

## ТЕПЛОТДАЧА В ПРИСТЕННОЙ СТРУЕ ПРИ ВЫСОКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ СПУТНОГО ПОТОКА

В. П. Лебедев, В. В. Леманов, С. Я. Мисюра, В. И. Терехов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск

Исследован теплообмен при распространении струи в спутном потоке в широких диапазонах изменения параметра вдува ( $m = U_s/U_0 < 1$  и  $m > 1$ ) и степени турбулентности потока ( $Tu_0 = 0,2 \div 25 \%$ ). Экспериментально показано, что при  $m < 1$  увеличение турбулентности на 1 % приводит к увеличению теплообмена на 1 % и при расчете теплообмена необходимо учитывать адиабатическую температуру стенки и относительную функцию теплообмена. В режиме  $m > 1$  степень турбулентности потока не влияет на теплообмен и расчет теплоотдачи можно проводить по закономерностям, характерным для струйных течений.

Пристенные струи находят широкое применение в современных аппаратах и технологиях. Одной из актуальных задач при этом является определение теплообмена между газовым потоком и стенкой канала с целью нахождения предельных температур и тепловых потоков на поверхности. Теплообмен в пристенных струях исследован достаточно подробно в низкотурбулентном потоке [1, 2], когда степень турбулентности не превышает  $4 \div 5 \%$ , теплоотдача же в реальных аппаратах часто осуществляется при высокой интенсивности пульсаций скорости. Так, в камерах сгорания газотурбинных и ракетных двигателей степень турбулентности может достигать  $30 \div 40 \%$ .

В ряде работ [3–5] изучалось влияние турбулентности в щели на закономерности распространения пристенной струи. Установлено, что воздействие турбулентности простирается в основном в пределах начального участка. Исследование теплообмена в пристенной струе при повышенной турбулентности внешнего потока ( $Tu_0 = 9,3 \%$ ) рассмотрено в [6]. Отмечено значительное (до 70 %) влияние внешней турбулентности на начальном участке и слабое ниже по потоку. Опыты [6] проведены в условиях, когда в качестве основного потока использовался начальный участок затопленной струи. Однако законы вырождения турбулентности в струях заметно отличаются от законов вырождения в каналах. Коэффициент теплоотдачи определялся при температуре вдуваемого газа, равной температуре основного потока. В [7] проводился численный расчет влияния турбулентности потока на теплообмен в пристенной спутной струе. Методом Патанкара — Сполдинга решалась стационарная двумерная задача с модифицированной моделью длины пути смешения. При максимальной турбулентности 20 % увеличение теплоотдачи составило  $70 \div 100 \%$  ( $U_s/U_0 = 0,5$ ;  $T_s/T_3 = 0,3$ ), что свидетельствует о значительном влиянии турбулизации потока на теплообмен. Как известно, максимальный эффект воздействия интенсивности турбулентности на теплообмен при течении на пластине и в трубе составляет  $20 \div 50 \%$ .

Коэффициент теплоотдачи при вдуве газа в пограничный слой определяется по разности между температурой стенки в условиях теплообмена  $T_w$  и температурой адиабатической стенки при подаче вдуваемого газа  $T_{wa}$ :

$$\alpha = q_w / (T_w - T_{wa}). \quad (1)$$

Интегральное соотношение энергии для пограничного слоя со вдувом имеет такой же вид, как и для варианта без вдува, если толщину потери энергии  $\delta_r^{**}$  и число Стантона

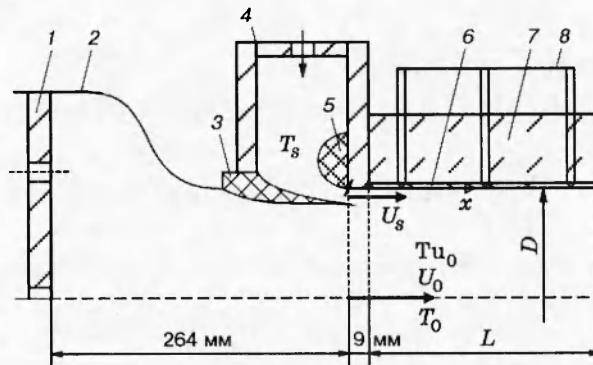


Рис. 1

$St = \alpha / \rho_0 c_p U_0$  определять с учетом температуры адиабатической стенки. В этом случае экспериментальные результаты описываются степенным законом теплообмена [1]. Данные по теплоотдаче в [6] получены при  $T_s = T_0$ , а в [7]  $St$  определялось по разности между температурой стенки  $T_w$  и температурой потока  $T_0$ . Таким образом, отсутствуют данные по теплоотдаче, найденные с учетом температуры адиабатической стенки.

В то же время необходимо знать, останется ли степенной закон теплообмена консервативным в условиях воздействия повышенной турбулентности. Ответам на эти вопросы и посвящена настоящая работа, где приведены результаты экспериментального исследования влияния уровня начальной турбулентности основного потока на теплообмен между пристенной спутной струей и твердой стенкой.

Схема рабочего участка представлена на рис. 1. Опыты проведены в цилиндрическом канале 6 (диаметр  $D = 80$  мм, длина  $L = 250$  мм, толщина стенки 2 мм). Пристенная струя создавалась подачей воздуха из камеры вдува 4 через тангенциальную кольцевую щель высотой  $s = 2$  мм. Разделитель 3 изготовлен из капрлона, обтекатель 5 — из текстолита. Параметры основного потока: скорость  $U_0 = 15$  м/с, число Рейнольдса  $Re_0 = \rho_s U_0 D / \mu_0 = 8 \cdot 10^4$ , температура  $T_0 \approx 300$  К, степень турбулентности  $Tu_0 = 0,2 \div 20$  %. Параметры пристенной струи: скорость  $U_s = 3 \div 30$  м/с, число Рейнольдса  $Re_s = \rho_0 U_s s / \mu_s = 700 \div 6700$ , температура  $T_s \approx 363$  К, степень турбулентности  $Tu_s = 5 \div 7$  %. Диапазон соотношения скоростей струи и потока  $m = U_s / U_0 = 0,2 \div 2$ . Генератор турбулентности (перфорированная шайба) 1 устанавливался в форкамере аэродинамической установки перед конфузуром 2 со степенью поджатия 7,2, расстояние от турбулизатора до рабочего участка 264 мм. Степень турбулентности в основном потоке 7, 12, 15, 20 % соответственно при числе отверстий 25, 13, 7, 4 в турбулизаторе (диаметр отверстий 14 мм). При установке мелкоячеистой сетки вместо перфорированной шайбы турбулентность составляла 0,2 %. Профиль скорости в пограничном слое основного потока в сечении вдува аппроксимировался степенной зависимостью: для  $Tu_0 = 0,2$  % толщина вытеснения  $\delta^* = 0,37$  мм,  $1/n = 1/7$ , для  $Tu_0 = 20$  %  $\delta^* = 2,6$  мм,  $1/n = 1/14$ . Профиль скорости на выходе из кольцевой щели параболический, толщина пограничного слоя равна половине высоты щели.

В опытах выполнялось условие  $q_w = \text{const}$ , тепловой поток создавался омическим нагревом стенки канала, максимальная плотность теплового потока составляла  $5000$  Вт/м<sup>2</sup>. Рабочий канал изготовлен из нержавеющей стали и покрыт слоем теплоизолятора 7. С целью снижения продольных перетечек тепла в нескольких сечениях по длине цилиндра по периметру выполнены канавки глубиной 1 мм. Температурные измерения осуществлялись хромель-копелевыми термопарами 8, изготовленными из проволоки диаметром

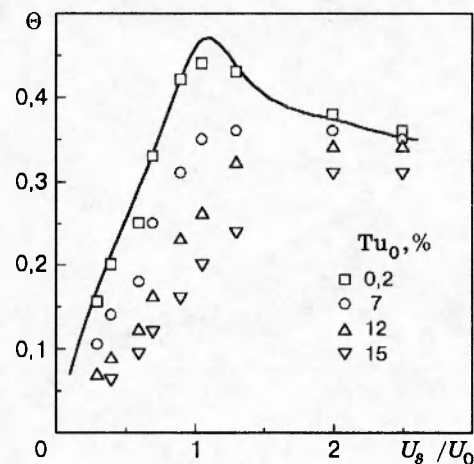


Рис. 2

0,2 мм. ТермоЭДС измерялась ампервольтметром Ф30 с погрешностью 0,1%. Линейная зависимость температуры от термоЭДС аппроксимировалась по тарифовочным данным с погрешностью 0,15 °С. Среднеквадратичное значение погрешности измерения температуры в диапазоне 15 ÷ 100 °С составляло 3 ÷ 0,3%. Мощность, выделяемая электронагревателем, измерялась ваттметром типа Д57 класса точности 0,1. Потери теплового потока за счет излучения, теплопередачи через теплоизолятор и торцевые поверхности канала составляли 6%. При определении  $St$  вводилась поправка на влияние неизотермичности в соответствии с [1]. Оценка среднеквадратичного значения погрешности измерения коэффициента теплоотдачи 5 ÷ 7%, числа Стантона 6 ÷ 8%.

Определение турбулентных характеристик проводилось с помощью автоматизированного комплекса на базе термоанемометра постоянной температуры DISA 55M [8]. Оценка среднеквадратичного значения погрешности для степени турбулентности, проведенная в [8] в диапазоне  $Tu = 0,2 \div 20\%$ , составила 5 ÷ 13%. При этом среди всех составляющих наибольшее значение имели погрешности из-за нестабильности тарифовочной характеристики датчика, высокой степени турбулентности и несовершенства средств измерений.

В [9, 10] установлено, что интенсивность турбулентности внешнего течения оказывает существенное влияние на температуру адиабатической поверхности при развитии пристенных струй в каналах. Количественно воздействие внешней турбулентности на процессы смешения пристенной струи и основного потока определяется параметром  $m$ . Опытные данные по эффективности завесы представлены на рис. 2. Видно, что в низкотурбулентном потоке параметр эффективности  $\Theta = (T_{wa} - T_0)/(T_s - T_0)$  монотонно возрастает с увеличением скорости вдува вторичного потока до  $m \approx 1$ , где эффективность имеет максимальное значение. При дальнейшем увеличении  $m$  параметр эффективности завесы уменьшается, асимптотически приближаясь к его значению при  $m \approx 0,6$ . Здесь же линией представлена расчетная зависимость, полученная для низкотурбулентного потока [2] при  $K_1 = (\Delta x/ms)Re_s^{-0,25} = 14$  ( $\Delta x = x - x_0$ ,  $x$  — продольная координата,  $x_0$  — длина начального теплового участка). Видно, что экспериментальные результаты при  $Tu_0 = 0,2\%$  удовлетворительно согласуются с расчетными [2].

Повышенная внешняя турбулентность значительно ухудшает защитные свойства газовой завесы в широком диапазоне  $m$  (по сравнению с данными для  $Tu_0 = 0,2\%$ ). Кроме того, поведение завесы в высокотурбулентном потоке качественно отличается: параметр эффективности завесы монотонно растет с увеличением  $m$  во всем измеренном диапазоне

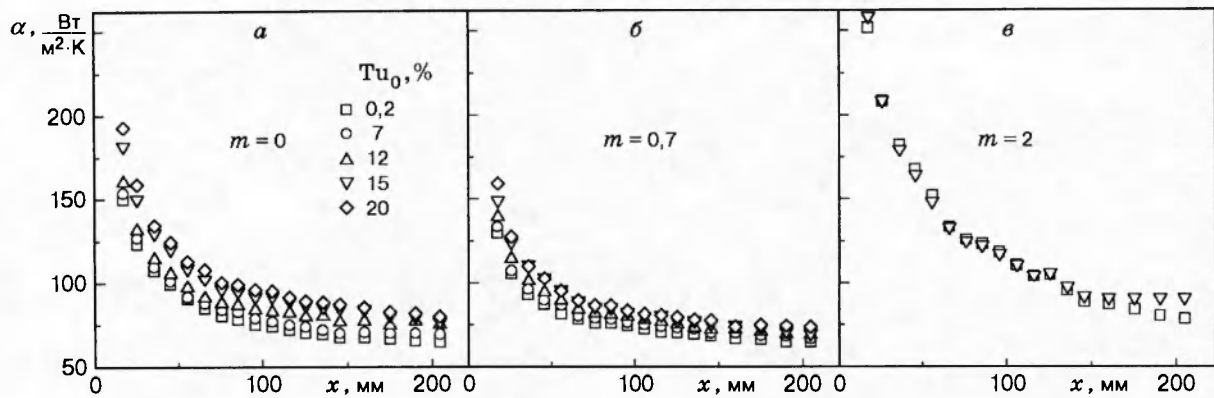


Рис. 3

скорости вдува вторичного потока. Даже при  $m > 1$ , в отличие от низкотурбулентного потока, эффективность завесы продолжает расти, асимптотически приближаясь к значению  $\Theta$  при  $Tu_0 = 0,2\%$ . Начиная с  $m = 2 \div 2,5$ , эффективность завесы для турбулизованного внешнего потока практически перестает зависеть от скорости вдуваемого газа. Поэтому дальнейшее увеличение расхода газа, подаваемого на охлаждение, не приведет к заметному изменению защитных свойств завесы, и, следовательно, такие режимы энергетически неэкономичны.

Влияние степени турбулентности потока на коэффициент теплоотдачи, определенный по формуле (1) с учетом температуры адиабатической стенки, для трех значений параметра вдува представлено на рис. 3 ( $x$  — продольная координата, отсчитываемая от сечения вдува). Эксперименты проводились в два этапа. Сначала в поток с температурой  $T_0$  подавалась пристенная струя с температурой  $T_s$  при фиксированном  $m$  и измерялась температура адиабатической стенки цилиндра  $T_{wa}$ . Затем цилиндр нагревался и измерялась температура стенки  $T_w$ . Параметр эффективности  $\Theta$ , определенный по  $T_{wa}$ , удовлетворительно согласуется с опытными данными, полученными в цилиндре с теплоизолированными стенками [10] в исследованном диапазоне  $Tu_0$ . Из рис. 3 следует, что турбулизация потока увеличивает коэффициент теплоотдачи на  $20 \div 30\%$  только при  $m < 1$ . В случае, когда скорость струи превышает скорость потока ( $m = 2$ ), коэффициент теплоотдачи практически не зависит от интенсивности турбулентности потока. Это свидетельствует о том, что турбулентность, индуцированная пристенной струей, является буфером, препятствующим проникновению вихрей, генерируемых основным потоком.

Влияние турбулентности внешнего потока на закон теплообмена в пристенной струе при  $m < 1$  представлено на рис. 4. В опытах число Стантона определялось с учетом (1), число Рейнольдса ( $Re_T^{**} = \rho_0 U_0 \delta_T^{**} / \mu_0$ ) находилось из интегрального уравнения сохранения энергии в соответствии с выражением  $Re_T^{**} = \alpha x / c_p \mu_0$ . Линией на рис. 4 представлен степенной закон теплообмена для пристенной турбулентности [1]:

$$St = 0,0128 Re_T^{** - 0,25} Pr^{-0,75}. \quad (2)$$

Видно, что в потоке с низкой турбулентностью эксперимент описывается формулой (2). Анализ опытных данных при  $m = 0$  и  $Tu_0 = 0,2\%$  показывает, что различие между экспериментальным и теоретическим значением  $St$  составляет менее  $5\%$  ( $Re_T^{**} > 250$ ). Это значение может служить оценкой погрешности определения  $St$ . Отклонение опытных точек от (2) при  $Re_T^{**} < 250$  связано с влиянием предыстории потока. Изменение степени турбулентности от  $0,2$  до  $20\%$  приводит к увеличению  $St$  при  $m = 0$  на  $24 \div 28\%$ , при  $m = 0,7$  на  $18 \div 22\%$ . Возрастание  $St$  на  $18 \div 28\%$  при степени турбулентности  $20\%$  заметно

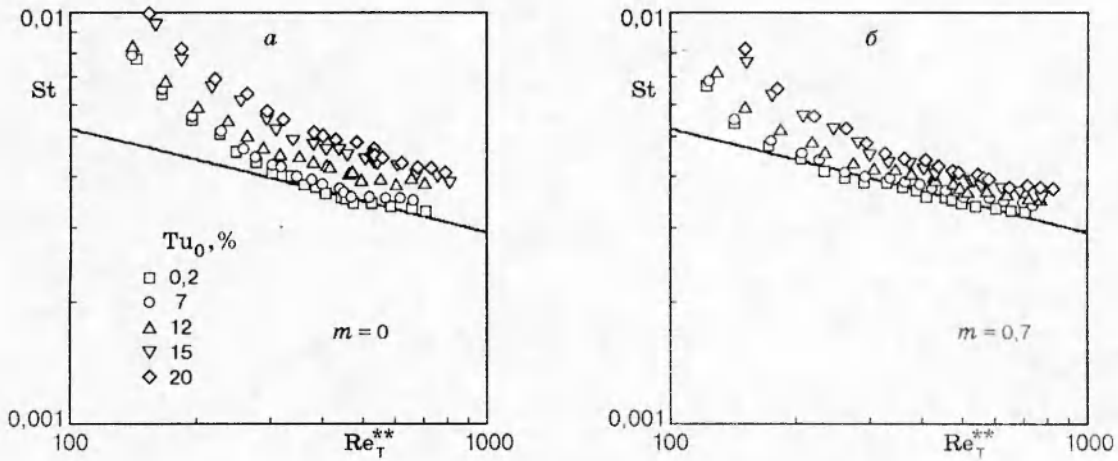


Рис. 4

превышает погрешность измерения  $St$ . Данные по теплообмену в зоне завесы ( $m = 0,7$ ) расслаиваются по параметру  $Tu_0$ , хотя в законе теплообмена (2) учтена адиабатическая температура стенки. Таким образом, несмотря на то что в законе теплообмена (2)  $St$  и  $Re_T^{**}$  определены с учетом  $T_{wa}$ , этого недостаточно для обобщения опытных данных при вариации степени турбулентности потока, и необходимо применять относительную функцию теплообмена, учитывающую турбулилизацию потока.

Влияние внешней турбулентности на относительную функцию теплообмена  $\Psi = (St/St_0)$  при  $Re_T^{**} = idem$  для двух режимов иллюстрируется на рис. 5. В опытах  $St_0$  — число Стантона при степени турбулентности 0,2%. Как видно из рисунка, рост интенсивности турбулентности до 20% приводит к увеличению  $\Psi$  при  $m = 0$  на 26%, при  $m = 0,7$  на 20%. В зоне, где не влияют начальные условия, относительная функция теплообмена не зависит от  $Re_T^{**}$ . Следовательно, относительный закон теплообмена при воздействии внешней турбулентности может аппроксимироваться зависимостью [1]

$$\Psi_{Tu} = (St/St_0)_{Re_T^{**}=idem} = 1 + aTu_0, \tag{3}$$

где  $a = 0,013$  при  $m = 0$ ;  $a = 0,01$  при  $m < 1$ .

Известно, что при больших параметрах вдува ( $m > 1$ ) определяющими являются струйные закономерности. Влияние повышенной турбулентности на теплообмен в этом

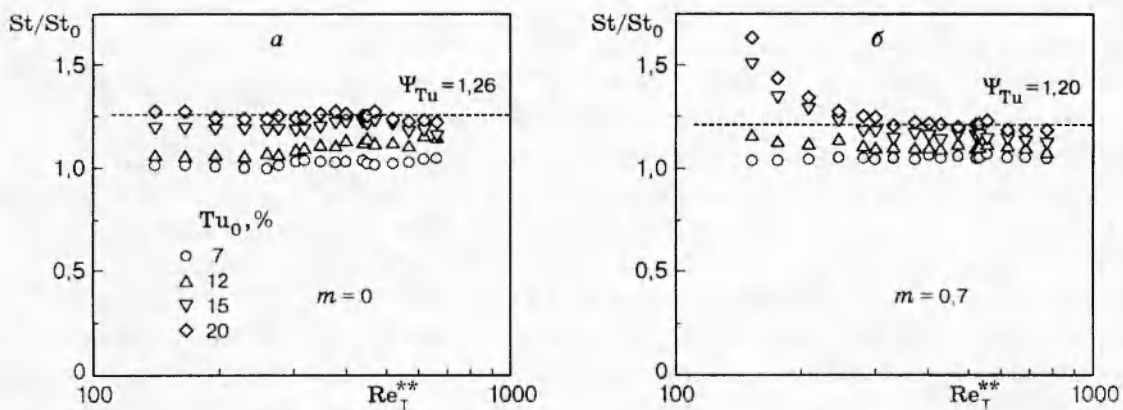


Рис. 5

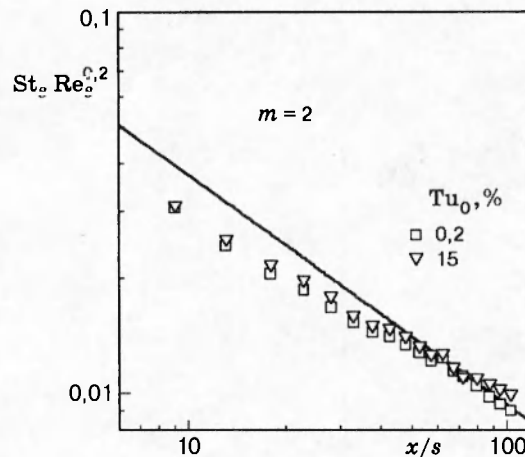


Рис. 6

случае представлено на рис. 6, где  $St_s = \alpha / \rho_s c_p U_s$  ( $\alpha$  определено по формуле (1)). Линия соответствует закону теплообмена для пристенной струи [1]:

$$St_s = 0,12 Re_s^{-0,2} (x/s)^{-0,6} Pr^{-0,6}. \quad (4)$$

Видно, что интенсивность турбулентности в такой обработке не влияет на закон теплообмена. Консервативность закона теплообмена (4) по отношению к турбулентности внешнего потока соответствует данным по эффективности при  $m > 2$  (см. рис. 2). Турбулизация набегающего потока при  $m > 2$  слабо влияет как на параметр эффективности завесного охлаждения, так и на закон теплообмена. В данном случае энергия турбулентных молей потока становится значительно меньше кинетической энергии пристенной струи. Пристенный пограничный слой достаточно устойчив к возмущениям во внешнем потоке, и теплообмен определяется струйными закономерностями.

Воздействие турбулентности спутного потока на процесс теплового смешения с пристенной струей носит двойкий характер. С одной стороны, турбулизация существенно влияет на слой смешения, в результате чего безразмерная температура адиабатической стенки может измениться более чем в 2 раза. С другой стороны, пристенный теплообмен более консервативен, и его изменение не превышает  $20 \div 30\%$ . Воздействие турбулентности набегающего потока на теплообмен существенно при соотношении скоростей  $m < 1$ . В этом случае влияние турбулентности на теплообмен необходимо учитывать через адиабатическую температуру стенки в законе теплообмена для пристенных процессов (2) и относительную функцию теплообмена в форме (3). При  $m > 1$  расчет теплообмена можно проводить по зависимости (4), характерной для пристенных струй.

В данной работе исследовано влияние на теплообмен в пристенной струе степени турбулентности основного потока и параметра вдува. Как показано в [1], применение степенного закона теплообмена (2) и относительной функции  $\Psi$  для пристенной турбулентности позволяет учесть совместное воздействие нескольких факторов, например: продольного градиента давления, неизотермичности и сжимаемости. При параметре вдува  $m < 1$ , когда преобладают закономерности пристенной турбулентности, использование относительной функции (3) может позволить оценить уровень теплообмена для более широкого класса турбулентных течений (например, для сверхзвукового высокотурбулентного потока). Как известно, турбулентность характеризуется несколькими параметрами, основными из которых являются интенсивность турбулентности и интегральный масштаб. С этой точки

зрения требуется исследовать влияние начального интегрального масштаба турбулентности (для основного потока он составлял  $5 \div 10$  мм) на теплообмен в пристенной струе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-02-19122а).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергоатомиздат, 1985.
2. Волчков Э. П. Пристенные газовые завесы. Новосибирск: Наука, 1983.
3. Кэкер, Уайтло. Влияние высоты щели и интенсивности турбулентности потока в щели на эффективность пленочного охлаждения двумерной пристенной струи с плотностью, равной плотности набегающего потока // Теплопередача. 1968. Т. 90, № 4. С. 110–116.
4. Садовников Г. И., Смольский Б. М., Щитников В. К. Теплообмен плоской пластины в пристенной струе с различными начальными уровнями турбулентности // Исследование явлений переноса в сложных системах. Минск, 1974. С. 81–91.
5. Стердженс. Учет турбулентности завесы при расчете эффективности завесного охлаждения в камерах сгорания газотурбинных двигателей // Энергетические машины и установки. 1980. Т. 101, № 3. С. 9–22.
6. Глазков В. В., Гусева М. Д., Жестков Б. А., Лукаш В. П. О влиянии начальной турбулентности на эффективность охлаждения проницаемых стенок // Инж.-физ. журн. 1979. Т. 36, № 6. С. 965–971.
7. Spalding D. V. Boundary layer theory applied to film cooling processes // Progress Heat Mass Transfer. 1971. V. 4. P. 279–296.
8. Леманов В. В., Мисюра С. Я. Измерения в двухмерном турбулентном потоке с помощью автоматизированного термоанемометра // Изв. СО АН СССР. Сиб. физ.-техн. журн. 1991. Вып. 3. С. 112–115.
9. Лебедев В. П., Леманов В. В., Мисюра С. Я., Терехов В. И. Эффективность завесы в высокотурбулентном потоке при больших параметрах вдува защитной струи // ПМТФ. 1994. Т. 35, № 1. С. 48–52.
10. Lebedev V. P., Lemanov V. V., Misyura S. Ya., Terekhov V. I. Effect of flow turbulence on film cooling efficiency // Int. J. Heat Mass Transfer. 1995. V. 38, N 11. P. 2117–2125.

*Поступила в редакцию 14/VI 1996 г.,  
в окончательном варианте — 9/VIII 1996 г.*