

УДК 532.517.4+621.928.93

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА  
В ЗОНЕ СЕПАРАЦИИ ЦЕНТРОБЕЖНОГО АППАРАТА**

© 2011 г.

*Ш.Р. Садретдинов<sup>1</sup>, А.В. Шваб<sup>1</sup>, В.Н. Брендаков<sup>2</sup>*<sup>1</sup>Томский госуниверситет<sup>2</sup>Северный технологический институт НИЯУ «МИФИ», Северск

avshvab@sibmail.com

Поступила в редакцию 16.06.2011

Представлены результаты математического моделирования двухфазного закрученного турбулентного течения в сепарационной зоне центробежного аппарата. Движение несущего потока газа моделировалось с помощью осредненных уравнений Навье–Стокса, для замыкания которых использовалась известная модель турбулентности Уилкокса. На основе полученного поля осредненных скоростей несущей среды с учетом турбулентной диффузии рассчитывалось движение тонкодисперсных частиц в лагранжевой системе координат. В результате численного решения определяется граничный размер и эффективность процесса фракционного разделения частиц по размерам.

*Ключевые слова:* воздушно-центробежный классификатор, закрученное турбулентное течение газа, зона сепарации, модель турбулентности, численное моделирование, тонко-дисперсные порошки, разделение частиц по фракциям, кривая разделения Тромпа, траектории частиц.

**Физическая и математическая  
постановка задачи**

Рабочая камера воздушно-центробежного классификатора представляет собой зазоры между

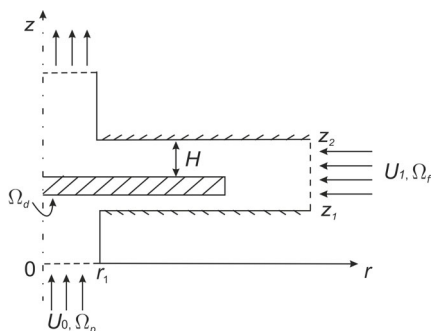


Рис. 1

ду тремя дисками, вращающимися вокруг одной оси (рис. 1).

Основной воздушный поток с твердыми частицами подается через сечение  $0-r_1$  с заданной угловой скоростью  $\Omega_p$  и аксиальной составляющей скорости  $U_0$ . С периферии зоны сепарации ( $z_1-z_2$ ) подается дополнительный газовый поток без частиц с угловой скоростью  $\Omega_f$  и радиальной составляющей скорости, равной  $U_1$ , который совместно с основным потоком через верхний меж-дисковый зазор выводится из зоны сепарации

вместе с мелким продуктом разделения. Дополнительный подвод несущей среды позволяет повысить эффективность процесса классификации за счет выделения мелких частиц, оказавшихся на периферии, вследствие турбулентной диффузии и взаимодействия частиц между собой.

Математическое описание двухфазного закрученного турбулентного течения основывается на решении уравнений Рейнольдса в эйлеровой системе координат для несущей среды, а для описания движения твердой фазы используется лагранжевый подход. Замыкание системы уравнений Рейнольдса осуществлялось с помощью известной модели турбулентности « $k-\omega$ » Уилкокса, где  $k$  – кинетическая энергия пульсационного движения потока, а  $\omega$  – удельная скорость диссипации. Полученная система дифференциальных уравнений решалась численно в физических переменных «скорость–давление» методом физического расщепления по времени полей давления и скорости. В результате метода расщепления получим уравнение Пуассона для определения поправки к давлению, которое для рассматриваемой задачи можно представить в виде нестационарного уравнения.

Используя в качестве масштаба скорости  $U_0$  и масштаба длины – высоту ( $H$ ) между верхними дисками сепарационной зоны, получим систему безразмерных уравнений в виде [1]:

$$\frac{\partial(r\Phi)}{\partial\tau} + \frac{\partial(ru_r\Phi)}{\partial r} + \frac{\partial(ru_z\Phi)}{\partial z} - \frac{1}{\text{Re}} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[ r(1+v_t\sigma_\Phi) \frac{\partial\Phi}{\partial r} \right] + \right. \quad (1)$$

$$\left. + \frac{\partial}{\partial z} \left[ r(1+v_t\sigma_\Phi) \frac{\partial\Phi}{\partial z} \right] \right\} = F_\Phi,$$

$$\frac{\partial(\delta P)}{\partial\tau} - \nabla^2(\delta P) = -\frac{\nabla \cdot \mathbf{V}}{\partial\tau},$$

$$P^{n+1} = P^n + \delta P, \quad v_t = \text{Re} \frac{k}{\omega} \quad (2)$$

Здесь система (1) записана в консервативном виде и представляет собой пять уравнений переноса для искоемых функций  $\Phi = u_r$ ,  $\Phi = u_z$ ,  $\Phi = u_\varphi$ ,  $\Phi = k$  и  $\Phi = \omega$ , а в правых частях записаны градиенты давления для уравнений переноса импульса и члены, характеризующие генерацию и диссипацию для уравнений  $k$ – $\omega$ . Конвективные и диффузионные члены в уравнениях переноса представлены в конечных разностях с помощью экспоненциальной схемы. Эта схема обеспечивает второй порядок точности по координатам и снимает ограничение по сеточному числу Рейнольдса. Полученная система уравнений (1)–(2) решалась с помощью обобщенного неявного метода переменных направлений, причем решение проводилось на гибридной, шахматной разностной сетке методом контрольного объема.

Моделирование движения твердой фазы проводится на основе расчета одиночной частицы. При рассмотрении задачи о движении частиц пренебрегается взаимодействием частиц между собой, а также их обратным силовым влиянием на несущий поток. Основные силы, действующие на твердую тяжелую частицу: аэродинамическая, центробежная и гравитационная. Кроме того, на движение тонкодисперсных частиц оказывает существенное влияние турбулентная диффузия. Таким образом, безразмерные уравнения движения частиц для каждой фракции исходного состава порошка в цилиндрической системе координат можно представить в виде:

$$\frac{dw_r}{d\tau} = \frac{w_\varphi^2}{r} + \frac{(u_r + u'_r) - w_r}{\text{Stk}} \xi,$$

$$\frac{dw_\varphi}{d\tau} = -\frac{w_\varphi w_r}{r} + \frac{(u_\varphi + u'_\varphi) - w_\varphi}{\text{Stk}} \xi,$$

$$\frac{dw_z}{d\tau} = \frac{(u_z + u'_z) - w_z}{\text{Stk}} \xi - \frac{1}{\text{Fr}},$$

где  $w_r$ ,  $w_\varphi$ ,  $w_z$  – компоненты скорости частиц;  $u'_r$ ,  $u'_\varphi$ ,  $u'_z$  – пульсационные составляющие вектора

скорости газа;  $\xi = 1 + 1/6 \cdot \text{Re}_p^{2/3}$  – коэффициент, учитывающий отклонение аэродинамического сопротивления трения частицы от закона Стокса;  $\text{Stk}$ ,  $\text{Fr}$ ,  $\text{Re}_p$  – безразмерные числа Стокса, Фруда и Рейнольдса частицы. Пульсационные значения скоростей определяются в соответствии с нормальным законом распределения Гаусса, причем в качестве дисперсии в этом законе используется кинетическая энергия пульсационного движения  $k$  [2].

### Обсуждение результатов

Достоверность численных расчетов гомогенного закрученного турбулентного течения проверялась тестовыми исследованиями на сеточную сходимость и сравнением с экспериментальными данными [1, 3] для случая турбулентного течения между плоскопараллельными дисками в направлении от периферии к оси, а для двухфазного течения адекватность разработанной модели была подробно рассмотрена в работе авторов [1].

На рис. 2а представлены характерные распределения линий тока несущей среды при параметрах течения  $\text{Re} = 5000$  (число Рейнольдса),  $\text{Rp} = \Omega_p H / U_0 = 2.5$ ,  $\text{Rd} = \Omega_d H / U_0 = 2.5$ ,  $\text{Rf} = \Omega_f H / U_0 = 2.2$  – критерии закрутки (обратные числа Россби). На рис. 2б представлены типичные траектории движения частиц диаметром 1 и 5 мкм, причем сплошными линиями показаны траектории частиц, рассчитанные с учетом турбулентной диффузии, точками – без диффузии. Из рис. 2б видно, что частицы диаметром 5 мкм под действием центробежной и инерционной силы попадают в крупный продукт разделения, а частицы диаметром 1 мкм за счет аэродинамической силы – в мелкий.

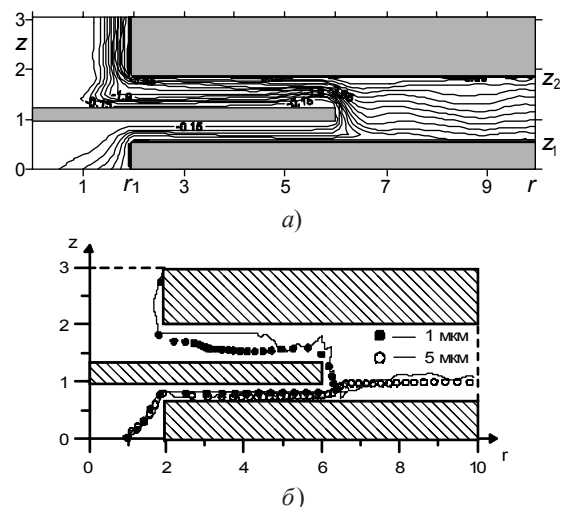


Рис. 2

Многочисленные расчеты показали, что учет пульсаций газа оказывает существенное влияние на движение частиц, что приводит к снижению эффективности процесса классификации. Однако влияние турбулентной диффузии на граничный размер фракционного разделения сказывается незначительно. Предложенная геометрия сепарационной зоны центробежного аппарата позволяет устранить попадание крупных частиц в мелкий продукт разделения за счет дополнительного использования инерционной силы. С другой стороны, подача дополнительного потока чистого газа с периферии сепарационной зоны позволяет вернуть тонкодисперсные частицы из этой зоны в мелкий продукт разделения, что, в целом, повышает эффектив-

ность предложенной схемы фракционного разделения частиц по размерам.

#### Список литературы

1. Шваб А.В., Зятиков П.Н., Садретдинов Ш.Р., Чепель А.Г. Моделирование процесса фракционного разделения частиц в воздушно-центробежном классификаторе // Теоретические основы химической технологии. 2010. Т. 44, №6. С. 641–650.
2. Мостафа А.А., Монджиа Х.Ц., Макдоннелл В.Г., Самуэлсен Г.С. Распространение запыленных струйных течений. Теоретическое и экспериментальное исследование // Аэрокосмическая техника. 1990. №3. С. 65–81.
3. Singh A., Vyas B.D., Powle U.S. Investigations on inward flow between two stationary parallel disks // Intern. J. Heat Fluid Flow. 1999. No 20. P. 395–401.

### MODELING THE HYDRODYNAMICS OF A TWO-PHASE FLOW IN THE ZONE OF SEPARATION OF A CENTRIFUGAL APPARATUS

*Sh.R. Sadretdinov, A.V. Shvab, V.N. Brendakov*

The results of mathematically modeling a two-phase swirled turbulent flow in the zone of separation of the centrifugal apparatus are presented. The motion of a bearing stream of gas was modeled with the help of averaged Navier–Stokes equations for closing of which the well-known Wilcox's model of turbulence was used. On the basis of the obtained field of averaged velocities of the carrying agent, with the account of turbulent diffusion, the movement of thin-dispersed particles in Lagrangian coordinates was computed. As a result of the numerical solution, the boundary size and the efficiency of the process of fractional division of particles according to their sizes are determined.

*Keywords:* air-centrifugal classifier, swirled turbulent flow of gas, separation zone, turbulence model, numerical modeling, thin-disperse powders, division of particles on fractions, a curve of division Tromp, trajectories of particles.