УДК 532.517.2
DOI 10.17223/19988621/75/12

Р.Р. Турубаев, А.В. Шваб

МОДЕЛИРОВАНИЕ АЭРОДИНАМИКИ ГАЗА И ТРАЕКТОРИИ ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДВУХ ВСТРЕЧНЫХ ЗАКРУЧЕННЫХ ПОТОКОВ[1]

Представлена оригинальная вихревая камера, в которой моделируется аэродинамика газового потока при взаимодействии двух встречных закрученных течений с целью выравнивания центробежных сил в центральной области аппарата применительно к задачам сепарации порошков по фракционному составу или интенсификации тепломассопереноса в химических реакторах. На основе дискретно-траекторного подхода выявлены особенности в траекториях движения классифицируемых частиц, а также показана достоверность полученных результатов для аэродинамики закрученного течения в предлагаемой геометрии вихревой камеры.

Ключевые слова: *аэродинамика*, *численное моделирование*, *закрученное течение*, *скорость*, *давление*, *частицы*, *вихревая камера.*

На сегодняшний день, потребности в получении тонкодисперсных порошков при заданном гранулометрическом составе существенно возросли, поэтому в научной литературе увеличился интерес к совершенствованию сухих методов фракционного разделения частиц по размерам в газовой или воздушной среде. Тонкодисперсные порошки востребованы в технологических процессах таких разделов промышленности, как энергетика, энергомашиностроение, порошковая и химическая отрасли [1, 2]. Одной из основных проблем газовой классификации порошков является создание однородного поля вектора скорости в центробежном аппарате [3]. Имеют место различные способы для получения тонкодисперсных порошков. Одним из самых безопасных, с точки зрения экологии, и в то же время эффективных способов получения мелкодисперсных порошков являются газовые или воздушно-центробежные методы переработки сыпучей среды [4]. Практические исследования показывают, что для процесса фракционного разделения порошков на группы по фиксированному и заданному размеру частиц наиболее выгодным и перспективным является применение газовых центробежных классификаторов. Наибольшее распространение в промышленной области получили каскадно-гравитационные и центробежные классификаторы. Гравитационные классификаторы преимущественно используются для разделения порошков в диапазоне граничных крупностей частиц от сотен микрон до нескольких миллиметров, в то время как центробежные классификаторы – от нескольких до нескольких сотен микрон [5]. Это можно объяснить тем, что сила тяжести, действующая на разделяемые частицы в гравитационном классификаторе, может быть в тысячи раз меньше, чем центробежная сила, действующая на такие же самые частицы в центробежном классификаторе [6]. Экспериментальные исследования показыва-

[1] Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-38-90135.

ют, что удачный выбор геометрии сепарационной зоны классификатора позволяет получить однородное поле закрученного течения, что является определяющим фактором, влияющим на остроту сепарации твердых тяжелых частиц. Поэтому представленная работа посвящена моделированию аэродинамики закрученного газа в предложенной оригинальной геометрии вихревой камеры и расчету траекторий частиц в поле скоростей двух встречных закрученных течений.

Физико-математическая постановка задачи

В настоящей работе представлена оригинальная геометрия закрученного течения в вихревой камере, показанная на рис. 1. Несущие газовые потоки из сечений B-B и H-H направляются к центру вихревой камеры с противоположных сторон, где образуют однородную область центробежных и аэродинамических сил, и затем газовые потоки покидают аппарат через сечения A-A и C-C. Предложенная геометрия позволяет в области E-E и F-F создать равномерное поле закрученного течения, которое может повысить остроту классификации мелкодисперсных частиц.

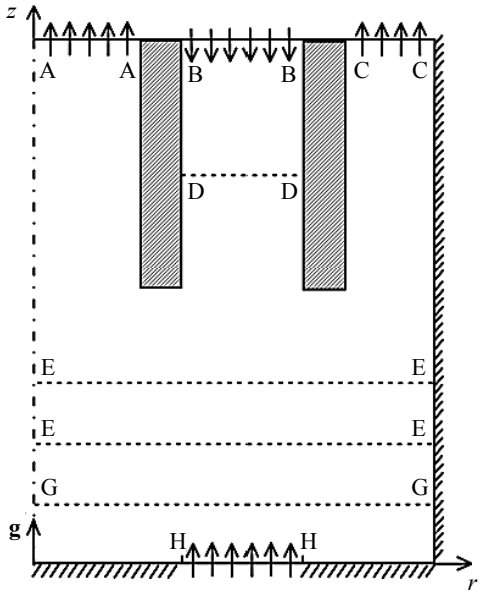


Рис. 1. Схема расчетной области
Fig.1. Computational domain

Основой для численного расчета динамики закрученного течения несущей среды в новой геометрии служили уравнения Навье – Стокса, которые для удобства записывались в цилиндрической системе координат. В силу небольших скоростей газового потока будем считать движущую среды несжимаемой и при отсутствии изменений импульса в окружном направлении получим осесимметричную систему дифференциальных уравнений для переноса количества движения. В результате перечисленных выше условий получим безразмерную форму уравнений Навье – Стокса [7]:

$$\frac{\partial u_r}{\partial \tau}+\frac{\partial u_r^2}{\partial r}+\frac{\partial u_r u_z}{\partial z}+\frac{u_r^2}{r}-\frac{u_\varphi^2}{r}=-\frac{\partial p}{\partial r}+\frac{1}{\mathrm{Re}}\left[\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2}+\frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial u_r}{\partial r}-\frac{u_r}{r^2}\right]; \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial \tau}+\frac{\partial u_r u_z}{\partial r}+\frac{\partial u_z^2}{\partial z}+\frac{u_r u_z}{r}=-\frac{\partial p}{\partial z}+\frac{1}{\mathrm{Re}}\left[\frac{\partial^2 u_z}{\partial r^2}+\frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial u_z}{\partial r}\right]; \quad (2)$$

$$\frac{\partial u_\varphi}{\partial \tau}+\frac{\partial u_r u_\varphi}{\partial r}+\frac{\partial u_z u_\varphi}{\partial z}+2\frac{u_r u_\varphi}{r}=\frac{1}{\mathrm{Re}}\left[\frac{\partial^2 u_\varphi}{\partial r^2}+\frac{\partial^2 u_\varphi}{\partial z^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial u_\varphi}{\partial r}-\frac{u_\varphi}{r^2}\right]; \quad (3)$$

$$\frac{\partial u_r}{\partial r}+\frac{\partial u_z}{\partial z}+\frac{u_r}{r}=0. \quad (4)$$

Для получения безразмерной формы уравнений (1) – (4) были использованы следующие масштабы: радиус вихревой камеры R_0 был взят в качестве масштаба длины, а в качестве масштаба скорости – принята средняя аксиальная скорость газа U_0 через сечение В-В. Полученная безразмерная форма уравнений (1) – (4) содержит критерий Рейнольдса (Re) и давление в виде $p = P/(\rho U_0^2)$.

В предложенной геометрии сепарационной зоны были приняты граничные условия для скоростей: на входе в сечении В-В значение осевой скорости принималось постоянным отрицательным $u_z = -1$, а на противоположной стороне камеры в сечении Н-Н значение принималось положительным и постоянным числом $\gamma = U_z/U_0$. Для радиальной составляющей скорости в этих сечениях использовалось условия Неймана $\partial u_r/\partial z = 0$. Для окружной безразмерной скорости во входных сечениях В-В и Н-Н принималось условие вращения газа как твердого тела $u_\varphi = r\mathrm{R}\omega_0$ и $u_\varphi = r\mathrm{R}\omega_1$ соответственно, причем значения критериев имеют вид $\mathrm{R}\omega_0 = \omega_0 R_0/U_0$ и $\mathrm{R}\omega_1 = \omega_1 R_0/U_0$. Здесь значения угловых скоростей ω_0 и ω_1 есть средние значения угловых скоростей газа на входе в вихревую камеру. Для оси симметрии принимались условия $u_r = 0$; $\partial u_z/\partial r = \partial u_\varphi/\partial r = 0$. На выходе из вихревой камеры в сечениях А-А и С-С использовалось условия установления $\partial/\partial z = 0$ для всех искомых переменных. На стенках для скоростей несущей среды использовалось условие равенства нулю. Для окружной компоненты скорости на стенках предложенной геометрии устанавливалось условие равенства нулю, за исключением внутренних перегородок, которые также могли вращаться с угловой скоростью ω_d и для них применялось традиционное условие: $u_\varphi = r\mathrm{R}\omega_d$. Здесь критерий вращения имеет вид $\mathrm{R}\omega_d = \omega_d R_0/U_0$.

Таким образом, полученная система (1) – (4) замкнута и описывает аэродинамику двух встречных закрученных течений в вихревой камере. В силу особенностей закрученного течения двухфазной среды континуальный подход в данной постановке не совсем подходит, так как известно, что траектории движения частиц при наличии аэродинамических и центробежных сил могут пересекаться между собой [8]. Поэтому численные расчеты проводились на основе дискретно-траекторного подхода.

В работе предполагается, что на сферическую твердую частицу действуют только гравитационная, центробежная, аэродинамическая и инерционная силы. Для того чтобы достичь высокой эффективности процесса сепарации частиц по фиксированному и заданному размеру необходима небольшая концентрация частиц, следовательно, можно пренебречь обратным воздействием частиц на поток.

В таком случае, в рамках предложенного дискретно-траекторного подхода, уравнения траекторий движения частиц будут выглядеть следующим образом:

$$\frac{d\,\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{W}\,; \tag{5}$$

$$m\frac{d\,\mathbf{W}}{dt} = \mathbf{F}. \tag{6}$$

В результате вышеуказанных допущений, уравнение (6) с учетом указанных сил, в цилиндрической системе координат будет представлено в виде [9]

$$\frac{dw_r}{d\tau} = \frac{\left(w_\varphi\right)^2}{r} + \frac{u_r - w_r}{\mathrm{Stk}}\xi; \tag{7}$$

$$\frac{dw_z}{d\tau} = \frac{u_z - w_z}{\mathrm{Stk}}\xi - \frac{1}{\mathrm{Fr}}; \tag{8}$$

$$\frac{dw_\varphi}{d\tau} = -\frac{w_r w_\varphi}{r} + \frac{u_\varphi - w_\varphi}{\mathrm{Stk}}\xi. \tag{9}$$

Здесь ξ – это отношение истинного коэффициента аэродинамического сопротивления частицы к коэффициенту сопротивления по закону Стокса.

$$\xi = 1 + \frac{1}{6}\mathrm{Re}_p^{\frac{2}{3}}; \quad \mathrm{Re}_p = \frac{\delta\left|\mathbf{U} - \mathbf{W}\right|}{\nu}; \quad \mathrm{Fr} = \frac{U_0^2}{gR_0}; \quad \mathrm{Stk} = \frac{\rho_p}{\rho}\frac{\delta^2 U_0}{18\upsilon R_0},$$

где δ – диаметр частицы, g – ускорение свободного падения, ρ_p – плотность частицы, ρ – плотность несущего потока.

Метод численного решения

Решение полученной системы уравнений (1) – (4) проводилось на основе известного метода [10], который достаточно детально описан в работе [5]. После его применения, на выходе получаем систему скалярных уравнений, причем для решения каждого уравнения используется метод [11].

$$\frac{\partial\theta}{\partial\tau} = \Lambda_x\theta + \Lambda_y\theta + F\,;$$

$$\frac{\triangle\theta^*}{\triangle\tau} - \frac{1}{2}\Lambda_x\triangle\theta^* = \Lambda_x\theta^n + \Lambda_y\theta^n + F\,;$$

$$\frac{\triangle\theta^{**}}{\triangle\tau} - \frac{1}{2}\Lambda_y\triangle\theta^{**} = \frac{\triangle\theta^*}{\triangle\tau}\,;$$

$$\theta^{n+1} = \theta^n + \triangle\theta^{**}.$$

Здесь операторы Λ представляют собой слагаемые, отвечающие за диффузию и конвекцию.

Для устойчивости численной схемы решения задачи использовалась экспоненциальной схема [12]. Численное решение полученных уравнений движения частиц проводилось на основе неявного метода Эйлера.

Анализ численных результатов

Результаты поля скоростей для представленной оригинальной геометрии показаны на рис. 2 – 6. На рис. 2 изображено распределение линий тока и изолинии окружной компоненты скорости для случая [13]. Из анализа этих графиков можно отметить, что наличие модернизированной геометрии зоны сепарации позволило получить достаточно однородные поля вектора скорости в центральной области рассматриваемого центробежного классификатора. Существенное увеличение окружной скорости в непосредственной близости от левой перегородки объясняется сохранением импульса в окружном направлении и обеспечивает невозможность проникновения крупных частиц в область выхода мелкого продукта.

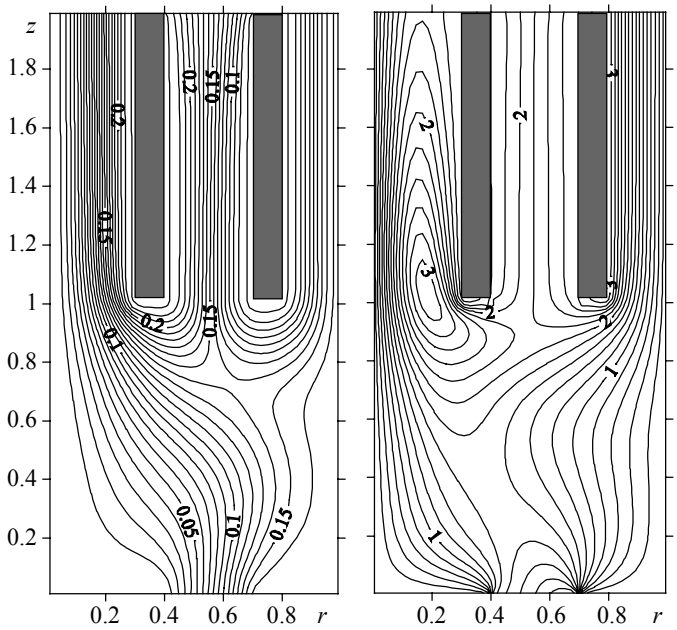
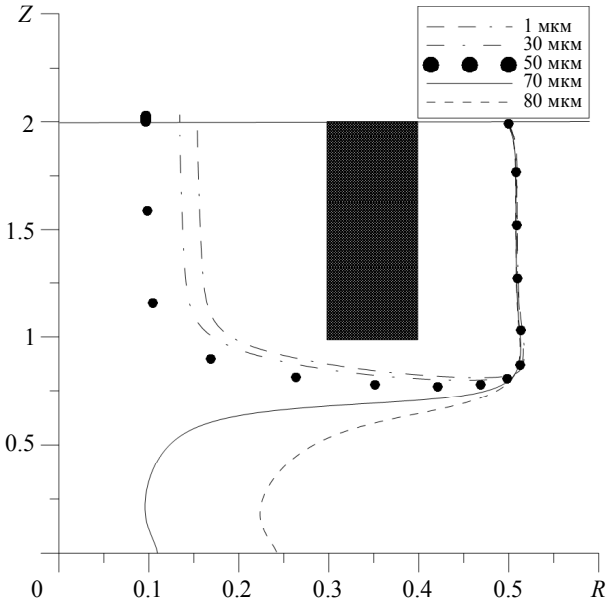


Рис. 2. Картина изменений линий тока (слева) и изолиний окружной скорости (справа) в оригинальной геометрии сепарационной зоны при параметрах течения $\mathrm{Re} = 20$; $\mathrm{R}\omega_0 = 4$; $\mathrm{R}\omega_1 = 4$; $\mathrm{R}\omega_d = 4$, $\gamma = 1$

Fig. 2. Distribution of isolines of stream functions (left) and isolines of the circumferential component of the velocity vector (right) in the vortex chamber at flow parameters $\mathrm{Re} = 20$; $\mathrm{R}\omega_0 = 4$; $\mathrm{R}\omega_1 = 4$; $\mathrm{R}\omega_d = 4$; and $\gamma = 1$

На рис. 3 представлены кривые движения одиночных, сферических частиц, с различным диаметром, запущенных с точек с координатой $r = 0.55$ при встречных потоках со слабой закруткой (слева) и для случая, когда оба потока подаются на вход с большей закруткой. Как видно из графиков, при увеличении величины закрутки во входных сечениях аппарата за счет увеличенной центробежной силы удается добиться более качественного процесса классификации частиц и уменьшить граничный размер частиц, попадающих в мелкую фракцию.



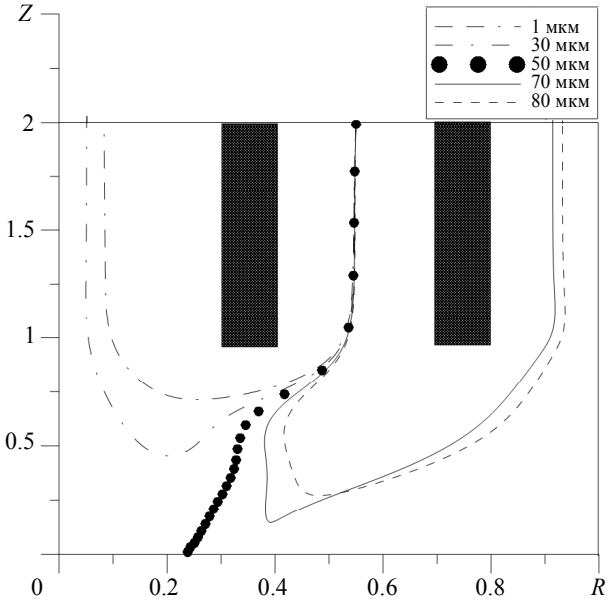


Рис. 3. Распределение траекторий частиц при движении в предложенной геометрии при параметрах течения $\mathrm{Re} = 100$, $\mathrm{R}\omega_0 = \mathrm{R}\omega_1 = 0.5$, $\mathrm{R}\omega_d = 0$, $\gamma = 1$ (вверху) и при параметрах течения $\mathrm{Re} = 100$, $\mathrm{R}\omega_0 = \mathrm{R}\omega_1 = 2$, $\mathrm{R}\omega_d = 4$, $\gamma = 1$ (внизу)

Fig.3. Distribution of particle trajectories in the proposed geometry with flow parameters $\mathrm{Re} = 100$, $\mathrm{R}\omega_0 = \mathrm{R}\omega_1 = 0.5$, $\mathrm{R}\omega_d = 0$, $\gamma = 1$ (upper) and for flow parameters $\mathrm{Re} = 100$, $\mathrm{R}\omega_0 = \mathrm{R}\omega_1 = 2$, $\mathrm{R}\omega_d = 4$, $\gamma = 1$ (lower)

На рис. 4 представлены распределения линий тока несущей среды для двух различных вариантов аэродинамики, на основе которых были получены распределения траекторий движения частиц, представленных на рис. 3. Можно заметить, что при увеличении закрутки и числа Рейнольдса поток, поступающий снизу, в основном направляется на периферию, тем самым подхватывая тяжелые частицы и устремляя их в периферийный отсек центробежного классификатора.

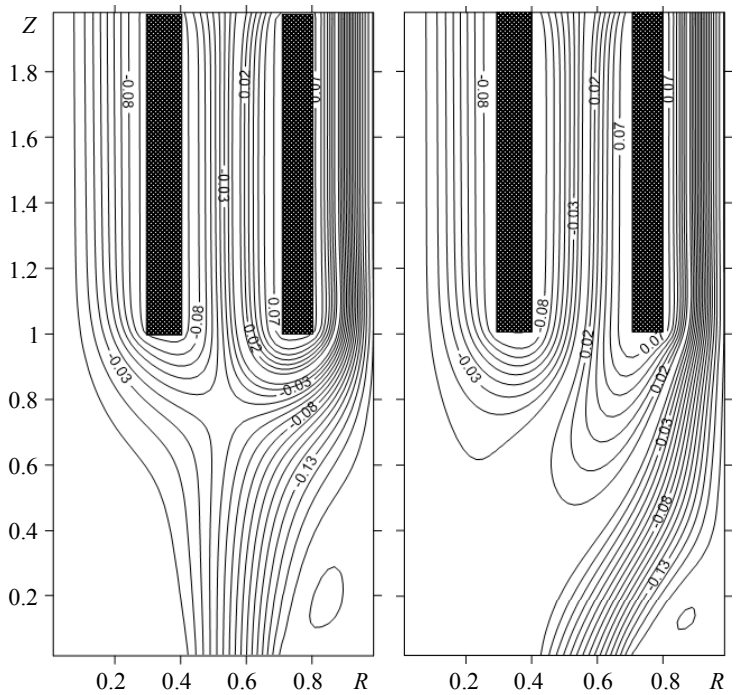


Рис. 4. Распределение линий тока несущей среды при параметрах течения $R\omega_0 = R\omega_1 = 0.5$, $R\omega_d = 0$, $Re = 100$, $\gamma = 1$ (слева) и при параметрах течения $R\omega_0 = R\omega_1 = 2$, $R\omega_d = 4$, $Re = 100$, $\gamma = 1$ (справа)

Fig. 4. Distribution of isolines of the stream function in a vortex chamber at flow parameters $R\omega_0 = R\omega_1 = 0.5$, $R\omega_d = 0$, $Re = 100$, $\gamma = 1$ (left) and at flow parameters $R\omega_0 = R\omega_1 = 2$, $R\omega_d = 4$, $Re = 100$, $\gamma = 1$ (right)

На рис. 5 представлено изменение окружной скорости в зависимости от радиуса в сечениях G-G (точки), E-E (сплошная кривая), F-F (пунктирная кривая). Этот график также иллюстрирует увеличение окружной скорости вблизи левой перегородки предложенной геометрии, что объясняется сохранением импульса в окружном направлении и предотвращением попадания крупных частиц в мелкий продукт процесса классификации частиц. Изменение поля осевой скорости показано на рис. 6 при аналогичных параметрах, что и на рис. 4.

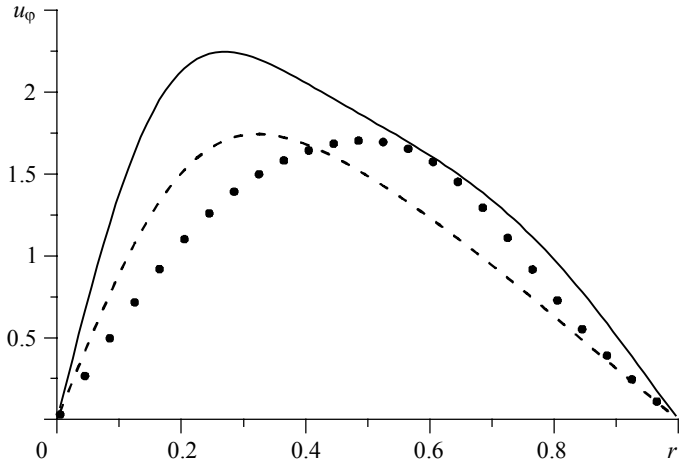


Рис. 5. Изменение окружной скорости в зависимости от радиуса в сечениях E-E (сплошная кривая), F-F (пунктирная кривая), G-G (точки) для случая $R\omega_0 = 4$; $R\omega_1 = 4$; $R\omega_d = 4$; $Re = 20$

Fig. 5. Distribution of the circumferential velocity component depending on the radius in the sections E–E (solid curve), F–F (dashed curve), and G-G (points) at flow parameters $R\omega_0 = 4$; $R\omega_1 = 4$; $R\omega_d = 4$; and $Re = 20$

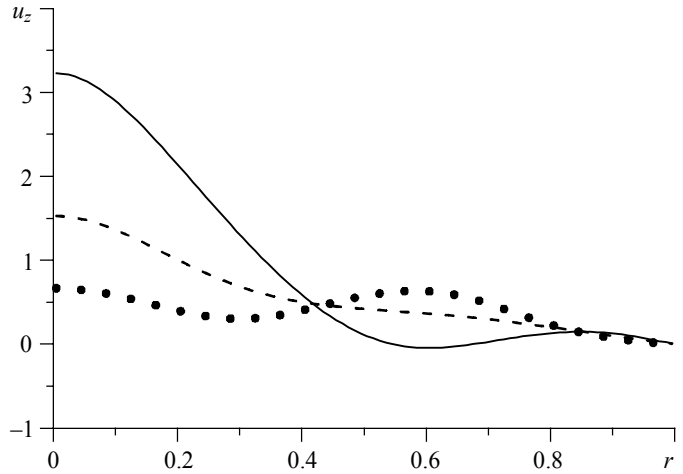


Рис. 6. Распределение аксиальной скорости в зависимости от радиуса в сечениях E-E (сплошная кривая) , F-F (пунктирная кривая), G-G (точки) при параметрах течения $Re = 20$; $R\omega_0 = 4$; $R\omega_1 = 4$; $R\omega_d = 4$; $Re = 20$

Fig.6. Axial velocity distributions depending on the radius in sections E–E (solid curve), F–F (dashed curve), G-G (points) at flow parameters $R\omega_0 = 4$; $R\omega_1 = 4$; $R\omega_d = 4$; and $Re = 20$

Подтверждением достоверности полученного численного решения системы (1) – (4) может служить сравнение численного решения с данными аналитической формулы (9), а также тестовые расчеты [13]. На рис. 7 и 8 показано изменение

осевой скорости в сечении D-D и C-C соответственно в предложенной геометрии зоны сепарации в сравнении с известной аналитической формулы для кольцевого канала (9)

$$\frac{U_z}{U_{\text{ср}}} = 2\frac{\left(r_1^2 - r^2\right)\log\left(r_0/r_1\right) - \left(r_1^2 - r_0^2\right)\log\left(r/r_1\right)}{r_1^2 - r_0^2 + \left(r_1^2 + r_0^2\right)\log\left(r_0/r_1\right)}. \tag{9}$$

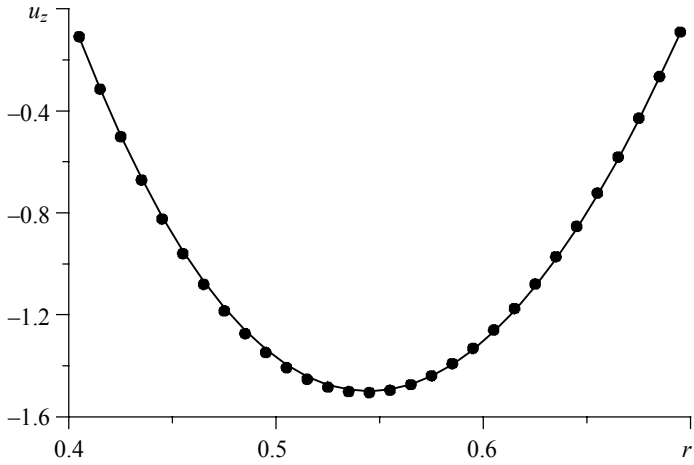


Рис. 7. Сопоставление численного и аналитического решения.
Сплошная кривая – численное решение, точки – формула (9)
Fig.7. Comparison of the numerical and analytical solutions
The solid curve is the numerical solution; the points are formula (9)

На рис. 8 представлено аналогичное сравнение по формуле (9) для сечения C-C, которое также представляет кольцевой канал.

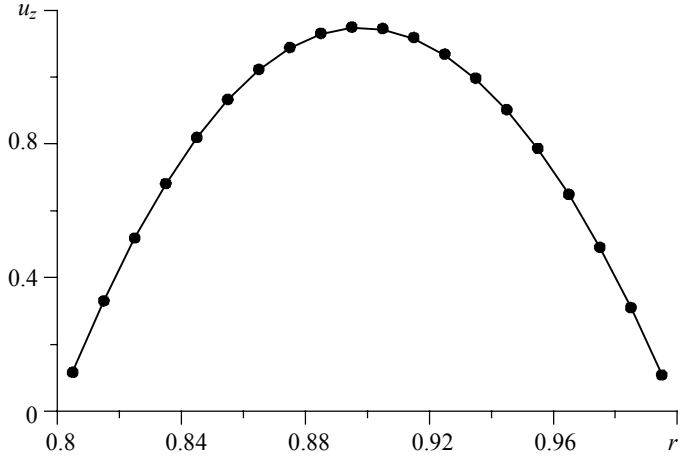


Рис. 8. Сопоставление численного и аналитического решения для сечения C-C.
Сплошная кривая – численное решение, точки – формула (9)
Fig. 8. Comparison of the numerical and analytical solutions for the C-C section.
The solid curve is the numerical solution; the points are formula (9)

На рис. 9 показано сравнение формулы Пуазейля с полученным численным решением в сечении А-А при числе Re = 4.

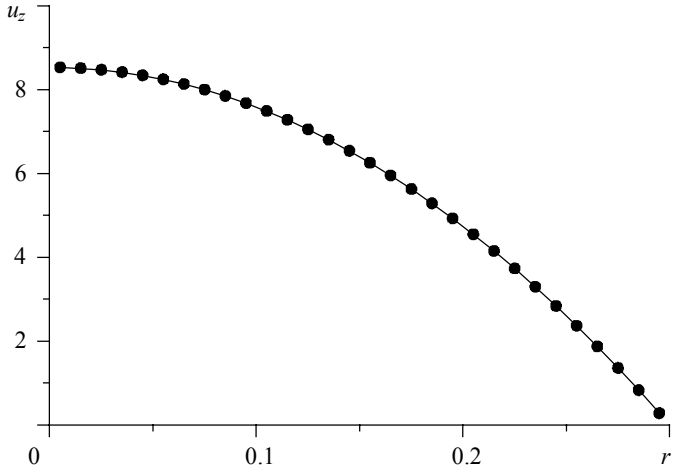


Рис. 9. Сопоставление численного решения с известной формулой Пуазейля при числе Re = 4. Сплошная кривая – численное решение, точки – формула Пуазейля
Fig.9. Comparison of the numerical solution with the well-known Poiseuille formula for section A-A at the number Re = 4. The solid curve is the numerical solution; the points are the Poiseuille formula

Заключение

В результате проведенного исследования аэродинамики закрученного течения несущей среды и динамики движения одиночной тяжелой частицы показано, с одной стороны, однородность поля скоростей несущей среды и, с другой, влияние новой геометрии зоны сепарации на качество процесса фракционного разделения частиц, причем полученное поле центробежных и аэродинамических сил позволяет увеличить остроту процесса разделения частиц по размерам и, в частности, увеличить центробежные силы в выходном сечении аппарата, не позволяя крупным частицам попадать в мелкий продукт процесса классификации.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гупта А.*, *Лилли Д.*, *Сайред Н.* Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. 588 с.
2. *Волков К.Н.*, *Емельянов В.Н.* Течения и теплообмен в каналах и вращающихся полостях. М.: Физмалит, 2010.
3. *Гропянов А.В.*, *Ситов Н.Н.*, *Жукова М.Н.* Порошковые материалы: учебное пособие. СПб.: ВШТЭ СПбГУПТД, 2017. 74 с.
4. *Пономарев В.Б.* Расчет и проектирование оборудования для воздушной сепарации сыпучих материалов. Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2017. 96 с.
5. *Турубаев Р.Р.*, *Шваб А.В.* Численное исследование аэродинамики закрученного потока в вихревой камере комбинированного пневматического аппарата // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. 2017. № 47. С. 87–98. DOI: 10.17223/19988621/47/9.
6. *Алексеенко С.В.*, *Окулов В.Л.* Закрученные потоки в технических приложениях (обзор) // Теплофизика и аэромеханика. 1996. Т. 3. № 2. С. 101–138.
7. *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1987. 840 с.

8. *Волков К.Н.*, *Емельянов В.Н.* Течение газа с частицами. М.: Физматлит, 2008. 600 с.
9. *Андерсон Д.*, *Таннехилл Дж.*, *Плетчер Р.* Вычислительная гидромеханика и теплообмен. М.: Мир, 1990. Т. 1. 384 с.
10. *Chorin A.J.* Numerical solution of Navier–Stokes equation // Math. Comput. 1968. V. 22. P. 745.
11. *Пейре Р.*, *Тейлор Т.Д.* Вычислительные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости / пер. с. англ. под ред. В.Д. Виленского. М.: Энергоатомиздат, 1984. 351 с.
12. *Патанкар С.В.* Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. 149 с.
13. *Шваб А.В.*, *Левченко Д.А.*, *Турубаев Р.Р.* Моделирование аэродинамики газа при взаимодействии двух встречных закрученных течений // Изв. вузов. Физика. 2018. Т. 61. № 12-2. С. 134–139.

Статья поступила 25.03.2021

Turubaev R.R., Shvab A.V. (2022) SIMULATION OF GAS AERODYNAMICS AND PARTICLE TRAJECTORIES IN THE INTERACTION OF TWO OPPOSING SWIRLING FLOWS. *Vestnik Tomskogo gosudarstvennogo universiteta. Matematika i mekhanika* [Tomsk State University Journal of Mathematics and Mechanics]. 75. pp. 138–149

DOI 10.17223/19988621/75/12

Keywords: aerodynamics, numerical simulation, swirling flow, velocity, pressure, particles, vortex chamber.

The paper presents an original geometry of a vortex chamber in which aerodynamics of a gas flow is simulated during the interaction of two opposing swirling flows in order to equalize the centrifugal forces in the central region of the apparatus as applied to the tasks of separating powders by fractional composition or intensifying heat and mass transfer in chemical reactors. Based on the results obtained, the distributions of the trajectories of motion of single particles are determined, based on the discrete-trajectory approach, and the reliability of the results obtained for the aerodynamics of swirling flow in the proposed geometry of the vortex chamber was shown. As a result of mathematical modeling of the dynamics of motion of a single heavy particle in a swirling flow, the influence of swirl on the quality of the particle classification process is shown; for example, an increase in swirl leads to a greater influence of the centrifugal force which picks up heavy particles and throws them to the peripheral sector. In addition, an increase in the centrifugal force leads to a displacement of the boundary particle size. However, since this work presents a laminar formulation of the problem, the difference will amount to tens of microns; when updating to the turbulent problem, the difference will already be calculated in units of microns.

Roman R. TURUBAEV (Postgraduate student, Tomsk State University, Tomsk, Russian Federation). E-mail: roma.turubaev@gmail.com

Aleksander V. SHVAB (Doctor of Physics and Mathematics, Prof, Tomsk, Russian Federation). E-mail: avshvab@inbox.ru

REFERENCES

1. Gupta A., Lilley D., Syred N. (1984) *Swirl Flows*. Tunbridge Wells: Abacus Press.
2. Volkov K.N., Emelyanov V.N. (2010) *Techeniya i teploobmen v kanalakh i vrashchayushchikhsya polostyakh* [Flows and heat transfer in channels and rotating cavities]. Moscow: FIZMATLIT.
3. Gropyanov A.V., Sitov N.N., Zhukova M.N. (2017) *Poroshkovyye materialy: uchebnoye posobiye:* [Powder Materials: A Tutorial]. St. Petersburg: HSE SPbGUPTD.
4. Ponomarev V.B. (2017) *Raschet i proyektirovaniye oborudovaniya dlya vozdushnoy separatsii sypuchikh materialov* [Calculation and design of equipment for air separation of bulk materials]. Ekaterinburg: Ural University.

5. Turubaev R.R., Shvab A.V. (2017) Chislennoye issledovaniye aerodinamiki zakruchennogo potoka v vikhrevoy kamere kombinirovannogo pnevmaticheskogo apparata [Numerical study of the aerodynamics of a swirl flow in the vortex chamber of a combined air-operated apparatus], *Vestnik Tomskogo gosudarstvennogo universiteta. Matematika i Mekhanika – Tomsk State University Journal of Mathematics and Mechanics*. 47. pp. 87–98. DOI: 10.17223/19988621/47/9.
6. Alekseenko S.V., Okulov V.L. (1996) Zakruchennyye potoki v tekhnicheskikh prilozheniyakh (obzor) [Swirling flows in technical applications (a review)]. *Teplofizika i aeromekhanika – Thermophysics and Aeromechanics*. 3(2). pp. 101–138.
7. Loytsyanskiy L.G. (1987) *Mekhanika zhidkosti i gaza* [Fluid and gas mechanics]. Moscow: Nauka.
8. Volkov K.N., Emel'yanov V.N. (2008) *Techeniye gaza s chastitsami* [Gas flow with particles]. Moscow: FIZMATLIT.
9. Anderson J., Tannehill J., Pletcher R. (1997) *Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer. Part 2*. London: Taylor & Francis.
10. Chorin A.J. (1968) Numerical solution of Navier–Stokes equation. *Mathematics of Computation*. 22(104). pp. 745–762.
11. Peyret R., Taylor T.D. (1983) *Computational Methods for Fluid Flow*. New York: Springer-Verlag.
12. Patankar S.V. (1980) *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. New York: Hemisphere Publishing Corporation.
13. Shvab A.V., Levchenko D.A., Turubaev R.R. (2018) Modelirovaniye aerodinamiki gaza pri vzaimodeystvii dvukh vstrechnykh zakruchennykh techeniy [Simulation of gas aerodynamics in the interaction of two opposing swirling flows]. *Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Fizika.* 61(12-2). pp.134–139.

Received: March 25, 2021