

**ТУРБУЛЕНТНАЯ ЗАТОПЛЕННАЯ ПРИСТЕННАЯ СТРУЯ
ВОЗДУХА НА ВЫГОРАЮЩЕЙ ГРАФИТОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ**

Э. П. Волчков, П. В. Никитин

(Новосибирск)

Исследуется пристенный турбулентный пограничный слой в затопленной струе воздуха, распространяющейся вдоль выгорающей графитовой стенки. Для исследования тепломассообмена и трения в пограничном слое применяется метод расчета, основанный на решении интегральных соотношений импульсов и энергии с использованием консервативных свойств пристенного турбулентного пограничного слоя [1].

Обозначения

x — продольная координата,	ψ_1 — энтальпийный фактор,
y — поперечная координата,	K — приведенная концентрация i -го компонента,
s — высота щели,	τ — касательное напряжение,
δ — толщина пограничного слоя,	b — параметр проницаемости,
δ^* — толщина вытеснения,	C_1 — формпараметр,
δ^{**} — толщина потери импульса,	μ — коэффициент динамической вязкости,
ω — скорость,	c_f — коэффициент трения,
j — поперечный поток вещества,	Ψ — относительный коэффициент трения.
ρ — плотность,	
T — температура,	
i — полная энтальпия,	
ψ — температурный фактор,	

Индексы

w — параметры на стенке, 0 — параметры на внешней границе пограничного слоя, ∞ — параметры вне потока, s — параметры в щели.

1. Интегральные характеристики пристенного пограничного слоя. Рассмотрим турбулентную струю газа, вытекающую из щели и распространяющуюся вдоль поверхности (фиг. 1). Из окружающего пространства газ подсасывается и перемешивается со вдуваемым газом. Обтекаемая поверхность может вступать в химические реакции с газовым потоком, в связи с чем на стенке создается поперечный поток вещества $j_w = \rho_w w_w$. На стенке нарастает пристенный пограничный слой толщиной δ . На внешней границе этого слоя значение скорости равно максимальному в этом сечении $\partial w_x / \partial y = 0$.

Проинтегрируем уравнение движения пограничного слоя по оси y от $y = 0$ до $y = \delta$

$$\rho w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + \rho w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} = \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad (1.1)$$

с учетом уравнения неразрывности

$$\frac{\partial \rho w_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho w_y}{\partial y} = 0 \quad (1.2)$$

и граничных условий для рассматриваемого случая

$$\begin{aligned} \tau &= \tau_w, \quad w_x = 0, \quad \rho w_y = j_w \quad (y = 0) \\ \tau &= 0, \quad w_x = w_0 = f(x) \quad (y = \delta) \end{aligned} \quad (1.3)$$

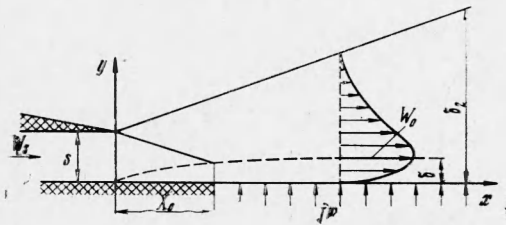
В результате получим интегральное соотношение импульсов пограничного слоя на проницаемой стенке в затопленной струе

$$\frac{dR^{**}}{dX} + \left(1 + \frac{\delta^*}{\delta^{**}} - \frac{\delta}{\delta^{**}}\right) \frac{R^{**}}{W_0} \frac{dW_0}{dX} = \frac{c_{f1}}{2} (1 + b_1) R_s W_0 \quad (1.4)$$

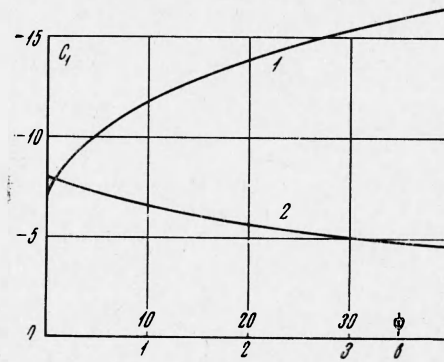
$$W_0 = \frac{w_0}{w_s}, \quad X = \frac{x}{s}, \quad c_{f1} = \frac{2\tau_w}{\rho_0 w_0^2} \quad (1.5)$$

$$\delta^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{\rho w}{\rho_0 w_0}\right) dy, \quad \delta^{**} = \int_0^\delta \frac{\rho w}{\rho_0 w_0} \left(1 - \frac{w}{w_0}\right) dy, \quad b_1 = \frac{j_w^2}{\rho_0 w_0 C_{f1}} \quad (1.6)$$

Здесь δ^* , δ^{**} — толщина вытеснения и толщина потери импульса пограничного слоя соответственно, c_{f1} — локальный коэффициент трения, рассчитанный по максимальной скорости в рассматриваемом сечении, b_1 — параметр проницаемости стенки.



Фиг. 1



Фиг. 2

Вязкость газа на внешней границе пристенного пограничного слоя в общем случае может изменяться. В интегральном соотношении (1.4) при переходе к безразмерным величинам удобно воспользоваться постоянным значением вязкости, так как она входит под знак дифференциала. Поэтому в рассматриваемом случае использовалась вязкость газа в щели. Соответственно определяются числа Рейнольдса, построенные по толщине потери импульса и щели

$$R^{**} = \frac{\rho_0 w_0 \delta^{**}}{\mu_s}, \quad R_s = \frac{\rho_s w_s s}{\mu_s}$$

Обозначим для краткости записи

$$C_1 = 1 + \frac{\delta^*}{\delta^{**}} - \frac{\delta}{\delta^{**}} \quad (1.7)$$

Для решения интегрального соотношения (1.4) необходимо иметь закон изменения максимальной скорости по длине, закон трения, значение фактора проницаемости b_1 и значение формпараметра C_1 .

1. В затопленной плоской струе, распространяющейся в пространстве, заполненном газом той же плотности ($\rho_s = \rho_\infty$), максимальная скорость изменяется по степенному закону [1, 2]

$$W_0 = C_2 X^a \quad (1.8)$$

2. Принимаем закон трения в пристенном пограничном слое в форме [3, 4]

$$\frac{c_{f1}}{2} = AR^{**m} \left(\frac{\mu_w}{\mu_s} \right)^m \Psi^r, \quad \Psi^r = \left(\frac{c_{f1}}{c_{i0}} \right)_{R^{**}} = \left(\frac{S_1}{S_0} \right)_{R^{**}} \quad (1.9)$$

Здесь μ_w — динамическая вязкость на стенке, Ψ^r — относительный закон теплообмена и трения; для развитого турбулентного течения [3] при $R^{**} < 10^4$ имеем $A = 0.0128$, $m = 0.25$.

В однородном дозвуковом пограничном слое, когда температура стенки выше температуры обтекающего газа ($\psi_1 > 1$), можно воспользоваться предельным относительным законом [3]

$$\Psi^r = \frac{4}{b_1(\psi_1 - 1)} \left\{ \arctg \left[\frac{b_1}{(\psi_1 - 1)(b_1 + 1)} \right]^{1/2} - \arctg \left[\frac{b_1 \psi_1}{\psi_1 - 1} \right]^{1/2} \right\}^2 \left(\psi_1 = \frac{i_w}{i_0} \right) \quad (1.10)$$

Здесь i_w и i_0 — полная энтальпия газа на стенке и на внешней границе пристенного пограничного слоя.

3. Если химические реакции на стенке идут в диффузионной области (процесс определяется скоростью диффузии, а не скоростью химической реакции), то параметр проницаемости b_1 можно выразить через приведенные весовые концентрации химических элементов, вступающих в реакцию [5, 6]. Приведенная концентрация — концентрация рассматриваемого химического элемента независимо от того, в каком состоянии он находится (свободный или в химическом соединении).

В случае взаимодействия графита с кислородом, содержащимся в потоке газа, когда на стенке ($T_w \geq 1500^\circ \text{K}$) идет реакция



параметр проницаемости, следуя работам [5, 6], определяется по приведенным концентрациям окислителя $K(0)_w$ и по приведенным концентрациям углерода $K(C)$

$$b_1 = \frac{K(C)_w}{K(0)_w} - 1, \quad \frac{b_1}{1 + b_1} = K(C)_w \quad (1.12)$$

Для диффузионного режима горения, когда идет реакция (1.11) на стенке, имеем

$$K(C)_w = \frac{1}{2} K(\text{CO})_w, \quad K(0)_w = \frac{1}{2} K(\text{CO})_w \quad (1.13)$$

И окончательно из равенств (1.12) и (1.13) получаем выражение для параметра проницаемости

$$b_1 = \frac{K(C)_w}{K(0)_w} K(0)_w = \frac{3}{4} K(0)_w \quad (1.14)$$

Равенство (1.14) получено при условиях подобия процессов теплообмена и трения, т. е. $\frac{1}{2} c_{f1} = S_1$. Тогда для струи воздуха, распространяющейся в пространстве, заполненном воздухом, $K(0)_w = 0.232$

$$b_1 = \frac{i_w}{\rho_0 w_0 S_1} = \frac{i_w}{\rho_0 w_0} \frac{2}{c_{f1}} = 0.173, \quad S_1 = \frac{i_w}{\rho_0 w_0 b_1} \quad (1.15)$$

Здесь S_1 — диффузионное число Стантона, рассчитанное по скорости на внешней границе пристенного пограничного слоя.

4. В работе [1] показано, что при обтекании непроницаемой стенки в изотермических условиях формпараметр $C_1 = -8$. Найдем влияние на C_1 неизотермичности и проницаемости стенки. Для этого проанализируем, как изменяются интегральные характеристики пограничного слоя

$$\frac{\delta^*}{\delta} = \int_0^1 \left(1 - \frac{\rho}{\rho_0} \omega\right) d\eta, \quad \frac{\delta^{**}}{\delta} = \int_0^1 \frac{\rho}{\rho_0} \omega (1 - \omega) d\eta \quad (1.16)$$

Здесь $\omega = w_x / w_0$, $\eta = y / \delta$.

Распределение плотностей по сечению пограничного слоя находится из уравнения состояния идеального газа и условия подобия профилей скоростей и температур в пристенном пограничном слое [3]

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \psi + (1 - \psi) \omega, \quad \psi = \frac{T_w}{T_0} \quad (1.17)$$

Принимая $\omega = \eta^{1/2}$ и интегрируя выражения (1.16), с учетом (1.17) имеем

$$\frac{\delta^*}{\delta} = 1 - 7 \left[\frac{\psi^7}{(1 - \psi)^8} \ln \psi + \sum_{\nu=3}^6 \frac{(-1)^\nu \psi^\nu}{(7 - \nu)(1 - \psi)^{\nu+1}} \right] \quad (1.18)$$

$$\frac{\delta^{**}}{\delta} = 7 \left[\frac{\psi^7}{(1 - \psi)^8} \ln \psi + \frac{\psi^7}{(1 - \psi)^8} + \sum_{\nu=0}^6 \frac{(-1)^\nu \psi^\nu}{(7 - \nu)(8 - \nu)(1 - \psi)^{\nu+1}} \right] \quad (1.19)$$

Для анализа влияния массообмена на проницаемой стенке на интегральные характеристики пограничного слоя воспользуемся профилем скорости, полученным для этого случая в работе [7] при $\rho = \text{const}$

$$\omega = 1 - \sqrt{\Psi^2 + b} (1 - \omega_0) + 1/4 b (1 - \omega_0)^2 \quad (1.20)$$

Здесь $\omega_0 = \eta^{1/2}$ — распределение скоростей в изотермическом пограничном слое на непроницаемой пластине. В этом случае относительный закон теплообмена и трения [7]

$$\Psi = (1 - 1/4 b)^2, \quad b = b_1 \Psi = \frac{i_w}{\rho_0 w_0} \frac{2}{c_{f_0}} \quad (1.21)$$

Тогда из уравнений (1.16) и (1.20) находим зависимость интегральных характеристик пограничного слоя от вдува

$$\frac{\delta^*}{\delta} = \frac{1}{8} \left(\sqrt{\Psi^2 + b} - \frac{b}{18} \right) \quad (1.22)$$

$$\frac{\delta^{**}}{\delta} = \frac{1}{8} \left(\sqrt{\Psi^2 + b} - \frac{b}{18} \right) - \frac{1}{36} (\Psi + b) + \frac{1}{240} \sqrt{\Psi^2 + b} - \frac{b^2}{5280} \quad (1.23)$$

На фиг. 2 кривая 1 — зависимость формпараметра C_1 от фактора неизотермичности (при $b = 0$) и от вдува (при $\psi = 1$); кривая 2 — расчет по формулам (1.16) — (1.23).

Интегральное соотношение импульсов (1.4) совместно с законом трения (1.9) представляет собой линейное дифференциальное уравнение.

В общем виде его решение

$$R^{**} = W_0^{-C_1} \left[A(m+1) R_s \int_{X_0}^X W_0^{C_1(m+1)+1} (1+b_1) \Psi \left(\frac{\mu_w}{\mu_s} \right)^m dX + (R^{**} W_0^{C_1})_{X_0}^{1+m} \right]^{(1+m)^{-1}} \quad (1.24)$$

При $b = \text{const}$ и при постоянной температуре стенки $\Psi = \text{const}$. Тогда на основном участке течения ($X \gg X_0$) из уравнения (1.24) с учетом (1.8) получаем

$$R^{**} = \left[\frac{A(m+1) R_s \Psi (1+b_1) C_2 X^{a+1}}{a C_1 (m+1) + a + 1} \left(\frac{\mu_w}{\mu_s} \right)^m \right]^{(m+1)^{-1}} \quad (1.25)$$

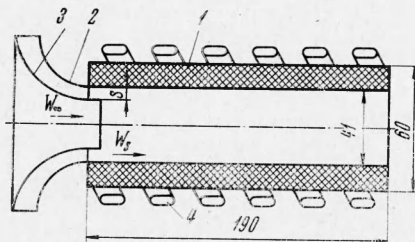
Подставляем выражение (1.25) в закон трения (1.9) и, используя соотношение $S_1 = 1/2 c_f P^{-0.6}$, окончательно получаем

$$S_1 = \frac{A \Psi [a C_1 (m+1) + a + 1]^n}{[A(m+1) R_s \Psi (1+b_1) C_2 X^{a+1}]^n P^{0.6}} \left(\frac{\mu_w}{\mu_s} \right)^n, \quad n = \frac{m}{m+1} \quad (1.26)$$

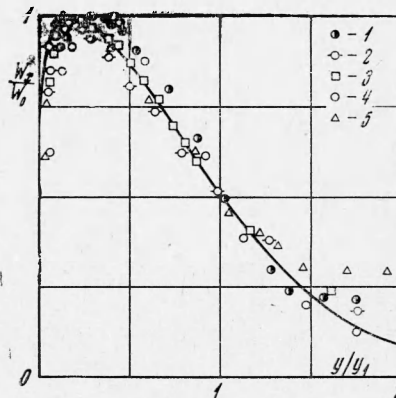
Для практических расчетов удобнее пользоваться числом Стантона, которое определяется по параметрам в щели. В этом случае

$$S_2 = \frac{i_w}{\rho_s w_s b_1} = S_1 W_0 = S_1 C_2 X^a \quad (1.27)$$

2. Экспериментальное исследование. Опыты проводились на установке с индукционным нагревом графитового канала. Общее описание установки дано в работе [5]. Схема рабочего участка, на котором проводились опыты, представлена на фиг. 3. В качестве рабочих участков использовались цилиндрические образцы 1 с внутренним диаметром 41 мм, наружным — 60 мм и длиной 190 мм. Образцы из-



Фиг. 3



Фиг. 4

готавливались из графита, плотность которого была $\gamma = 1895 \text{ кг/м}^3$.

Струя воздуха подавалась в канал через кольцевую тангенциальную щель шириной $s = 2.08 \text{ мм}$, образованную двумя соосно установленными соплами 2 и 3. Из окружающего пространства воздух подсасывался в канал через внутреннее сопло 3. Газ из канала выбрасывался в атмосферу. Расход воздуха, подаваемого в щель, измерялся с помощью ротаметров. Температура воздуха во всех опытах практически не изменялась $T_s = T_\infty \approx 290^\circ \text{ К}$.

Сначала была проведена серия тарировочных опытов в изотермических условиях при отсутствии химических реакций на стенке. Целью этих опытов было получение характеристик пристенной струи и сопоставление с известными данными. В экспериментах число Рейнольдса по щели R_s изменялось от $3.6 \cdot 10^3$ до $17 \cdot 10^3$, что соответствовало изменению скорости w_s от 26.2 до 124 м/сек. При этом за счет эжекции воздуха из окружающего пространства относительная скорость была $w_s / w_\infty = 3.8 \div 4$.

Измерение профилей скорости струи в изотермических условиях проводилось с помощью трубки полного напора. Трубка имела эллипсообразное сечение высотой 0.25 мм и шириной 1 мм. Она вводилась в канал через паз шириной 10 мм. Измерения производились у противоположной стенки. Перемещения трубки в вертикальном и горизонтальном направлениях осуществлялись координатником с ценой деления 0.05 мм.

Приводим результаты измерений, а также сравнение с опытами в пристенной струе на плоской пластине [2]. На фиг. 4 кривая есть профиль скорости Глауэрта [3] в пристенной струе, точкам 1, 2, 3 (измерения в трубе) и точкам 4, 5 работы [2] (измерения на пластине) соответствуют следующие значения параметров:

точки	1	2	3	4	5
$X =$	11.3	56.9	32.7	9.6	73
$w_s =$	26.2	48.8	124	30.2	64.4 м/сек
$W_0 =$	28.5	31	93	32.6	28.7
$y_1 =$	3.3	10.5	6.8	2.16	10.9 мм

Видно, что профили скоростей пристенной струи, полученные в данной работе при течении в трубе ($s / D_0 = 0.0508$), хорошо согласуются с профилями скоростей в плоской струе [2, 3]. Значению поперечной координаты y_1 на фиг. 4 соответствует точка, скорость в которой равна половине максимальной в рассматриваемом сечении.

Экспериментальные результаты по измерению максимальной скорости пристенной струи в трубе хорошо описываются зависимостью

$$W_0 = 3.6 X^{-0.45} \quad (2.1)$$

полученной в работе [2] для плоского течения в диапазоне изменения относительной скорости вдува $3 < w_s / w_\infty < 9$. По-видимому, в рассматриваемом случае (при $s / D_0 = 0.0508$ и $x / D_0 \leq 5$) поперечная кривизна не оказывает существенного влияния на характеристики пристенной струи и течение в ней подобно плоскому.

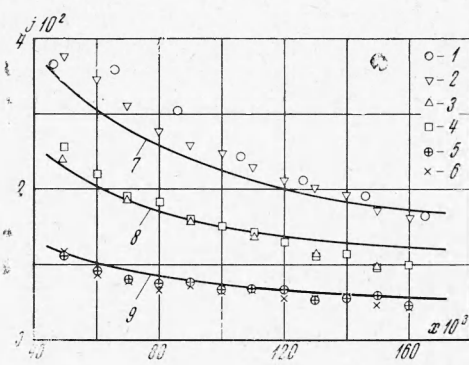
Далее проводилось исследование теплообмена в пристенной струе воздуха на выгорающей поверхности в цилиндрическом графитовом канале. В этом случае графитовый образец 1 (фиг. 3) разогревался до температуры $T_w = 1900 \div 2000^\circ \text{K}$ с помощью индуктора 4 от высокочастотной установки. Это соответствовало слабому изменению энтальпийного фактора $8.3 \leq \psi_1 \leq 8.7$. Температура графитовой стенки измерялась оптическим пирометром ОППИР-017. Неравномерность распределения температуры стенки по длине от 30 до 170 мм не превышала 6%. При температуре стенки $T_w > 1500^\circ \text{K}$ реакция (1.11) идет к диффузионной области. Во время разогрева графитового канала до рабочей температуры, а также во время охлаждения в конце опыта через щель в канал подавался инертный газ (азот или аргон), а внутреннее сопло 3 плотно закрывалось профилированной вставкой. Это делалось для того, чтобы исключить возможное выгорание поверхности во время разогрева и охлаждения. Когда образец разогревался до заданной температуры, вставка из сопла 3 убиралась и вместо инертного газа в щель подавался воздух.

За время опыта ($\tau = 80 \div 200$ сек) унос графита составлял $1 \div 2$ мм на сторону. После опыта образец разрезался на цилиндрические секции шириной 10 мм. Толщина выгорания определялась по измерениям начального и конечного внутреннего диаметра. Измерения конечного внутреннего диаметра выполнялись на компараторе с ценой деления 1 мк.

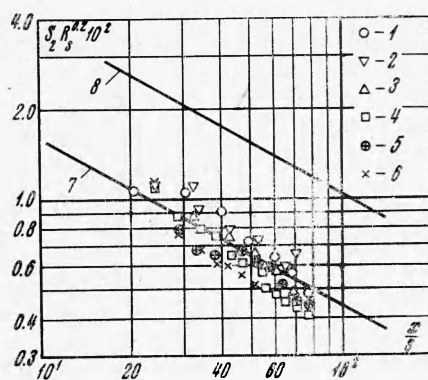
Массовый поток вещества на стенке определялся из соотношения

$$j_w = \frac{\delta \gamma}{\tau} = \frac{\gamma(D^* - D_0)}{2\tau} \quad (2.2)$$

Здесь δ — толщина выгоревшего слоя графита, γ — плотность графита, τ — время выгорания, D^* — конечный диаметр, D_0 — начальный диаметр.



Фиг. 5



Фиг. 6

Экспериментальные значения критерия Стантона рассчитывались по формуле

$$S_2 = \frac{j_w}{\rho_s w_s b_1} \quad (2.3)$$

где значение параметра b_1 определялись по (1.15).

Для того чтобы провести расчет по формулам (1.26) и (1.27), необходимо знать закон изменения максимальной скорости и значение формпараметра C_1 . В условиях проведения экспериментов параметр проницаемости был мал $b = b_1 \Psi < 0.1$. Значение $C_1 \approx -11$ определяем по графику на фиг. 2 только в зависимости от фактора неизотермичности ψ . Тогда, используя это значение C_1 и закон изменения максимальной скорости (2.1), из уравнений (1.26) и (1.27) получаем

$$S_2 R_s^{0.2} = \frac{0.12}{X^{0.56} P^{0.6}} \left(\frac{\mu_w}{\mu_s} \right)^{0.2} \Psi^{0.8} \quad (2.4)$$

В этом случае Ψ определяется по формуле (1.10) и принимается, что числа Прандтля и Шмидта равны. На фиг. 5 представлена интенсивность выгорания $j_w 10^2$ кг/сек · м² графита по длине канала $x 10^3$ м в затопленной пристенной струе воздуха для трех различных скоростей в щели. На всех режимах было проведено по два опыта. Точки 1, 2, 3, 4, 5, 6 соответствуют следующим значениям параметров:

точки	1	2	3	4	5	6
w_s	114	113.4	59.6	72.7	27.4	25.95
T_w	1923	1928	1938	1988	1997	1959

Кривые 7, 8, 9 на фиг. 5 — расчет по формуле

$$j_w = \frac{0.12b_1\rho_s w_s \Psi^{0.5}}{X^{0.56} R_s^{0.2} P^{0.6}} \left(\frac{\mu_w}{\mu_s} \right)^{0.2} \quad (2.5)$$

при скоростях в щели соответственно 114,66,26.7 м/сек.

Эти же опытные данные приведены на фиг. 6. Как видно, при такой обработке они хорошо обобщаются. Обозначения опытных точек 1, 2, 3, 4, 5, 6 здесь те же, что и на фиг. 5. Сплошная линия 7 — расчет по формуле (2.4) при $\psi_1 = 8.5$. Для сравнения приведена расчетная кривая 8 в изотермических условиях при $\psi_1 = 1$. Видно, что неизотермичность в рассматриваемом случае уменьшает интенсивность тепломассообмена более чем в два раза по сравнению с изотермическим обтеканием.

Поступила 3 III 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Волчков Э. П., Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Взаимодействие затопленной турбулентной струи с твердой стенкой. ПМТФ, 1965, № 2.
2. Seban R. A., Bask L. H. Velocity and temperature profiles in a wall jet. Internat. J. Heat and Mass Trans., 1961, vol. 3, No. 4.
3. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Турбулентный пограничный слой сжимаемого газа. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1962.
4. Леонтьев А. И., Миронов Б. П. Распространение предельных относительных законов трения и теплообмена на неизотермическое течение газа с конечными числами Рейнольдса. ПМТФ, 1965, № 5.
5. Леонтьев А. И., Волчков Э. П., Зауличный Е. Г., Синайко Е. И. Экспериментальное определение скорости уноса графита в условиях существенной неизотермичности. Физика горения и взрыва, 1967, № 2.
6. Л и з. Конвективный теплообмен при наличии подвода вещества и химических реакций. Сб. «Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций», М., Изд-во иностр. лит., 1962.
7. Пристенная турбулентность. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1968.
8. Glaucert M. The wall jet. J. Fluid Mech., 1956, vol. 1, pt. 6.