

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И РАСЧЕТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ В СВЕРХЗВУКОВОМ ДИФфуЗОРЕ

УДК 536.24:532.526

В. Н. Зайковский, В. М. Трофимов, С. И. Штрекалкин

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,  
630090 Новосибирск

Внутренняя структура турбулентного течения в пограничном слое приводит к выраженной двухслойности течения по отношению к характерному времени затухания возмущений. Различное время релаксации возмущений во внешней и внутренней части пограничного слоя не учитывается гипотезой Буссинеска, в которой турбулентность определяется обычным для вязкой жидкости законом зависимости напряжений от скорости деформаций, отличающимся лишь перенормированным коэффициентом вязкости [1].

Специфическое влияние внутренней структуры потока на релаксацию возмущений предлагалось учитывать параметром Клаузера  $\beta = (\delta^* dp/dx)/\tau_w$  ( $dp/dx$  — продольный градиент давления,  $\delta^*$ ,  $\tau_w$  — толщина вытеснения и трение вблизи твердой поверхности). Пограничные слои, в которых  $\beta = \text{const}$ , Клаузер назвал равновесными, а при  $\beta \neq \text{const}$  — неравновесными. Предпринимались различные попытки преодоления ограничений формулы Буссинеска для расчета неравновесных пограничных слоев [1], в частности, путем модификации коэффициента турбулентной вязкости  $\nu_t$  [2, 3]. В расчетах теплообмена в сверхзвуковых течениях с отрывными зонами применялись корреляционные соотношения для учета повышенной степени турбулентности в неравновесных слоях [4, 5]. Однако все эти подходы, учитывающие внешнюю сторону описанного явления, имеют ряд ограничений для применения в приложениях, особенно для предсказания теплообмена.

Использование моделей среды, учитывающих ориентационное взаимодействие векторов внутреннего момента импульса и внешних силовых полей [6], позволяет понять некоторые причины своеобразия вихревой структуры турбулентности [7] и моделировать ее влияние в расчетах теплообмена.

Сверхзвуковой диффузор представляет собой один из наиболее теплонапряженных элементов различных установок авиационной и ракетной техники. Вследствие небольшой относительной длины ( $a/D_i \leq 10$ ,  $a$ ,  $D_i$  — длина и диаметр диффузора), наличия скачков уплотнения и формирования локальных отрывных зон турбулентный пограничный слой на внутренних поверхностях диффузора является существенно неравновесным.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований течения и теплообмена внутри сверхзвукового диффузора, а также расчет коэффициентов теплообмена вдоль его образующей на внутренней поверхности. В отличие от [4, 5], теплообмен в неравновесном турбулентном пограничном слое моделируется на основе представлений о неравновесной турбулентности [7] с помощью специально построенной функции, учитывающей ориентационное воздействие основного течения на крупномасштабную турбулентность. Эта функция не содержит дополнительных эмпирических констант и поэтому согласуется с основной идеей асимптотической теории [8] об относительном законе теплообмена.

1. Экспериментальное исследование. Эксперименты проводились на газодинами-

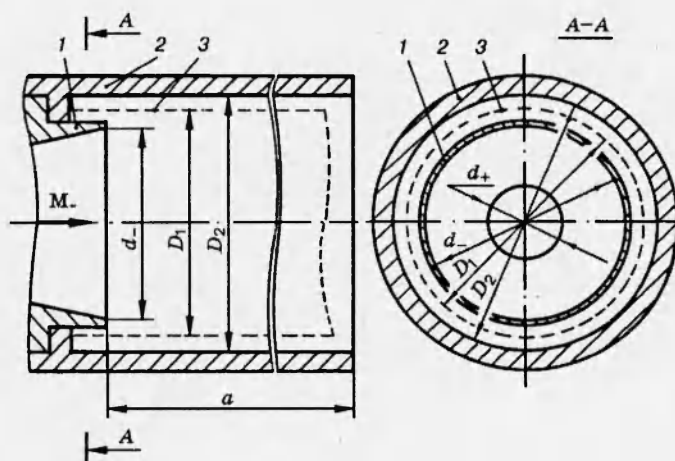


Рис. 1

ческой крупномасштабной РД-установке, предназначенной для моделирования внутренних процессов в ракетных двигателях с реализацией больших чисел Рейнольдса при расходе воздуха до 10 кг/с.

Модель, представленная на рис. 1, выполнена в виде системы сопло — диффузор. Сверхзвуковое коническое сопло Лавала 1 с критическим сечением площадью  $11,58 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$  ( $d_+$  — диаметр критического сечения сопла в сечении А-А) и выходным диаметром  $d_- = 0,104 \text{ м}$  состыковано с цилиндрической трубой 2 диаметром  $D_2 = 0,14 \text{ м}$  (или  $D_1 = 0,125 \text{ м}$  — штриховой контур 3 внутренней поверхности) и длиной  $a = 0,75 \text{ м}$ .

Превышение диаметра диффузора  $D_1$  над выходным диаметром сопла  $D_1 = (1,05 \div 1,5) d_-$  устанавливается для обеспечения расчетных параметров работы сопла в качестве эжектора. Угловое отклонение оси сопла от оси диффузора исключалось. Число Маха истекающего из сопла газа  $M_- = 3,6$ , полное давление на входе сопла  $p_1^+ = (31 \div 41) \cdot 10^5 \text{ Па}$ .

Измерения полей давлений в поперечной плоскости канала модели выполнены с помощью гребенки, объединяющей в себе 17 приемников полного давления. Диаметр приемного отверстия трубки Пито  $1 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ . Расстояние между осями отверстий трубок изменялось в пределах от  $5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$  в центре гребенки до  $1 \cdot 10^{-2} \text{ м}$  по ее краям. Для измерения давления на внутренней стенке канала вдоль образующей поверхности использовалась модель диффузора с 79 дренажными отверстиями диаметром  $0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ , расположенными с шагом  $(3 \div 10) \cdot 10^{-3} \text{ м}$  друг от друга. Для определения полей давлений, а также распределений давления на поверхности в канале применялись кремниевые интегральные датчики давления, позволяющие осуществлять измерения с точностью до 0,5 %.

Методика определения локальных коэффициентов интенсивности теплообмена подробно изложена в [9]. Для измерения температуры вдоль образующей (внутри цилиндрического диффузора) 141 хромель-копелевая термопара ( $0,1 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ ) вмонтирована в текстолитовую поверхность на расстоянии  $(2 \div 5) \cdot 10^{-3} \text{ м}$  друг от друга. Случайная ошибка в измерениях коэффициентов теплообмена не превосходила 5 %, суммарная погрешность могла достигать 15 % на участках с существенной тепловой неоднородностью вследствие потерь тепла в стенку.

Аппаратный комплекс, состоящий из микроЭВМ МERA60-45К, автоматизированной многоканальной измерительной системы «Аналог-1», цифрового вольтметра постоянного тока Щ1516 и коммутаторов измеряемых сигналов Ф799/1, позволял проводить измерения

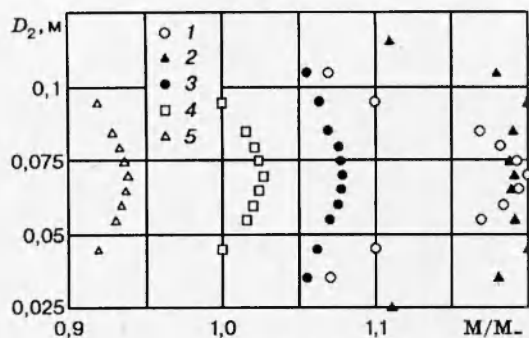


Рис. 2

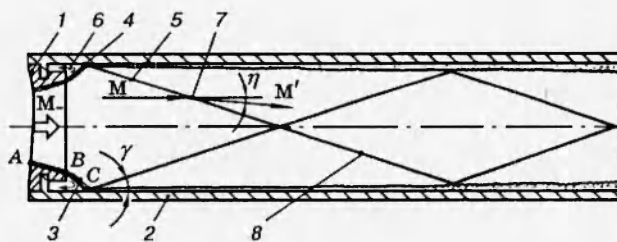


Рис. 3

в необходимом реальном времени, фиксировать значения ЭДС термопар и обрабатывать сигнал с тензодатчиков давления.

Характер изменения профилей чисел Маха  $M$ , нормированных на число Маха  $M_-$ , при стыковке сопла с диффузором диаметром  $D_2$  представлен на рис. 2. Профили  $M/M_-$  (точки 1–5) соответствуют поперечным сечениям внутренней части диффузора с координатами для  $x = 0,05; 0,15; 0,4; 0,65$  и  $0,7$  м. Здесь  $x$  отсчитывается от среза сопла.

При этом расчет полей скорости внутри диффузора проводился с использованием формулы Рэлея [10]

$$\frac{p'_0}{p_0} = \frac{\frac{2\kappa}{\kappa+1} M^2 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1}}{\left( \frac{4\kappa}{(\kappa+1)^2} - \frac{2(\kappa-1)}{(\kappa+1)^2} \frac{1}{M^2} \right)^{\kappa/(\kappa-1)} \left( 1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2 \right)^{\kappa/(\kappa-1)}}$$

связывающей измеренные приемником полное давление  $p'_0$  за скачком уплотнения и полное давление  $p_0$  перед скачком уплотнения. Здесь  $\kappa = 1,4$  — показатель адиабаты для воздуха.

В данном типе диффузора реализовано течение с отраженными косыми скачками уплотнения без последующего прямого скачка уплотнения вследствие малой эффективности укороченного диффузора, где  $a/D_2 = 5$ . Как известно, процесс развития течения в системе сопло — диффузор, начиная от критического сечения сопла до выходного сечения диффузора, проходит последовательно несколько этапов. Они включают в себя: запуск сопла, характеризующийся безотрывным течением в сопле; присоединение струйного пограничного слоя к стенкам диффузора (запуск диффузора); перестроение системы скачков в ядре потока и присоединение скачков уплотнения в областях присоединения; стабилизацию полей чисел Маха по всему тракту (рис. 2). На рис. 3 изображены часть выходного сечения сопла 1 и начальный участок диффузора 2 с  $D_2$ , внутри которых схематично представлено исследуемое течение газа. Струйный сдвиговый слой 3 натекает на стенки диффузора в области присоединения 4 при истечении из сверхзвукового сопла. В окрестности области 4 формируется скачок уплотнения 5 с углом наклона  $\gamma$ , а в области 6 образуется возвратное течение. После взаимодействия струи со скоростью, соответствующей числу Маха  $M$ , с фронтом косоугольного скачка уплотнения (точка 7) она отклоняется на угол  $\eta$ , а число Маха уменьшается до значения  $M'$ . Далее происходят повторные взаимодействия скачков уплотнения с турбулентным пограничным слоем вследствие отражения их на стенках диффузора.

Выравнивание полей чисел Маха (см. рис. 2) по мере передвижения газа от выходного сечения сопла к выходному сечению диффузора характеризуется уменьшением разброса

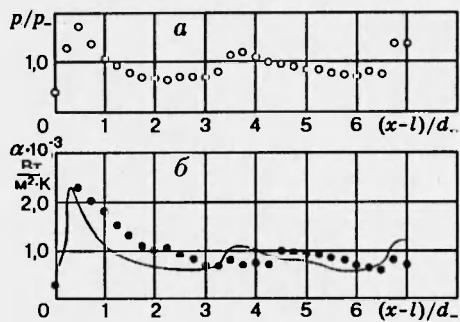


Рис. 4

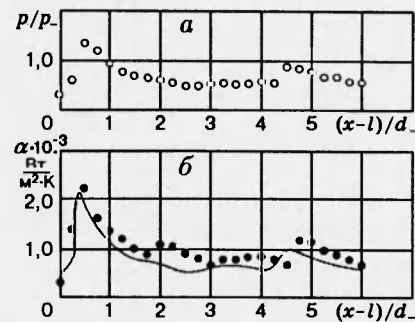


Рис. 5

отношений чисел Маха  $M/M_{\infty}$  в ядре течения при переходе от начального сечения (точки 1) к конечному исследуемому сечению (точки 5) более чем в 6 раз.

Характер распределения давления для диффузора с диаметром поперечного сечения  $D_1$  представлен на рис. 4,а. Видны признаки отрыва набегающего струйного пограничного слоя в окрестности угла расширения  $ABC$  (см. рис. 3) и присоединения в точке  $z = (x-l)/d_{\infty}$  ( $x$  — длина от критического сечения сопла до текущего сечения диффузора,  $l$  — длина участка от критического сечения до выходного сечения сопла,  $d_{\infty}$  — диаметр сечения на выходе из сопла) с пиковым значением  $p/p_{\infty} = 1,7$  ( $z = 0,5$ ). В точке  $z = 3,75$  значение  $p/p_{\infty} = 1,25$ , что свидетельствует о взаимодействии отраженного скачка уплотнения 8 (см. рис. 3) с пограничным слоем. В результате экспериментов была выявлена локальная отрывная зона с размерами порядка толщины пограничного слоя.

Для диффузора с диаметром  $D_2$  характер распределения давления (рис. 5,а) качественно совпадает с представленным на рис. 4,а с разницей лишь в величинах пиковых значений  $p/p_{\infty}$  и координатах их нахождения.

Полученные экспериментальные данные о распределении локальных коэффициентов интенсивности теплообмена  $\alpha$  (рис. 4,б, 5,б) качественно отражают основные особенности течения, следующие из характера распределения давления. В частности, наблюдается рост уровня теплообмена в области присоединения потока для диффузора с  $D_1$  до  $\alpha = 2300$  Вт/(м<sup>2</sup>·К) в точке  $z = 0,5$  (рис. 4,б) и для диффузора с  $D_2$  до  $\alpha = 2100$  Вт/(м<sup>2</sup>·К) в точке  $z = 0,5$  (рис. 5,б). За область присоединения после разворота потока до горизонтального направления происходит резкое уменьшение (приблизительно в 4 раза) коэффициента теплообмена, что обусловлено переходом параметров течения к невозмущенному состоянию. Далее вниз по потоку на коэффициент теплообмена, как и в случае с распределением давления, оказывает влияние присоединение отраженного скачка уплотнения 8 (см. рис. 3) и возникновение малой отрывной области.

Из результатов исследований видно, что наиболее теплонапряженной является область присоединения 4 (см. рис. 3) струи, истекающей из сверхзвукового сопла. Повышение уровня теплообмена при взаимодействии отраженных скачков вниз по потоку от этого участка не имеет ярко выраженных пиковых областей, однако существенно для среднего уровня теплообмена. Это важно учитывать на практике при выборе оптимальной тепловой защиты стенок сверхзвукового диффузора.

**2. Расчетная модель.** Рассматриваемый подход к задаче расчета теплообмена вдоль поверхности с изломами образующей основан на асимптотической теории пристенной турбулентности Кутателадзе — Леонтьева [8], в которой относительное изменение интегральных характеристик тепла под влиянием различных возмущающих факторов не зависит от

эмпирических констант и не связано с каким-либо специальным типом полуэмпирических теорий.

Исходная система уравнений для расчета процессов теплообмена имеет вид

$$\frac{d\text{Re}_T^{**}}{d\bar{x}} + \frac{\text{Re}_T^{**}}{\Delta T} \frac{d(\Delta T)}{d\bar{x}} = \text{Re}_L \text{St}, \quad \text{St}_0 = \frac{B}{2} (\text{Re}_T^{**})^{-b} \text{Pr}^{-n}, \quad (2.1)$$

где  $\text{Re}_T^{**} = \rho_e V_e \delta_T^{**} / \mu_*$  — число Рейнольдса, построенное по толщине потери энергии  $\delta_T^{**}$ ;  $\Delta T = (T_w - T_w^*)$  — разность температур стенки и восстановления;  $\bar{x} = x/L$ ;  $L$  — характерный геометрический размер поверхности ( $L = h$ );  $\text{Re}_L = \rho_e V_e L / \mu_e$  — число Рейнольдса, построенное по характерному размеру поверхности  $L$ ;  $\mu_*$  — характерная динамическая вязкость при температуре торможения;  $\rho_e, V_e$  — соответственно плотность и скорость вне пограничного слоя;  $\text{St} = q_w / (\rho_e V_e c_p \Delta T)$  — число Стантона;  $q_w$  — плотность теплового потока на стенке;  $c_p$  — изобарная теплоемкость;  $B = 0,0256$ ,  $b = 0,25$ ,  $n = 0,75$  — коэффициенты при  $\text{Re}_T^{**} < 10^4$ .

Плотность теплового потока вблизи твердой поверхности для турбулентного равновесного пограничного слоя запишем как

$$q_w = -c_p \rho \langle v_y \Theta \rangle g(\Theta^2). \quad (2.2)$$

Здесь  $g(\Theta^2)$  — функция влияния пульсаций плотности, связанных с пульсациями температуры  $\Theta$ ;  $v_y$  — пульсации скорости.

Согласно [7], в неравновесном пограничном слое нарушается равновесие между собственными моментами импульсов крупномасштабных турбулентных вихрей  $\langle \mathbf{m} \rangle$  и местными наблюдаемыми моментами импульсов основного течения  $\lambda^2 \nabla \times \langle \mathbf{V} \rangle$  ( $\lambda$  — характерный масштаб вихрей). В результате в такой среде возникают дополнительные (моментные) напряжения, связанные с переносом внутреннего момента импульса. Тогда вместо (2.2) имеем

$$q_w = -c_p \rho g(\Theta^2) \left( \langle v_y \Theta \rangle + f(\nabla \langle T \rangle, \langle \mathbf{m} \rangle, \nabla \times \langle \mathbf{V} \rangle) \right) = -c_p \rho g(\Theta^2) \langle v_y \Theta \rangle G_T,$$

где  $G_T = 1 + f(\nabla \langle T \rangle, \langle \mathbf{m} \rangle, \nabla \times \langle \mathbf{V} \rangle) / \langle v_y \Theta \rangle$ .

Функция  $G_T$  может быть приближенно построена исходя из общих физических соображений о соленоидальной природе взаимодействия векторов  $\langle \mathbf{m} \rangle$ ,  $\nabla \times \langle \mathbf{V} \rangle$  и  $\nabla \langle T \rangle$ .

Простейшим примером подобных взаимодействий является потенциал поля скоростей, индуцируемого системой замкнутых вихревых нитей в идеальной жидкости [11]:

$$\varphi = - \sum_k \frac{\Gamma_k}{4\pi} \int_{\Sigma_k} \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{r} \right) d\sigma.$$

Кинетическая энергия жидкости тогда представляется соотношением

$$\frac{1}{\rho} E = \frac{1}{2} \int_V |\text{grad } \varphi|^2 d\tau.$$

С учетом того, что одним из главных источников ориентационных воздействий поля основного течения на крупномасштабную турбулентность в пограничном слое является продольный градиент давления, функция влияния турбулентной неравновесности была принята в виде

$$G_T(x) = 1 + \left( \int_0^x \frac{|\partial p / \partial \xi|}{(x - \xi)^{1/2}} d\xi \right)^2, \quad \xi < x. \quad (2.3)$$

Здесь  $x$  и  $\xi$  нормированы на величину характерного размера  $L = h$  ( $x > 1/2$ ,  $h = (D_i - d_-)/2$ ); давление  $p$  отнесено к максимальному значению в расчетной области. Точка  $x = 0$  совпадает с началом динамического пограничного слоя. Алгоритм вычисления функции (2.3) в каждой из точек  $j = 1, 2, 3, \dots$  запишем как

$$(G_T)_j = 1 + \left( \sum_{i=1}^j \frac{|(\Delta p)_i|}{((j-i+1)\Delta x)^{1/2}} \right)^2,$$

где  $\Delta x$  — расстояние между двумя ближайшими расчетными точками;  $\Delta p$  — изменение статического давления на участке поверхности тела длиной  $\Delta x$ .

Величина  $St$  в правой части уравнения (2.1) связана с  $St_0$  предельным соотношением (при  $Re_T^* \rightarrow \infty$ ) [8], имеющим с учетом функции (2.3) вид  $St = \psi_T \psi_M G_T St_0$ . Здесь  $\psi_T = \left( 2/\sqrt{T_w/T_w^* + 1} \right)^2$  — относительная функция неизотермичности;  $\psi_M = \left[ \left( \arctg M \sqrt{\chi(\varepsilon-1)/2} \right) / \left( M \sqrt{\chi(\varepsilon-1)/2} \right) \right]^2$  — относительная функция сжимаемости;  $\chi = Pr^{1/3}$  — коэффициент восстановления. Функция (2.3) показывает, что теплообмен в каждой точке поверхности зависит от темпа изменения давления на всем предшествующем участке поверхности, начиная от точки нарастания теплового пограничного слоя, а влияние отдельных участков с отличным от нуля градиентом давления ослабевает по мере удаления от них.

Определение статического давления на внутренних стенках диффузора не представляет принципиальных трудностей. В настоящей работе необходимые для расчета теплообмена распределения статического давления на стенке диффузоров брались из полученных опытных данных. Решение уравнения (2.1) записывается в виде [8]

$$Re_T^{**} = \frac{1}{\Delta T} \left( \frac{B}{2} (1+b) Re_L^* Pr^{-b} \int_{\bar{x}_1}^{\bar{x}} \psi_T \psi_M G_T \left( \frac{\mu_w}{\mu_w^*} \right)^b C (1-C^2)^{\frac{1}{\varepsilon-1}} \Delta T^{1+b} d\bar{x} \right)^{\frac{1}{1+b}},$$

где  $Re_L^* = \rho^* V_{\max} h / \mu_w^*$ ;  $c = V/V_{\max}$ ;  $V_{\max} = \sqrt{2c_p T^*}$ ;  $\mu_w$  и  $\mu_w^*$  — соответственно динамическая вязкость при температуре стенки и восстановления.

В расчетах чисел Стантона в рассматриваемых условиях делалась поправка, учитывающая неодновременность развития динамического и теплового пограничных слоев [8]:

$$St = St_0 \psi_T \psi_M G_T \left( \frac{x - x_1}{x} \right)^{0,086}$$

( $x_1$  — длина начального теплоизолированного участка).

Коэффициенты интенсивности теплообмена  $\alpha$  определяются по формуле [8]

$$\alpha = c_p \rho V St.$$

В расчетах теплообмена в области локальной отрывной зоны рассматривался пограничный слой в возвратном течении с началом в зоне присоединения. Пренебрежение возвратным течением возможно при анализе давлений в областях отрыва, однако не оправдывает себя при детальном рассмотрении параметров теплообмена на поверхности.

Разработанный алгоритм и программа расчета распределений теплообмена реализованы на IBM-совместимой ПЭВМ ЕС-1841.10.

Результаты расчета характеристик теплообмена в рамках предлагаемого интегрального метода на внутренней поверхности диффузора при сверхзвуковом течении газа при-

ведены на рис. 4,б, 5,б сплошной линией; видно, что они достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными и максимальное значение уровня теплообмена в области присоединения также хорошо коррелирует с расчетными значениями.

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования позволили уточнить структуру течения внутри сверхзвукового диффузора и определить наиболее его теплонапряженные участки. Расчетные значения локальных коэффициентов интенсивности теплообмена с учетом влияния турбулентной неравновесности показали хорошее согласие с результатами экспериментов.

Авторы выражают искреннюю признательность проф. А. А. Маслову за интерес к данной работе и полезные замечания, способствующие улучшению ее качества.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1987.
2. Лапин Ю. В., Стрелец М. Х. Модификация гипотезы Клаузера для равновесных и неравновесных пограничных слоев // Теплофизика высоких температур. 1985. Т. 23, № 3. С. 522–529.
3. Horstmann C. C. Turbulence model for nonequilibrium adverse pressure gradient flows // AIAA J. 1977. V. 15, N 2. P. 131–132.
4. Зауличный Е. Г., Трофимов В. М. Исследование теплообмена в отрывных областях, обтекаемых сверхзвуковым потоком в сопле Лавалья // ПМТФ. 1986. № 1. С. 99–106.
5. Желтоводов А. А., Зауличный Е. Г., Трофимов В. М. Развитие моделей для расчета теплообмена в условиях сверхзвуковых турбулентных отрывных течений // ПМТФ. 1990. № 4. С. 96–104.
6. Rae W. J. Flows with significant orientational effects // AIAA J. 1976. V. 14, N 1. P. 11–17.
7. Березин Ю. А., Трофимов В. М. О тепловой конвекции в неравновесной турбулентной среде с вращением // Изв. РАН. МЖГ. 1994. № 6. С. 62–70.
8. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергоатомиздат, 1985.
9. Зайковский В. Н., Зауличный Е. Г., Меламед Б. М., Сенов Ю. М. Экспериментальное исследование локальных коэффициентов тепломассообмена на стенках клапанного устройства // ПМТФ. 1982. № 2. С. 52–58.
10. Петунин А. Н. Методы и техника измерений параметров газового потока. М.: Машиностроение, 1972.
11. Седов Л. И. Механика сплошной среды. М.: Наука, 1984. Т. 2.

*Поступила в редакцию 28/XI 1994 г.,  
в окончательном варианте — 20/II 1995 г.*