УДК 532.5+.УДК 536.24

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА СУШКИ ВЛАЖНОГО ДИСПЕРСНОГО МАТЕРИАЛА С ПЕРЕМЕННОЙ ПЛОТНОСТЬЮ В ВИХРЕВОМ ПОТОКЕ

В работе рассмотрены системы уравнений, с помощью которых можно описать процесс движения частицы дисперсного материала с учетом его изменения в объеме от температуры. Также рекомендована оптимальная модель турбулентности для определения вязкости потока

А.М. Павленко
Доктор технических наук, профессор*
Контактный тел.: (061) 223-83-57

А.А. Чейлытко
Аспирант*
Контактный тел.: 8 (063) 257-25-06
Email: cheylitko@ya.ru
*Кафедра теплоэнергетики
Запорожская государственная инженерная академия

1. Введение

Изучение процессов, связанных с переносом тепла и теплообменом между влажными дисперсными частицами и вихревым потоком, в котором они движутся – актуальная задача теплофизики и теплоэнергетики. К настоящему времени накоплен обширный экспериментальный материал по характеристикам турбулентного переноса, который лег в основу многих полуэмпирических теорий. В последние годы, в связи с развитием методов вычислительной математики и совершенствованием вычислительной техники стало возможным прямое численное моделирование турбулентного вихревого движения и теплообменных процессов в нем. В большинстве существующих работ рассматриваются сильно упрощенные схемы вихревой структуры, которые не учитывают многих особенностей нагретого потока с дисперсными включениями. В работе проанализирован приведенный в литературных источниках материал [1] и построена математическая модель сушки влажных дисперсных частиц плотность и размеры которых существенно зависят от температуры, в вихревом турбулентном потоке.

2. Постановка задачи

Как правило, для математического описания течения используют уравнения сохранения движения и неразрывности, уравнение энергии, уравнения напряжений Рейнольдса, уравнение состояния, начальные и граничные условия.

Рассматриваемый процесс имеет ряд особенностей. Основная особенность это многократное увеличение в объеме дисперсного пористого материала, который подвергается термообработке. Диапазон температур вихревого потока составляет 500 – 600 °С. В начальный период сушки материала, в связи с его малым объемом и резким увеличением температур, отсутствует градиент температур по сечению материала. Поток в циклонной камере разделен на несколько отдельных течений, это связано с возникновением обратного тока. Рассматривается также увеличение давления потока за счет ввода дисперсных частиц, а также их сушки. Большой объем экспериментальных исследований выполнен в пятидесятых годах Д.Н. Ляховским [2] на воздушной модели циклонной камеры с внутренним диаметром 750 мм. Ширина четырех входных каналов была 32 мм, длина 110 мм.

В работе установлено, что поток вдоль камеры даже при одном тангенциальном подводе является осесимметричным и может быть разделен на:

- "основной вихрь", расположенный в пристенной области камеры и перемещающийся к дну и крышке от плоскости раздела шлицов;
- выходной "вихрь", расположенный в приосевой области камеры и перемещающийся от торца к сопловому отверстию;
- осевой обратный ток, зарождающийся вне камеры и втекающий в нее через осевую область сопла;
- кольцевой обратный ток расположенный между основным и выходным вихрями.

Основной вихрь имеет место при всех значениях $\frac{d_C}{D}$, при $\frac{d_C}{D} = 1$ выходной вихрь сливается с основным. Осевой обратный ток исчезал при $\frac{d_C}{D} = 0{,}2$, а кольцевой ток отсутствует при $\frac{d_C}{D} > 0{,}6$. Изучение распределения скоростей в камере показало, что максимум окружных скоростей достигается на радиусе $r_1 > r_C$, а при $\frac{d_C}{D} >$ 0,6 имеет место уменьшение окружной скорости по направлению к оси. Это было подтверждено и более поздними работами П.М.Михайлова и З.Н.Сабурова [3].

3. Методы решения

При анализе имеющихся моделей и уравнений газогидродинамики и теплофизики были сделаны соответствующие выводы и расчеты позволяющие определить единую систему уравнений и смоделировать исследуемый процесс с наименьшими погрешностями. Система уравнений, которая описывает нестационарное движение сжимаемого вязкого газа в цилиндрических координатах r, φ ,x с учетом гамма-функции $\gamma(\tau)$ которая учитывает изменение плотности материала, имеет вид [4]:

$$\begin{cases}
\rho\cdot\left(\frac{\partial\nu}{\partial t}+\nu\cdot\frac{\partial\nu}{\partial r}+\frac{w}{r}\cdot\frac{\partial\nu}{\partial\varphi}-\frac{w^2}{r}+u\cdot\frac{\partial\nu}{\partial x}\right)= \\
=\rho\cdot g_r-\frac{\partial p}{\partial r}-\left[\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial(r\cdot\sigma_{rr})}{\partial r}+\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial\tau_{r\varphi}}{\partial\varphi}-\frac{\sigma_{\varphi\varphi}}{r}+\frac{\partial\tau_{rx}}{\partial x}\right]+\gamma(\tau); \\
\rho\cdot\left(\frac{\partial w}{\partial t}+\nu\cdot\frac{\partial w}{\partial r}+\frac{w}{r}\cdot\frac{\partial w}{\partial\varphi}-\frac{w\cdot\nu}{r}+u\cdot\frac{\partial w}{\partial x}\right)= \\
=\rho\cdot g_\varphi-\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial p}{\partial\varphi}-\left[\frac{1}{r^2}\cdot\frac{\partial(r^2\cdot\tau_{r\varphi})}{\partial\cdot r}+\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial\sigma_{\varphi\varphi}}{\partial\varphi}+\frac{\partial\tau_{\varphi x}}{\partial x}\right]+\gamma(\tau); \\
\rho\cdot\left(\frac{\partial u}{\partial t}+\nu\cdot\frac{\partial u}{\partial r}+\frac{w}{r}\cdot\frac{\partial u}{\partial\varphi}+u\cdot\frac{\partial u}{\partial x}\right)= \\
=\rho\cdot g_x-\frac{\partial p}{\partial x}-\left[\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial(r\cdot\tau_{rx})}{\partial r}+\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial\tau_{\varphi x}}{\partial\varphi}+\frac{\partial\sigma_{xx}}{\partial x}\right]+\gamma(\tau); \\
\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\partial(\rho\cdot r\cdot\nu)}{\partial r}+\frac{\partial(\rho\cdot r\cdot u)}{\partial x}+\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial(\rho\cdot r\cdot w)}{\partial\varphi}=0; \\
\rho\cdot C_P\cdot\left(\frac{\partial T}{\partial t}+\nu\cdot\frac{\partial T}{\partial r}+\frac{w}{r}\cdot\frac{\partial T}{\partial\varphi}+u\cdot\frac{\partial T}{\partial x}\right)= \\
=\mu_t+\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial}{\partial r}\cdot\left(r\cdot\lambda\cdot\frac{\partial T}{\partial r}\right)+\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial}{\partial\varphi}\cdot\left(\lambda\cdot\frac{\partial T}{r\partial\varphi}\right)+\frac{\partial}{\partial x}\cdot\left(\lambda\cdot\frac{\partial T}{\partial x}\right)+\frac{dp}{dt}, \\
p=\rho\cdot R\cdot T
\end{cases} \quad (1)$$

Здесь u - осевая скорость, w – окружная скорость, ν – радиальная скорость. Первые три уравнения в (1) описывают движение газа под действием массовых и поверхностных сил. Массовые силы с ускорением , g_r , g_φ, g_x , в большинстве случаев, не учитывают [4, 5] ввиду их малости по сравнению с остальными составляющими. Следующие два уравнения в системе уравнений (1) получены из закона сохранения массы газа и закона сохранения энергии. Последнее уравнение в системе (1) это уравнение термодинамического состояния. Оно принято как для идеального газа, поскольку параметры газа в циклонах существенно отличаются от критических.

Компоненты тензора напряжений для газов, подчиняющихся гипотезе Ньютона о пропорциональности касательного напряжения скорости деформации с числом пропорциональности, называемым динамическим коэффициентом вязкости, запишутся так:

$$\begin{cases}
\sigma_{rr}=-\mu_t\left[2\cdot\frac{\partial\nu}{\partial r}-\frac{2}{3}\cdot\left(\frac{\nu}{r}+\frac{\partial\nu}{\partial r}+\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial w}{\partial\varphi}+\frac{\partial u}{\partial x}\right)\right]; \\
\sigma_{\varphi\varphi}=-\mu_t\left[2\cdot\left(\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial w}{\partial\varphi}+\frac{\nu}{r}\right)-\frac{2}{3}\cdot\left(\frac{\nu}{r}+\frac{\partial\nu}{\partial r}+\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial w}{\partial\varphi}+\frac{\partial u}{\partial x}\right)\right]; \\
\sigma_{xx}=-\mu_t\left[2\cdot\frac{\partial u}{\partial x}-\frac{2}{3}\cdot\left(\frac{\nu}{r}+\frac{\partial\nu}{\partial r}+\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial w}{\partial\varphi}+\frac{\partial u}{\partial x}\right)\right]; \\
\tau_{r\varphi}=-\mu_t\left[\frac{\partial w}{\partial r}-\frac{w}{r}+\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial\nu}{\partial\varphi}\right]; \\
\tau_{rx}=-\mu_t\left[\frac{\partial u}{\partial r}+\frac{\partial u}{\partial\varphi}\right]; \\
\tau_{\varphi x}=-\mu_t\left[\frac{\partial w}{\partial x}+\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial u}{\partial\varphi}\right].
\end{cases} \quad (2)$$

Систему уравнений (2) используют как исходную, когда применение гипотезы Ньютона считается целесообразным. Для турбулентного потока вопрос о связи касательных напряжений в динамике остается открытым. И что бы описать явления турбулентности, необходимо добавить уравнение для турбулентной вязкости. Многочисленные гипотезы и полуэмпирические соотношения были преобразованы в устойчивые выражения [6], которые начали называть моделями турбулентности. На основании [7], в нашей задаче целесообразнее всего использовать k-ε модель турбулентности. По данной модели турбулентная вязкость определяется:

$$\mu_t=C_\mu\cdot\frac{k^2}{\varepsilon}. \quad (3)$$

Турбулентная кинетическая энергия при этом равна:

$$\frac{\partial k}{\partial t}+U_J\cdot\frac{\partial k}{\partial x_J}=\tau_{iJ}\cdot\frac{\partial U_i}{\partial x_J}-\varepsilon+\frac{\partial}{\partial x_J}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_K}\right)\cdot\frac{\partial k}{\partial x_J}\right]. \quad (4)$$

Скорость диссипации:

$$\frac{\partial\varepsilon}{\partial t}+U_J\cdot\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_J}=C_{\varepsilon 1}\cdot\frac{\varepsilon}{k}\cdot\tau_{iJ}\cdot\frac{\partial U_i}{\partial x_J}-C_{\varepsilon 2}\cdot\frac{\varepsilon^2}{k}+\frac{\partial}{\partial x_J}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_K}\right)\cdot\frac{\partial k}{\partial x_J}\right]. \quad (5)$$

Коэффициенты замыкания и для стандартной k-ε модели будут равны:

$$C_{\varepsilon 1}=1{,}44,\ C_{\varepsilon 2}=1{,}92,\ C_{\mu}=0{,}09,\ \sigma_k=1,\ \sigma_{\varepsilon}=1{,}3.$$

Для RNG k-ε модели используются те же уравнения (3– 5), однако используют другие коэффициенты:

$$C_{\varepsilon 2}=\overline{C_{\varepsilon 2}}+\frac{C_{\mu}\cdot\lambda_{\mu}^{3}\cdot\left(1-\dfrac{\lambda_{\mu}}{\lambda_{\mu 0}}\right)}{1+\beta\cdot\lambda_{\mu}^{3}} \qquad (6)$$

$$\lambda=\frac{k}{\varepsilon}\cdot\sqrt{2\cdot\sigma_{iJ}\cdot\sigma_{J}} \qquad (7)$$

$$C_{\varepsilon 1}=1,\ \overline{C_{\varepsilon 2}}=1,\ C_{\mu}=0{,}085,\ \sigma_k=0{,}72,\ \sigma_{\varepsilon}=0{,}72,$$

$$\beta=0{,}012,\ \lambda_{\mu 0}=4{,}38.$$

RNG k-ε модель турбулентности более точно описывает передачу осредненных пульсаций в потоке, но как видно добавляется необходимость решения двух дополнительных уравнений. Для сложного объекта, состоящего из полумиллионов узловых точек, использование данной модели приведет к увеличению на миллион действий в одной итерации. Поэтому необходимо обосновано использовать данную модель.

При симметрии потока можно также упростить уравнения, отбросив члены содержащие $\frac{\partial}{\partial\varphi}$. Симметрия потока добивается путем увеличения вводов потока, но увеличение количества вводов отразится на сопротивлении циклонной камеры. Примем, в первом приближении, что при двух вводах в циклонную камеру симметрия потока не имеет отклонений.

Теперь рассмотрим особенности данной задачи. Прежде всего, это изменение плотности дисперсного материала в процессе интенсивной сушки. Изменение объема, как уже отмечалось, планируется произвести гама функцией, на основании эксперимента. Эмпирическую функцию после необходимо будет связать с имеющимися аналитическими системами уравнений и запрограммировать для расчета на ЭВМ.

В общем виде гама функция представляет собой ряд:

$$\gamma(\tau)=A_1+A_2\tau^{\phi}. \qquad (8)$$

4.Выводы

Подобраны и скорректированы оптимальные уравнения позволяющие смоделировать данный процесс, после получения необходимых экспериментальных подтверждений и констант гама функции.

Литература

1. Патент Украины №3802
2. Ляховский Д.Н. В сб. «Вопросы аэродинамики и теплопередачи в котельно-топочных процессах», Под.ред. Кнорре Г.Ф., Госэнергоиздат, 1958
3. Сабуров Э.Н. и др. Известия ВУЗ «Энергетика», 3, 1972
4. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. Четвертое издание. М.: изд-во «Наука», 1973, - 876с.
5. Разработка высокоэффективной циклонной установки для проплавления синтетических шлаков с автоматизированным управлением технологическим процессом для строящегося кислородно-конвертерного цеха на заводе им. Дзержинского. Ответственный исполнитель – Жигула В.А., 1975 г.
6. Wilcox, D.C..“Multiscale model for turbulent flows”. In AIAA 24th Aerospace Sciences Meeting. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1986.
7. CFX Limited, Waterloo, Ontario, Canada. CFX-TASCflow Theory Documentation, section 4.1.2, Version 2.12, 2002.