

## ОСОБЕННОСТИ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ СЛОЖНОГО ТЕПЛООБМЕНА НА НАЧАЛЬНЫХ УЧАСТКАХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ КАНАЛОВ И СОПЕЛ ПРИ СИЛЬНОМ ВДУВЕ

### АННОТАЦИЯ

На основании численного решения двумерных уравнений сложного теплообмена в приближении сжимаемого пограничного слоя для однородного излучающего и поглощающего газа с учетом спектральной зависимости коэффициентов поглощения и реальных свойств рабочего тела проведено исследование сложного теплообмена на начальных участках высокотемпературных выходных каналов и сопел при сильном вдуве для ламинарного и турбулентного режимов течения. Определен диапазон сильных вдувов для различных режимов течения. Даны рекомендации по применению более простых методов расчета.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

При разработке перспективных ракетных двигателей и специальных энергетических установок, где на начальных участках выходных каналов и сопел температуры рабочего тела могут достигать  $10^4$  К при давлении 100 МПа, вдув вещества через проницаемые стенки является наиболее эффективным способом защиты стенок от сверхвысоких тепловых потоков. Вдув, особенно сильный, позволяет интенсифицировать теплообмен между стенкой и впрыскиваемым охладителем (из-за большой поверхности контакта пористого материала с охладителем), уменьшить локальные тепловые потоки, "зачернить" рабочее тело у стенки за счет подачи вещества с большим коэффициентом поглощения для более значительного уменьшения лучистых тепловых потоков.

С расчетной точки зрения основным в этой задаче является исследование сложного теплообмена с использованием системы уравнений радиационной газовой динамики, которое из-за большого времени счета (особенно при интенсивных вдувах) представляется мало реальным даже на самых современных компьютерах. Моделирование задачи в более простых условиях (например, с разделением потока на ядро и пограничный слой) позволяет исследовать эффективность переменного и сильного вдува, а также определить диапазон параметров, при котором влиянием излучения на формирование профилей температуры и на тепловые потоки можно пренебречь, что дает возможность использовать более простые методы расчета. При этом важно определить диапазон вдувов, при которых еще возможно применение приближения пограничного слоя.

### 2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для изучения теплообмена в поглощающей и излучающей среде в приближении пограничного слоя используется система уравнений из [1], которая с введением координат типа Лиза-Дорондницына

$$\xi = \alpha \int_0^x u_e \rho_e \mu_e r_0^{2k} dx \quad \text{и} \quad \eta = \beta \frac{u_e}{(2\xi)^{1/2}} \int_0^y \rho r^k dy$$

но [2] записывается в виде:

$$2\xi \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} + V \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} + \beta_1 \left( \bar{u}^2 - \frac{\rho_e}{\rho} \right) - \frac{\beta^2}{\alpha} \frac{\partial}{\partial \eta} \times \\ \times \left[ \left( \frac{r}{r_0} \right)^{2k} l (1 + \varepsilon^+) \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} \right] = 0; \quad (1)$$

$$2\xi \bar{u} \frac{\partial \bar{i}}{\partial \xi} + V \frac{\partial \bar{i}}{\partial \eta} - \frac{\beta^2}{\alpha} \sigma l \left( \frac{r}{r_0} \right)^{2k} (1 + \varepsilon^+) \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} \right)^2 - \frac{\beta^2}{\alpha} \frac{\partial}{\partial \eta} \times \\ \times \left[ \left( \frac{r}{r_0} \right)^{2k} \frac{l}{\text{Pr}} \left( \frac{1}{\text{Pr}} + \varepsilon^+ \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_T} \right) \frac{\partial \bar{i}}{\partial \eta} \right] + \frac{2\xi}{\mu_e u_e^2 \rho_e^2 i_e} \frac{\partial q_{\eta}}{\partial \eta}; \quad (2)$$

$$2\xi \frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} + \frac{\partial V}{\partial \eta} + \bar{u} = 0, \quad (3)$$

где  $V = 2\xi \left[ \bar{u} \partial \eta / \partial x + \beta \nu r^k / (2\xi)^{1/2} \right] / \alpha \rho_e \mu_e u_e r_0^{2k}$ ;

$$\beta_1 = \frac{2\xi}{u_e} \frac{\partial u_e}{\partial \xi}; \quad l = \frac{\mu \rho}{\mu_e \rho_e}; \quad \sigma = \frac{u_e^2}{i_e}; \quad \varepsilon^+ = \frac{v_T}{v_M}; \quad \theta = \frac{\rho_e}{\rho}$$

$k = 1$  – для осесимметричного потока;  $k = 0$  – для пластины.

Система уравнений (1)–(3) дополняется уравнением переноса излучения в виде [3]:

$$\bar{\Omega} \nabla I_v = \kappa'_v (I_{vp} - I_v). \quad (4)$$

Здесь  $\kappa'_v = \kappa_v (1 - e^{-hv/kT})$  – коэффициент поглощения, исправленный на индуцированное излучение.

Граничные условия для системы уравнений (1)–(4) имеют вид:

$$\bar{u} = \bar{u}(0, \eta), \quad \bar{T} = \bar{T}(0, \eta) \quad \text{при} \quad \xi = 0; \quad (5)$$

$$\bar{u} = 0; \quad V = \frac{\beta (2\xi)^{1/2} (\rho \nu)_w}{\alpha \mu_e r_0^k \rho_e u_e}; \quad \bar{T} = \bar{T}_w; \quad I_{vw} = \varepsilon_w I_{vpw}$$

при  $\eta = 0$ ;

$$\bar{u} = 1; \quad \bar{T} = 1; \quad I_{ve} = \varepsilon_e I_{vpe} \quad \text{при} \quad \eta = \eta_e. \quad (6)$$

Лучистый тепловой поток определяется как интеграл от  $I_v$  по всем направлениям и частотам [4]:

$$q_{л} = \int_0^{\infty} dv \int_{\Omega} I_v d\bar{\Omega}.$$

При решении уравнения переноса излучения (4) используется одномерное приближение;  $q_{л}$  определяется в кинетическом приближении плоского слоя [4].

При определении турбулентных характеристик используется гипотеза турбулентной вязкости Бусинеска [5]. Коэффициент турбулентной вязкости во внутренней области определяется по гипотезе Прандтля [6] с демпфирующим множителем Ван-Дриста [7] у стенки, а для внешней – по формуле Клаузера–Клебанова [8] с учетом перемежаемости. При  $Pr \ll 1$  учитывается зависимость  $Pr_T$  от  $Pr$  [1].

Для решения сформулированной задачи используется неявная двухслойная конечно-разностная схема Дэвиса [9, 10]. Более подробно метод решения изложен в работе [2].

Высокие температуры и излучение приводят к возникновению больших градиентов функций поперек пограничного слоя. Кроме того, сильный вдув приводит к дополнительной деформации профилей скорости и температуры. Выбор переменных  $\xi$  и  $\eta$  позволяет уменьшить рост пограничного слоя и влияние изменения плотности в расчетной области. Кроме того, согласно [10] вводится переменная сетка по  $\eta$  с использованием новой координаты  $N$ , для которой шаг сетки  $\Delta N$  постоянный и которая связана с исходной координатой соотношением:

$$\eta_j = \eta_J \left( K^{N_j/\Delta N_0} - 1 \right) / \left( K^{1/\Delta N_0} - N \right), \quad (7)$$

$$j = 1, 2, 3, \dots, J, \text{ где } N_j = (j - 1) \Delta N \text{ и } N_J = 1.$$

Параметры  $K$  и  $\Delta N_0$  выбираются таким образом, чтобы получить желаемое расположение узлов сетки.

Разработанная программа сложного теплообмена (на языке Фортран-90) была протестирована для многочисленных задач (см. [2, 11]), в том числе и при интенсивном и переменном вдуве. Полученные в расчетах максимальные отклонения от экспериментальных данных по  $c_f$  и  $St$ , профилям  $u/u_e$  и  $T/T_e$  не превышают 4...5% и согласуются с расчетными данными других авторов.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Для моделирования сложного теплообмена на начальных участках выходных каналов и сопел ЯЭУ и ЯРД рассмотрены задачи по течению на пластине при параметрах, характерных для соответствующих участков проектируемых изделий:  $u_e = 10...200$  м/с,  $T_e = 8000...10000$  К,  $p = 100$  МПа,  $T_w = 2000$  К; рабочее тело – водород с добавкой лития (1% по объему), вдуваемый газ того же состава. Теплофизические и оптические свойства рабочего тела – переменные и являются функциями температуры и давления. Термодинамические свойства для равновесного состава брались по данным [12], пере-

носные – из [13], оптические – из [12] и по данным ИЦ им. М.В. Келдыша. Степень черноты внешнего потока  $\epsilon_e$  и стенки  $\epsilon_w$  предполагалась равной 1,0.

Расчеты сложного теплообмена в ламинарном пограничном слое проводились для пластины длиной  $L = 50$  мм при постоянных по длине пластины скоростях и температурах  $u_e = 10...50$  м/с,  $T_e = 8000...10000$  К, при постоянной ( $\bar{j} = 0,004...0,01$ ) и переменной интенсивности вдува с законом изменения скорости вдува  $v_w(x) = -C/2(v/u_e/x)^{1/2}$  при  $C = -0,5; -1,0$  и  $-1,1$ . Полученные в расчетах значения  $Re_{\kappa}^{**} \approx 50...214$ . Некоторые результаты представлены на рис. 1, 2.

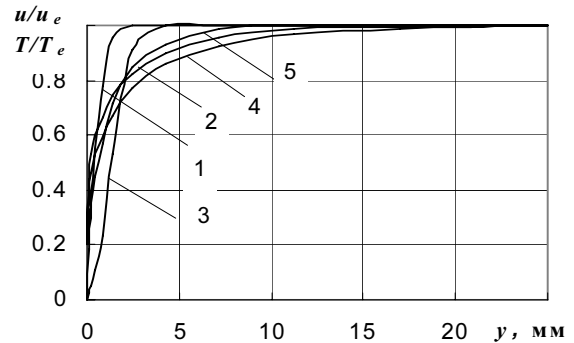


Рис.1. Влияние вдува и излучения на профили скорости и температуры в ламинарном пограничном слое на плоской пластине при переменном вдуве для  $T_e = 10^4$  К,  $u_e = 10$  м/с в сечении  $x = 50$  мм: 1, 2 –  $u/u_e$ ,  $T/T_e$  при  $\bar{j} = 0$  ( $Re_{\kappa}^{**} = 47,66$ ); 3, 4 –  $u/u_e$ ,  $T/T_e$  при  $C = -1,1$  ( $Re_{\kappa}^{**} = 78,28$ ); 5 –  $T/T_e$  при  $C = -1,1$  без учета влияния излучения

Как видно из рис. 1, вдув приводит к значительной трансформации профилей скорости и температуры. При этом профили скорости с увеличением интенсивности вдува деформируются в большей степени и при сильном вдуве становятся предотрывными, что и определяет пределы применимости приближения пограничного слоя. Расчеты показали, что область сильных вдувов при переменном вдуве располагается при  $C \geq -1$ , а для постоянного вдува – охватывает, диапазон  $\bar{j} \approx 0,006...0,01$  и зависит от  $u_e$  и  $T_e$ : с увеличением  $u_e$  и уменьшением  $T_e$  она сдвигается в сторону меньших значений вдувов.

Заметно значительное влияние теплового излучения на формирование профилей температуры, способствующее увеличению толщины теплового пограничного слоя вследствие "высвечивания" энергии более нагретых внешних слоев при увеличении градиента температуры у стенки. Влияние излучения на профили скорости и толщину динамического пограничного слоя является незначительным. Рост градиента температуры у стенки приводит к увеличению  $q_{кв}$ . При этом из-за влияния излучения лучистые тепловые потоки –  $q_{лв}$ , определяемые всем полем температуры, уменьшаются. В зависимости от вклада каждой из составляющих суммарный тепловой поток  $q_{\Sigma w}$  по длине поверхности может как уменьшаться, так и увеличиваться (рис. 2).

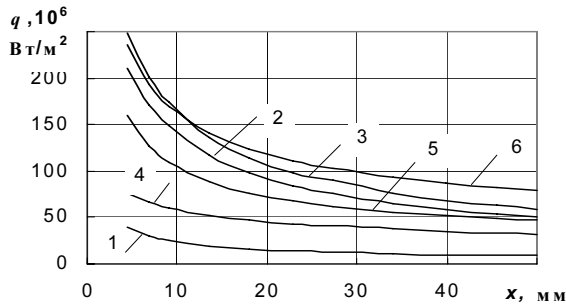


Рис. 2. Распределение  $q_{кв}$ ,  $q_{лв}$ ,  $q_{\Sigma w}$  по длине пластины в ламинарном пограничном слое при переменном вдуве для  $T_e = 10000$  К,  $u_e = 10$  м/с,  $C = -1,1$ : 1, 2, 3 – без влияния излучения; 4, 5, 6 – с учетом влияния излучения

При сильном вдуве с увеличением интенсивности вдува влияние излучения на  $q_{лв}$  уменьшается, а на  $q_{кв}$  и  $q_{\Sigma w}$  – увеличивается. Максимальное влияние излучения на  $q_{\Sigma w} \sim 30\%$  при постоянном вдуве и  $\sim 35\%$  – при переменном.

Сильный вдув значительно уменьшает тепловые потоки к стенке, особенно конвективные. Так, например, для варианта с  $T_e = 10^4$  К,  $u_e = 40$  м/с при  $\bar{j} = 0,008$  в сечении  $x = 50$  мм  $q_{кв}$  снижается почти в четыре раза,  $q_{лв}$  – более, чем в два раза, а  $q_{\Sigma w}$  – примерно в три раза.

Для турбулентного режима исследование сложного теплообмена при сильном вдуве проводилось для  $T_e = 8000 \dots 10000$  К и  $u_e = 50 \dots 200$  м/с на пластине длиной 500 мм при интенсивности вдува  $\bar{j} = 0,008 \dots 0,04$ , постоянной по длине пластины, и переменной:  $\bar{j} = f\bar{x}^{-0,2}$ , где  $\bar{x} = x/x_k$ ,  $f = 0,002 \dots 0,01$ . Кроме течения с постоянной скоростью по длине, рассматривалось течение с ускорением, вызванным сильным вдувом. Полученные в расчетах значения  $Re_k^{**} \approx 10^3 \dots 2,74 \cdot 10^4$ .

Как видно из рис. 3, для турбулентного режима характер влияния излучения аналогичен ламинарному, но степень этого влияния значительно меньше. При постоянном вдуве  $q_{\Sigma w}$  в исследованном диапазоне вдувов увеличивается; при переменном – для  $f \approx 0,006 \dots 0,01$  увеличивается, для  $f \leq 0,006$  уменьшается. Оказалось, что при сильных вдувах влияние излучения на  $q_{\Sigma w}$  не превышает  $\sim 4,5\%$ , а в ускоряющемся потоке  $\sim 1 \dots 2\%$ .

Из-за вдува профили скорости и температуры становятся менее заполненными, уменьшаются градиенты скорости и температуры у стенки, что приводит к уменьшению коэффициента трения и конвективного потока в стенку. При сильном вдуве профили скорости теряют степенной характер, а затем становятся предотрывными. Расчеты показали, что область сильных вдувов зависит от  $u_e$  и  $T_e$  и охватывает при постоянном вдуве диапазон вдувов: для  $T_e = 10000$  К  $\bar{j} \approx 0,017 \dots 0,03$ , для  $T_e = 8000$  К  $\bar{j} \approx 0,014 \dots 0,027$ . При переменном вдуве область сильных вдувов располагается при  $f > 0,01$  а при нали-

чий отрицательного градиента давления сдвигается в сторону больших значений вдувов  $\bar{j} \approx 0,024 \dots 0,04$ .

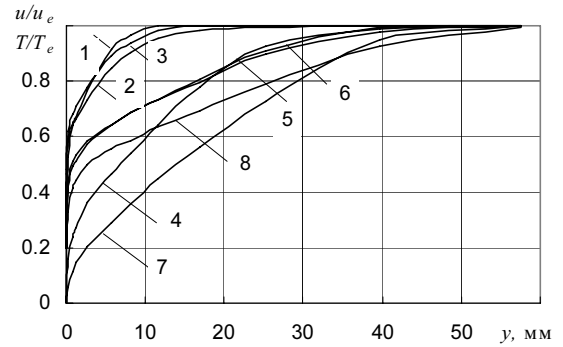


Рис. 3. Профили скорости и температуры в турбулентном пограничном слое при  $T_e = 10^4$  К,  $u_e = 100$  м/с,  $x = 500$  мм: 1, 2 –  $u/u_e$ ,  $T/T_e$  при  $\bar{j} = 0$  с влиянием излучения, 3 –  $T/T_e$  без влияния излучения; 4, 5 –  $u/u_e$ ,  $T/T_e$  при  $\bar{j} = 0,018$  с влиянием излучения, 6 –  $T/T_e$  без влияния излучения; 7, 8 –  $u/u_e$ ,  $T/T_e$  при  $\bar{j} = 0,03$  без влияния излучения

При сильном вдуве для перераспределения узлов сетки используется формула (7) при линейной зависимости  $K$  от вдува (от  $K = 1,82$  до  $K = 1,32$ ).

Расчеты показали (рис. 4), что интенсивный вдув более, чем на два порядка уменьшает  $q_{кв}$ , в меньшей степени –  $q_{лв}$ ; значения  $q_{\Sigma w}$  уменьшаются примерно на порядок; при сильных вдувах  $q_{\Sigma w}$  определяется, в основном, лучистым теплообменом.

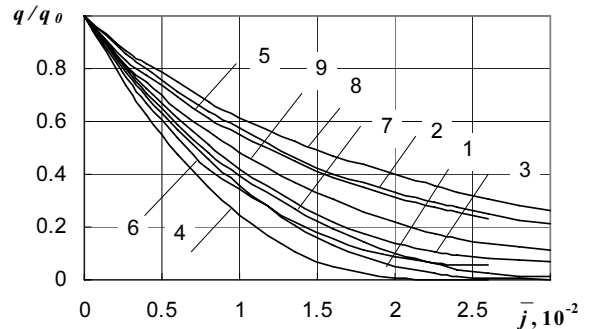


Рис. 4. Влияние вдува на  $q_{кв}/q_{w0}$ ,  $q_{лв}/q_{lw0}$ ,  $q_{\Sigma w}/q_{\Sigma w0}$  для разных скоростей и температур соответственно: 1, 2, 3 – при  $T_e = 10^4$  К,  $u_e = 100$  м/с; 4, 5, 6 – при  $T_e = 8000$  К,  $u_e = 100$  м/с; 7, 8, 9 – при  $T_e = 10^4$  К,  $u_e = 50$  м/с

Как видно из сопоставления рис. 3 и 5 при отрицательном градиенте давления профили скорости и температуры деформируются в значительно меньшей степени, что определяет меньшую степень снижения тепловых потоков (рис. 6).

Численные расчеты показали, что для турбулентного режима для расчета сложного теплообмена при сильных вдувах, требуется до 6 час. на РС Pentium-4 при заданном значении  $\bar{j}$ . Реальный расчет потребует десятки часов. Учитывая относительно слабое влияние излучения, в этом случае возможно проведение расчетов без источникового члена в уравнении энергии, что на порядок уменьшает время счета, а в качестве инженерного использовать интегральный метод.

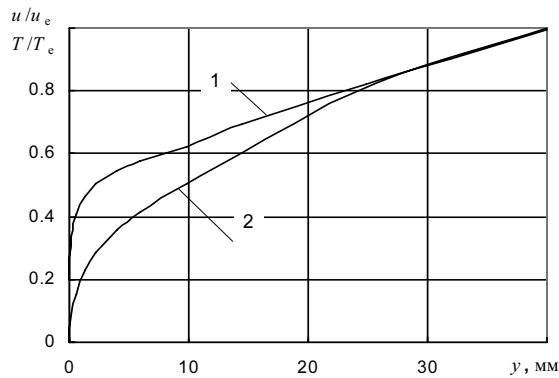


Рис. 5. Профили скорости и температуры при  $T_e = 10^4$  К,  $u_{en} = 100$  м/с;  $u_{ek} = 200$  м/с в сечении  $x = 500$  мм при  $\bar{j} = 0,03$ ; 1, 2 – соответственно  $T/T_e$ ,  $u/u_e$

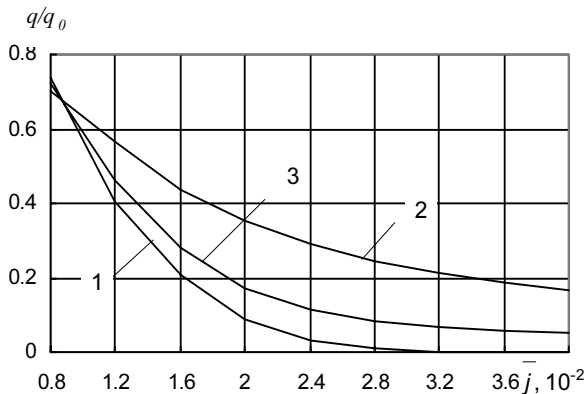


Рис. 6. Влияние вдува на снижение тепловых потоков при  $T_e = 10^4$  К,  $u_{en} = 100$  м/с;  $u_{ek} = 200$  м/с: 1 –  $q_{kw}/q_{w0}$ ; 2 –  $q_{lw}/q_{lw0}$ ; 3 –  $q_{Sw}/q_{Sw0}$

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием численного моделирования сложного теплообмена для начальных участков высокотемпературных выходных каналов и сопел показано, что сильный вдув является эффективным способом защиты поверхностей от сверхвысоких тепловых потоков. Определен диапазон сильных вдувов для ламинарного и турбулентного режимов течения а также в ускоряющемся потоке.

Расчеты показали, что влияние излучения на формирование профилей температуры и на тепловые потоки при сильном вдуве для турбулентного режима является значительно менее существенным, чем для ламинарного, что дает возможность в этом случае использовать более простые методы расчета.

## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$x, y$  – координаты, направленные соответственно вдоль течения по контуру и по нормали к поверхности, м;  
 $r$  – текущий радиус, отсчитываемый от оси симметрии обтекаемого тела или канала, м;  
 $u, v$  – продольная и поперечная составляющие скорости вдоль осей  $x, y$  соответственно, м/с;  
 $q$  – тепловой поток, Вт/м<sup>2</sup>;  
 $i_0, i$  – полная энтальпия и энтальпия газа, Дж/кг;  
 $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости, м<sup>2</sup>/с;  
 $Pr = \mu C_p / \lambda$  – число Прандтля;

$T$  – абсолютная температура, К;  $\rho$  – плотность, кг/м<sup>3</sup>;  
 $\lambda$  – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К);  
 $C_p$  – теплоемкость при постоянном давлении, Дж/(кг·К);  
 $\mu$  – коэффициент динамической вязкости, Па·с;  
 $I_\nu, I_{\nu p}$  – спектральная интенсивность излучения и равно-  
 весного излучения, Вт/(м<sup>2</sup>·ср);  
 $\kappa_\nu$  – коэффициент поглощения, 1/м;  $\nu$  – частота, 1/с;  
 $\varepsilon$  – степень черноты;  $\bar{\Omega}$  – телесный угол, ср;  
 $h$  – постоянная Планка, Дж·с;  
 $k$  – постоянная Больцмана, Дж/К;  
 $c_f = \tau / (\rho_e u_e^2 / 2)$  – коэффициент трения;  
 $St = q_w / [\rho_e u_e (i_0 - i_w)]$  – число Стентона;  
 $\bar{j} = \rho_w v_w / \rho_e u_e$  – интенсивность вдува;  
 $\delta^{**} = \int_0^\delta \rho u / \rho_e u_e (1 - u/u_e) dy$  – толщина потери импульса;  
 $Re^{**} = u \delta^{**} / \nu$ ;  $\delta$  – толщина пограничного слоя.  
 Индексы:  
 $e$  – параметры на границе пограничного слоя;  
 $w$  – параметры на стенке;  $t$  – турбулентный, тепловой;  
 $k$  – конвективный, конечное сечение;  
 $l$  – лучистый;  $\Sigma$  – суммарный;  
 $0$  – параметры торможения, параметры без вдува.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Иевлев В.М.** Турбулентные движения высокотемпературных сплошных сред. М.: Наука, 1975. 255 с.
2. **Руденко С.Г.** Расчет сложного теплообмена на начальных участках высокотемпературных выходных каналов и сопел // Труды НПО Энергомаш / под ред. Б.И. Каторгина. 2001. Т. XIX. С. 53 – 75.
3. **Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1968. 686 с.
4. **Бай Ши-и.** Динамика излучающего газа. М.: Мир, 1968. 323с.
5. **Boussinesq J.** Theorie de l'ecoulement tourbillant // Memoire Presentes par Divers Savants Sciences Mathematique et Physiques. Academic des Siences. Paris: France, 1877. V. 23. P.46.
6. **Prandtl L.** Uber die ausgebildete Turbulenz // ZAMM. B. 5. 1925. P. 136-139.
7. **Van Driest E.R.** On tubrulent flow near the wall // Journal of Aeronautical Science. 1956. V.23. '11. P.1007-1011.
8. **Clauser F.H.** Turbulent boundary layers in adverse pressure gradients // Journal of Aeronautical Science. 1954. V. 21. P. 91-108.
9. **Devis R. T.** Numerical solution on the hypersonic viscous shock layer equation // AIAA Journal. 1970. '8. P. 843-851.
10. **Blottner F.J.** Investigations of some finite difference techniques for solving the boundary layer equations // Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering. 1975. № 6. P. 1-30.
11. **Руденко С.Г.** Численное исследование сложного теплообмена на начальных участках высокотемпературных выходных каналов и сопел. Влияние вдува// Третья Российская национальная конференция по теплообмену. Т. 2. 21-25 октября 2002 г. Москва. С. 251-254.
12. **Теплофизические свойства рабочих сред / под ред. В.М. Иевлева.** М.: Наука, 1980. 291с.
13. **Греков Л.И., Москвин Ю.В., Романычев В.Ф., Фаворский О.М.** Основные свойства некоторых газов при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1964. 39с.