УДК 532.529.5:536.24

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЧАСТИЦ В ГАЗОКАПЕЛЬНОМ ОГРАНИЧЕННОМ ЗАКРУЧЕННОМ ПОТОКЕ. ЭЙЛЕРОВ И ЛАГРАНЖЕВ ПОДХОДЫ

© 2020 г. М. А. Пахомов^{1, *}, В. И. Терехов^{1, **}

¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия *E-mail: pakhomov@ngs.ru **E-mail: terekhov@itp.nsc.ru Поступила в редакцию 10.03.2020 г. После доработки 01.06.2020 г. Принята к публикации 18.06.2020 г.

Рассмотрена задача о численном моделировании динамики распространения дисперсной примеси и теплообмене в закрученном турбулентном газокапельном потоке за внезапным расширением трубы. Газовая фаза описывается системой 3D RANS-уравнений с учетом обратного влияния частиц на процессы переноса в несущей фазе. Турбулентность газовой фазы рассчитывается по модели переноса рейнольдсовых напряжений с учетом влияния дисперсной фазы. Эйлерово и лагранжево описания дают качественно близкие результаты для небольших размеров капель (до $d_1 \le 30$ мкм), и только для самых крупных исследованных в данной работе частиц начальным диаметром ($d_1 = 100$ мкм) отличие в результатах расчетов превышает 15%.

DOI: 10.31857/S0040364420060149

введение

Закрученные двухфазные течения с твердыми или жидкими частицами при наличии внезапного расширения трубы или канала широко используются в различных практических приложениях. например при стабилизации процесса горения в промышленных горелочных устройствах и в сепараторах [1, 2]. Взаимодействие между мелкими распыленными каплями и турбулентностью несущей фазы – сложный и не до конца изученный процесс [3]. Внезапное расширение трубы приводит к возникновению отрывных рециркуляционных областей. Оно оказывает заметное влияние на процессы переноса импульса, теплоты и распространение дисперсной фазы и в основном определяет структуру отрывного двухфазного течения [4, 5]. Закрутка течения также заметно усложняет понимание картины течения и процессов, происходящих в таких потоках. 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.

Цель настоящей работы — сделать первые шаги в сравнении возможностей эйлерова и лагранжева описаний двухфазных закрученных потоков и теплопереноса в газокапельном течении за внезапным расширением трубы при динамике распределения дисперсной фазы. Данное исследование является развитием недавних работ [5, 6], где выполнено численное моделирование только с применением эйлерова подхода двухфазного закрученного потока за внезапным расширением трубы при наличии испарения капель.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

При решении используется система трехмерных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (Reynolds Averaged Navier-Stokes -RANS) с учетом обратного влияния частиц на процессы переноса в газе [5, 6]. Схематическое представление течения приведено на рис. 1. Объемная концентрация дисперсной фазы мала (Φ_1 = $= M_{L1} \rho / \rho_L < 2 \times 10^{-4}$). Частицы достаточно мелкие $(d_1 < 100 \text{ мкм})$, поэтому можно пренебречь эффектами их столкновений друг с другом. Здесь M_{L1} – начальная массовая концентрация капель, ρ и ρ_L – плотность газа и капель. Более подробно основные уравнения модели и методика численной реализации рассмотрены в [5, 6], там же проведено тестирование численного алгоритма при сопоставлении с данными измерений для двухфазных закрученных течений.

Одним из методов, позволяющих частично учесть сложные процессы смешения и анизотропию компонент пульсаций скорости газа в отрывных закрученных течениях, является использование моделей переноса рейнольдсовых напряжений



Рис. 1. Схема вычислительной области: *1* – двухфазный газокапельный незакрученный поток, *2* – кольцевое закрученное течение воздуха.

(в англоязычной литературе — Second Moment Closure). Турбулентность газовой фазы рассчитывалась с использованием эллиптической модели переноса рейнольдсовых напряжений [7] с учетом влияния дисперсной фазы [8].

Для описания двухфазного потока используются два основных метода расчета: эйлеров континуальный (так называемые двухжидкостные модели) и лагранжев (траекторный) подходы. Оба эти метода имеют свои плюсы и минусы и дополняют друг друга [9]. При этом плюсы одного подхода являются минусами другого. В настоящей работе представлены первые результаты сравнения возможностей эйлерова и лагранжева методов описаний динамики дисперсной фазы в газокапельном закрученном потоке за внезапным расширением трубы.

Эйлеров метод. Для описания динамики течения и тепломассопереноса в газовой и дисперсной фазах используется эйлеров подход. Система уравнений для моделирования движения дисперсной фазы в эйлеровом континуальном представлении получена из кинетического уравнения для функции плотности вероятности распределения частиц в турбулентном потоке [10, 11]. Заметим, что первоначально он был разработан для описания течений с твердыми частицами в отсутствие межфазного теплообмена. В настоящей работе этот подход применяется для описания двухфазных течений при наличии испарения капель. Для расчета кинетических напряжений и пульсаций температуры и турбулентного теплового потока в дисперсной фазе используется модель [10].

Лагранжев подход. Газовая фаза рассчитывается так же, как и в эйлеровом подходе. Учитывалось действие следующих силовых факторов на частицу: сил сопротивления, тяжести и Сэффмена. При расчете динамики дисперсной фазы с использованием стохастического лагранжева подхода применяется известная модель Continuous Random Walk [12]. Этот метод учитывает стохастическое влияние турбулентности газа на движение частицы, и межфазное взаимодействие представляет собой непрерывный процесс. Он будет использован для расчета мгновенной (актуальной) скорости газовой фазы в месте расположения частицы (в англоязычной литературе – dispersion modeling или gas velocity seen by particle) $\mathbf{U}_{S,i} = \mathbf{U}_i + \mathbf{u}_{S,i}$. Здесь \mathbf{U}_i и $\mathbf{u}_{S,i}$ – компоненты осредненной скорости газа (определяются из RANS-расчета) и мгновенная скорость газа в точке расположения частицы, определяемая из подхода [12]. Случайные среднеквадратичные пульсации дисперсной фазы рассчитываются вдоль стохастической траектории, что позволяет сохранить стохастический характер движения дисперсной фазы. Выражение для расчета мгновенной величины скорости газа в точке расположения частицы имеет вид [12]

$$u_{S,i}^{m} = a_{ij}u_{S,j}^{m-1} + b_{ij}\zeta_{j} + \mathbf{A}_{i}\Delta t, \ \zeta_{i} \in N(0, 1).$$

Здесь надстрочный символ *m* относится к текущему временному шагу; N(0, 1) — случайная гауссова величина, имеющая распределение со средним значением, равным нулю, и среднеквадратичным отклонением, равным единице; **A** вектор корректированного смещения; Δt — шаг по времени. Для расчета компоненты вектора корректированного смещения применяется выражение [13]

$$A_{ij} = \frac{1}{1 + \operatorname{St}_L} \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_{ij}) \right], \quad \operatorname{St}_L = \frac{\tau}{1/7 (k/\epsilon)},$$

где $\tau = \frac{\rho_{L2} d_1^2}{3\rho C_D |\mathbf{U} - \mathbf{U}_L|/4}$ — время динамической ре-

лаксации частиц. Тензоры смещения **a** и диффузии **b** определяются из следующих соотношений, приведенных в [12]:

$$a_{ij} = \exp\left(-\frac{\Delta t}{\Omega_L}\right)\delta_{ij}, \quad b_{ik}b_{jk} = (1 - a_{ii}a_{jj})u_{ij},$$

где Ω_L — турбулентный временной масштаб [10, 11]. Переход от траекторных расчетов к распределениям параметров дисперсной фазы в физическом пространстве (например, при расчете поля концентрации капель) производится с помощью пространственно-временно́го осреднения траекторных данных по контрольному объему эйлеровой сетки, применяемой для расчета газовой фазы. В работе для получения статистически достоверной картины течения использовалось 5 × × 10⁴ частиц.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО АНАЛИЗА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Закрученное газокапельное двухфазное течение исследовано в опускном режиме течения за внезапным расширением трубы. Основная струя смеси воздуха и капель воды, этанола и ацетона (*I*, рис. 1) подается в центральный канал ($2R_1$). Закрученный однофазный воздушный поток (*2*) поступает в расчетную область через кольцевой канал (R_3-R_2). Геометрия расчетной области: $2R_1 = 20$ мм, $2R_2 = 26$ мм, $2R_3 = 40$ мм, $2R_4 = 100$ мм и высота ступеньки H = 30 мм. Длина вычислительной области X = 1 м.

Среднемассовая аксиальная скорость основной струи воздуха $U_{m1} = 15 \text{ м/с}$ и ее массовый расход $G_1 = 5.65 \text{ г/с}$. Среднемассовая аксиальная скорость и массовый расход воздуха во вторичной кольцевой струе $U_{m2} = 20.7 \text{ м/с}$ и $G_2 = 18 \text{ г/с}$. Параметр спутности коаксиальных струй в расчетах был постоянной величиной $m = \rho_2 U_{m2} / \rho_1 U_{m1} = 1.2$, а степень закрутки потока, определяемая по соотношению [1, 2], изменялась в диапазоне $S = \int_0^{R_3} \rho W_1 U_1 r^2 dr / (R_3 \int_0^{R_3} \rho_1 U_1^2 r dr) = 0-0.7$. Число Рейнольдса газовой фазы Re $= U_{m1} 2R_1 / v = 2 \times 10^4$. Температура стенки была постоянной по всей длине расчетной области и составляла $T_W = \text{const} = 373 \text{ K}.$

Начальная осредненная аксиальная скорость капель $U_{L1} = 12$ м/с. Начальный диаметр капель $d_1 = 10 - 100$ мкм, их массовая концентрация $M_{L1} = 0 - 0.1$. Температура воздуха и капель на входе $T_1 = T_{L1} = T_2 = 293$ К. Расчеты выполнены при атмосферном давлении. Критерием, характеризующим степень вовлечения частиц в движение газовой фазы, является число Стокса в осредненном движении Stk = τ/τ_f , где τ_f – турбулентный временной макромасштаб. Для отрывных двухфазных течений при отсутствии закрутки в [3, 4] дается следующее соотношение для времени релаксации дисперсной фазы: $\tau_f = = 5H/U_{m1} = 0.01$ с. Тогда с учетом $\tau = 0.3 - 30$ мс для условий настоящих расчетов Stk = 0.03-2.6. Это говорит о том, что частицы могут хорошо вовлекаться в турбулентное движение газа при Stk < 1 и не взаимодействовать с ним при Stk > 1 [3, 4].

Эффекты дробления и коалесценции дисперсной фазы не принимаются во внимание ввиду малого количества частиц. Объемная концентрация дисперсной фазы мала ($\Phi_1 = M_{L1}\rho/\rho_L < 2 \times 10^{-4}$). Капли воды достаточно мелкие ($d_1 < 100$ мкм), поэтому можно пренебречь эффектами их столкновений друг с другом, и они на входе имеют монодисперсное распределение. Далее по мере их продвижения по трубе за счет прогрева и испарения размер капель является переменной величиной



Рис. 2. Распределения объемной концентрации капель вдоль оси трубы в закрученном двухфазном потоке: пунктир – лагранжев подход, сплошные кривые – эйлерово описание; $\text{Re} = 2 \times 10^4$, $M_{L1} = 0.05$, S = 0.5; $1 - d_1 = 10$ мкм, 2 - 30, 3 - 100.

по всем трем направлениям. Авторы понимают, что не принятая во внимание начальная полидисперсность капель может быть важна при анализе процессов, происходящих в двухфазных потоках, например, [14]. В работе считается, что капли, осевшие на стенку трубы из двухфазного потока, мгновенно испаряются. Данное допущение справедливо для случая большой разности температур стенки и капли ($T_W - T_{WL}$) > 40 [5, 6]. Расчеты для незакрученного и закрученного двухфазных потоков были выполнены при равенстве массовых расходов газовой ($G_1 + G_2$)_{$S \neq 0$} = $G_{S=0}$ и дисперсной фаз M_{L1} , $_{S \neq 0} = M_{L1}$, $_{S=0}$.

Изменение входного диаметра частиц приводит к значительным различиям в распределении объемной концентрации капель вдоль оси закрученного двухфазного потока. Эти результаты приведены на рис. 2. Для мелких частиц ($d_1 = 10-$ 30 мкм) наблюдается увеличение концентрации дисперсной фазы в начальных сечениях на оси трубы из-за ее накопления в зоне рециркуляции под действием обратного течения.

Неравномерность профиля турбулентной кинетической энергии газовой и дисперсной фаз по радиусу трубы приводит к турбулентной миграции капель (сила турбофореза) к оси трубы. Это также вызывает наличие максимальной объемной доли твердых частиц на оси трубы в случае малых частиц (линия 2, $d_1 = 30$ мкм). Для наиболее инерционных капель (линия 3, $d_1 = 100$ мкм) характерным является быстрое рассеяние по се-



Рис. 3. Распределения осредненной продольной компоненты скорости капель по сечению канала при $d_1 = 55$ мкм, $M_{L1} = 0.03$, S = 0.7: *1* – измерения [18], *2* – LES-расчеты [19], *3* и *4* – расчеты авторов настоящей работы: эйлеров (*3*) и лагранжев (*4*) подходы.

чению трубы под действием центробежных сил, турбулентной диффузии и турбулентной миграции.

Эти выводы качественно согласуются с данными известных измерений [15] и LES-моделирования [16, 17] для изотермических закрученных потоков газа с твердыми частицами за внезапным расширением трубы. Данный эффект становится более выраженным с увеличением начального диаметра капель. Можно отметить, что эйлерово и лагранжево описания дают качественно близкие результаты для небольших размеров капель (до $d_1 \le 30$ мкм) и только для самых крупных исследованных в данной работе частиц с начальным диаметром ($d_1 = 100$ мкм) отличие в результатах расчетов превышает 15%.

Для сопоставлений в случае газокапельного закрученного потока за внезапным расширением канала были использованы результаты экспериментов [18] и LES-расчетов [19]. На рис. 3 приведены результаты расчетов, полученные с применением эйлерова (3) и лагранжева (4) подходов. Закрученное двухфазное течение смеси воздуха и капель керосина исследовано в горизонтальном потоке за внезапным расширением канала при наличии испарения частиц дисперсной фазы. Высота канала квадратного сечения составляла 130 мм, а его длина – 245 мм. Высота ступеньки *H* = 50 мм. Диаметр сопла, через которое подавался керосин, был равен $2R_1 = 5$ мм, а диаметр периферийного отверстия для подачи воздуха $2R_3 =$ = 30 мм. Массовый расход газа $G_A = 15$ г/с, дисперсной фазы $G_L = 1$ г/с. Параметр закрутки потока составлял S = 0.7. Средняя начальная скорость потока воздуха $U_{m1} = 35$ м/с и число Рейнольдса Re = $U_{m1}2R_3/v = 7 \times 10^4$, средний диаметр капель $d_1 \approx 55$ мкм. Входные температуры воздуха и капель керосина составляли $T_1 = 463$ К и $T_{L1} = 300$ К. Число Стокса в осредненном движении Stk = 0.6 и $\tau_f = 5$ мс. Это говорит о том, что капли хорошо вовлекаются в турбулентное движение газа.

Профили изменения осредненной продольной компоненты скорости капель керосина по сечению камеры приведены на рис. 3. Результаты сопоставлений показаны в двух сечениях на расстоянии от положения отрыва течения x = 26 мм (x/H = 0.52) и 56 мм (x/H = 1.12). Для продольной компоненты скорости капель характерным является наличие ярко выраженного максимума. В приосевой части трубы скорость дисперсной фазы отрицательна, что говорит о вовлечении капель в область возвратного течения. Это справедливо и для настоящих расчетов, и для измерений и расчетов с использованием вихреразрешающих методов [19].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В целом отметим, что получено качественное соответствие RANS-расчетов с данными измерений и LES-расчетами [19]. Оба эти метода могут быть использованы для расчетов закрученных течений после внезапного расширения трубы при наличии испаряющихся капель. По результатам сопоставления трудно сделать однозначный вывод, какой из двух методов дает лучшие результаты. Необходимо проводить дальнейшие исследования по возможностям применения обоих подходов к описанию сложных двухфазных закрученных течений при наличии фазовых переходов. Большой интерес представляет также исследование влияния на поведение дисперсной фазы других определяющих процесс смешения факторов, в частности геометрии канала, параметра спутности течения *m*, неизотермичности потоков и других, что является предметом дальнейшего детального изучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект РНФ № 18-19-00161).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. 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.
- Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. 588 с.
- 3. *Вараксин А.Ю.* Столкновения частиц и капель в турбулентных двухфазных потоках // ТВТ. 2019. Т. 57. № 4. С. 588.

- Fessler J.R., Eaton J.K. Turbulence Modification by Particles in a Backward-facing Step Flow // J. Fluid Mech. 1999. V. 314. P. 97.
- Pakhomov M.A., Terekhov V.I. The Effect of Droplets Thermophysical Properties on Turbulent Heat Transfer in a Swirling Separated Mist Flow // Int. J. Thermal Sci. 2020. V. 149. 106180.
- 6. *Пахомов М.А., Терехов В.И.* Влияние закрутки потока на теплоперенос в газокапельном потоке за внезапным расширением трубы // ТВТ. 2018. Т. 56. № 3. С. 431.
- 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.
- 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.
- 9. *Нигматулин Р.И.* Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Т. 1. 464 с.
- 10. Zaichik L.I. A Statistical Model of Particle Transport and Heat Transfer in Turbulent Shear Flows // Phys. Fluids. 1999. V. 11. P. 1521.
- 11. Деревич И.В. Гидродинамика и тепломассоперенос частиц при турбулентном течении газовзвеси в трубе и осесимметричной струе // ТВТ. 2002. Т. 40. № 1. С. 86.
- 12. *Moissette S., Oesterle B., Boulet P.* Temperature Fluctuations of Discrete Particles in a Homogeneous Turbu-

lent Flow: a Lagrangian Model // Int. J. Heat Fluid Flow. 2001. V. 22. P. 220.

- Bocksell T.L., Loth E. Stochastic Modeling of Particle Diffusion in a Turbulent Boundary Layer // Int. J. Multiphase Flow. 2006. V. 32. P. 1234.
- 14. Тукмаков А.Л., Тукмакова Н.А. Динамика полидисперсной парокапельной смеси с учетом дробления, коагуляции, испарения капель и конденсации пара // ТВТ. 2019. Т. 57. № 3. С. 437.
- Sommerfeld M., Qiu H.-H. Detailed Measurements in a Swirling Particulate Two-Phase Flow by a Phase-Doppler Anemometer // Int. J. Heat Fluid Flow. 1991. V. 12. P. 20.
- Apte S.V., Mahesh K., Moin P., Oefelein J.C. Large-Eddy Simulation of Swirling Particle-Laden Flows in a Coaxial-jet Combustor // Int. J. Multiphase Flow. 2003. V. 29. P. 1311.
- De Souza F.J., Vasconcelos Salvo R., de Moro Martins D.A. Large Eddy Simulation of the Gas–Particle Flow in Cyclone Separators // Separation Purification Tech. 2012. V. 94. P. 61.
- 18. *Garcia-Rosa N.* Phenomenes d'allumage d'un foyer de turbomachine en conditions de haute altitude. Ph.D. Thesis. Toulouse, France: Universite de Toulouse, Institut Superieur de l'Aeronautique et de l'Espace, 2008.
- Sanjose M., Senoner J.M., Jaegle F., Cuenot B., Moreau S., Poinsot T. Fuel Injection Model for Euler–Euler and Euler–Lagrange Large-eddy Simulations of an Evaporating Spray Inside an Aeronautical Combustor // Int. J. Multiphase Flow. 2011. V. 37. P. 514.