

УДК 532.516:532.529

© 2000 г. В.К. АХМЕТОВ, В.Я. ШКАДОВ

РАСПЫЛЕНИЕ ПОРОШКА ЗАКРУЧЕННЫМ ПОТОКОМ С ЗОНОЙ РЕЦИРКУЛЯЦИИ

Численно исследована задача о движении закрученного потока в осесимметричном канале с проницаемыми стенками. Получены различные режимы течения, в том числе с образованием рециркуляционных зон. Рассмотрена задача о распылении порошка закрученным потоком для получения мелкодисперсной смеси. Рассчитаны распределения концентрации частиц в потоке, показано формирование характерных зон отложений и исследован нестационарный процесс переноса частиц с учетом осаждения на боковой поверхности канала.

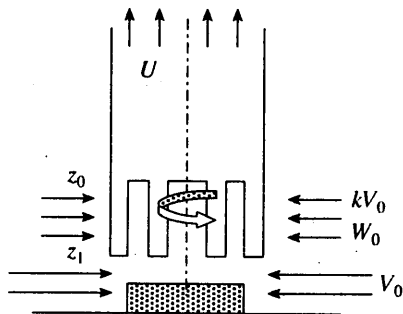
Закрученные течения широко применяются для интенсификации процессов тепло- и массообмена, теплового разделения потоков, очистки газов и жидкостей от примесей в химической, нефтеперерабатывающей и других отраслях промышленности [1]. Одно из применений закрученного потока – использование его свойств для распыления порошка и получения аэрозолей. Устройство такого типа представляет собой цилиндрическую трубку, открытую с обоих концов, в нижней части которой имеется тангенциально-щелевой завихритель, расположенную на некотором расстоянии от плоскости с исходным распыляемым порошком. Под воздействием градиента давления порошок засасывается внутрь трубки, интенсивно перемешивается с поступающим через боковую поверхность закрученным потоком, в результате на выходе из трубки образуется мелкодисперсная смесь.

В данной работе на основе численного метода, изложенного в [2, 3] для описания структуры закрученных потоков с зонами рециркуляции, проводится расчет течений в таком вихревом распылителе и исследуется характер распределения частиц в потоке.

1. Постановка задачи о движении закрученного потока. Пусть цилиндрическая трубка находится на расстоянии z_1 от плоскости $z = 0$ с исходным распыляемым порошком (фиг. 1). Поток в нее поступает через боковую поверхность $0 \leq z \leq z_1$, $r = 1$ с постоянной радиальной скоростью V_0 и через равномерно перфорированную поверхность трубки $z_1 \leq z \leq z_0$, $r = 1$, которой моделируется тангенциально-щелевой завихритель, с постоянной радиальной скоростью kV_0 и заданной азимутальной скоростью W_0 . Здесь k – коэффициент пористости поверхности, характеризующий отношение площади открытой поверхности к общей, а значение V_0 определяется из интегрального условия сохранения расхода жидкости

$$V_0 = \frac{RU}{2} \frac{1}{(z_0 - z_1)k + z_1}$$

где R – радиус трубки, U – среднерасходная скорость потока на выходе из трубки.



Фиг. 1. Схема канала

Исследование гидродинамической картины течения проводится на основе решения полной системы уравнений Навье – Стокса в предположении осесимметричности потока и несжимаемости жидкости. Исходную систему уравнений в цилиндрической системе координат r, φ, z относительно функции тока ψ , завихренности Ω и азимутальной скорости V_φ представим в безразмерном виде

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) = -\Omega \quad (1.1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \Omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (V_z \Omega) + \frac{\partial}{\partial r} (V_r \Omega) = \\ & = \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{\partial^2 \Omega}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial r^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\Omega}{r} \right) \right] + G^2 \frac{1}{r} \frac{\partial (V_\varphi)^2}{\partial z} \end{aligned} \quad (1.2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial V_\varphi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (V_z V_\varphi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r V_r V_\varphi) + \frac{V_r V_\varphi}{r} = \\ & = \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{\partial^2 V_\varphi}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V_\varphi}{\partial r} \right) - \frac{V_\varphi}{r^2} \right] \end{aligned} \quad (1.3)$$

$$V_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad V_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad \Omega = \frac{\partial V_r}{\partial z} - \frac{\partial V_z}{\partial r} \quad (1.4)$$

Система уравнений (1.1)–(1.4) записана в консервативной форме и содержит два параметра: число Рейнольдса $\text{Re} = UR/\nu$, где ν – кинематическая вязкость, и параметр закрутки $G = W_0/U$.

Решение рассматриваемой задачи определяется в области $D(0 \leq z \leq z_k, 0 \leq r \leq 1)$. Граничные условия включают задание радиальной и азимутальной скоростей на части боковой поверхности $0 \leq z \leq z_0$, через которую осуществляется вдув потока, условий прилипания на стенках, условий симметрии на оси $r = 0$ и мягких граничных условий в выходном сечении $z = z_k$

$$\begin{aligned} & \psi = 0, \quad V_\varphi = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \quad 0 \leq r \leq 1, \quad z = 0 \\ & \psi = f_1(z), \quad V_\varphi = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial r} = 0, \quad 0 \leq z \leq z_1, \quad r = 1 \\ & \psi = f_2(z), \quad V_\varphi = 1, \quad \frac{\partial \psi}{\partial r} = 0, \quad z_1 \leq z \leq z_0, \quad r = 1 \\ & \psi = \text{const}, \quad V_\varphi = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial r} = 0, \quad z_0 \leq z \leq z_k, \quad r = 1 \\ & \psi = 0, \quad V_\varphi = 0, \quad \Omega = 0, \quad 0 \leq z \leq z_k, \quad r = 0 \\ & \frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{\partial \Omega}{\partial z} = \frac{\partial V_\varphi}{\partial z} = 0, \quad 0 \leq r \leq 1, \quad z = z_k \end{aligned} \quad (1.5)$$

Функции f_1 и f_2 получаются интегрированием заданного распределения радиальной скорости V_r при $r = 1$ в соответствии с (1.4).

Для численного решения краевой задачи (1.1)–(1.4) с граничными условиями (1.5) использовался конечно-разностный метод установления. Решение уравнения Пуассона (1.1) находилось по методу неполной редукции, а уравнения переноса (1.2)–(1.3) решались с помощью неявного метода блочной итерации. Аппроксимация диффузионных членов осуществлялась

центрными разностями, а при аппроксимации конвективных членов использовалась модифицированная схема Леонарда с квадратичными разностями третьего порядка точности. Для аппроксимации производных по времени использовалась схема Эйлера. На каждом шаге по времени сначала решалось уравнение (1.1) относительно ψ , далее рассчитывались значения V_r , V_z по формулам (1.4), затем решалось уравнение (1.3) для V_ϕ , после чего определялось поле завихренности из (1.2). Критерием окончания расчета служило условие

$$\max_{i,j} \left| \frac{\Omega_{i,j}^{n+1} - \Omega_{i,j}^n}{\Omega_{i,j}^n} \right| \leq \varepsilon$$

в котором параметр $\varepsilon = 5 \cdot 10^{-3}$. Вычисления проводились на равномерной сетке 41×129 с длиной расчетной области $z_k = 5$. Шаг по времени составлял $\Delta t = 0,05-0,2$. Изложенный метод успешно применялся в [2-3] для расчета закрученных течений различных типов.

После решения краевой задачи (1.1)–(1.5) по найденному полю скоростей распределение давления в потоке может быть определено из уравнения Пуассона

$$\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} = 2 \left(-\frac{\partial V_z}{\partial r} \frac{\partial V_r}{\partial z} + \frac{\partial V_r}{\partial r} \frac{\partial V_z}{\partial z} + G^2 \frac{V_\phi}{r} \frac{\partial V_\phi}{\partial r} \right) \quad (1.6)$$

Граничными условиями для него служат условия Неймана, которые получаются из уравнений нормальной составляющей импульса и в безразмерной форме имеют вид

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial \Omega}{\partial r} + \frac{\Omega}{r} \right), \quad 0 \leq r \leq 1, \quad z = 0, \quad z = z_k$$

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial \Omega}{\partial z} + \frac{V_\phi^2}{r} + \frac{V_r^2}{r}, \quad 0 \leq z \leq z_k, \quad r = 1 \quad (1.7)$$

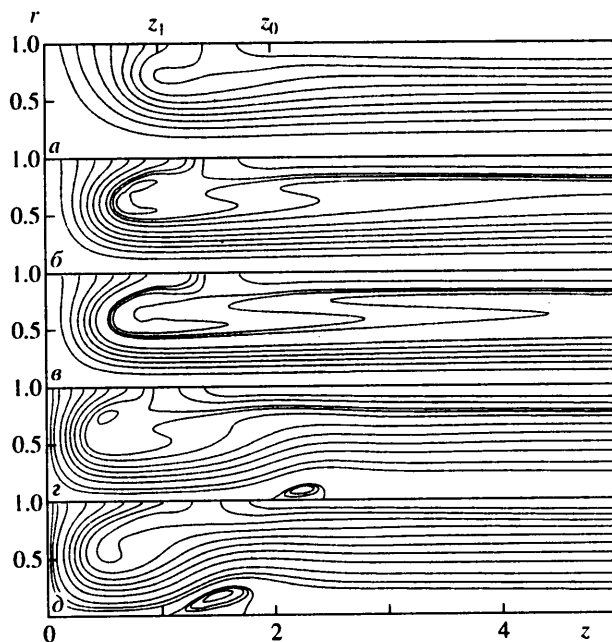
$$\frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad 0 \leq z \leq z_k, \quad r = 0$$

Для решения краевой задачи (1.6)–(1.7) применялся тот же метод, который использовался при решении уравнения Пуассона (1.1) относительно ψ .

2. Результаты расчетов полей течения. Расчеты течений, определяемые краевой задачей (1.1)–(1.5), проводились в диапазоне параметров $\text{Re} = 100-2000$; $G = 0-8$; $k = 0,4-0,9$; $z_0 = 1,4-2,4$; $z_1 = 0,4-1,4$. Наиболее важные свойства течений связаны с возникновением рециркуляционных областей в приосевой и пристенной части вблизи тангенциального завихрителя. Проанализируем характер течения в зависимости от значений определяющих параметров.

Характерные картины линий тока $\psi = \text{const}$ для рассчитанных течений представлены на фиг. 2. Рассмотрим, как меняется структура течения при увеличении начальной закрутки G и фиксированных параметрах $\text{Re} = 100$; $k = 0,5$; $z_0 = 2$; $z_1 = 1$. Слабая закрутка $G = 1$ не оказывает заметного влияния на поток и характер течения напоминает задачу о радиальном вдуве в трубу, при этом на выходе при $z = z_k$ успевает сформироваться профиль Пуазейля. Увеличение закрутки $G = 3$ (фиг. 2, а) приводит к формированию рециркуляционной области в пристенной части, примыкающей к завихрителю, а линии тока образуют петлеобразный изгиб. При дальнейшем увеличении закрутки до $G = 6$ центр рециркуляционной области смещается к плоскости $z = 0$, а зона противотока удлиняется как в осевом, так и в радиальном направлениях. Максимальная скорость в зоне возвратного течения достаточно велика и составляет $-0,5U$ и $-0,8U$ при $G = 3$ и 6 соответственно. Максимум азимутальной скорости на всем протяжении расчетной области находится в пристенной части.

При увеличении числа Рейнольдса происходят следующие изменения. Для прежних значений k , z_0 и z_1 и слабой закрутке $G = 2$ с ростом $\text{Re} = 250, 500, 1000$ структура и



Фиг. 2. Линии тока при: а – $Re = 100$; $G = 3$; $k = 0,5$; $z_1 = 1$, б – $Re = 500$; $G = 4$; $k = 0,5$; $z_1 = 1$, в – $Re = 750$; $G = 4$; $k = 0,5$; $z_1 = 1$, г – $Re = 250$; $G = 4$; $k = 0,5$; $z_1 = 0,6$, д – $Re = 250$, $G = 6$, $k = 0,8$, $z_1 = 1$

размеры рециркуляционной зоны не претерпевают существенных изменений. Однако при более сильной закрутке $G = 4$, начиная с $Re = 500$ (фиг. 2, б), вид области возвратного течения меняется: рециркуляционная зона принимает U-образную форму, а линии тока позади нее образуют зигзагообразный изгиб. При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса протяженность такой зоны значительно возрастает и при $Re = 750$ достигает выходного сечения $z = z_k$ (фиг. 2, в).

В случае уменьшения расстояния z_1 , т.е. приближения трубки к плоскости $z = 0$, сокращается приток жидкости, поступающей в нее без закрутки при неизменном входном расходе закрученного потока через завихритель ($z_1 \leq z \leq z_0$, $r = 1$). Поэтому характер изменения структуры течения аналогичен случаю увеличения начальной закрутки G . Так, при малых числах Re и небольшой закрутке $Re = 100$, $G = 3$ с уменьшением $z_1 = 0,8$, $0,6$ рециркуляционная зона приближается к плоскости $z = 0$, а остальные детали картины течения практически не меняются. При более высоких числах Рейнольдса и сильной закрутке $Re = 250$, $G = 4$ уменьшение z_1 приводит к возникновению зигзагообразных линий тока при $z_1 = 0,8$, а затем при $z_1 = 0,6$ (фиг. 2, г) – к формированию приосевой замкнутой рециркуляционной зоны, ограниченной линией тока $\psi = 0$. Такая область рециркуляции соответствует пузырьревидному распаду вихревого потока и отмечалась как в экспериментах [4], так и в численных исследованиях [5].

Похожим образом ведет себя течение и при изменении коэффициента пористости k . Повышение k при фиксированных остальных параметрах задачи приводит к увеличению доли закрученного потока, поступающего в трубку. Так же как и в предыдущем случае, при слабой закрутке и умеренных числах Рейнольдса $Re = 100$, 250 , $G = 2$, $z_0 = 2$, $z_1 = 1$ картина течения практически не меняется при увеличении k от $0,5$ до $0,9$. В то же время при более сильной закрутке $G = 6$, $Re = 250$ и $k = 0,6$ пристенная

область возвратного течения принимает U-образную форму, при $k = 0,7$ возникает приосевая рециркуляционная зона, которая при $k = 0,8$ (фиг. 2, д) перемещается вверх по потоку, незначительно увеличиваясь в размере. Уменьшение k до значений 0,4; 0,3; 0,2 ведет к ослаблению закрутки потока и исчезновению всех областей рециркуляции.

Во всех рассмотренных случаях структура течения сильно зависит от начальной закрутки потока, определяемой как величиной G , так и параметрами k , z_0 и z_1 , изменение которых приводит к перераспределению соотношения между расходами закрученного и незакрученного потоков, поступающих в трубку. При этом существенным образом меняется и характер распределения давления в потоке.

Наиболее важное свойство заключается в возникновении сильного разрежения в приосевой части течения при увеличении закрутки. Характерная картина распределения давления представлена на фиг. 3. При $z \approx 1$, т.е. на входе в трубку, имеется ярко выраженный минимум давления. Именно за счет этого распыляемый порошок всасывается в поток, перемешивается с жидкостью и образует мелкодисперсную смесь. Увеличение числа Рейнольдса приводит к усилению разрежения на оси потока. Так, при $G = 4$, $k = 0,5$, $z_0 = 2$, $z_1 = 1$ и $Re = 100, 250, 500, 750$ минимум давления на оси $p_{\min} = -17,33; -27,09; -34,27; -41,53$ соответственно.

Проведенные расчеты течений с различными коэффициентами пористости k и расстоянием z_1 до плоскости $z = 0$ показывают, что характер распределения давления при этом остается прежним, но p_{\min} становится значительно ниже, а перепад давления на оси $\delta p = |p_{\min} - p_{z=z_k}|$ — больше. Соответствующие данные расчетов при $Re = 250$, $G = 4$ представлены в табл. 1.

Анализируя зависимости распределения давления поперек трубки в сечениях $z = \text{const}$, можно заметить, что на начальном участке течения $z \leq z_1$ без закрутки и при удалении от рециркуляционных зон вниз по потоку, где закрутка невелика, давление в сечениях почти постоянно $p(r) \approx \text{const}$ и течение может быть описано в рамках уравнений типа пограничного слоя.

3. Постановка задачи о распылении порошка. В вихревых камерах из всех сил, действующих на частицу, наиболее существенна стоксова сила вязкого сопротивления [1]. Уравнения движения частиц под действием этой силы в цилиндрической системе координат и безразмерной форме имеют вид [6]

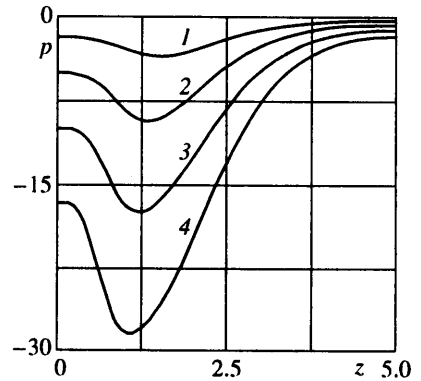
$$\frac{dV_{zs}}{dt} = \frac{1}{2St}(V_z - V_{zs}) \quad (3.1)$$

$$\frac{dV_{rs}}{dt} = G^2 \frac{V_{\varphi s}^2}{r} + \frac{1}{2St}(V_r - V_{rs}) \quad (3.2)$$

$$\frac{dV_{\varphi s}}{dt} = -\frac{V_{rs} V_{\varphi s}}{r} + \frac{1}{2St}(V_{\varphi} - V_{\varphi s}) \quad (3.3)$$

$$St = \frac{\rho_s r_s^2 U}{9\nu \rho R}$$

где St — число Стокса, а индекс s относится к частицам. При $St \ll 1$, из уравнений (3.1)



Фиг. 3. Распределение давления по длине трубки при $r = 0$; $Re = 100$; $k = 0,5$; $z_0 = 2$; $z_1 = 1$; $G = 2; 3; 4; 5$ (кривые 1–4)

	$z_1 = 1$				
	$k = 0,5$	0,6	0,7	0,8	0,9
p_{\min}	-27,09	-36,74	-99,75	-297,47	-349,46
δp	24,89	32,135	68,54	87,73	91,59

	$k = 0,5$			
	$z_1 = 1,2$	1	0,8	0,6
p_{\min}	-17,54	-27,09	-116,12	-369,60
δp	16,06	24,29	60,88	105,88

и (3.3) следует, что осевая V_{zs} и азимутальная $V_{\phi s}$ скорости частиц совпадают с соответствующими скоростями основного потока. Радиальная скорость частиц V_{rs} определяется уравнением (3.2), из которого при условии $St \ll 1$, $G^2 St = O(1)$ получаем

$$V_{rs} - V_r = 2 St G^2 \frac{V_{\phi}^2}{r} \quad (3.4)$$

В связи с тем что рассматриваемое течение включает зону рециркуляции и существенно неоднородные поля скоростей и концентраций, были исследованы также два подхода с использованием процедур осреднения по r при вычислении V_{rs} . В первом из них скорость осаждения определялась как функция $V_{rs}(z)$ осреднением (3.4) по r в виде

$$V_{rs}(z) = 2 St G^2 \left\langle \frac{V_{\phi}^2}{r} \right\rangle + \langle V_r \rangle \quad (3.5)$$

Во втором подходе вводилась эффективная скорость осаждения V_{rs}^* следующим соотношением:

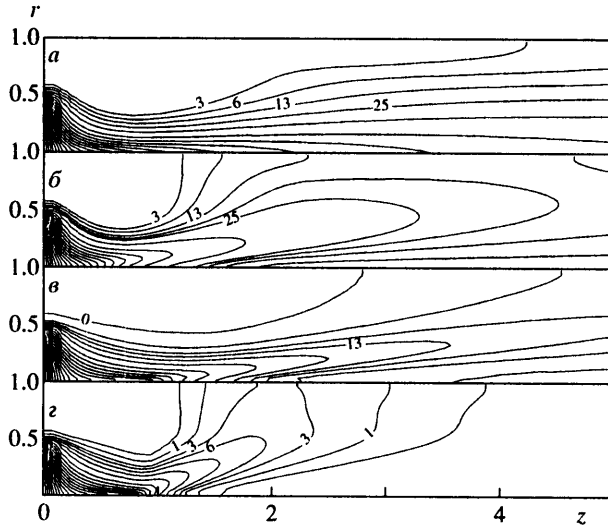
$$\frac{1}{r} \int_0^r V_{rs} c r dr = V_{rs}^* \int_0^r c dr \quad (3.6)$$

Здесь в левой части – осредненный на отрезке $[0, r]$ поток $V_{rs} c r$, а в правой – эффективный поток, вычисляемый по скорости $V_{rs}^* = V_{rs}^*(z, t)$ и суммарной концентрации частиц на отрезке $[0, r]$. Этот подход ранее применялся в [7].

Рассмотрим процесс переноса частиц для рассчитанных течений. Следуя методу, основанному на конвективно-диффузионной модели для смесей газа с мелкими малоинерционными частицами, можно пренебречь обратным влиянием частиц на течение жидкости [8–9]. Это приближение пассивной примеси применяется в данной работе. Поле скоростей находится на основании уравнений (3.1) – (3.3). Уравнение сохранения массы частиц преобразуется в уравнение диффузии для пассивного скаляра [9]

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (V_z c) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r V_{rs} c) = \frac{1}{ReSc} \left[\frac{\partial^2 c}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial c}{\partial r} \right) \right] \quad (3.7)$$

в котором c – концентрация частиц, $Sc = \nu/D$ – число Шмидта, D – коэффициент диффузии. Конвективно-диффузионное уравнение (3.7) применялось для моделирования течений смесей с потерей массы частиц осаждением на стенках, например, в [7, 9–11].



Фиг. 4. Линии постоянных значений концентрации $c \cdot 10^3 = \text{const}$ в стационарном потоке: а – $\text{Re} = 100$; $G = 5$ (без осаждения), б – $\text{Re} = 100$; $G = 5$, в – $\text{Re} = 1000$; $G = 1$, г – $\text{Re} = 750$; $G = 2$

Для определения V_{rs} будем рассматривать три модели, в которых скорость осаждения определяется в (3.7), как $V_{rs}(z)$ из (3.5), либо как $V_{rs}^*(z, t)$ из (3.6), либо как $V_{rs}(z, r, t)$ из решения уравнения (3.2) с условиями $V_{rs}(z, 0, t) = 0$.

Будем предполагать, что исходный порошок, предназначенный для распыления, находится на плоскости $z = 0$ при $0 \leq r \leq r_1$, $r_1 \leq 1$. Тогда граничные условия для уравнения (3.7) могут быть записаны в виде

$$z = 0: c = 1, \quad 0 \leq r \leq r_1; \quad \frac{\partial c}{\partial z} = 0, \quad r_1 \leq r \leq 1$$

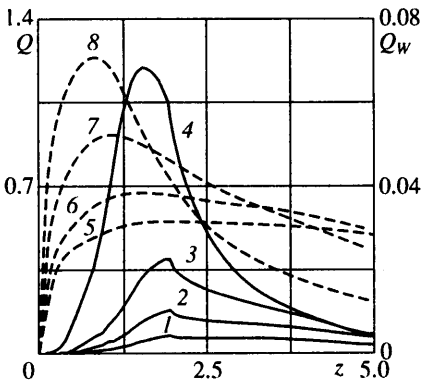
$$z = z_k: \frac{\partial c}{\partial z} = 0, \quad 0 \leq r \leq 1 \quad (3.8)$$

$$r = 0, \quad r = 1: \frac{\partial c}{\partial r} = 0, \quad 0 \leq z \leq z_k$$

Здесь не рассматриваются эффекты отражения частиц при осаждении на боковую поверхность $r = 1$ и полагается, что поток частиц $j = D \frac{\partial c}{\partial r} + V_{rs} c$ определяется только конвективной составляющей, а влияние диффузии не учитывается ($\partial c / \partial r = 0$).

Краевая задача (3.7), (3.8) решалась методом установления по разностной схеме, применяемой для уравнений переноса (1.2), (1.3). Проведенные вычисления при использовании всех трех способов определения V_{rs} показали, что решение качественно сохраняется, а интегральные характеристики расходов частиц через боковую поверхность и выходное сечение меняются незначительно. Сравнение результатов показывает, что достаточно применить для расчета V_{rs} формулу (3.5). Основные вычисления проводились с использованием (3.5), а сравнительный анализ трех моделей представлен в разд. 5, 6.

4. Результаты расчетов полей концентрации. Численное решение задачи о распределении концентрации частиц для рассчитанных выше течений проводилось в диапазоне параметров $\text{Sc} = 1-10$, $\text{St} = 10^{-5}-10^{-1}$. Наиболее характерные результаты расчетов представлены на фиг. 4 в виде линий равной концентрации. Основные свойства исследованных течений заключаются в следующем.



Фиг. 5. Распределение потока концентрации Q_w на стенке (кривые 1–4) и расход частиц Q по длине трубки (кривые 5–8) при $Re = 100$; $Sc = 1$; $St = 0,022$; $k = 0,5$; $z_0 = 2$; $z_1 = 1$; $G = 4, 4,5, 5, 6$ (1–4); $G = 3, 4, 5, 6$ (5–8)

При решении краевой задачи (3.7) в отсутствие эффектов осаждения ($V_{rs} = V_r$) во всех рассмотренных случаях концентрация частиц вниз по потоку быстро падает и отлична от нуля лишь в узкой приосевой области. Характерная картина распределения концентрации приведена на фиг. 4, а. Расчет, проведенный с этими же значениями параметров, но с учетом осаждения частиц, представлен на фиг. 4, б. Сравнение двух полученных распределений показывает, что во втором случае концентрация с ростом z падает медленнее и, кроме того, изменяется характер ее распределения на стенке трубки при $r = 1$. С ростом z концентрация частиц сначала возрастает, а потом начинает убывать. Тем самым формируется некоторая область с наиболее интенсивным осаждением частиц. Этот эффект хорошо иллюстрируется распределением потока концентрации на стенке $Q_w = V_{rs}c$, характеризующим отложение частиц (фиг. 5). При $G = 4,5$ (кривая 2) профиль отложения имеет максимум при $z = 1,95$. Еще более ярко выраженный пик в распределении потока концентрации наблюдается при увеличении начальной закрутки $G = 5$ и 6 (кривые 3, 4). В то же время при уменьшении закрутки $G = 4$ (кривая 1) профиль осаждения частиц на стенке при $z > 2$ становится практически равномерным. Таким образом, возможно возникновение на стенке трубки своеобразного пояса из осажденных частиц, что обусловлено закруткой потока.

Увеличение значения коэффициента пористости k или уменьшение расстояния z_1 от трубки до плоскости $z = 0$ с порошком при неизменных остальных параметрах также приводит к увеличению закрутки потока и появлению максимума в распределении потока концентрации на стенке. Значения Q_w^{\max} и соответствующие координаты z_w , характеризующие его местоположение, приведены для рассчитанных течений в табл. 2. Полученные данные показывают, что с увеличением k или уменьшением z_1 область максимального отложения смещается в сторону входного сечения.

Увеличение числа $Re = 250, 500, 1000$ при малой начальной закрутке $G = 1$ и прежних значениях параметров $k = 0,5, Sc = 1, St = 0,022, z_1 = 1$ не оказывает существенного изменения на характер распределения концентрации. Некоторое отличие при $Re = 1000$ (фиг. 4, в) заключается в том, что линии постоянных значений концентрации становятся более вытянутыми в осевом направлении. В то же время с увеличением начальной закрутки $G = 2$ рост числа $Re = 250, 500, 750$ приводит к тому, что большая часть порошка оседает на начальном $z < 2$ участке боковой поверхности. Характерная картина такого течения для $Re = 750$ представлена на фиг. 4, г.

При увеличении числа Стокса скорость осаждения V_{rs} в соответствии с (3.5) также увеличивается, что приводит к более раннему возникновению зоны отложений на стенке. Уменьшение эффекта осаждения частиц на стенке достигается при увеличении числа Шмидта. Расчеты, проведенные для $Re = 100, G = 4$, показывают, что с

Таблица 2

G	z_1	k	$\rho'_s \cdot 10^{-3}$	$q_w^{\max} \cdot 10^2$	z_w
Re = 100					
4	1	0,5	2	0,4	1,95
5	1	0,5	2	2,2	1,87
6	1	0,5	2	6,8	1,56
3	1	0,5	1	0,01	3,98
3	1	0,5	2	0,06	3,59
3	1	0,5	3	0,18	3,2
3	1	0,5	4	0,46	1,95
2	0,6	0,5	2	0,14	4,22
2	0,5	0,5	2	0,33	3,91
2	0,4	0,5	2	0,79	3,12
Re = 250					
2	1	0,6	2	0,27	4,45
2	1	0,7	2	0,53	3,91
2	1	0,8	2	0,87	3,2
2	1	0,9	2	1,39	2,58

ростом $Sc = 1, 3, 5, 10$ область максимального осаждения при $Sc = 3$ смещается вниз к выходному сечению, а затем полностью исчезает.

Формирование значительных отложений частиц на стенке является нежелательным эффектом, так как назначение данного устройства заключается в получении аэрозольного потока на выходе из трубки. В этом смысле чрезмерная закрутка может оказывать неблагоприятное воздействие. Это хорошо иллюстрируется фиг. 5, на которой представлена зависимость расхода $Q(z)$, определяемого по формуле

$$Q(z) = 2\pi \int_0^1 r V_z c dr \quad (4.1)$$

Слабая закрутка $G = 3$ недостаточна для эффективного процесса смещения двух фаз. В то же время сильная закрутка $G = 6$ приводит к тому, что большая часть частиц оседает на стенке трубки. Оптимальным значением закрутки для данного набора параметров служит $G = 5$.

5. Нестационарная задача о переносе примеси. Рассмотрим нестационарную задачу о распылении порошка, который занимает в момент времени $t = 0$ объем $0 \leq r \leq r_1, 0 \leq z \leq z_1$. Начальное распределение концентрации

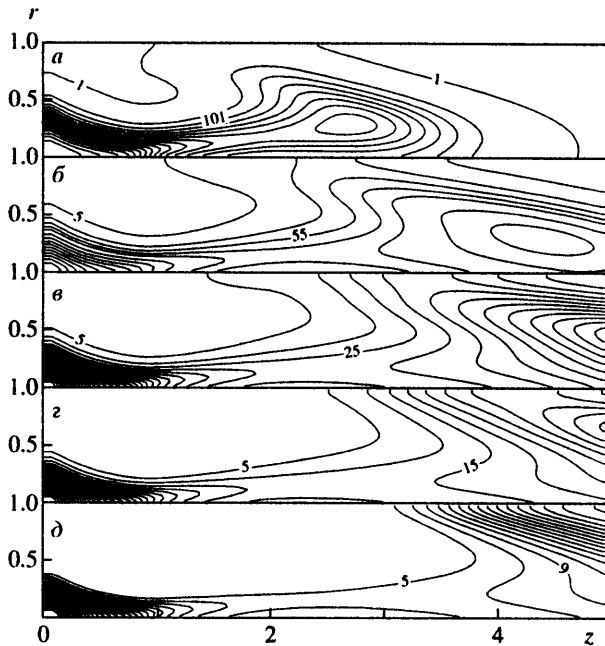
$$c = 1, 0 \leq r \leq r_1, 0 \leq z \leq z_1; c = 0, r > r_1, z > z_1 \quad (5.1)$$

и соответствующие краевые условия для уравнения (3.7) записываются в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial c}{\partial z} = 0, \quad 0 \leq r \leq 1, \quad z = 0, \quad z = z_k \\ \frac{\partial c}{\partial r} = 0, \quad 0 \leq z \leq z_k, \quad r = 0, \quad r = 1 \end{aligned} \quad (5.2)$$

Решение краевой задачи (3.7) с условиями (5.1), (5.2) при известном поле скоростей позволяет проследить характер изменения распределения концентрации в потоке с течением времени. Величина V_{rs} определялась из (3.5).

Характерная картина распределения линий равной концентрации с шагом Δc представлена на фиг. 6. При $t \leq 1$ частицы порошка еще не достигают выходного сечения и происходит перераспределение концентрации внутри объема трубки, причем ее



Фиг. 6. Линии постоянных значений концентрации $c \cdot 10^3 = \text{const}$ в нестационарном потоке при $Re = 100$; $G = 3$; $Sc = 1$; $St = 0,022$; $k = 0,5$; $z_0 = 2$; $z_1 = 1$; $r_1 = 0,5$; а-г) соответствует $\tau (t, \Delta c)$: (1; 0,05); (2; 0,025); (3; 0,01); (4; 0,05); (5; 0,02)

максимальное значение находится не на оси течения, а при $r \approx 0,3$. При $t = 2$ частицы порошка уже уносятся через выходное сечение, а часть их осаждается на боковой поверхности трубки, где максимум концентрации достигается при $z \approx 2,5$. В дальнейшие моменты времени область с максимальной концентрацией частиц в потоке и зона максимального осаждения смещается вниз по течению до полного выноса порошка из рассматриваемого объема.

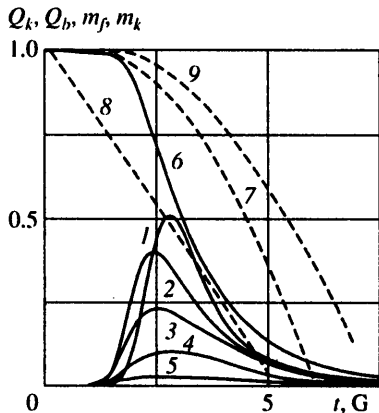
Для более подробного описания процесса распыления порошка введем следующие интегральные характеристики: расходы частиц Q_k и Q_b через выходное сечение трубки при $z = z_k$ и боковую поверхность при $r = 1$, а также массу порошка m_f , находящуюся в рассматриваемом объеме

$$Q_k(t) = 2\pi \int_0^1 r(V_z c)|_{z=z_k} dr, \quad Q_b(t) = 2\pi \int_0^{z_k} (cV_{rs})|_{r=1} dz$$

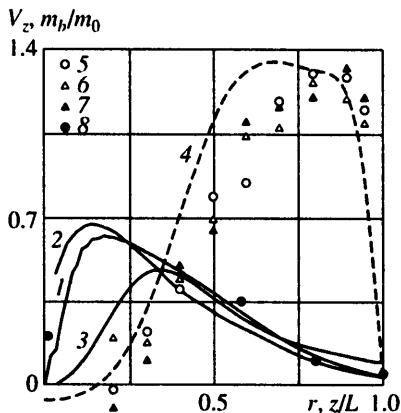
$$m_f(t) = 2\pi \int_0^{z_k} \int_0^1 c r dr dz$$

Зависимости Q_k , Q_b и m_f , отнесенные к единице массы порошка $m_0 = m_f(0)$, при указанных выше значениях параметров представлены на фиг. 7. На начальном этапе $t \leq 1,2$ масса порошка в потоке остается практически неизменной. Затем почти одновременно начинается осаждение частиц на боковую поверхность и вынос через выходное сечение. При этом максимальные значения расходов Q_k и Q_b достигаются также одновременно при $t \approx 2,6$, а затем зависимости монотонно уменьшаются до нуля. При $t = 10$ практически вся масса порошка уносится потоком из трубки.

Проинтегрировав по времени расходы Q_k и Q_b , можно определить массу порошка m_k , которая вышла через выходное сечение, и массу m_b , которая осталась на боко-



Фиг. 7



Фиг. 8

Фиг. 7. Расход и масса частиц в потоке: $Q_k(t)$ при $Re = 100$; $G = 1$; 3; 4; 5 (кривые 1–4), $Q_b(t)$ при $Re = 100$; $G = 3$ (5), $m_f(t)$ при $Re = 100$; $G = 3$ (6), $m_k(G)$ при $Re = 100$; $G = 3$ (модели 1–3 для V_{rs}) (7–9)

Фиг. 8. Сравнение расчетных моделей с экспериментами. Масса m_b/m_0 при $r = 1$ (модели 1–3 для V_{rs}) (кривые 1–3), данные [1] (6), осевая скорость $V_z(r)$ (4), расход [1] $Q = 0,3$; 0,25; 0,2 кг/с (5–7)

вой поверхности

$$m_k = \int_0^T Q_k(t) dt, \quad m_b = \int_0^T Q_b(t) dt$$

Значения m_k , m_b и m_f , отнесенные к m_0 , для рассчитанных течений приведены в табл. 3, причем их сумма должна быть равна единице в соответствии с условием сохранения массы. Это свойство используется для контроля точности вычислений. Полученные результаты показывают, что для фиксированного Re существует сравнительно небольшой диапазон закрутки $G_1 \leq G \leq G_2$ со следующими свойствами: при $G < G_1$ осаждение очень слабое и частицы уносятся через выходное сечение ($m_k \sim 0,9-0,95$), а при $G > G_2$ практически весь порошок оседает на боковой стенке ($m_b \sim 0,8-0,85$). Для приведенных значений $Re = 100, 250, 500$ границы этого диапазона закрутки составляют $G_1 = 3,5; 2; 1,2$ и $G_2 = 5; 3; 1,5$. Чем выше Re , тем меньше становится указанный интервал и смена режима осаждения происходит более резко.

Сравнение результатов, полученных с использованием двух других подходов для нахождения скорости V_{rs} , приведено на фиг. 7. Величина m_k , рассчитанная при слабой закрутке $G \leq 2$ в первом и третьем случае (кривые 7, 9), практически совпадает. С увеличением G для осаждения одной и той же массы требуемая закрутка в третьем подходе на 10–20% выше. При использовании второго подхода осаждение частиц на стенку происходит более интенсивно и начинается при небольших значениях $G \sim 1$ (кривая 8). Величина закрутки, требуемая для полного осаждения частиц на стенку ($m_k \approx 0$), во всех трех случаях приблизительно одинаковая и составляет ~ 7 при $Re = 100$.

6. Сравнение расчетов с экспериментом. В [1] проведено исследование вихревого прямооточного пылеотделителя, в котором запыленный газ через тангенциальный завихритель поступал в цилиндрический канал. За счет действия центробежных сил происходила сепарация пыли, а отвод ее осуществлялся через ряд кольцевых щелей на боковой поверхности канала. Длина канала $L = 1$ м, число Рейнольдса, построенное по среднерасходной скорости и радиусу канала 0,05 м, составляло $\sim 10^5$, параметр закрутки изменялся в пределах $G = 0-4$. Результаты измерений профилей осевых ско-

<i>G</i>	1	1,25	1,5	1,75	2	2,5	3	4	5
Re = 100									
m_k	0,996	0,996	0,994	0,991	0,985	0,965	0,904	0,634	0,287
m_b	0,001	0,002	0,003	0,006	0,011	0,032	0,087	0,343	0,709
m_f	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,002	0,008	0,023	0,004
Re = 250									
m_k	0,997	0,992	0,967	0,9	0,769	0,397	0,111	0,001	–
m_b	0,001	0,001	0,019	0,08	0,210	0,591	0,875	0,982	–
m_f	0,001	0,001	0,002	0,002	0,002	0,001	0,002	0,005	–
Re = 500									
m_k	0,977	0,872	0,498	0,169	0,036	0,001	–	–	–
m_b	0,007	0,1	0,475	0,810	0,939	0,978	–	–	–
m_f	0,005	0,001	0,002	0,009	0,007	0,002	–	–	–

ростей $V_z(r)$ для значений расходов $Q = 0,3; 0,25; 0,2$ кг/с приведены на фиг. 8 (символы 5–7) и показывают автомодельность профилей по расходу.

На основе уравнений (1.1)–(1.4) и изложенному методу были проведены расчеты течения в канале с предварительной закруткой при следующем распределении скоростей в начальном сечении:

$$V_z = 1, \quad V_\varphi = \frac{b_1}{r}(1 - \exp(-b_2 r^2)), \quad 0 \leq r \leq 1, \quad z = 0$$

Данное распределение азимутальной скорости при $b_1 = 0,554$, $b_2 = 8$ согласуется с результатами экспериментов [5] и применялось в расчетах [2–4]. Проведенные вычисления при $Re = 1000$, $G = 3,6$, взятым из [1], и длине расчетной области $L = 10R$ показали, что, за исключением небольшого начального участка, профили скоростей по сечениям в этом случае практически не меняются. Характерный профиль $V_z(r)$ при $z = 2,5$ изображен на фиг. 8 (кривая 4). Полученные результаты качественно правильно описывают исследуемое течение, несмотря на то что поток в экспериментах был турбулентным. В частности, отмечается наличие приосевой рециркуляционной зоны на всей протяженности канала, диаметр которой хорошо согласуется с [1].

Найденное поле скоростей использовалось для исследования процесса сепарации пыли при решении уравнения (3.7) с краевыми условиями в начальном сечении

$$z = 0: \quad c = 1, \quad r_1 \leq r \leq r_2; \quad c = 0, \quad r < r_1, \quad r > r_2 \quad (6.1)$$

и условиями (5.2) при $r = 0$; 1 и $z = z_k$. В расчетах в соответствии с [1] принималось $r_1 = 0,1$, $r_2 = 0,9$.

В экспериментах [1] использовалась кварцевая пыль с диаметром частиц $d'_s = 5,5$ мкм и плотностью $\rho'_s = 2000$ кг/м³ (соответственно $\rho_s = \rho'_s / \rho = 1550$). Безразмерный радиус частиц $r_s = r'_s / R$ для расчетов определяется следующим образом. Если $Re_s < 1$, где $Re_s = V_{rs} r'_s / \nu$ – число Рейнольдса для частиц, и коэффициент сопротивления выражается законом Стокса $c_d = 12/Re_s$, то необходимо обеспечить равенство по числу Стокса. Отсюда расчетный радиус частиц связан с радиусом частиц в эксперименте выражением $r_s = r_s^* \sqrt{Re^* / Re}$, в котором величины со звездочками относятся к эксперименту. В [1] величина Re_s находилась в переходном от ламинарного к турбулентному режиму $1 < Re_s < 500$. В этом случае коэффициент сопротивления

составляет $c_d = 12/\text{Re}_s^{0,6}$, а соотношение для r_s принимает вид

$$r_s = r_s^* (\text{Re}^*/\text{Re})^{3/8} \quad (6.2)$$

Подставляя в (6.2) указанные выше значения параметров, получим $r_s = (0,2-0,3) \cdot 10^{-4}$.

Результаты решения краевой задачи (3.7), (6.1) при $\text{Re} = 1000$, $G = 3,6$, $\rho_s = 1550$, $r_s = 0,2 \cdot 10^{-4}$ для всех трех подходов нахождения V_{rs} представлены на фиг. 8 (кривые 1–3) в виде распределения массы m_b/m_0 выносимых на боковую поверхность частиц в зависимости от длины z/L . При $z/L \geq 0,3$ зависимости 1–3 практически совпадают. Сравнение полученных данных с экспериментом [1] (символы 8) подтверждает пригодность предложенного подхода с использованием уравнения конвективной диффузии (3.7) для моделирования переноса и осаждения частиц в завихрителях. Общая масса частиц m_k/m_0 , прошедших через выходное сечение $z = z_k$, так же, как и в [1], составляет около 0,04.

Заключение. Приведенные примеры расчетов дают достаточно подробное представление о процессе распыления порошка для получения аэрозолей с помощью открытого цилиндрического канала, в котором формируется закрученный поток. Используемая математическая модель позволяет качественно описать основные свойства исследуемого течения – образование рециркуляционных областей, возникновение разрежения в приосевой части потока под действием закрутки и унос порошка потоком с частичным осаждением его на боковой поверхности диспергирующего устройства. В целом имеется согласование расчетов с экспериментальными данными.

Авторы выражают признательность А.Н. Осипцову за плодотворное обсуждение результатов и полезные замечания.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 00-01-00645).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кутателадзе С.С., Волчков Э.П., Терехов В.И. Аэродинамика и тепломассообмен в ограниченных вихревых потоках. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1987. 282 с.
2. Ахметов В.К., Шкадов В.Я. Развитие и устойчивость закрученных течений // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 4. С. 3–11.
3. Ахметов В.К., Шкадов В.Я. Взаимодействие струи с кольцевым закрученным потоком // Изв. РАН. МЖГ. 1995. № 2. С. 39–46.
4. Sarpkaya T. Computational methods with vortices – The 1988 Freeman scholar lecture // Trans. ASME. J. Fluids Eng. 1989. V. 111. № 1. P. 5–52.
5. Escudier M. Vortex breakdown: observations and explanations // Progr. Aerosp. Sci. 1988. V. 25. № 2. P. 189–229.
6. Соу С. Гидродинамика многофазных систем. М.: Мир, 1971. 536 с.
7. Ахметов В.К., Шкадов В.Я. Vortex atomizer of rigid particles // 7th Intern. Conf. on Liquid Atomization and Spray Systems. Seoul, Korea, 1997. V. 2. P. 765–771.
8. Зайчик Л.И., Першук В.А. Проблемы моделирования газодисперсных турбулентных течений с горением или фазовыми переходами // Изв. РАН. МЖГ. 1996. № 5. С. 3–19.
9. Tsai R., Chang Y.P., Lin T.Y. Combined effects of thermophoresis and electrophoresis on particle deposition onto a wafer // J. Aerosol Sci. 1998. V. 29. № 7. P. 811–825.
10. Mang J., Minkov E., Schaflinger U., Ungarish M. Particle entrainment in a bounded rotating flow with a drain // Trans. ASME. J. Fluids Eng. 1998. V. 120. № 4. P. 676–679.
11. Darquenne C., Riethmuller M.L., Paiva M. Numerical investigation of aerosol transport and deposition in the human lung // 6th Intern. Conf. on Liquid Atomization and Spray Systems. Rouen, France, 1994. P. 828–835.