

Р. Р. Усманова, Г. Е. Заиков, Р. Я. Дебердеев

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАКРУЧЕННЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКОВ ПРИ ОПТИМИЗАЦИИ ПРОЦЕССА РАЗДЕЛЕНИЯ ДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ

Ключевые слова: численное моделирование; динамический газопромыватель; гидродинамика; Ansys CFX; компоненты скорости; уравнение движения.

В данной работе предложен алгоритм моделирования процесса сепарации дисперсной фазы в газовом потоке с орошением жидкостью. Проведенные расчеты позволяют определять потенциальные возможности динамического газопромывателя при использовании его в качестве аппарата для очистки газовых выбросов. Верификация полученных расчетом данных, а также оценка параметров, определяющих возможность сепарации дисперсной фазы на капли орошающей жидкости, проводится путем моделирования процесса течения газожидкостного потока в пакете вычислительной гидродинамики Ansys CFX.

Keywords: Numerical Modelling; A Dynamic Spray Scrubber; Hydrodynamics; Ansys CFX; Blending Agents Of Speed; The Motion Equation.

In the given work the algorithm of modelling of process of separation of a dispersoid in a gas stream with irrigation by a liquid is offered. The carried out calculations allow to define potential possibilities of a dynamic spray scrubber at its use in the capacity of the apparatus for clearing of gas emissions. Verification of the data had by calculation, and also an estimation of the parametres defining possibility of separation of a dispersoid on drops of an irrigation water, is spent by means of modelling of a gas-liquid stream in the program of computing hydrodynamics Ansys CFX.

1. Состояние вопроса, актуальность

С самого начала появления газопромывателей (а также всех прочих технических устройств) перед инженерами, которые их проектировали, стояла задача – спрогнозировать параметры работы создаваемой ими машины до того, как чертежи будут отданы в производство. Применительно к аппаратам ротационного действия задача осложнялась тем, что основные параметры их работы (сопротивление, эффективность, потребляемая мощность и др.) определяются картиной течения потоков внутри проточной части, а течение это по самой природе многофазной среды настолько сложно, что до сих пор нередко единственным надежным методом исследования в гидродинамике остается эксперимент. Лишь в последние годы был достигнут существенный прогресс в создании средств моделирования и расчета течений многофазных сред, позволяющих выполнять расчет со столь высокой достоверностью получаемых результатов, что необходимый объем эксперимента во многих случаях сводится до минимума. В отличие от эксперимента, численный подход дает возможность варьировать ряд важных параметров задачи, таких как вязкость, угловая скорость вращения модели, существенно влияющих на формирование и поведение вихревых течений.

Цели данной работы:

1. Разработать алгоритм моделирования процесса сепарации твердых частиц в динамическом газопромывателе, позволяющий определять потенциальные возможности аппаратов газоочистки.

2. Провести анализ численной схемы, построить численную модель в пакете вычислительной гидродинамики Ansys CFX. Выявить наличие вихревых движений и получить распределение скорости газодисперсного потока.

3. Для расчета движения частиц в закрученном потоке составить математическую модель процесса сепарации дисперсных частиц на капли орошающей жидкости. Сравнить результаты расчетов для различных режимов течения. Произвести верификацию полученных расчетом данных с данными, полученными в программе Ansys CFX.

2. Имитационное моделирование движения газодисперсных потоков

Для описания гидродинамики и процессов переноса используется физико-математическая модель [1], которая включает:

- уравнения Навье – Стокса, осредненные по Рейнольдсу, для описания гидродинамики и уравнения неразрывности;

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r v_r) + \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r v_z) \right] = \\ & = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_r \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(r \mu_r \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \right] - \frac{\partial P}{\partial r} - \mu_r \frac{\rho v_r}{r^2} + \frac{\rho v^2 \varphi}{r} \\ & \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r v_\varphi) + \frac{\partial}{\partial z} (r \rho v_z v_\varphi) \right] = \\ & = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(r \mu_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} \right) \right] - \mu_r \frac{\rho v_\varphi}{r^2} - \frac{\rho v_r v_r}{r} \\ & \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r v_z) + \frac{\partial}{\partial z} (r \rho v_z v_z) \right] = \\ & = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(r \mu_r \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \right] - \frac{\partial P}{\partial z} \\ & \text{div } \rho \vec{v} = 0 \end{aligned}$$

где v_z - скорость потока вдоль оси; v_r - скорость потока в радиальном направлении; v_φ - тангенциальная скорость потока; ρ - плотность смеси; μ - коэффициент турбулентной вязкости; P - давление; \vec{v} - вектор скорости.

Для замыкания системы уравнений используется двухпараметрическая модель

турбулентности $k - \varepsilon$ [8], для неё решается два дополнительных уравнения переноса с целью определения k - турбулентной кинетической энергии и ε - турбулентной энергии диссипации.

Модель турбулентности:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho_c k_c}{\partial t} \alpha_c + \frac{\partial \rho_c u_c k_c}{\partial x_j} \alpha_c \\ &= \tau_{ij} \frac{\partial u_c}{\partial x_j} \alpha_c - \alpha_c \cdot \rho_c \cdot \varepsilon_c + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_c \left(\mu_c + \frac{\mu'_c}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k_c}{\partial x_j} \right] \\ & \frac{\partial \rho_c \varepsilon_c}{\partial t} \alpha_c + \frac{\partial \rho_c u_c \varepsilon_c}{\partial x_j} \alpha_c = \\ &= C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon_c}{k_c} \tau_{ij} \frac{\partial u_c}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon_c^2}{k_c} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_c \left(\mu_c + \frac{\mu'_c}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon_c}{\partial x_j} \right] \\ & \mu'_c = C_\mu \cdot \rho_c \cdot \frac{k_c^2}{\varepsilon} \end{aligned}$$

где k_c - турбулентная кинетическая энергия газовой фазы; σ_k - турбулентное число Прандтля для уравнения кинетической энергии; μ_c и μ'_c - молекулярная и турбулентная вязкость газовой фазы; ε_c - скорость диссипации турбулентной кинетической энергии; σ_ε - турбулентное число Прандтля для уравнения диссипации кинетической энергии; τ_{ij} - декартовы компоненты тензора напряжений: $C_\mu = 0.09$, $C_{\varepsilon 1} = 1.44$, $C_{\varepsilon 2} = 1.92$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$.

Расчеты показывают, что вблизи твердых стенок происходит весьма резкое изменение параметров k и ε . Для надлежащего разрешения этих изменений приходится использовать весьма густую расчетную сетку.

Первый этап подготовки исходных данных для расчета течения – создание твердотельной геометрической модели, имитирующей объем, внутри которого происходит исследуемое течение [2]. Поскольку элементы проточной части динамического газопромывателя [3] (закручивающее устройство, подводящие патрубки, каплеотбойники) часто имеют весьма сложную форму, создание их твердотельной модели является неординарной задачей. 3D модель аппарата была выполнена в пакете твердотельного моделирования *Solid Works* (см. рис.1).

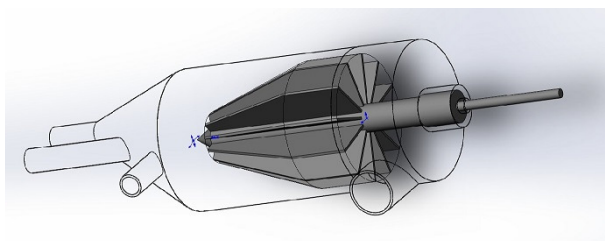


Рис. 1 - Геометрическая модель газопромывателя

В качестве **начальных условий** для расчета задается величина внешнего давления и температура окружающей среды. Величина внешнего (окружающего) давления составляет 1 атм., температура окружающего воздуха 25^0 С. Полагается, что на боковых стенках выполняется

условие прилипания $U_{wall}=0$, на верхней границе и в области стока задаются значения скорости:

$$\begin{cases} U_{inlet} = u_{axial} \bar{i} + u_{radial} \bar{j} + u_{swirl} \bar{k} \\ u_{axial} = -u_1 \\ u_{radial} = 0 \\ u_{swirl} = 0 \end{cases}, \begin{cases} U_{inlet} = u_{axial} \bar{i} + u_{radial} \bar{j} + u_{swirl} \bar{k} \\ u_{axial} = -u_2 \\ u_{radial} = 0 \\ u_{swirl} = 0 \end{cases}$$

Исследуемые задачи решаются в осесимметричной постановке (не учитывается зависимость от азимутальной координаты ϕ), течение жидкости предполагается турбулентным и описывается системой управляющих уравнений в размерной формулировке. Решение системы уравнений совместно с граничными условиями было реализовано численным методом.

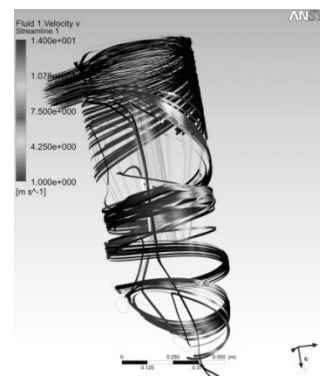


Рис. 2 - Проекция окружных скоростей в потоке

Из рисунка (см. рис.2) видно, что тангенциальная скорость возрастает от центра к периферии. Величина тангенциальной скорости, полученная численным решением, качественно согласуется с экспериментом. Профиль тангенциальной скорости имеет форму параболы с максимумом, расположенным ближе к цилиндрической стенке, что можно объяснить действием центробежных сил. Экспериментальные результаты измеренных скоростей потока в осевом направлении показывают, что вблизи выхлопного патрубка в пристенном слое имеет место достаточно интенсивное течение. В центральной части потока осевая скорость имеет фактически постоянное значение. Численное моделирование по расчету осевых компонент скоростей потока показывает качественное согласие с опытными данными. Проведенное исследование работы газопромывателя позволят анализировать его работу с целью уменьшения энергозатрат при сохранении качества газоочистки. Разработанная модель помогает быстро и наглядно смоделировать движение запыленного газового потока с учетом внесенных в геометрию аппарата изменений. Таким образом, модель может

применяться для оптимизации конструкции динамического газопромывателя.

3. Численное моделирование движения газодисперсных потоков

Для расчета движения частиц в закрученном потоке была составлена математическая модель процесса сепарации дисперсных частиц на капли орошающей жидкости. Учитывались следующие силы, действующие на частицу: сила тяжести, сила Кориолиса, сила аэродинамического сопротивления среды и центробежная сила [5, 6].

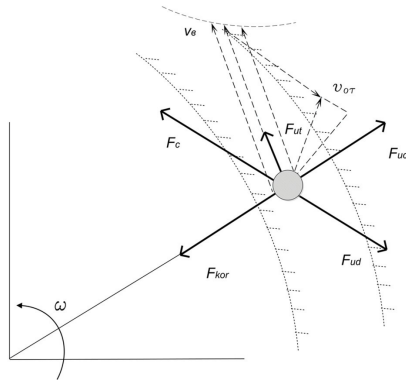


Рис. 3 - Силы, действующие на частицу в потоке газа

Центробежные силы, возникающие при вращении ротора, обеспечивают дробление жидкости на мелкие капли, что обуславливает интенсивный контакт газов и улавливаемых частиц с жидкостью.

При разработке модели были приняты следующие упрощающие допущения о потоке и движении частиц [4]: течение воздуха рассматривается в рамках модели вязкой несжимаемой жидкости; продольная (осевая) компонента усредненной скорости движения воздуха постоянна во времени и неизменна во всех точках потока; тангенциальная компонента усредненной скорости движения воздуха v_ϕ не зависит от продольной координаты; течение воздуха рассматривается как установившееся; усредненная скорость движения воздуха постоянна по времени и по сечению, эффект проскальзывания частиц относительно газа отсутствует; затуханием и переформированием тангенциальной скорости v_ϕ вдоль потока пренебрегаем; осевая скорость частицы равна осевой скорости воздуха в точке, в которой она находится; концентрация частиц пыли равномерна по времени и сечению.

Система уравнений движения частицы может быть записана в виде:

$$\begin{aligned} \frac{dU_x}{dt} &= \frac{3}{4} \cdot \frac{\rho_z}{\rho_q} \cdot \frac{\xi_z}{d_q} \cdot U_{\text{омн}} \cdot (V_x - U_x) + g; U_x = \frac{dx}{dt} \\ \frac{dU_\phi}{dt} &= \frac{3}{4} \cdot \frac{\rho_z}{\rho_q} \cdot \frac{\xi_z}{d_q} \cdot U_{\text{омн}} \cdot (V_\phi - U_\phi) + \frac{\omega \cdot r}{t}; \\ U_\phi &= \omega \cdot r = r \frac{d\phi}{dt} \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{dU_r}{dt} &= \frac{3}{4} \cdot \frac{\rho_z}{\rho_q} \cdot \frac{\xi_z}{d_q} \cdot U_{\text{омн}} \cdot (V_r - U_r) - \frac{\omega \cdot r}{t} + \omega^2 r; \\ U_r &= \frac{dr}{dt} \end{aligned}$$

Аналогично записывается система уравнений движения капель жидкости:

$$\begin{aligned} \frac{dW_x}{dt} &= \frac{3}{4} \cdot \frac{\rho_z}{\rho_{жк}} \cdot \frac{\xi_z}{d_k} \cdot W_{\text{омн}} \cdot (V_x - W_x) + g; W_x = \frac{dx}{dt} \\ \frac{dW_\phi}{dt} &= \frac{3}{4} \cdot \frac{\rho_z}{\rho_{жк}} \cdot \frac{\xi_z}{d_k} \cdot W_{\text{омн}} \cdot (V_\phi - W_\phi) + \frac{\omega \cdot r}{t}; \\ W_\phi &= \omega \cdot r = r \frac{d\phi}{dt} \\ \frac{dW_r}{dt} &= \frac{3}{4} \cdot \frac{\rho_z}{\rho_{жк}} \cdot \frac{\xi_z}{d_k} \cdot W_{\text{омн}} \cdot (V_r - W_r) - \frac{\omega \cdot r}{t} + \omega^2 r; \\ W_r &= \frac{dr}{dt} \end{aligned} \quad (2)$$

Из системы уравнений движения частицы следует, что её траектория зависит от следующих факторов: d_q - диаметра частиц (капель d_k); ρ_q - плотности частицы (жидкости $\rho_{жк}$); μ_z - динамической вязкости газа (жидкости $\mu_{жк}$); r - радиуса (характерного размера) аппарата; U_{z0} - начальной тангенциальной скорости газа, а также от геометрии завихрителя $\alpha, \check{D}, \check{z}$.

Предложен подход, основывающийся на теории геометрического подобия пылеуловителей, и позволяющий учесть принудительную закрутку потока и геометрические параметры завихрителя.

В качестве критериев подобия предлагаются следующие безразмерные параметры: относительный диаметр частиц d_q/D_0 ; относительная плотность частиц ρ_q/ρ_z ; число Рейнольдса $Re = v_q d_q / \nu_z$; число Струхала $Sh = \omega D_0 / \nu_r$, учитывающее угловую скорость ротора, характерный размер лопастного завихрителя R_z . В число определяющих параметров не включены, как не имеющие обычно существенного значения, ускорение свободного падения и параметры, характеризующие сжимаемость газа и тепловые процессы в нем. Запыленность газа в предположении независимого движения частиц пыли также не входит в число определяющих параметров.

Если ввести коэффициент R_z (характерный размер лопастного завихрителя), то систему дифференциальных уравнений (1-2) можно переписать так:

$$\begin{cases} \frac{dU_x}{dt} = \frac{18\mu_z}{\rho_q d_q^2} \left(\frac{R_0}{r_q} U_{z0} - U_x \right) - \frac{U_x V_x}{r_q} + g \\ \frac{dU_\phi}{dt} = \frac{18\mu_z}{\rho_q d_q^2} \left(\frac{Q_0}{R_0^2} \cdot V'_z \left(\frac{\alpha}{R_z}; \frac{z}{R_z}; \frac{r}{R_z}; \frac{D}{R_z}; \dots \right) - V_\phi \right) + \frac{U_\phi^2}{r_q} + \frac{\omega \cdot r}{t} \\ \frac{dU_r}{dt} = \frac{18\mu_z}{\rho_q d_q^2} \left(\frac{Q_0}{R_0^2} \cdot W'_z \left(\frac{\alpha}{R_z}; \frac{z}{R_z}; \frac{r}{R_z}; \frac{D}{R_z}; \dots \right) - V_r \right) - \frac{\omega \cdot r}{t} + \omega^2 r; \end{cases}$$

Введем безразмерные цилиндрические координаты: $\square = z/R_0$, $\phi' = \phi$.

Реальные скорости заменим безразмерными:

$$U_x' = \frac{R_z^2}{Q_0} \cdot U_x, U_\phi' = \frac{R_z^2}{Q_0} \cdot U_\phi, U_r' = \frac{R_z^2}{Q_0} \cdot U_r.$$

безразмерное время:

$$t' = \frac{Q_0}{R_z^3} \cdot t.$$

Для безразмерных величин сохраняются определения скорости:

Сделаем соответствующие подстановки

$$U'_x = \frac{dr'}{dt'}, U'_\varphi = \frac{dz'}{dt'}, U'_r = \frac{d\varphi'}{dt'} \cdot r'.$$

обозначим: $C_p = \frac{\mu_c R_z^3}{\rho_c Q_0 d_c^2}, C_z = \frac{y \sin \beta}{R_2}.$

После преобразования получим систему дифференциальных уравнений для безразмерных величин:

$$\begin{cases} \frac{dU'_x}{dt'} = 18C_p \left(\frac{C_r}{r'_c} - U'_c \right) - \frac{U'_c V'_c}{r'_c} \\ \frac{dU'_\varphi}{dt'} = 18C_p (U'_z (\alpha; z'; r'; D'; \dots) - V'_c) + \frac{U'^2}{r'_c} \\ \frac{dU'_r}{dt'} = 18C_p (U'_z (\alpha; z'; r'; D'; \dots) - W'_c) \end{cases} \quad (3)$$

При начальных условиях:

$$r'_c|_{t=0} = r'_0, z'_c|_{t=0} = z'_0, \varphi'_c|_{t=0} = 0$$

-для цилиндрических координат,

$$U'_x|_{t=0} = U'_{z0}, U'_\varphi|_{t=0} = U'_{z0}, U'_r|_{t=0} = U'_{z0}.$$

-для скорости частицы и двух безразмерных параметрах C_p и C_r решение этой системы определяет траекторию частицы в циклоне.

Система (3) является системой обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка. Зная радиальную \tilde{U}_r и аксиальную скорости \tilde{U}_x газового потока, её можно проинтегрировать и получить траекторию частицы.

Решение системы (3) при одинаковом виде функций $U'_\varphi(\alpha; z'; r'; D'; \dots)$ и $U'_z(\alpha; z'; r'; D'; \dots)$, т.е. при одинаковой форме пылеуловителей, определяется безразмерными параметрами C_p и C_z , которые зависят от режимных и геометрических параметров. При равенстве этих параметров траектория частицы будет одинаковой. Таким образом, C_p и C_z являются критериями подобия для движения частиц пыли в газопромывателе. Для полного подобия движения частиц необходима также тождественность функций $U'_\varphi(\alpha; z'; r'; D'; \dots)$ и $U'_z(\alpha; z'; r'; D'; \dots)$ (геометрическое подобие).

Видно, что критерий C_p определяется физическими параметрами пылегазовой смеси и удельной производительностью газопромывателя. Критерий C_z определяется размерами конического завихрителя и углом наклона его лопастей, от которых зависит соотношение между тангенциальной и радиальной скоростями, а следовательно, соотношение сил инерции и силы сопротивления.

Уравнения движения, также как и уравнение Лапласа, решаются численно. Отметим, что система уравнений движения частицы является жесткой, так как содержит резко отличные значения производных

[9]. Матрица системы уравнений первого приближения для уравнений движения имеет вид:

$$\begin{pmatrix} -18K_r - \frac{V}{r} & -\frac{U}{r} & 0 & -18\frac{K_v K_c}{r^2} - \frac{UV}{r^2} & 0 \\ \frac{2U}{r} & -18K_r & 0 & 18K_r \frac{dV_c}{dr} - \frac{U^2}{r^2} & 18K_r \frac{dV_c}{dz} \\ 0 & 0 & -18K_r & 18K_r \frac{dW_c}{dr} & 18K_r \frac{dW_c}{dz} \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4)$$

Степень её обусловленности приблизительно 10^5 , что говорит о жесткости системы уравнений движения. Использование явных методов решения системы (4) в результате возможной неустойчивости вычислительного процесса накладывает сильные ограничения на величину шага интегрирования. Решить эту задачу можно путем применения неявных методов [9]. При этом на каждой итерации по времени необходимо решать нелинейные уравнения, что существенно усложняет расчет. Поэтому было решено применять полуявный метод решения системы уравнений движения. В используемом методе каждое расчетное разностное уравнение неявно по той переменной, по которой производится дифференцирование, при этом по остальным переменным уравнения остаются явными.

Для интегрирования уравнений движения частицы (3) были использованы два метода Гира: второго и первого порядка (который совпадает с неявным методом Эйлера). Если обозначить значение переменной на n -м шаге интегрирования как x^n , а на $(n+1)$ -м как x^{n+1} , то разностный аналог (4) при интегрировании полуявным методом Эйлера примет вид (с учётом (4)):

$$\begin{cases} \frac{U^{n+1} - U^n}{\Delta t} = 18K_r \left(\frac{K_v}{r^n} - U^{n+1} \right) - \frac{U^{n+1} V^n}{r^n} \\ \frac{V^{n+1} - V^n}{\Delta t} = 18K_r (V_c(r^n, z^n) - V^{n+1}) + \frac{(U^n)^2}{r^n} \\ \frac{W^{n+1} - W^n}{\Delta t} = 18K_r (W_c(r^n, z^n) - W^{n+1}) \\ \frac{r^{n+1} - r^n}{\Delta t} = V^{n+1} \\ \frac{z^{n+1} - z^n}{\Delta t} = W^{n+1} \\ \frac{\varphi^{n+1} - \varphi^n}{\Delta t} = \frac{U^{n+1}}{r^n} \end{cases} \quad (5)$$

Следует заметить, что применение полуявного метода обеспечивает значительно более широкие границы устойчивости вычислительного процесса, чем явные методы (при сохранении простоты вычислений). Так верхняя грань устойчивого шага интегрирования по времени повышается на два порядка в случае использования метода Эйлера.

При расчете траектории частиц их скорость очень неравномерна, при этом шаг интегрирования выбирается автоматически в зависимости от скорости частицы. В соответствии с (5) можно записать следующую итерационную формулу для

численного решения уравнений движения и построения траекторий движения частиц пыли:

$$\begin{cases} U^{n+1} = (U^n + 18K_t \Delta t^n / r^n) / (1 + (18K_t + V^n / r^n) \Delta t^n) \\ V^n = (V^n + (18K_t V_z(r^n, z^n) + (U^n)^2 / r^n) \Delta t^n) / (1 + 18K_t \Delta t^n) \\ W^n = (W^n + 18K_t W_z(r^n, z^n) \Delta t^n) / (1 + 18K_t \Delta t^n) \\ r^{n+1} = r^n + V^{n+1} \Delta t^n \\ z^{n+1} = z^n + W^{n+1} \Delta t^n \\ \varphi^{n+1} = \varphi^n + U^{n+1} \Delta t^n / r^{n+1} \\ \Delta t^{n+1} = C / \sqrt{(V^n)^2 + (W^n)^2} \end{cases} \quad (6)$$

Картина движения газодисперсного потока, полученная путем решения уравнений (6) достаточно сложная. По сечению аппарата можно выделить несколько характерных областей (см. рис.4).

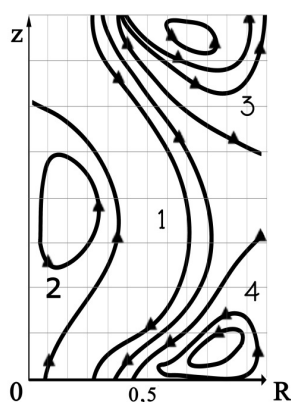


Рис. 4 - Характерные зоны движения газодисперсного потока

В приосевой зоне возникает замкнутая циркуляционная зона 2, характеризующаяся интенсивным возвратным течением вдоль оси. Обнаружена крупномасштабная неоднородность течения по всему объему газопромывателя, которая хорошо регулируется путем изменения режимно – конструктивных параметров процесса. В конической части корпуса возникает тороидальный вихрь 4, смещенный к периферии. Газодисперсный поток проходит между циркуляционными контурами 2 и 4 и движется к выхлопному патрубку. В выхлопной зоне может быть реализован интенсивный сток очищенного газа. В зонах 3 и 4 линии тока замыкаются на стенке корпуса, что способствует интенсивной сепарации дисперсных частиц в зоне 1.

4. Верификация результатов расчета

Величина тангенциальной скорости, полученная численным решением, качественно согласуется с с результатами расчета в программном комплексе *Ansys CFX* (см. рис.5). Профиль тангенциальной скорости имеет форму параболы с максимумом, расположенным ближе к цилиндрической стенке, что можно объяснить действием центробежных сил. Полученные на

модели результаты скоростей потока в осевом направлении показывают, что вблизи выхлопного патрубка в пристенном слое имеет место достаточно интенсивное течение. В центральной части потока осевая скорость имеет фактически постоянное значение.

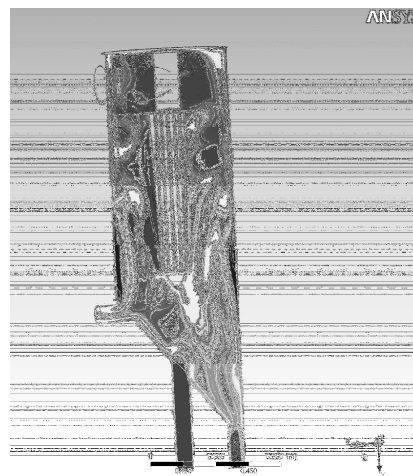


Рис. 5 - Структура движения газодисперсного потока в плане

Численное моделирование осевых компонент скоростей потока показывает качественное согласие с расчетными данными. При этом расчетные данные хорошо согласуются с результатами в *Ansys CFX* при значениях удельного орошения до величины $L/G = 0,9$ и существенно различаются при увеличении подачи жидкости. Это объясняется тем, что с ростом величины орошения реальное течение, исследуемое в численном эксперименте, теряет осесимметричность, а в расчетах в программном комплексе мы ставим условие осесимметричности потока.

Выводы

1. Разработан алгоритм моделирования процесса сепарации твердых частиц в динамическом газопромывателе. Выполнен анализ численной схемы и построена численная модель в пакете вычислительной гидродинамики *Ansys CFX*.
2. Выявлено наличие вихревых движений и получено распределение скоростей газодисперсного потока по сечению аппарата.
3. Результаты расчетов для различных режимов течения верифицированы с данными, полученными в программном комплексе *Ansys CFX*.
4. Разработанная модель помогает быстро и наглядно смоделировать движение запыленного газового потока с учетом внесенных в геометрию аппарата изменений. Таким образом, модель может применяться для оптимизации конструкции динамического газопромывателя.

Литература

1. D. C. Wilcox *Multiscale Model for Turbulent Flows* // In *AIAA 24th Aerospace Meeting / American Institute of Aeronautics and Astronautics*. (1986).

2. F. R. Menter, T. Esch *Advanced Turbulence Modelling in CFX // CFX Update*; Spring 2001. **20**. 4-5. (2001).
3. Пат. РФ 2339435 (2008).
4. А. Ю. Вараксин *Турбулентные течения газа с твердыми частицами*. ФИЗМАТЛИТ, Москва, 66-170. (2003).
5. М. Г. Лагуткин, Д. А. Баранов. *Оценка действия силы Кориолиса в аппаратах с закрученным потоком*. ТОХТ. **1**. 9-13. (2004).
6. А. В. Старченко, А.М. Бубенчиков, Е.С. Бурлуцкий. *Математическая модель неизотермического турбулентного течения газозвеси в трубе*. Теплофизика и аэромеханика, **1**. 59-70. (1999).
7. M. Boivin, O. Simonin, K. D. Squires. *Direct numerical simulation of turbulence modulation by particles in turbulence*. Fluid Mech. Vol.375. 235-263. (1998).
8. M. Boivin, O. Simonin, K. D. Squires. *On the prediction of gas-solid flows with two-way coupling using large eddy simulation*. Phys. Fluids. Vol. 12. **8**. 2080-2090. (2000).
9. C. T. Crowe, T. R. Troutt, J. N. Chung. *Numerical models for two-phase turbulent flows*. Annual Review Fluid Mech. Vol.28. 11-43. (1996).
10. O. Simonin, P. Fevrier, J. Lavieville. *On the spatial distribution of heavy particle velocities in turbulent flow: From continuous field to particulate chaos*. Turbulence. Vol. 3. 40-57. (2002).

© **Р. Р. Усманова** – канд. техн. наук, доц. Уфимского госуд. авиационного технич. ун-та; regina.uu2012@yandex.ru;
Г. Е. Заиков – д-р хим. наук, проф. каф. ТПИМ КНИТУ, chembio@sky.chph.ras.ru; **Р. Я. Дебердеев** – д-р техн. наук, проф., зав. каф. ТППКМ КНИТУ.