

УДК 532.517.4+621.928.93
DOI 10.17223/19988621/36/12

А.В. Шваб, В.Ю. Хайруллина, Е.В. Журавлев, Н.С. Евсеев

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО И ПЕРИОДИЧЕСКОГО ЗАКРУЧЕННОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА С ЧАСТИЦАМИ МЕЖДУ ПРОФИЛИРОВАННЫМИ ДИСКАМИ

Проводится численное моделирование аэродинамики в воздушно-центробежном классификаторе, зона сепарации которого представляет собой вращающиеся профилированные дисковые элементы, между которыми наблюдается периодическое турбулентное закрученное течение в направлении к оси вращения. Нестационарный колебательный режим несущей среды имеет место за счет гармонических колебаний расхода несущей среды или окружающей составляющей вектора скорости на входе в сепарационную камеру. Создание нестационарного режима движения газовой фазы позволяет уменьшить время пребывания частиц граничного размера для повышения эффективности процесса классификации. Численное решение проводилось в ортогональной криволинейной системе координат на основе известной модели турбулентности Уилкокса.

Ключевые слова: воздушно-центробежный классификатор, зона сепарации, периодическое закрученное турбулентное течение газа, « $k-\omega$ »-модель турбулентности, численное моделирование.

В последнее время существенно возросли потребности в получении тонкодисперсных порошков заданного гранулометрического состава. Наиболее эффективными и экологически чистыми способами получения тонкодисперсных порошков являются пневматические методы переработки. На основе численных экспериментов определены физические особенности периодического режима течения, который получен колебанием расхода несущей среды с периодом, близким к времени динамической релаксации частицы граничного размера. Такой режим течения способствует более эффективному процессу разделения частиц по размерам и, таким образом, показывает перспективность использования патента [1], разработанного в Томском госуниверситете.

Физическая и математическая постановка задачи

Геометрия зоны сепарации воздушно-центробежного классификатора (рис.1) представляет собой два диска, вращающихся с определённой угловой скоростью Ω_d вокруг своей оси OZ . Верхний дисковый элемент является профилированным, а нижний – плоским. Расстояние между дисками увеличивается от периферии к оси вращения, во входном сечении это расстояние равно H . Такой способ изменения геометрии позволяет получить примерно постоянное значение среднерасходной радиальной составляющей скорости по длине сепарационной камеры. Через входное сечение $A-A$ в аппарат поступает воздушный поток с определённой угловой скоростью Ω_g и радиальной составляющей скорости газа U_1 . Затем он за счет перепада давления проходит рабочую зону аппарата и покидает его через сечение $C-C$. Через нижний патрубок (сечение R_2-R_3) подается дополнительный по-

При расчете течений в областях, не имеющих прямоугольную форму, приходится рассматривать расчетные границы, не совпадающие в физическом пространстве с координатными линиями, поэтому вводятся преобразования физического пространства (R, Z, φ) к пространству $(\xi_1, \xi_2, \xi_3 = \varphi)$ обобщенных ортогональных криволинейных координат. Таким образом, при расчете течения в областях с профилированными дисками (рис.1) имеет место совпадение твердых стенок с координатными линиями. В результате в меридиональной плоскости будем иметь новую систему ортогональных координат:

$$\xi_1 = \frac{r^2}{2m} - \frac{z^2}{2}; \quad \xi_2 = z \left(\frac{r}{r_1} \right)^m.$$

Получим конформную разностную сетку, если проведем нормировку координат. В результате будем иметь

$$q_1 = \frac{\xi_1 - \xi_{1,\min}}{\xi_{1,\max} - \xi_{1,\min}} = \frac{\left(\frac{r^2}{2m} - \frac{z^2}{2} - \frac{r_1^2}{2m} + \frac{1}{2} \right)}{\left(\frac{r_0^2}{2m} - \frac{r_1^2}{2m} + \frac{1}{2} \right)},$$

$$q_2 = \frac{1}{s} \ln \left[(e^s - 1)(\xi_2 - 0.5) + \sqrt{e^s + (e^s - 1)^2 (\xi_2 - 0.5)^2} \right], \quad (1)$$

где

$$\xi_{1,\min} = \frac{r_1^2}{2m} - \frac{1}{2}; \quad \xi_{1,\max} = \frac{r_0^2}{2m}.$$

В формуле (1) для получения более точного численного решения проведено сгущение расчетной сетки вблизи твердых стенок рабочей зоны классификатора. Здесь q_2 – новая координата, которая также изменяется от нуля до единицы. Параметр $s > 0$ в зависимости (1) характеризует степень сгущения координатных линий ξ_2 вблизи стенок при линейном изменении q_2 . При значении $s = 0$, раскрывая неопределённость по правилу Лопиталья, получим $q_2 = \xi_2$, т.е. отсутствие сгущения координатных линий.

Из экспериментальных исследований известно, что реальный процесс разделения частиц в пневматических центробежных аппаратах происходит при турбулентном режиме течения. Для математического описания периодического закрученного турбулентного течения в сепарационных элементах ВЦК (рис.1) с профилированным верхним диском используется система дифференциальных уравнений Рейнольдса, записанная в криволинейной ортогональной системе координат. Эта система уравнений замыкается с помощью обобщённой гипотезы Буссинеска, согласно которой рейнольдсовы напряжения считаются пропорциональными скорости деформации осредненного течения с точностью до значения вихревой, турбулентной вязкости. Безразмерная форма уравнений получена путём введения масштабов длины H (расстояние между дисковыми элементами) и скорости U_1 (среднерасходное значение скорости на входе в сепарационную зону).

Уравнения Рейнольдса, приведенные к безразмерной и дивергентной форме в криволинейной ортогональной системе координат вращения $(\xi_1, \xi_2, \xi_3 = \varphi)$, имеют вид

$$\frac{\partial u_1}{\partial \xi_1} (u_1 H_2 H_3) + \frac{\partial u_2}{\partial \xi_2} (u_2 H_3 H_1) = 0; \quad (2)$$

$$\begin{aligned}
H_1 H_2 H_3 \frac{\partial u_1}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \xi_1} \left[u_1^2 H_2 H_3 - \frac{H_2 H_3 (1 + v_t)}{H_1} \frac{\partial u_1}{\text{Re}} \frac{\partial u_1}{\partial \xi_1} \right] + \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left[u_1 u_2 H_3 H_1 - \frac{(1 + v_t) H_1 H_3}{\text{Re}} \frac{\partial u_1}{H_2} \frac{\partial u_1}{\partial \xi_2} \right] = \\
= -H_2 H_3 \frac{\partial p}{\partial \xi_1} - u_1 u_2 H_3 \frac{\partial H_1}{\partial \xi_2} + u_2^2 H_3 \frac{\partial H_2}{\partial \xi_1} + u_3^2 H_2 \frac{\partial H_3}{\partial \xi_1} + \\
+ \frac{\partial}{\partial \xi_1} \left[\frac{(1 + v_t)}{\text{Re}} \left(\frac{H_2 H_3}{H_1} \frac{\partial u_1}{\partial \xi_1} + u_2 \frac{H_3}{H_1} \frac{\partial H_1}{\partial \xi_2} \right) \right] + \\
+ \frac{(1 + v_t)}{\text{Re}} H_3 \left[\frac{1}{H_1} \frac{\partial u_2}{\partial \xi_1} + \frac{1}{H_2} \frac{\partial u_1}{\partial \xi_2} - \frac{u_1}{H_1 H_2} \frac{\partial H_1}{\partial \xi_1} - \frac{u_2}{H_1 H_2} \frac{\partial H_2}{\partial \xi_1} \right] \frac{\partial H_1}{\partial \xi_2} - \\
- 2 \frac{(1 + v_t)}{\text{Re}} \left[\left(\frac{H_3}{H_2} \frac{\partial u_2}{\partial \xi_2} + u_1 \frac{H_3}{H_1 H_2} \frac{\partial H_2}{\partial \xi_1} \right) \frac{\partial H_2}{\partial \xi_1} - \right. \\
\left. - \left(u_1 \frac{H_2}{H_1 H_2} \frac{\partial H_3}{\partial \xi_1} + u_2 \frac{H_2}{H_2 H_3} \frac{\partial H_3}{\partial \xi_2} \right) \frac{\partial H_3}{\partial \xi_1} \right] - \frac{2}{3} H_1 H_2 H_3 \frac{\partial k}{\partial \xi_1}; \quad (3)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
H_1 H_2 H_3 \frac{\partial u_2}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \xi_1} \left[u_1 u_2 H_2 H_3 - \frac{(1 + v_t) H_2 H_3}{\text{Re}} \frac{\partial u_2}{H_1} \frac{\partial u_2}{\partial \xi_1} \right] + \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left[u_2^2 H_3 H_1 - \frac{(1 + v_t) H_1 H_3}{\text{Re}} \frac{\partial u_2}{H_2} \frac{\partial u_2}{\partial \xi_2} \right] = \\
= -H_1 H_3 \frac{\partial p}{\partial \xi_2} - u_1 u_2 H_3 \frac{\partial H_2}{\partial \xi_1} + u_1^2 H_3 \frac{\partial H_1}{\partial \xi_2} + u_3^2 H_1 \frac{\partial H_3}{\partial \xi_2} + \\
+ \frac{\partial}{\partial \xi_1} \left[\frac{(1 + v_t)}{\text{Re}} H_2 H_3 \left(\frac{1}{H_2} \frac{\partial u_1}{\partial \xi_2} - \frac{u_1}{H_1 H_2} \frac{\partial H_1}{\partial \xi_2} - \frac{u_2}{H_1 H_2} \frac{\partial H_2}{\partial \xi_1} \right) \right] + \\
+ \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left[\frac{(1 + v_t)}{\text{Re}} \left(\frac{H_1 H_3}{H_2} \frac{\partial u_2}{\partial \xi_2} + u_1 \frac{H_3}{H_2} \frac{\partial H_2}{\partial \xi_1} \right) \right] - \\
- 2 \frac{(1 + v_t)}{\text{Re}} H_3 \left[\frac{1}{H_1} \frac{\partial u_1}{\partial \xi_1} + \frac{u_2}{H_2 H_3} \frac{\partial H_1}{\partial \xi_2} \right] \frac{\partial H_1}{\partial \xi_2} + \\
+ \frac{(1 + v_t)}{\text{Re}} H_3 \left[\frac{1}{H_1} \frac{\partial u_2}{\partial \xi_1} + \frac{1}{H_2} \frac{\partial u_1}{\partial \xi_2} - \frac{u_1}{H_1 H_2} \frac{\partial H_1}{\partial \xi_1} - \frac{u_2}{H_1 H_2} \frac{\partial H_2}{\partial \xi_1} \right] \frac{\partial H_2}{\partial \xi_1} - \\
- 2 \frac{(1 + v_t)}{\text{Re}} H_1 \left[\frac{u_1}{H_1 H_3} \frac{\partial H_3}{\partial \xi_1} + \frac{u_2}{H_2 H_3} \frac{\partial H_3}{\partial \xi_2} \right] \frac{\partial H_3}{\partial \xi_2} - \frac{2}{3} H_1 H_2 H_3 \frac{\partial k}{\partial \xi_2}; \quad (4)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
H_1 H_2 H_3 \frac{\partial u_3}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \xi_1} \left[u_1 u_3 H_2 H_3 - \frac{(1 + v_t) H_2 H_3}{\text{Re}} \frac{\partial u_3}{H_1} \frac{\partial u_3}{\partial \xi_1} \right] + \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left[u_2 u_3 H_1 H_3 - \frac{(1 + v_t) H_1 H_3}{\text{Re}} \frac{\partial u_3}{H_2} \frac{\partial u_3}{\partial \xi_2} \right] = \\
= -u_1 u_3 H_2 \frac{\partial H_3}{\partial \xi_1} - u_2 u_3 H_1 \frac{\partial H_3}{\partial \xi_2} - \frac{\partial}{\partial \xi_1} \left[\frac{(1 + v_t)}{\text{Re}} \left(u_3 \frac{H_2}{H_1} \frac{\partial H_3}{\partial \xi_1} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left[\frac{(1 + v_t)}{\text{Re}} \left(u_3 \frac{H_1}{H_2} \frac{\partial H_3}{\partial \xi_2} \right) \right] + \\
+ \frac{(1 + v_t)}{\text{Re}} \left[\left(\frac{H_2}{H_1} \frac{\partial u_3}{\partial \xi_1} - u_3 \frac{H_2}{H_1 H_3} \frac{\partial H_3}{\partial \xi_1} \right) \frac{\partial H_3}{\partial \xi_1} + \left(\frac{H_1}{H_2} \frac{\partial u_3}{\partial \xi_2} - u_3 \frac{H_1}{H_2 H_3} \frac{\partial H_3}{\partial \xi_2} \right) \frac{\partial H_3}{\partial \xi_2} \right]. \quad (5)
\end{aligned}$$

Здесь H_1, H_2, H_3 – коэффициенты Ляме; Re – число Рейнольдса.

В настоящей работе используется известная дифференциальная « k – ω »-модель турбулентности Уилкокса. Согласно этой модели турбулентности, записываются два дополнительных уравнения переноса для кинетической энергии турбулентных пульсаций k и удельной скорости диссипации кинетической энергии ω :

$$H_1 H_2 H_3 \frac{\partial k}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \xi_1} \left[u_1 k H_2 H_3 - \frac{(1 + v_t \sigma^*)}{\text{Re}} \frac{H_2 H_3}{H_1} \frac{\partial k}{\partial \xi_1} \right] + \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left[u_2 k H_1 H_3 - \frac{(1 + v_t \sigma^*)}{\text{Re}} \frac{H_1 H_3}{H_2} \frac{\partial k}{\partial \xi_2} \right] = F_1; \quad (6)$$

$$H_1 H_2 H_3 \frac{\partial \omega}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \xi_1} \left[u_1 \omega H_2 H_3 - \frac{(1 + v_t \sigma^*)}{\text{Re}} \frac{H_2 H_3}{H_1} \frac{\partial \omega}{\partial \xi_1} \right] + \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left[u_2 \omega H_1 H_3 - \frac{(1 + v_t \sigma^*)}{\text{Re}} \frac{H_1 H_3}{H_2} \frac{\partial \omega}{\partial \xi_2} \right] = F_2; \quad (7)$$

$$F_1 = H_1 H_2 H_3 (G - \beta^* k \omega); \quad F_2 = H_1 H_2 H_3 \left(\alpha G \frac{\omega}{k} - \beta \omega^2 \right);$$

$$G = \frac{v_t}{\text{Re}} \left\{ 2 \left(\frac{1}{H_1} \frac{\partial u_1}{\partial \xi_1} + \frac{u_2}{H_1 H_2} \frac{\partial H_1}{\partial \xi_2} \right)^2 + \left(\frac{1}{H_1} \frac{\partial u_2}{\partial \xi_1} + \frac{1}{H_2} \frac{\partial u_1}{\partial \xi_2} - \frac{u_1}{H_1 H_2} \frac{\partial H_1}{\partial \xi_2} - \frac{u_2}{H_1 H_2} \frac{\partial H_2}{\partial \xi_1} \right)^2 + \right. \\ \left. + \left(\frac{1}{H_1} \frac{\partial u_3}{\partial \xi_1} - \frac{u_3}{H_1 H_3} \frac{\partial H_3}{\partial \xi_1} \right)^2 + 2 \left(\frac{1}{H_2} \frac{\partial u_2}{\partial \xi_2} + \frac{u_1}{H_1 H_2} \frac{\partial H_2}{\partial \xi_1} \right)^2 + \left(\frac{1}{H_2} \frac{\partial u_3}{\partial \xi_2} - \frac{u_3}{H_2 H_3} \frac{\partial H_3}{\partial \xi_2} \right)^2 + \right. \\ \left. + 2 \left(\frac{u_1}{H_1 H_3} \frac{\partial H_3}{\partial \xi_1} + \frac{u_2}{H_2 H_3} \frac{\partial H_3}{\partial \xi_2} \right)^2 \right\};$$

$$v_t = \text{Re} \frac{k}{\omega}.$$

Для получения единственного решения система уравнений Рейнольдса замыкается необходимыми граничными условиями. На входе в аппарат (сечение A – A рис. 1) осреднённое значение радиальной компоненты скорости задается в виде постоянного значения на основе экспериментальных данных, окружная компонента скорости определяется условием квазитвердого вращения газа $U_\varphi = \omega_r R_4$, а для аксиальной компоненты скорости используется условие $\partial u_z / \partial r = 0$. В безразмерном виде граничное условие для окружной компоненты скорости имеет вид $u_\varphi = \text{Rg} \cdot r$, где $\text{Rg} = \Omega_g H / U_1$, Ω_g – среднее значение угловой скорости вращения газа. На выходе из расчетной области (сечение C – C) для всех переменных задаются условия Неймана, т.е. равенство нулю производной $\partial / \partial r = 0$. На твердых стенках зоны сепарации используются условия прилипания, в силу которых радиальная и аксиальная компоненты скорости равны нулю. Для окружной компоненты скорости на вращающихся поверхностях ставится граничное условие вида $u_\varphi = \text{Rd} \cdot r$, где $\text{Rd} = \Omega_d H / U_1$, Ω_d – угловая скорость вращения дисковых элементов. Rg и Rd – безразмерные комплексы (обратные критерии Россби). Для прибавки к давлению на всех границах используются условия Неймана $\partial(\delta p) / \partial n = 0$ [3]. Удельная ско-

рость диссипации пульсационного движения на стенках определяется из равенства диффузии и диссипации в уравнении (7) [4].

Уравнения движения твердой частицы в безразмерном виде в цилиндрической системе координат можно представить как

$$\begin{aligned}\frac{dw_r}{d\tau} &= \frac{w_\varphi^2}{r} + \frac{u_r - w_r}{Stk} \xi, \\ \frac{dw_\varphi}{d\tau} &= -\frac{w_\varphi w_r}{r} + \frac{u_\varphi - w_\varphi}{Stk} \xi, \\ \frac{dw_z}{d\tau} &= \frac{u_z - w_z}{Stk} \xi - \frac{1}{Fr}, \\ d\tau &= \frac{dr}{w_r} = \frac{rd\varphi}{w_\varphi} = \frac{dz}{w_z}.\end{aligned}$$

Здесь ξ – коэффициент, учитывающий отклонение коэффициента аэродинамического сопротивления частицы от его значения, найденного из закона Стокса; Fr , Stk , Re_p – соответственно критерии Фруда, Стокса и Рейнольдса частицы, которые имеют вид

$$\begin{aligned}\xi &= 1 + 0.197 Re_p^{0.63} + 2.64 \cdot 10^{-4} Re_p^{1.38}; \quad Re_p = \frac{\delta |\bar{U} - \bar{W}|}{\nu}; \\ Fr &= \frac{U_0^2}{gR_0}; \quad Stk = \frac{\rho_p}{\rho} \frac{\delta^2 U_0}{18\nu R_0},\end{aligned}$$

причем ρ , ρ_p – плотности несущей среды и твердой фазы соответственно; δ – диаметр шарообразной частицы; g – ускорение свободного падения.

Метод численного решения

Решение системы (2) – (7) проводилось в физических переменных «скорость-давление» на разнесённой разностной сетке. В качестве метода решения использовалась схема физического расщепления полей скорости и давления [5]. Система уравнений сводилась к решению уравнений переноса с помощью метода факторизации [6], который имеет второй порядок точности по времени. Конвективные члены уравнений переноса представлены с использованием экспоненциальной схемы, что обеспечивает второй порядок точности по координатам и снимает ограничение по сеточному числу Рейнольдса [3]. На каждом шаге по времени вводились дополнительные итерации для уточнения конвективных членов, а также для интегрирования уравнение Пуассона для поправки к давлению с необходимой точностью.

Традиционная методика решения нестационарных уравнений переноса заключается в организации итерационного процесса расчета. Причем необходимо получать решение с заданной точностью на каждом временном шаге. В работе предложена оригинальная методика решения нестационарных уравнений переноса, позволяющая существенно сократить время расчета задачи, которая в работе использовалась для решения уравнений переноса составляющих скорости и уравнения для давления [7]. Уравнение Пуассона для давления на каждом временном шаге решается до полного установления. Решение уравнений движения частицы

рассматривалось на основе неявной разностной схемы второго порядка точности по времени.

Анализ результатов

Достоверность численного решения проверялась тестовыми исследованиями на сеточную сходимость, а также сравнением с экспериментальными данными [8]. Достоверность решения нестационарной задачи подтверждается сравнением расчетных шагов по времени, которая показана на рис. 2.

На рис. 3 показано распределение радиальной (*а*) и окружной (*б*) компонент скорости во входном сечении (кривые 4–6) и выходном сечении (кривые 1–3) для стационарного и периодического турбулентного режима течения в разные моменты времени. Кругами на графиках изображены профили скоростей, характерные для стационарного режима течения, сплошной кривой – для периодического режима течения.

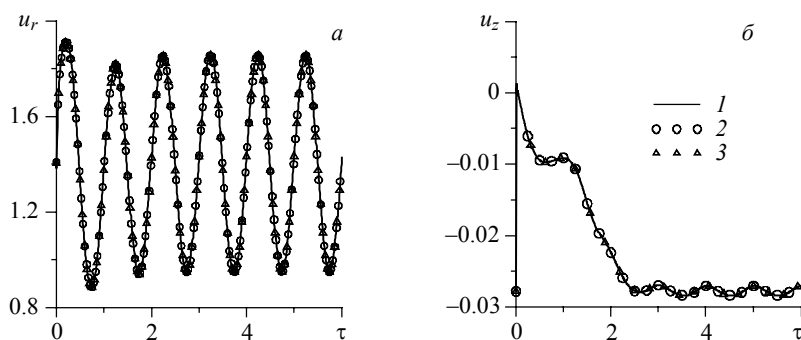


Рис. 2. Радиальная (*а*) и аксиальная (*б*) компоненты скорости в центральной точке среднего сечения (сечение *B–B*) по времени для нестационарного режима при параметрах $Re = 10$, $Rd = 1$, $Rg = 0$, $A = 0.3$, $m = 0.0001$; кр. 1 – $\Delta\tau = 0.0005$, кр. 2 – $\Delta\tau/2$, кр. 3 – $\Delta\tau/4$

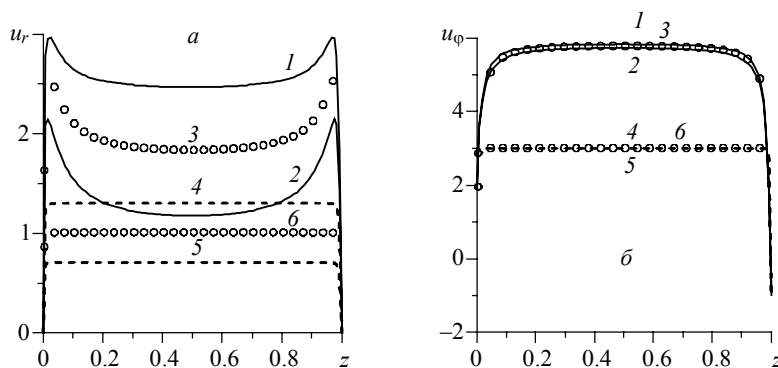


Рис. 3. Профили радиальной (*а*) и окружной (*б*) компонент скорости в зависимости от высоты сепарационной зоны z при параметрах $Re = 5000$, $A = 0.3$, $Rd = 0.1$, $Rg = 0.3$; кр. 1 и 2 соответствуют максимальное и минимальное значения радиальной скорости при периодическом режиме течения в выходном сечении, кр. 4 и 5 – соответственно во входном сечении, кр. 3 и 6 отражают стационарный режим течения

Радиальная составляющая скорости увеличивается с уменьшением радиуса и имеет два максимума скорости вблизи вращающихся дисковых элементов. Увеличение радиальной скорости объясняется уменьшением поверхности ($2\pi rH$), через которую движется газовый поток. Появление максимумов объясняется уменьшением центробежной силы вблизи стенок по сравнению с ядром потока и, как показывают численные исследования, величина максимумов скорости тем больше, чем больше параметр закрутки Rg газового потока. При периодическом режиме течения амплитуда колебаний радиальной скорости возрастает к выходному сечению, что объясняется увеличением средней радиальной скорости за счет уменьшения поперечного сечения камеры.

Влияние амплитуды колебаний радиальной и окружной составляющих вектора скорости несущей среды для турбулентного режима течения представлено на рис. 4. На графиках видно, что имеет место выход на периодический режим течения.

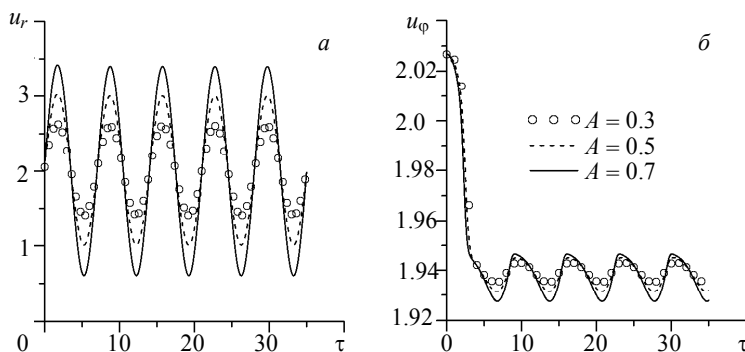


Рис. 4. Колебания радиальной (а) и окружной (б) компонент скорости в центральной точке выходного сечения (сечение C–C) по времени при параметрах $Re = 5000$, $Rd = 0.1$, $Rg = 0.1$

Проведено исследование по влиянию профилирования верхнего диска на течение газа в рабочей области центробежного аппарата. Для случая профилирования диска по закону $m = -1$ продольная составляющая скорости практически постоянна во всей зоне сепарации, что наблюдается на рис. 5, а. При дальнейшем расширении рабочей зоны происходит уменьшение продольной скорости газа и торможение несущей среды от входного к выходному сечению (рис. 5, б). При уменьшении расстояния между дисками (сужение зоны сепарации $m = 1$) происходит увеличение продольной скорости газа и разгон газового потока от входного к выходному сечению (рис. 5, в). На графиках видно, что отставания по фазе в колебаниях по времени нет.

На рис. 6 показано распределение радиальной и окружной составляющих вектора скорости при задании колебаний радиальной компоненты скорости во входном сечении, а на рис. 7 – распределение тех же составляющих вектора скорости при задании колебаний окружной скорости на входе в сепарационную камеру.

На рис. 8 изображены траектории движения частиц различного размера для случая стационарного закрученного турбулентного течения. Для данного конкретного режима течения на основе проведенных расчетов установлен диапазон граничных размеров частиц, значения которых изменяются в пределах: $30 \text{ мкм} < \delta_{\text{гр}} < 36 \text{ мкм}$.

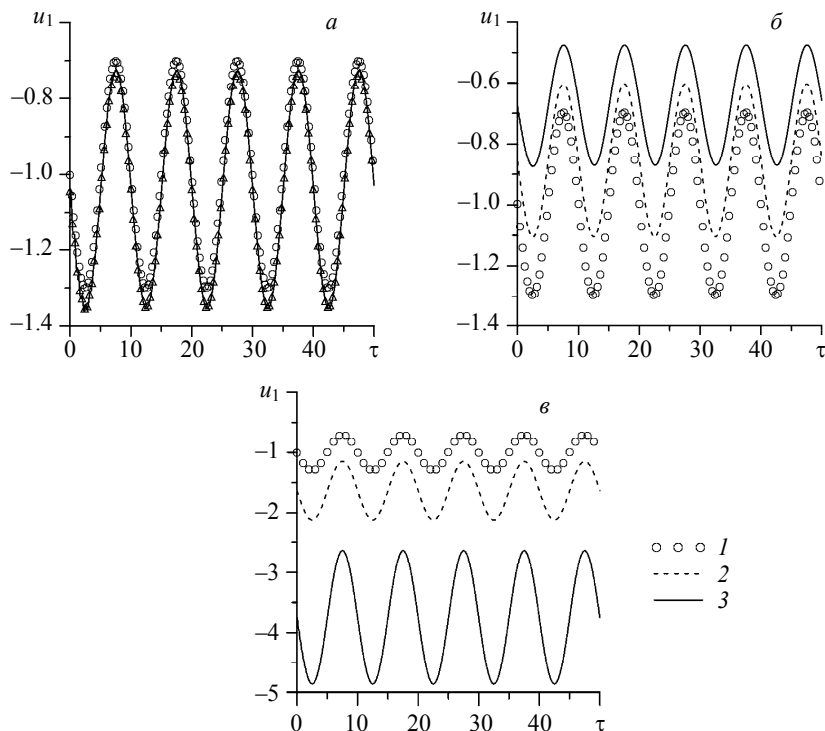


Рис. 5. Колебания значений радиальной компоненты скорости по времени при параметрах $Re = 5000$, $Rd = 0.1$, $Rg = 0.1$, $A = 0.3$, $Stk = 1$, $\gamma = 10$ при разном профилировании верхнего диска: $a - m = -1$; $б - m = -2$; $в - m = 1$; в трех точках по длине рабочей зоны классификатора: кр. 1 – центральная точка 1 в сечении $A-A$ ($Z/H = 0.5$), кр. 2 – центральная точка 4 в сечении $B-B$ ($Z/H = 0.5$), кр. 3 – центральная точка 7 в сечении $C-C$ ($Z/H = 0.5$)

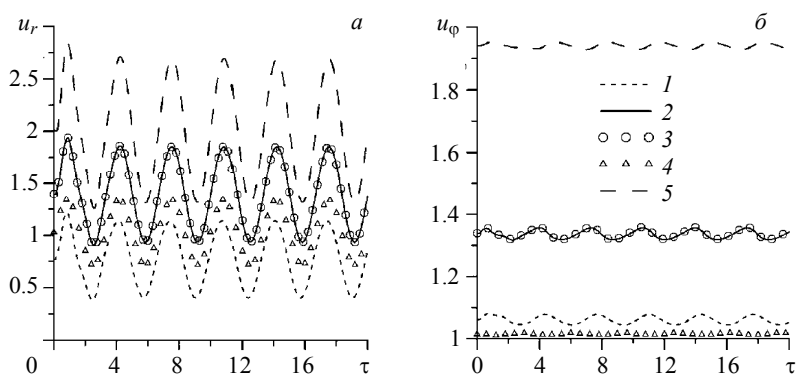


Рис. 6. Колебания значений радиальной (a) и окружной ($б$) компонент скорости по времени при параметрах $Re = 5000$, $Rd = 0.1$, $Rg = 0.1$, $A = 0.3$, $No = 14$ в пяти точках рабочей зоны классификатора при колебаниях радиальной компоненты на входе: кривые 1, 2, 3, 4, 5 – соответствуют распределениям радиальной и окружной скорости в зависимости от времени в точках 9, 1, 4, 6, 7 соответственно (рис. 1)

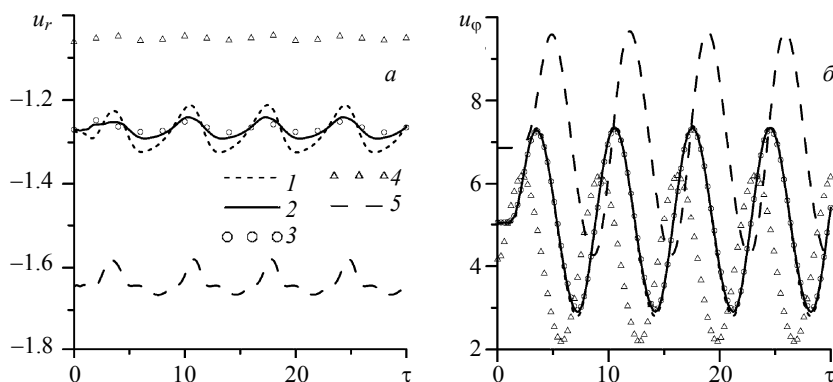


Рис. 7. Колебания значений радиальной (*a*) и окружной (*б*) компонент скорости по времени при параметрах $Re = 5000$, $Rd = 0.1$, $Rg = 0.1$, $A = 0.3$, $No = 14$. Обозначения кривых аналогичны обозначениям на рис. 6

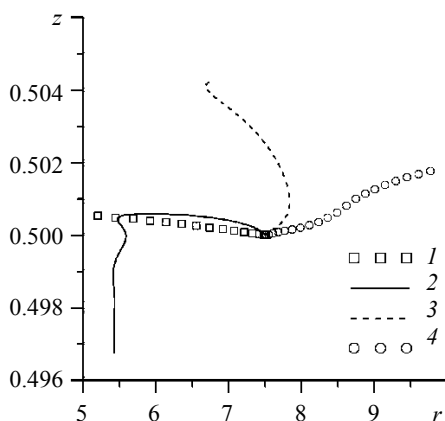


Рис. 8. Траектории движения частиц различного размера в стационарном турбулентном потоке при $Re = 5000$, $Rd = 0.1$, $Rg = 0.1$; кр. 1 – $Stk = 1$ ($\delta = 13.4$ мкм), кр. 2 – $Stk = 5$ ($\delta = 30$ мкм), кр. 3 – $Stk = 7$ ($\delta = 35.5$ мкм), кр. 4 – $Stk = 10$ ($\delta = 42.4$ мкм)

На рис. 9 представлены траектории движения частицы в рабочей зоне классификатора в турбулентном нестационарном потоке при различных периодах колебаний радиальной скорости во входном сечении. Из анализа этого графика следует, что критерий гомохронности колебательного движения существенно влияет на окончательное местоположение частицы.

В частности, при числе гомохронности $No = Stk$ частица «подвисает» в центре зоны классификации. При большем значении критерия No , например при $No = 2 Stk$ ($\gamma = No/Stk = 2$), частицы этого же размера проходят через всю рабочую область сепарации от входного сечения $A-A$ к выходному сечению $C-C$, попадая в мелкий продукт разделения. При ещё большем значении критерия гомохронности $No = 10 Stk$ ($\gamma = No/Stk = 10$) частицы граничного размера, войдя в междисковое пространство, возвращаются во входное сечение $A-A$ и попадают в крупный про-

дукт разделения. На графике хорошо видны участки замедления и ускорения частицы под действием колебаний несущей среды при периоде колебаний газа, равном времени динамической релаксации частицы $Ho = Stk$ (кривая 2 на рис. 9, б).

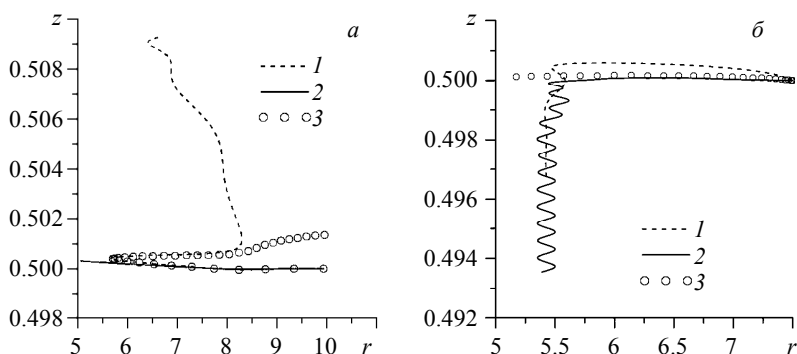


Рис. 9. Траектории движения частиц в рабочей зоне классификатора в турбулентном нестационарном потоке при различных периодах колебаний радиальной скорости во входном сечении $A-A$ при $Re = 5000$, $Rg = Rd = 0.1$: $a - A = 0.5$, $Stk = 7$ ($\delta = 35.5$ мкм), кр. 1 – $Ho = 7$, кр. 2 – $Ho = 14$, кр. 3 – $Ho = 70$; $b - A = 0.3$, $Stk = 5$ ($\delta = 30$ мкм), кр. 1 – без колебаний, кр. 2 – $Ho = 5$, кр. 3 – $Ho = 10$

В результате проведенного анализа показано, что введение периодического колебательного движения радиальной или окружной составляющей вектора скорости позволяет сократить время пребывания частиц, близких к граничному размеру, что препятствует образованию «жгутов» из частиц различных размеров и, следовательно, повышает эффективность процесса разделения. Проведенное исследование согласуется с опытными данными, полученными в патенте [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. Патент РФ № 2407601, ПК B07B7/083, Способ воздушно-центробежной классификации порошков и устройство для его осуществления / Зятиков П.Н., Росляк А.Т., Васенин И.М., Шваб А.В., Демиденко А.А., Садретдинов Ш.Р. // Б.И. № 36, 27.12.2010.
2. Шваб А.В., Хайруллина В.Ю. Исследование закрученного турбулентного течения между вращающимися профилированными дисками // Теоретические основы химической технологии. 2011. Т. 45. № 5. С. 557–565.
3. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. 150 с.
4. Wilcox D.C. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models // AIAA J. 1988. V. 26. No. 11. P. 1299–1310.
5. Chorin A.J. Numerical solution of Navier–Stokes equation // Math. Comput. 1968. V. 22. P. 745–762.
6. Флетчер К. Вычислительные методы в динамике жидкостей. Т. 1. М.: Мир, 1991. 271 с.
7. Шваб А.В., Хайруллина В.Ю. Исследование влияния нестационарного закрученного турбулентного течения на движение одиночной твердой частицы // Прикладная механика и техническая физика. 2011. Т. 52. № 1. С. 47–53.
8. Shvab A.V., Evseev N.S. Studying the separation of particles in a turbulent vortex flow // Theoretical Foundations of Chemical Engineering. 2015. V. 49. No. 2. P. 191–199.

Статья поступила 11.06.2015 г.

Shvab A.V., Khairullina V.Yu., Zhuravlev E.V., Evseev N.S. SIMULATION OF AN UNSTEADY AND PERIODIC SWIRLING TURBULENT FLOW WITH PARTICLES BETWEEN PROFILED DISCS

DOI 10.17223/19988621/36/12

This work deals with numerical modeling of aerodynamics in an air-centrifugal classifier, the separation zone of which consists of rotating profiled disk elements between which a periodic turbulent swirling flow in the direction of the axis of rotation is observed. The non-stationary oscillatory regime of the carrier medium occurs due to harmonic oscillations of the carrier medium flow or circumferential component of the velocity vector at the entrance into the separation chamber. Creating a non-stationary regime of motion of the gas phase allows one to reduce the residence time of the boundary particle size with the aim to enhance the process of classification. The numerical solution was carried out in the orthogonal curvilinear coordinate system based on the famous Wilcox turbulence model.

Keywords: air-centrifugal classifier, separation zone, periodic swirling turbulent gas flow, $k-\omega$ turbulence model, numerical modeling.

SHVAB Alexander Veniaminovich (Doctor of Physics and Mathematics, Tomsk State University, Tomsk, Russian Federation)

E-mail: evseevns@gmail.com

KHAIRULLINA Victoria Yurievna (Candidate of Physics and Mathematics, Tomsk State University, Tomsk, Russian Federation)

E-mail: vikushka1985@inbox.ru

ZHURAVLEV Evgeny Viktorovich (Postgraduate, Tomsk State University, Tomsk, Russian Federation)

E-mail: skripa4eg@gmail.com

EVSEEV Nikolay Sergeevich (Postgraduate, Tomsk State University, Tomsk, Russian Federation)

E-mail: evseevns@gmail.com

REFERENCES

1. Patent RF № 2407601, PK B07B7/083, Sposob vozdušno-tsentrobeznoy klassifikatsii poroshkov i ustroystvo dlya ego osushchestvleniya / Zyatikov P.N., Roslyak A.T., Vasenin I.M., Shvab A.V., Demidenko A.A., Sadretdinov Sh.R. *B.I. no. 36, 27.12.2010.* (in Russian)
2. Shvab A.V., Khayrullina V.Yu. Issledovanie zakruchennogo turbulentnogo techeniya mezhdurashchayushchimisya profilirovannymi diskami. *Teoreticheskie osnovy khimicheskoy tekhnologii*, 2011, vol. 45, no. 5, pp. 557–565. (in Russian)
3. Patankar C. *Chislennyye metody resheniya zadach teploobmena i dinamiki zhidkosti*. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1984. 150 p. (in Russian)
4. Wilcox D.C. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA J.*, 1988, vol. 26, no. 11, pp. 1299–1310.
5. Chorin A.J. Numerical solution of Navier–Stokes equation. *Math. Comput.*, 1968, vol. 22, pp. 745–762.
6. Fletcher K. *Vychislitel'nye metody v dinamike zhidkostey, vol. 1*. Moscow, Mir Publ., 1991. 271 p. (in Russian)
7. Shvab A.V., Khayrullina V.Yu. Issledovanie vliyaniya nestatsionarnogo zakruchennogo turbulentnogo techeniya na dvizhenie odinochnoy tverдой chastitsy. *Prikladnaya mekhanika i tekhnicheskaya fizika*, 2011, vol. 52, no. 1, pp. 47–53. (in Russian)
8. Shvab A.V., Evseev N.S. Studying the separation of particles in a turbulent vortex flow. *Theoretical Foundations of Chemical Engineering*, 2015, vol. 49, no. 2, pp. 191–199.