

УДК 532.5

А.В. ШВАБ, Н.С. ЕВСЕЕВ

ИССЛЕДОВАНИЕ АЭРОДИНАМИКИ ТУРБУЛЕНТНОГО ЗАКРУЧЕННОГО ТЕЧЕНИЯ В ЦЕНТРОБЕЖНОМ АППАРАТЕ

Представлено математическое моделирование аэродинамики закрученного турбулентного течения в оригинальной вихревой камере, имеющей дополнительный подвод несущей среды без частиц, который позволит уменьшить выход мелкой фракции в крупный продукт разделения, что может увеличить остроту процесса фракционного разделения частиц по размерам. Численное моделирование закрученного турбулентного течения проведено на основе осреднённых уравнений Рейнольдса, для замыкания которых использована хорошо известная двухпараметрическая модель турбулентности Уилкокса. В результате численного исследования выявлены основные закономерности турбулентного закрученного течения в вихревой камере и определено влияние режимных и геометрических параметров на аэродинамику центробежного классификатора.

Ключевые слова: вихревая камера, закрученный турбулентный поток, уравнения Рейнольдса, экспоненциальная схема, число Рейнольдса, критерий закрутки.

Введение

Интенсификация химических, тепломассообменных, термических, гетерогенных процессов во многих случаях достигается использованием твердых материалов в порошкообразном состоянии. Ежегодно в химической и многих других отраслях промышленности механической переработке подвергаются сотни миллионов тонн сыпучих материалов, добываемых, как правило, в виде крупных кусков. Однако после их измельчения в порошках содержатся частицы, далеко не всегда удовлетворяющие требованиям эффективного протекания последующих технологических процессов. Измельчение же частиц сверх требуемой степени приводит к резкому возрастанию затрат энергии. Поэтому практически во всех технологических линиях по производству порошкообразных материалов, прежде всего в системах измельчения, устанавливают специальные аппараты – воздушно-центробежные классификаторы, назначение которых состоит в разделении исходного порошка в простейшем случае на две части с преимущественным содержанием мелких и крупных частиц [1].

Пневматические центробежные аппараты нашли очень широкое применение во многих отраслях промышленности, где требуется эффективное разделение многокомпонентных смесей. Для дальнейшего повышения эффективности этих сложных процессов, протекающих в центробежных аппаратах, необходимо знать точное распределение полей скорости в сепарационной зоне центробежного аппарата. Так как опытные исследования являются весьма энергозатратными и дорогостоящими, в настоящее время широко применяется численное исследование. В настоящей работе проводится численное моделирование закрученного турбулентного течения в сепарационном элементе пневматического центробежного аппарата.

Физико-математическая постановка задачи

В работе рассматривается турбулентное течение газа в сепарационной зоне центробежного аппарата с дополнительным подводом газа (рис. 1). Через сечение $A-A$ подается основной поток газа, вращающийся в окружном направлении со средней угловой скоростью ω_g и имеющий радиальную составляющую скорости U_0 . Через сечение $B-B$ вводится дополнительный подвод газа с радиальной скоростью αU_0 и средней угловой скоростью ω_p .

Течение в вихревой камере носит симметричный характер относительно окружной координаты. Через сечение $C-C$ закрученный поток покидает рабочую зону вихревой камеры. Все твердые стенки зоны сепарации могут вращаться вокруг оси $O-Z$, придавая дополнительное вращение потоку газа и тем самым выравнивая поле окружной составляющей скорости.

Для описания закрученного потока газа в сепарационной камере используется система уравнений Рейнольдса. Для замыкания данной системы уравнений используется обобщенная модель Буссинеска, согласно которой рейнольдсовы напряжения считаются пропорциональными скоро-

$$\begin{aligned}\frac{\partial rk}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial r}(ru_r k) + \frac{\partial}{\partial z}(ru_z k) &= \frac{1}{\text{Re}} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[r(1 + v_t \sigma^*) \frac{\partial k}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[r(1 + v_t \sigma^*) \frac{\partial k}{\partial z} \right] \right\} + G - \beta^* rk\omega; \\ \frac{\partial r\omega}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial r}(ru_r \omega) + \frac{\partial}{\partial z}(ru_z \omega) &= \frac{1}{\text{Re}} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[r(1 + v_t \sigma) \frac{\partial \omega}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[r(1 + v_t \sigma) \frac{\partial \omega}{\partial z} \right] \right\} + \gamma G \frac{\omega}{k} - \beta r\omega^2; \\ G &= \frac{v_t r}{\text{Re}} \left\{ \left(\frac{\partial u_\phi}{\partial r} - \frac{u_\phi}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_\phi}{\partial z} \right)^2 + 2 \left[\left(\frac{\partial u_r}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{u_r}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} \right)^2 \right] \right\}; \\ v_t &= \text{Re} \frac{k}{\omega}.\end{aligned}$$

Здесь безразмерная форма уравнений переноса для k и ω получена на основе тех же масштабов длины и скорости, которые были использованы в уравнениях переноса импульса. Значения используемых констант в модели турбулентности выбирались в соответствии с работой [2]: $\beta = 3/40$, $\beta^* = 9/100$, $\gamma = 5/9$, $\sigma = 1/2$, $\sigma^* = 1/2$.

Численный метод решения

Решение системы уравнений переноса импульса и уравнения неразрывности проводилось в переменных «скорость – давление» путём расщепления полей скорости и давления на разнесённой разностной сетке, аналогично, как это проводилось в работе [3].

Численное решение полученных уравнений переноса проводилось на основе неявной обобщённой схемы переменных направлений. Для разностного представления конвективных и диффузионных членов в уравнениях переноса использовалась экспоненциальная схема [4], которая имела второй порядок точности по пространственным переменным и снимает ограничение с сеточного числа Рейнольдса.

Для получения единственности решения использовались следующие граничные условия. На входе в рабочую зону аппарата (сечение $A-A$) задавались радиальная, окружная и аксиальная составляющие вектора скорости: $u_r = -1$, $u_\phi = r_2 \text{Rg}$, $\partial u_z / \partial r = 0$. На твердых стенках, вращающихся в окружном направлении, имеем: радиальная и аксиальная компоненты скорости равны нулю, а окружная составляющая $u_\phi = r \text{Rd}$. На оси симметрии $\partial u_z / \partial r = 0$, $u_r = u_\phi = 0$. В области дополнительного подвода газа (сечение $B-B$) задавались значения составляющих скорости газа: $u_r = -\alpha$, $u_\phi = r_2 \text{Rg}$ и $\partial u_z / \partial r = 0$. На выходе из расчётной области (сечение $C-C$) для всех искомым переменных используется условие установления течения $\partial / \partial z = 0$. В качестве граничного условия для поправки к давлению на всех границах использовалось условие Неймана [4]: $\partial(\Delta P) / \partial n = 0$. Граничные условия для величин k и ω на входе в аппарат (сечение $A-A$, рис. 1) определяются из опытных данных для закрученных течений. В частности, значение кинетической энергии пульсационного движения принималось в диапазоне 0,05–0,2, а значение коэффициента турбулентной вязкости – в диапазоне 0,07–Re–0,12–Re. По этим данным определялось значение удельной скорости диссипации $\omega = \text{Re} \cdot k / v_t$. Определение величины удельной скорости диссипации ω на твердой поверхности можно получить из исходного уравнения переноса. В этом случае граничное условие для удельной скорости диссипации на твердой стенке сводится к балансу между молекулярной диффузией и диссипацией. В зависимости от ориентации границы, радиальной или аксиальной, получаем соответствующие соотношения [5]:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \omega}{\partial r} \right) = r \text{Re} \beta \omega^2; \quad \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} = \text{Re} \beta \omega^2.$$

Решение этих уравнений в окрестности стенки при $r \rightarrow r_w$ и $z \rightarrow z_w$ соответственно имеют вид

$$\omega(r \rightarrow r_w) = \frac{4}{\text{Re} \beta (r - r_w)^2}; \quad \omega(z \rightarrow z_w) = \frac{6}{\text{Re} \beta (z - z_w)^2}.$$

Здесь индекс w относится к значениям координат на стенке.

Анализ результатов исследования

На рис. 2 представлены распределения радиальной и аксиальной составляющей вектора скорости закрученного турбулентного течения в рабочей зоне центробежного аппарата в сечениях, расположения которых соответствуют сечениям, показанным на рис.1 при параметрах $Re = 5000$, $Rd = Rg = \alpha = 0,5$.

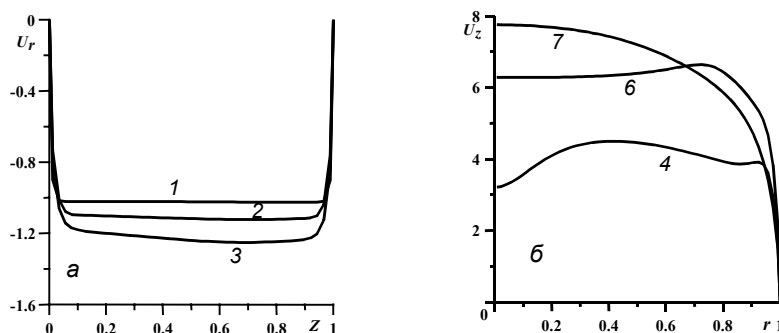


Рис. 2. Распределение радиальной (а) и аксиальной (б) составляющих вектора осредненной скорости несущей среды в зависимости от аксиальной и радиальной координаты

На рис. 3 показано распределение изолиний окружной компоненты скорости в зависимости от параметра закрутки Rp , причём рис. 3, а соответствует значению $Rp = 0,05$, рис. 3, б – $Rp = 0,1$ и рис. 3, в – $Rp = 0,25$. Расчёты проводились при параметрах течения $Re = 5000$, $\alpha = 0,5$, $Rg = Rd = 0,1$. Из этих графиков видно, что изменением интенсивности вращения несущей среды в области дополнительного подвода газа можно оказать существенное влияние на поле окружной составляющей осредненной скорости в рассматриваемой области течения.

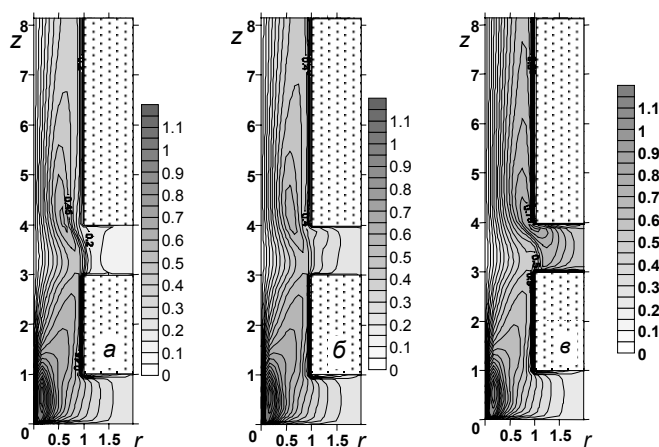


Рис. 3. Влияние параметра вращения Rp на распределение изолиний окружной составляющей скорости в зоне сепарации вихревой камеры

На рис. 4 представлено распределение изолиний окружной составляющей скорости при различных параметрах вращения: $Re = 5000$, $\alpha = 0,5$: а – $Rg = 0,5$, $Rp = 0$, $Rd = 0$; б – $Rg = 0,5$, $Rp = 0$, $Rd = 0,5$; в – $Rd = Rg = Rp = 0,5$. Результаты представленных графиков показывают, что вращение стенок вихревой камеры существенно уменьшает градиенты вектора осредненной скорости, а это, в свою очередь, приводит к более благоприятным режимам турбулентного закрученного течения с точки зрения процесса разделения частиц по размерам. Из результатов численных расчётов можно сделать вывод, что для получения более интенсивного и равномерного поля окружной компоненты скорости необходимо подавать газ на входе закрученным с определённой интенсивностью и использовать дополнительное вращение дисковых элементов вихревой камеры. Как известно, кинетическая энергия пульсационного движения в закрученных турбулентных потоках оказывает существенное влияние на аэродинамику газа в вихревой камере, поэтому исследованию поля кинетической энергии турбулентности в научной литературе уделяется большое внимание. В част-

ности, на рис. 5 представлено распределение кинетической энергии турбулентности в зависимости от радиуса в различных сечениях вихревой камеры при параметрах течения $Re = 5000$, $Rg = Rd = 0,5$, $\alpha = 0,5$. Как видно из этого графика, распределение кинетической энергии существенно зависит как от радиальной, так и аксиальной координаты, причём максимумы кинетической энергии турбулентности находятся вблизи стенок, что подтверждается известными опытными данными. На рис. 6 представлено распределение окружной составляющей скорости в зависимости от радиуса при параметрах турбулентного течения $Re = 5000$, $Rd = Rg = 0,5$, $\alpha = 0,5$. Максимум окружной компоненты скорости находится в ядре потока и, в силу действия центробежной силы, несколько смещён вправо в большей части вихревой камеры.

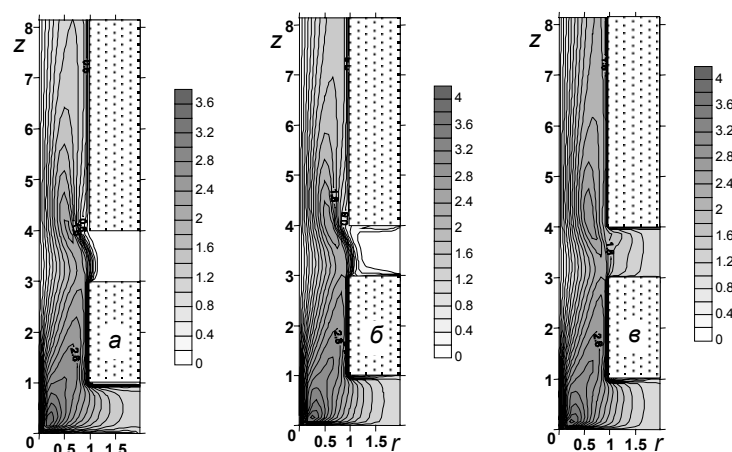


Рис. 4. Распределение изолиний окружной составляющей, скорости в зоне сепарации при различных параметрах вращения стенок вихревой камеры и несущей среды

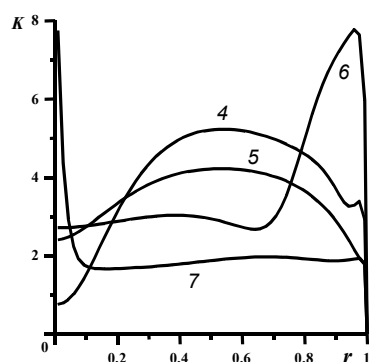


Рис. 5. Распределение кинетической энергии турбулентности в зависимости от радиуса для различных сечений, показанных на рис. 1

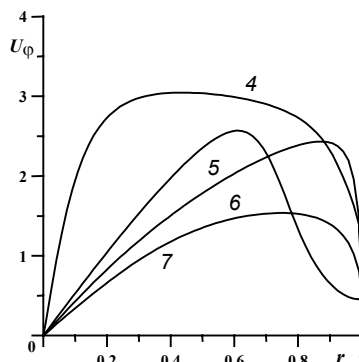


Рис. 6. Распределение профиля окружной компоненты скорости в зависимости от радиуса в сечениях, показанных на рис. 1

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мизонов В.Е., Ушаков С.Г. Аэродинамическая классификация порошков. – М.: Химия, 1989.
2. Wilcox D.C. // AIAA J. – 1988. – V. 26. – No. 11. – P. 1299–1310.
3. Евсеев Н.С., Садретдинов Ш.Р., Шваб А.В. // Вестник Пермского университета. Сер. Математика. Механика. Информатика. – 2011. – Вып. 5(9). – С. 83–86.
4. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 150 с.
5. Шваб А.В., Зятиков П.Н., Садретдинов Ш.Р., Чепель А.Г. // Прикладная механика и техническая физика. – 2011. – Т. 51. – № 2. – С. 39–48.

Национальный исследовательский Томский государственный университет,
E-mail: avshvab@inbox.ru

Поступила в редакцию 10.07.12.

Шваб Александр Вениаминович, д.ф.-м.н., профессор;
Евсеев Николай Сергеевич, магистрант.