

УДК 532.526.5.011.6

ТЕПЛООБМЕН ПРИ ДОЗВУКОВОМ ТЕЧЕНИИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ГАЗА В ПРОСТРАНСТВЕННЫХ КРИВОЛИНЕЙНЫХ КАНАЛАХ

АЛАВЕРДОВ С. Н., ВАТАЖИН А. Б., СЕПШ В. А.

Выполнено экспериментальное исследование теплообмена при дозвуковом течении высокотемпературного газа ($T^* \sim 2000$ К) в криволинейном канале прямоугольного сечения. Для измерения локальных тепловых потоков в стенки канала использовался модифицированный градиентный метод, состоящий в секционировании стенок тонкими кольцевыми теплоизоляционными перегородками, измерении температуры в верхнем (газ) и нижнем (охладитель) сечениях образованных модулей и определении на основе этих измерений локального теплового потока q_w , исходя из предположения об однородности теплового поля в модуле. Проведено теоретическое и экспериментальное обоснование этого метода и подтверждена целесообразность его использования в режиме интенсивного охлаждения стенок канала.

С помощью указанного метода найдены поля локальных тепловых потоков q_w на всей поверхности канала. Проинтегрированные потоки q_w с точностью до 5% совпали с независимо определяемым суммарным увеличением теплосодержания воды в каналах охлаждения.

Принципиальная особенность проведенных исследований — большая относительная кривизна поворотной секции, приводящая к образованию интенсивной отрывной зоны на выпуклой (внутренней) стенке канала.

Рассмотрены три варианта каналов, различающихся установкой за поворотным участком длинной или короткой секций, а также короткой секции с поджатием потока.

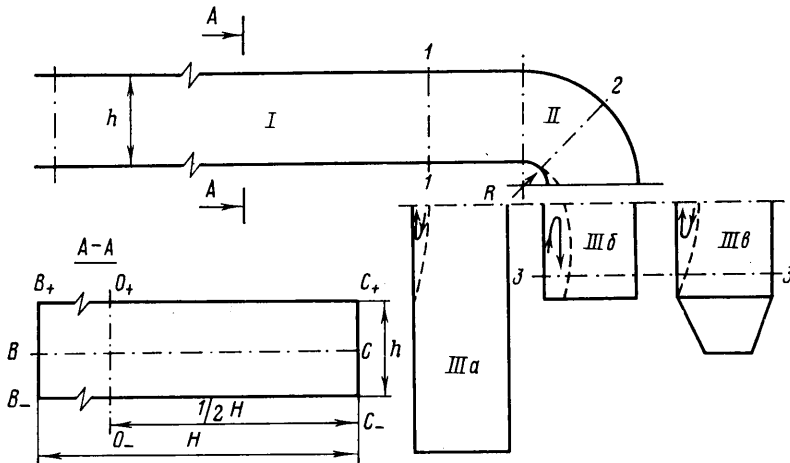
Обнаружена и объяснена тесная взаимосвязь особенностей полей q_w с гидродинамическими эффектами — отрывом и присоединением потока, вторичными эффектами в поворотном участке, образованием незамкнутой отрывной зоны в короткой выходной секции, локализацией этой зоны при поджатии выходного участка, специфическими эффектами движения газа вблизи пересечения поверхностей.

1. Постановка задачи и экспериментальная модель. При исследовании теплообмена в криволинейных каналах (см., например, [1–6]) ранее были рассмотрены методические аспекты измерений тепловых потоков, определены интегральные тепловые характеристики каналов, найдены поля локальных тепловых потоков в каналах специальной геометрии, изучены некоторые особенности формирования тепловых пограничных слоев на криволинейных поверхностях.

В данной работе анализируются следующие менее изученные вопросы: методика измерения полей локальных тепловых потоков на всей поверхности криволинейных каналов; теплообмен в каналах с большой кривизной поворотной секции, когда развиваются интенсивные замкнутая или незамкнутая отрывные зоны; особенности теплообмена, обусловленные вторичными течениями.

Для решения практических задач и создания методов расчета течения газа и теплообмена в трехмерных каналах необходимы экспериментальные исследования наиболее характерных особенностей таких течений. Это создает особые требования к выбору экспериментальной модели и измерительных методов.

Рассмотрим криволинейный канал прямоугольного сечения, показанный на фиг. 1, с геометрическими параметрами $H/h=5$, $h/R=4$. Большая относительная кривизна поворотного участка приводит к отрыву потока



Фиг. 1

на выпуклой (внутренней) стенке радиуса R . Вытянутость поперечного сечения канала позволяет в первом приближении рассматривать течение вблизи линии $O-O_+$ как плоское. Однако вблизи боковых стенок $B-B_+$ и $C-C_+$ проявляются характерные вторичные эффекты.

Экспериментальный канал устанавливался за успокоительной камерой, в которую высокотемпературный воздух попадал из анодного сопла электродугового подогревателя. Выхлоп горячего газа осуществлялся в атмосферу.

Эксперименты проводились при следующих параметрах: расход газа $G \approx 100$ г/с, температура торможения на входе в канал $T_0^* = 1200-3000$ К (соответственно энтальпия торможения $h_0^* = 1200-4000$ Дж/г), давление торможения $p_0^* = 1,1 \cdot 10^5$ Н/м². Число Рейнольдса, определенное по входным параметрам и гидравлическому диаметру, и число Маха составляли $1-5 \cdot 10^4$ и 0,3.

Для гидродинамических течений в таких каналах характерны следующие особенности.

1. Наличие трех участков: участка I (до поворотной секции), на котором происходит формирование потока, поворотного участка II, осуществляющего поворот потока на 90° , и выходного участка III трех модификаций ($a-\varepsilon$), соответствующих длинному, короткому и короткому с дополнительным поджатием каналам.

2. Возникновение в области II на внутренней стенке отрывной зоны, которая частично располагается на участке III и замкнута в случае a , не замкнута для короткого выходного участка δ и снова замкнута при поджатии выходного сечения (вариант ε).

3. Возникновение вторичных течений вследствие перепада давления $p_+ - p_-$ между вогнутой (внешней) стенкой радиуса $R+h$ и внутренней стенкой.

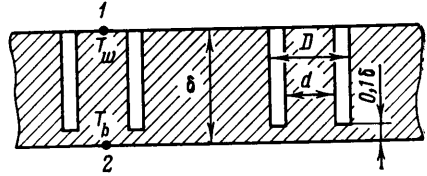
4. Возрастание уровня турбулентности по направлению к внешней стенке и высокий начальный уровень турбулентности, обусловленный работой электродугового подогревателя.

Гидродинамика таких течений изучалась в [7, 8]; ею определяются особенности тепловых полей, которые рассматриваются ниже.

Все стенки канала имели независимые секции охлаждения. В процессе экспериментов измерялись: расход газа G ; давление и энтальпия торможения на входе p_0^* , h_0^* и в выходном сечении канала p_e^* , h_e^* ; распределения статических давлений p_+ , p_- в точках O_+ и O_- по длине модели; расход и температура охлаждающей жидкости (воды) для каждой охлаждающей секции.

2. Методика измерения. Для определения локальных тепловых потоков в стенке канала по всей их поверхности q_w использовался модифицированный градиентный метод, отличающийся высокой чувствительностью, относительной простотой реализации, возможностью увеличивать разрешающую способность [9, 10].

В экспериментах применялась модульная конструкция теплового датчика, показанная на фиг. 2. Для этого в заданном месте стенки просверливалось сквозное отверстие диаметром D . В него вставлялся стержень (из того же материала, что и стенка) меньшего диаметра d ($D/d=1,16$) длиной δ . Стержень со стороны охлаждения заваривался тонким швом. Образовавшийся кольцевой зазор высотой $0,9\delta$ заполнялся специальным термостойким материалом с коэффициентом теплопроводности на 2 порядка меньшим, чем для материала стенки.



Фиг. 2

Температуры T_1 и T_2 в точке 1 на омываемой газом поверхности и в точке 2 на поверхности охладителя измерялись с помощью хромель-копелевых термопар. Выводы термопар со стороны горячего газа производились через теплоизоляционные зазоры. В экспериментах разность температур $T_1 - T_2$ составляла не менее 100 К, поэтому относительная погрешность ее измерения была невелика.

Локальный тепловой поток в стенку (в соответствии с предположением о реализации одномерного теплового потока вследствие установки теплоизоляционного кольцевого зазора) определялся по формуле

$$q_w = \lambda(T_1 - T_2) / \delta \quad (2.1)$$

где λ — коэффициент теплопроводности материала стенки.

Остановимся на условиях применимости формулы (2.1). Прежде всего заметим, что секционирование стенки даже бесконечно тонкими теплоизоляционными перегородками в случае, когда исходное распределение теплового потока в стенке не одномерное (имеются перетекания тепла в направлениях, перпендикулярных нормали к поверхности), изменяет распределение температуры в стенке и, как следствие, распределение q_w вдоль поверхности. На бесконечно тонкой перегородке температура в общем случае оказывается разрывной величиной. Искажение температурного поля при введении таких перегородок отсутствует, если только исходное температурное поле близко к одномерному, что выполняется при условии $\delta/l \rightarrow 0$, где δ — толщина стенки, l — характерный размер изменения q_w .

Пусть выполняются условия

$$\delta/l \sim 1, \quad \gamma = q_* \delta / \lambda T_b \ll 1, \quad q_* = \max |q_w(\Sigma)| \quad (2.2)$$

Здесь T_b — температура охлаждаемой поверхности, Σ — точка на обращенной к газу поверхности. При неоднородной функции $q_w(\Sigma)$ тепловой поток в стенке неоднороден, существенны перетекания тепла и распределение $T_w(\Sigma)$ неоднородно. Однако справедлива оценка

$$T_w(\Sigma) \sim T_b(1 + O(\gamma)) \quad (2.3)$$

показывающая, что нагрев стенки незначителен. При секционировании такой стенки системой бесконечно тонких непроводящих перегородок распределения температуры в стенке и на ее поверхности изменяются, но по-прежнему остается справедлива оценка (2.3).

Поясним сказанное с помощью решения модельной задачи для плоского участка стенки $0 < x < l$, $0 < y < \delta$, верхняя поверхность которого воспринимает заданный тепловой поток $q_w(x)$ из газа, нижняя имеет постоянную

температуру T_b (температуру охладителя), а боковые сечения теплоизолированы.

Распределение температуры в стенке $T(x, y)$ является решением задачи

$$\Delta T=0; 0 < x < l, y = \delta: \lambda \partial T / \partial y = q_w(x) \quad (2.4)$$

$$0 < x < l, y = 0: T = T_b; x = 0, x = l: \partial T / \partial x = 0$$

и имеет вид

$$\frac{T - T_b}{T_b} = \Theta(x, y) = \frac{f_0}{2} \frac{y}{\delta} + \frac{l}{\delta} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{f_k \operatorname{sh}(k\pi l^{-1}y) \cos(k\pi l^{-1}x)}{k\pi \operatorname{ch}(k\pi l^{-1}\delta)} \quad (2.5)$$

$$f(x) = \frac{q_w(x) \delta}{\lambda T_b} = \gamma \frac{q_w(x)}{\max[q_w(x)]}$$

$$f_m = \frac{2}{l} \int_0^l f(x) \cos(m\pi l^{-1}x) dx, \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

В предельной ситуации $\delta/l \rightarrow 0$ получаем формулу

$$T - T_b = T_b f(x) y / \delta \quad (2.6)$$

соответствующую одномерному тепловому потоку. При малых γ справедлива оценка (2.3).

Решение задачи (2.4) для стенки секционированной бесконечно тонкими теплоизоляционными перегородками в сечениях $x = x_i$ ($0 < x_i < l$, $i = 1, \dots, n$), находится путем применения формул (2.5) к каждому модулю. С каждой стороны перегородки $\partial T / \partial x = 0$ при $x = x_i$. Температура на линиях $x = x_i$ терпит разрыв. Полученное составное решение существенно отличается от (2.5), хотя оба решения характеризуются одинаковой средней температурой

$$s(y) = \frac{1}{l} \int_0^l \left[\frac{T(x, y) - T_b}{T_b} \right] dx = \frac{y}{\delta} \left[\frac{1}{l} \int_0^l f(x) dx \right] \quad (2.7)$$

Распределение $T_w(x)$ для исходного канала при заданной неоднородной функции $f(x)$ обладает меньшей неравномерностью, чем в случае секционированного канала. При бесконечно малом шаге секционирования распределение $\theta(x, \delta) = (T_w(x) - T_b) / T_b$ совпадает с $f(x)$.

Пусть, например, имеется одна перегородка при $x = l/2$, а распределение $f(x)$ определяется кусочно-постоянной функцией

$$f(x) = f_1, 0 < x < l/2; f(x) = f_2, l/2 < x < l \quad (2.8)$$

В этом случае для исходного канала $\theta(l/2, \delta) = l/2(f_1 + f_2)$, а для составного канала $\theta(l/2 - 0, \delta) = l/2 f_1$, $\theta(l/2 + 0, \delta) = l/2 f_2$.

Если стенка разрезается кольцевыми теплоизолирующими зазорами, то при бесконечно малой толщине последних ($D/d \rightarrow 1$) можно воспользоваться предыдущими результатами и утверждать, что при условиях (2.2) для исходной и секционированной стенок выполняется оценка (2.3), хотя соответствующие распределения температуры отличаются друг от друга. Влияние каждого модуля на распределение температуры вне его распространяется на область размером порядка нескольких D .

Оценим влияние изменения температуры поверхности стенки $T_w(\Sigma)$ на величину воспринимаемого ею теплового потока от горячего газа. Здесь имеется в виду процедура решения прямой задачи теплообмена в системе движущийся газ — стенка — охладитель методом последовательных приближений, когда по заданной функции $T_w(\Sigma)$ из решения задачи о теплообмене в газе находится распределение $q_w(\Sigma)$, а далее из решения задачи для

стенки находится новое распределение $T_w(\Sigma)$. В соответствующих уравнениях пограничного слоя введем переменную

$$\chi = \frac{T - T_b}{T_\infty - T_b}, \quad \chi_w = \frac{T_w - T_b}{T_\infty - T_b} \sim \frac{T_b}{T_\infty - T_b} O(\gamma) \quad (2.9)$$

или аналогичную переменную, выражаемую через энтальпию. Во второй формуле (2.9) использовалось условие (2.3). На внешней границе пограничного слоя $\chi=1$, а на стенке при $\gamma=O(1)$ величина χ близка к нулю. Условие $\chi_w \approx 0$ будет выполняться и при $\gamma=O(1)$ в случае течения высокотемпературного газа в интенсивно охлаждаемом канале, когда мал параметр T_b/T_∞ . Таким образом, при указанных выше условиях распределение $T_w(\Sigma)$ в первом приближении не входит в уравнение энергии для газа, записанное относительно χ , и тепловой поток $q_w(\Sigma)$ не зависит от распределения температуры внутри стенки.

На последнем выводе и основан метод измерения теплового потока $q_w(\Sigma)$, состоящий в преднамеренном искажении поля T в стенке путем ее секционирования и превращения поля T в одномерное внутри модулей. Секционирование не оказывает влияния на функцию $q_w(\Sigma)$, но позволяет измерять q_w по формуле (2.1).

Оценим величину γ для условий экспериментов. При $q_w = (1-5) \cdot 10^5$ Вт/м², $\lambda = 18$ Вт/(м·град), $\delta = 6 \cdot 10^{-3}$ м, $T_b = 300$ К получаем $\gamma \approx 0,1-0,5$. Величина T_b/T_∞ при $T_\infty = 2000$ К также мала.

Оценки влияния конечной толщины теплоизоляционных кольцевых перегородок и их несколько меньшей, чем δ , высоты, проведенные на основе [14], а также специальные решения краевых задач для плоской стенки с теплоизоляционными перегородками конечной ширины показали, что погрешности измерений не превосходят 10%. Кроме того, обращалось внимание на необходимость выполнения условия $D \ll l = |q_w (dq_w/dx)^{-1}|$ для регистрации неоднородного теплового потока. В результате были выбраны размеры $D = 3,5 \cdot 10^{-3}$ м, $d = 3 \cdot 10^{-3}$ м.

Снабженная датчиками стенка канала тарировалась на специальном стенде с постоянным тепловым потоком q_w (с помощью омического подогревателя). Относительная погрешность измерений не превышала 5%.

3. Результаты экспериментов. В стенках каналов устанавливались датчики теплового потока, об их частоте можно судить по частоте экспериментальных точек на кривых фиг. 3, 4.

В качестве безразмерной локальной тепловой характеристики использовалось число Стантона

$$St = \frac{q_w F}{G (\langle h^* \rangle - h_w)} \quad (3.1)$$

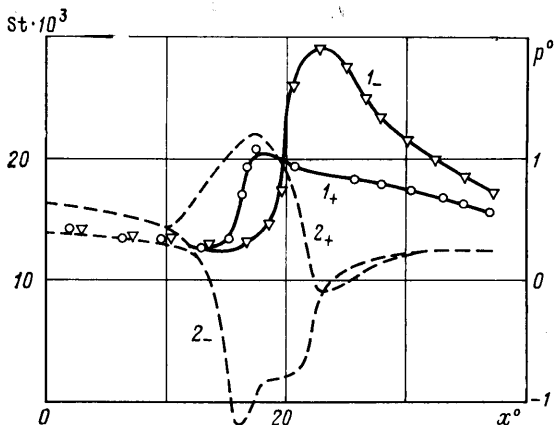
Здесь q_w и h_w — измеряемые локальные тепловой поток и энтальпия на стенке, F — площадь поперечного сечения канала, G — расход газа, $\langle h^* \rangle$ — среднемассовая энтальпия торможения газа.

Среднемассовая энтальпия в произвольном сечении канала находилась из интегрального уравнения энергии (в котором традиционно пренебрегалось работой вязких сил и осевым тепловым потоком в поперечных сечениях канала)

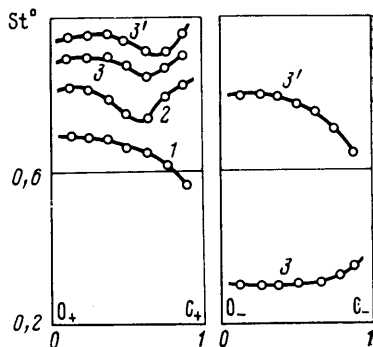
$$\langle h^* \rangle = \langle h_0^* \rangle - \frac{1}{G} \int_x q_w d\Sigma \quad (3.2)$$

Здесь индекс ноль соответствует начальному сечению, а интегрирование измеренных тепловых потоков проводится по всей боковой поверхности между начальным и рассматриваемым сечениями.

Заметим, что интеграл от q_w по боковой поверхности канала между его входным и выходным сечениями должен равняться суммарному увеличе-



Фиг. 3



Фиг. 4

нию теплосодержания охладителя. Эти величины в экспериментах соответствовали с точностью до 5%.

Приведем некоторые характерные результаты экспериментов. На фиг. 3 сплошными линиями показаны распределения числа Стантона вдоль канала в точке O_{\pm} (кривая 1_{+}) и O_{-} (кривая 1_{-}) для варианта IIIa. Осевая координата $x^0 = x/h$ отсчитывается вдоль средней линии канала. Штриховые линии 2_{+} соответствуют аналогичным распределениям статического давления $p_{\pm}^0 = p_{\pm} (1/2\rho_0 u_0^2)^{-1}$, где ρ_0 и u_0 — плотность и давление на оси в начальном сечении канала. Экспериментальные результаты соответствуют условиям: $\langle T_0^* \rangle = 2200 \text{ K}$, $p_0^* = 1,07 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$, $G = 123 \text{ г/с}$, $Re = 2 \cdot 10^4$.

Данные на фиг. 3 иллюстрируют тесную взаимосвязь между динамическими (p^0) и тепловыми (St) характеристиками течения. «Полочка» на кривой p_{-}^0 соответствует зоне отрыва на выпуклой стенке. Возникающее поджатие потока приводит к увеличению его скорости вблизи внешней поверхности и, следовательно, к увеличению q_w , чем и объясняется локальный максимум на кривой 1_{+} . В свою очередь после присоединения потока за отрывной зоной на внутренней стенке происходит нарастание нового пограничного слоя, что приводит к появлению максимума теплового потока на кривой 1_{-} . Существенно, что этот максимум оказывается больше максимума на кривой 1_{+} .

На фиг. 4 показаны распределения числа Стантона $St^0 = St/St_0$ в поперечном сечении канала вдоль его длинных сторон (см. фиг. 1). Вследствие симметрии течения относительно линии O_+O_- представлены данные для участков O_+C_+ и O_-C_- , вдоль которых отложены безразмерные расстояния. Кривые 1–3 соответствуют сечениям 1–3 для варианта IIIб (см. фиг. 1), характеризующегося наличием незамкнутой отрывной зоны. Величина St_0 соответствует начальному сечению канала. Экспериментальные данные получены при условиях $\langle T_0^* \rangle = 1870 \text{ K}$, $p^* = 1,1 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$, $G = 114 \text{ г/с}$, $Re = 3 \cdot 10^4$, $St_0 = 8,5 \cdot 10^{-3}$.

Кривая 1 соответствует концу прямолинейного участка I динамического и теплового развития течения. Уменьшение величины St^0 вблизи угловой точки канала C_+ связано с уменьшением конвективного теплообмена вследствие замедления потока в угловой области. Сечения 2 и 3 расположены в поворотной секции и вблизи выхода из модели соответственно, поэтому в них существенны вторичные течения. При перетекании газа вдоль стенки C_+C_- (от точки C_+) наименьшая толщина пограничного слоя наблюдается вблизи угловой точки C_+ [12], что и сопровождается увеличением теплового потока. В сечении 1 распределения St^0 вдоль участков O_+C_+ и O_-C_- одинаковы, а в сечениях 2 и 3 различны. Сечение 3 находится в области незамкнутой отрывной зоны, поэтому вблизи стенки C_-B_-

движется холодный поток из окружающего пространства и снижение температурного напора вызывает уменьшение теплообмена (кривая 3, участок $O-C_-$). По боковой стенке C_+C_- наблюдается уменьшение теплового потока. В ближайшей к C_+ измерительной точке число St° равно 1,4.

Кривые 3' на фиг. 4 соответствуют варианту IIIe, когда поджатие потока приводит к локализации отрывной зоны внутри канала (см. фиг. 1). Эксперименты проведены при условиях: $\langle T_o^* \rangle = 2030 \text{ K}$, $p_o^* = 1,1 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$, $G = 120 \text{ г/с}$, $Re = 3 \cdot 10^4$, $St_o = 8,3 \cdot 10^{-3}$. Существенная особенность теплообмена — возрастание теплового потока на стенке $B-C_-$, что связано с отсутствием холодного воздуха и формированием нового теплового пограничного слоя за зоной отрыва.

Результаты экспериментального исследования высокотемпературного охлаждаемого канала (энтальпийный фактор $h_w^\circ = h_w / \langle h^* \rangle \approx 0,2$) были сопоставлены с данными, полученными для этого же канала в случае движения холодного газа ($h_w^\circ = T_w^\circ = T_w / \langle T \rangle \approx 1$) при сохранении одинаковыми остальных условий течения. Обнаружено влияние энтальпийного фактора на размеры отрывной зоны. Так, размер области, в которой осуществляется втекание в канал воздуха из окружающего пространства (фиг. 1, вариант IIIб), оказался при $h_w^\circ = 0,2$ на 30% меньше, чем при $h_w^\circ = 1$.

Представленные результаты свидетельствуют о тесной зависимости между теплообменом и сложной гидродинамикой течения. Это позволяет поставить общую задачу о получении информации об особенностях гидродинамических полей в трехмерных каналах по данным измерений тепловых характеристик и в первую очередь полей тепловых потоков на стенках канала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Филли В. А., Шукин В. К. Исследование теплоотдачи отдельных стенок, образующих криволинейный канал квадратного сечения, градиентным методом // Тр. Казан. авиац. ин-та. 1968. Вып. 98. С. 89–98.
2. Агурейкин С. С., Сподыряк Н. Т., Устименко В. П. Теплообмен в криволинейном канале // Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики. Вып. 6. Алмата: Наука, 1970. С. 119–126.
3. Сепп В. А. Течение газа в поворотном канале // Изв. АН СССР. МЖГ. 1981. № 5. С. 154–157.
4. Мейл, Блэир, Коппер. Теплообмен в турбулентных пограничных слоях на криволинейных поверхностях // Тр. Амер. о-ва инж.-мех. Сер. С. Теплопередача. 1979. Т. 101. № 3. С. 169–174.
5. Секи, Фукусако, Энзга. Теплоотдача от нагретой выпуклой стенки в U-образном колене прямоугольного поперечного сечения // Тр. Амер. о-ва инж.-мех. Сер. С. Теплопередача. 1983. Т. 105. № 1. С. 68–73.
6. Иие, Чилукури, Хэмфри. Развитие течения и теплообмен в криволинейных каналах большой кривизны прямоугольного поперечного сечения // Тр. Амер. о-ва инж.-мех. Сер. С. Теплопередача. 1980. Т. 102. № 2. С. 116–122.
7. Вагажин А. Б., Жестков Г. Б., Сепп В. А. Турбулентное течение газа в криволинейном канале при наличии отсоса из отрывной зоны // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 4. С. 72–78.
8. Грабовский В. И., Жестков Г. Б. Расчет ламинарного течения сжимаемого газа при наличии теплообмена в плоских криволинейных каналах // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 2. С. 20–26.
9. Вознесенский Э. Н., Немченко В. И. Исследование влияния растекания тепла в измерительном слое на точность измерения локальных тепловых потоков градиентным методом // ПМТФ. 1978. № 4. С. 23–33.
10. Петухов В. С. Метод толстостенной трубы для измерения местной теплоотдачи в трубах // Теплоэнергетика. 1956. № 10. С. 36–41.
11. Битюрин В. А., Бочаров А. Н., Желнин В. А., Любимов Г. А. Сопряженный теплообмен на неизотермических стенках с сильно неоднородными свойствами // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 4. С. 9–16.
12. Гуревич Ю. Г., Шубин Е. Б. Взаимодействие пограничных слоев в трехмерных течениях // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 3. С. 116–123.

Москва

Поступила в редакцию
14.VI.1988