Теплофизика и аэромеханика, *2020*, *том 27*, *№ 1*

УДК 533.17

Математическое моделирование газопылевых течений в сепараторах соплового типа

И.Х. Еникеев

Московский политехнический университет

E-mail: enickeev.iX@yandex.ru

Работа посвящена разработке газодинамической модели движения многоскоростных континуумов в соплах сложной формы, моделирующих форму двухступенчатого конфузорного воздухоочистителя. Исследовано влияние силового взаимодействия газовой и дисперсной фаз на структуру течения газопылевого потока в проточной части сопла 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 (сопла). Создана математическая модель, позволяющая учитывать влияние частиц, отскочивших от стенок сопла, на распределение как газовой, так и дисперсной фазы во всей рассматриваемой области. Показано, что учет отскочивших частиц приводит к наличию экстремума в распределении массовой концентрации дисперсной фазы в проточной части сепаратора.

Ключевые слова: газодисперсные потоки, сопловые сепараторы, взаимопроникающие континуумы, уравнения в частных производных.

Введение

Защита окружающей среды от загрязнений является одной из приоритетных задач современного мира. Кардинальным решением проблемы защиты воздушного бассейна от производственного загрязнения является создание безотходных технологий. Большинство технологических процессов химических и металлургических производств сопровождается значительным количеством газовых выбросов, содержащих взвешенные частицы. В связи с этим разработка конструкций пылеулавливающих аппаратов является одной из актуальных задач современной науки и техники. Среди существующих методов очистки запыленных потоков от взвешенных твердых частиц наиболее распространенным является метод сухой механической очистки. Он может быть эффективно использован для обработки газопылевых потоков, содержащих большое количество дисперсной примеси. Несмотря на успехи, достигнутые в разработке теоретических основ пылеулавливания, до сих пор нет единого подхода, позволяющего адекватно описывать сложную гидродинамическую обстановку в проточной части сепараторов в широком диапазоне изменения определяющих параметров. Практически во всех работах, посвященных этой тематике, либо рассматривается движение частиц дисперсной фазы в заданном поле скоростей несущей среды, рассчитанным на основе уравнений Эйлера, Навье–Стокса, Рейнольдса [1–3], без учета обратного влияния частиц на движение несущей среды, либо не учитываются частицы, отскочившие от твердых стенок [4–6]. Отсутствие учета отскочивших частиц приводит к искажению картины течения, несовпадению расчетных и экспериментальных данных и, соответственно, к конструктивным просчетам при проектировании пылеулавливающей аппаратуры. В настоящей статье движение газодисперсных потоков рассматривается на основе взаимопроникающих континуумов [7], что позволяет при соответствующем выборе количества фаз описать все эффекты, происходящие в рабочей зоне сепаратора. Математическая модель движения газа и частиц в рамках такого подхода представляет собой сложную нелинейную систему уравнений в частных производных. В силу того, что в рамках этого подхода исходная система уравнений используется 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 для рассматриваемой задачи. Поэтому единственным методом, с помощью которого реализуется интегрирование исходных уравнений в полной постановке, является численный метод. В представленной статье для интегрирования уравнений используется метод крупных частиц [8].

Постановка задачи и математическая модель течения

Рассмотрим движение четырёхфазной среды, состоящей из несущего сжимаемого газа и монодисперсных твёрдых частиц, в осесимметричном канале с радиусом входного сечения R, моделирующем работу двухступенчатого воздухоочистителя. Принципиальная схема работы устройства и его вид в разных сечениях приведены на рис. 1. На рис. 1*a* показано продольное сечение, на рис. 1*b* — поперечные сечения, при этом на левом фрагменте — входное сечение сопла первой ступени, на правом — выходные сечения сопел первой и второй ступеней. Продольное и поперечные сечения воздухоочистителя показывают, что сопла первой и второй ступеней, а также пылеприемник и перегородка в виде тонкого цилиндрического стержня с образующей, параллельной оси симметрии воздухоочистителя, имеют соосную конфигурацию, позволяющую рассматривать движение газопылевого потока в данном воздухоочистителе в осесимметричной постановке. Принцип работы сепаратора заключается в следующем. Во входное сечение сопла первой ступени подается запыленный газ, который в проточной части сопла за счет взаимодействия с внешней стенкой сопла первой ступени и перегородки разделяется на чистый (без частиц) газ и газ, содержащий частицы взвешенной фазы. Чистый газ попадает в кольцевой зазор между соплами первой и второй ступеней, а запыленный — во входное сечение сопла второй ступени. В результате такого разделения все частицы, попавшие

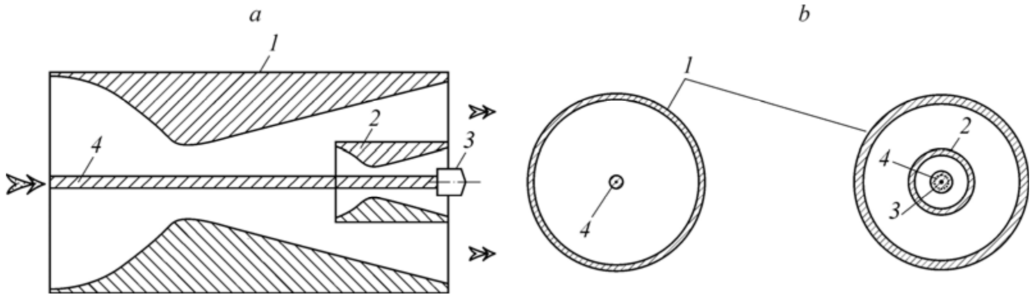

Рис. 1. Схема работы двухступенчатого конфузорного воздухоочистителя с центральным отводом пыли.

a — продольное сечение, *b* — поперечные сечения;
1 — корпус первой ступени, *2* — корпус второй ступени, *3* — пылеприемник, *4* — перегородка.

в сепаратор, оказываются вблизи перегородки и следуют в пылеприемник. Задача исследования заключается в том, чтобы за счет подбора формы внешней стенки сепаратора организовать течение газопылевого потока в проточной части сопла первой ступени воздухоочистителя таким образом, чтобы все частицы, отскочившие от внешней стенки сепаратора первой ступени и перегородки, а также частицы, попадающие в сепаратор вместе с газовым потоком из входного сечения, попали во вторую ступень воздухоочистителя, а затем в пылеприемник. Конструктивно сопла первой и второй ступеней сепаратора имеют подобную геометрию. Структура течения газовой фазы в них практически одинакова, все частицы дисперсной фазы во второй ступени расположены вблизи перегородки, поэтому наибольший интерес с точки зрения аэромеханики взаимодействия фаз и расчета формы сопла представляет течение в соплах первой ступени. Для решения этой задачи была создана четырехфазная модель движения взаимопроникающих континуумов.

В качестве первой фазы рассматривался несущий газ, в качестве второй — фракция частиц, попадающих в сепаратор из входного сечения сопла первой ступени, т.е. тех частиц, которые летят к боковой поверхности сопла первой и второй ступеней, и тех, которые пролетают насквозь от входного сечения сопла первой ступени до пылеприемника, к третьей фазе относится фракция частиц, отскочивших от боковой поверхности сопла первой ступени, к четвертой — фракция частиц, отскочивших от внутренней стенки сопла (перегородки), расположенной вдоль оси симметрии воздухоочистителя. 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 ввода в рассмотрение эффективной силы взаимодействия между частицами. Следует отметить, что столкновения между частицами разных фракций приводят к хаотизации их движения, что требует учета, а следовательно и появления дополнительных членов в уравнениях импульса и энергии для частиц и дополнительной фазы, к которой относятся частицы, расположенные вблизи стенок канала, и которая характеризуется некоторой внутренней энергией хаотического движения и почти нулевой макроскопической скоростью. Учет этих слагаемых и дополнительной фазы частиц существенно усложняют систему уравнений: возникают дополнительные, заранее неизвестные параметры. В силу того, что эти частицы располагаются в пристенном слое и не оказывают существенного влияния на эффективность очистки в сепараторах соплового типа, эффекты, связанные с хаотизацией частиц при столкновениях, не учитывались. Примем ось симметрии канала за ось ОX цилиндрической системы координат (X, Y, φ). Уравнения, описывающие движение данной среды в рамках модели взаимопроникающих континуумов, будут иметь вид

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

где $\delta = \begin{cases} 0, i = 1 \\ 1, i \neq 1 \end{cases}$, индексы i, j = 1, 2, 3, 4, $i \neq j$ относятся 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 энергии i-ой фазы, давление в газе, $\vec{f}_{ij}$ — интенсивность силового взаимодействия между фазами, q_{1i} — теплообмен между газом и частицами разных фракций. Как показано в работе [7], при $\rho_1^0 / \rho_2^0 << 1$ основной вклад в выражение для силового взаимодействия фаз вносит сила трения между газовой и дисперсной фазами, имеющая вид

$$\vec{f}_{1i} = \frac{0,75\rho_1^0 \rho_2 C_{di} \left|\vec{v}_1 - \vec{v}_i\right| (\vec{v}_1 - \vec{v}_i)}{\rho_2^0 d^2} \Psi_{\alpha_i}, \quad C_{di} = \frac{24}{\mathrm{Re}_{1i}} + \frac{4}{\sqrt{\mathrm{Re}_{1i}}} + 0,4,$$

$$\mathrm{Re}_{1i} = \frac{\rho_1^0 \left|\vec{v}_1 - \vec{v}_i\right| d}{\mu_1}, \quad \Psi_{\alpha_i} = (1-\alpha_i)^{-2,7}, \quad \alpha_i = \frac{\rho_i}{\rho_i^0},$$

$$q_{1i} = \frac{6\rho_i \lambda_1 \mathrm{Nu}_{1i} (T_1 - T_i)}{\rho_2^0 d^2}, \quad \mathrm{Nu}_{1i} = 2 + 0,6\,\mathrm{Re}_{1i}^{1/2}\,\mathrm{Pr}^{1/3},$$

здесь ρ_i^0 — истинная плотность фазы, C_{di}, Pr, Re_{1i}, Nu_{1i} — соответственно коэффициент аэродинамического сопротивления, число Прандтля, числа Рейнольдса и Нуссельта относительного обтекания частицы i-ой фазы, μ_1 — коэффициент динамической вязкости газа, d — диаметр частицы. Выражение для эффективной силы взаимодействия между частицами различных фракций $\vec{F}_{sl}$ такое же, как и в работах [9, 10]:

$$\vec{F}_{sl} = \frac{k^{(F)} \rho_s \rho_l (\vec{v}_s - \vec{v}_l) \left|\vec{v}_s - \vec{v}_l\right|}{\beta^{(v)}}, \quad \beta^{(v)} = \frac{\rho_2^0 d}{\rho_1^0 R},$$

здесь величина $k^{(F)}$ определяет интенсивность силового взаимодействия фаз, $\beta^{(v)}$ — степень инерционности частиц, индекс «1» означает, что сечение берется во входном сечении сепаратора. В работе по изучению гидродинамики полидисперсных потоков в трубах [10] была приведена зависимость коэффициента $k^{(F)}$ от разности скоростей фаз. Для скоростей газа $v_1 \cong$ 10 м/с он составил $k^{(F)} \cong 0,1$.

В качестве замыкающих соотношений для системы (1) использовались уравнения состояния фаз

$$p = \rho_1^0 (\gamma - 1) e_1, \quad e_1 = c_{v1} T_1, \quad e_2 = c_2 T_2,$$

где γ — показатель адиабаты газа, c_{v1}, c_2 — удельная теплоемкость газа при постоянном объеме и удельная теплоемкость частиц, T_i — температура фазы.

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 $x \to -\infty$ 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 [11, 12], т.е. считать, что выполнено условие

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

Кроме того, предполагалось, что течение смеси на этом участке является изоэнтропическим и изоэнтальпическим, т.е. $H_0 = \mathrm{const}$, $S = \mathrm{const}$. 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 $k^n : v_2^{(\tau)} = v_3^{(\tau)}$, $v_2^{(n)} = -k^{(n)} v_3^{(n)}$, где индексы (τ), (n) относятся к касательной и нормальной составляющим скорости частиц второй и третьей фаз на боковой стенке сопла первой ступени. На выходе из канала в качестве граничных условий для газа использовались соотношения, полученные для одномерного изоэнтропического истечения газа из сопла [13].

В качестве начальных данных использовались параметры невозмущенного потока в сечении $x = -2$ при $F_{1l} = 0$ 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 данный алгоритм является достаточно громоздким, особенно в случае, когда число Маха невозмущенного потока $M_0 << 1$. Вследствие этого целесообразней ввести новые переменные $\xi = \xi(x, y)$, $\eta = \eta(x, y)$, в которых криволинейная область становится прямоугольной. В работах [9, 11] было 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 замене независимых переменных (переменная x не меняется, т.е. $x = x$)

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

где $F(x)$ и $G(x)$ — уравнения образующей боковой поверхности сопла первой ступени и перегородки, 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

$$\begin{gathered}
\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i U_i}{\varepsilon \partial \xi} = -\frac{\rho_i U_i^{\varepsilon}}{\varepsilon \xi},\\
\frac{\partial \rho_i u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i^2}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i u_i U_i}{\varepsilon \partial \xi} = \frac{\delta - 1}{\varepsilon}\left(-\varepsilon \frac{\partial p}{\partial x} + \xi \varepsilon' \frac{\partial p}{\partial \xi}\right) - \frac{\rho_i u_i U_i^{\varepsilon}}{\varepsilon \xi} + f_{ij}^{x},\\
\frac{\partial \rho_i v_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i v_i u_i}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i v_i U_i}{\varepsilon \partial \xi} = \frac{\delta - 1}{\varepsilon}\frac{\partial p}{\partial \xi} - \frac{\rho_i v_i U_i^{\varepsilon}}{\varepsilon \xi} + f_{ij}^{y},\\
\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{\partial \rho_i E_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i E_i}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i U_i E_i}{\varepsilon \partial \xi}\right) + \frac{\partial p u_1}{\partial x} + \frac{\partial p U_1}{\varepsilon \partial \xi} = -\frac{p U_1}{\varepsilon \xi} - \sum_{i=1}^{n}\frac{\rho_i U_i^{\varepsilon} E_i}{\varepsilon \xi},\\
\frac{\partial \rho_i e_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i e_i u_i}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i e_i U_i}{\varepsilon \partial \xi} = -\frac{\rho_i e_i U_i^{\varepsilon}}{\varepsilon \xi} + q_{1i} + \frac{1}{2}\vec{f}_{ij}(\vec{v}_i - \vec{v}_j),\\
U_i = v_i - u_i \xi \varepsilon', U_i^{\varepsilon} = v_i + u_i \xi \varepsilon', \quad \varepsilon = F(x) - G(x),
\end{gathered} \tag{2}$$

где u_i, v_i — проекции вектора скорости на оси OX и OY соответственно, f_{ij}^{x}, f_{ij}^{y} — проекции силы межфазного взаимодействия на оси координат.

Система уравнений (2) записана для осесимметричных течений. Если рассматривается течение в плоском канале, то $U_i^{\varepsilon} = -u_i \varepsilon'$. Тогда систему уравнений (2) можно переписать в виде

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

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

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

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

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

Для решения системы дифференциальных уравнений (3) в безразмерных переменных используем формулы

$$\bar{\rho}_i = \frac{\rho_i}{\rho_{10}^0},\ \bar{u}_i = \frac{u_i}{u_0},\ \bar{v}_i = \frac{v_i}{u_0},\ \bar{E} = \frac{E_i}{u_0^2},\ \bar{e}_i = \frac{e_i}{u_0^2},\ \bar{t} = \frac{t}{t_0},\ \bar{x} = \frac{x}{R},\ \bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{R},$$

где нижний индекс «0» у параметров означает, что им соответствует начальный момент времени, R — характерный размер задачи (здесь R — радиус входного сечения конфузора). Тогда в безразмерных переменных система уравнений (3) будет иметь вид (верхняя черта у безразмерных переменных опущена):

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

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

$$\frac{\partial \rho_i v_i \varepsilon^2 \xi}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i v_i u_i \varepsilon^2 \xi}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i v_i U_i \varepsilon \xi}{\partial \xi} = \frac{(\delta - 1)}{\alpha} \varepsilon \xi \frac{\partial p}{\partial \xi} + \varepsilon^2 \xi f_{ij}^y, \qquad (4)$$

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

$$\frac{\partial \rho_j e_j \varepsilon^2 \xi}{\partial t} + \frac{\partial \rho_j e_j u_j \varepsilon^2 \xi}{\partial x} + \frac{\partial \rho_j e_j U_j \varepsilon \xi}{\partial \xi} = \varepsilon^2 \xi \left[q_{1j} + \frac{1}{2} \vec{f}_{ij} (\vec{v}_i - \vec{v}_j) \right], \alpha = \gamma \mathrm{M}_0^2.$$

Система уравнений (4) интегрировалась численно методом крупных частиц с неявным эйлеровым этапом аналогично [14]. Как было показано в этой работе, для течений в областях прямоугольной формы при $\mathrm{M}_0 << 1$ на эйлеровом этапе целесообразно применять неявную по времени разностную схему для вычисления давления. В работе [9] предлагалось обобщение метода крупных частиц с неявным эйлеровым этапом для случая областей сложной формы.

Результаты расчетов, приведенные на рис. 2, 3, показали, что начиная с $m_{20} = 0{,}2$, 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

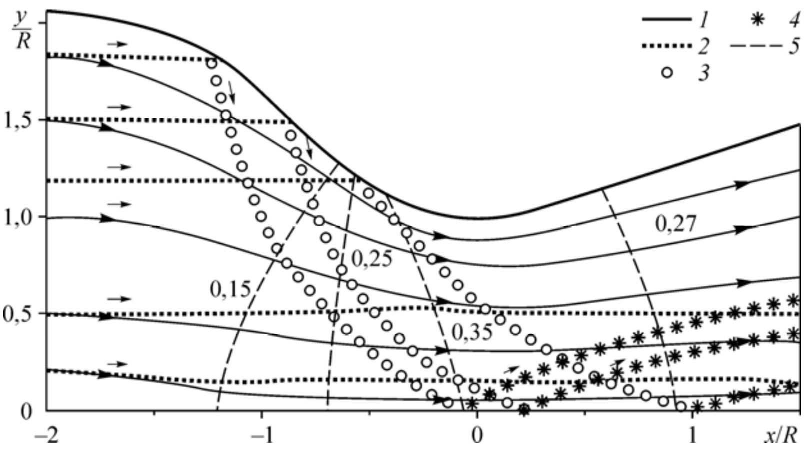

Рис. 2. Линии тока газа и частиц в проточной части первой ступени воздухоочистителя при $m_{20} = 0{,}2$, $\mathrm{M}_0 = 0{,}05$, $d = 200$ мкм.

1 — линии тока газа, *2* — фракция частиц, летящих к боковой стенке канала,
3 — линии тока частиц, отскочивших от боковой стенки канала,
4 — линии тока частиц, отскочивших от внутренней стенки канала,
5 — линии уровня газа.

различных фракций. Так, например, с увеличением m_{20} под действием частиц второй 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 находятся частицы, отраженные от поверхности, расположенной вблизи оси симметрии канала. Также можно отметить, что с ростом m_{20} происходит существенная деформация линий уровня газа (см. *5* на рис. 3) отраженными от боковой стенки и перегородки сепаратора частицами. Анализ распределения линий уровня показывает значительное торможение газа дисперсной фазой (скорость несущей среды с увеличением массовой концентрации частиц в набегающем потоке в 2,5 раза уменьшается в два раза).

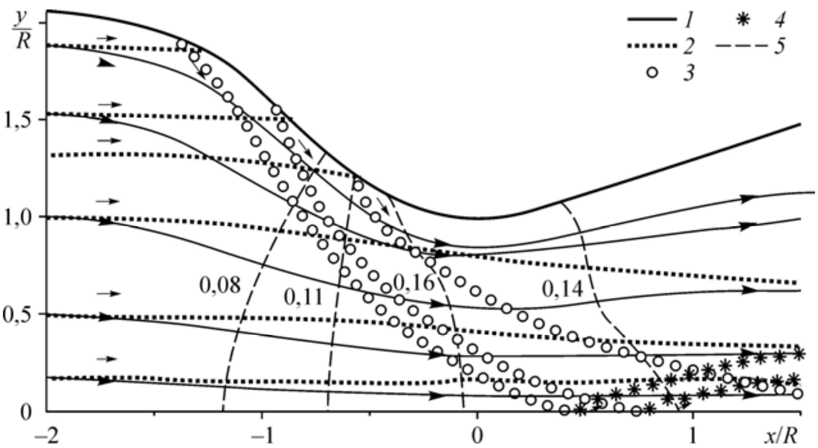

Рис. 3. Линии тока газа и частиц в проточной части первой ступени воздухоочистителя при $m_{20} = 0{,}5$, $\mathrm{M}_0 = 0{,}05$, $d = 200$ мкм.

Обозначения см. на рис. 2.

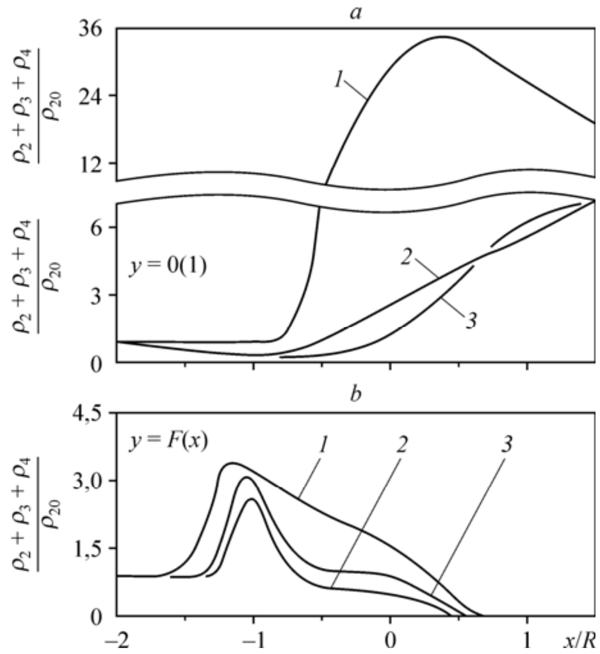

Рис. 4. Распределение суммарной массовой концентрации частиц вдоль перегородки (*a*) и боковой поверхности (*b*) канала.
m_{20} = 0,01 (*1*), 0,2 (*2*), 0,5 (*3*).

На рис. 4 представлены распределения суммарной массовой концентрации частиц $(\rho_2 + \rho_3 + \rho_4)/\rho_{20}$ вдоль боковой поверхности перегородки, расположенной вблизи оси симметрии (y = o(1) $\Leftrightarrow G(x) = \mathrm{o}(1)$) (рис. 4*a*) и вблизи боковой поверхности сопла первой ступени ($y = F(x)$) (рис. 4*b*). Видно, что распределение суммарной концентрации частиц вдоль стенок канала, имеет существенно немонотонный характер. В приосевой зоне максимум концентрации дисперсной фазы находится в расширяющейся части канала, и с увеличением содержания частиц во входном сечении этот экстремум из-за интенсивного взаимодействия между частицами различных фракций смещается в сторону выходного сечения. Аналогичная картина наблюдается и вдоль боковой стенки канала, с той лишь разницей, что здесь максимум концентрации расположен в сужающейся части сопла. С ростом концентрации взвешенной фазы во входном сечении канала происходит искривление линий тока фракции падающих частиц, и этот экстремум начинает смещаться в сторону критического сечения. Анализ результатов, представленных на рис. 5 ($U_0 = u_0$), показывает, что интенсивность

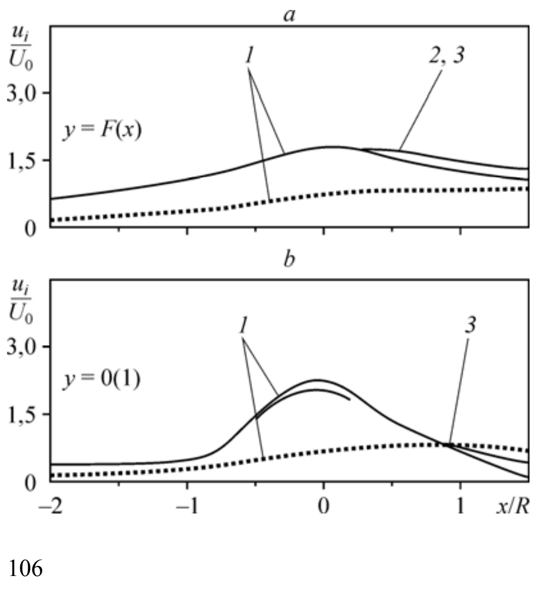

Рис. 5. Распределение продольных составляющих скоростей фаз вдоль боковой стенки (*a*) и перегородки (*b*) канала.
m_{20} = 0,01 (*1*), 0,2 (*2*), 0,5 (*3*);
сплошная линия — газ (i = 1),
пунктирная линия — фракция падающих частиц (i = 2).

торможения газа частицами разных фракций наиболее заметна при $m_{20} = 0{,}5$. Дальнейшее увеличение содержания частиц во входном сечении приводит к увеличению взаимодействия между частицами различных фракций, и область, занятая фракцией частиц, отраженных от поверхности параллельной оси симметрии канала (перегородки), уменьшается.

Анализ линий тока газа и частиц всех фракций, распределения концентраций и скоростей дисперсной фазы в проточной части сепаратора первой ступени позволил определить форму внешней поверхности сопла, что, в свою очередь, дает возможность использовать воздухоочистители с наибольшей эффективностью пылеулавливания. Уравнение образующей внешней поверхности сопла первой ступени $y = F(x)$ в продольном сечении воздухоочистителя в этом случае будет иметь вид

$$F(\bar{x}) = \begin{cases} 2, \bar{x} \in (-\infty;\ -1{,}79), \\ 1 + \sqrt{1 - (\bar{x} - 0{,}2)^2}, \quad \bar{x} \in [-1{,}79;\ -1{,}25], \\ -\bar{x} + 2{,}6, \quad \bar{x} \in (-1{,}25;\ -0{,}7], \\ 2 - \sqrt{1 - (\bar{x} - 2)^2}, \quad \bar{x} \in (-0{,}7;\ 0{,}375], \\ 0{,}38\bar{x} + 0{,}2176, \quad \bar{x} \in (0{,}375;\ 2]. \end{cases}$$

Выводы

На основе теории взаимопроникающих континуумов созданы математическая модель и метод расчета, позволяющие определять характеристики газодисперсных потоков в областях сложной формы. Выявлено, что при движении газовзвесей в проточной части инерционных воздухоочистителей и 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 фаз из-за силового взаимодействия между фазами претерпевают значительное искривление в выходной части сепаратора, что приводит к немонотонному распределению характеристик газопылевого потока в проточной части сепаратора. По результатам расчетов определен профиль внешней стенки сепаратора, позволяющий использовать рассматриваемый тип воздухоочистителей для очистки промышленных выбросов с высокой степенью эффективности разделения газодисперсных потоков в широком диапазоне изменения определяющих параметров.

Список литературы

1. **Ветошкин А.Г.** Инженерная защита окружающей среды от вредных выбросов. М.: Инфа-Инженерия, 2016. 416 с.
2. **Сажин Б.С., Кочетов О.С., Гудим Л.И., Кочетов Л.М.** Экологическая безопасность технологических процессов. М.: МГТУ, 2007. 390 с.
3. **Степанов Г.Ю., Зицер И.М.** Инерционные воздухоочистители. М.: Машиностроение, 1986. 184 с.
4. **Моллесон Г.В., Стасенко А.Л.** Исследование обтекания тела газодиперсным потоком с большим содержанием дисперсной фазы // Учен. зап. ЦАГИ. 2014. Т. XLV, № 4. С. 65–76.
5. **Терехов И.В., Пахомов М.А.** Влияние частиц на структуру потока и дисперсию твердой примеси в двухфазной осесимметричной струе // Журн. техн. физики. 2011. Т. 81, вып. 10. С. 27–35.
6. **Вараксин А.Ю.** Обтекание тел дисперсными газовыми потоками // Теплофизика высоких температур. 2018. Т. 56, № 2. С. 282–305.
7. **Нигматулин Р.И.** Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336 с.
8. **Белоцерковский О.М., Давыдов О.М.** Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982. 392 с.
9. **Еникеев И.Х.** Применение метода крупных частиц для расчета трехфазных течений в криволинейных каналах // Теорет. основы хим. технологии. 2009. Т. 43, № 3. С. 322–329.

10. **Бабуха Г.Л., Шрайбер А.А.** Взаимодействие частиц полидисперсного материала в двухфазных потоках. Киев: Наукова думка, 1972. 175 с.
11. **Рычков А.Д.** Математическое моделирование газодинамических процессов в каналах и соплах. Новосибирск: Наука, 1988. 222 с.
12. **Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н., Прокопов Г.П.** Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
13. **Лойцянский Л.Г.** Механика жидкости и газа. М.: Дрофа, 2003. 840 с.
14. **Давыдов Ю.М.** Дифференциальные приближения и представления разностных схем. М.: МФТИ, 1981. 130 с.

Статья поступила в редакцию 7 февраля 2019 г.,
после доработки — 6 июня 2019 г.,
принята к публикации 26 августа 2019 г.