УДК 622.7

В.И. КРИВОЩЕКОВ, канд. техн. наук
(Украина, Днепропетровск, Национальный горный университет)

К РАСЧЕТУ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПРОТИВОТОЧНОГО ГИДРОЦИКЛОНА С ПЕРЕЧИСТКОЙ НА БАЗЕ ТУРБУЛЕНТНО-ДИФФУЗИОННОЙ МОДЕЛИ

Проблема и ее связь с научными и практическими задачами. Численные методы гидродинамики позволяют проводить исследования нестационарных течений однофазных и многофазных сред в пространственных областях со сложной конфигурацией [1]. Результаты расчета гидродинамических параметров турбулентных течений вязких сред, полученные при реализации того или иного численного метода, не всегда адекватно отображают реальную картину турбулентного течения. Это связано с недостаточно полным учетом микроструктуры турбулентности. Особенно это касается турбулентных течений суспензий, для которых характерно влияние на гидродинамику потока межфазных взаимодействий, а построение эмпирических зависимостей на базе динамики многофазных сред не всегда представляется возможным.

Учитывая, что турбулентные течения суспензии в каждом отдельном случае имеют строго индивидуальный характер, проблема выбора численного метода расчета гидродинамических параметров этих течений напрямую связана с величиной погрешности между результатами расчета и экспериментальными данными, а также с простотой реализации рассматриваемого численного метода на базе существующих прикладных программ.

При исследовании особенностей турбулентных течений суспензий в различных технологических аппаратах используются уравнения неразрывности и Навье-Стокса для осредненного турбулентного движения двухфазной среды [2, 3]. Сложный характер этих течений заставляет прибегать к экспериментальным исследованиям и имитационному моделированию процессов массопереноса [4, 5]. К основным допущениям при построении математических моделей турбулентных течений суспензий можно отнести: между частицами отсутствуют обмен импульсом и энергией, частицы имеют одинаковый диаметр, силы вязкостного трения проявляются только в несущей среде, размеры частиц во много раз больше микромасштабов турбулентности [2, 5].

Анализ исследований и публикаций. При инженерных расчетах гидродинамических параметров суспензии в гидроциклонах используются общеизвестные полуэмпирические соотношения, которые позволяют определить осредненные значения этих параметров без учета влияния мелких вихрей несущей среды и межфазных взаимодействий [2, 6, 7]. Для расчета турбулентных течений суспензии приходится вводить поправочные коэффициенты, учитывающие реологические свойства вязкой среды. Поэтому полученные результаты расчета не могут рассматриваться как базовые при исследовании гидродинамической структуры двухфазной среды, а могут лишь использоваться при анализе результатов численного моделирования.

При определении полей скоростей и концентраций в вихревых и безвихревых потоках суспензии используется метод конечных разностей и метод контрольных объемов. Сущность первого метода заключается в замене дифференциальных коэффициентов уравнения на разностные коэффициенты [8 – 10], что позволяет свести решение дифференциального уравнения к решению его разностного аналога (конечно-разностная схема). В методе используется регулярная сетка, представляющая собой упорядоченную по определенным правилам структуру данных с выраженным сеточным направлением [10, 11]. Как правило, регулярная сетка состоит из прямоугольных ячеек (двухмерные течения) или параллелепипедов (пространственные течения). Несмотря на то, что метод конечных разностей позволяет исследовать изменения скорости, давления и концентрации в потоке суспензии, он не дает адекватного представления об изменении этих параметров в течениях суспензии со сложной гидродинамической структурой.

Сущность метода контрольных объемов заключается в разбиении расчетной области течения суспензии на элементарные объемы, по которым осуществляется интегрирование исходных уравнений и получение их дискретных аналогов [11-13]. Для этого метода характерно использование неструктурированных сеток, позволяющих исследовать области течения суспензии со сложной гидродинамической структурой. Неструктурированные сетки позволяют связывать рассматриваемые области течения между собой и с основным потоком суспензии. Для этих сеток характерно отсутствие выраженного сеточного направления и структуры, сходной с регулярными сетками [11]. При расчете двухмерных течений неструктурированные сетки состоят из треугольных или четырехугольных ячеек. В случае трехмерных течений расчетная область разбивается на контрольные объемы в виде тетраэдров и призм. Для получения более детальной информации о той или иной рассматриваемой области течения ячейки сетки разбивают на более мелкие (сгущения сетки).

К основным преимуществам метода контрольных объемов по сравнению с методом конечных разностей [8] можно отнести установление внутренних и внешних дискретных связей между ячейками контрольного объема, более быструю реализацию локальных сгущений в неструктурированных сетках и адаптацию последних к изменению исходных условий задачи [11-13].

К недостаткам метода контрольных объемов можно отнести отсутствие единого подхода, позволяющего выполнить точную дискретизацию уравнений конвективного и диффузионного массопереноса, а также соотношений для коэффициентов турбулентной диффузии. Кроме того, при решении ряда задач объединяют различные способы дискретизации [5, 10, 11], что приводит к увеличению погрешности расчетов.

Постановка задачи. Целью данной работы является анализ особенностей расчета гидродинамических параметров противоточного гидроциклона с перечисткой на базе турбулентно-диффузионной модели.

Изложение материала и результаты. В работе [4] рассмотрена турбулентно-диффузионная модель противоточного гидроциклона с перечисткой в его конической части. Модель построена на базе уравнений осредненного турбулентного движения двухфазной среды для случая локально однородной и изотропной турбулентности. Расчетная схема цилиндроконической части гидроциклона изображена на рис. 1

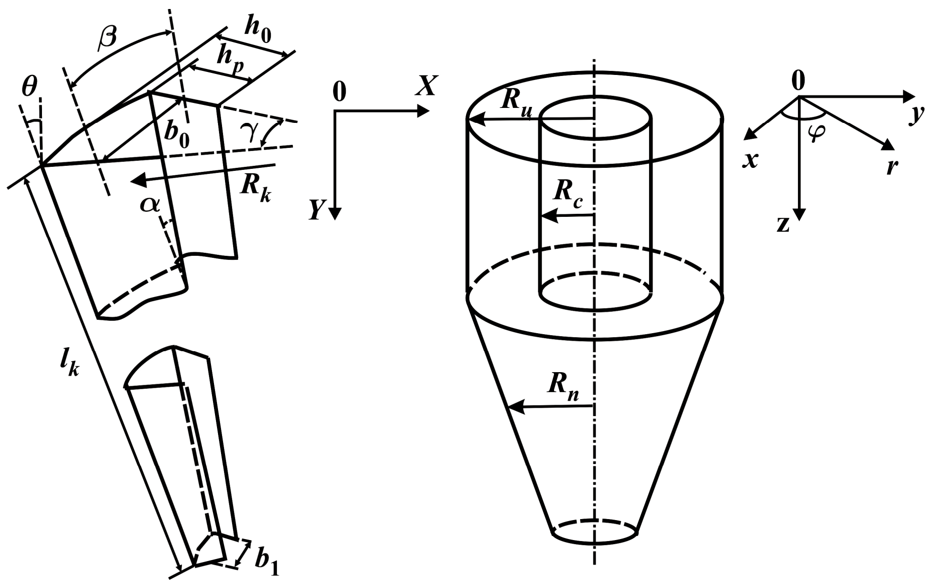


Рис. 1. Схемы межпластинчатого канала (а) и цилиндроконической части гироциклона (б): h_p, h_0 – начальная высота пластин и межпластинчатого канала, м; b_0, b_1 – начальная и конечная ширина межпластинчатого канала, м; l_k – длина канала, м; α, β – угол конусности пластин и боковых стенок канала, град; γ – угол наклона боковых стенок канала, град; θ – угол наклона канала к оси $0Y$, град; $R_ц$, R_c – радиусы кривизны цилиндрической поверхности гидроциклона и внешней поверхности сливного патрубка; $R_к$, R_n – радиусы кривизны конической поверхности в данном сечении гидроциклона и перечистного слоя суспензии, м; $l_ц$ – длина цилиндрической части гидроциклона, м; r, z – радиальная и осевая цилиндрические координаты, м; φ – угловая цилиндрическая координата, град

При исследовании турбулентного потока суспензии в противоточном гидроциклоне рассмотрим два вида течений: двухмерное турбулентное течение суспензии в межпластинчатом канале и трехмерное вихревое течение в цилиндроконической части гидроциклона [4].

Двухмерное турбулентное течение суспензии в межпластинчатом канале (рис 1,а) *гидроциклона.* Введем декартовую систему координат (x, y). Воспользуемся уравнениями осредненного турбулентного движения двухфазной среды для случая локально однородной и изотропной турбулентности [3, 4]. В качестве гидродинамических параметров в уравнениях осредненного турбулентного движения рассматриваются их осредненные по времени значения.

Для тонких частиц:

$$\begin{cases} divu = 0; \\ \dfrac{\partial u}{\partial t} + (u\nabla)u = \dfrac{1}{\rho}F - \dfrac{1}{\rho}gradP + \nu_o \Delta u; \\ \dfrac{\partial C_t}{\partial t} = div\left(D_t gradC_t - C_t u_t - B_t C_t F_t\right); \\ \dfrac{\partial u_t}{\partial t} + (u_t\nabla)u_t = \dfrac{1}{\rho_t}F_t - \dfrac{1}{\rho_t}gradP_t + \nu_t \Delta u_t + \dfrac{\nu_t}{3}grad(div\nu_t), \end{cases} \qquad (1)$$

где u_t, u – результирующие скорости тонких частиц и турбулентных вихрей разделяющей среды в данной точке потока суспензии, м/с; ρ_t, ρ – плотности твердых тонких частиц и жидкой фазы суспензии, кг/м^3; F_t, F – результирующие объемных сил, действующих на тонкие частицы и турбулентные вихри разделяющей среды, отнесенные к единице объема суспензии, Н/м^3; P, P_t – давления жидкой фазы в данной точке потока суспензии и на поверхностях тонких частиц, Па; ν_o, ν_t – коэффициенты турбулентной вязкости жидкой фазы и макровязкости тонких частиц, м^2/с; C_t – объемная концентрация тонких частиц, д.е.; D_t – коэффициент турбулентной диффузии тонких частиц, м^2/с; B_t – коэффициент подвижности тонких частиц, с/кг; t – текущее время, с.

Для мелких частиц:

$$\begin{cases} divu = 0; \\ \dfrac{\partial u}{\partial t} + (u\nabla)u = \dfrac{1}{\rho}F - \dfrac{1}{\rho}gradP + \nu_o \Delta u; \\ \dfrac{\partial C_m}{\partial t} = div\left(D_m gradC_m - C_m u_m - B_m C_m F_m\right); \\ \dfrac{\partial u_m}{\partial t} + (u_m\nabla)u_m = \dfrac{1}{\rho_m}F_m, \end{cases} \qquad (2)$$

где u_m – результирующая скорость мелких частиц в данной точке потока суспензии, м/с; ρ_m – плотность твердых мелких твердых частиц, кг/м^3; F_m – результирующая объемных сил, действующих на мелкие частицы, отнесенная к единице объема суспензии, Н/м^3; C_m – объемная концентрация мелких частиц, д.е.; D_m – коэффициент турбулентной диффузии мелких частиц, м^2/с; B_m – коэффициент подвижности мелких частиц, с/кг.

Для крупных частиц:

$$\begin{cases} divu = 0; \\ \dfrac{\partial u}{\partial t} + (u\nabla)u = \dfrac{1}{\rho}F - \dfrac{1}{\rho}gradP + \nu_o \Delta u; \\ \dfrac{\partial C_k}{\partial t} + u_k gradC_k = 0; \\ \dfrac{\partial u_k}{\partial t} + (u_k \nabla)u_k = \dfrac{1}{\rho_k}F_k, \end{cases} \tag{3}$$

где u_k – результирующая скорость крупных частиц в данной точке потока суспензии, м/с; ρ_k – плотность твердых крупных частиц, кг/м^3; F_k – результирующая объемных сил, действующих на крупные частицы, отнесенная к единице объема суспензии, Н/м^3; C_k – объемная концентрация крупных частиц, д.е.

Соотношения для дифференциальных операторов в системах уравнений (1)-(3) можно представить следующим образом [3]:

$$\begin{cases} \nabla \equiv grad \equiv \dfrac{\partial}{\partial x}\vec{i} + \dfrac{\partial}{\partial y}\vec{j}; \\ div = \dfrac{\partial}{\partial x} + \dfrac{\partial}{\partial y}; \\ \Delta = \dfrac{\partial^2}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2}{\partial y^2}, \end{cases}$$

где $\vec{i}$, $\vec{j}$ – единичные векторы осей координат $0X$ и $0Y$.

Согласно работе [4] турбулентное течение суспензии в межпластинчатом канале происходит под действием силы тяжести. Тогда выражение для результирующей объемных сил, действующих на турбулентные вихри разделяющей среды, отнесенной к единице объема суспензии можно представить в виде [8]:

$$F = \rho g \overline{V} = \rho g \frac{V}{V_c}, \tag{4}$$

где g – ускорение свободного падения, м/с^2; $\overline{V}$ – относительный объем жидкой фазы суспензии; V_c – единичный объем суспензии, м^3; V – объем, занимаемый жидкой фазой суспензии, м^3.

Коэффициенты турбулентной диффузии для тонких, мелких и крупных частиц твердой фазы суспензии определяются следующим образом [14]:

$$\begin{cases} D_t = \dfrac{1}{3}\lambda I U; \\ D_m = \dfrac{\lambda I U}{3\left(1+\dfrac{IUd_m{}^2\rho_m}{18\lambda\mu_c}\right)}; \\ D_k = -\dfrac{\lambda^3\rho_c I^2 U^2}{54 d_k \mu_c}. \end{cases} \tag{5}$$

$$I = \sqrt[3]{\frac{\lambda}{L}},$$

где U – средняя скорость турбулентного потока суспензии, м/с; μ_c – динамическая вязкость суспензии, Н·с/м; ρ_c – плотность суспензии, кг/м^3; I – интенсивность турбулентности, д.е.; L и λ – макро- и микромасштабы турбулентности, м.

Средняя скорость, плотность и динамическая вязкость турбулентного потока суспензии [2, 4] соответственно будут:

$$\begin{cases} U = \dfrac{1}{\rho_c}\left[\rho_i C_i u_i + \rho u\left(1-C_i\right)\right]; \\ \rho_c = \rho_i C_i + \rho\left(1-C_i\right); \\ \mu_c = \mu\left[1+2C_i\left(1+1{,}2C_i^{2/3}\right)^{-2}\right], \end{cases} \tag{6}$$

где C_i – средневзвешенная объемная концентрация твердых частиц в суспензии, д.е.; ρ_i – средневзвешенная плотность твердых частиц, кг/м^3.

Для рассмотрения трехмерного вихревого течения суспензии в цилиндроконической части гидроциклона (рис. 1,б) с учетом перечистного слоя введем цилиндрическую систему координат (r, φ, z). Здесь r, φ, z представляют собой радиальную, угловую и осевую цилиндрические координаты. Тогда соотношения для дифференциальных операторов, входящих в системы уравнений (1) – (3), согласно работам [4, 15] запишутся так:

$$\begin{cases} \nabla \equiv grad \equiv \dfrac{\partial}{\partial \mathrm{r}} + \dfrac{1}{\mathrm{r}}\dfrac{\partial}{\partial \varphi} + \dfrac{\partial}{\partial \mathrm{z}}; \\ div = \dfrac{1}{\mathrm{r}}\dfrac{\partial}{\partial \mathrm{r}}(\mathrm{r}) + \dfrac{1}{\mathrm{r}}\dfrac{\partial}{\partial \varphi} + \dfrac{\partial}{\partial \mathrm{z}}; \\ \Delta = \dfrac{1}{\mathrm{r}}\dfrac{\partial}{\partial \mathrm{r}}\left(\mathrm{r}\dfrac{\partial}{\partial \mathrm{r}}\right) + \dfrac{1}{\mathrm{r}^2}\dfrac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \dfrac{\partial^2}{\partial \mathrm{z}^2}. \end{cases}$$

Результирующая объемных сил, действующих на турбулентные вихри разделяющей среды, отнесенная к единице объема суспензии при ее вихревом движении определяется как

$$F = \frac{1}{V_c}\left(\rho g V + \frac{\rho V {u_\varphi}^2}{r_s}\right), \tag{7}$$

где r_s – расстояние от оси симметрии вихревого потока до центра инерции единичного объема суспензии, м; u_φ – тангенциальная составляющая скорости единичного объема суспензии, м/с.

В выражении (7) второе слагаемое в скобках – центробежная сила.

По аналогии с выражениями (4) и (7) результирующая объемных сил, действующих на твердые частицы и единичный объем суспензии в гидроциклоне, определяется следующим образом.

В межпластинчатом канале

$$\begin{cases} F_i = \rho_i g \dfrac{1}{V_c}\sum\limits_{i=1}^{n} V_i; \\ F_c = \rho_c g = \dfrac{1}{V_c}\left(\rho g V + \rho_i g \sum\limits_{i=1}^{n} V_i\right), \end{cases} \tag{8}$$

где V_i – объем, занимаемый i–й компонентой твердой фазы суспензии, м^3.

В цилиндроконической части гидроциклона

$$\begin{cases} F_i = \dfrac{1}{V_c}\left(\rho_i g \sum\limits_{i=1}^{n} V_i + \dfrac{\rho_i}{r_s}\sum\limits_{i=1}^{n} V_i \left(u_\varphi\right)_i^2\right); \\ F_c = \rho_c g + \dfrac{\rho_c \left(u_\varphi\right)_c^2}{r_s} = \dfrac{1}{V_c}\left(\rho g V + \dfrac{\rho V {u_\varphi}^2}{r_s} + \rho_i g \sum\limits_{i=1}^{n} V_i + \dfrac{\rho_i}{r_s}\sum\limits_{i=1}^{n} V_i \left(u_\varphi\right)_i^2\right), \end{cases} \tag{9}$$

где $\left(u_\varphi\right)_i$, $\left(u_\varphi\right)_c$ – тангенциальные составляющие скорости частиц i-й компоненты твердой фазы и единичного объема суспензии, м/с.

Для расчета гидродинамических параметров суспензии воспользуемся методом контрольных объемов [12]. Согласно этому методу исследуемая область турбулентного течения разбивается на отдельные контрольные объемы, грани которых формируют ячейки неструктурированной сетки. Значения гидродинамических параметров определяют в средних и граничных точках треугольных ячеек (рис. 2).

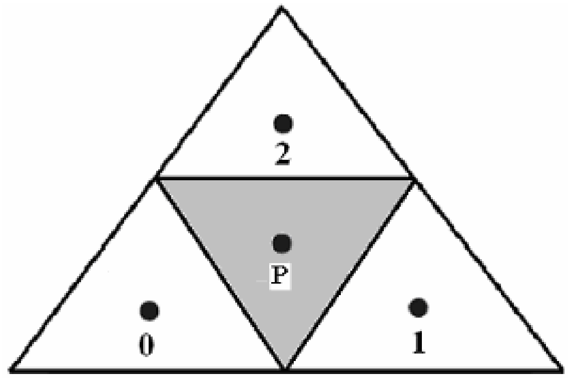
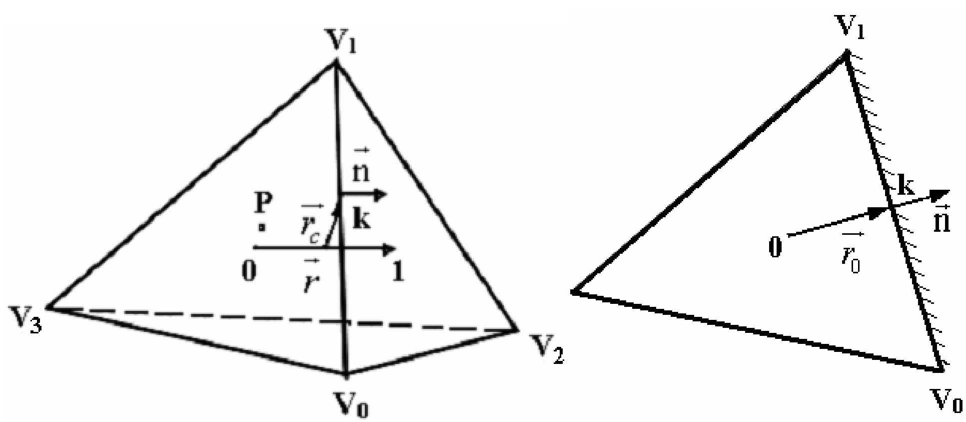


Рис. 2. Расположение ячеек неструктурированной сетки:
0, 1, 2 – средние точки соседних ячеек;
P – средняя точка контрольной ячейки

Между значениями гидродинамических параметров суспензии, определяемых в средних точках соседних ячеек, существует внутренняя и поверхностная дискретные связи. Эти связи используются при построении дискретных аналогов уравнений осредненного турбулентного движения двухфазной среды [12] (рис. 3).



а б

Рис. 3. Схемы дискретных связей (а – внутренняя, б – поверхностная) между соседними ячейками контрольного объема; V_0, V_1, V_2, V_3 – вершины контрольного объема; 0, 1, 2 – средние точки соседних ячеек (точка 2 на рисунке не показана); P – центр контрольного объема; k – граничная точка; $\vec{n}$ – единичный вектор внешней нормали к грани контрольного объема (ячейки); $\vec{r}_c$ – вектор, соединяющий центр отрезка 01 с точкой k; $\vec{r}$ – вектор, соединяющий средние точки 0 и 1; $\vec{r}_0$ – вектор, соединяющий точки 0 и k

Свяжем размеры мелких и крупных ячеек неструктурированной сетки с максимальным диаметром тонких и крупных твердых частиц. Учитывая, что твердые частицы располагаются внутри ячеек, примем максимальный диаметр тонких и крупных частиц равным $100 \cdot 10^{-6}$ и $1500 \cdot 10^{-6}$ м соответственно. Тогда длины сторон мелких и крупных ячеек неструктурированной сетки равны $170 \cdot 10^{-6}$ и $2600 \cdot 10^{-6}$ м.

Построим в рассматриваемой области двухмерного турбулентного течения суспензии в межпластинчатом канале гидроциклона (например, для ГЦ-75) неструктурированную сетку, состоящую из 484 крупных и 1452 мелких ячеек. Значения безразмерных гидродинамических параметров суспензии, определяемых в ячейках неструктурированной сетки, обозначим чертой вверху, а индексом j – их проекции на оси координат.

При определении поля концентраций и давлений воспользуемся соотношением для градиента скалярной функции $\Psi\,(x, y)$ [15]

$$\nabla\Psi(x,y) \equiv \operatorname{grad}\Psi(x,y) = \frac{\partial\Psi}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial\Psi}{\partial y}\vec{j},$$

где ∇ – символический вектор-оператор.

Для определения градиента скалярной функции в ячейках неструктурированной сетки можно использовать приближенное соотношение [12]

$$\nabla\Psi(x,y) \equiv \operatorname{grad}\Psi(x,y) \approx \Omega^{-1}\left(\sum_N \Psi_f \Delta y - \sum_N \Psi_f \Delta x\right),$$

где Ω – суммарная площадь граней контрольного объема, м^2; Δx, Δy – проекции сторон ячеек на оси координат $0X$ и $0Y$, м; N – число ячеек контрольного объема; $\Psi_f = 0{,}5(\Psi_p + \Psi_n)$ – среднее значение скалярной функции, определяемое по ее значениям в контрольной Ψ_p и соседней Ψ_n ячейках.

Значения гидродинамических параметров в средних точках ячеек неструктурированной сетки отличаются между собой на величину поправки (приращения), которая представляет собой изменение рассматриваемого параметра вдоль вектора $\vec{r}$ (рис. 3, а) и имеет геометрический смысл. Отличие между значениями гидродинамических параметров в средних и граничных точках ячеек заключается в величине поправки, определяемой вдоль вектора $\vec{r}_0$ (рис. 3, б). Аналогичный смысл имеет поправка, определяемая в направлении вектора $\vec{r}_c$ (рис. 3, а).

Векторы $\vec{r}$, $\vec{r}_c$ характеризуют внутреннюю дискретную связь между соседними ячейками контрольного объема, а вектор $\vec{r}_0$ − внешнюю дискретную связь.

Выражения для производных векторной функции в проекциях на оси координат, определяемой в ячейках неструктурированной сетки, имеют вид [12]:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \overline{\varphi}_j}{\partial \overline{x}_i} = \beta \dfrac{\overline{\varphi}_{j,1} - \overline{\varphi}_{j,0}}{|\vec{r}|} + \nabla \overline{\varphi}_j \left(\vec{\mathrm{n}} - \beta \vec{r} \right); \\ \dfrac{\partial \overline{\varphi}_j}{\partial \overline{t}} = \beta \dfrac{\overline{\varphi}_{j,1} - \overline{\varphi}_{j,0}}{\Delta \overline{t}} + \nabla \overline{\varphi}_j \left(\vec{\mathrm{n}} - \beta \Delta \overline{t} \right), \end{cases}$$

где $\overline{\varphi}_{j,0}$, $\overline{\varphi}_{j,1}$ – значения векторной функции, определяемые в средних точках 0 и 1; $\Delta \overline{t}$ – заданный промежуток времени; β – коэффициент, учитывающий изменение размеров ячеек неструктурированной сетки [12]; $\nabla \overline{\varphi}_j$ – поправка на величину векторной функции $\overline{\varphi}_j$ по нормали к поверхности ячейки.

Уравнение импульсов для контрольной ячейки неструктурированной сетки следующее

$$A_P \overline{u}_{j,p} = \sum_N \left(A_n \overline{u}_{j,n} + G_{j,n} \right),$$

где $\overline{u}_{j,p}$, $\overline{u}_{j,n}$ – скорости суспензии в контрольной и соседних ячейках; A_p, A_n – коэффициенты, определяющие обмен импульсом между контрольной и соседней ячейками [5, 12]; $G_{j,n}$ – коэффициент, соответствующий скорости $\overline{u}_{j,n}$ [12].

Скорость суспензии в граничной точке (точка k на рис. 3) определяется следующим образом.
Для поверхностной дискретной связи

$$\overline{u}_{j,f} = \overline{u}_{j,0} + \nabla \overline{u}_{j,0} \vec{r_0},$$

где $\overline{u}_{j,0}$ – скорость суспензии в точке 0; $\nabla \overline{u}_{j,0} \vec{r_0}$ – поправка на величину скорости $\overline{u}_{j,0}$.

Для внутренней дискретной связи

$$\overline{u}_{j,f} = \overline{u}_{j,c} + \nabla \overline{u}_{j,c} \vec{r_c},$$

где $\overline{u}_{j,c} = 0{,}5\left(\overline{u}_{j,0} + \overline{u}_{j,1} \right)$ – скорость суспензии в центре отрезка 01; $\overline{u}_{j,1}$ – скорость суспензии в точке 1; $\nabla \overline{u}_{j,c} \vec{r_c}$ – поправка на величину скорости $\overline{u}_{j,c}$.

Сила давления суспензии на поверхности ячейки

$$\overline{f}_{j,n} = \overline{p}_f \vec{\mathrm{n}} \overline{S},$$

где $\overline{S}$ – площадь поверхности ячейки, м^2; $\overline{p}_f$ – давление суспензии в граничной точке, определяемое как:

$$\overline{p}_f = \overline{p}_c + \nabla \overline{p}_c \vec{r}_c ,$$

где $\overline{p}_c = 0{,}5\left(\overline{p}_0 + \overline{p}_1\right)$ – давление суспензии в центре отрезка 01 (рис. 3,а); $\overline{p}_0$, $\overline{p}_1$ – давления суспензии в точках 0 и 1; $\nabla \overline{p}_c \vec{r}_c$ – поправка на величину давления $\overline{p}_c$.

Средний массовый расход суспензии через поверхность ячейки

$$\overline{Q}_n = \overline{\rho}_n \overline{u}_{j,f} \overline{S}\vec{\mathrm{n}} - a_s\left[\overline{p}_1 - \overline{p}_0 - \nabla \overline{p}_c \vec{r}\right],$$

где $\overline{\rho}_n$ – плотность суспензии на входе в ячейку; a_s – коэффициент, определяемый в ячейке [12].

Давление суспензии на поверхности ячейки

$$\overline{p}_n = \overline{p^*}_n + a_p \overline{p'}_n , \tag{10}$$

где $\overline{p^*}_n$ – предварительно полученная величина давления; $\overline{p'}_n$ – поправка на величину давления $\overline{p^*}_n$; a_p = 0,1 – 0,3 – коэффициент, характеризующий изменение поправки $\overline{p'}_n$ [12].

Средний массовый расход суспензии, определяемый по предварительно полученной величине $\overline{Q^*}_n$,

$$\overline{Q}_n = \overline{Q^*}_n + a_s\left[\overline{p'}_0 - \overline{p'}_1\right], \tag{11}$$

где $\overline{p'}_0$ и $\overline{p'}_1$ – поправки на величины давлений $\overline{p}_0$ и $\overline{p}_1$.

Поправка на величину скорости в граничной точке

$$\overline{u'}_{j,f} = -\frac{a_s}{2\overline{\rho}_n \overline{S}}\left[\overline{p'}_1 - \overline{p'}_0\right]\vec{\mathrm{n}} .$$

Тогда по аналогии с выражением (10) соотношение для скорости в граничной точке можно представить так:

$$\overline{u}_{j,f} = \overline{u^*}_{j,f} + a_u \overline{u'}_{j,f} ,$$

где $\overline{u^*}_{j,f}$ – предварительно полученная величина скорости; $\overline{u'}_{j,f}$ – поправка на величину скорости $\overline{u^*}_{j,f}$; a_u – коэффициент, характеризующий изменение поправки $\overline{u'}_{j,f}$ [12].

Соотношение для объемной концентрации твердых частиц в ячейке можно представить как:

$$\overline{C}_n = \overline{C^*}_n + a_c \overline{C'}_n , \qquad (12)$$

где $\overline{C^*}_n$ – предварительно полученная величина объемной концентрации твердых частиц; $\overline{C'}_n$ – поправка на величину объемной концентрации $\overline{C^*}_n$; a_c – коэффициент, характеризующий изменение поправки $\overline{C'}_n$ [12].

После подстановки выражения (12) в (6) определяют соответствующие значения плотности $\overline{\rho}_n$ и динамической вязкости $\overline{\mu}_n$ суспензии в ячейке.

Рассмотрим в качестве единичного объема суспензии V_c величину контрольного объема неструктурированной сетки $V_{i,\,p}$. Тогда с учетом уравнений (8), (11) для относительной величины результирующей объемных сил, действующих на контрольный объем суспензии получим

$$\overline{F}_{i,p} = \overline{\overline{\rho}_n \overline{g}_j} \approx \frac{\overline{Q}_n \overline{g}_j}{\overline{u}_{j,f} \overline{S}} ,$$

С учетом формулы (5) соотношения для коэффициентов турбулентной диффузии в ячейке можно представить следующим образом:

$$\begin{cases} \left(\overline{D_t}\right)_n = 3^{-1} \overline{u}_{j,f} \overline{\lambda}_n \overline{I}_n ; \\ \left(\overline{D_m}\right)_n = \dfrac{\overline{\lambda}_n \overline{I}_n \overline{u}_{j,f}}{3\left(1 + \dfrac{\overline{I}_n \overline{u}_{j,f} \overline{d_m}^2 \overline{\rho_m}}{18 \overline{\lambda}_n \overline{\mu}_n}\right)} ; \\ \left(\overline{D_k}\right)_n = -\dfrac{\overline{\lambda}_n^3 \overline{\rho}_n \overline{I}_n^2 \overline{u}_{j,f}^2}{54 \overline{d_k} \overline{\mu}_n} . \end{cases}$$

Конвективное граничное условие для неустановившегося потока суспензии

$$\frac{\partial \overline{\mathrm{u}}}{\partial \overline{t}} + \overline{U} \frac{\partial \overline{\mathrm{u}}}{\partial \mathrm{n}} = 0 ,$$

где $\overline{U}$ – результирующая скорость суспензии на входе в ячейку; $\overline{\mathrm{u}}$ – скорость суспензии по нормали к поверхности ячейки; $\overline{t}$ – время.

Величина $\overline{U}$ используется при экстраполировании составляющих скорости суспензии в точке R_1, которая расположена таким образом, что вектор $\overrightarrow{0R_1}$ по нормали n соединяет точку R_1 со средней точкой 0 (рис. 4).

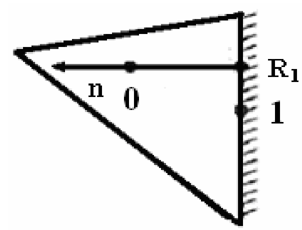


Рис. 4. Схема экстраполяции границы ячейки:
R_1, 1 – граничные точки; 0 – средняя точка; n – нормаль к границе ячейки

При осесимметричном винтовом движении скорость U суспензии в цилиндрической системе координат можно характеризовать тремя составляющими [15]:

$$\begin{cases} u_z = -\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial U}{\partial r}; \\ u_r = \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial U}{\partial z}; \\ u_\varphi = \dfrac{1}{r}C(U), \end{cases} \tag{13}$$

где $C(U)$ – некоторая функция переменной скорости U.

Известно, что

$$\begin{cases} \left(\operatorname{rot}\vec{U}\right)_r = -\dfrac{dC}{dU}u_r; \\ \left(\operatorname{rot}\vec{U}\right)_z = -\dfrac{dC}{dU}u_z. \end{cases} \tag{14}$$

Согласно Дж. Бетчелору, радиальные и вертикальные составляющие векторов $\operatorname{rot}\vec{U}$ и $\vec{U}$ пропорциональны.

Движение суспензии, для которого $\operatorname{rot}\vec{U} = -\dfrac{dC}{dU}u$, т.е. дополнительно к условию (13), принимает вид $\left(\operatorname{rot}\vec{U}\right)_\varphi = -\dfrac{dC}{dU}u_\varphi$, что подтверждает винтовой характер течения. По О.Ф. Васильеву, для однородного винтового движения $\dfrac{dC}{dU} = K_0 = \text{const}$. Поэтому можно считать, что $C = K_0U$, тогда

$$\frac{\partial u_z}{\partial z} - \frac{\partial u_r}{\partial r} = \left(\mathrm{rot}\,\vec{U}\right)_\varphi = -Ku_\varphi .$$

С учетом выражения (14) получим

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} - \frac{1}{r}\frac{\partial U}{\partial r} + K^2 U = 0. \qquad (15)$$

Для определения вектора скорости $\vec{U}$ необходимо найти функцию U (r, z), решая краевую задачу для уравнения (15), а затем вычислить u_z, u_r, u_φ из (13). При этом следует признать, что допущения об однородности винтового движения суспензии в гидроциклоне некорректны.

Граничные условия для турбулентного потока суспензии в межпластинчатом канале можно представить в следующем виде [4]:

по линии раздела разрыхленного и перечистного слоев суспезии в гидроциклоне

$$\bar{u}_{j,f} = \left(\bar{u}_h\right)_j,\ \bar{C}_n = \left(\bar{C}_h\right)_n,\ \bar{p}_n = \left(\bar{p}_h\right)_n,\ \bar{\rho}_n = \left(\bar{\rho}_h\right)_n,\ \bar{\mu}_n = \left(\bar{\mu}_h\right)_n,$$
$$\left(\overline{D_t}\right)_n = \bar{D}_{1,n},\ \left(\overline{D_m}\right)_n = \bar{D}_{2,n},\ \left(\overline{D_k}\right)_n = \bar{D}_{3,n},\ \bar{Q}_n = \left(\bar{Q}_h\right)_n,\ \bar{F}_{j,p} = \left(\bar{F}_h\right)_j;$$

на дне канала

$$\bar{u}_{j,f} = \left(\bar{u}_0\right)_j,\ \bar{C}_n = \left(\bar{C}_0\right)_n,\ \bar{p}_n = \left(\bar{p}_0\right)_n,\ \bar{\rho}_n = \left(\bar{\rho}_0\right)_n,\ \bar{\mu}_n = \left(\bar{\mu}_0\right)_n,\ \left(\overline{D_t}\right)_n = \bar{D}_{4,n},$$
$$\left(\overline{D_m}\right)_n = \bar{D}_{5,n},\ \left(\overline{D_k}\right)_n = \bar{D}_{6,n},\ \bar{Q}_n = \left(\bar{Q}_0\right)_n,\ \bar{F}_{j,p} = \left(\bar{F}_0\right)_j.$$

Начальные условия, заданные на входе в межпластинчатый канал [4]:

$$\bar{u}_{j,f} = \left(\bar{u}_\varepsilon\right)_j;\ \bar{C}_n = \left(\bar{C}_\varepsilon\right)_n;\ \bar{p}_n = \left(\bar{p}_\varepsilon\right)_n;\ \bar{\rho}_n = \left(\bar{\rho}_\varepsilon\right)_n;\ \bar{\mu}_n = \left(\bar{\mu}_\varepsilon\right)_n;\ \left(\overline{D_t}\right)_n = \bar{D}_{7,n};$$
$$\left(\overline{D_m}\right)_n = \bar{D}_{8,n};\ \left(\overline{D_k}\right)_n = \bar{D}_{9,n};\ \bar{Q}_n = \left(\bar{Q}_\varepsilon\right)_n;\ \bar{F}_{j,p} = \left(\bar{F}_\varepsilon\right)_j.$$

Трехмерное вихревое течение суспензии в цилиндроконической части гидроциклона. В целях упрощения расчета построим две неструктурированные сетки. Первая сетка строится в поперечном сечении цилиндрической части гидроциклона (например, для ГЦ-75) и состоит из 4284 крупных и 16065 мелких ячеек, а вторая – в продольном сечении цилиндроконической части гидроциклона и состоит из 7632 крупных и 22896 мелких ячеек. Связь между расчетными значениями гидродинамических параметров суспензии, определяемых в ячейках неструктурированных сеток, осуществляется через их значения в граничных точках ячеек вдоль радиальной координаты r.

Проекции сторон ячеек в продольном сечении гидроциклона (координатная плоскость r0z) строятся вдоль осей координат 0r и 0z, а в поперечном сечении (координатная плоскость r0φ) они определяются посредством наложения декартовой системы координат $x_1 0 y_1$ (рис. 5).

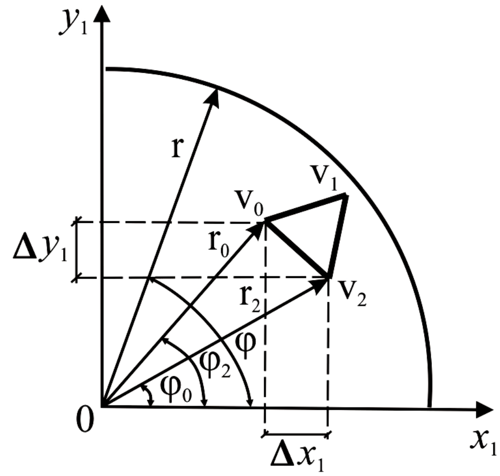


Рис. 5. Схема для определения проекций сторон ячеек неструктурированной сетки в поперечном сечении гидроциклона: r, φ – радиальная и тангенциальная координаты; V_0,V_1,V_2 – вершины ячейки; r_0, r_2 – радиальные координаты вершин V_0 и V_2; φ_0, φ_2 – тангенциальные координаты вершин V_0 и V_2; Δx_1, Δy_1 – проекции стороны ячейки V_0V_2 на оси координат $0x_1$ и $0y_1$

Соотношения между декартовыми и цилиндрическими координатами имеют вид [16]:

$$\begin{cases} x = \mathrm{r}\cos\varphi; \\ y = \mathrm{r}\sin\varphi; \\ z = \mathrm{z}. \end{cases} \tag{16}$$

Согласно рис. 5 и соотношениям (16) проекции стороны ячейки V_0V_2 определяются как:

$$\begin{cases} \Delta x_1 = \mathrm{r}_2\cos\varphi_2 - \mathrm{r}_1\cos\varphi_1; \\ \Delta y_1 = \mathrm{r}_1\sin\varphi_1 - \mathrm{r}_2\sin\varphi_2. \end{cases}$$

Тогда соотношения для определения градиентов скалярной функции в поперечном и продольном сечениях гидроциклона можно записать в виде:

$$\begin{cases} \nabla\Psi(x_1, y_1) \equiv \operatorname{grad}\Psi(x_1, y_1) \approx \Omega_q^{-1}\left(\sum_N \Psi_f \Delta y_1 - \sum_N \Psi_f \Delta x_1\right); \\ \nabla\Psi(\mathrm{r}, \mathrm{z}) \equiv \operatorname{grad}\Psi(\mathrm{r}, \mathrm{z}) \approx \Omega_q^{-1}\left(\sum_N \Psi_f \Delta \mathrm{z} - \sum_N \Psi_f \Delta \mathrm{r}\right), \end{cases}$$

где Ω_q – суммарная площадь граней контрольного объема в цилиндрической системе координат, м^2; Δr, Δz – проекции сторон ячеек на оси координат 0r и 0z.

Соотношения для производной векторной функции и гидродинамических параметров суспензии в ячейках неструктурированных сеток определяются как и для случая турбулентного движения суспензии в межпластинчатом канале гидроциклона.

При определении результирующей объемных сил, действующих на контрольный объем суспензии, используется соотношение (9).

В соответствии с работой [4] запишем граничные условия для вихревого течения суспензии в цилиндроконической части гидроциклона. Гидродинамические параметры суспензии, определяемые в поперечном сечении цилиндрической части гидроциклона, записываются с индексом k = 1, 2 (x_1, y_1), а в продольном сечении его цилиндроконической части – с индексом q = (r, z).
На внешней поверхности сливного патрубка:

$$\bar{u}_{k,f} = \left(\bar{u}_s\right)_k;\ \bar{u}_{q,f} = \left(\bar{u}_s\right)_q;\ \left(\bar{C}_n\right)_k = \left(\bar{C}_s\right)_k;\ \left(\bar{C}_n\right)_q = \left(\bar{C}_s\right)_q;\ \left(\bar{p}_n\right)_k = \left(\bar{p}_s\right)_k;\ \left(\bar{p}_n\right)_q = \left(\bar{p}_s\right)_q;$$

$$\left(\bar{\rho}_n\right)_k = \left(\bar{\rho}_s\right)_k;\ \left(\bar{\rho}_n\right)_q = \left(\bar{\rho}_s\right)_q;\ \left(\bar{\mu}_n\right)_k = \left(\bar{\mu}_s\right)_k;\ \left(\bar{\mu}_n\right)_q = \left(\bar{\mu}_s\right)_q;\ \left(\bar{D}_t\right)_{k,n} = \bar{D}_{k,10};$$

$$\left(\overline{D_m}\right)_{k,n} = \bar{D}_{k,11};\ \left(\bar{D}_k\right)_{k,n} = \bar{D}_{k,12};\ \left(\bar{D}_t\right)_{q,n} = \bar{D}_{q,13};\ \left(\overline{D_m}\right)_{q,n} = \bar{D}_{q,14};\ \left(\bar{D}_k\right)_{q,n} = \bar{D}_{q,15};$$

$$\left(\bar{Q}_n\right)_k = \left(\bar{Q}_s\right)_k;\ \left(\bar{Q}_n\right)_q = \left(\bar{Q}_s\right)_q;\ \bar{F}_{k,p} = \left(\bar{F}_s\right)_k;\ \bar{F}_{q,p} = \left(\bar{F}_s\right)_q.$$

На поверхности цилиндрической части гидроциклона:

$$\bar{u}_{k,f} = \left(\bar{u}_l\right)_k;\ \bar{u}_{q,f} = \left(\bar{u}_l\right)_q;\ \left(\bar{C}_n\right)_k = \left(\bar{C}_l\right)_k;\ \left(\bar{C}_n\right)_q = \left(\bar{C}_l\right)_q;\ \left(\bar{p}_n\right)_k = \left(\bar{p}_l\right)_k;\ \left(\bar{p}_n\right)_q = \left(\bar{p}_l\right)_q;$$

$$\left(\bar{\rho}_n\right)_k = \left(\bar{\rho}_l\right)_k;\ \left(\bar{\rho}_n\right)_q = \left(\bar{\rho}_l\right)_q;\ \left(\bar{\mu}_n\right)_k = \left(\bar{\mu}_l\right)_k;\ \left(\bar{\mu}_n\right)_q = \left(\bar{\mu}_l\right)_q;\ \left(\bar{D}_t\right)_{k,n} = \bar{D}_{k,16};$$

$$\left(\overline{D_m}\right)_{k,n} = \bar{D}_{k,17};\ \left(\bar{D}_k\right)_{k,n} = \bar{D}_{k,18};\ \left(\bar{D}_t\right)_{q,n} = \bar{D}_{q,19};\ \left(\overline{D_m}\right)_{q,n} = \bar{D}_{q,20};\ \left(\bar{D}_k\right)_{q,n} = \bar{D}_{q,21};$$

$$\left(\bar{Q}_n\right)_k = \left(\bar{Q}_l\right)_k;\ \left(\bar{Q}_n\right)_q = \left(\bar{Q}_l\right)_q;\ \bar{F}_{k,p} = \left(\bar{F}_l\right)_k,\ \bar{F}_{q,p} = \left(\bar{F}_l\right)_q.$$

На поверхности воздушного столба:

$$\overline{u}_{k,f}=\left(\overline{u}_b\right)_k;\ \overline{u}_{q,f}=\left(\overline{u}_b\right)_q;\ \left(\overline{C}_n\right)_k=\left(\overline{C}_b\right)_k;\ \left(\overline{C}_n\right)_q=\left(\overline{C}_b\right)_q;\ \left(\overline{p}_n\right)_k=\left(\overline{p}_b\right)_k;$$
$$\left(\overline{p}_n\right)_q=\left(\overline{p}_b\right)_q;\ \left(\overline{\rho}_n\right)_k=\left(\overline{\rho}_b\right)_k;\ \left(\overline{\rho}_n\right)_q=\left(\overline{\rho}_b\right)_q;\ \left(\overline{\mu}_n\right)_k=\left(\overline{\mu}_b\right)_k;\ \left(\overline{\mu}_n\right)_q=\left(\overline{\mu}_b\right)_q;$$
$$\left(\overline{D_t}\right)_{k,n}=\overline{D}_{k,22};\ \left(\overline{D_m}\right)_{k,n}=\overline{D}_{k,23};\ \left(\overline{D}_k\right)_{k,n}=\overline{D}_{k,24};\ \left(\overline{D}_t\right)_{q,n}=\overline{D}_{q,25};\ \left(\overline{D_m}\right)_{q,n}=\overline{D}_{q,26};$$
$$\left(\overline{D}_k\right)_{q,n}=\overline{D}_{q,27};\ \left(\overline{Q}_n\right)_k=\left(\overline{Q}_b\right)_k;\ \left(\overline{Q}_n\right)_q=\left(\overline{Q}_b\right)_q;\ \overline{F}_{k,p}=\left(\overline{F}_b\right)_k;\ \overline{F}_{q,p}=\left(\overline{F}_b\right)_q.$$

На поверхности соприкосновения перечистного слоя суспензии с внутренними кромками пластин:

$$\overline{u}_{k,f}=\left(\overline{u}_w\right)_k;\ \overline{u}_{q,f}=\left(\overline{u}_w\right)_q;\ \left(\overline{C}_n\right)_k=\left(\overline{C}_w\right)_k;\ \left(\overline{C}_n\right)_q=\left(\overline{C}_w\right)_q;\ \left(\overline{p}_n\right)_k=\left(\overline{p}_w\right)_k;$$
$$\left(\overline{p}_n\right)_q=\left(\overline{p}_w\right)_q;\ \left(\overline{\rho}_n\right)_k=\left(\overline{\rho}_w\right)_k;\ \left(\overline{\rho}_n\right)_q=\left(\overline{\rho}_w\right)_q;\ \left(\overline{\mu}_n\right)_k=\left(\overline{\mu}_w\right)_k;\ \left(\overline{\mu}_n\right)_q=\left(\overline{\mu}_w\right)_q;$$
$$\left(\overline{D_t}\right)_{k,n}=\overline{D}_{k,28};\ \left(\overline{D_m}\right)_{k,n}=\overline{D}_{k,29};\ \left(\overline{D}_k\right)_{k,n}=\overline{D}_{k,30};\ \left(\overline{D}_t\right)_{q,n}=\overline{D}_{q,31};\ \left(\overline{D_m}\right)_{q,n}=\overline{D}_{q,32};$$
$$\left(\overline{D}_k\right)_{q,n}=\overline{D}_{q,33};\ \left(\overline{Q}_n\right)_k=\left(\overline{Q}_w\right)_k;\ \left(\overline{Q}_n\right)_q=\left(\overline{Q}_w\right)_q;\ \overline{F}_{k,p}=\left(\overline{F}_w\right)_k;\ \overline{F}_{q,p}=\left(\overline{F}_w\right)_q.$$

Начальные условия для цилиндрической части гидроциклона [4]:

$$\overline{u}_{k,f}=\left(\overline{u}_\xi\right)_k;\ \overline{u}_{q,f}=\left(\overline{u}_\xi\right)_q;\ \left(\overline{C}_n\right)_k=\left(\overline{C}_\xi\right)_k;\ \left(\overline{C}_n\right)_q=\left(\overline{C}_\xi\right)_q;\ \left(\overline{p}_n\right)_k=\left(\overline{p}_\xi\right)_k;$$
$$\left(\overline{p}_n\right)_q=\left(\overline{p}_\xi\right)_q;\ \left(\overline{\rho}_n\right)_k=\left(\overline{\rho}_\xi\right)_k;\ \left(\overline{\rho}_n\right)_q=\left(\overline{\rho}_\xi\right)_q;\ \left(\overline{\mu}_n\right)_k=\left(\overline{\mu}_\xi\right)_k;\ \left(\overline{\mu}_n\right)_q=\left(\overline{\mu}_\xi\right)_q;$$
$$\left(\overline{D_t}\right)_{k,n}=\overline{D}_{k,34};\ \left(\overline{D_m}\right)_{k,n}=\overline{D}_{k,35};\ \left(\overline{D}_k\right)_{k,n}=\overline{D}_{k,36};\ \left(\overline{D}_t\right)_{q,n}=\overline{D}_{q,37};\ \left(\overline{D_m}\right)_{q,n}=\overline{D}_{q,38};$$
$$\left(\overline{D}_k\right)_{q,n}=\overline{D}_{q,39};\ \left(\overline{Q}_n\right)_k=\left(\overline{Q}_\xi\right)_k;\ \left(\overline{Q}_n\right)_q=\left(\overline{Q}_\xi\right)_q;\ \overline{F}_{k,p}=\left(\overline{F}_\xi\right)_k;\ \overline{F}_{q,p}=\left(\overline{F}_\xi\right)_q.$$

Начальные условия для конической части гидроциклона [4]:

$$\overline{u}_{k,f}=\left(\overline{u}_\chi\right)_k;\ \overline{u}_{q,f}=\left(\overline{u}_\chi\right)_q;\ \left(\overline{C}_n\right)_k=\left(\overline{C}_\chi\right)_k;\ \left(\overline{C}_n\right)_q=\left(\overline{C}_\chi\right)_q;\ \left(\overline{p}_n\right)_k=\left(\overline{p}_\chi\right)_k;$$
$$\left(\overline{p}_n\right)_q=\left(\overline{p}_\chi\right)_q;\ \left(\overline{\rho}_n\right)_k=\left(\overline{\rho}_\chi\right)_k;\ \left(\overline{\rho}_n\right)_q=\left(\overline{\rho}_\chi\right)_q;\ \left(\overline{\mu}_n\right)_k=\left(\overline{\mu}_\chi\right)_k;\ \left(\overline{\mu}_n\right)_q=\left(\overline{\mu}_\chi\right)_q;$$
$$\left(\overline{D_t}\right)_{k,n}=\overline{D}_{k,40};\ \left(\overline{D_m}\right)_{k,n}=\overline{D}_{k,41};\ \left(\overline{D}_k\right)_{k,n}=\overline{D}_{k,42};\ \left(\overline{D}_t\right)_{q,n}=\overline{D}_{q,43};\ \left(\overline{D_m}\right)_{q,n}=\overline{D}_{q,44};$$
$$\left(\overline{D}_k\right)_{q,n}=\overline{D}_{q,45};\ \left(\overline{Q}_n\right)_k=\left(\overline{Q}_\chi\right)_k;\ \left(\overline{Q}_n\right)_q=\left(\overline{Q}_\chi\right)_q;\ \overline{F}_{k,p}=\left(\overline{F}_\chi\right)_k;\ \overline{F}_{q,p}=\left(\overline{F}_\chi\right)_q.$$

Блок-схема программы расчета гидродинамических параметров суспензии в противоточном гидроциклоне с перечисткой представлена на рис. 6. На первом этапе расчета в момент времени $\overline{t}$ определяются значения гидродинамических параметров вихревого потока суспензии в поперечном сечении цилиндрической части гидроциклона. Далее с учетом соотношений для дискретных связей между соседними ячейками неструктурированной сетки проводится расчет гидродинамических параметров в продольном сечении цилиндроконической части гидроциклона.

После выполнения условий сходимости переходят к временному шагу $\overline{t} + \Delta\overline{t}$. Вблизи входа в межпластинчатый канал значения гидродинамических параметров суспензии в ячейках неструктурированной сетки, построенной в продольном сечении гидроциклона, используются при составлении начальных условий для расчета двухмерного турбулентного потока суспензии в канале. Аналогичным образом поступают при задании граничных условий по линии раздела разрыхленного и перечистного слоев суспензии. Указанная процедура необходима для стыковки рассматриваемых областей турбулентного течения суспензии. Значения гидродинамических параметров плоского турбулентного потока суспензии в межпластинчатом канале определяются в соответствии с блок-схемой (рис. 6).

Рис. 6. Блок-схема программы расчета гидродинамических параметров суспензии в противоточном гидроциклоне с перечисткой

При расчете гидродинамических параметров суспензии в противоточном гидроциклоне с перечисткой методом контрольных объемов использовался специализированный пакет программ STAR-CD [5]. Пакет реализован на языке ФОРТРАН [16], а построение неструктурированной сетки выполнено на основе метода схлопывания граней [11].

Вывод и направления дальнейших исследований

Погрешность результатов расчета гидродинамических параметров суспензии в противоточном гидроциклоне с перечисткой и без нее методом контрольных объемов по сравнению с экспериментальными данными [6, 7] составляет не более 8%. Это позволяет рекомендовать данный метод для расчета гидродинамических параметров сепарационных аппаратов по крупности и плотности зернистых материалов.

В дальнейших исследованиях рассмотренный метод расчета гидродинамических параметров планируется применить для прямоточных гидроциклонов.

Список литературы

1. **Елизарова Т.Г.** Лекции. Математические модели и численные методы в динамике жидкости и газа. Подходы, основанные на системах квазигазодинамических и квазигидродинамических уравнений [Текст] / Т.Г. Елизарова. – М.: МГУ, 2006. – 224 с.

2. **Фортье А.** Механика суспензий [Текст] / А. Фортье – М.: Мир, 1971. – 264 с.

3. **Кривощеков В.И.** Кинетический подход к выводу уравнений движения двухфазной среды в сепарационных аппаратах [Текст] / В.И. Кривощеков // Обогащение руд. – 2001. – №6. – С. 23-26.

4. **Кривощеков В.И.** Турбулентно-диффузионная модель гидроциклона с перечисткой в его конической части [Текст] / В.И. Кривощеков // Збагачення корисних копалин: Наук.-техн. зб. – 2009. – Вип. 36(77)-37(78). – С. 90-103.

5. **Приходько А.А.** Компьютерные технологии в аэрогидродинамике и тепломассообмене [Текст] / А.А. Приходько. – К.: Наук. думка, 2003. – 379 с.

6. **Поваров А.И.** Гидроциклоны на обогатительных фабриках [Текст] / А.И. Поваров. – М.: Недра, 1978. – 232 с.

7. **Акопов М.Г.** Основы обогащения углей в гидроциклонах [Текст] / М.Г. Акопов. – М.: Недра, 1967. – 178 с.

8. **Иевлев В.М.** Численное моделирование турбулентных течений [Текст] / В.М. Иевлев. – М.: Наука, 1990. – 216 с.

9. **Шеретов Ю.В.** Математические модели гидродинамики: Учеб. пособие [Текст] / Ю.В. Шеретов. – Тверь: Тверской гос. ун-т, 2004. – 80 с.

10. **Роуч П.** Вычислительная гидродинамика [Текст] / П. Роуч. – М.: Мир, 1980. – 618 с.

11. **Волков К.Н.** Применение метода контрольного объема для решения задач механики жидкости и газа на неструктурированных сетках [Текст] / К.Н. Волков // Вычислительные методы и программирование. – 2005. – Т. 6. – С. 43-60.

12. Numerical predictions of low Reynolds number flows over two tandem circular cylinders [Text] **/ B. Sharman, F. S. Lien, L. Davidson and C. Norberg** // International journal for numerical methods in fluids**.** Mechanics of liquids 2005; 47: P. 423-447.

13. **Елизарова Т.Г.** Численное моделирование течения вязкой несжимаемой жидкости в кубической каверне [Текст] / Т.Г. Елизарова, О.Ю. Милюкова // ЖВМ и МФ. – 2003. – Т.43, № 3. – С. 453-456.

14. **Кривощеков В.И.** Определение коэффициента диффузии твердых частиц в турбу-

лентном потоке суспензии [Текст] / В.И. Кривощеков // Збагачення корисних копалин: Наук.-техн. зб. – 1999. – Вип. 4 (45). – С. 77-78.

15. **Лойцянский Л.Г.** Механика жидкостей и газа [Текст] / Л.Г. Лойцянский. – М.: Наука, 1970. – 906 с.

16. **Бартеньев О.В.** Современный Фортран [Текст] / О.В. Бартеньев. – М.: Диалог-МИФИ, 2000. – 448 с.

Надійшла до редколегії 04.10.2010 р.
Рекомендовано до публікації д.т.н. Б.О. Блюсом