр. 2-й Рос. нац. конф. по теплообмену. М.: Изд-во МЭИ. 1998. Т. 2. С. 176–179.
9. Иевлев В.М. Турбулентное движение высокотемпературных сплошных сред. М.: Наука, 1975. 256 с.
10. Виргафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
11. Лебедев В.П., Леманов В.В., Мисюра С.Я., Терехов В.И. Влияние ускорения потока и уровня начальной турбулентности на изменение пульсаций скорости // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 5. С. 42–49.
12. Луцик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е. Уравнения переноса для характеристик турбулентности: модели и результаты расчетов // Итоги науки и техники. ВИНТИ. Сер. Механика жидкости и газа. М.: 1988. Т. 22. С. 3–61.
13. Back L.H., Cuffel R.F., Massier P.F. Laminarisation of turbulent boundary layer in nozzle flow-boundary layer and heat transfer measurements with wall cooling // Trans. ASME. Ser. C.J. Heat Transfer. 1970. V. 92. № 3. P. 333–344. = Бэк, Каффел, Мэссье. Ламинаризация турбулентного пограничного слоя при течении в сопле – измерения профилей пограничного слоя и характеристик теплообмена на охлаждаемой стенке // Тр. Америк. о-ва инж.-мех. Теплопередача. 1970. Т. 92. № 3. С. 29–40.
14. Lebedev V.P., Lemanov V.V., Misyura S.Ya., Terekhov V.I. Effect of flow turbulence on film cooling efficiency // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1995. V. 38. № 11. P. 2117–2125.
15. Seban R.A. Heat transfer and effectiveness for a turbulent boundary layer with tangential fluid injection // Trans. ASME. Ser. C.J. Heat Transfer. 1960. V. 82. № 4. P. 303–312.
16. Kasker S.C., Whitelaw J.H. The effect of slot height and slot-turbulence intensity on the effectiveness of the uniform density, two-dimensional wall jet // Trans. ASME. Ser. C.J. Heat Transfer. 1968. V. 90. № 4. P. 469–475 = Кэскер, Уайтло. Влияние высоты щели и интенсивности турбулентности потока в щели на эффективность пленочного охлаждения двумерной пристеночной струи с плотностью, равной плотности набегающего потока // Тр. Америк. о-ва инж.-мех. Теплопередача. 1968. Т. 90. № 4. С. 110–116.

Москва

Поступила в редакцию
14.XII.1999