

УДК 532.529.5: 536.24

Интенсификация теплообмена в турбулентном газокапельном потоке с периферийной закруткой*

М.А. Пахомов, В.И. Терехов

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mails: pma41976@yandex.ru; terekhov@itp.nsc.ru

Выполнено численное исследование влияния закрутки периферийного потока в цилиндрическом канале на локальную структуру течения и теплообмен в турбулентном газокапельном потоке при вариациях начальной массовой концентрации капель воды в диапазоне $M_{L1} = 0 - 0,1$ и начального диаметра капель $d_1 = 10 - 100$ мкм. Показано, что добавление капель приводит к существенному росту теплообмена (более 2,5 раз) в сравнении с однофазным закрученным течением. Закономерности теплообмена в газокапельных течениях при наличии закрутки и в ее отсутствие имеют качественно подобный вид. Эффект интенсификации теплообмена за счет закрутки газокапельного потока достигает 50 % при $M_{L1} = 0,1$. Первоначально с ростом размера капель происходит значительная интенсификация теплообмена в закрученном течении. Максимальный теплообмен получен при $d_1 \approx 50$ мкм для всех интенсивностей закрутки двухфазного потока. Далее величина теплообмена снижается и ее зависимость от размера капель становится более пологой.

Ключевые слова: газокапельный поток, закрутка, испарение, численное моделирование, турбулентность, модель переноса рейнольдсовых напряжений.

Введение

Закрученные двухфазные течения широко используются в различных практических приложениях, например, при стабилизации горения в промышленных горелочных устройствах, в центробежных сепараторах, аппаратах химических технологий (см. обобщающие монографии [1–4] и обзоры [5, 6]). Наличие закрутки потока может оказывать заметное влияние на интенсивность процессов переноса и распространение дисперсной фазы [7] и в значительной мере определяет структуру и теплоперенос в двухфазном течении. Взаимодействие между мелкими частицами и турбулентными вихрями газовой фазы — сложный и к настоящему времени не до конца изученный процесс [8, 9]. Поэтому, несмотря на широкое применение двухфазных закрученных течений при наличии испарения частиц в различных практических приложениях, процессы турбулентного переноса в таких потоках остаются недостаточно изученными. Закрутка потока является

* Результаты численных расчетов для газокапельного закрученного потока получены при финансовой поддержке РФФИ (код проекта 24-19-00358); модель турбулентности для однофазного течения в трубе разработана в рамках госзадания ИТ СО РАН (121031800217-8).

одним из способов интенсификации конвективного теплообмена [1–4]. Другим известным способом интенсификации теплопереноса является испарение [10] или конденсация [11] распыленных в ламинарном или турбулентном потоке капель различных жидкостей. Это вызывает значительный рост интенсивности теплопереноса в сравнении с традиционной вынужденной конвекцией в однофазном потоке среды [12].

Для описания двухфазного потока к настоящему времени существуют два основных метода расчета: эйлеров континуальный подход (двухжидкостные модели) и лагранжеев траекторный метод. Оба этих подхода имеют свои плюсы и минусы и дополняют друг друга. Для описания динамики дисперсной фазы в двухфазных закрученных турбулентных течениях широко применяются как эйлеров [7, 12–14, 15, 17, 18], так и лагранжеев [7, 15, 16, 19] подходы.

В настоящее время для описания турбулентности используются методы прямого численного моделирования (DNS, Direct Numerical Simulation) и моделирования крупных вихрей (LES, Large Eddy Simulation). Они являются наиболее информативными, однако требуют наличия высокопроизводительных вычислительных мощностей суперкомпьютеров. Современные возможности метода DNS ограничены расчетами при числах Рейнольдса, как правило, не превышающих величину 10^4 . По сравнению с DNS метод LES может применяться для расчетов течений с существенно большими числами Рейнольдса. Однако использование LES для расчета двухфазных течений с учетом влияния дисперсной фазы на подсеточные напряжения и описания течения вблизи стенки требует применения сеток, приближающихся к сеткам, используемым в методе DNS, для которых необходимы большие вычислительные ресурсы. Поэтому для технических приложений более приемлемым является метод, базирующийся на решении RANS-уравнений (Reynolds averaged Navier – Stokes) с моделями турбулентности различного уровня сложности. Один из методов, позволяющих частично учесть сложные процессы смешения и анизотропию пульсаций скоростей фаз в однофазных отрывных закрученных течениях — использование моделей SMC (Second Moment Closure) [21–24]. Успешное применение SMC для описания двухфазных течений показано в работах [12–14, 20].

Ранее авторами были выполнены моделирования вынужденной конвекции в закрученном газодисперсном [12] и газокapelном [13, 14] турбулентных потоках после внезапного расширения трубы. В этих работах было проведено сравнение с данными других работ для газодисперсного [16, 20] и газокapelного [15] закрученных потоков, которое показало согласование результатов численных расчетов с экспериментальными данными по локальной структуре двухфазного закрученного течения и распределениям дисперсной фазы по длине канала и его сечению. Цель настоящей работы заключается в проведении численного моделирования влияния закрутки периферийной части потока на распределение дисперсной фазы, структуру течения и интенсификацию теплопереноса в газокapelном течении в трубе при изменении параметра закрутки, чисел Рейнольдса, концентрации и размера капелной фазы.

1. Математическая модель и граничные условия

Рассматривается задача о динамике и теплопереносе в турбулентном двухфазном потоке в трубе при закрутке периферийного газокapelного потока. Для описания двухфазного течения используется эйлеров континуальный (двухжидкостный) подход [25]. Газовая фаза описывается системами стационарных и нестационарных трехмерных (U)RANS-уравнений с учетом влияния частиц на процессы переноса в газовой фазе [13, 14].

Турбулентность газовой фазы рассчитывается по эллиптической модели переноса рейнольдсовых напряжений [26] с учетом влияния дисперсной фазы на турбулентные характеристики [27]. Объемная концентрация дисперсной фазы мала ($\Phi_1 < 2 \cdot 10^{-4}$) и капли достаточно мелкие ($d_1 = 30$ мкм), что позволяет пренебречь эффектами их столкновений друг с другом. Все расчеты проводились на сетке $300 \times 80 \times 80 = 1,92$ млн контрольных объемов. Дальнейшее увеличение их числа не оказывает существенного влияния на результаты численных расчетов. Число Куранта не превышало единицы и шаг по времени составлял $\Delta t = 10^{-4}$ с.

На стенке ставились условия непроницаемости и прилипания для газовой фазы. Для дисперсной фазы на стенке канала использовались граничные условия «поглощающей стенки», когда капля, попавшая на стенку, в поток не возвращается [28]. В выходном сечении задавались условия равенства нулю производных всех искомых параметров в продольном направлении. Дисперсная фаза добавлялась только в периферийную кольцевую часть воздушного потока во входном сечении. Для дисперсной фазы были заданы равномерные распределения искомых параметров во входном сечении трубы. Для определения начальных значений радиальных осредненных скоростей фаз использовались соотношения для закона вращения твердого тела [17]:

$$V_1 = 4SU_1 r / R, \quad V_{L1} = 4S_L U_{L1} r / R,$$

$$S = \int_0^{R_3} \rho U_1 W_1 r^2 dr / \int_0^{R_3} \rho U_1^2 r dr, \quad S_L = \int_0^{R_3} \rho_L U_{L1} W_{L1} r^2 dr / \int_0^{R_3} \rho_L U_{L1}^2 r dr,$$

где S и S_L — параметры закрутки воздушного потока и дисперсной фазы соответственно.

2. Результаты моделирования и их анализ

Закрученное газодапельное двухфазное течение в трубе исследовалось в опускном режиме течения (см. рис. 1). Основной однофазный воздушный поток 1 подавался в центральный канал ($2R_1$). Входные распределения параметров газового потока задавались с использованием предварительного расчета однофазного потока в трубе длиной $150R_1$. Таким образом, во входном сечении имелось полностью гидродинамически стабилизированное течение газа. Закрученный поток смеси воздуха и капель воды 2 поступал в расчетную область через кольцевой канал ($R_3 - R_2$). Размеры расчетной области были следующие: $2R_1 = 80$ мм, $2R_2 = 84$ мм, $2R_3 = 100$ мм, так что ширина кольцевого зазора составляла 8 мм. Длина вычислительной области $X = 1$ м. Среднемассовая аксиальная скорость основного потока воздуха и в пристенной струе составляла 1–30 м/с. Параметр закрутки на срезе кольцевой

$$\text{струи варьировался в диапазоне } S = \int_{R_2}^{R_3} \rho_2 W_2 U_2 r^2 dr / \left(\int_{R_2}^{R_3} \rho_2 U_2^2 r dr \right) =$$

$= 0 - 0,7$. Число Рейнольдса основного потока изменялось в диапазоне $Re = U_1 2R_1 / \nu = (0,5 - 20) \cdot 10^4$, где ν — кинематическая вязкость газа. Начальная осредненная аксиальная скорость капель

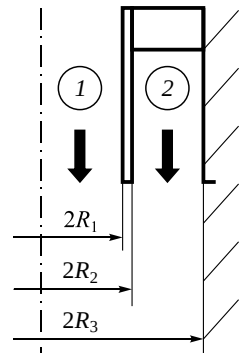


Рис. 1. Схема вычислительной области (не в масштабе).

1 — однофазный воздушный поток,
2 — периферийное закрученное газодапельное течение.

воды составляла $U_{L2} = 0,8U_2$, начальный диаметр капель воды — $d_1 = 10 - 100$ мкм, массовая концентрация этих капель — $M_{L1} = 0 - 0,1$, а водяного пара — $M_{V1} = 0$. Число Стокса в осредненном движении определяется как $Stk = \tau/\tau_f$, где $\tau = \rho_{L2}d_1^2/(18\rho_2\nu_2W) = 0,3 - 27$ мс — время релаксации частиц, записанное с учетом отклонения от закона обтекания Стокса, $\tau_f = 0,14R_1/U_2 = 5,6$ мс — турбулентный временной макромасштаб, ρ — плотность, $W = 1 + Re_L^{2/3}/6$, $Re_L = |\mathbf{U}_S - \mathbf{U}_L|d_1/\nu_2$ — число Рейнольдса дисперсной фазы и $\mathbf{U}_S$ и $\mathbf{U}_L$ — векторы скорости газа в точке расположения капли [29]. Отсюда следует, что число Стокса изменяется в диапазоне $Stk = 0,05 - 4,8$. Температура стенки трубы была постоянной по всей длине расчетной области и составляла $T_W = \text{const} = 373$ К. Температура воздуха и капель на входе в вычислительную область была равна $T_1 = T_{L2} = T_2 = 293$ К.

2.1. Локальная структура течения

Безразмерные профили осредненных скоростей, температур, полных энтальпий и концентраций водяного пара и воды в закрученном потоке представлены на рис. 2. В качестве масштаба скоростей здесь принималась величина продольной компоненты скорости на оси трубы U_0 в рассматриваемом сечении, а масштаба концентраций — массовое содержание жидкой фазы M_{L1} во входном сечении. Профили температур рассчитывались по формулам $\Theta = (T_W - T)/(T_W - T_0)$ и $\Theta_H = (E_W - E)/(E_W - E_0)$, где T, E — температура и полная энтальпия с учетом энергии образования вещества, нижние индексы W и 0 соответствуют величине параметра на стенке трубы и на ее оси. Таким же образом рассчитывалось распределение полных энтальпий по радиусу трубы. При этом величина полной энтальпии газопаракапельной смеси вычислялась по формуле $H = \sum_{i=1}^3 H_i M_i = H_A M_A + H_L M_L + H_V M_V$, где H_i и M_i — соответственно полная энтальпия i -го компонента с учетом энергии образования из простых веществ и массовая доля i -го компонента смеси, индекс A относит параметры к воздушной среде.

На рис. 2 можно отметить две группы линий, поведение которых принципиально отличается друг от друга. К первой относятся распределения продольной компоненты скорости газовой фазы, ее температуры и полной энтальпии смеси газа, пара и жидкости. Эти профили имеют вид, характерный для пограничных слоев — без заметного влияния на течение и теплоперенос периферийной части потока. Это свидетельствует об интенсивном процессе смешения между основным и пристенным потоками, который практически завершается к рассматриваемому сечению $x/(2R_1) = 20$.

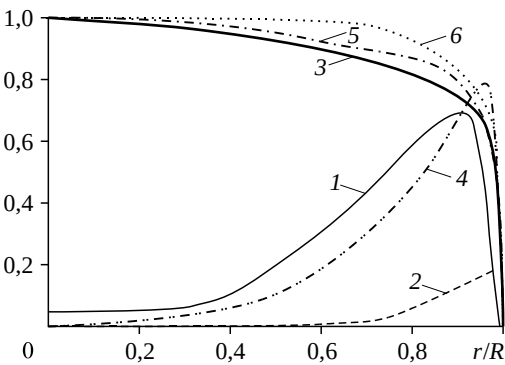


Рис. 2. Распределения по сечению трубы параметров двухфазного газопаракапельного закрученного потока.

- 1 — массовая концентрация капель воды (M_L/M_{L1}),
 2 — концентрация водяного пара, отнесенная к суммарной начальной величине пара и капель ($M_V/M_{V1} + M_{V2}$), 3 и 4 — U/U_0 и W/U_0 , где U — аксиальная и W — тангенциальная скорости газовой фазы, 5 — температура газа Θ ;
 6 — полная энтальпия газопаракапельного потока Θ_H ;
 $d_1 = 30$ мкм, $M_{L1} = 0,05$, $x/(2R_1) = 20$, $S = 0,2$.

Из рис. 2 видно, что профили продольной скорости, температуры и полных энтальпий располагаются достаточно близко между собой. Это говорит о подобии процессов переноса импульса и энергии, которое имеет место даже при влиянии столь сложных факторов, таких как наличие двухфазности, испарения и закрутки потока. В то же время распределения концентрации веществ и окружной компоненты скорости, относящиеся ко второй группе профилей, имеют вид, характерный для пристенных струй. Причем как закрутка потока, так и концентрации капельной фазы и пара сохраняются в пристенной области на достаточно больших расстояниях от входа, что приводит к значительному влиянию указанных факторов на пристенный теплообмен.

Известно, что наличие дисперсной фазы оказывает существенное влияние на модификацию турбулентности несущей фазы [8, 9]. При этом может наблюдаться как подавление турбулентности при добавлении мелкодисперсных частиц ($Stk < 1$), так и ее дополнительная генерация при обтекании крупных инерционных частиц ($Stk \gg 1$). Уменьшение уровня кинетической энергии турбулентности (КЭТ) в двухфазном потоке связано с вовлечением относительно мелких частиц в пульсационное движение газовой фазы и передачей каплям части пульсационной энергии движения парогазовой смесью [13, 14]. Поэтому на величину КЭТ оказывает влияние не только концентрация капель, но и их размер. Эти выводы качественно согласуются с данными работ [13, 14], где наблюдался эффект понижения кинетической энергии турбулентности при добавлении в поток мелких капель ($d_1 = 30$ мкм).

Результаты расчетов кинетической энергии турбулентности $(2k = \langle u_i u_i \rangle = u'^2 + v'^2 + w'^2)$

в зависимости от массовой концентрации капель показаны на рис. 3, где $k_S^{\max,0}$ — максимальная величина турбулентности в однофазном закрученном потоке при прочих равных условиях. В таком виде можно изучить влияние испаряющихся капель на КЭТ в закрученном двухфазном потоке. Показано, что в закрученном двухфазном потоке с ростом параметра закрутки потока S получено увеличение уровня турбулентности. Это связано с более быстрым испарением капель за счет более интенсивного процесса смешения основного и периферийного течений (см. данные на рис. 2).

2.2. Теплообмен

На рис. 4 приведены результаты расчетов числа Нуссельта по длине трубы, где число Нуссельта при граничном условии $T_w = \text{const}$ определяется по формуле

$$Nu = \frac{-(\partial T / \partial r)_w 2R_1}{T_w - T_m}, \text{ где } T_m \text{ — сред-}$$

немассовая температура в рассматриваемом сечении. Расчетные данные, приведенные на рис 4. представлены в относительном виде Nu/Nu_0 (Nu_0 — число

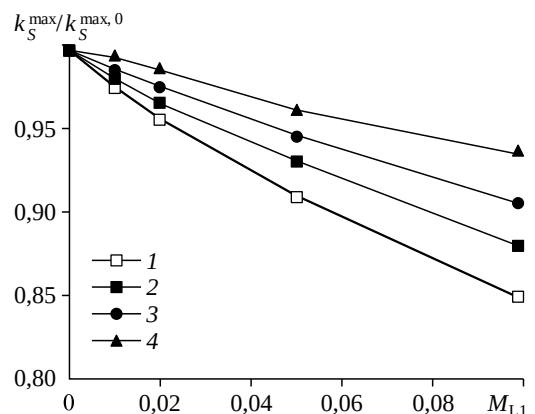


Рис. 3. Влияние массовой концентрации капель и закрутки потока на кинетическую энергию турбулентности.

$S = 0$ (1), 0,2 (2), 0,4 (3), 0,7 (4);
 $d_1 = 30$ мкм, $Stk = 0,46$, $\chi/(2R_1) = 20$.

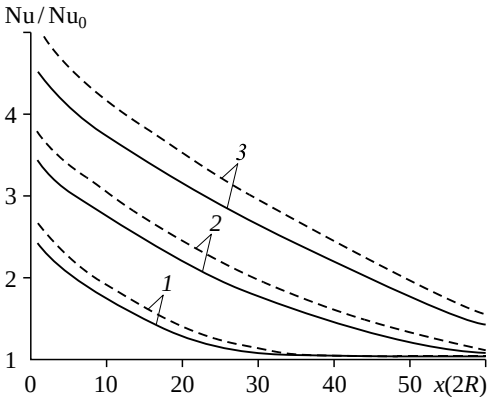


Рис. 4. Интенсификация теплообмена в газокapельном незакрученном (сплошные линии, $S = 0$) и закрученном (пунктирные линии, $S = 0,2$) потоках при изменении массовой концентрации капель.

$M_{L1} = 0,01$ (1), $0,05$ (2), $0,1$ (3);
 $d_1 = 30$ мкм, $Stk = 0,46$.

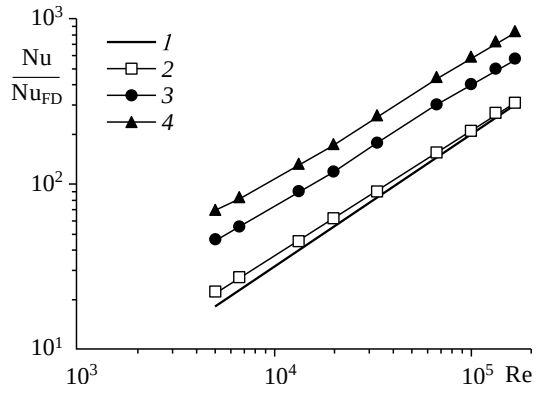


Рис. 5. Влияние числа Рейнольдса потока на теплообмен при $S = 0,2$, $d_1 = 30$ мкм, $Stk = 0,46$.
1 — FD, $S = 0,2$, 2–4 — $M_{L1} = 0, 0,05, 0,1$ соответственно.

Нуссельта в однофазном потоке) как при наличии закрутки, так и в ее отсутствие. В такой форме отношение Nu/Nu_0 характеризует интенсификацию теплообмена только за счет наличия капельной фазы. Как это следует из рис. 4, испарение капель в турбулентном газовом потоке вызывает значительное увеличение — более чем в 4,5 раза — при массовом содержании капель на входе $M_{L1} = 0,1$. Зона повышенного теплообмена зависит от начальной концентрации капельной фазы и она может изменяться от $x/(2R_1) = 35$ при малом содержании капель в потоке ($M_{L1} = 0,01$) до $x/(2R_1) \approx 80$ при их высоком содержании ($M_{L1} = 0,1$). Возрастание концентрации капель при постоянной величине начального размера дисперсной фазы, как и следовало ожидать, ведет к увеличению интенсивности теплообмена.

При закрутке потока степень интенсификации теплообмена за счет испарительных процессов возрастает по сравнению с незакрученным течением при той же концентрации капель. При небольшом значении параметра закрутки течения ($S = 0,2$) этот прирост достигает 15 %, что, вероятно, объясняется положительным влиянием центробежных сил, способствующих миграции капель к стенке канала, где испарительные процессы наиболее эффективно сказываются на теплообмене.

Влияние числа Рейнольдса на осредненный теплоперенос при малой закрутке потока представлено на рис. 5. Линия FD на этом рисунке соответствует теплообмену при полностью развитом однофазном турбулентном течении в трубе без закрутки потока [30]: $Nu_{FD} = 0,023Re^{0,8} Pr^{0,4}$.

Для однофазного течения интенсивность теплообмена при малом параметре закрутки $S = 0,2$ незначительно превышает (до 15 %) закономерности теплообмена для однофазного незакрученного потока в трубе [30], тогда как наличие капельной фазы может приводить к сильной интенсификации теплообмена. Важно отметить, что угол наклона расчетных линий, полученных при различных концентрациях жидкой фазы на входе, остается практически постоянным и равным $m \approx 0,8$, что может послужить основой для обобщения данных и проведения инженерных расчетов.

Рассмотрим более детально влияние параметра закрутки периферийного потока на теплообмен с поверхностью трубы при вариации состава капельной фазы, а именно

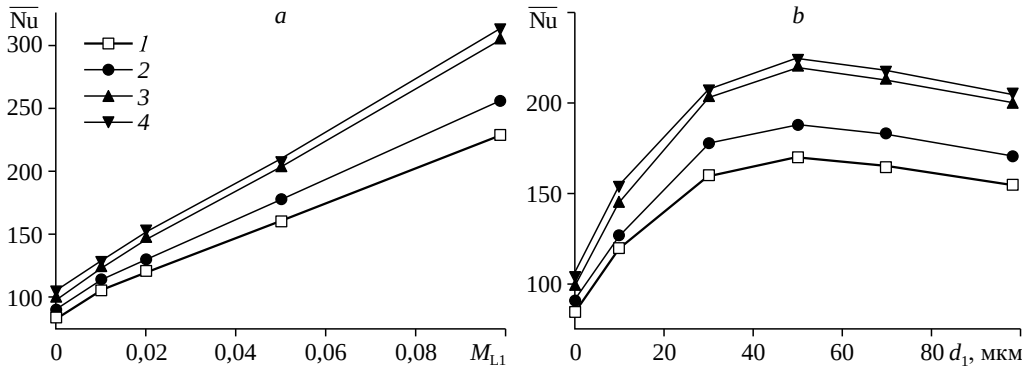


Рис. 6. Влияние испарения капель воды на осредненный теплообмен в закрученном двухфазном потоке при вариации параметра закрутки потока S . $S = 0$ (1), 0,2 (2), 0,4 (3), 0,7 (4); $Re = 3,2 \cdot 10^4$; a — $d_1 = 30$ мкм, $Stk = 0,46$; b — $M_{L1} = 0,05$.

ее массовой концентрации и размера капель. На рис. 6 представлены распределения осредненного числа Нуссельта по длине цилиндрического канала в закрученном газокapельном потоке при вариации массовой концентрации капель (рис. 6a) и их начального диаметра (рис. 6b) в широком диапазоне их изменения. Среднее число Нуссельта определялось интегрированием локальных распределений на участке $X/(2R_3) = 50$ и площадь поверхности осреднения составляла $F = X2\pi R_3$, где X — длина участка осреднения.

Закрутка газокapельного потока вызывает заметное увеличение интенсивности теплообмена в трубе в сравнении с незакрученным газокapельным потоком при прочих идентичных условиях. Отметим, что зависимости теплообмена в закрученном и незакрученном газокapельных течениях имеют качественно подобный вид. Эффект интенсификации теплообмена за счет закрутки потока достигает 25 % при малых содержаниях капель ($M_{L1} = 0,02$) и 50 % — при $M_{L1} = 0,1$ (см. рис. 6a). Для однофазного потока ($M_{L1} = 0$) этот рост не превышает 20 % при наибольшей интенсивности закрутки ($S = 0,7$). Изменение начального диаметра капель оказывает сложное влияние на теплообмен в закрученном потоке. Это следует из анализа данных, представленных на рис. 6b. Первоначально с ростом размера капель коэффициент теплообмена за счет большой межфазной поверхности испарения дисперсной фазы интенсивно возрастает. Максимальный теплообмен имеет место при $d_1 \approx 50$ мкм для всех интенсивностей закрутки двухфазного потока. Далее величина теплообмена снижается и принимает более пологий вид. Аналогичные результаты были получены ранее авторами для газокapельного закрученного потока после внезапного расширения трубы [13, 14].

Заключение

Выполнено численное моделирование влияния закрутки потока на локальную структуру течения и теплообмен в турбулентном газокapельном потоке при вариации начальной массовой концентрации капель воды в диапазоне $M_{L1} = 0 - 0,1$ и начального диаметра капель $d_1 = 10 - 100$ мкм ($Stk = 0,05 - 4,8$). Газовая фаза описывалась системой трехмерных (U)RANS-уравнений с учетом влияния частиц на процессы переноса в газе. Турбулентность газовой фазы рассчитывалась по эллиптической модели переноса рейнольдсовых напряжений с учетом влияния дисперсной фазы на турбулентные характеристики. Получено, что в закрученном потоке с ростом параметра закрутки потока имеет место снижение уровня турбулентности.

Показано, что добавление в периферийный поток капель жидкости приводит к существенному росту теплообмена (более чем в 2,5 раза) в сравнении с однофазным закрученным течением. Закономерности теплообмена в газодапельных течениях при наличии закрутки и в ее отсутствие имеют качественно подобный вид. Эффект интенсификации теплообмена, обусловленный закруткой газодапельного потока, достигает 50 % при $M_{L1} = 0,1$. Сильное влияние на закономерности теплообмена оказывает начальный диаметр капель. Первоначально с ростом размера капель происходит значительная интенсификация теплообмена за счет испарения дисперсной фазы в закрученном течении. Максимальный теплообмен получен при $d_1 \approx 50$ мкм для всех интенсивностей закрутки двухфазного потока. Далее величина теплообмена снижается и ее зависимость от размера капель становится более пологой при всех исследованных интенсивностях закрутки.

Список литературы

1. Щукин В.К., Халатов А.А. Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах. М.: Машиностроение, 1982. 200 с.
2. Кутателадзе С.С., Волчков Э.П., Терехов В.И. Аэродинамика и тепломассообмен в ограниченных вихревых потоках. Новосибирск: Изд-во ИТ СО АН СССР, 1987. 282 с.
3. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. 588 с.
4. Халатов А.А., Авраменко А.А., Шевчук И.В. Теплообмен и гидродинамика в полях центробежных массовых сил. Т. 1. Криволинейные потоки. Киев: Изд-во ИТТФ НАНУ, 1996. 290 с.
5. Алексеенко С.В., Окулов В.Л. Закрученные потоки в технических приложениях (обзор) // Теплофизика и аэромеханика. 1996. Т. 3, № 2. С. 101–138.
6. Леонтьев А.И., Кузма-Кичта Ю.А., Веретенников С.В., Евдокимов О.А. Тепломассообмен и гидродинамика в закрученных потоках // Теплофизика высоких температур. 2021. Т. 59, № 5. С. 774–789.
7. Zhou L.X. A review for measurements and simulations of swirling gas–particle flows // Experimental Computational Multiphase Flow. 2023. Vol. 5. P. 133–141.
8. Вараксин А.Ю. Двухфазный пограничный слой газа с твердыми частицами // Теплофизика высоких температур. 2020. Т. 58, № 5. С. 789–808.
9. Brandt L., Coletti F. Particle-laden turbulence: progress and perspectives // Annu. Rev. Fluid Mech. 2022. Vol. 54. P. 159–189.
10. Керимбекова С.А., Волков Р.С., Стрижак П.А. Влияние примесей в каплях суспензий, эмульсий и растворов на скорости их испарения // Письма в ЖТФ. 2023. Т. 49, № 20. С. 3–7.
11. Левашов В.Ю., Майоров В.О., Крюков А.П. Изменение величины испарительного потока в результате объемной конденсации пара вблизи межфазной поверхности // Письма в ЖТФ. 2023. Т. 49, № 10. С. 9–12.
12. Пахомов М.А., Терехов В.И. Численное моделирование турбулентного закрученного газодисперсного потока за внезапным расширением трубы // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, № 5. С. 621–632.
13. Пахомов М.А., Терехов В.И. Влияние испарения капель на структуру течения и тепломассообмен в ограниченном закрученном газодапельном потоке за его внезапным расширением // Теплофизика и аэромеханика. 2018. Т. 25, № 6. С. 865–875.
14. Pakhomov M.A., Terekhov V.I. Numerical modeling of turbulent flow structure and heat transfer in a droplet-laden swirling flow in a pipe with a sudden expansion // Numerical Heat Transfer. Pt A. 2017. Vol. 71. P. 721–736.
15. Sanjose M., Senoner J.M., Jaegle F., Cuenot B., Moreau S., Poinso T. Fuel injection model for Euler–Euler and Euler–Lagrange large-eddy simulations of an evaporating spray inside an aeronautical combustor // Intern. J. Multiphase Flow. 2011. Vol. 37. P. 514–529.
16. Apte S.V., Mahesh K., Moin P., Oefelein J.C. Large-eddy simulation of swirling particle-laden flows in a coaxial-jet combustor // Intern. J. Multiphase Flow. 2003. Vol. 29. P. 1311–1331.
17. Винберг А.А., Зайчик Л.И., Першуков В.А. Расчет двухфазных закрученных струйных потоков // Изв. РАН. МЖГ. 1994. № 1. С. 71–78.
18. Маликов З.М., Мадалиев М.Э. Численное моделирование двухфазного потока в центробежном сепараторе // Прикладная математика и механика. 2020. Т. 84, № 5. С. 590–611.
19. Сейржич М., Ментер Ф. Измельчение расчетной сетки при моделировании закрученного двухфазного потока // Теплофизика и аэромеханика. 2003. Т. 10, № 2. С. 171–183.
20. Sommerfeld M., Qiu H.-H. Detailed measurements in a swirling particulate two-phase flow by a phase-Doppler anemometer // Intern. J. Heat Fluid Flow. 1991. Vol. 12. P. 20–28.

21. **Jakirlic S., Hanjalic K., Tropea C.** Modeling rotating and swirling turbulent flows: a perpetual challenge // AIAA J. 2002. Vol. 40. P. 1984–1996.
22. **Jester-Zuerker R., Jakirlic S., Tropea C.** Computational modelling of turbulent mixing in confined swirling environment under constant and variable density conditions // Flow, Turbulence Combust. 2005. Vol. 75. P. 217–244.
23. **Сентябов А.В., Гаврилов А.А., Дектерев А.А.** Исследование моделей турбулентности для расчета закрученных течений // Теплофизика и аэромеханика. 2011. Т. 18, № 1. С. 81–93.
24. **Минаков А.В., Платонов Д.В., Сентябов А.В.** Численное моделирование режимов закрученного течения в модели гидравлической турбины и отсасывающей трубы // Теплофизика и аэромеханика. 2023. Т. 30, № 1. С. 41–46.
25. **Деревич И.В., Зайчик Л.И.** Осаждение частиц из турбулентного потока // Изв. АН СССР. МЖТ. 1988. № 5. С. 96–104.
26. **Manceau R., Hanjalic K.** Elliptic blending model: a new near-wall Reynolds-stress turbulence closure // Phys. Fluids. 2002. Vol. 14. P. 744–754.
27. **Zaichik L.I.** A statistical model of particle transport and heat transfer in turbulent shear flows // Phys. Fluids. 1999. Vol. 11. P. 1521–1534.
28. **Derevich I.V.** Statistical modelling of mass transfer in turbulent two-phase dispersed flows. 1. Model development // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2000. Vol. 43. P. 3709–3723.
29. **Mukin R.V., Zaichik L.I.** Non-linear stress model for two-phase turbulent flow laden with small heavy particles // Intern. J. Heat Fluid Flow. 2012. Vol. 33. P. 81–91.
30. **Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И.** Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергоатомиздат, 1985. 320 с.

*Статья поступила в редакцию 9 июля 2024 г.,
после доработки — 27 августа 2024 г.,
принята к публикации 8 ноября 2024 г.*