

Comparative Analysis of Heat Transfer Efficiency in Round and Flat Continuous Diffusers

V. G. Lushchik, A. I. Reshmin, A. D. Chicherina

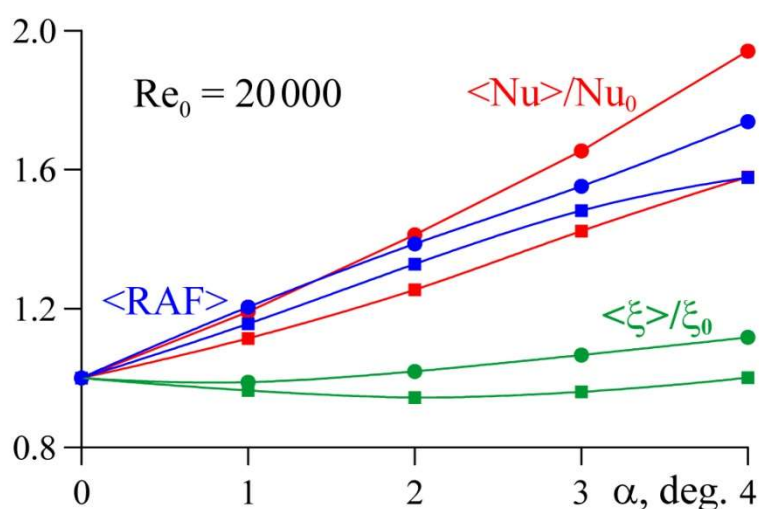
*Institute of Mechanics, Lomonosov Moscow State University,
Moscow, 119192, Russia*

vgl_41@mail.ru, alexreshmin@rambler.ru,
chicherina@imec.msu.ru

Abstract

Numerical simulation of flow and heat transfer in round and flat continuous diffusers with a smooth surface was performed using a three-parameter differential RANS turbulence model supplemented by a transfer equation for turbulent heat flux. The comparative analysis of local and integral characteristics of flow and heat transfer showed that at the same opening angle in a round diffuser the Nusselt number is higher than in a flat diffuser and this excess increases with increasing opening angle. However, the Reynolds analogy factor for a round diffuser is slightly higher than for a flat diffuser due to the higher value of the friction coefficient in a round diffuser. It is shown that with increasing Reynolds number the Reynolds analogy factor, both current and averaged over the diffuser length, slightly decrease. The Nusselt number averaged over the length also decreases, while the averaged friction coefficient remains practically constant.

Keywords: RANS turbulent model, round and plane diffuser, Nusselt number, Reynolds number, Reynolds analogy factor.



Calculated values of the relative averages of the Nusselt number $\langle Nu \rangle / Nu_0$, the coefficient of friction $\langle \xi \rangle / \xi_0$, and the Reynolds analogy factor $\langle RAF \rangle$ from the opening angle α of a circular $\bigcirc$ and flat $\square$ diffuser

УДК 532.526.3

Сравнительный анализ эффективности теплообмена в круглом и плоском безотрывных диффузорах

В. Г. Лущик, А. И. Решмин, А. Д. Чичерина

*НИИ механики МГУ им.М.В. Ломоносова,
Россия, Москва, 119192, Мичуринский проспект, д. 1
vgl_41@mail.ru, alexreshmin@rambler.ru,
chicherina@imec.msu.ru*

Аннотация

Численное моделирование течения и теплообмена в круглых и плоских безотрывных диффузорах с гладкой поверхностью проведено с использованием трехпараметрической дифференциальной RANS-модели турбулентности, дополненной уравнением переноса для турбулентного потока тепла. Проведенный сравнительный анализ локальных и интегральных характеристик течения и теплообмена показал, что при одинаковом угле раскрытия в круглом диффузоре число Нуссельта выше, чем в плоском диффузоре и это превышение возрастает с увеличением угла раскрытия. Однако коэффициент аналогии Рейнольдса для круглого диффузора при этом ненамного выше, чем для плоского диффузора за счет большего значения коэффициента трения в круглом диффузоре. Показано, что с ростом числа Рейнольдса коэффициент аналогии Рейнольдса, как текущий, так и осредненный по длине диффузора немного уменьшаются. Уменьшается также усредненное по длине число Нуссельта, в то время как коэффициент трения остается практически постоянным.

Ключевые слова: RANS-модель турбулентности, круглый, плоский диффузор, число Нуссельта, коэффициент трения, коэффициент аналогии Рейнольдса.

1. Введение

Повышение эффективности теплообменных аппаратов за счет интенсификации процессов теплообмена является актуальной задачей энергосбережения. К настоящему времени предложено большое количество разнообразных способов интенсификации теплообмена, обзору и анализу которых посвящена обширная литература (см., например, монографии [1–3]) и обзоры [4, 5]).

В монографии [2] предпринята первая (к началу 90-х годов) попытка обобщенного систематизированного изложения экспериментальных и аналитических результатов по исследованию интенсификации теплообмена. Следует отметить, что число публикаций по исследованию интенсификации теплообмена непрерывно возрастает. Так, по данным [4, 5] количество их в виде статей, докладов и отчетов к 2011 году составило более тысячи.

Наиболее распространенным методом интенсификации теплообмена в каналах с однофазным теплоносителем является искусственная турбулизация потока, осуществляемая с помощью кольцевых или спиральных канавок, оребрения поверхности, спиральных или витых труб, шнеков, закрученных лент, лунок и т.п. [2].

Как отмечено в [2], наиболее доступным и эффективным методом управляемого воздействия на структуру турбулентного потока с целью интенсификации теплообмена является создание в нем отрывных зон или других организованных вихревых структур.

Одним из наиболее распространенных способов образования вихревых зон являются поперечные выступы или канавки, располагаемые на поверхности канала [2]. Структура вихревых зон зависит от очертаний поверхности выступа или канавки, являющихся причиной их возникновения.

Представляет интерес, рассмотренный в работах [1, 6–9], способ интенсификации теплообмена с использованием трубчатой поверхности с волнистыми стенками, образующими систему диффузор-конфузор. Углы расширения диффузоров при этом выбираются из условия получения потока с нестационарными отрывными вихревыми зонами, которые интенсифицируют теплообмен.

Рассмотренный в [2] способ интенсификации теплообмена при использовании труб с кольцевыми турбулизаторами позволяет увеличить число Нуссельта Nu по сравнению с величиной Nu_0 для гладких труб в $2.6 \div 2.8$ раза в диапазоне чисел Рейнольдса $Re\ 10^4 \div 10^5$ для оптимальной высоты и шага турбулизаторов [2]. Однако при этом относительная величина коэффициента гидравлического сопротивления ξ/ξ_0 возрастает до значений $6.3 \div 9.2$, существенно превышающих увеличение величины Nu/Nu_0 .

Таким образом, известные способы интенсификации теплообмена связаны с увеличением мощности на прокачку теплоносителя, что является недостатком этих способов.

Проведенное в работе [10] расчетное исследование течения в круглом коническом безотрывном диффузоре с малым углом раскрытия, выполненное с использованием трехпараметрической дифференциальной модели турбулентности [11], показало сильное влияние расширения на режим течения, а измеренные в [10] профили скорости и напряжений Рейнольдса хорошо согласуются с расчетами. Существенное влияние положительного градиента давления на характеристики течения в диффузорах отмечено также в работах [12–14].

В [14] рассмотрена возможность интенсификации теплообмена в круглом и плоском безотрывных диффузорах с малыми углами раскрытия. Показано, что при одинаковом угле раскрытия в круглом диффузоре число Нуссельта Nu выше, чем в плоском диффузоре и это превышение возрастает с увеличением угла раскрытия. Исследовано влияние числа Рейнольдса Re , длины диффузора и числа Прандтля Pr теплоносителя. Показано, что максимальный эффект интенсификации теплообмена достигается для газов с малым числом Прандтля и слабо зависит от числа Рейнольдса и длины диффузора.

Численное исследование возможности использования диффузорных каналов в пластинчатых теплообменниках и теплообменниках «труба в трубе» проведено в работах [15–17]. Результаты расчетов продемонстрировали повышение эффективности теплообменных аппаратов за счет интенсификации теплоотдачи в диффузорных каналах.

Целью настоящей работы является сравнительный анализ локальных и интегральных характеристик течения и теплообмена в круглых и плоских безотрывных диффузорах с гидравлически гладкой поверхностью, обеспечивающей минимальные гидравлические потери.

2. Постановка задачи

Рассмотрены каналы с круглым и плоским диффузорами (рис. 1) с линейным профилем образующей по длине, в которых реализуется течение с переменным по длине градиентом давления.

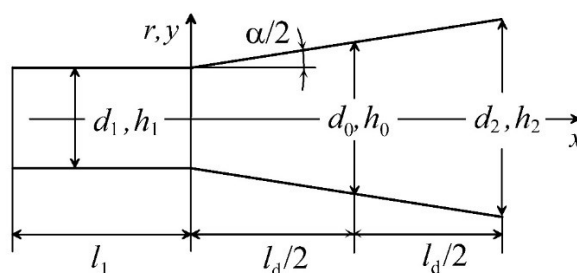


Рис. 1. Расчетная схема

Входу в диффузоры предшествовал участок стабилизации, имеющий длину $l_1 = 1000$ мм, на котором устанавливалось развитое турбулентное течение при заданном числе Рейнольдса. Далее следовал участок длиной $l_d = 500$ мм, на котором в круглом диффузоре число Рейнольдса Re уменьшалось по длине в зависимости от угла раскрытия диффузора, а в плоском диффузоре при любом угле раскрытия оно оставалось постоянным.

Для решения задачи использовались уравнения неразрывности, движения и энергии, описывающие существенно дозвуковое (число Маха $M \ll 1$) течение в плоском или круглом симметричном диффузоре в приближении узкого канала:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r}(r^n \rho v) &= 0, \\ \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial r} &= -\frac{dp}{dx} + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^n \left(\eta \frac{\partial u}{\partial r} + \rho \tau \right) \right], \\ c_p \left(\rho u \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v \frac{\partial T}{\partial r} \right) &= u \frac{dp}{dx} + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^n \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial r} + \rho q_t \right) \right] \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь x – продольная координата, отсчитываемая от входа в диффузор; r – поперечная координата, отсчитываемая от геометрической оси диффузора; u и v – компоненты скорости вдоль осей x и r соответственно; p – давление; $\rho \tau = -\rho \langle u'v' \rangle$ – турбулентное трение; $\rho q_t = -\rho c_p \langle v'T' \rangle$ – турбулентный поток тепла; ρ – плотность; η – динамическая вязкость; c_p – изобарная теплоемкость; λ – теплопроводность. Здесь и далее $n=0$ для плоского канала, $n=1$ для осесимметричного канала.

Для вычисления величин τ и q_t используем трехпараметрическую модель турбулентности [11], обобщенную на течение с теплообменом [18], в которой уравнения переноса записываются для энергии турбулентности $E = 0.5 \sum \langle u_i'^2 \rangle$, величины напряжения сдвига $\tau = -\langle u'v' \rangle$ и предложенного А. Н. Колмогоровым параметра $\omega = E/L^2$ (L – поперечный интегральный масштаб турбулентности), а также уравнение переноса для величины $q_t = -c_p \langle v'T' \rangle$ [18]:

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial E}{\partial x} + \rho v \frac{\partial E}{\partial r} &= -\left(c \rho \sqrt{EL} + c_1 \eta \right) \frac{E}{L^2} + \rho \tau \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^n D_E \frac{\partial E}{\partial r} \right), \\ \rho u \frac{\partial \tau}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \tau}{\partial r} &= -\left(3c \rho \sqrt{EL} + 9c_1 \eta \right) \frac{\tau}{L^2} + c_2 \rho E \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^n D_\tau \frac{\partial \tau}{\partial r} \right) - \alpha D_\tau \frac{\tau}{r^2}, \\ \rho u \frac{\partial \omega}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \omega}{\partial r} &= -\left(2c \rho \sqrt{EL} + 1.4c_1 \eta f_\omega \right) \frac{\omega}{L^2} + \left[\frac{\tau}{E} - 2c_3 \operatorname{sign} \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right) \right] \rho \omega \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^n D_\omega \frac{\partial \omega}{\partial r} \right), \\ \rho u \frac{\partial q_t}{\partial x} + \rho v \frac{\partial q_t}{\partial r} &= -\left[3c \rho \sqrt{EL} + 9c_1 \eta f(\operatorname{Pr}) \right] \frac{q_t}{L^2} + c_4 c_p \rho E \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^n D_q \frac{\partial q_t}{\partial r} \right) - n D_q \frac{q_t}{r^2}, \\ D_\varphi &= a_\varphi \sqrt{EL} + \alpha_\varphi \eta \quad (\varphi = E, \tau, \omega, q_t), \quad L = \sqrt{E/\omega}, \\ f_\omega &= 1 - \frac{1}{2c_1} \left(\frac{L}{E} \frac{\partial E}{\partial r} \right)^2, \quad f(\operatorname{Pr}) = \frac{1+c_5}{2} \frac{\sqrt{\operatorname{Pr}} + 1/\sqrt{\operatorname{Pr}}}{1+c_5 \sqrt{\operatorname{Pr}}} \end{aligned} \quad (2)$$

Значения констант [11, 18]: $c = 0.3$; $c_1 = 5\pi/4$; $c_2 = 0.2$; $c_3 = 0.04$; $c_4 = 0.235$; $c_5 = 0.25$; $a_E = a_\omega = 0.06$; $a_\tau = a_{q_t} = 3a_E = 0.18$; $\alpha_E = \alpha_\tau = 1.0$; $\alpha_\omega = 1.4$; $\alpha_{q_t} = f(\operatorname{Pr})$.

Граничные условия на стенке, на оси симметрии и на входе в канал для круглого и плоского диффузоров имеют вид:

$$u = 0, \quad v = 0, \quad T = T_w = \text{const}, \quad E = \frac{\partial E}{\partial r} = \tau = q_t = 0 \quad \left(r = \frac{d}{2}, \frac{h}{2} \right),$$

$$\frac{\partial u}{\partial r} = v = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial r} = \frac{\partial \omega}{\partial r} = \tau = q_t = 0 \quad (r = 0),$$

$$p = p_1, \quad u = U_1, \quad T = T_1, \quad E = E_1, \quad \omega = \omega_1, \quad \tau = q_t = 0 \quad (x = -l_1) \quad (3)$$

В качестве граничных условий на входе (3) используются постоянные по сечению профили скорости, температуры и характеристик турбулентности.

Таким образом, система уравнений (1), (2) с граничными условиями (3) позволяет решить задачу и найти распределения как средних, так и турбулентных характеристик течения и теплообмена.

Отметим, что использование приближения узкого канала позволяет достаточно адекватно эксперименту описать течение на начальном участке трубы, в частности, немонотонное изменение скорости и характеристик турбулентности по длине [19]. Это позволяет надеяться, что приближение узкого канала окажется столь же продуктивным и при расчете течения и теплообмена в диффузоре.

3. Результаты расчетов

Сравнение результатов расчета течения и теплообмена в плоском и круглом диффузорах проводилось с соответствующими результатами для течения в плоском и круглом каналах постоянного сечения при одинаковом числе Рейнольдса.

Отметим, что число Рейнольдса $Re = \rho U d_h / \eta$, определенное по гидравлическому диаметру ($d_h = 2h$ – для плоского диффузора и $d_h = d$ – для круглого) и среднерасходной скорости U , остается постоянным по всей длине плоского диффузора и уменьшается по длине обратно пропорционально диаметру круглого диффузора (рис. 2).

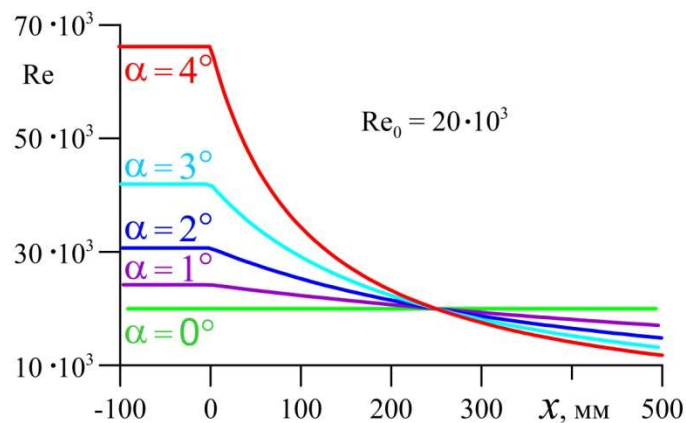


Рис. 2. Изменение по длине канала числа Рейнольдса Re для круглых диффузоров с углами раскрытия от 0° до 4° при числе Рейнольдса в середине канала $Re_0 = 20 \times 10^3$

От изменения числа Рейнольдса в круглом диффузоре зависит изменение относительных характеристик течения и теплообмена по его длине, поскольку для канала постоянного сечения, с которым проводится сравнение, значения этих характеристик определяются числом Рейнольдса.

Входные и выходные диаметры d_1, d_2 или высоты h_1, h_2 диффузорных каналов, указанные в табл. 1, удовлетворяют условиям: $d_1 = d_0 - l_d \tan \alpha/2$, $d_2 = d_0 + l_d \tan \alpha/2$ или

$h_1 = h_0 - l_d \operatorname{tg} \alpha / 2$, $h_2 = h_0 + l_d \operatorname{tg} \alpha / 2$, где d_0 и h_0 – «срединные» (на длине $x = l_d / 2 = 250$ мм) диаметр или высота диффузора, для которых выполнялись расчеты каналов постоянного сечения с числом Рейнольдса Re_0 .

Таблица 1

Углы наклона стенок диффузоров, принятые для расчетов

α°	0	1.0	2.0	3.0	4.0
d_1, h_1 , мм	25.0	20.6	16.3	11.9	7.5
d_2, h_2 , мм	25.0	29.4	33.7	38.1	42.5

Использование «срединного» диаметра (высоты) для расчетов течения в диффузорных каналах с «срединным» числом Рейнольдса Re_0 позволило проводить сравнение с расчетами каналов постоянного сечения при условии равенства поверхностей теплообмена и средних скоростей потоков.

Температура стенки принималась постоянной по длине и составляла $T_w = 301$ К, что на 1 градус выше температуры газа на входе $T_1 = 300$ К, так что теплофизические и переносные свойства теплоносителя были близкими к постоянным.

Результатами расчетов явились локальные значения безразмерного коэффициента теплоотдачи – числа Нуссельта Nu , коэффициента сопротивления ξ , коэффициента аналогии Рейнольдса RAF (Reynolds Analogy Factor), определенных как

$$Nu = \frac{q_w d_h}{\lambda(T_w - \bar{T})}, \quad \xi = 8 \frac{\tau_w}{\rho U^2}, \quad RAF = \frac{8}{\xi} \frac{Nu}{Re Pr} \quad (4)$$

Здесь T_w – температура стенки; $\bar{T}$ – среднемассовая температура теплоносителя; U – среднерасходная скорость; $\tau_w = -(\eta \partial u / \partial r)_w$; $q_w = -(\lambda \partial T / \partial r)_w$; Pr – число Прандтля.

Интегральные характеристики течения и теплообмена определялись для средних по длине диффузора l_d значений относительных величин числа Нуссельта, коэффициента сопротивления и коэффициента аналогии Рейнольдса

$$\frac{\langle Nu \rangle}{Nu_0} = \frac{1}{Nu_0} \frac{1}{l_d} \int_0^{l_d} Nu \cdot dx, \quad \frac{\langle \xi \rangle}{\xi_0} = \frac{1}{\xi_0} \frac{1}{l_d} \int_0^{l_d} \xi \cdot dx, \quad \langle RAF \rangle = \frac{\langle Nu \rangle / Nu_0}{\langle \xi \rangle / \xi_0} \quad (5)$$

Здесь число Нуссельта Nu_0 и коэффициент сопротивления ξ_0 вычислены для развитого течения в канале постоянного сечения при «срединном» (при $x = l_d / 2 = 250$ мм) числе Рейнольдса для течения в диффузоре.

В качестве тепловой характеристики процесса использовалась величина суммарной мощности теплопередачи от стенки в поток

$$Q = \int_0^{l_d} q_w \cdot dF, \quad (6)$$

где F – площадь поверхности диффузора (m^2 – для круглого диффузора, m – на единицу ширины плоского диффузора).

Параметрами задачи являются величины угла раскрытия диффузора α и числа Рейнольдса Re . Ниже представлены результаты численного исследования влияния на интенсификацию теплообмена указанных параметров, которые изменялись в диапазонах: $\alpha = 1 \div 4^\circ$, $Re_1 = (10 \div 40) \times 10^3$. В качестве теплоносителя использован воздух при давлении на входе $p_0 = 2 \times 10^5$ Па (2 атм). Теплофизические свойства воздуха в зависимости от температуры и давления использованы в табличном виде из [21].

3.1. Круглый диффузор

Ниже приведены результаты расчетов влияния угла раскрытия α в диффузорах с «средним» числом Рейнольдса $Re_0 = 20 \times 10^3$ и влияния числа Рейнольдса Re_0 для диффузоров с углом раскрытия $\alpha = 2^\circ$.

На рис. 3, а представлено изменение по длине числа Нуссельта Nu для четырех углов раскрытия α . Как видно, число Нуссельта Nu меняется немонотонно по длине диффузора и превышает соответствующую величину Nu в канале постоянного сечения при том же числе Рейнольдса $Re_0 = 20 \times 10^3$ ($\alpha = 0^\circ$) и это превышение возрастает с увеличением угла раскрытия диффузора.

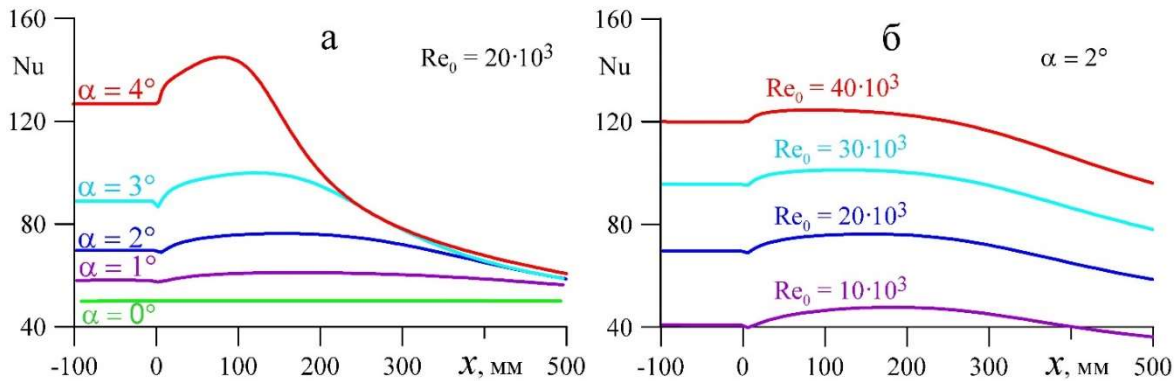


Рис. 3. Изменение по длине числа Нуссельта Nu : для диффузоров с числом Рейнольдса $Re_0 = 20 \times 10^3$ и углами раскрытия $\alpha = 0^\circ, 1^\circ, 2^\circ, 3^\circ, 4^\circ$ (а); для диффузоров с углом раскрытия $\alpha = 2^\circ$ при числах Рейнольдса $Re_0 = (10, 20, 30, 40) \times 10^3$ (б)

На рис. 3, б представлено изменение по длине числа Нуссельта Nu для четырех значений числа Рейнольдса Re_0 . Как видно, число Нуссельта Nu меняется немонотонно, но слабо по длине диффузора.

Коэффициент трения для четырех углов раскрытия α при течении в диффузорах (рис. 4, а) изменяется по длине также немонотонно. Сначала он уменьшается, а затем возрастает и превышает соответствующую величину ξ в канале постоянного сечения при том же числе Рейнольдса $Re_0 = 20 \times 10^3$ ($\alpha = 0^\circ$) и это превышение также возрастает с увеличением угла раскрытия диффузора.

Коэффициент трения ξ для четырех значений числа Рейнольдса Re_0 при течении в диффузорах (рис. 4, б) изменяется по длине также немонотонно. Сначала он уменьшается, а затем возрастает и в конце канала остается практически неизменным.

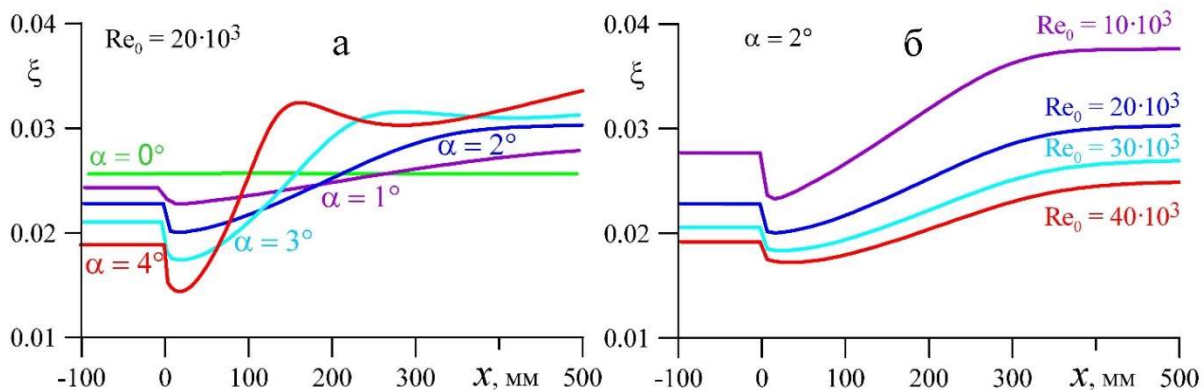


Рис. 4. Изменение по длине коэффициента трения ξ : для диффузоров с числом Рейнольдса $Re_0 = 20 \times 10^3$ и углами раскрытия $\alpha = 0^\circ, 1^\circ, 2^\circ, 3^\circ, 4^\circ$ (а); для диффузоров с углом раскрытия $\alpha = 2^\circ$ при числах Рейнольдса $Re_0 = (10, 20, 30, 40) \times 10^3$ (б)

Одним из критериев эффективности теплообмена является соотношение между теплоотдачей и гидравлическими потерями – коэффициент аналогии Рейнольдса RAF (Reynolds analogy factor). Известно [1, 2], что наиболее низкий теплообмен наблюдается в газовых ($Pr \approx 1$) теплообменниках. Так, для развитого турбулентного ($Re > 10^4$) течения воздуха в круглых трубах коэффициент аналогии Рейнольдса не превосходит величины $1.05 \div 1.15$.

При течении в круглых диффузорах число Нуссельта Nu на первой половине диффузора (рис. 3, а) заметно превышает значение Nu в канале постоянного сечения, в то время как коэффициент трения ξ на входном участке диффузора (рис. 4, а) уменьшается. Поэтому коэффициент аналогии Рейнольдса RAF (рис. 5, а) сначала резко возрастает, а затем немонотонно меняется по длине, оставаясь существенно выше единицы, и с увеличением угла раскрытия диффузора α значение RAF возрастает.

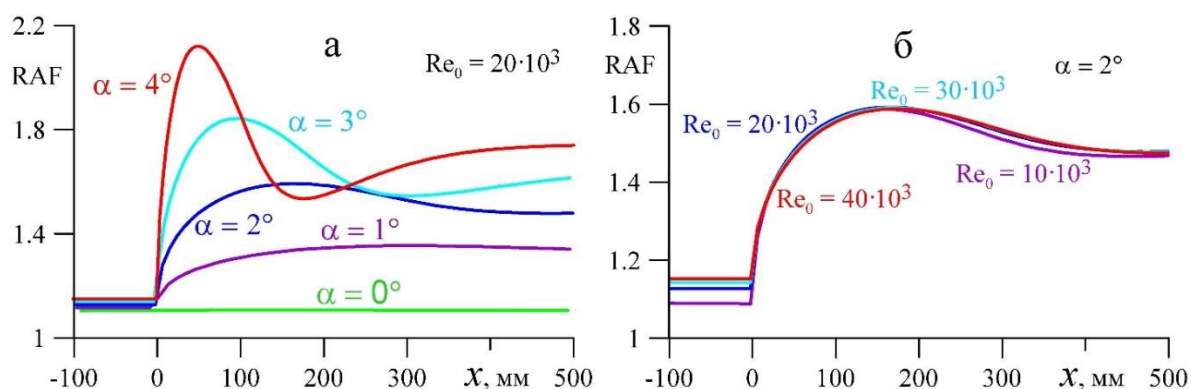


Рис. 5. Изменение по длине коэффициента аналогии Рейнольдса RAF: для диффузоров с числом Рейнольдса $Re_0 = 20 \times 10^3$ и углами раскрытия $\alpha = 0^\circ, 1^\circ, 2^\circ, 3^\circ, 4^\circ$ (а); для диффузоров с углом раскрытия $\alpha = 2^\circ$ при числах Рейнольдса $Re_0 = (10, 20, 30, 40) \times 10^3$ (б)

Коэффициент аналогии Рейнольдса RAF, приведенный на рис. 5, б для четырех чисел Рейнольдса Re_0 , с началом расширения канала резко возрастает, а затем слабо меняется по длине, оставаясь выше единицы, и практически не зависит от числа Рейнольдса.

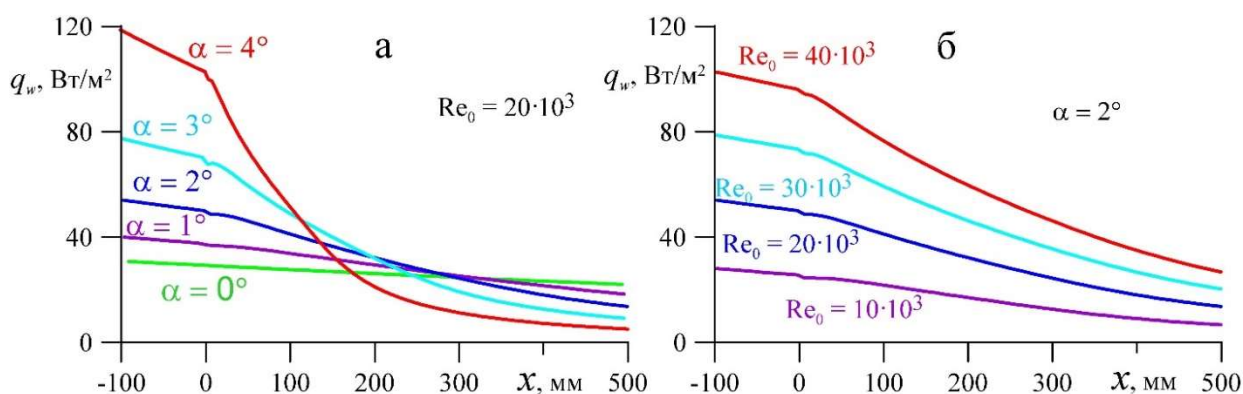


Рис. 6. Изменение по длине теплового потока в стенку q_w : для диффузоров с числом Рейнольдса $Re_0 = 20 \times 10^3$ и углами раскрытия $\alpha = 0^\circ, 1^\circ, 2^\circ, 3^\circ, 4^\circ$ (а); для диффузоров с углом раскрытия $\alpha = 2^\circ$ при числах Рейнольдса $Re_0 = (10, 20, 30, 40) \times 10^3$ (б)

Тепловой поток в стенку q_w (рис. 6, а) уменьшается по длине диффузора, что обусловлено падением числа Рейнольдса по длине (см. рис. 2) и на первой половине диффузора выше, а на второй половине ниже теплового потока в стенку для канала постоянного сечения ($\alpha = 0^\circ$).

Тепловой поток в стенку q_w (рис. 6, б) с ростом числа Рейнольдса (скорости потока) увеличивается, что обусловлено ростом коэффициента теплоотдачи.

Суммарная мощность теплопередачи Q , (рис. 7, а) для углов раскрытия диффузора $\alpha = 1^\circ, 2^\circ, 3^\circ$ превышает величину Q для канала постоянного сечения ($\alpha = 0^\circ$), а для угла раскрытия диффузора $\alpha = 4^\circ$ – меньше за счет сильного уменьшения теплового потока q_w (рис. 6, а, $\alpha = 4^\circ$). При этом суммарная мощность теплопередачи в поток Q (б), (рис. 7, б) с ростом числа Рейнольдса также возрастает.

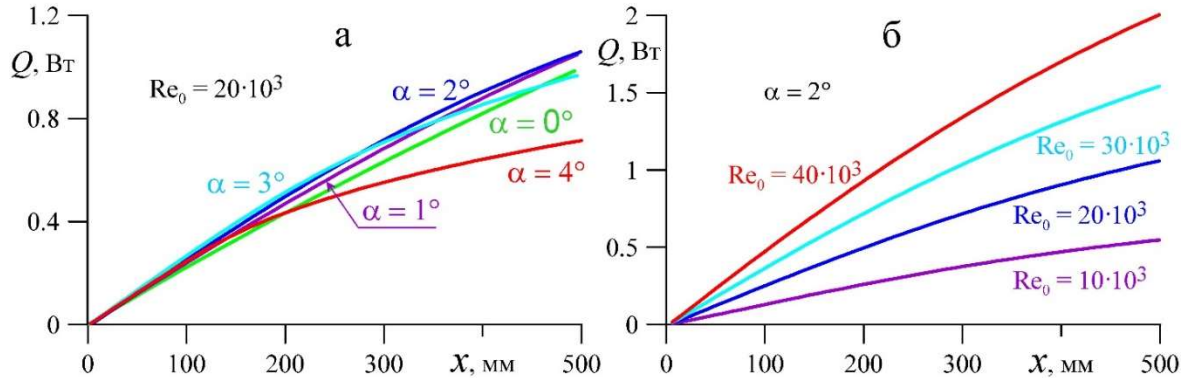


Рис. 7. Изменение по длине диффузора суммарной мощности теплопередачи Q (б): для диффузоров с числом Рейнольдса $Re_0 = 20 \times 10^3$ и углами раскрытия $\alpha = 0^\circ, 1^\circ, 2^\circ, 3^\circ, 4^\circ$ (а); для диффузоров с углом раскрытия $\alpha = 2^\circ$ при числах Рейнольдса $Re_0 = (10, 20, 30, 40) \times 10^3$ (б)

Для полученных изменений по длине диффузора величин числа Нуссельта (см. рис. 3, а) и коэффициента трения (см. рис. 4, а) на рис. 8, а представлены расчетные значения относительных средних величин (5) числа Нуссельта $\langle Nu \rangle / Nu_0$, коэффициента трения $\langle \xi \rangle / \xi_0$ и коэффициента аналогии Рейнольдса $\langle RAF \rangle$ от угла раскрытия диффузора α . Как видно, с ростом угла раскрытия диффузора относительная средняя величина коэффициента трения очень слабо возрастает в отличие от соответствующих величин для числа Нуссельта и коэффициента аналогии Рейнольдса, которые при $\alpha = 4^\circ$, возрастают примерно в $1.8 \div 2$ раза.

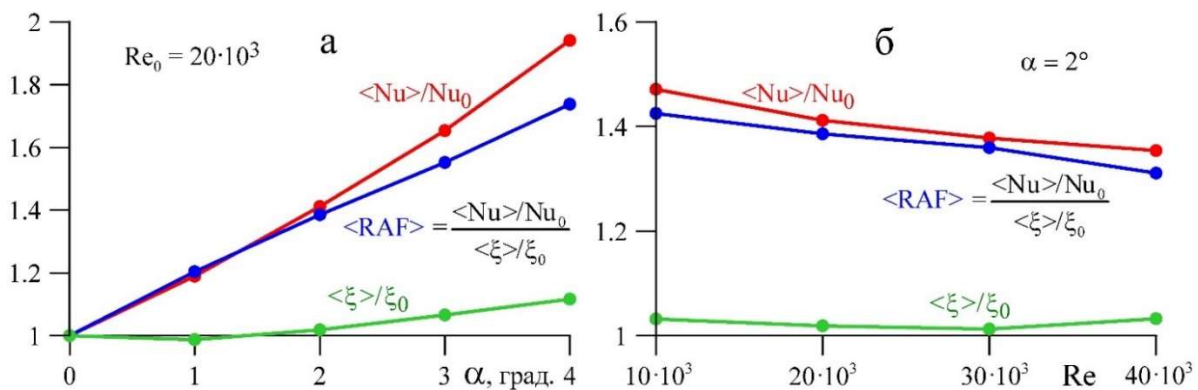


Рис. 8. Зависимость относительных средних значений (5) числа Нуссельта $\langle Nu \rangle / Nu_0$, коэффициента трения $\langle \xi \rangle / \xi_0$ и коэффициента аналогии Рейнольдса $\langle RAF \rangle$ от угла раскрытия диффузора α при числе Рейнольдса $Re_0 = 20 \times 10^3$ (а) и от числа Рейнольдса Re_0 при угле раскрытия $\alpha = 2^\circ$ (б)

Расчетные значения относительных средних величин (5) числа Нуссельта $\langle Nu \rangle / Nu_0$, коэффициента трения $\langle \xi \rangle / \xi_0$ и коэффициента аналогии Рейнольдса $\langle RAF \rangle$ от числа Рейнольдса Re_0 приведены на рис. 8, б. Как видно, с ростом числа Рейнольдса относительная средняя величина коэффициента трения практически не изменяется в отличие от соответствующих величин для числа Нуссельта и коэффициента аналогии Рейнольдса, которые незначительно уменьшаются.

3.2. Плоский диффузор

Ниже, как и для круглых диффузоров, приведены результаты расчетов влияния угла раскрытия α в плоских диффузорах с «срединным» числом Рейнольдса $Re_0 = 20 \times 10^3$ и влияния числа Рейнольдса Re_0 для диффузоров с углом раскрытия $\alpha = 2^\circ$.

На рис. 9, а представлено изменение по длине числа Нуссельта Nu для четырех углов раскрытия диффузора α . Как видно, число Нуссельта Nu существенно возрастает по длине диффузора и превышает соответствующую величину Nu в канале постоянного сечения при том же числе Рейнольдса $Re_0 = 20 \times 10^3$ и это превышение возрастает с увеличением угла раскрытия диффузора.

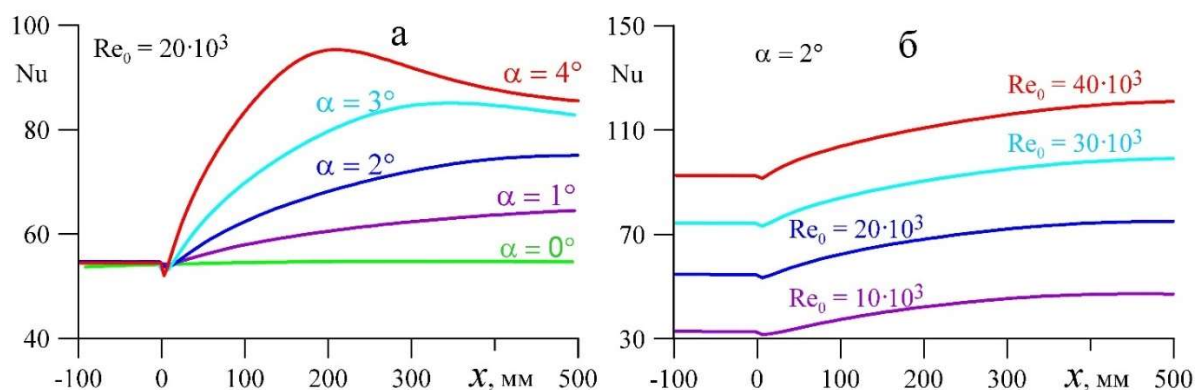


Рис. 9. Изменение по длине числа Нуссельта Nu : для диффузоров с числом Рейнольдса $Re_0 = 20 \times 10^3$ и углами раскрытия $\alpha = 0^\circ, 1^\circ, 2^\circ, 3^\circ, 4^\circ$ (а); для диффузоров с углом раскрытия $\alpha = 2^\circ$ при числах Рейнольдса $Re_0 = (10, 20, 30, 40) \times 10^3$ (б)

На рис. 9, б представлено изменение по длине числа Нуссельта Nu для четырех значений числа Рейнольдса Re . Как видно, число Нуссельта Nu монотонно возрастает по длине плоского диффузора в отличие от круглого диффузора (см. рис. 3, б), где число Nu из-за изменения по длине диффузора числа Рейнольдса меняется немонотонно.

Коэффициент трения ξ для четырех углов раскрытия α при течении в диффузорах (рис. 10, а) изменяется по длине также немонотонно. Сначала он уменьшается, а затем возрастает и превышает соответствующую величину ξ в канале постоянного сечения при том же числе Рейнольдса $Re_0 = 20 \times 10^3$ ($\alpha = 0$) и это превышение также возрастает с увеличением угла раскрытия диффузора.

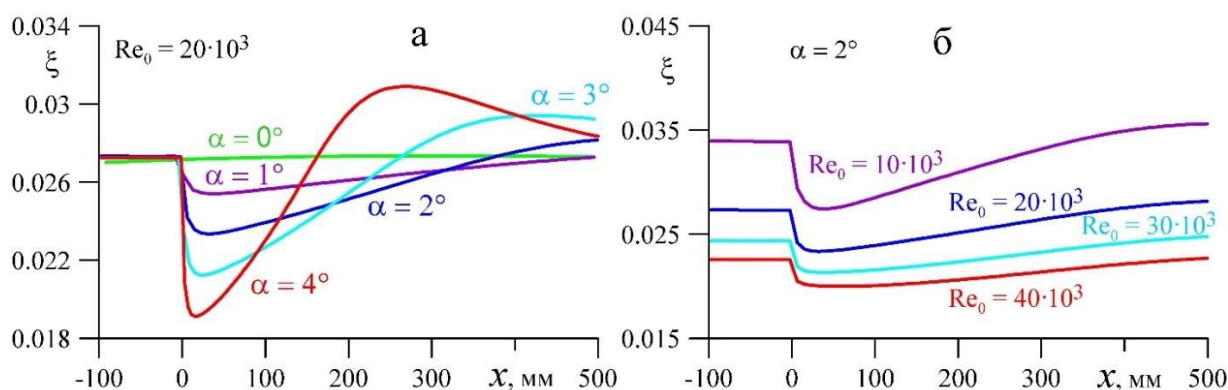


Рис. 10. Изменение по длине коэффициента трения ξ : для диффузоров с числом Рейнольдса $Re_0 = 20 \times 10^3$ и углами раскрытия $\alpha = 0^\circ, 1^\circ, 2^\circ, 3^\circ, 4^\circ$ (а); для диффузоров с углом раскрытия $\alpha = 2^\circ$ при числах Рейнольдса $Re_0 = (10, 20, 30, 40) \times 10^3$ (б)

Коэффициент трения ξ для четырех значений числа Рейнольдса Re при течении в диффузорах (рис. 10, б) изменяется по длине также немонотонно. Сначала он, как и число Нуссельта (рис. 10, а), уменьшается, а затем возрастает.

Отметим, что характер изменения коэффициента трения ξ по длине как для круглого диффузора (см. рис. 3), так и для плоского диффузора (рис. 10) примерно одинаков.

Коэффициент аналогии Рейнольдса RAF (рис. 11, а) за счет немонотонного изменения коэффициента трения ξ (рис. 10, а) сначала резко возрастает, а затем слабо меняется по длине, оставаясь существенно выше единицы, и с увеличением угла раскрытия диффузора α значение RAF возрастает.

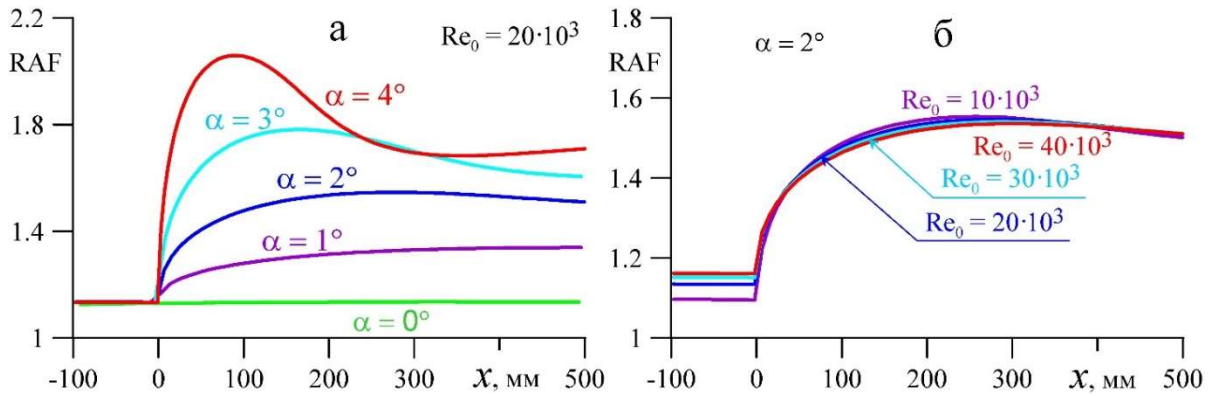


Рис. 11. Изменение по длине коэффициента аналогии Рейнольдса RAF : для диффузоров с числом Рейнольдса $Re_0 = 20 \times 10^3$ и углами раскрытия $\alpha = 0^\circ, 1^\circ, 2^\circ, 3^\circ, 4^\circ$ (а); для диффузоров с углом раскрытия $\alpha = 2^\circ$ при числах Рейнольдса $Re_0 = (10, 20, 30, 40) \times 10^3$ (б)

Коэффициент аналогии Рейнольдса RAF , приведенный на рис. 11, б для четырех чисел Рейнольдса, как и для круглого диффузора (см. рис. 5, б), сначала возрастает, а затем слабо меняется по длине, оставаясь выше единицы, и практически не зависит от числа Рейнольдса.

Характер изменения теплового потока в стенку q_w (рис. 12) для плоского диффузора аналогичен изменению в круглом диффузоре (см. рис. 6). Однако в круглом диффузоре за счет большего числа Рейнольдса на первой половине длины и меньшего на второй половине длины (см. рис. 2) тепловой поток на разном расстоянии от входа соответственно больше либо меньше, чем в плоском диффузоре.

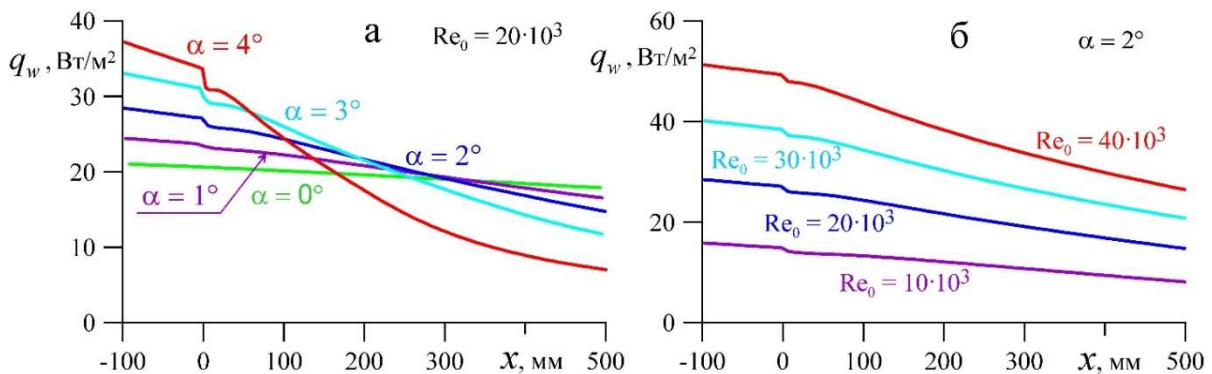


Рис. 12. Изменение по длине теплового потока в стенку q_w : для диффузоров с числом Рейнольдса $Re_0 = 20 \times 10^3$ и углами раскрытия $\alpha = 0^\circ, 1^\circ, 2^\circ, 3^\circ, 4^\circ$ (а); для диффузоров с углом раскрытия $\alpha = 2^\circ$ при числах Рейнольдса $Re_0 = (10, 20, 30, 40) \times 10^3$ (б)

Характер изменения суммарной мощности теплопередачи в поток Q (рис. 13), для плоского диффузора также аналогичен изменению в круглом диффузоре (см. рис. 7), за исключением того, что для плоского диффузора величина Q приведена на единицу ширины канала.

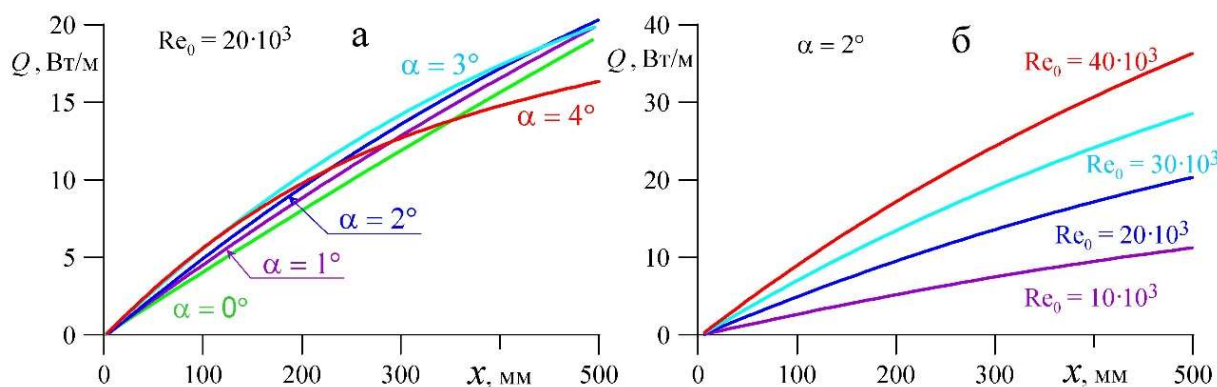


Рис. 13. Изменение по длине суммарной мощности теплопередачи Q : для диффузоров с числом Рейнольдса $Re_0 = 20 \cdot 10^3$ и углами раскрытия $\alpha = 0^\circ, 1^\circ, 2^\circ, 3^\circ, 4^\circ$ (а); для диффузоров с углом раскрытия $\alpha = 2^\circ$ при числах Рейнольдса $Re_0 = (10, 20, 30, 40) \cdot 10^3$ (б)

Для полученных изменений по длине диффузора величин числа Нуссельта (см. рис. 9, а) и коэффициента трения (см. рис. 10, а) на рис. 14, а представлены расчетные значения относительных средних величин (5) числа Нуссельта $\langle Nu \rangle / Nu_0$, коэффициента трения $\langle \xi \rangle / \xi_0$ и коэффициента аналогии Рейнольдса $\langle RAF \rangle$ от угла раскрытия диффузора α . Как видно, с ростом угла раскрытия диффузора средняя величина коэффициента трения очень слабо меняется в отличие от величин числа Нуссельта и коэффициента аналогии Рейнольдса, которые при $\alpha = 4^\circ$, возрастают (примерно в 1.6 раза), хотя и в меньшей степени, чем в круглом диффузоре (см. рис. 8, б).

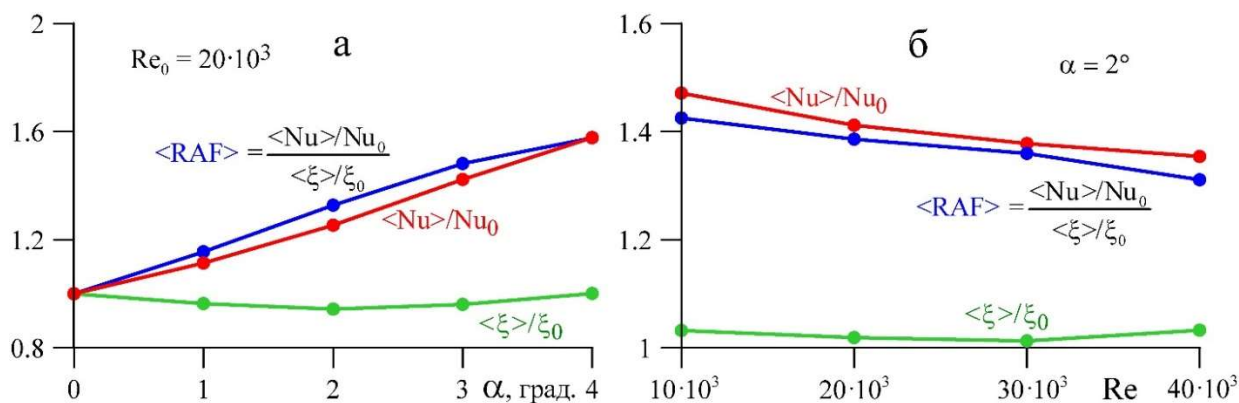


Рис. 14. Зависимость относительных средних значений (5) числа Нуссельта $\langle Nu \rangle / Nu_0$, коэффициента трения $\langle \xi \rangle / \xi_0$ и коэффициента аналогии Рейнольдса $\langle RAF \rangle$ от угла раскрытия диффузора α при числе Рейнольдса $Re_0 = 20 \cdot 10^3$ (а) и от числа Рейнольдса Re_0 при угле раскрытия $\alpha = 2^\circ$ (б)

Характер изменения расчетных значений относительных средних величин числа Нуссельта, коэффициента трения и фактора аналогии Рейнольдса от числа Рейнольдса Re (рис. 14, б) аналогичен изменению этих величин в круглом диффузоре (см. рис. 8, б), но при более низких их значениях.

4. Заключение

Проведен сравнительный анализ локальных и интегральных характеристик течения и теплообмена в круглых и плоских безотрывных диффузорах, обеспечивающих интенсификацию теплообмена. Численное моделирование проведено с использованием трехпараметрической дифференциальной RANS-модели турбулентности, дополненной уравнением переноса для турбулентного потока тепла.

Показано, что с ростом угла раскрытия диффузора основные характеристики теплообмена – число Нуссельта и коэффициент аналогии Рейнольдса – значительно выше, чем в канале постоянного сечения при том же числе Рейнольдса. При одинаковом угле раскрытия в круглом диффузоре число Нуссельта существенно выше, чем в плоском диффузоре и это превышение возрастает с увеличением угла раскрытия диффузоров. Однако коэффициент аналогии Рейнольдса для круглого диффузора при этом не столь существенно превышает соответствующую величину для плоского диффузора за счет большего значения коэффициента трения в круглом диффузоре.

Численное исследование влияния числа Рейнольдса на характеристики течения и теплообмена в диффузорах показало, что с ростом числа Рейнольдса коэффициент аналогии Рейнольдса, как текущий, так и средний по длине диффузора немного уменьшаются. Уменьшается также среднее по длине число Нуссельта, в то время как коэффициент трения остается практически постоянным.

Проведенное численное исследование показало, что интенсификация теплообмена в круглом и плоском безотрывных диффузорах с малыми углами раскрытия и гладкой поверхностью реализуется при небольшом росте коэффициента трения, значительном росте числа Нуссельта (в большей степени для круглого диффузора) и коэффициента аналогии Рейнольдса, что характеризует принципиальное отличие рассмотренного способа интенсификации теплообмена от других известных способов, где увеличение теплоотдачи (числа Нуссельта) достигается ценой значительного роста гидравлических потерь.

Благодарности и ссылки на гранты

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова (AAAA – A19- 119012990115-5, AAAA – A19-119012990110-0).

Литература

1. Мигай В.К. Повышение эффективности современных теплообменников. Л.: Энергия, 1980. 144 с.
2. Калинин Э. К., Дрейцер Г. А., Копп И. З., Мякочин А. С. Эффективные поверхности теплообмена. М.: Энергоатомиздат, 1998. 408 с.
3. Дзюбенко Б. В., Кузма-Кичта Ю. А., Леонтьев А. И. и др. Интенсификация тепло- и массообмена в макро-, микро- и наномасштабах. М.: ФГУП “ЦНИАТОМИНФОРМ”, 2008. 532 с.
4. Bergles A.E. Recent developments in enhanced heat transfer // Heat Mass Transfer. 2011. Vol. 47. N 8. Pp. 1001–1008.
5. Leontiev A. I., Kiselev N. A., Burtsev S. A., Strongin M. M., Vinogradov Yu. A. Experimental investigation of heat transfer and drag on surfaces with spherical dimples // Experimental Thermal and Fluid Science. 2016. Vol. 79. P. 74.
6. Gukhman A. A., Kirpikov V. A., Gutarev V. V., Tsirel'man N. M. Investigation of heat transfer and hydrodynamic drag in the turbulent flow of a gas in the field of a longitudinal pressure gradient of variable sign. I. // J. Eng. Phys. 1969. Vol. 16, No. 4. Pp. 387–395.
7. Gukhman A. A., Kirpikov V. A., Gutarev V. V., Tsirel'man N. M. Investigation of the transfer of heat and of hydrodynamic resistance in the turbulent flow of a gas in the field of a longitudinal pressure gradient of variable sign. II // J. Eng. Phys. 1969. Vol. 16, No. 6. Pp. 669–672.
8. Аббасов Е. С., Умурзакова М. А. Тепловая эффективность СВХН с диффузорно-конфузорными гелиоприемниками // Гелиотехника. 2007. № 1. С. 37–43.
9. Kharlamov S. N., Alginov R. A. Hydrodynamics and heat transfer in complex pipelines at any configuration of wall. Proceedings — 2012 7th International Forum on Strategic Technology, IFOST 2012, 18–21 September 2012. Tomsk, 2012. Article No. 6357683.

10. Решмин А. И., Тепловодский С. Х., Трифонов В. В. Турбулентное течение в круглом безотрывном диффузоре при числах Рейнольдса, меньших 2000 // Изв. РАН. МЖГ. 2011. № 2. С. 121–130.
11. Лущик В. Г., Павельев А. А., Якубенко А. Е. Трехпараметрическая модель сдвиговой турбулентности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1978. № 3. С. 13–25.
12. Исаев С. А., Баранов П. А., Гувернюк С. В., Зубин М. А. Численное и физическое моделирование турбулентного течения в расширяющемся канале с вихревой ячейкой. // Инженерно-физический журнал. 2002. Т. 75, № 2. С. 3–8.
13. Зубарев В. М. Численное моделирование турбулентного несжимаемого течения с увеличивающимся положительным градиентом давления. // Инженерно-физический журнал. 2019. Т. 92, № 3. С. 654–663.
14. Лущик В. Г., Макарова М. С., Решмин А. И. Интенсификация теплообмена при турбулентном течении в плоском и круглом безотрывных диффузорах // Инженерно-физический журнал. 2021. Том 94. № 2. С. 483–495.
15. Лущик В. Г., Макарова М. С., Решмин А. И. Пластинчатый теплообменник с диффузорными каналами // ТВТ. 2020. Т.58. № 3. С. 376–383.
16. Лущик В. Г., Решмин А. И., Егоров К. С. Теплообменник «труба в трубе» с диффузорными каналами с газовыми и жидкими теплоносителями // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2024. Т. 25, вып. 4. <http://chemphys.edu.ru/issues/2024-25-4/articles/1115/>
17. Лущик В. Г., Решмин А. И. Перспективные теплообменники с диффузорными каналами // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2024. Т. 25, вып. 6. <http://chemphys.edu.ru/issues/2024-25-6/articles/1126/>
18. Лущик В. Г., Павельев А. А., Якубенко А. Е. Уравнение переноса для турбулентного потока тепла. Расчет теплообмена в трубе // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 6. С. 42–50.
19. Лущик В. Г., Павельев А. А., Якубенко А. Е. Турбулентные течения. Модели и численные исследования (обзор) // Изв. РАН. МЖГ. 1994. № 4. С. 4–27.
20. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.

References

1. Migai V. K., *Improving the efficiency of modern heat exchangers*, L.: Energiya, 1980, 144 p. [in Russian].
2. Kalinin E. K., Dreitzer G. A., Kopp I. Z., Myakochin A. S., *Effective heat transfer surfaces*, Moscow: Energoatomizdat, 1998, 408 p. [in Russian].
3. Dzyubenko B. V., Kuzma-Kichta Yu. A., Leontiev A. I., Fedik I. I., Kholopanov L. P., *Intensification of heat and mass transfer at macro, micro and nanoscales*, Moscow: FSUE Tsniiatominform, 2008, 532 p. [in Russian].
4. Bergles A. E., Recent developments in enhanced heat transfer, *Heat Mass Transfer*, 2011, vol. 47, no 8, pp. 1001–1008. DOI: 10.1007/s00231-01100872-y
5. Leontiev A. I., Kiselev N. A., Burtsev S. A., Strongin M. M., Vinogradov Yu. A., Experimental investigation of heat transfer and drag on surfaces with spherical dimples, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2016, vol. 79, pp. 74–84. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2016.06.024>
6. Gukhman A. A., Kirpikov V. A., Gutarev V. V., Tsirel'man N. M., Investigation of heat transfer and hydrodynamic drag in the turbulent flow of a gas in the field of a longitudinal pressure gradient of variable sign. I., *J. Eng. Phys.*, 1969, vol. 16, no. 4, pp. 387–395. <https://doi.org/10.1007/BF00828512>

7. Gukhman A. A., Kirpikov V. A., Gutarev V. V., Tsirel'man N. M. Investigation of the transfer of heat and of hydrodynamic resistance in the turbulent flow of a gas in the field of a longitudinal pressure gradient of variable sign. II, *J. Eng. Phys.*, 1969, vol. 16, no. 6, pp. 669–672. <https://doi.org/10.1007/BF00828627>
8. Abbasov E. S., Umurzakova M. A., Thermal efficiency of CVS with diffuser-confuser solar receivers, *Solar engineering*, 2007, no. 1, pp. 37–43 [in Russian].
9. Kharlamov S. N., Alginov R. A., Hydrodynamics and heat transfer in complex pipelines at any configuration of wall, in Proceedings of the 7th International Forum on Strategic Technology (IFOST 2012) Tomsk, 2012, no. 6357683. DOI: 10.1109/IFOST.2012.6357683
10. Reshmin A. I., Teplovodsky S. Kh., Trifonov V. V., Turbulent flow in a circular continuous diffuser at Reynolds numbers less than 2000, *Fluid Dynamics*, 2011, vol. 46, pp. 278–285. <https://doi.org/10.1134/S0015462811020104>
11. Luschik V. G., Paveliev A. A., Yakubenko A. E., Three parameter model of shear turbulence, *Fluid Dynamics*, 1978, vol. 13, pp. 350–360. DOI: 10.1007/BF01050525
12. Isaev S. A., Baranov P. A., Gouvernyuk S. V., Zubin M. A., Numerical and physical modeling of turbulent flow in a divergent channel with a vortex cell, *Journal of engineering physics and thermophysics*, 2002, vol. 75, pp. 269–276. DOI: [10.1023/A:1015608715843](https://doi.org/10.1023/A:1015608715843)
13. Zubarev V. M., Numerical modeling of a turbulent incompressible flow with an increasing positive pressure gradient, *Journal of engineering physics and thermophysics*, 2019, vol. 92, no. 3, pp. 654–663. <https://doi.org/10.1007/s10891-019-01972-0>
14. Luschik V. G., Makarova M. S., Reshmin A. I., Intensification of heat transfer during turbulent flow in flat and round continuous diffusers, *Journal of engineering physics and thermophysics*, 2021, vol. 94, no. 2, pp. 483–495.
15. Luschik V. G., Makarova M. S., Reshmin A. I., Plate heat exchanger with diffuser channels, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2023, vol. 24, no. 2 [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2023-24-2/articles/1030/16>
16. Luschik V. G., Reshmin A. I., Egorov K. S., Double pipe heat exchanger with diffuser channels with gas and liquid coolants, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2024, vol. 25, no. 4 [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2024-25-3/articles/1115/>
17. Luschik V. G., Reshmin A. I. Promising heat exchangers with diffuser channels, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2024, vol. 25, no. 6 [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2024-25-6/articles/1126/>
18. Lushchik V. G., Pavel'ev A. A., and Yakubenko A. E., Three-Parameter Model of Turbulence. Heat Transfer Calculations, *Fluid Dynamics*, 1986, vol. 21, no. 2, 200–211. DOI:10.1007/BF01050170
19. Luschik V. G., Paveliev A. A., Yakubenko A. E., Turbulent flows. Models and numerical investigation. A review, *Fluid Dynamics*, 1994, vol. 29, no 4, pp. 440–457.
20. *Handbook on thermophysical properties of gases and liquids*. Ed. by Vargaftik N. B, Moscow: Nauka, 1972. 720 p. [in Russian].

Статья поступила в редакцию 19 апреля 2025 г.