

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ГОРЕНИЯ МЕТАНА НА ТЕПЛО- И МАССООБМЕН И ТРЕНИЕ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Л. Н. Перепечко

Институт теплофизики СО РАН, 630090 Новосибирск, ludmila@itp.nsc.ru

Представлены результаты расчетов ламинарного и турбулентного течений в пограничном слое на пористой пластине с вдувом и горением метана. В математической модели использовалось приближение пограничного слоя. Горение моделировалось с помощью одной глобальной реакции конечной скорости и кинетического механизма догорания водорода и окиси углерода. Показано, что при вдуве и горении в ламинарном и турбулентном потоках происходит более интенсивное отеснение течения от стенки, чем при вдуве в изотермический поток, что приводит к уменьшению сопротивления трения, теплового и диффузионного потоков. Горение в турбулентном потоке приводит к ламинаризации течения и затягиванию ламинарно-турбулентного перехода.

Ключевые слова: турбулентность, горение, тепло- и массообмен, пограничный слой, моделирование, химическая кинетика, коэффициент трения.

ВВЕДЕНИЕ

Управление пограничным слоем может осуществляться различными методами [1], в частности, посредством вдува или отсоса, изменения температуры обтекаемой поверхности или набегающего потока, создания продольных градиентов давления на внешней границе пограничного слоя, использования податливых или оребренных поверхностей, применения полимерных добавок и т. д. Одним из факторов, уменьшающих поверхностное трение и турбулентные пульсации, является подвод тепла в пограничный слой [2].

Подвод тепла в пограничный слой может осуществляться, в частности, за счет нагрева поверхности, при воздействии объемного источника тепла либо с помощью процесса горения как фактора, кардинально изменяющего структуру пограничного слоя и приводящего к значительному уменьшению коэффициента трения в ламинарном и турбулентном пограничных слоях [3]. Известно также [4], что при горении в пограничном слое в отсутствие градиента давления уменьшаются коэффициенты тепло- и массоотдачи по сравнению с изотермическим вдувом. Вследствие уменьшения локального числа Рейнольдса происходит ламинаризация течения [5].

В данной работе численно исследовалось влияние горения на коэффициенты трения на

пластине в ламинарном и турбулентном течениях и влияние повышенной степени турбулентности внешнего потока на процесс горения.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В математической модели использовалось приближение пограничного слоя. Система определяющих уравнений включала в себя: уравнение неразрывности

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

уравнение количества движения

$$\frac{\partial(\rho u u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v u)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left((\mu + \mu_t) \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad (2)$$

уравнение энергии

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u h)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v h)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial h}{\partial y} \right) + \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu}{Pr} \sum_{i=1}^{NS} \left(\frac{Pr}{Sc_i} - 1 \right) h_i \frac{\partial C_i}{\partial y} \right), \quad (3) \end{aligned}$$

уравнение переноса топлива

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u C_f)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v C_f)}{\partial y} = \\ = \frac{\partial}{\partial y} \left(\left(\frac{\mu}{Sc_f} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial C_f}{\partial y} \right) + R_{glob}, \quad (4) \end{aligned}$$

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (номер проекта 00-15-99090).

Система реакций догорания продуктов окисления метана
(единицы измерения: м, моль, с)

Реакция	Скорость прямой реакции		
	lg A	B	T _a
CO + OH → CO ₂ + H	6,602	0,5	0
CO ₂ + M → CO + O + M	12,0	0	50353,0
H + OH → H ₂ + O	6,903	1,0	3525,0
H ₂ O + M → OH + H + M	12,477	0	52870,0
H + HO ₂ → OH + OH	11,398	0	957,0
OH + H ₂ → H + H ₂ O	10,398	0	2618,0
H + O + M → OH + M	9,903	0	0
OH + O → H + O ₂	10,398	0	0
H + O ₂ + M → HO ₂ + M	9,176	0	503,5
OH + OH → H ₂ O + O	9,778	0	503,5

уравнение переноса i -го компонента смеси

$$\frac{\partial(\rho u C_i)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v C_i)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\left(\frac{\mu}{Sc_i} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial C_i}{\partial y} \right) + M_i \sum_{j=1}^{N_r} (\alpha''_{ij} - \alpha'_{ij})(R_j - R_{-j}). \quad (5)$$

Здесь u, v — компоненты скорости, x, y — координаты, ρ — плотность потока, μ, μ_t — молекулярная и турбулентная вязкость, h — энтальпия, Pr — число Прандтля, Pr_t, Sc_t — турбулентные числа Прандтля и Шмидта, Sc_i, Sc_f — числа Шмидта для i -го вещества и топлива, NS — количество компонентов в смеси, C_i — массовая концентрация i -го компонента смеси, C_f — массовая концентрация топлива в смеси, N_r — количество реакций, $\alpha'_{ij}, \alpha''_{ij}$ — стехиометрические коэффициенты i -го компонента в j -й реакции на стороне реагентов и продуктов соответственно, M_i — молекулярная масса i -го компонента смеси, R_{glob} — скорость глобальной реакции сгорания топлива,

$$R_j = k_j(T) \left(\frac{\rho}{M} \right)^{\alpha_j} \prod_{i=1}^{NS} \left(\rho \frac{C_i}{M_i} \right)^{\alpha'_{ij}}$$

— скорость прямой реакции j , R_{-j} — скорость обратной реакции, имеющая аналогичный вид, k_j — константа скорости реакции,

представленная в модифицированной аррениусовской форме: $k_j = AT^B \exp(-T_a/T)$, значения $\lg A, B$ и температуры активации T_a приведены в таблице, α_j — стехиометрический коэффициент третьего тела в реакции j (0 или 1).

Для расчетов турбулентных характеристик использовалась модификация Лэма — Бремхорста k - ε -модели турбулентности [6]: уравнение переноса кинетической энергии турбулентности

$$\frac{\partial(\rho u k)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v k)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right) + G_k - \rho \varepsilon, \quad (6)$$

уравнение для скорости диссипации кинетической энергии турбулентности

$$\frac{\partial(\rho u \varepsilon)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v \varepsilon)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + \frac{\varepsilon}{k} (C_1 f_1 G_k - C_2 f_2 \rho \varepsilon). \quad (7)$$

Здесь ε — скорость диссипации кинетической энергии турбулентности, k — кинетическая энергия турбулентности, $\mu_t = \rho C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$, $C_1 = 1,44$, $C_2 = 1,92$, $C_\mu = 0,09$, $\sigma_k = 1,0$, $\sigma_\varepsilon = 1,3$, $Pr_t = Sc_t = 0,9$, $G_k = \mu_t \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2$,

$Re_t = k^2 \rho / \mu \varepsilon$ — турбулентное число Рейнольдса, $Re_{t,y} = \sqrt{k} y \rho / \mu$ — турбулентное число Рейнольдса, построенное по расстоянию от стенки, $f_1 = 1 + (0,05/f_\mu)^3$, $f_2 = 1 - \exp(-Re_t^2)$, $f_\mu = (1 - \exp(-0,0165 Re_{t,y}^2))(1 + 20,5/Re_t)$.

Система уравнений (1)–(7) дополнялась уравнением состояния идеального газа

$$\rho = \frac{p}{RT \sum_{i=1}^{NS} C_i/M_i}$$

и дополнительными термодинамическими соотношениями, которые связывают энтальпию каждого компонента с температурой смеси:

$$h = \sum_{i=1}^{NS} h_i C_i, \quad h_i = \int_{T_0}^T c_{p,i}(T) dT + h_{0,i},$$

$h_{0,i}$ — энтальпия образования i -го компонента при температуре T_0 , $c_{p,i}$ — удельная теплоемкость i -го компонента при постоянном давлении.

Вязкость многокомпонентной смеси определялась по формуле Уилки [7]. Числа Шмидта отдельных веществ принимались постоянными. Горение моделировалось с помощью одной глобальной реакции $CH_4 + O_2 \rightarrow CO + H_2$ и кинетического механизма догорания водорода и оксида углерода [8]. Продукты реакции — CO , CO_2 , H_2O , O , H , H_2 , OH и HO_2 . Значения скорости глобальной реакции R_{glob} для различных топлив брали из [9].

Граничные условия следующие. Расчетная область — прямоугольник, нижняя сторона которого образована пористой пластиной, через которую вдувается инородный газ. Верхняя и правая стороны прямоугольника были открытыми и сообщались с атмосферным воздухом. Через левую боковую границу подавался однородный поток воздуха.

На входе в расчетную область задавались состав и температура газа, массовый расход J_0 , степень турбулентности Tu_0 . Профиль кинетической энергии турбулентности принимался однородным, значения кинетической энергии турбулентности рассчитывались по формуле $k_0 = 3/2 Tu_0^2 u_0^2$. Скорость диссипации определялась из соотношения $\varepsilon = C_\mu k_0^{3/2} / 0,03L$, где L — линейный масштаб. Поперечная компонента скорости рассчитывалась из уравнения неразрывности. Ламинарное течение рассчитывалось при скорости внешнего течения

0,06 м/с, турбулентное — при скорости внешнего течения 40 м/с.

Массовый поток $\overline{J_w}$ задавался постоянным вдоль пористой пластины. Массовая концентрация каждого компонента смеси определялась из условия баланса вещества на стенке

$$C_{i,w} = C_i' + \frac{\mu}{(\rho v)_w Sc_i} \left(\frac{\partial C_i}{\partial y} \right)_w,$$

где C_i' — концентрация в подводимом к пластине газе или жидкости. Энтальпия и, соответственно, температура поверхности определялись из условия теплового баланса

$$h_w = \frac{q_w}{(\rho v)_w} + h',$$

где h' — энтальпия подаваемого на пористую пластину газа.

Система уравнений (1)–(7) решалась методом контрольного объема [10]. В неоднородной сетке количество узлов по x и y было 60 и 80 соответственно.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Расчеты были выполнены в следующей последовательности.

1. Ламинарное течение: тестовые расчеты без вдува, расчеты при вдуве воздуха с относительным массовым расходом $\overline{J_w} = \frac{(\rho v)_w}{\rho_0 u_0} = 0,001$ и $\overline{J_w} = 0,01$, изотермический вдув метана с $\overline{J_w} = 0,001$ и $0,01$, горение метана при вдуве с $\overline{J_w} = 0,001$ и $0,01$.

2. Турбулентное течение: тестовые расчеты без вдува при степени турбулентности внешнего течения $Tu_0 = 10$ и 4% , расчеты при вдуве воздуха с $\overline{J_w} = 0,001$ и $0,01$ при $Tu_0 = 10$ и 4% , изотермический вдув метана с $\overline{J_w} = 0,001$ и $0,01$ при $Tu_0 = 10$ и 4% , горение метана с $\overline{J_w} = 0,001$ при $Tu_0 = 10$ и 4% .

В расчетах ламинарного течения число Рейнольдса Re_x , построенное по длине пластины, достигало значения 400. В тестовых расчетах без вдува распределение коэффициента трения

$$\frac{c_f}{2} = \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right)_w \frac{1}{\rho_\infty u_\infty^2}$$

(ρ_∞ , u_∞ — плотность и скорость внешнего течения) совпадало с решением уравнения Блазиуса $c_{f,0}/2 = 0,332 Re_x^{-0,5}$.

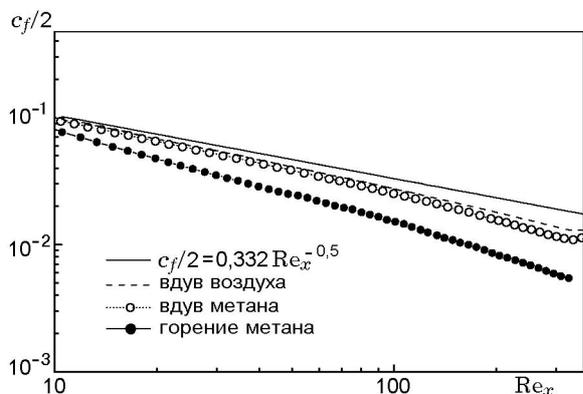


Рис. 1. Распределение коэффициентов трения по длине пластины при изотермическом вдуве воздуха, метана и при горении метана ($J_w = 0,01$)

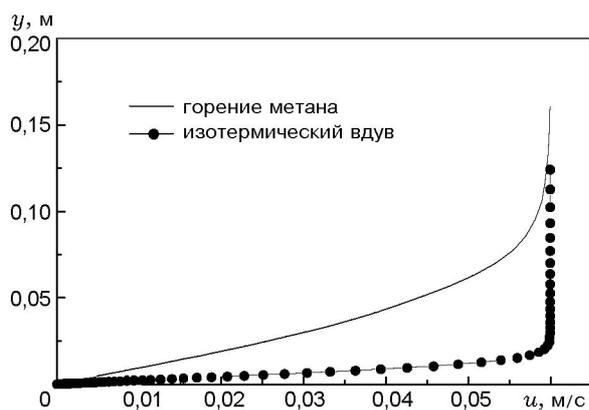


Рис. 2. Распределение продольной компоненты скорости по толщине ламинарного пограничного слоя при горении метана в сечении $x = 0,046$ м, $Re_x = 2 \cdot 10^2$

Существует обобщенное соотношение для расчета уменьшения поверхностного трения [11], основанное на систематизации имеющихся экспериментальных данных по вдуву различных газов в ламинарный пограничный слой на плоской пористой пластине, омываемой воздушным потоком:

$$\frac{c_f}{c_{f,0}} = 1 - 2,08 \left(\frac{M_2}{M_1} \right)^{1/3} \overline{J_w} \sqrt{Re_x}, \quad (8)$$

где M_1 , M_2 — молекулярные массы основного потока и вдуваемого газа, соответственно. Для рассматриваемых в данном исследовании условий параметр вдува $b = \overline{J_w} \frac{2}{c_{f,0}}$ при $\overline{J_w} = 0,01$ возрастал до 0,575. При таком значении b

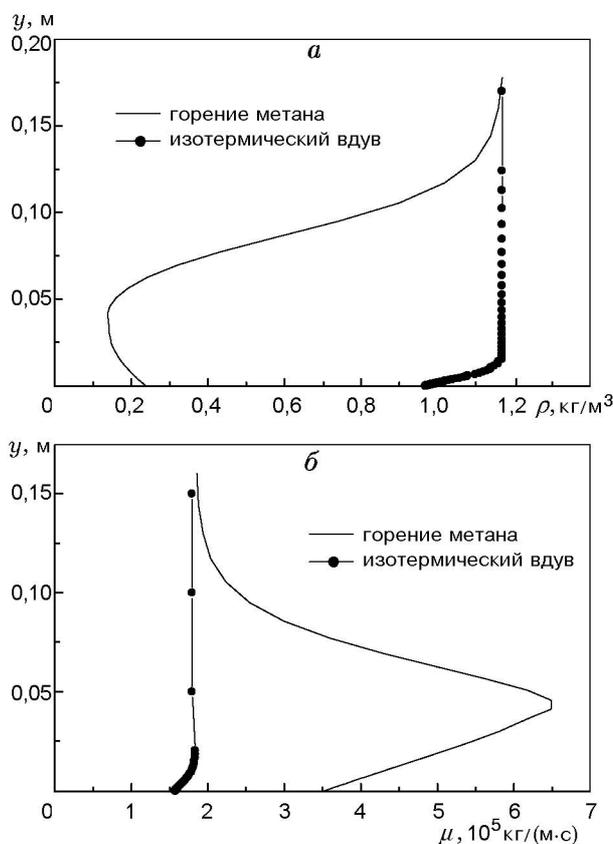


Рис. 3. Распределение плотности (а) и вязкости (б) смеси по толщине ламинарного пограничного слоя при горении метана в сечении $x = 0,046$ м, $Re_x = 2 \cdot 10^2$

максимальное снижение коэффициента трения при вдуве воздуха составляет $\approx 40\%$ [12], а при вдуве метана с таким же массовым расходом коэффициент трения должен уменьшиться максимально — на 50 %, что подтверждается выполненными расчетами (рис. 1).

При горении уменьшается локальное число Рейнольдса, увеличивается толщина пограничного слоя (рис. 2), изменяется распределение плотности поперек пограничного слоя (рис. 3, а). Уменьшение плотности вблизи стенки существенно больше (в 5 раз), чем увеличение вязкости (в 1,6 раза) — см. рис. 3, б. Вследствие этого снижение коэффициента трения при горении более значительное, чем при изотермическом вдуве метана (см. рис. 1). В приближении пограничного слоя невозможно рассчитать течение в области критического вдува, когда происходит полное отеснение потока от стенки, но из приведенных на рис. 1

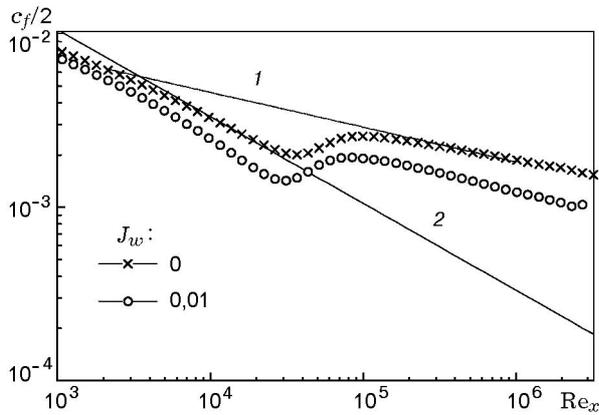


Рис. 4. Распределение коэффициентов трения в турбулентном пограничном слое без вдува и при вдуве метана:

точки — расчет; линии: 1 — $c_{f,0}/2 = 0,0288 \text{Re}_x^{-0,2}$, 2 — $c_{f,0}/2 = 0,332\text{Re}_x^{-0,5}$

данных видно, что область критических вдувов должна достигаться значительно раньше по числу Рейнольдса, чем при изотермическом вдуве или, тем более, для непроницаемой пластины.

Результаты тестовых расчетов для турбулентного пограничного слоя на непроницаемой пластине совпадают со стандартной зависимостью $c_{f,0}/2 = 0,0288\text{Re}_x^{-0,2}$ (рис. 4).

В турбулентном течении нет такой определенной зависимости для уменьшения трения вследствие вдува инородного газа, как для ламинарного течения (8). При инертном вдуве метана с относительным массовым расходом $\overline{J_w} = 0,001$ в турбулентный поток коэффициенты трения уменьшаются примерно на 30 %, а ламинарно-турбулентный переход происходит при тех же числах Рейнольдса, что и в отсутствие вдува. Известно, что изотермический вдув изменяет распределение турбулентных пульсаций в пограничном слое, отодвигая область максимальных пульсаций от стенки [13]. Вдув более легкого газа может привести к уменьшению максимального значения турбулентных пульсаций не более чем на 15 % [14]. При повышении степени турбулентности внешнего потока коэффициенты теплоотдачи и, соответственно, коэффициенты трения возрастают не более чем на 20 %, а ламинарно-турбулентный переход происходит при меньших числах Рейнольдса [15].

При горении наблюдаются значительное (на порядок) уменьшение коэффициента тре-

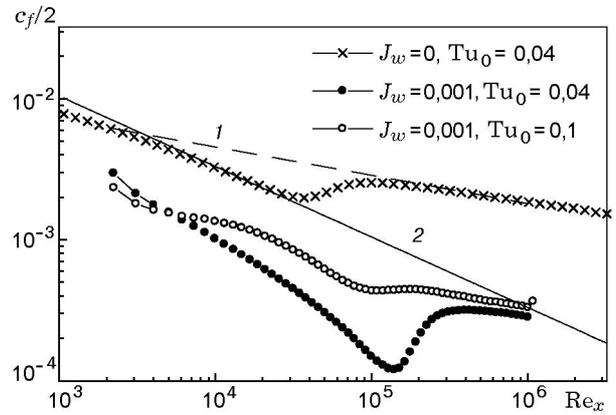


Рис. 5. Распределение коэффициентов трения по длине пластины при изотермическом вдуве и горении метана:

точки — расчет; линии: 1 — $c_{f,0}/2 = 0,0288 \text{Re}_x^{-0,2}$, 2 — $c_{f,0}/2 = 0,332\text{Re}_x^{-0,5}$

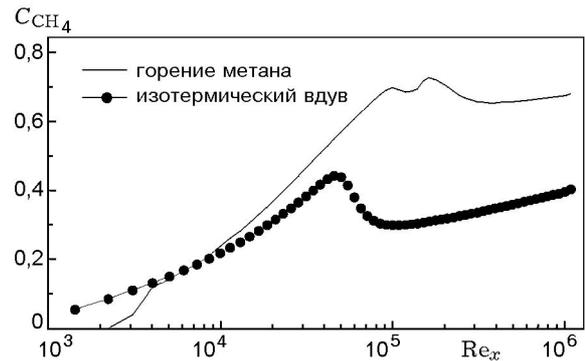


Рис. 6. Распределение концентрации метана на стенке пластины при изотермическом вдуве и при горении

ния, увеличение критического числа Рейнольдса и затягивание ламинарно-турбулентного перехода, причем значения коэффициента трения даже в турбулентной области лежат ниже полуэмпирической зависимости для ламинарного пограничного слоя (рис. 5). Из рис. 5 также видно, что увеличение степени турбулентности внешнего потока при горении несколько увеличивает коэффициент трения по сравнению с низкотурбулентным потоком, но их значения, тем не менее, остаются на порядок меньше, чем в инертном потоке.

При данных условиях ($u_0 = 40 \text{ м/с}$, $\text{Re}_x \leq 10^6$, $\overline{J_w} = 0,001$) параметр вдува $b = \overline{J_w} \frac{2}{c_{f,0}}$ достигает значения 0,55, значительно меньшего критического (минимальное значение крити-

ческого параметра соответствует вдуву гелия $b^* = 1,5$ [13], при вдуве метана $b^* = 5,86$). При горении параметр вдува $b_1 = \frac{2}{j_w c_f}$ достигает значения 3,3, т. е. происходит приближение к области критического вдува, что подтверждается распределением концентрации метана на пластине, значение которой увеличиваются в два раза и приближаются к единице (рис. 6).

ВЫВОДЫ

С помощью модифицированной двухпараметрической модели турбулентности и кинетической модели химических превращений рассмотрено влияние горения на коэффициенты трения. Выполнено сравнение с результатами расчетов изотермического вдува и полуэмпирическими зависимостями для непроницаемой пластины.

Показано, что при вдуве и горении в ламинарном и турбулентном потоках происходит более интенсивное отеснение течения от стенки, чем при вдуве в изотермический поток, в результате чего сопротивление трения уменьшается почти на порядок. Горение в турбулентном потоке даже при повышенной степени турбулентности внешнего течения приводит к ламинаризации и затягиванию ламинарно-турбулентного перехода. При этом область критического вдува может быть достигнута при меньших параметрах вдува b , чем при инертном вдуве.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Современное состояние теории управления пограничным слоем** / В. Б. Амфилохийев, Л. С. Артюшков, Б. А. Барбанель, А. И. Короткин, К. М. Мазаев, Л. И. Мальцев, Б. Н. Семенов. СПб.: СПМБМ «Малахит», 2000.
2. **Казаков А. В., Коган М. Н., Курячий А. П.** Влияние на трение локального подвода тепла в турбулентный пограничный слой // Изв. АН. Механика жидкости и газа. 1997. № 1. С. 48–56.
3. **Волчков Э. П., Терехов В. В., Терехов В. И.** Структура пограничного слоя с горением водорода при различных интенсивностях вдува // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 3. С. 20–29.
4. **Boyarshynov B. F., Volchkov E. P., Terekhov V. I.** Flow structure and heat and mass transfer in a boundary layer with ethanol combustion // Flame structure. Novosibirsk: Nauka, 1991. V. 1. P. 141–146.
5. **Волчков Э. П., Дворников Н. А., Перепечко Л. Н.** Математическое моделирование турбулентного горения этанола у проницаемой поверхности // Тепломассобмен ММФ-96: Тр. III Минского междунар. форума по тепломассообмену. Минск, 1996. Т. 1, ч. 1. С. 74–78.
6. **Lam C. K. G., Brehmhorst K. A.** Modified form of the $(k - \epsilon)$ -model predicting wall turbulence // J. Fluids Eng. 1981. V. 103. P. 456–460.
7. **Лалин Ю. В., Стрелец М. Х.** Внутренние течения газовых смесей. М.: Наука, 1989.
8. **Волчков Э. П., Дворников Н. А., Перепечко Л. Н.** Сравнение различных методов моделирования турбулентного горения в пограничном слое // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 4. С. 37–42.
9. **Oka S., Sijercic M., Stefanovic P., et al.** Mathematical modeling of complex turbulent flows (Recent achievements of the vinya institute) // Russian J. Eng. Thermophys. 1994. V. 4, № 3. P. 245–284.
10. **Патанкар С., Сполдинг Д.** Тепло- и массообмен в пограничных слоях: Пер. с англ. М.: Энергия, 1971.
11. **Gross S. F., Hartnett J. P., Masson D. J., Gazley C. Jr.** A review of boundary binary layer characteristics. Project RAND, Research Memorandum, RN-2516, 1959.
12. **Себиси Т., Брэдшоу П.** Конвективный теплообмен: Пер. с англ. М.: Мир, 1987.
13. **Ерошенко В. М., Зайчик Л. И.** Гидродинамика и тепломассообмен на проницаемых поверхностях. М.: Наука, 1984.
14. **Волчков Э. П., Перепечко Л. Н.** Исследование процессов тепломассообмена в пограничном слое со вдувом и испарением // IV Минский междунар. форум «Тепломассобмен ММФ-2000». Минск, 2000. Т. 1. С. 408–415.
15. **Дыбан Е. П., Эпик Э. Я., Супрун Т. Т.** Особенности теплообмена в области ламинарно-турбулентного перехода при повышенной степени турбулентности потока // Тепломассобмен ММФ-96: Тр. III Минского междунар. форума. Минск, 1996. Т. 1, ч. 2. С. 112–116.

Поступила в редакцию 24/IV 2002 г.,
в окончательном варианте — 8/I 2003 г.