

УДК 532.529.5: 536.24

СТРУКТУРА ГАЗОКАПЕЛЬНОГО ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛОПЕРЕНОС ПРИ ВНЕЗАПНОМ РАСШИРЕНИИ ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ДИФфуЗОРА

М. А. Пахомов, В. И. Терехов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия
E-mails: pakhomov@ngs.ru, terekhov@itp.nsc.ru

Представлены результаты численного исследования влияния положительного продольного градиента давления при внезапном расширении трубы на структуру турбулентного двухфазного течения и локальный теплоперенос. Показано, что продольный градиент давления оказывает существенное влияние на характеристики течения и теплоперенос в газокapelьном отрывном потоке. Увеличение угла раскрытия диффузора приводит к значительному увеличению степени турбулентности течения (практически в два раза по сравнению с газокapelьным течением при внезапном расширении трубы при $\varphi = 0^\circ$). Установлено, что в исследуемом течении существенно увеличивается длина зоны рециркуляции по сравнению с отрывным газокapelьным потоком при $\varphi = 0^\circ$ и смещается точка максимума интенсивности теплообмена вниз по течению. При этом координата точки максимума интенсивности теплоотдачи не совпадает с координатой точки присоединения оторвавшегося двухфазного потока.

Ключевые слова: тепломассоперенос, турбулентность, диффузор, отрыв потока, труба, численное моделирование.

DOI: 10.15372/PMTF20200513

Введение. Отрывные течения при внезапном расширении трубы или канала часто встречаются в различных технических устройствах. Отрывные потоки в трубах или каналах имеют сравнительно простую геометрию течения, но его структура достаточно сложна. Пограничный слой срывается с кромки внезапно расширяющейся трубы или канала, образуя область сдвигового слоя смешения. При отрыве возникает протяженная зона рециркуляции течения, длина которой равна нескольким высотам уступа. Размер этой области зависит от геометрии течения, степени турбулентности, скорости потока и предыстории развития течения [1, 2]. Наличие отрывной зоны во многом определяет интенсивность процесса передачи импульса, теплоты и массы в таких течениях.

Несмотря на относительную простоту отрывного течения при внезапном расширении трубы, некоторые его особенности остаются малоизученными, при этом полученные результаты имеют противоречивый характер, что объясняется сложностью исследований процессов переноса в ограниченных каналах (трубах) при наличии вихревых рециркуляционных зон.

Механизм процессов переноса значительно усложняется, если отрыв потока происходит в поле продольного градиента давления, который может принимать как положитель-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (код проекта 18-19-00161).

© Пахомов М. А., Терехов В. И., 2020

ное (диффузор), так и отрицательное (конфузор) значение. Следует отметить, что исследованию характеристик турбулентного однофазного течения в диффузорах при отсутствии внезапного расширения посвящено большое количество работ. В [3–5] представлены обзоры работ, посвященных исследованию турбулентной структуры течения в случае осесимметричных диффузоров, в [6–8] — в случае плоских диффузоров. Теплообмен в таких течениях исследован недостаточно [9–11].

Изучение влияния продольного градиента давления при внезапном расширении трубы на структуру течения и теплоперенос является важной инженерной задачей. Систематические исследования развития отрывных течений при наличии продольного градиента давления не проводились даже для существенно более простого случая однофазного режима течения. Существует несколько экспериментальных работ, в которых исследовалось течение в плоских диффузорах при внезапном расширении плоского канала [12–14]. Численное и экспериментальное изучение теплообмена при отрыве воздушного потока за обратным уступом в градиентных потоках впервые проведено в работах [15, 16].

Следует отметить, что добавление твердых частиц в турбулентный отрывной поток оказывает значительное влияние на осредненные и турбулентные характеристики течений с рециркуляционными зонами [17–20]. Известно, что наличие испаряющихся капель в отрывном течении вызывает значительную интенсификацию процесса теплопереноса и накопление капельной фазы за плоским обратным уступом [21]. Увеличение интенсивности теплообмена обусловлено, главным образом, использованием скрытой теплоты фазового перехода в пристенной области.

Ранее авторами настоящей работы проведены подробные численные исследования структуры течения, турбулентности и теплообмена в отрывных газочапельных течениях при внезапном расширении трубы [22, 23]. Авторам не известны работы, посвященные изучению теплопереноса в двухфазных отрывных потоках при наличии продольного градиента давления. В данной работе выполнено численное исследование влияния угла раскрытия диффузора на локальную структуру и теплоперенос отрывного газочапельного потока при внезапном расширении осесимметричного диффузора.

1. Математическая модель. Рассматривается задача о динамике двухфазного турбулентного газочапельного потока при наличии теплообмена со стенками трубы при ее внезапном расширении. При решении используется система осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса, описывающих осесимметричное течение, с учетом влияния частиц на процессы переноса в газе. Для описания динамики дискретной фазы применен эйлеров подход, который часто используется при моделировании двухфазных газочапельных течений (см., например, [22–24]). Схема течения приведена на рис. 1. Объемная концентрация дисперсной фазы мала: $\Phi_1 = M_{L1}\rho/\rho_L < 2 \cdot 10^{-4}$ (M_{L1} — начальная массовая концентрация капель; ρ , ρ_L — плотность газа и капель). Поскольку частицы достаточно мелкие ($d_1 < 100$ мкм), их столкновениями друг с другом можно пренебречь [25]. В данном пункте все основные уравнения для обеих фаз записаны в тензорной форме, несмотря на то что они решались для осесимметричного течения в цилиндрических координатах.

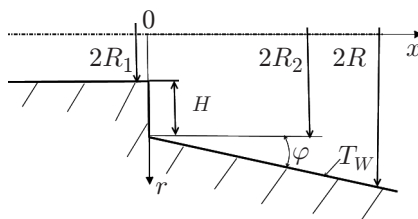


Рис. 1. Схема расчетной области

1.1. Система осредненных уравнений газовой фазы. Система осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса, записанных в цилиндрической системе координат, с учетом влияния частиц на процессы осредненного и турбулентного переносов в газе имеет вид [23]

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho U_j)}{\partial x_j} &= \frac{6J}{d} \Phi, \\ \frac{\partial(U_i U_j)}{\partial x_j} &= -\frac{\partial P}{\rho \partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \langle u'_i u'_j \rangle \right) - (U_i - U_{Li}) \Phi \rho_L \left(\frac{1}{\tau} + \frac{6J}{\rho_L d} \right), \\ \frac{\partial(\rho U_j T)}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu}{\text{Pr}} \frac{\partial T}{\partial x_j} - \rho \langle u_j t \rangle \right) + D_T \frac{\rho(C_{PV} - C_{PA})}{C_P} \frac{\partial K_V}{\partial x_i} \frac{\partial T}{\partial x_i} - \\ &\quad - \frac{6\Phi}{C_P d} [\alpha(T - T_L) + JL], \\ \frac{\partial(\rho U_j K_V)}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu}{\text{Sc}} \frac{\partial K_V}{\partial x_j} - \rho \langle u_j k_V \rangle \right) + \frac{6\rho J \Phi}{d}, \quad \rho = \frac{P}{R_g T}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь U_i ($U_Z \equiv U$, $U_r \equiv V$), u'_i ($u_Z \equiv u'$, $u_r \equiv v'$) — компоненты осредненной скорости и ее пульсаций; x_i — проекции радиус-вектора на оси координат; ν — кинематическая вязкость; $2k = \langle u'_i u'_i \rangle = u'^2 + v'^2 + w'^2$ — турбулентная кинетическая энергия газовой фазы; $\tau = \rho_L d_1^2 / (18\mu W)$ — время динамической релаксации частиц в случае нарушения закона обтекания Стокса; Φ — объемная концентрация дисперсной фазы; $W = 1 + \text{Re}_L^{2/3} / 6$; $\text{Re}_L = |U - U_L|d/\nu$ — число Рейнольдса дисперсной фазы; J — поток массы пара с поверхности испаряющейся капли; P — давление; T — температура; D_T — коэффициент турбулентной диффузии; C_P — теплоемкость газа; α — коэффициент теплоотдачи испаряющейся капли; L — удельная теплота парообразования; K_V — массовая концентрация пара в бинарной парогазовой смеси; $\langle u_j t \rangle$, $\langle u_j k_V \rangle$ — турбулентные тепловой и диффузионный потоки; R_g — удельная газовая постоянная; $\text{Pr} = \nu/a$, $\text{Sc} = \nu/D$ — числа Прандтля и Шмидта соответственно; a — температуропроводность; D — коэффициент диффузии. Индексы A , L , T , V соответствуют воздуху, дисперсной фазе, параметру турбулентности и водяному пару.

Уравнения системы (1) записаны с учетом влияния дисперсной фазы на процессы переноса импульса, теплоты и массы в газовом потоке. Турбулентные тепловой и диффузионный потоки в газовой фазе определены согласно гипотезе Буссинеска:

$$\rho \langle u_j t \rangle = -\frac{\mu_T}{\text{Pr}_T} \frac{\partial T}{\partial x_j}, \quad \rho \langle u_j k_V \rangle = -\frac{\mu_T}{\text{Sc}_T} \frac{\partial K_V}{\partial x_j}.$$

Для турбулентных чисел Прандтля и Шмидта принято $\text{Pr}_T = \text{Sc}_T = 0,85$.

1.2. Модель переноса рейнольдсовых напряжений. Турбулентность газовой фазы рассматривалась с использованием эллиптической модели переноса рейнольдсовых напряжений [26]. Следует отметить, что модель [26] была разработана для однофазных течений. Авторы работы [23] адаптировали ее для описания двухфазных течений при наличии испаряющихся капель:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(U_j \langle u'_i u'_j \rangle)}{\partial x_j} &= P_{ij} + \varphi_{ij} - \varepsilon_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \delta_{ij} + \frac{C_\mu T_T}{\sigma_k} \langle u'_i u'_j \rangle \right) \frac{\partial}{\partial x_i} \langle u'_i u'_j \rangle - A_L, \\ \frac{\partial(U_j \varepsilon)}{\partial x_j} &= \frac{1}{T_T} (C_{\varepsilon 1} P_{ij} - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \delta_{ij} + \frac{C_\mu T_T}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) - \varepsilon_L, \\ \beta - L_T^2 \nabla^2 \beta &= 1. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь P_{ij} — интенсивность переноса энергии от осредненного движения газовой фазы к пульсационному; $P = 0,5P_{kk}$; $T_T = \max(k/\varepsilon, C_T\sqrt{\nu/\varepsilon})$ — турбулентный временной макромасштаб; φ_{ij} — перераспределяющее слагаемое, описывающее обмен энергией между отдельными составляющими поля $\langle u'_i u'_j \rangle$ вследствие корреляции давление — скорость деформации; ε — диссипация энергии крупномасштабных вихрей мелкомасштабным; β — коэффициент смешения, используемый для расчета слагаемого φ_{ij} (изменяется от нуля на стенке до единицы вдали от нее) [27]. Выражение для слагаемого φ_{ij} записывается с учетом влияния двухфазности потока [28]. В правых частях уравнений системы (2) последние слагаемые A_L и ε_L учитывают влияние частиц на несущую фазу за счет пульсационного межфазного скольжения [29, 30]:

$$A_L = \frac{2\rho_L\Phi}{\rho\tau} (1 - f_u) \langle u_i u_i \rangle, \quad \varepsilon_L = \frac{2\rho_L\varepsilon\Phi}{\rho\tau} (1 - f_\varepsilon) \quad (3)$$

(f_u, f_ε — коэффициенты, характеризующие вовлечение частиц в турбулентное движение газа). Константы и функции модели турбулентности приведены в [26]: $C_{\varepsilon 1} = 1,4$, $C_{\varepsilon 2} = 1,85$, $C_{\varepsilon 3} = 0,55$, $C_\mu = 0,22$, $\sigma_k = 1$, $\sigma_\varepsilon = 1,22$, $C_T = 6$.

1.3. Система осредненных уравнений дисперсной фазы. Система осредненных уравнений, описывающих процессы переноса в дисперсной среде, имеет вид [23]

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_L\Phi U_{Lj})}{\partial x_j} &= -\frac{6J\Phi}{d}, \\ \frac{\partial(\rho_L\Phi U_{Lj}U_{Li})}{\partial x_j} + \frac{\partial(\rho_L\Phi\langle u_{Li}u_{Lj}\rangle)}{\partial x_j} &= \\ &= \Phi(U_i - U_{Li})\frac{\rho_L}{\tau} + \Phi\rho_L g - \frac{1}{\tau}\frac{\partial(\rho_L D_{Lij}\Phi)}{\partial x_j} - \frac{\partial(\Phi P)}{\partial x_i}, \\ \frac{\partial(\rho_L\Phi U_{Lj}T_L)}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_L\Phi\langle\theta u_{Lj}\rangle) &= \Phi(T - T_L)\frac{\rho_L}{\tau_\Theta} - \frac{1}{\tau_\Theta}\frac{\partial(\rho_L D_{L,ij}^\Theta\Phi)}{\partial x_j}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь D_{Lij} , $D_{L,ij}^\Theta$ — тензоры турбулентной диффузии и турбулентного переноса тепла дисперсной фазы [29, 30]; $\tau_\Theta = C_{PL}d^2/(12\lambda Y)$ — время тепловой релаксации капель; $Y = 1 + 0,3\text{Re}_L^{1/2}\text{Pr}^{1/3}$; C_{PL} , ρ_L — теплоемкость и плотность материала капель.

Уравнения для расчета вторых моментов пульсаций скорости дисперсной фазы $\langle u_{Li}u_{Lj}\rangle$ приведены в [29, 30]. Система уравнений (1)–(4) дополняется уравнением теплопереноса на межфазной границе при условии постоянства температуры по радиусу капли [31] и уравнением сохранения массы пара на ее испаряющейся поверхности [31].

2. Метод численного решения. Численная реализация эйлерова подхода подробно описана в [23]. Решение получено с использованием метода конечных объемов на разнесенных сетках. Для конвективных слагаемых дифференциальных уравнений применялась процедура QUICK третьего порядка точности. Для диффузионных потоков использованы центральные разности второго порядка точности. Поле давления корректировалось в соответствии с конечно-объемной согласованной процедурой SIMPLEC. Расчет компонент тензора рейнольдсовых напряжений жидкости проводился с использованием методики, предложенной в [32]. Компоненты рейнольдсовых напряжений определялись в тех же точках на гранях контрольного объема, что и соответствующие им компоненты осредненной скорости жидкости.

Расчетная сетка состояла из четырехугольных ячеек, общее количество которых варьировалось в зависимости от угла раскрытия диффузора. Расчетная сетка была неоднородной и сгущалась по направлению ко всем твердым стенкам, что необходимо для более точного расчета параметров турбулентного течения в пристенной зоне. При решении

такой двумерной задачи о пограничном слое целесообразно использовать преобразование координат [33]

$$\Delta\psi_j = a\Delta\psi_{j-1},$$

где $\Delta\psi_j$, $\Delta\psi_{j-1}$ — текущий и предыдущий шаги сетки в аксиальном или радиальном направлении; a — константа сгущения (в аксиальном направлении $a = 1,06$, в радиальном — $a = 1,04$). При использовании такой схемы с постоянным отношением шагов шаг сетки увеличивается в геометрической прогрессии.

Расчеты проведены на сетке, содержащей 400×200 контрольных объемов (КО). Для расчета расширяющейся части диффузора и обеспечения плавного уменьшения размеров ячеек по направлению к стенке трубы использован подход, предложенный в [33]. Первая расчетная ячейка располагалась на расстоянии от стенки $y_+ = u_*y/\nu \approx 0,5$ (скорость трения u_* определялась для однофазного течения воздуха при прочих идентичных параметрах). Для корректного расчета больших градиентов параметров двухфазного потока в вязком подслое располагалось не менее 10 КО. Дополнительно были проведены расчеты на сетках, содержащих 200×100 и 500×300 КО. Различие результатов расчетов числа Нуссельта и коэффициента трения на стенке для двухфазного течения и скоростей газа и капель не превышает 0,1 %. Дальнейшее увеличение количества КО не оказывает существенного влияния на результаты численных расчетов.

На оси трубы ставятся условия плавности сопряжения для обеих фаз, на стенке — условия непроницаемости и прилипания для газовой фазы. Для дисперсной фазы на стенке канала использованы граничные условия “поглощающей стенки” (капля, попавшая на стенку, в поток не возвращается) [30]. В выходном сечении задаются условия равенства нулю производных всех искомым параметров в продольном направлении.

3. Результаты численных расчетов и их анализ. В настоящей работе основное внимание уделено исследованию влияния угла раскрытия диффузора на локальные и интегральные характеристики отрывного течения. Остальные параметры двухфазного течения и его геометрия (скорость и турбулентность потока перед сечением его отрыва, высота уступа, начальные температуры фаз, диаметр капель и температура стенки) оставались неизменными.

Расчеты проведены для монодисперсной газочапельной смеси на входе в расчетную область для случая опускного режима движения. За сечением отрыва потока, где начинается нагрев стенки, за счет испарительных процессов происходит изменение размера капель как по длине, так и по радиусу трубы. Численное исследование выполнено для следующего диапазона начальных данных. Полуугол раскрытия диффузора составлял $\varphi = 0 \div 5^\circ$. Диаметр трубы до расширения равен $2R_1 = 20$ мм, после расширения — $2R_2 = 60$ мм, степень расширения в сечении отрыва потока составляла $(R_2/R_1)^2 = 9$, высота ступеньки $H = 20$ мм (см. рис. 1). Длина расчетной области после расширения трубы равна $X = 25H = 0,5$ м. Среднемассовая скорость воздуха перед отрывом была неизменной: $U_{m1} = 15$ м/с, так же как и число Рейнольдса для газовой фазы: $Re_H = HU_{m1}/\nu \approx 2 \cdot 10^4$.

Входные распределения параметров газового потока задавались с использованием результатов предварительного расчета однофазного потока в трубе длиной $150R_1$. Таким образом, во входном сечении имеется полностью гидродинамически стабилизированное течение газа. Капли добавлялись в однофазный турбулентный поток воздуха в начальном сечении расчетной области, их начальная скорость была постоянной по радиусу трубы: $U_{L1} = 0,8U_{m1}$. Начальный размер капель был постоянным: $d_1 = 30$ мкм, их массовая концентрация равна $M_{L1} = 0,05$. При этом значения числа Стокса, рассчитанные по диаметру капли и колмогоровскому масштабу, равны $Stk = 0,4$, что соответствует режиму вовлечения капель в отрывное турбулентное движение газовой фазы [19, 21]. Расчет проведен

при постоянной величине температуры стенки $T_W = 373$ К, торцевая стенка уступа не обогревалась. Температура воздуха и капель на входе составляла $T_1 = T_{L1} = 293$ К.

3.1. *Сравнение результатов с известными данными для однофазного режима течения.* На первом этапе проводилось сравнение результатов расчетов с использованием численной модели с результатами измерений параметров однофазного отрывного потока в плоском канале [12, 13] и данными численных расчетов параметров течения в осесимметричном диффузоре [15]. Поскольку течения в плоском и осесимметричном диффузорах существенно различаются, сравнение результатов расчетов проведено при одном и том же значении параметра продольного градиента давления. В качестве такого параметра использовался параметр Кейса $K = -(\nu/U^2)(dU/dx)$, непосредственно входящий в интегральное уравнение сохранения импульса [34]. Для осесимметричного случая и при использовании в качестве характерной среднемассовой скорости выражение для параметра K принимает вид

$$K = -\frac{1}{R_2} \frac{2R_1^2}{\text{Re}_H R_2^2} H \left(1 + \frac{x \operatorname{tg} \alpha}{R_2} \right) \operatorname{tg} \alpha,$$

где $\text{Re}_H = U_1 H / \nu$ — число Рейнольдса, рассчитанное по среднемассовой скорости на входе и по высоте ступеньки. Величина параметра K зависит от степени внезапного расширения трубы на входе, угла раскрытия диффузора α и числа Рейнольдса Re_H .

Распределение параметра K по длине диффузора при различных значениях угла его раскрытия показано на рис. 2. Для замедляющихся течений величина K отрицательна и в отличие от случая плоского диффузора линейно возрастает по длине. Угол раскрытия диффузора оказывает существенное влияние на параметр K : при увеличении угла α от 1° до 5° абсолютное значение K увеличивается практически на порядок. Проведено сравнение расчетных и экспериментальных значений характерной величины для отрывных потоков, а именно длины рециркуляционной зоны.

Следует отметить, что в работах [12, 13] исследовалось течение в плоском диффузоре. При этом течение, исследуемое в экспериментах, значительно отличалось от осесимметричного течения, поэтому результаты сравнения имеют в основном качественный характер. Результаты сравнения с экспериментальными данными [12, 13] и результатами численных расчетов [15] приведены на рис. 3. При сопоставлении использовались данные о длине зоны рециркуляции течения в зависимости от параметра Кейса [34]. Полученные расчетные данные о длине зоны рециркуляции течения и параметре Кейса удовлетворительно согласуются с результатами расчетов [15]. Следует отметить, что в случае осесимметричного диффузора параметр Кейса значительно больше, чем в случае плоского диффузора (см. рис. 3). Также необходимо учитывать, что в плоском диффузоре $K = \text{const}$, тогда как в осесимметричном параметр Кейса увеличивается с увеличением длины трубы. В случае осесимметричного течения параметр Кейса, так же как и в [15], определялся в точке присоединения потока. В настоящей работе, как и в [15], получены значения параметра Кейса, существенно большие, чем в работах [12, 13]. Тем не менее можно отметить, что результаты расчетов, полученные в данной работе, качественно согласуются с известными данными экспериментов и расчетов.

Результаты сравнения экспериментальных и расчетных данных для однофазных течений при внезапном расширении трубы и канала использованы при выполнении более сложного расчета параметров двухфазного течения в диффузоре при наличии продольного градиента давления.

3.2. *Двухфазный газокпельный поток.* На рис. 4 представлены радиальные распределения аксиальной компоненты скорости, температуры и степени турбулентности газовой фазы в сечении, находящемся на расстоянии от точки отрыва потока, равном $x/H = 15$,

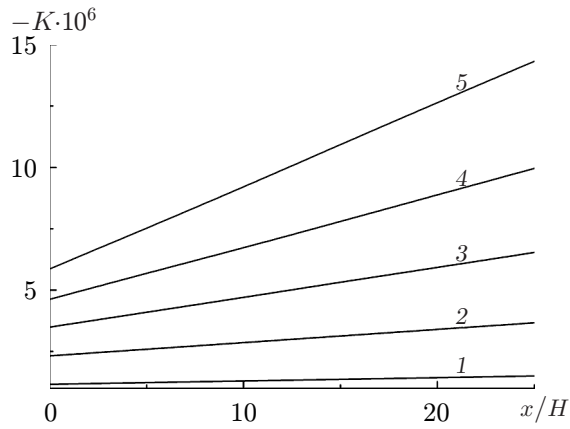


Рис. 2

Рис. 2. Распределение параметра Кейса по длине трубы при различных значениях угла раскрытия диффузора в однофазном потоке:

1 — $\varphi = 1^\circ$, 2 — $\varphi = 2^\circ$, 3 — $\varphi = 3^\circ$, 4 — $\varphi = 4^\circ$, 5 — $\varphi = 5^\circ$

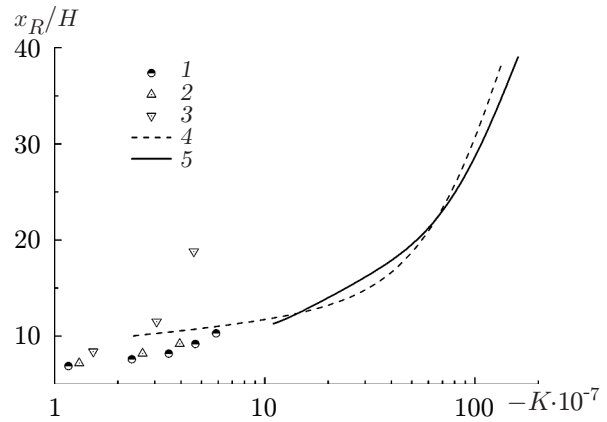


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость длины области рециркуляции течения от параметра Кейса в однофазном потоке:

точки — экспериментальные данные, линии — результаты расчетов; 1 — $H = 12,7$ мм [13], 2 — $H = 12,7$ мм [12], 3 — $H = 25,4$ мм [12], 4 — $H = 20$ мм [15], 5 — $H = 20$ мм (данные настоящей работы)

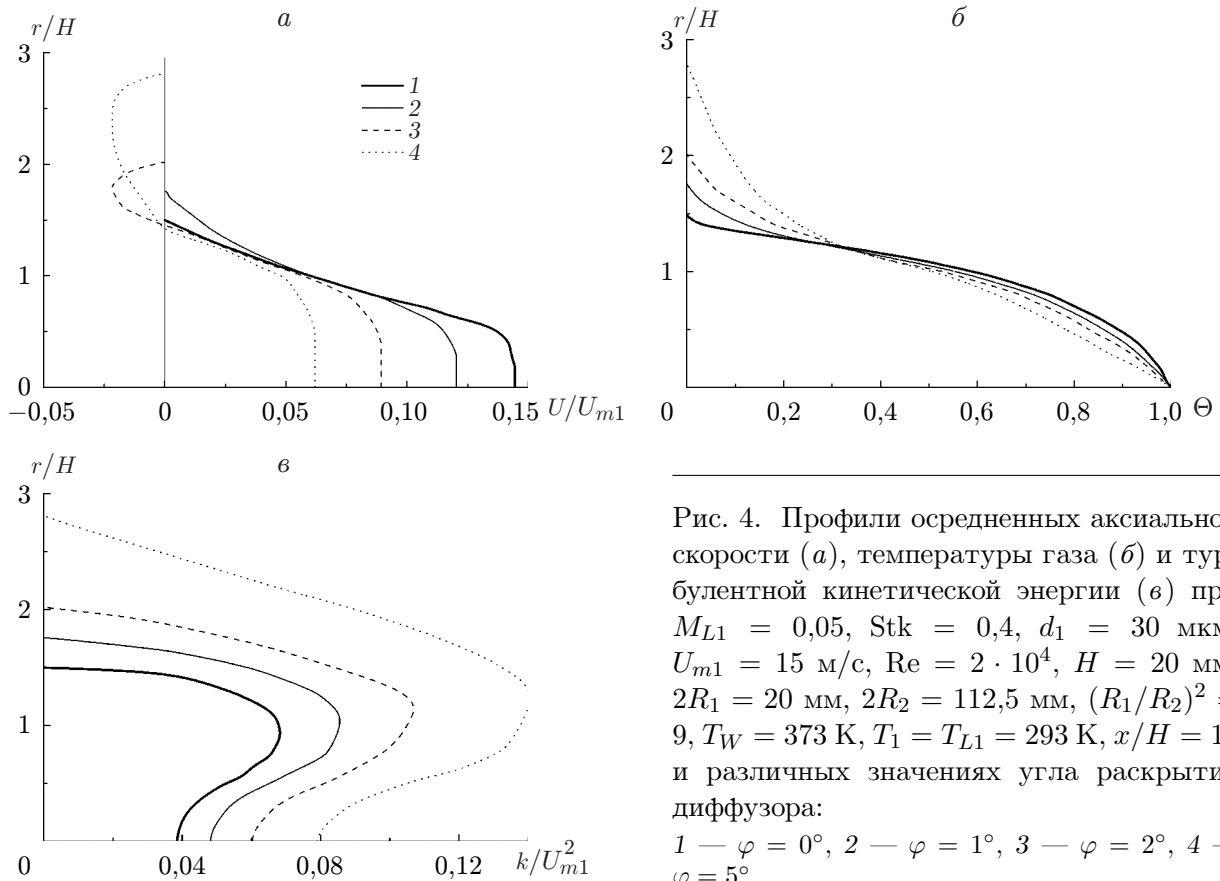


Рис. 4. Профили осредненных аксиальной скорости (а), температуры газа (б) и турбулентной кинетической энергии (в) при $M_{L1} = 0,05$, $Stk = 0,4$, $d_1 = 30$ мкм, $U_{m1} = 15$ м/с, $Re = 2 \cdot 10^4$, $H = 20$ мм, $2R_1 = 20$ мм, $2R_2 = 112,5$ мм, $(R_1/R_2)^2 = 9$, $T_W = 373$ К, $T_1 = T_{L1} = 293$ К, $x/H = 15$ и различных значениях угла раскрытия диффузора:

1 — $\varphi = 0^\circ$, 2 — $\varphi = 1^\circ$, 3 — $\varphi = 2^\circ$, 4 — $\varphi = 5^\circ$

при различных значениях полуугла раскрытия диффузора. Видно, что положительный градиент давления оказывает существенное влияние на профиль скорости. Аналогичные результаты получены в [15, 16] для однофазного режима течения. По мере увеличения угла раскрытия диффузора наблюдается уменьшение скорости воздуха на оси канала и соответственно градиента скорости в радиальном направлении вследствие увеличения толщины слоя смешения (см. рис. 4,а). Отметим также, что в цилиндрическом канале, а также при малых углах раскрытия диффузора ($\varphi \leq 2^\circ$) происходит присоединение оторвавшегося потока в указанном сечении ($x/H = 15$) и восстановление течения, в то время как при $\varphi = 5^\circ$ присоединения течения не происходит и характерным является наличие четко выраженной зоны возвратного течения.

Распределения температуры газа $\Theta = (T - T_W)/(T_0 - T_W)$ (T_0, T_W — температура воздуха на оси трубы и ее стенке) по радиусу трубы в меньшей степени зависят от продольного градиента давления, чем распределения аксиальной скорости газа (см. рис. 4,б). Изменение угла раскрытия диффузора до значения $\varphi \leq 3^\circ$ оказывает незначительное влияние на профиль температуры газа, который становится менее заполненным, и только при наибольшем исследованном в работе значении угла $\varphi = 5^\circ$ профиль температуры Θ существенно изменяется. Данные выводы качественно согласуются с результатами расчетов [15] для однофазного течения.

С увеличением угла раскрытия диффузора турбулентная кинетическая энергия несущей фазы возрастает практически в два раза (см. рис. 4,в) по сравнению с энергией потока при отсутствии градиента давления ($\varphi = 0^\circ$). Как и в случае отрывного газочапельного потока ($\varphi = 0^\circ$) [23], максимум турбулентной кинетической энергии располагается в слое смешения. Этот вывод также согласуется с данными расчетов для однофазного потока в осесимметричном диффузоре при внезапном расширении трубы [15]. Известно, что наличие мелкодисперсной фазы вызывает подавление турбулентности несущей фазы в отрывном потоке как за плоским обратным уступом [19–21], так и при внезапном расширении трубы [22, 23]. Это объясняется тем, что на вовлечение частиц в осредненное движение газа расходуется часть энергии несущего потока [26]. Тем не менее в случае двухфазного течения в диффузоре при внезапном расширении трубы происходит дополнительная турбулизация потока при увеличении продольного градиента давления.

На рис. 5 показаны распределения коэффициентов поверхностного трения $C_f/2 = \tau_W/(\rho U_{m1}^2)$ и давления $C_P = 2(P_W - P_1)/(\rho U_{m1}^2)$ по длине канала при различных значениях угла раскрытия диффузора в двухфазном потоке (τ_W — трение на стенке, P_W, P_1 — статическое давление на стенке в рассматриваемом и входном сечениях).

С увеличением угла раскрытия диффузора (продольного градиента давления) трение на стенке значительно уменьшается (в несколько раз) и наблюдается резкое увеличение длины рециркуляционной зоны. Эти выводы качественно согласуются с результатами измерений [13] и расчетов [15]. В [13, 15] показано, что с увеличением угла диффузора трение на стенке уменьшается. При наибольшем исследованном в данной работе значении $\varphi = 5^\circ$ получено отрицательное значение трения на стенке по всей длине канала, при этом присоединения потока к стенке в пределах вычислительной области не происходит.

Распределение коэффициента давления по длине трубы при развитии отрывного потока в диффузоре с различными углами раскрытия представлено на рис. 5,б. В диффузоре непосредственно за точкой отрыва потока образуется область отрицательного давления, имеющая небольшую длину ($x/H < 7$). Степень разрежения в этой области незначительна, поэтому при больших углах раскрытия указанная область практически исчезает. С увеличением угла раскрытия диффузора коэффициент давления также возрастает, причем в основном за счет торможения потока.

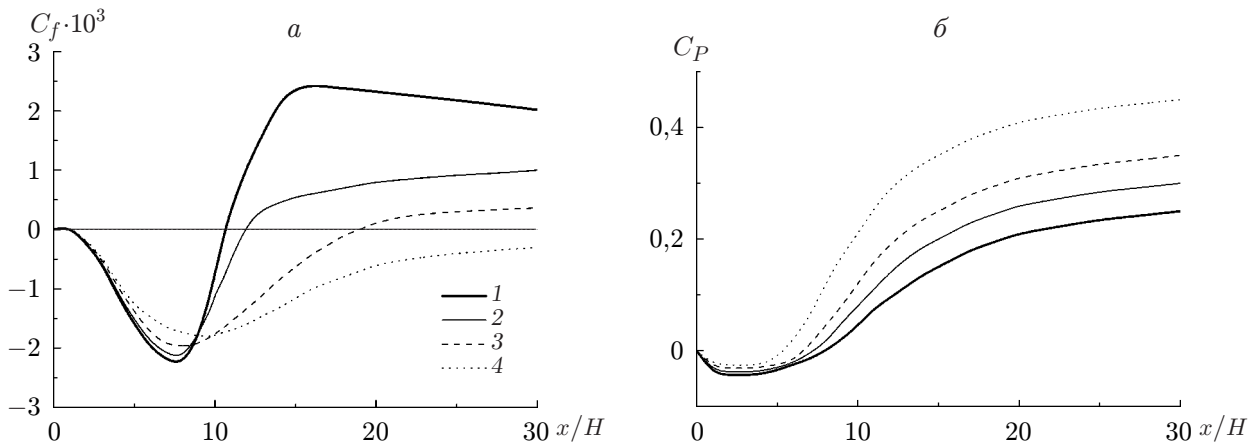


Рис. 5. Распределения коэффициента трения на стенке (а) и коэффициента давления (б) в газок капельном потоке по длине канала при $M_{L1} = 0,05$, $Stk = 0,4$, $d_1 = 30$ мкм и различных значениях угла раскрытия диффузора:
 1 — $\varphi = 0^\circ$, 2 — $\varphi = 1^\circ$, 3 — $\varphi = 2^\circ$, 4 — $\varphi = 5^\circ$

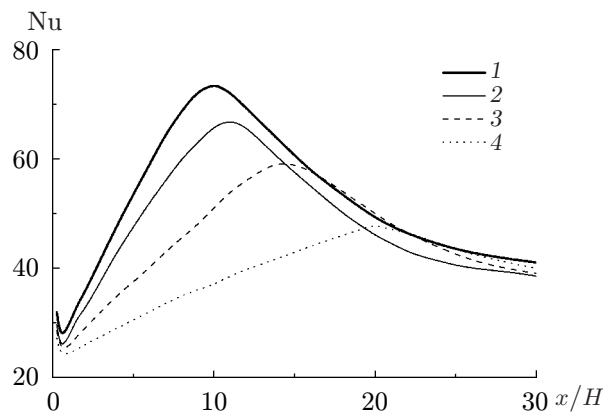


Рис. 6. Распределение числа Нуссельта по длине трубы при $M_{L1} = 0,05$, $Stk = 0,4$, $d_1 = 30$ мкм и различных значениях угла раскрытия диффузора:
 1 — $\varphi = 0^\circ$, 2 — $\varphi = 1^\circ$, 3 — $\varphi = 2^\circ$, 4 — $\varphi = 5^\circ$

Распределение локального числа Нуссельта по длине трубы при различных значениях угла раскрытия диффузора показано на рис. 6. Число Нуссельта при постоянной величине температуры стенки определяется зависимостью

$$Nu = - \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_W H \frac{H}{T_W - T_m},$$

где $\left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_W$ — градиент температуры газовой фазы на стенке; $T_m = \frac{2}{U_1 R_2^2} \int_0^{R_2} T U r dr$ —

среднемассовая температура газа в рассматриваемом сечении. С увеличением угла раскрытия диффузора интенсивность теплообмена существенно уменьшается (практически в 1,5 раза по сравнению с отрывным течением в трубе при $\varphi = 0^\circ$).

Наблюдается значительное увеличение размеров зоны рециркуляции двухфазного течения с увеличением угла раскрытия (рис. 7). Из анализа данных, приведенных на рис. 7,

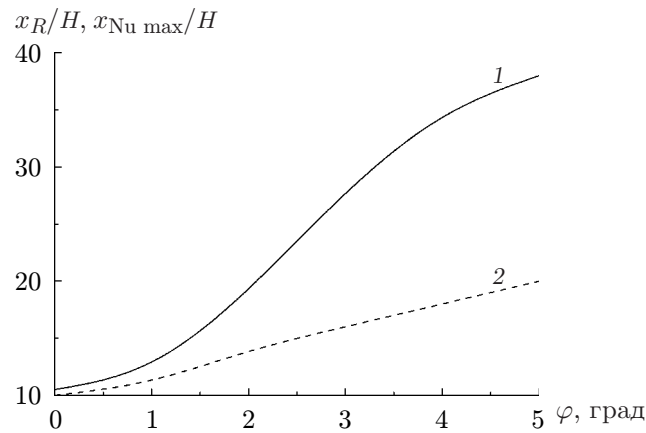


Рис. 7. Зависимости длины отрывной области x_R/H (1) и положения максимума теплообмена $x_{Nu\ max}/H$ (2) в двухфазном потоке от угла раскрытия диффузора при $M_{L1} = 0,05$, $d_1 = 30$ мкм

следует, что при увеличении угла раскрытия диффузора точки присоединения потока x_R и максимума интенсивности теплообмена $x_{R\ max}$ существенно сдвигаются вниз по потоку. При небольших углах раскрытия диффузора ($\varphi \leq 2^\circ$) происходит незначительное увеличение длины зоны рециркуляции. При наибольшем исследованном угле $\varphi = 5^\circ$ длина зоны рециркуляции практически в 3,5 раза больше, чем в случае отрывного газокапельного потока при $\varphi = 0^\circ$. При $\varphi = 5^\circ$ расстояние вниз по потоку, на котором находится максимум интенсивности теплообмена, почти в два раза больше, чем в случае $\varphi = 0^\circ$. Этот результат качественно согласуется с данными численных расчетов [15] для однофазного режима течения. Авторы работы [15] полагают, что значительное смещение точки максимума интенсивности теплообмена выше по потоку объясняется существенной деформацией течения вследствие влияния продольного градиента давления. В работах [22, 23] показано, что в отрывном течении при внезапном расширении трубы при $\varphi = 0^\circ$ точки присоединения потока и максимума интенсивности теплообмена расположены близко друг к другу (расстояние между ними не превышает $0,2H$).

Заключение. В работе представлены результаты численного моделирования влияния продольного градиента давления при внезапном расширении трубы на структуру двухфазного течения и локальный теплоперенос.

Наличие продольного градиента давления оказывает существенное влияние на профиль скорости. При увеличении угла раскрытия диффузора уменьшается скорость газа и увеличивается градиент скорости в продольном направлении. В поперечном направлении градиент скорости уменьшается за счет увеличения толщины слоя смещения. При небольших углах раскрытия диффузора ($\varphi < 3^\circ$) происходит незначительное увеличение длины зоны рециркуляции. При $\varphi = 3^\circ$ и $\varphi = 5^\circ$ длина области отрывного течения существенно увеличивается и зона возвратного течения становится четко выраженной. При умеренных углах раскрытия диффузора ($\varphi \leq 3^\circ$) наблюдается незначительное изменение профиля температуры газа, при наибольшем значении ($\varphi = 5^\circ$) профиль температуры существенно деформируется и становится менее заполненным. С увеличением градиента давления степень турбулентности несущей фазы значительно (практически в два раза) возрастает по сравнению с отрывным течением при $\varphi = 0^\circ$. С увеличением угла раскрытия диффузора коэффициент трения на стенке значительно уменьшается и при $\varphi = 5^\circ$ присоединения потока к стенке в пределах вычислительной области не происходит. С увеличением угла раскрытия диффузора увеличивается положительный градиент давления, что приводит к

турбулизации течения. При увеличении угла раскрытия диффузора точки присоединения потока и максимума интенсивности теплообмена существенно сдвигаются вниз по потоку.

Длина зоны рециркуляции увеличивается практически в 3,5 раза по сравнению с длиной этой зоны в случае отрывного газокапельного потока при $\varphi = 0^\circ$, тогда как расстояние вниз по течению, на котором находится максимум интенсивности теплообмена, увеличивается практически в два раза. С увеличением угла раскрытия диффузора интенсивность теплообмена существенно уменьшается (практически в 1,5 раза по сравнению с отрывным течением в трубе при $\varphi = 0^\circ$).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Терехов В. И.** Теплообмен в дозвуковых отрывных потоках / В. И. Терехов, Т. В. Богатко, А. Ю. Дьяченко, Я. И. Смульский, Н. И. Ярыгина. Новосибирск: Новосиб. гос. техн. ун-т, 2016.
2. **Итон Дж., Джонстон Дж.** Обзор исследований дозвуковых присоединяющихся течений // Ракет. техника и космонавтика. 1981. Т. 19, № 10. С. 7–19.
3. **Okwuobi P., Azad R. S.** Turbulence in a conical diffuser with fully developed flow at entry // J. Fluid Mech. 1973. V. 57. P. 603–622.
4. **Klein A.** Review: Effects of inlet conditions on conical-diffuser performance // Trans. ASME. J. Fluids Engng. 1981. V. 103. P. 250–257.
5. **Azad R. S.** Turbulent flow in a conical diffuser: a review // Experiment. Thermal Fluid Sci. 1996. V. 13. P. 318–337.
6. **Kaltenbach H. J., Fatica M., Mittal R., et al.** Study of flow in a planar asymmetric diffuser using large eddy simulation // J. Fluid Mech. 1990. V. 390. P. 151–185.
7. **Apsley D. D., Leschziner M. A.** Advanced turbulence modelling of separated flow in a diffuser // Flow, Turbulence Combust. 1999. V. 63. P. 81–112.
8. **Ohlsson J., Schlatter P., Fischer P. F., Henningson D. S.** Direct numerical simulation of separated flow in a three-dimensional diffuser // J. Fluid Mech. 2010. V. 650. P. 307–318.
9. **Wang L. B., Tao W. Q., Wang Q. W., Wong T. T.** Experimental study of developing turbulent flow and heat transfer in ribbed convergent/divergent square ducts // Intern. J. Heat Fluid Flow. 2001. V. 22. P. 603–613.
10. **Леонтьев А. И., Луцник В. Г., Решмин А. И.** Теплообмен в конических расширяющихся каналах // Теплофизика высоких температур. 2016. Т. 54, № 2. С. 287–293.
11. **Луцник В. Г., Решмин А. И.** Интенсификация теплообмена в плоском безотрывном диффузоре // Теплофизика высоких температур. 2018. Т. 56, № 4. С. 589–596.
12. **Kuehn D. M.** Effects of adverse pressure gradient on the incompressible reattaching flow over a rearward-facing step // AIAA J. 1980. V. 18, N 3. P. 343–344.
13. **Driver D. M., Seegmiller H. L.** Features of a reattaching turbulent shear layer in divergent channel flow // AIAA J. 1985. V. 23, N 2. P. 163–171.
14. **Ra S. H., Chang P. K.** Effects of pressure gradient on reattaching flow downstream of a rearward-facing step // J. Aircraft. 1990. V. 27, N 1. P. 93–95.
15. **Терехов В. И., Богатко Т. В.** Исследование аэродинамики и теплообмена отрывного течения в осесимметричном диффузоре при внезапном расширении трубы // ПМТФ. 2015. Т. 56, № 3. С. 147–155.
16. **Богатко Т. В., Дьяченко А. Ю., Смульский Я. И. и др.** Особенности отрывного течения за уступом под воздействием как положительного, так и отрицательного продольного градиента давления // Тр. 15-го Минского междунар. форума по тепло- и массообмену

- (ММФ-15), Минск (Беларусь), 23–26 мая 2016 г. Минск: Ин-т тепломассообмена, 2016. Докл. № 1-06.
17. **Hardalupas Y., Taylor A. M. K. P., Whitelaw J. H.** Particle dispersion in a vertical round sudden-expansion flow // *Philos. Trans. Roy. Soc. London. Ser. A.* 1992. V. 341. P. 411–442.
 18. **Зайчик Л. И., Козелев М. В., Першуков В. А.** Расчет турбулентных газодисперсных течений в каналах с зонами рециркуляции // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа.* 1994. № 4. С. 65–75.
 19. **Fessler J. R., Eaton J. K.** Turbulence modification by particles in a backward-facing step flow // *J. Fluid Mech.* 1999. V. 314. P. 97–117.
 20. **Li F., Qi H., You C. F.** Phase Doppler anemometry measurements and analysis of turbulence modulation in dilute gas-solid two-phase shear flows // *J. Fluid Mech.* 2010. V. 663. P. 434–455.
 21. **Hishida K., Nagayasu T., Maeda M.** Augmentation of convective heat transfer by an effective utilization of droplet inertia // *Intern. J. Heat Mass Transfer.* 1995. V. 38. P. 1773–1785.
 22. **Терехов В. И., Пахомов М. А.** Моделирование турбулентного двухфазного потока после внезапного расширения трубы при наличии испарения капель // *Теплофизика высоких температур.* 2009. Т. 47, № 3. С. 423–430.
 23. **Pakhomov M. A., Terekhov V. I.** Second moment closure modelling of flow, turbulence and heat transfer in droplet-laden mist flow in a vertical pipe with sudden expansion // *Intern. J. Heat Mass Transfer.* 2013. V. 66. P. 210–222.
 24. **Маджул А. А., Хамза Н. Х., Джасим Н. М.** Моделирование сопротивления спрею с использованием теории моментов и степенного закона для скорости капли // *ПМТФ.* 2020. Т. 61, № 1. С. 71–81.
 25. **Elghobashi S.** On the predicting particle-laden flows // *Appl. Sci. Res.* 1994. V. 52. P. 309–329.
 26. **Fadai-Ghotbi A., Manceau R., Boree J.** Revisiting URANS computations of the backward-facing step flow using second moment closures. Influence of the numerics // *Flow, Turbulence Combust.* 2008. V. 81. P. 395–410.
 27. **Manceau R., Hanjalic K.** Elliptic blending model: a new near-wall Reynolds-stress turbulence closure // *Phys. Fluids.* 2002. V. 14. P. 744–754.
 28. **Beishuizen N., Naud B., Roekaerts D.** Evaluation of a modified Reynolds stress model for turbulent dispersed two-phase flows including two-way coupling // *Flow, Turbulence Combust.* 2007. V. 79. P. 321–341.
 29. **Zaichik L. I.** A statistical model of particle transport and heat transfer in turbulent shear flows // *Phys. Fluids.* 1999. V. 11. P. 1521–1534.
 30. **Derevich I. V.** Statistical modelling of mass transfer in turbulent two-phase dispersed flows. 1. Model development // *Intern. J. Heat Mass Transfer.* 2000. V. 43. P. 3709–3723.
 31. **Терехов В. И., Пахомов М. А.** Численное исследование гидродинамики, тепло- и массообмена двухфазного газопарокапельного потока в трубе // *ПМТФ.* 2003. Т. 44, № 1. С. 108–122.
 32. **Hanjalic K., Jakirlic S.** Contribution towards the second-moment closure modelling of separating turbulent flows // *Comput. Fluids.* 1998. V. 27. P. 137–156.
 33. **Андерсон Д.** Вычислительная гидромеханика и теплообмен / Д. Андерсон, Дж. Таннехилл, Р. Плетчер. М.: Мир, 1990. Т. 2.
 34. **Кейс В.** Конвективный тепло- и массообмен. М.: Энергия, 1972.

*Поступила в редакцию 11/VI 2020 г.,
после доработки — 11/VI 2020 г.
Принята к публикации 29/VI 2020 г.*