ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ДИСПЕРСНЫХ ПОТОКОВ В ДВУХСТУПЕНЧАТЫХ ВОЗДУХООЧИСТИТЕЛЯХ

И.Х. Еникеев

Московский политехнический университет
107023, Москва, Россия

Работа посвящена распространению метода крупных частиц для расчёта течения четырёхфазных сред в каналах сложной формы, моделирующих форму двухступенчатого соплового воздухоочистителя. Исследована гидродинамическая структура потока в широком диапазоне изменения определяющих параметров невозмущенного потока. Особое внимание уделено режимам движения газодисперсных потоков в криволинейных каналах с большим массовым содержанием дисперсной фазы во входном сечении канала.

В настоящей статье движения газодисперсных потоков рассмотрено на основе взаимопроникающих континуумов, основы теории которой изложены в работе [1]. Математическая модель движения газа и частиц в рамках этого подхода представляет из себя сложную нелинейную систему уравнений в частных производных. В силу того, что в рамках этого подхода исходная система уравнений рассматривается в отсутствие каких-либо упрощающих предположений о структуре потока в исследуемой области, то получение каких-либо аналитических решений возможно только для узкого круга модельных задач, не описывающих в полном объеме всю картину течения в рассматриваемой области. Поэтому единственным методом, с помощью которого реализуется интегрирование исходных уравнений в полной постановке, являются численные методы. В данной статье для интегрирования уравнений был использован метод крупных частиц [2].

Постановка задачи и математическая модель течения. Рассмотрим движение четырёхфазной среды, состоящей из несущего сжимаемого газа и монодисперсных твёрдых частиц в канале с радиусом входного сечения R, моделирующем работу двухступенчатого воздухоочистителя, принципиальная схема работы которого приведена на рис. 1.

В качестве 1-ой фазы будем рассматривать несущий газ, 2-ой фазы – фракцию падающих частиц, т.е. частиц, летящих к боковой поверхности канала, 3-ей фазы – фракцию частиц, отскочивших от боковой поверхности канала и 4-ой фазы – фракцию частиц, отскочивших от внутренней стенки канала, расположенной вдоль оси симметрии канала. Так как между частицами разных фракций возникают столкновения, приводящие к обмену импульсом между частицами различных фаз, то изменяются скорости как падающих, так и отражённых частиц. Это приводит к необходимости вводить в рассмотрение эффективную силу взаимодействия между частицами. Следует отметить, что учёт столкновений между частицами разных фракций приводит к хаотизации движения частиц, а значит и к появлению дополнительных членов в уравнениях импульса и энергии для частиц и дополнительной фазы частиц, расположенной вблизи стенок канала, с некоторой внутренней энергией хаотического движения и почти нулевой макроскопической скоростью. Учёт этих слагаемых и дополнительной фазы частиц существенно усложняют систему уравнений: возникают дополнительные, заранее неизвестные параметры. Поэтому в данной работе хаотизация частиц при столкновениях не учитывалась. Примем ось симметрии канала за ось OX цилиндрической системы координат (X, Y, φ).Уравнения, описывающие движение данной среды в рамках модели взаимопроникающих континуумов будут иметь вид:

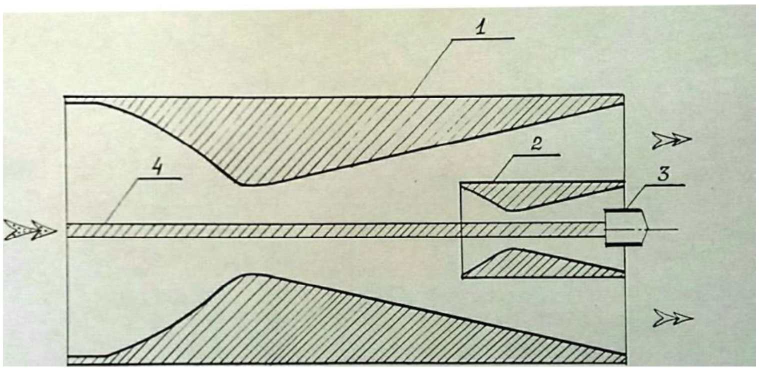

Рис.1. Схема работы двухступенчатого соплового воздухоочистителя
с центральным отводом пыли.
1 – корпус первой ступени, 2 – корпус 2 – ой ступени, 3 – пылеприемник,
4 – перегородка

$$
\begin{aligned}
&\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + div \rho_i \vec{v}_i = 0 \\
&\frac{\partial \rho_i \vec{v}_i}{\partial t} + \nabla^k (\rho_i v_i^k \vec{v}_i) = (\delta - 1)\nabla p + \vec{f}_{ij} \\
&\sum_{i=1}^{n} [\frac{\partial \rho_i E_i}{\partial t} + div(\rho_i E_i + (1-\delta)p)\vec{v}_i] = 0 \\
&\frac{\partial \rho_i e_i}{\partial t} + div \rho_i e_i \vec{v}_i = q_{1i} + \vec{f}_{ij}(\vec{v}_i - \vec{v}_j)
\end{aligned}
\qquad (1)
$$

где $\delta = \begin{cases} 0, i = 1 \\ 1, i \neq 1 \end{cases}$, нижний индекс $i \neq j$; i,j = 1,2,3,4 относится, соответственно, к параметрам газа и соответствующих фракций частиц; $\rho_i, \vec{v}_i, e_i, E_i, p$ - приведенная плотность, вектор скорости, внутренняя и полная энергия i –ой фазы, давление в газе, $\vec{f}_{ij}$ - интенсивность силового взаимодействия между фазами, а q_{1i} - теплообмен между газом и частицами разных фракций. Как показано в работе[1] при $\frac{\rho_1^0}{\rho_2^0} \langle\langle 1$ основной вклад в выражение для силового взаимодействия фаз дает сила трения между газовой и дисперсной фазой [3, 4].Для интегрирования уравнений движения необходимо задать граничные и начальные условия. Предполагалось, что левая граница области, откуда происходит истечение газодисперсного потока расположена достаточно далеко. Тогда при x -> -oo реализуется течение без динамического (по скорости) и теплового (по температуре) отставания частиц, с вертикальными составляющими скоростей газа и частиц равными нулю. В этом случае можно считать справедливым выполнение условия однородности потока [5, 6], т.е. считать, что выполнено условие:

$$\frac{\partial v_1^{(x)}}{\partial x} = 0.$$

Предполагалось также, что течение смеси на этом участке является изоэнтропическим и изоэнтальпическим, т.е. $H_0 = const$, $S = const$. Также считалось, что приведенная плотность второй фазы на этом участке канала являлась величиной заданной. При проведении расчетов эти граничные условия сносились в сечение x=-2. На боковых стенках для газа выполняется условие непротекания, а для частиц - условие нормального отражения с коэффициентом отражения k^n $(\nu_s^{(\tau)} = \nu_e^{(\tau)}, \nu_s^{(n)} = -k^{(n)}\nu_e^{(n)}$. На выходе из канала в качестве граничных условий для газа использовались соотношения, полученные для одномерного изоэнтропического истечения газа из сопла [7].

В качестве начальных данных использовались параметры невозмущенного потока в сечении x = -2, с $F_{1l} = 0$ и $q_{1l} = 0$. При интегрировании системы уравнений конечно-разностным методом в криволинейной области, происходит замена непрерывной области на сеточную. Непосредственная замена приводит к появлению вблизи границы области нерегулярных узлов (или расчетных ячеек). В этом случае для постановки граничных условий в слое нерегулярных расчетных ячеек в методе крупных частиц вводят в рассмотрение дробные ячейки [8]. Практика проведения расчетов с использованием дробных ячеек показала, что этот алгоритм является достаточно громоздким, особенно в случае, когда число Маха невозмущённого потока $M_0 \ll 1$. Поэтому целесообразней ввести такие новые переменные $\xi = \xi(x,y)$, $\eta = \eta(x,y)$, в которых криволинейная область становится прямоугольной. В работах [5, 6] показано, что, если при таком преобразовании якобиан преобразования $I = D(\xi,\eta)/D(x,y)$ существует и не обращается в нуль ни в одной точке области, то дивергентная форма уравнений(1) сохраняется. При помощи замены независимых переменных $x = x$,

$$\xi = \frac{-G(x)}{F(x) - G(x)},$$

где F(x) и G(x) –уравнения верхней и нижней границы канала, криволинейная область переходит в прямоугольную

$$N\ (0 \le x \le 1,\ 0 \le \xi \le 1).$$

Уравнения движения, записанные в переменных (x, ξ) имеют вид:

$$\frac{\partial \rho_i \varepsilon^2 \xi}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i \varepsilon^2 \xi}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i U_i \varepsilon \xi}{\partial \xi} = 0$$

$$\frac{\partial \rho_i u_i \varepsilon^2 \xi}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i^2 \varepsilon^2 \xi}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i u_i U_i \varepsilon \xi}{\partial \xi} = (1-\delta)(-\frac{\partial p \varepsilon \xi}{\partial x} + \frac{\partial p \varepsilon' \varepsilon \xi}{\partial \xi}) + \varepsilon^2 \xi f_{ij}^x$$

$$\frac{\partial \rho_i v_i \varepsilon^2 \xi}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i v_i u_i \varepsilon^2 \xi}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i v_i U_i \varepsilon \xi}{\partial \xi} = (\delta - 1)\varepsilon \xi \frac{\partial p}{\partial \xi} + \varepsilon^2 \xi f_{ij}^y \qquad (3)$$

$$\sum_{i=1}^{n} \left\{ \frac{\partial \rho_i E_i \varepsilon^2 \xi}{\partial t} + \frac{\partial [\rho_i E_i + (1-\delta)p]\varepsilon^2 \xi u_i}{\partial x} + \frac{\partial [\rho_i E_i + (1-\delta)p]\varepsilon \xi U_i}{\partial \xi} \right\} = 0$$

$$\frac{\partial \rho_j e_j \varepsilon^2 \xi}{\partial t} + \frac{\partial \rho_j e_j u_j \varepsilon^2 \xi}{\partial x} + \frac{\partial \rho_j e_j U_j \varepsilon \xi}{\partial \xi} = \varepsilon^2 \xi [q_{1j} + \frac{1}{2} \vec{f}_{ij} (\vec{v}_i - \vec{v}_j)] .$$

Здесь ε =F(x)-G(x); $U_i = v_i - u_i \xi \varepsilon$; u_i, v_i – проекции вектора скорости на оси координат. Система уравнений (3) интегрировалась численно методом крупных частиц с неявным Эйлеровым этапом [8]. Как показано в этой работе, для течений в областях прямоугольной формы при $M_o \ll 1$ на Эйлеровом этапе целесообразно применять неявную по времени разностную схему для вычисления давления. В работе [3] предлагается обобщение метода крупных частиц с неявным Эйлеровым этапом для случая областей сложной формы.

Результаты расчетов ,показали, что начиная сm_{20} = 0.2,где m_{20}–концентрация дисперсной фазы во входном сечении канала, дисперсная фаза оказывает влияние не только на движение газа, но и существенно влияет на движение частиц различных фракций. Так, например, с увеличением m_{20} под действием частиц 2-ой фазы (частиц, попадающих в канал вместе с газом) частицы, отскочившие от боковой стенки канала более интенсивно сносятся в сторону выходного сечения канала, тем самым уменьшая область, в которой расположены частицы, отражённые от поверхности, расположенной вблизи оси симметрии канала. Также выявлено, что наличие частиц, отскочивших от боковой стенки и перегородки корпуса сопла первой ступени приводит к наличию немонотонного распределения параметров дисперсной фазы в проточной части воздухоочистителя.

Выводы. На основе теории взаимопроникающих континуумов создана математическая модель и метод расчета, позволяющие определять характеристики газодисперсных потоков в областях сложной формы. Выявлено, что при движении газовзвесей в проточной части инерционных воздухоочистителях, при больших содержаниях дисперсной фазы во входном сечении сепаратора, частицы, отскочившие от твердых поверхностей первой ступени существенно влияют на структуру потока. В этом случае линии тока как газовой, так и дисперсной фазы из-за силового взаимодействия между фазами, претерпевают значительное искривление в выходной части сепаратора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Nigmatulin R.I.** Fundamentals of mechanics of multiphase media. – M.: Nauka, 1978.
2. **Belotserkovsky O.M., Davydov Yu.M.** Method of large particles in gas dynamics. The Computational experiment. – M.: Nauka, 1982.
3. **Enikeev I.H.** Application of method large particles for the calculation of three-phase flow in a narrowing channel // Teor. Foundations of chemical technol., v.43, N°3, 2009, p. 322-329.
4. **Babuha T.D., Schreiber A.A.** Interaction of particles of polydisperse material in tow-phase flowers. – Kiev: Nauk. Dumka, 1972.
5. **Rychkov A.D.** Mathematical modeling of gas-dynamic processes in channels and nozzles. – Novosibirsk: Nauka, 1976.
6. **Godunov S.K., Zabrodin A.V., Ivanov M.Ya., Kraiko A.I., Prokopov G.A.** Numerical solution of multidimensional problems of gas dynamics. – M.: Nauka, 1976.
7. **Loytzyanky L.G.** Mechanics of liquid and gas. – M.: Nauka, 1978.
8. **Davydov Yu. M.** Differential approximation and representation of difference schemes. – M.: MIPT, 1981.