

УДК 533.6.011.6

В.Н. Ковальногов, Р.В. Федоров, Е.В. Цветова, А.В. Петров

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ СТРАТИФИКАЦИИ В ДИСПЕРСНОМ ПОТОКЕ¹

Ковальногов Владислав Николаевич, доктор технических наук, окончил факультет вычислительной математики и кибернетики Казанского государственного университета, заведующий кафедрой «Теплоэнергетика» Ульяновского государственного технического университета. Имеет статьи, монографии и изобретения в области моделирования, исследования и оптимизации тепловых и гидрогазодинамических процессов в энергоустановках и технологическом оборудовании. [e-mail: kvn@ulstu.ru].

Федоров Руслан Владимирович, кандидат технических наук, окончил энергетический факультет Ульяновского государственного технического университета, доцент кафедры «Теплоэнергетика» УлГТУ. Имеет статьи, монографию и изобретения в области моделирования и исследования газодинамики высокоскоростных дисперсных потоков. [e-mail: r.fedorov@ulstu.ru].

Цветова Екатерина Владимировна, окончила энергетический факультет Ульяновского государственного технического университета, аспирант кафедры «Теплоэнергетика» УлГТУ. Имеет статьи и разработки в области газодинамики и теплообмена. [e-mail: katf0k@mail.ru].

Петров Антон Вячеславович, студент энергетического факультета УлГТУ. Имеет статьи и разработки в области газодинамики и теплообмена. [e-mail: Antonio-petrik2@mail.ru].

Аннотация

Приведены методика и результаты численного исследования процесса газодинамической температурной стратификации дисперсного потока. Обоснована возможность существенного повышения эффективности температурной стратификации дисперсного потока посредством поверхностных интенсификаторов теплоотдачи, выполненных на рабочей поверхности тракта дозвукового течения.

Ключевые слова: газодинамическая температурная стратификация, дисперсный поток, сверхзвуковой поток, интенсификация теплоотдачи.

Vladislav Nikolaevich Kovalnogov, Doctor of Engineering, graduated from the Faculty of Computational Mathematics and Cybernetics at Kazan State University, head of the 'Heat and Power Engineering' Chair at Ulyanovsk State Technical University; author of articles, monographs, inventions in the field of modeling, research and optimization of hydrogasodynamic processes. e-mail: kvn@ulstu.ru.

Ruslan Vladimirovich Fedorov, Candidate of Engineering, graduated from the Faculty of Power at Ulyanovsk State Technical University, Associate Professor of the 'Heat and Power Engineering' Chair at Ulyanovsk State Technical University; author of articles, monograph and inventions in the field of modeling and research into gas dynamics of high-speed disperse flows. e-mail: r.fedorov@ulstu.ru.

Ekaterina Vladimirovna Tsvetova, Graduated from the Faculty of Power at Ulyanovsk State Technical University, post-graduate student of the 'Heat and Power Engineering' Chair at Ulyanovsk State Technical University; author of articles and research studies in the field of gas dynamics and heat exchange. [e-mail: katf0k@mail.ru].

Anton Viacheslavovich Petrov, Student of the Faculty of Power at Ulyanovsk State Technical University; author of articles and research studies in the field of gas dynamics and heat exchange. e-mail: Antonio-petrik2@mail.ru.

Abstract

The article gives a method and results of a numerical investigation of the process of gas-dynamic temperature stratification in disperse flow. It justifies an opportunity to significantly increase the efficiency of temperature stratification of dispersed flow via heat transfer surface enhancers made on the working surface of the subsonic flow path.

Key words: gas-dynamic temperature stratification, disperse flow, supersonic flow, heat transfer enhancement.

¹ Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ 12-08-31530 мол_а).

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время к вопросам практического использования эффекта газодинамической температурной стратификации (разделения) потока рабочего тела привлечен значительный интерес исследователей и разработчиков современных систем охлаждения теплонагруженных элементов энергоустановок и технологического оборудования, тепловой защиты летательных аппаратов, систем обеспечения микроклимата изолированных объектов и пр.

Газодинамический метод и реализующее его устройство (труба) температурной стратификации сверхзвукового потока предложены академиком Леонтьевым А.И. в конце прошлого столетия [1, 2]. Газодинамическая температурная стратификация обусловлена теплообменом между дозвуковым и сверхзвуковым трактами трубы Леонтьева, при этом эффективность температурной стратификации напрямую определяется передаваемым тепловым потоком.

В Ульяновском государственном техническом университете с 2007 г. проводятся исследования и разработки технологии и техники повышения эффективности газодинамической температурной стратификации за счет использования дисперсного рабочего тела (газ с распределенными в нем частицами конденсированной фазы) [3–5]. Повышение эффективности температурной стратификации в дисперсном потоке обусловлено тем, что в нем в условиях направленного поперечного (инерционного) перемещения частиц в пограничном слое (которое организуется специально) имеет место существенная интенсификация теплоотдачи, а в сверхзвуковом потоке такая интенсификация сопровождается уменьшением коэффициента восстановления температуры. Оба эти фактора способствуют увеличению теплового потока через стенку, разделяющую тракты дозвукового и сверхзвукового потоков в трубе Леонтьева, и повышению эффективности температурной стратификации. Практическая реализация течения дисперсного потока с инерционным выпадением частиц достигается (см. [3]) его закруткой в сверхзвуковом тракте. Новейшим результатам исследования закономерностей процесса газодинамической температурной стратификации в дисперсных потоках посвящена настоящая статья.

1 МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Схема процесса газодинамической температурной стратификации потока показана на рисунке 1. Температурная стратификация обусловлена отличием адиабатной температуры T_{r2} стенки 3 в сверхзвуковом тракте 5 от температуры торможения T^* и адиабатной температуры T_{r1} стенки в дозвуковом тракте 2. За счет этого происходит теплообмен между потоками рабочего тела в дозвуковом и сверхзвуковом трактах.

Плотность q теплового потока при теплопередаче от рабочего тела в дозвуковом тракте к рабочему телу в сверхзвуковом тракте выражается уравнением:

$$q = k(T_{r1} - T_{r2}) = k\Delta T_r, \tag{1}$$

где $k = (1/\alpha_1 + 1/\alpha_2)^{-1}$ – коэффициент теплопередачи, Вт/(м²·К); α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·К); T_r – адиабатная температура стенки, К; ΔT_r – температурный напор, К; подстрочные индексы 1 и 2 здесь и далее относятся к параметрам в дозвуковом и сверхзвуковом тракте соответственно.

Передаваемый тепловой поток напрямую определяет эффективность температурной стратификации, для количественной оценки которой выражение (1) удобно представить в безразмерном виде:

$$\bar{q} = \bar{k} \cdot \bar{\Delta T}_r, \tag{2}$$

где $\bar{q} = q/q_{max}$; $\bar{k} = k/k_{max}$; $\bar{\Delta T}_r = \Delta T_r / \Delta T_{rmax}$; индексом *max* обозначены значения, достигаемые при предельных параметрах в тракте сверхзвукового потока: $\alpha_2 = \infty, T_{r2} = 0$.

Как видно из выражений (1) и (2), плотность теплового потока (и эффективность температурной стратификации) увеличивается при увеличении температурного напора ΔT_r и при увеличении коэффициента теплопередачи k . Температуры T_{r1}, T_{r2} выражаются через термодинамические температуры T_1, T_2 потока и коэффициенты восстановления температуры r_1, r_2 :

$$T_{r1} = T_1 + r_1(T^* - T_1) \tag{3}$$

$$T_{r2} = T_2 + r_2(T^* - T_2) \tag{4}$$

где $T^* = T + u^2/(2c_p)$ – температура торможения, К;

u – скорость потока, м/с;

c_p – удельная изобарная теплоемкость, Дж/(кг·К).

Коэффициент восстановления температуры r_1 дисперсного потока в дозвуковом тракте, в котором практически отсутствует поперечное перемещение частиц в пограничном слое, допустимо определять по известной зависимости для однородного потока:

$$r_1 = \sqrt[3]{Pr}, \tag{5}$$

где Pr – число Прандтля.

Коэффициент восстановления температуры r_2 в сверхзвуковом тракте определяли на основе модифицированной модели Прандтля. Система дифференциальных

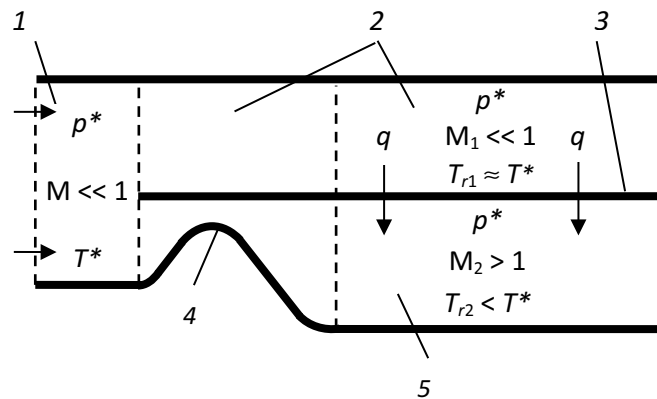


Рис. 1. Схема температурной стратификации: 1 – входная камера; 2 – тракт дозвукового течения; 3 – разделительная стенка; 4 – сверхзвуковое сопло; 5 – тракт сверхзвукового течения

уравнений, описывающих движение и теплообмен дисперсного потока, сформулирована для несущей среды с внутренними источниками теплоты и количества движения:

– дифференциальное уравнение энергии:

$$\begin{aligned} \rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial \tau} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \\ = \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial y} \left[r^n (\lambda + \lambda_T) \frac{\partial T}{\partial y} \right] + \\ + (\mu + \mu_T) \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + u \frac{dp}{dx} + q_v, \end{aligned} \quad (6)$$

– дифференциальное уравнение движения:

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \\ = \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial y} \left[r^n (\mu + \mu_T) \frac{\partial u}{\partial y} \right] - \frac{dp}{dx} + s_v, \end{aligned} \quad (7)$$

– дифференциальное уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{1}{r^n} \left[\frac{\partial (\rho u r^n)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v r^n)}{\partial y} \right] = 0, \quad (8)$$

– уравнение состояния:

$$\rho = \frac{p}{RT}, \quad (9)$$

где μ – динамический коэффициент вязкости, Па·с;

ρ – плотность, кг/м³;

R – газовая постоянная, Дж/кг·К;

λ – коэффициент теплопроводности, Дж/м·К;

p – давление потока, Па;

u – продольная составляющая скорости, м/с;

v – поперечная составляющая скорости, м/с;

T – термодинамическая температура потока, К;

x – продольная координата, м;

y – поперечная координата, м;

λ_T – коэффициент турбулентного переноса теплоты, Дж/кг·К;

μ_T – коэффициент турбулентного переноса количества движения, Дж/м·К;

τ – время, с;

n – параметр, численно равный 1 для осесимметричного пограничного слоя и 0 для плоского пограничного слоя (в зависимости от варианта конструктивного исполнения трубы);

s_v – член, характеризующий интенсивность внутренних источников количества движения, Па/м;

q_v – член, характеризующий интенсивность внутренних источников теплоты, Вт/м³.

Зависимости теплофизических свойств воздуха от температуры T в диапазоне ее изменения от 273 до 3000 К аппроксимированы функциями:

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{0,68}; \quad \frac{c_p}{c_{p0}} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{0,1046}; \quad (10)$$

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{0,8007}.$$

Интенсивность внутренних источников теплоты q_v и количества движения s_v применительно к дисперсному пограничному слою:

$$s_v = \frac{0,75 \rho_s \rho c_{fs}}{\rho_g d_s} |u_s - u| (u_s - u), \quad (11)$$

$$q_v = \frac{6 \alpha_s \rho_s}{\rho_g d_s} (T_s - T), \quad (12)$$

где α_s – коэффициент теплоотдачи конденсированных частиц дисперсной среды, Вт/(м²·К);

c_{fs} – коэффициент сопротивления конденсированных частиц дисперсной среды;

ρ_s – плотность конденсированной фазы (масса конденсированных частиц, в единице объема среды), кг/м³;

ρ_g – плотность вещества частиц, кг/м³;

u_s, T_s – скорость, м/с, и температура, К, частиц соответственно.

Для определения параметров конденсированной фазы ρ_s, u_s, T_s осуществляли расчет траекторий и параметров частиц нескольких выделенных фракций в заданном поле несущей среды (методом последовательных приближений). В число этих фракций включается представительная фракция со среднемассовым диаметром частиц d_{sm} . Температура T_{sm} и скорость u_{sm} частиц представительной фракции используются для расчета комплексов A и B :

$$A = \frac{q_v}{(T_{sm} - T)}; \quad B = \frac{s_v}{(u_{sm} - u)}. \quad (13)$$

Комплексы A и B изменяются (по толщине пограничного слоя, в разных итерациях при уточнении поля течения несущей среды) значительно слабее величин q_v и s_v . Поэтому найденные в предыдущем приближении значения комплексов A и B усредняются по анализируемому сечению пограничного слоя, и эти усредненные значения используются для определения локальных параметров q_v и s_v по выражениям:

$$q_v = a(T_{sm} - T); \quad s_v = b(u_{sm} - u), \quad (14)$$

где a, b – усредненные по толщине пограничного слоя значения комплексов A и B .

Профили температуры T_{sm} и скорости u_{sm} частиц представительной фракции в сечениях пограничного слоя аппроксимируются зависимостями:

$$\begin{aligned} u_{sm} = u_{sm\infty} \left[\Phi_u + (1 - \Phi_u) \right] \frac{u}{u_\infty}; \\ T_{sm} = T_{sm\infty} \left[\Phi_T + (1 - \Phi_T) \right] \frac{T}{T_\infty}, \end{aligned} \quad (15)$$

где Φ_u, Φ_T – коэффициенты, сохраняющие постоянные

значения в анализируемом сечении пограничного слоя. Коэффициенты φ_u и φ_T могут изменяться в диапазоне от 0 до 1 и зависят в основном от толщины пограничного слоя, размеров частиц и скорости их поперечного перемещения. В тех областях, где скорость направленного поперечного перемещения частиц равна 0 (инерционное выпадение частиц на стенку отсутствует), коэффициенты φ_u и φ_T принимают значения, близкие к 0. Расчетное исследование в настоящей работе выполнено для условий $\varphi_u = \varphi_T = \varphi_s$, где параметр φ_s определяет характер относительного движения фаз (наличие или отсутствие инерционного выпадения конденсированных частиц на стенку).

Для определения значений коэффициентов $a, b, \varphi_u, \varphi_T$ проводится расчет траекторий и параметров частиц по известным методикам.

После определения численных значений искомых коэффициентов появляется возможность рассчитывать внутренние источники q_v и s_v в процессе интегрирования уравнений пограничного слоя с помощью выражений (13)–(15), а не автономно методом последовательных приближений. Значения этих коэффициентов зависят от структуры пограничного слоя значительно слабее величин q_v и s_v , поэтому достигается высокая скорость сходимости решения.

Начальные условия:

$$\tau = 0: u = u_0(x, y); T = T_0(x, y); p = p_0(x). \quad (16)$$

Граничные условия на поверхности стенки и на внешней границе пограничного слоя формируются одинаково при расчете как температуры T_r , так и температуры T_{adv} :

$$y = 0: u = 0; v = 0; \frac{\partial T}{\partial y} = 0; \quad (17)$$

$$y = \infty: \frac{\partial u}{\partial y} = 0; \frac{\partial T}{\partial y} = 0.$$

Граничные условия в исходном сечении пограничного слоя при расчете температуры T_r записываются в виде:

$$x = 0, y > 0: u = u_0; T = T_0. \quad (18)$$

Аналитическому решению система дифференциальных уравнений (6)–(9) не поддается, поэтому ее интегрировали численно.

2 МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ

Анализ различных разностных схем для решения системы уравнений пограничного слоя показывает, что наиболее эффективной является неявная шеститочечная схема [6]. Для составления неявной шеститочечной схемы на координатной плоскости x, y выбираются основная и две вспомогательные сетки.

Координаты узлов основной сетки x_i, y_j определяются соотношениями:

$$x_i = i\Delta x; y_j = j\Delta y. \quad (19)$$

Координаты узлов вспомогательных сеток $x_{i+1/2}, y_{j+1/2}$ и $x_{i-1/2}, y_{j-1/2}$ рассчитываются по выражениям:

$$x_i = i\Delta x; y_{j+1/2} = \left(j + \frac{1}{2}\right)\Delta y; \quad (20)$$

$$x_{i+1/2} = \left(i + \frac{1}{2}\right)\Delta x; y_j = j\Delta y, \quad (21)$$

где i, j – целые числа (0, 1, 2, ...);

$\Delta x, \Delta y$ – шаги сетки вдоль координат x и y соответственно (в общем случае могут быть переменными по толщине пограничного слоя и от сечения к сечению).

Любое из уравнений вида (6)–(8) можно представить в единой форме:

$$a \frac{\partial f}{\partial \tau} + b \frac{\partial f}{\partial x} + c \frac{\partial f}{\partial y} = d \frac{\partial}{\partial y} \left(m \frac{\partial f}{\partial y} \right) + gf + h, \quad (22)$$

где f – функция, которой может быть придан смысл любой из величин: скорости u , температуры;

a, b, c, d, m, g, h – коэффициенты, которым может быть придан смысл коэффициентов в соответствующих уравнениях.

Значения любого из параметров f, a, b, c, d, m, g, h в узлах основной или вспомогательных сеток в момент времени $\tau + \Delta\tau$ обозначим следующим образом: $f_{i\pm 1/2, j\pm 1/2}$; $f_{i\pm 1/2, j\pm 1/2}$ и т. п.; значения параметра f_∞ в расчетных сечениях i и значения координаты y в расчетных сечениях j обозначают соответствующими индексами (например, $f_{i,j}$; y_j). Значения тех же параметров в момент времени τ обозначим аналогично, но со штрихом ($f'_{i,j}$; $f'_{i,j\pm 1/2}$; $f'_{i\pm 1/2, j}$ и т. п.). Используя метод разностной аппроксимации производных применительно к уравнениям (6)–(8), получаем их разностную схему. Так, разностный аналог (разностная схема) уравнения энергии вида (22) имеет вид:

$$a_{i-1/2, j} \frac{f_{i-1, j} - f'_{i-1, j + f_{i, j} - f'_{i, j}}}{2\Delta\tau} + b_{i-1/2, j} \frac{f_{i, j} - f_{i-1, j}}{x_i - x_{i-1}} +$$

$$c_{i-1/2, j} \frac{s(f_{i, j+1} - f_{i, j-1}) + (1-s)(f_{i-1, j+1} - f_{i-1, j-1})}{y_{j+1} - y_{j-1}} =$$

$$= \frac{2d_{i-1/2, j}}{y_{j+1} - y_{j-1}} \left[m_{i-1/2, j+1/2} \frac{s(f_{i, j+1} - f_{i, j}) + (1-s)(f_{i-1, j+1} - f_{i-1, j})}{y_{j+1} - y_j} - \right.$$

$$\left. - m_{i-1/2, j-1/2} \frac{s(f_{i, j} - f_{i, j-1}) + (1-s)(f_{i-1, j} - f_{i-1, j-1})}{y_j - y_{j-1}} \right] +$$

$$+ g_{i-1/2, j} \frac{f_{i, j} - f_{i-1, j}}{2} + h_{i-1/2, j}, \quad (23)$$

где s – параметр усреднения, выбираемый из диапазона 0,5 ... 1,0.

Разностный аналог уравнения неразрывности (8) представим в виде:

$$\begin{aligned}
 (\rho v)_{i-1/2,j} = & \frac{1}{r_{i-1/2,j}^n} \left\{ (\rho v)_{i-1/2,j-1} r_{i-1/2,j-1}^n - \frac{y_j - y_{j-1}}{2(x_i - x_{i-1})} \times \right. \\
 & \times \left[(\rho u)_{i,j} r_{i,j}^n - (\rho u)_{i-1,j} r_{i-1,j}^n + (\rho u)_{i,j-1} r_{i,j-1}^n - (\rho u)_{i-1,j-1} r_{i-1,j-1}^n \right] - \\
 & - \frac{r_{i-1/2,j-1/2}^{n-1} (y_j - y_{j-1})}{4\Delta\tau} (\rho_{i,j} + \rho_{i-1,j} + \rho_{i,j-1} + \\
 & \left. + \rho_{i-1,j-1} - \rho'_{i,j} - \rho'_{i-1,j} - \rho'_{i,j-1} - \rho'_{i-1,j-1}) \right\}. \quad (24)
 \end{aligned}$$

Разностное уравнение (23) представим в более компактной форме:

$$\alpha_j f_{i,j-1} + \beta_j f_{i,j} + \gamma_j f_{i,j+1} = \delta_j, \quad (25)$$

где коэффициенты $\alpha_j, \beta_j, \gamma_j, \delta_j$ определяются из условия тождественности выражений (23) и (25).

Система алгебраических уравнений (25) совместно с уравнениями (24), а также с уравнениями, определяющими значения коэффициентов турбулентного переноса μ_p, λ_p (для турбулентного режима течения), и выражениями, определяющими зависимость теплофизических свойств ρ, μ, λ, c_p от параметров состояния, решается методом прогонки.

Ранее установлено [7], что увеличение концентрации конденсированных частиц в потоке и значения обобщенной переменной G сопровождается также увеличением коэффициента теплопередачи и передаваемого теплового потока, причем сначала (при малых G) интенсивно, а затем (при больших G) темп этого увеличения существенно снижается. Это происходит из-за того, что коэффициент теплоотдачи в сверхзвуковом тракте становится существенно больше коэффициента теплоотдачи в тракте дозвуковом. В таких условиях для дальнейшего увеличения передаваемого теплового потока целесообразно поверхность с меньшим коэффициентом теплоотдачи (в дозвуковом тракте) оснастить поверхностными интенсификаторами теплообмена.

Технологическую эффективность этого конструктивного решения анализировали применительно к интенсификаторам, выполненным в виде прямых продольных ребер постоянной толщины. Коэффициенты теплоотдачи к поверхности ребер и к межреберной поверхности при этом полагали одинаковыми. Для оребренной поверхности относительный тепловой поток на основном участке устройства газодинамической температурной стратификации (на котором скорости движения рабочего тела в дозвуковом и сверхзвуковом трактах поддерживаются неизменными) выражается зависимостью:

$$\bar{q} = \varepsilon \cdot \frac{(1-r_1) \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2\right)^{-1} + (r_1-r_2) - (1-r_2) \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2\right)^{-1}}{\frac{F}{F_m + \eta_p F_p} + \frac{\alpha_1}{\alpha_2}}, \quad (26)$$

где ε – комплекс, определяемый выражением:

$$\begin{aligned}
 \varepsilon = & \frac{\lambda_1}{\lambda_0} \left[M_1^2 Pr \frac{\gamma R_0 (\gamma_0 + 1)}{\gamma_0 R (\gamma + 1)} \right]^{0,4} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{0,8}{\gamma-1}} \times \\
 & \times \left(\frac{\gamma_0 + 1}{2} \right)^{\frac{0,8}{\gamma_0-1}} \left[\left(\frac{2}{\gamma + 1} \right) \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2 \right) \right]^{\frac{0,4(1+\gamma)}{1-\gamma}}, \quad (27)
 \end{aligned}$$

где γ – показатель адиабаты; M – число Маха; F – площадь теплопередающей поверхности в сверхзвуковом тракте, m^2 ; F_p – площадь поверхности ребер, m^2 ; F_m – площадь межреберной поверхности, m^2 ; η_p – коэффициент эффективности ребра; R – газовая постоянная, Дж/(кг·К); λ – теплопроводность несущей среды, Вт/(м·К).

Отношение α_1/α_2 в анализируемых условиях определяется зависимостью:

$$\begin{aligned}
 \frac{\alpha_1}{\alpha_2} = & \left(\frac{\rho_1 u_1}{\rho_2 u_2} \right)^{0,8} \left(1 + r_2 \frac{\gamma-1}{2} M_2^2 \right)^{-0,11} = \\
 = & \left(\frac{M_1}{M_2} \right)^{0,8} \left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2} \right)^{\frac{0,4(1+\gamma)}{1-\gamma}} \frac{\left(1 + r_2 \frac{\gamma-1}{2} M_2^2 \right)^{-0,11}}{\left(1 + 5 \cdot 10^9 Re_x G^2 \right)^{-0,2}}. \quad (28)
 \end{aligned}$$

где Re_x – число Рейнольдса, подсчитанное по продольной координате.

Коэффициент эффективности ребра η_p рассчитывается по известной формуле:

$$\eta_p = \text{th} \left(\frac{l}{\delta} \sqrt{2Bi} \right) / \left(\frac{l}{\delta} \sqrt{2Bi} \right), \quad (29)$$

где $Bi = \alpha_1 \delta / \lambda_p$ – число Био; l – длина ребра, м;

δ – толщина ребра, м;

λ_p – теплопроводность материала ребер, Вт/(м·К).

Из выражений (26)–(29) видно, что безразмерная плотность теплового потока \bar{q} , характеризующая эффективность устройства газодинамической температурной стратификации, определяется десятью параметрами: $\gamma, Pr, M_1, M_2, G, Re_x, \lambda_1/\lambda_0, R/R_0, Bi, l/\delta$, из которых четыре ($\gamma, Pr, \lambda_1/\lambda_0, R/R_0$) являются связанными используемым рабочим телом. Таким образом, в анализируемых условиях оптимизацией семи параметров может быть обеспечена максимальная эффективность процесса температурной стратификации, при которой относительный тепловой поток \bar{q} достигает максимального значения.

3 РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Расчеты в рамках настоящего исследования выполнялись для постоянных значений трех из четырех связанных параметров $\gamma = 1,4; \lambda_1/\lambda_0 = 1; R/R_0 = 1$. Влияние на эффективность температурной стратификации вида

рабочего тела и числа Маха M_2 в сверхзвуковом тракте иллюстрирует рисунок 2. Приведенные на рисунке 2 результаты получены для $M_1 = 0,5$.

Как видно из рисунка 2, относительный тепловой поток \bar{q} в зависимости от числа Маха M_2 изменяется по кривой с максимумом для всех проанализированных рабочих тел. Максимум передаваемого теплового потока достигается при $M_2 \approx 2,5$. Наибольший передаваемый тепловой поток имеет место при использовании в качестве рабочего тела гелия. Но даже при использовании гелия относительный тепловой поток чуть превышает значение 0,04, что свидетельствует о низкой эффективности процесса стратификации при использовании однородных потоков.

Влияние на температурную стратификацию конденсированных частиц (характеризуемое критерием G) в дисперсном потоке, числа Маха M_2 и числа Re_x иллюстрирует рисунок 3. Приведенные на рисунке 3 результаты получены для $M_1 = 0,1$.

Как видно из рисунка 3, при использовании дисперсного рабочего тела имеет место существенное (в 7 и бо-

лее раз) увеличение по сравнению с однородным потоком передаваемого теплового потока и эффективности температурной стратификации. Оптимальное (соответствующее максимуму величины \bar{q}) значение числа Маха M_2 увеличивается при увеличении критерия G . Увеличение числа Рейнольдса Re_x приводит к некоторому увеличению \bar{q} .

Влияние оребрения на температурную стратификацию иллюстрируют рисунки 4 и 5. Расчеты выполнялись для значений $Pr = 0,7$; $M_1 = 0,1$; $Re_x = 10^6$; $M_2 = 4$; $Bi = 0,1$.

Из рисунков 4 и 5 видно, что оребрение поверхности теплообмена приводит к существенному повышению эффективности температурной стратификации. Так при $l/\delta = 5$ значение передаваемого теплового потока увеличивается по сравнению с необребренной поверхностью в 2,5 раза. При дальнейшем ($l/\delta > 5$) увеличении относительной длины ребер (и площади оребрения) наблюдается медленное снижение эффективности температурной стратификации, что обусловлено существенным уменьшением коэффициента эффективности ребра.

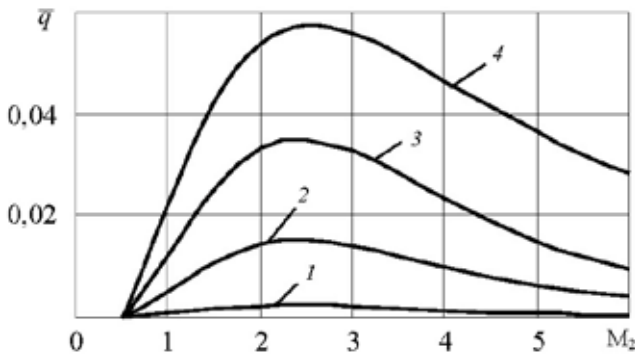


Рис. 2. Влияние числа Маха M_2 в сверхзвуковом тракте на эффективность температурной стратификации однородного потока: 1 – аммиака; 2 – воздуха; 3 – водорода; 4 – гелия

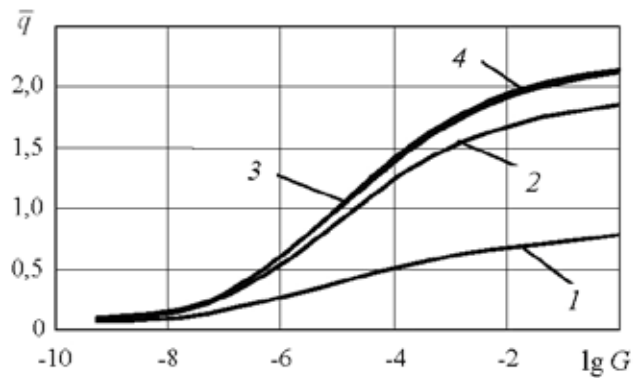


Рис. 4. Влияние числа G и относительной длины ребер на температурную стратификацию в дисперсном потоке: 1 – $l/\delta = 0$ (без ребер); 2 – 2; 3 – 5; 4 – 10

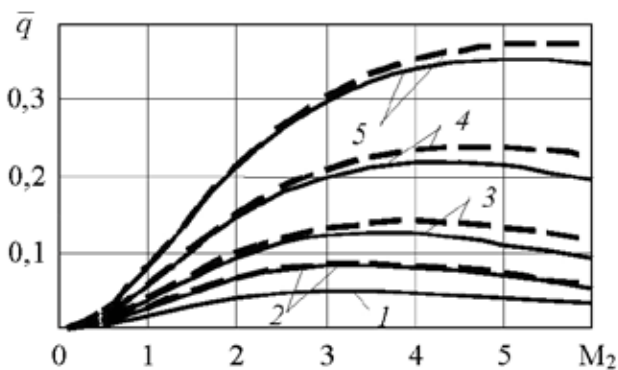


Рис. 3. Влияние чисел M_2 , G и Re_x на температурную стратификацию в дисперсном потоке воздуха: 1 – $G = 0$ (однородный поток); 2 – $5 \cdot 10^{-9}$; 3 – $5 \cdot 10^{-8}$; 4 – $5 \cdot 10^{-7}$; 5 – $5 \cdot 10^{-6}$; сплошные линии – $Re_x = 5 \cdot 10^5$; пунктир – $5 \cdot 10^6$

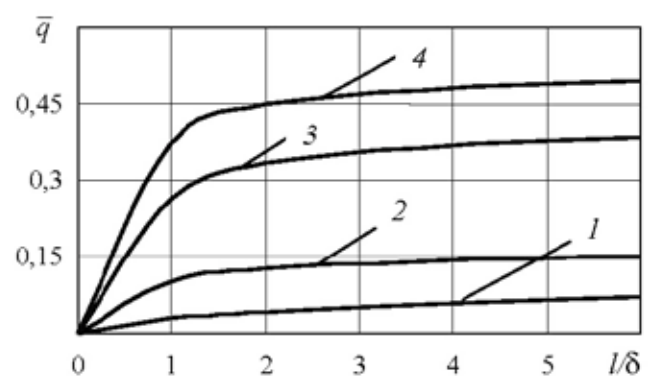


Рис. 5. Влияние относительной длины ребра и числа Маха M_2 на температурную стратификацию в дисперсном потоке: 1 – $M_2 = 0,5$; 2 – 1; 3 – 2; 4 – 4

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обоснована возможность повышения эффективности температурной стратификации за счет использования дисперсного рабочего тела и оребрения теплопередающей поверхности в тракте дозвукового течения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Леонтьев А.И. Температурная стратификация сверхзвукового газового потока // Доклады академии наук. Энергетика. – 1997. – Т. 354, № 4. – С. 475–477.
2. Пат. № 2106581 Российская Федерация: МПК F25B9/02 Способ температурной стратификации газа и устройство для его осуществления (труба Леонтьева) / Леонтьев А.И.; заявитель и патентообладатель Акционерное общество закрытого типа «Грааль»; Научно-производственное предприятие «Саров» – № 96110458/06; опубл. 10.03.1998.
3. Пат. № 2334178 Российская Федерация: МПК F25B9/02 (2006.01) Сверхзвуковая труба температурной стратификации / Ковальногов Н.Н., Магазинник Л.М., Федоров Р.В.; заявитель и патентообладатель Ульян. гос. тех. ун-т. – №2007108799/06; опубл. 20.09.2008, Бюл. № 26.
4. Температурная стратификация в сверхзвуковом дисперсном потоке / Н.Н. Ковальногов [и др.] // Тр. XVII Школы-семинара молодых специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева. – М. : МЭИ, 2009. – Т.2. – С. 213–216.
5. Ковальногов Н.Н., Фокеева Е.В. Оптимизация параметров газодинамической температурной стратификации в дисперсном потоке // Известия вузов. Проблемы энергетики. – 2010. – № 11–12. – С. 3–11.
6. Ковальногов Н.Н., Ковальногов В.Н. Особенности численного интегрирования и условия устойчивости решения системы дифференциальных уравнений пограничного слоя, подверженного интенсивным воздействиям // Известия вузов. Авиационная техника. – 1996. – № 1. – С. 58–61.
7. Ковальногов В.Н., Королев А.В., Федоров Р.В. Математическое моделирование и численный анализ эффективности пленочного охлаждения поверхности, обтекаемой сверхзвуковым дисперсным потоком // Автоматизация процессов управления. – 2012. – № 4(30) – С. 27–33.