УДК 532.517.4

ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗАКРУЧЕННОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ В СЕПАРАЦИОННОЙ ЗОНЕ ВОЗДУШНО-ЦЕНТРОБЕЖНОГО КЛАССИФИКАТОРА

А. В. Шваб, П. Н. Зятиков, Ш. Р. Садретдинов, А. Г. Чепель

Томский государственный университет, 634050 Томск
E-mails: shamil@sibmail.com, zpnpavel@sibmail.com

С использованием известной (k–ω)-модели турбулентности Уилкокса представлена математическая модель закрученного турбулентного течения в сепарационной зоне пневматического центробежного аппарата. Показано влияние вращения стенок зоны сепарации, входной закрутки газового потока и других характерных параметров на поле осредненной скорости. Проведено сравнение параметров, которое показало, что результаты численных расчетов хорошо согласуются с данными экспериментальных исследований турбулентного течения жидкости между параллельными дисками.

Ключевые слова: воздушно-центробежный классификатор, закрученное течение газа, зона сепарации, (k–ω)-модель турбулентности, численное моделирование.

Введение. Существуют различные способы разделения дисперсных сред, однако более перспективными являются центробежные пневматические методы, которые позволяют существенно повысить интенсивность производства, понизить энергозатраты и сделать технологический процесс получения порошковой продукции более экологически чистым.

Дальнейшее совершенствование технологического процесса центробежного разделения дисперсных сред и создание новых высокоэффективных аппаратов для производства порошковой продукции возможно лишь на основе фундаментальных исследований в области гидродинамики однофазных и двухфазных сред в поле действия центробежных и аэродинамических сил с использованием математических моделей, описывающих эти сложные явления.

Существует два вида центробежных аппаратов, предназначенных для создания закрученного поля скоростей: аппараты, в которых не применяются вращающиеся элементы [1], и аппараты в которых дополнительно используется вращение некоторых частей сепарационной камеры [2]. Дополнительное использование в аппарате вращающихся частей позволяет получить более интенсивное поле окружной компоненты скорости в сепарационной зоне (что приводит к повышению эффективности процесса классификации частиц) и лучше управлять этим полем. В то же время наличие в аппарате вращающихся частей приводит к появлению дополнительного параметра, который усложняет исследование гидродинамики закрученного течения, но при этом создает дополнительные возможности для получения более равномерного поля центробежных сил. Поэтому настоящая работа посвящена в первую очередь детальному теоретическому исследованию закрученного турбулентного течения в сепарационном элементе воздушно-центробежного классификатора, представляющего собой специально разработанный стенд (рис. 1) [3].

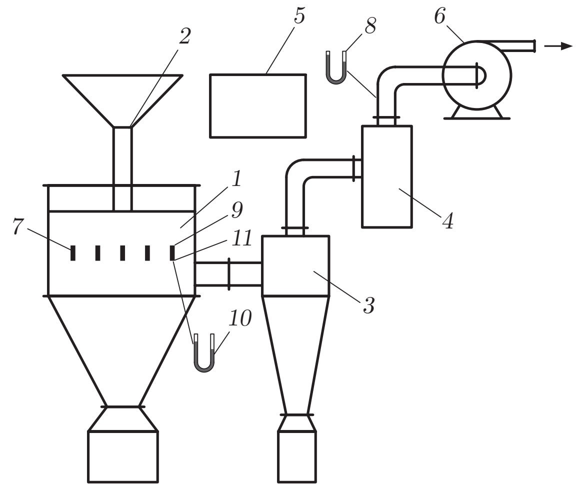

Рис. 1. Схема экспериментального стенда:
1 — блок сепарации, *2* — дозатор исходного материала, *3*, *4* — пылеотделительная система (*3* — циклон, *4* — фильтр), *5* — блок управления, *6* — устройство вдува, *7* — поворотные сопла, *8* — дифференциальный манометр, *9* — цилиндрический зонд, *10* — дифференциальный наклонный манометр, *11* — координатное устройство

1. Схема экспериментального стенда. Экспериментальный стенд состоит из блока сепарации в различных вариантах исполнения с аксиальной и тангенциальной подачей исходного материала и воздушного потока в зону классификации, что обеспечивает различные варианты перераспределения потоков. Стенд также включает дозатор исходного материала, пылеотделительную систему (циклон, фильтр), блок управления; устройство вдува (воздуходув или вакуум-насос) и 12 поворотных сопел, которые служат для подачи воздуха с различной начальной закруткой в зону сепарации. Для обеспечения прокачивания воздуха через устройство стенд подключается к воздуходуву, работающему в режиме отсоса, или к водокольцевому вакуум-насосу ВВН-3. Двухканальный пульт управления для однотипных двигателей постоянного тока обеспечивает регулировку и стабилизацию скорости вращения шнека дозатора и ротора воздушно-центробежного классификатора в диапазоне 200–6000 об/мин. Скорость вращения ротора дополнительно контролируется стробоскопическим методом и регистрируется частотомером ЧЗ-33. Расход воздуха измеряется по методике [4] и регистрируется дифференциальным манометром. Для определения окружной составляющей скорости воздушного потока в зону сепарации введен цилиндрический зонд, подсоединенный к дифференциальному наклонному манометру, с координатным устройством. Цилиндрический зонд изготовлен из шприцевой иглы с внешним диаметром $d_1 = 1{,}2$ мм и диаметром отверстия $d_2 = 0{,}5$ мм. Изготовление зонда, тарировка и измерения проводились в соответствии с методикой [4]. Для данного цилиндрического зонда коэффициент тарировки составил 0,98. Зонд крепился на корпусе аппарата и с помощью специального координатного устройства перемещался в аксиальном (с точностью установки до $\pm 0{,}05$ мм) и угловом (с точностью до 1°) направлениях зоны сепарации.

Относительную ошибку измерения динамического напора можно оценить по формуле

$$\frac{\Delta(\Delta P)}{\Delta P} = \frac{1}{\Delta P}\Big(\Delta P_1 + \Delta P_2 + \Big|\frac{dP}{dy}\Big|\,\Delta y\Big)\cdot 100\ \%,$$

где ΔP — текущий перепад давления; ΔP_1 — абсолютная ошибка, обусловленная непостоянством режима; ΔP_2 — абсолютная ошибка вследствие неточности отсчета по шкале прибора; $|dP/dy|\,\Delta y$ — абсолютная ошибка, обусловленная неточностью установки пневмометрического зонда в данной точке. Погрешность измерения компонент вектора скорости воздушного потока составляла не более 10 %.

Блок сепарации воздушно-центробежного классификатора является основным узлом стенда и состоит из корпуса, внутри которого на валу с подшипниковым узлом установлены ротор, содержащий верхний профилированный диск, а также набор дисков и обтекатель. Верхний профилированный диск, набор дисков, верхняя часть обтекателя ротора и верхний край направляющей воронки образуют зону сепарации. Ротор классификатора, приводимый во вращение с помощью электропривода, снабжен сменными верхними дисками и дополнительными вставками, обеспечивающими изменение геометрии сепарационного элемента в соответствии с одним из трех типов каналов: расширяющимся к центру вращения, плоскопараллельным и сужающимся к оси вращения. Исследование гидродинамики сепарационного элемента проводилось при следующих параметрах классификатора: угловая скорость вращения сепарационного элемента $\Omega_0 = 10 \div 600$ с$^{-1}$; величина расхода несущей среды Q варьировалась в диапазоне $5 \cdot 10^{-3} \div 5 \cdot 10^{-2}$ м^3/с; радиус сепарационного элемента равен $R_0 = 0{,}12$ м; способ подвода воздушного потока мог существенно изменяться по пространственным координатам. С использованием цилиндрического зонда на периферии вблизи сопел определялись значения модуля вектора скорости $|V|$, которые в зависимости от расхода газа Q изменялись в диапазоне $5 \div 35$ м/с. При количестве оборотов ротора $N = 21$ с$^{-1}$, угле между радиусом R и осью сопла $\gamma = 60^\circ$ и $Q = 1{,}39 \cdot 10^{-2}$; $3{,}50 \cdot 10^{-2}$; $4{,}20 \cdot 10^{-2}$; $5{,}56 \cdot 10^{-2}$ м^3/с получены значения $|V| = 10{,}2$; $24{,}3$; $28{,}9$; $37{,}0$. Заметим, что угол γ между радиусом R и осью сопла может принимать значения 60°, 45° и 0°.

Полученные экспериментальные данные используются для постановки граничных условий при теоретических расчетах аэродинамики несущего потока зоны сепарации воздушно-центробежного классификатора.

2. Физическая и математическая постановка задачи. Процесс разделения частиц по размеру происходит в сепарационном элементе, схема которого представлена на рис. 2. Из 12 сопел прямоугольного сечения с размерами $0{,}025 \times 0{,}005$ м, расположенных в корпусе блока сепарации с радиусом $R_A = 0{,}14$ м, воздушный поток через сечение B–B с определенными окружной и радиальной компонентами скорости поступает в сепарационный элемент, имеющий радиус $R_0 = 0{,}12$ м, расстояние между дисками $H = 0{,}01$ м. Через сечение C–C, представляющее собой кольцо ($R_1 - R_2 = 0{,}005$ м), в сепарацион-

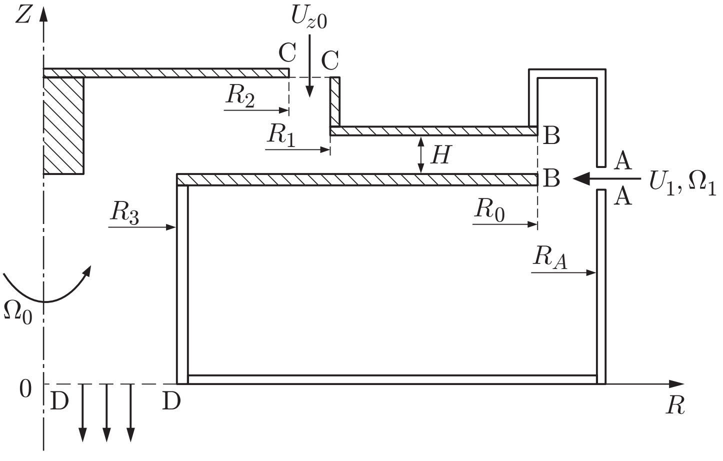

Рис. 2. Схема сепарационного элемента воздушно-центробежного классификатора: заштрихованные области — вращающиеся элементы

ный элемент подается дополнительный воздушный поток со средней скоростью $U_{z0} = \alpha U_0$ ($\alpha = 0{,}1$ — экспериментальная константа). Вместе с несущей средой в это сечение подается порошок, который под действием центробежной и аэродинамической сил разделяется на крупную и мелкую фракции. Сепарационный элемент вращается с угловой скоростью $\Omega_0 = 10 \div 600$ с$^{-1}$.

При движении в сепарационном элементе за счет вращения дисковых элементов несущий поток приобретает дополнительный импульс в окружном направлении и затем через сечение D–D вместе с мелкой фракцией сепарируемых частиц выводится из камеры в приосевой области с радиусом $R_3 = 0{,}035$ м. Очевидно, что при такой схеме движения несущей среды процесс разделения частиц на мелкую и крупную фракции осуществляется непосредственно в сепарационном элементе. В качестве основных масштабов скорости и длины, характеризующих закрученное турбулентное течение между дисковыми элементами, целесообразно выбрать среднерасходную скорость $U_0 = Q/(2\pi R_0 H)$ и расстояние между дисками, равное H. Другими параметрами, оказывающими наиболее существенное влияние на динамику закрученного течения, являются угловая скорость вращения сепарационного элемента Ω_0 и угловая скорость закрутки газа, созданной сопловыми блоками, при этом вблизи поворотных сопел $\Omega_1 = U_\varphi/R_A$ (U_φ — среднее значение окружной компоненты скорости) значение средней угловой скорости закрутки оценивается также на основе экспериментальных данных.

Несущая среда, как правило, представляет собой газ или воздух, движущийся с относительно небольшими скоростями, поэтому в качестве модели несущей среды используется модель несжимаемой жидкости. Данное исследование удобно проводить в цилиндрической системе координат (r, φ, z). Поскольку при наличии большого числа сопловых блоков течение закрученного газа очень быстро приобретает осесимметричный характер, вследствие осевой симметрии имеем условие $\partial/\partial\varphi = 0$.

Для описания закрученного турбулентного движения используется записанная в цилиндрической системе координат система уравнений Рейнольдса, замыкаемая с помощью обобщенной гипотезы Буссинеска, согласно которой рейнольдсовы напряжения считаются пропорциональными скорости деформации осредненного течения.

Для получения уравнений в безразмерной форме в качестве масштаба скорости используем значение среднерасходной скорости U_0, а в качестве характерного линейного размера — расстояние H. Используя введенные масштабы, а также постоянные значения плотности газа ρ^0 и кинематический коэффициент вязкости ν^0, получаем безразмерные значения давления и коэффициента турбулентной вязкости $p = p^0/(\rho U_0^2)$, $\nu_t = \nu_t^0/\nu^0$ (p^0, ν_t^0 — размерные значения давления и коэффициента турбулентной вязкости).

Уравнения Рейнольдса, с учетом осевой симметрии и обобщенной гипотезы Буссинеска приведенные к безразмерной и дивергентной формам, имеют вид

$$\frac{\partial}{\partial r}(u_r r) + \frac{\partial}{\partial z}(u_z r) = 0; \tag{1}$$

$$\begin{gathered}
\frac{\partial r u_r}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial r}(r u_r^2) + \frac{\partial}{\partial z}(r u_z u_r) - \frac{1}{\mathrm{Re}}\Big[\frac{\partial}{\partial r}\Big(r(1+\nu_t)\frac{\partial u_r}{\partial r}\Big) + \frac{\partial}{\partial z}\Big(r(1+\nu_t)\frac{\partial u_r}{\partial z}\Big)\Big] = \\
= u_\varphi^2 - r\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{r}{\mathrm{Re}}\Big(\frac{\partial \nu_t}{\partial r}\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial \nu_t}{\partial z}\frac{\partial u_z}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2}(1+\nu_t)\Big), \\
\frac{\partial r u_z}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial r}(r u_r u_z) + \frac{\partial}{\partial z}(r u_z^2) - \frac{1}{\mathrm{Re}}\Big[\frac{\partial}{\partial r}\Big(r(1+\nu_t)\frac{\partial u_z}{\partial r}\Big) + \frac{\partial}{\partial z}\Big(r(1+\nu_t)\frac{\partial u_z}{\partial z}\Big)\Big] = \\
= -r\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{r}{\mathrm{Re}}\Big(\frac{\partial \nu_t}{\partial r}\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial \nu_t}{\partial z}\frac{\partial u_z}{\partial z}\Big),
\end{gathered} \tag{2}$$

$$\frac{\partial r u_\varphi}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial r}\,(r u_r u_\varphi) + \frac{\partial}{\partial z}\,(r u_z u_\varphi) - \frac{1}{\mathrm{Re}}\Big[\frac{\partial}{\partial r}\Big(r(1+\nu_t)\,\frac{\partial u_\varphi}{\partial r}\Big) + \frac{\partial}{\partial z}\Big(r(1+\nu_t)\,\frac{\partial u_\varphi}{\partial z}\Big)\Big] = \\ = -u_r u_\varphi - \frac{1}{\mathrm{Re}}\Big((1+\nu_t)\,\frac{u_\varphi}{r} + u_\varphi\,\frac{\partial \nu_t}{\partial r}\Big).$$

Здесь u_r, u_z, u_φ — безразмерные осредненные компоненты вектора скорости; r, z — безразмерные координаты, полученные с использованием масштабов скорости U_0 и длины H; $\tau = tU_0/H$ — безразмерное время; $\mathrm{Re} = U_0 H/\nu^0$.

Для получения единственного решения систему уравнений (1), (2) необходимо замкнуть соответствующими граничными условиями. На входе в аппарат (сечение А–А) (см. рис. 2) осредненные значения радиальной и окружной компонент скорости задаются в виде постоянных значений, полученных на основе экспериментальных данных. На выходе из расчетной области (сечение D–D) для всех переменных используются условия Неймана, т. е. равенство нулю производной: $\partial/\partial z = 0$. На твердых стенках зоны сепарации используется условие прилипания, в силу которого радиальная и аксиальная компоненты скорости равны нулю. Для окружной компоненты скорости на входе в аппарат имеем значение $u_\varphi = \mathrm{Rg}$, на вращающихся поверхностях — $u_\varphi = \mathrm{Rn}\, R/R_0$, где $\mathrm{Rg} = R_{\mathrm{A-A}}\Omega_1/U_0$, $\mathrm{Rn} = R_0 2\pi N/(60U_0) = R_0\Omega_0/U_0$ — безразмерные комплексы (обратные критерии Россби); $R_{\mathrm{A-A}}$ — радиус входного сечения А–А (см. рис. 2); R_0 — радиус вращающегося диска; N — количество оборотов в минуту дисков классификатора. Таким образом, имеем три независимых критерия: критерий Рейнольдса Re и параметры вращения Rg, Rn, которые, по сути, представляют собой безразмерные значения угловых скоростей вращения ротора и газа на входе в аппарат из сопловых блоков.

3. Модель турбулентности. Существуют различные подходы к моделированию турбулентной вязкости. В данной работе используется дифференциальная (k–ω)-модель турбулентности Д. К. Уилкокса [5], согласно которой записываются два дополнительных уравнения для переноса кинетической энергии турбулентных пульсаций k и удельной скорости диссипации кинетической энергии ω. В цилиндрической системе координат с учетом осевой симметрии эти уравнения имеют следующий вид:

$$\frac{\partial r k}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial r}\,(r u_r k) + \frac{\partial}{\partial z}\,(r u_z k) = \\ = \frac{1}{\mathrm{Re}}\Big[\frac{\partial}{\partial r}\Big(r(1+\nu_t\sigma^*)\,\frac{\partial k}{\partial r}\Big) + \frac{\partial}{\partial z}\Big(r(1+\nu_t\sigma^*)\,\frac{\partial k}{\partial z}\Big)\Big] + G - \beta^* r k\omega,$$

$$\frac{\partial r \omega}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial r}\,(r u_r \omega) + \frac{\partial}{\partial z}\,(r u_z \omega) = \\ = \frac{1}{\mathrm{Re}}\Big[\frac{\partial}{\partial r}\Big(r(1+\nu_t\sigma)\,\frac{\partial \omega}{\partial r}\Big) + \frac{\partial}{\partial z}\Big(r(1+\nu_t\sigma)\,\frac{\partial \omega}{\partial z}\Big)\Big] + \gamma G\,\frac{\omega}{k} - \beta r\omega^2, \qquad (3)$$

$$G = \frac{\nu_t r}{\mathrm{Re}}\Big\{\Big(\frac{\partial u_\varphi}{\partial r} - \frac{u_\varphi}{r}\Big)^2 + \Big(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r}\Big)^2 + \frac{\partial u_\varphi}{\partial z} + 2\Big[\Big(\frac{\partial u_r}{\partial r}\Big)^2 + \Big(\frac{u_r}{r}\Big)^2 + \Big(\frac{\partial u_z}{\partial z}\Big)^2\Big]\Big\},$$

$$\nu_t = \mathrm{Re}\, k/\omega.$$

Здесь $k = k^0/U_0^2$; $\omega = \omega^0 H/U_0$; k^0, ω^0 и k, ω — соответственно размерные и безразмерные кинетическая энергия и удельная скорость диссипации; $\beta = 3/40$, $\beta^* = 9/100$, $\gamma = 5/9$, $\sigma = 1/2$, $\sigma^* = 1/2$ — константы [5].

Граничные условия для величин k, ω на входе в аппарат (сечение А–А) (см. рис. 2) определяются на основе экспериментальных данных для закрученных течений. В частности, значение кинетической энергии пульсационного движения принималось равным $k = 0{,}1$, значение турбулентной вязкости $\nu_t = 0{,}08\,\mathrm{Re}$. По этим данным определялось значение удельной скорости диссипации $\omega = \mathrm{Re}\, k/\nu_t$ модели турбулентности (3). На выходе для k и ω ставятся условия Неймана $\partial/\partial z = 0$, на твердых границах в силу условия прилипания значение кинетической энергии турбулентных пульсаций равно нулю. Величину 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 радиальной или аксиальной границы получаем соответствующие соотношения

$$\frac{\partial}{\partial r}\Big(r\,\frac{\partial \omega}{\partial r}\Big) = r\,\mathrm{Re}\,\beta\omega^2, \qquad \frac{\partial^2\omega}{\partial z^2} = \mathrm{Re}\,\beta\omega^2. \tag{4}$$

При $r \to r_w$, $z \to z_w$ решение уравнений (4) имеет вид

$$\omega \xrightarrow{r\to r_w} \frac{4}{\mathrm{Re}\,\beta(r - r_w)^2}, \qquad \omega \xrightarrow{z\to z_w} \frac{6}{\mathrm{Re}\,\beta(z - z_w)^2},$$

где индекс w соответствует координатам на стенке.

Таким образом, уравнения (1)–(3) с соответствующими граничными условиями представляют собой замкнутую систему дифференциальных уравнений, описывающих закрученное турбулентное течение несжимаемой жидкости.

4. Метод решения. Численное решение представленной системы уравнений проводилось в физических переменных скорость — давление путем физического расщепления полей скорости и давления [6]. Согласно этому методу решение уравнений Рейнольдса, записанных в векторном виде, включает два этапа:

$$\frac{\boldsymbol{V}^+ - \boldsymbol{V}^n}{\Delta\tau} = -\nabla p^n + F(\boldsymbol{V}^+, \boldsymbol{V}^n); \tag{5}$$

$$\frac{\boldsymbol{V}^{n+1} - \boldsymbol{V}^+}{\Delta\tau} = -\nabla\,(\Delta p). \tag{6}$$

Уравнение (5) представляет собой систему уравнений (2), записанную в символическом виде и векторной форме. Верхний индекс "+" обозначает промежуточную сеточную функцию для вектора скорости; $\Delta p = p^{n+1} - p^n$ — поправка к давлению. Умножая уравнение (6) на градиент и учитывая соленоидальность вектора скорости на $(n+1)$-м временном слое, получаем уравнение Пуассона для определения поправки к давлению:

$$\nabla^2(\Delta p) = \frac{\nabla\cdot\boldsymbol{V}^+}{\Delta\tau}. \tag{7}$$

Решение стационарной задачи проводится методом установления по времени, поэтому зависимость (7) записывается в виде нестационарного дифференциального уравнения

$$\frac{\partial\,\Delta p}{\partial\tau_0} - \nabla^2(\Delta p) = -\frac{\nabla\cdot\boldsymbol{V}^+}{\Delta\tau}, \tag{8}$$

где фиктивное время τ_0 является итерационным параметром. При решении уравнения (8) для шага по времени можно записать $\Delta\tau_0 = A\Delta\tau$, при этом значение постоянной A, как правило, меньше единицы и выбирается из условия быстрой сходимости численного процесса. В качестве граничного условия для поправки к давлению используется условие Неймана, которое выполняется в случае, если для $\boldsymbol{V}^+$ на границе используется точное значение $\boldsymbol{V}^{n+1}$ [7, 8].

Таким образом, сначала методом установления решается система уравнений (5), затем уравнение (8) и в соответствии с (6) определяются вектор скорости на $(n+1)$-м временном слое и давление $p^{n+1} = p^n + \Delta p$.

Используя метод расщепления полей скорости и давления, получаем систему уравнений (2), (3), (8), каждое из которых представляет собой уравнение переноса скалярной величины, записываемое в консервативном дивергентном виде. Численное решение уравнения переноса проводится на гибридной, шахматной разностной сетке методом контрольного объема. Конвективные и диффузионные члены данного уравнения представляются в конечных разностях с помощью экспоненциальной схемы [8], которая обеспечивает второй порядок точности по координатам и снимает ограничение по сеточному числу Рейнольдса. В частности, для искомой переменной Φ конвективный и диффузионный члены уравнения переноса в проекции, например на ось r, с использованием экспоненциальной схемы на $(n+1)$-м слое по времени записываются в виде

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(ru_r\Phi\right) - \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{r}{\mathrm{Re}}\left(1+\nu_t\right)\frac{\partial\Phi}{\partial r}\right) = -A_i\Phi^{n+1}_{i-1,j} + B_i\Phi^{n+1}_{i,j} - C_i\Phi^{n+1}_{i+1,j}. \tag{9}$$

Здесь i, j соответствуют индексам точек разностной сетки по координатам r, z; коэффициенты A, B, C определяются по формулам

$$A_i = \frac{u_{r(-)}}{\Delta r}\,\frac{E_-}{E_- - 1}, \qquad C_i = \frac{u_{r(+)}}{\Delta r\left(E_+ - 1\right)}, \qquad B_i = A_i + C_i + \frac{u_{r(+)} - u_{r(-)}}{\Delta r},$$

$$E_+ = \exp\left(\frac{\mathrm{Re}\,(ru_r)_+\Delta r}{[r(1+\nu_t)]_+}\right), \qquad E_- = \exp\left(\frac{\mathrm{Re}\,(ru_r)_-\Delta r}{[r(1+\nu_t)]_-}\right),$$

индексы “+” и “−” соответствуют значению функции на границе контрольного объема соответственно справа и слева от него. Например, для равномерной разностной сетки это означает, что $u_{r(+)} = [(u_r)_{i,j} + (u_r)_{i+1,j}]/2$. Следует отметить, что в случае $u_{r(+)} = 0$ для коэффициента C_i имеем неопределенность вида $0/0$. Раскрывая данную неопределенность разложением в ряд экспоненты, получаем

$$C_i = \frac{(1+\nu_t)_+}{\Delta r\,\mathrm{Re}}.$$

Аналогичный результат имеем для коэффициента A_i.

Численное решение уравнения переноса величины Φ проводилось с использованием неявной обобщенной схемы переменных направлений. Пусть уравнение переноса имеет вид

$$\frac{\partial\Phi}{\partial\tau} = \Lambda_r\Phi + \Lambda_z\Phi + W \tag{10}$$

(Λ_r, Λ_z — операторы конвективно-диффузионных членов типа (9) в проекциях на оси r, z соответственно). Для того чтобы получить решение второго порядка точности по времени, уравнение (10) запишем в Δ-форме в момент времени $n+1/2$:

$$\frac{\Delta\Phi}{\Delta\tau} - \frac{1}{2}\,(\Lambda_r + \Lambda_z)\Delta\Phi = (\Lambda_r + \Lambda_z)\Phi^n + W.$$

Используя приближенную факторизацию [9], получаем двухэтапный алгоритм

$$\frac{\Delta\Phi^*}{\Delta\tau} - \frac{1}{2}\,\Lambda_r(\Delta\Phi^*) = (\Lambda_r + \Lambda_z)\Phi^n + W,$$

$$\frac{\Delta\Phi^{**}}{\Delta\tau} - \frac{1}{2}\,\Lambda_z(\Delta\Phi^{**}) = \frac{\Delta\Phi^*}{\Delta\tau},$$

$$\Phi^{n+1} = \Phi^n + \Delta\Phi^{**}.$$

На каждом шаге по времени имеем трехдиагональную систему алгебраических уравнений, которая решается методом прогонки.

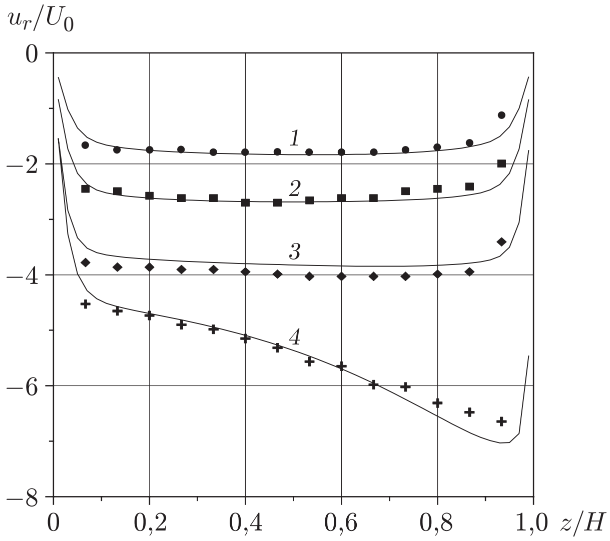

Рис. 3. Зависимость безразмерной радиальной компоненты скорости от безразмерной координаты z/H при различных значениях радиуса:
линии — расчет, точки — экспериментальные данные [11]; *1* — $r/r_0 = 0{,}600$, *2* — $r/r_0 = 0{,}400$, *3* — $r/r_0 = 0{,}275$, *4* — $r/r_0 = 0{,}185$

5. Результаты расчетов. Достоверность и эффективность разработанного метода проверялась с использованием тестовых и численных расчетов [10], а также путем их сравнения с экспериментальными данными [11] для турбулентного течения между плоскопараллельными дисками в направлении от периферии к оси. Результаты сравнения экспериментальных данных [11] с рассчитанной зависимостью безразмерной радиальной компоненты скорости u_r/U_0 (U_0 — постоянное значение радиальной скорости на входе в междисковое пространство) от безразмерной координаты z/H при $r_0/H = 10$, $\mathrm{Re} = U_0H/\nu^0 = 1269$ и различных радиусах представлены на рис. 3.

Анализ известных численных решений и экспериментальных данных для воздушно-центробежных классификаторов сводится в основном к изучению полей осредненной скорости в междисковом пространстве, поскольку именно в этой зоне происходит процесс разделения исходной фракции порошка на мелкую и крупную фракции. Как правило, в этих исследованиях предполагается, что на входе в междисковое пространство (сечение В–В на рис. 2) компоненты радиальной и окружной скоростей меняются незначительно. Численные исследования, проведенные в настоящей работе с использованием разработанной математической модели для более общей геометрической области, включающей периферийную зону (от сечения А–А до сечения В–В), показали существенную неоднородность распределения радиальной, окружной и аксиальной компонент скорости в сечении В–В, а также влияние этой неоднородности на последующую динамику закрученного турбулентного течения непосредственно в зоне сепарации (рис. 4). На рис. 4 показан профиль окружной компоненты скорости во входном сечении В–В (см. рис. 2) при постоянном расходе жидкости $\mathrm{Re} = 3733$ и различных параметрах закрутки Rg, Rn.

На рис. 5 представлены поля окружной компоненты скорости в исследуемой области. На рис. 5,*а* показаны изолинии окружной компоненты скорости при отсутствии вращения ротора ($\mathrm{Rn} = 0$), на рис. 5,*б* — при существенной угловой скорости вращения дисковых элементов ($\mathrm{Rn} = 12{,}85$, что соответствует примерно 6000 об/мин). Из анализа рис. 5 следует, что в междисковом пространстве, где происходит разделение порошка на мелкую и крупную фракции, окружная компонента скорости может существенно увеличиваться.

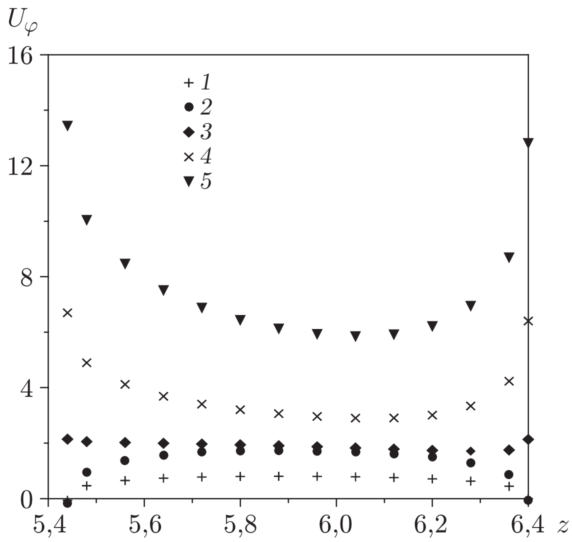

Рис. 4. Зависимость окружной компоненты скорости от координаты z в сечении В–В при Re = 3733 и различных параметрах закрутки:
1 — Rn = 0, Rg = 4,05; *2* — Rn = 0, Rg = 5,43; *3* — Rn = 2,14, Rg = 4,05; *4* — Rn = 6,42, Rg = 4,05; *5* — Rn = 12,85, Rg = 4,05

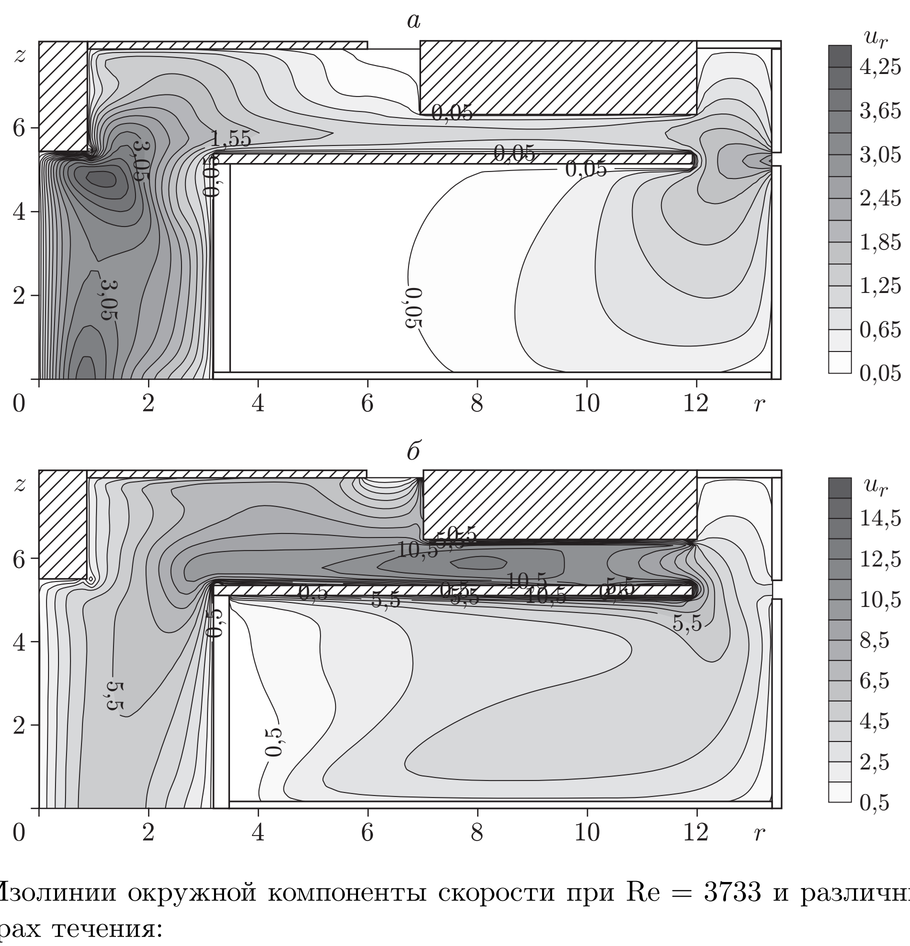

Рис. 5. Изолинии окружной компоненты скорости при Re = 3733 и различных параметрах течения:
а — Rn = 0, Rg = 4,05; *б* — Rn = 12,85, Rg = 4,05

Очевидно, что появляется возможность, с одной стороны, управлять уменьшением граничного размера частиц, с другой — получать более равномерные поля вектора скорости в сепарационной зоне воздушно-центробежного классификатора.

Заключение. Разработана математическая модель расчета гидродинамики закрученного турбулентного течения, возникающего в воздушно-центробежном аппарате. Выявлены основные закономерности такого течения и показано, что периферийная область оказывает существенное влияние на аэродинамику в сепарационной зоне центробежного аппарата. Представленная математическая модель позволяет не только изучить сложную картину закрученного турбулентного течения, что способствует разработке новых перспективных способов классификации порошков, но и оптимизировать режимные и геометрические параметры существующих установок.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Мизонов В. Е.** Аэродинамическая классификация порошков / В. Е. Мизонов, С. Г. Ушаков. М.: Химия, 1989.
2. **Росляк А. Т.** Пневматические методы и аппараты порошковой технологии / А. Т. Росляк, Ю. А. Бирюков, В. Н. Пачин. Томск: Изд-во Том. гос. ун-та, 1990.
3. **А. с. 1196040 СССР, МКИ B 07 B 7/083.** Способ классификации высокодисперсных материалов и устройство для его осуществления / А. Т. Росляк, П. Н. Зятиков, В. К. Никульчиков, Ю. А. Бирюков. Опубл. 07.12.85, Бюл. № 45.
4. **Петунин А. М.** Методы и техника измерений параметров газового потока. М.: Машиностроение, 1972.
5. **Wilcox D. C.** Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models // AIAA J. 1988. V. 26, N 11. P. 1299–1310.
6. **Chorin A. J.** Numerical solution of Navier — Stokes equation // Math. Comput. 1968. V. 22. P. 745–762.
7. **Пейре Р.** Вычислительные методы в задачах механики жидкости / Р. Пейре, Т. Д. Тейлор. Л.: Гидрометеоиздат, 1986.
8. **Патанкар С.** Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984.
9. **Флетчер К.** Вычислительные методы в динамике жидкостей. М.: Мир, 1991. Т. 1.
10. **Шваб А. В., Брендаков В. Н.** Численное моделирование закрученного течения на основе трехпараметрической модели турбулентности // Изв. вузов. Физика. 2004. № 10. С. 120–123.
11. **Singh A., Vyas B. D., Powle U. S.** Investigations on inward flow between two stationary parallel disks // Intern. J. Heat Fluid Flow. 1999. N 20. P. 395–401.

Поступила в редакцию 19/II 2009 г.,
в окончательном варианте — 4/V 2009 г.