

СТРУКТУРА ПОТОКОВ В ВИХРЕВЫХ УСТРОЙСТВАХ

А.С. БЕЛОУСОВ, Б.С. САЖИН

(Московский государственный текстильный университет им. А.Н. Косыгина)

Закрутка двухфазных потоков с образованием зон повышенной концентрации дисперсных частиц широко используется в различных технологических процессах текстильной и смежных с ней отраслях промышленности. В двухфазной газодисперсной системе возникают достаточно сложные пространственные структуры течения, изучение которых возможно в основном с помощью средств вычислительной гидродинамики [1]. Эти структуры определяют эффективность улавливания волокнистых частиц в центробежных пылеуловителях [2], а также смешение сред в аппаратах со встречными закрученными потоками (ВЗП), применяемых в теплоиспользующих установках текстильной промышленности [3].

В последнее время вращающиеся потоки все чаще используются в устройствах вихревого прядения (УВП) [4...5]. Принцип формирования пряжи в вихревом потоке после появления патента [6] широко исследовался в различных странах, что в итоге привело к появлению на западных рынках в 1999-2003 гг. прядильных машин на основе УВП.

По данным [5] прядильные машины с УВП обладают как высокой производительностью (до 400 м/мин), так и хорошим качеством получаемых нитей.

На формирование стационарного вихря

волокон в камерах УВП основное влияние оказывает структура скоростей газа в пристеночной зоне. Поскольку эти же факторы существенно влияют на работу аппаратов ВЗП, то целесообразно рассмотреть закрученные течения в этих устройствах с единых позиций, несмотря на возможные различия в размерах аппаратов и скоростях потоков.

Для моделирования аэродинамики потоков примем, как и в работах [7...8], гипотезу эффективного турбулентного числа Рейнольдса: $R_T = VL/v_T$, где V – характерная скорость; L – характерный размер, а v_T – эффективная турбулентная вязкость.

Поскольку в данной модели турбулентная вязкость также зависит от L и V , то универсальной постоянной для устройств с определенными геометрическими соотношениями является число $R_T = \text{const}$; при этом течение автомодельно.

Рассмотрим осесимметричное течение в цилиндрической системе координат (z, r, φ) . В этом случае из уравнений Рейнольдса можно исключить давление и привести их к эллиптическим уравнениям относительно функции тока ψ , циркуляции $\Gamma = V_\varphi r$ и азимутальной компоненты завихренности ω_φ :

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

$$\frac{1}{r} \frac{\partial \omega_\varphi}{\partial z} \frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \omega_\varphi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial \psi}{\partial z} \omega_\varphi =$$

$$= \mu_T \left(\frac{\partial^2 \omega_\varphi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \omega_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \omega_\varphi}{\partial r} - \frac{\omega_\varphi}{r^2} \right) + \frac{2\Gamma \rho}{r^3} \frac{\partial \Gamma}{\partial z}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} = -\rho \omega_\varphi. \quad (3)$$

После определения функции тока осевая V_z и радиальная V_r скорости определяются из соотношений:

$$V_z = \frac{1}{\rho r} \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad V_r = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial \psi}{\partial z}. \quad (4)$$

Для уравнений (1)...(3) ставится задача с граничными условиями. Полученные уравнения позволяют, используя функцию тока, построить полную картину структуры потоков при условии корректного задания условий на границах расчетной области.

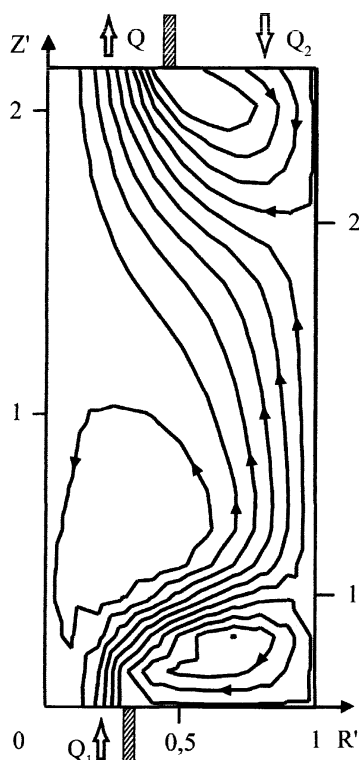


Рис. 1

В рабочем объеме вихревого устройства выделим в качестве поверхностей протекания плоскости $Z' = Z/D = 0$ и $Z' = H = 2,15$, где H – высота рабочей зоны между нижним завихрителем и выхлопной трубой; D – диаметр аппарата (рис. 1).

Пусть Q_1 и Q_2 – расходы потоков через нижний и верхний завихрители; $Q = Q_1 + Q_2$; $K = Q_2 / (Q_1 + Q_2)$. Тогда, полагая заданной нормальную скорость $V_z(r)$ и принимая $\psi = 0$ при $r' = r/R = 1$, где R – радиус уст-

ройства, можем, согласно (4), вычислить функцию

$$\psi(r) = \int_0^r V_z r dr. \quad (5)$$

В данной модели во входных сечениях радиальная скорость принималась равной нулю, а осевая и тангенциальная скорости имели постоянные значения. Из этих условий и уравнений (3)...(5) легко находятся граничные значения функции тока и компоненты завихренности ω_ϕ .

На оси аппарата принимались условия симметрии, на выходе – равенство нулю градиентов вдоль оси.

Реальные условия на входах потоков в значительной степени зависят от устройства завихрителей и их компоновки. Распределение скоростей непосредственно около завихрителя довольно сложное и имеет трехмерный характер, однако, как следует из [9], свойства закрученного потока в значительной степени определяются интегральным параметром крутки S :

$$S = \int_0^R V_z V_\phi r^2 dr / \int_0^R (V_z^2) r dr. \quad (6)$$

Для перехода к осесимметричной задаче использовались полученные в [9] корреляции (эквивалентные параметры крутки) для различных конструкций завихрителей. В случае постоянных значений тангенциальной скорости на входах потоков величина скорости определялась из уравнения

$$S_M = 2 \operatorname{tg} \phi_0 (1 - d_0^3) / (3(1 - d_0^2)), \quad (7)$$

где d_0 – относительный диаметр втулки завихрителя; ϕ_0 – угол закрутки.

Расчет проводился из условия, что интегральный параметр крутки, определенный по (7), равен эквивалентному.

Разностные уравнения, полученные из (1)...(3), решались методом последовательной нижней релаксации. В целом полученная модель существенно проще, чем

предложенная в работах [7...8], однако, как показали контрольные расчеты, для исследуемых в данной работе условий результаты с достаточной точностью (около 5...7%) совпадают с расчетами [7...8].

На рис.1 представлены результаты расчетов распределения функции тока в устройстве с двумя входами потоков. Высота рабочей зоны устройства $H' = 2,15$; параметры крутки завихрителей $S_1 = 0,6$, $S_2 = 5,2$; диаметр выхлопной трубы $\bar{d}_T = 0,377$; соотношение расходов потоков $K = 0,39$. Поскольку расчетная модель осесимметрична, на рисунке приведена половина сечения аппарата плоскостью, проходящей через ось симметрии. Значения функции тока рассчитывались с равным шагом для десяти интервалов.

Как видно из рис.1, поток, выходящий из нижнего завихрителя, резко меняет направление течения, переходит в периферийную область и движется вверх вдоль боковой стенки устройства. Возникает два замкнутых циркуляционных течения: возвратное течение в приосевой области (распад вихря) и тороидальное течение в периферийной зоне нижней части устройства (отрывное течение).

Между нижним потоком и отрывным течением возникает разделяющая поверхность тока, которая замыкается на боковую стенку по линии присоединения первого потока (точка 1 на рис.1).

Аналогичная поверхность разделяет первый и второй поток в верхней части устройства и замыкается на боковую стенку по линии отрыва первого потока (точка 2 на рис.1).

В точке 2 осевая скорость в пристеночной зоне имеет нулевое значение и именно в этой зоне происходит концентрация волокон и образование вращающегося волоконистого вихря в устройствах вихревого прядения.

Между точками 1 и 2 осевая скорость в пристеночной зоне направлена вверх, что обеспечивает удержание в этой зоне материала при проведении теплообменных процессов в аппаратах ВЗП. При этом скорость восходящего потока определяется

не только расходом первого потока, но и величиной зоны распада вихря.

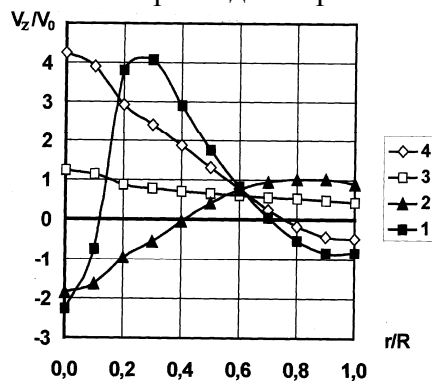


Рис. 2

На рис. 2 представлены результаты расчетов радиального распределения осевой скорости в окрестности точек присоединения и отрыва: \blacksquare – $Z' = 0,24$; \blacktriangle – $Z' = 0,48$; \square – $Z' = 1,43$; \diamond – $Z' = 1,79$.

Как видно из этих данных, в районе точки присоединения градиент скоростей больше, что, видимо, вызвано влиянием области распада вихря. Такие осевые скорости способствуют как процессу удерживания частиц в вышестоящей зоне аппарата, так и их сепарации ниже точки присоединения.

В районе точки отрыва градиент скорости мал, следовательно, для создания устойчивого волоконистого круга в УВП с двумя входами [4] необходимо изменить геометрию устройства.

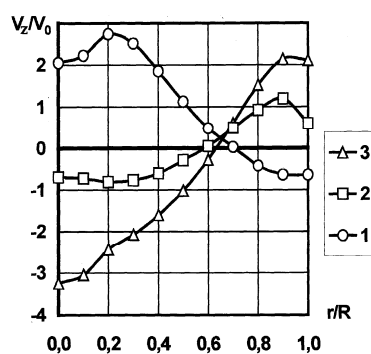


Рис. 3

На рис. 3 представлены результаты расчетов радиального распределения осевой скорости при изменении геометрии нижнего завихрителя для соотношения расходов $K = 0,62$, $Z' = 0,48$: \circ – $S_1 = 0,6$; \square – $S_1 = 1,18$; Δ – $S_1 = 1,8$.

Как видно из этих данных, степень крутки завихрителя существенно меняет как структуру потоков в целом, так и характер скоростей в пристеночной зоне. При повышении крутки увеличивается область распада вихря и возрастает осевая скорость у стенки, что способствует удерживанию материала и устойчивости волокнистого вихря.

Обобщенной характеристикой вихревого устройства с двумя входами может служить критическое соотношение потоков K_* , при котором совпадают точки отрыва и присоединения потока.

Формула для расчета K_* получена на основе обобщения экспериментальных данных лабораторного аппарата ВЗП:

$$K_* = 0,77 \frac{S_1^{0,33} H'}{1 + 0,132 S_2 + 0,77 S_1^{0,33} H'} \quad (8)$$

Уравнение (8) получено для диапазона параметров: $S_1 = 0,6 - 3,0$; $S_2 = 3,0 - 12,0$; $H' = 2 - 4$.

ВЫВОДЫ

1. Предложена гидродинамическая модель и исследованы особенности структур потоков в вихревых устройствах с двумя входами.

2. Выявлены закономерности распада вихря в центре и осевых скоростей в пристеночной зоне вихревых устройств.

3. Получено обобщенное уравнение, связывающее режимные и конструктивные

параметры вихревого устройства с критическими характеристиками течения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кулов Н.Н., Слинко М.Г. Современное состояние науки и образования в области теоретических основ химической технологии // Теор. основы хим. технологии. – 2004, т. 38, №2. С.115...122.
2. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. Пер. с англ. – М.: Мир, 1987.
3. Сажин Б.С., Тюрин М.П. Энергосберегающие процессы и аппараты текстильных и химических предприятий. – М., 2001.
4. Павлов Г.Г. Аэродинамические основы безверетенных способов прядения. – М.: Легкая и пищевая промышленность, 1982.
5. Basal G., Oxenham W. Vortex Spun Yarns vs. Air-Jet Spun Yarn // AUTEX Research Journal, – V.3, № 3, 2003. P. 96...101.
6. Юзвицки и др. Патент США № 3851455 от 12.1974.
7. Сажин Б.С., Белоусов А.С. Турбулентные и вихревые течения в аппаратах со встречными закрученными потоками. – В кн.: Аппараты с активными гидродинамическими режимами для текстильной промышленности и производства химических волокон. – М., 1983. С.17...21.
8. Белоусов А.С., Сажин Б.С., Лопанов А.В. и др. Численный расчет радиальных течений в пылеуловителе со встречными закрученными потоками. – В кн.: Успехи в химии и химической технологии. – М., 2005, т.19, №10 (58). С.74...77.
9. Белоусов А.С., Сажин Б.С. // Изв. вузов. Технология текстильной промышленности. – 2005, №3. С.122...125.

Рекомендована кафедрой процессов и аппаратов химической технологии и безопасности жизнедеятельности. Поступила 02.06.06.