

3. Яловой Н.С. Оптимальные условия эксплуатации конденсатных насосов / Н.С.Яловой, А.А.Львов, А.М.Кац // Изв. вузов. Энергетика. – 1986. – № 6. – С.112-115.
4. Чебаевский В.Ф. Кавитационные характеристики высокооборотных шнекоцентробежных насосов / В.Ф.Чебаевский, В.И.Петров. – М.: Машиностроение, 1973. – 152с.
5. Пилипенко В.В. Кавитационные автоколебания и динамика гидросистем / Пилипенко В.В., Задонцев В.А., Натанзон М.С. – М.: Машиностроение, 1977. – 352с.
6. Пилипенко В.В. Кавитационные автоколебания / Пилипенко В.В. – К.: Наукова думка, 1989. – 313с.
7. Гоцуленко В.Н. Экспериментальное исследование автоколебаний в системе, включающей лопастной насос с монотонно убывающей напорной характеристикой / В.Н.Гоцуленко, Н.Н.Гоцуленко // Энергомашиностроение. – 1978. – № 5. – С.44-45.
8. Гоцуленко В.В. Особенности помпажа центробежного насоса при кавитации / В.В.Гоцуленко, В.Н.Гоцуленко // Горная энергомеханика и автоматика: междунар. науч.-техн. конф., 19 – 21 ноября 2003 г.: тезисы докл. – Д., 2003. – Т. 2. – С.60-67.
9. Гоцуленко В.В. Вибрационное горение и термоакустические автоколебания / В.В.Гоцуленко. – LAMBERT Academic Publishing, 2012. – 152с.

Поступила в редколлегию 03.01.2013.

УДК 664.2.032.1

СОКОЛОВСКАЯ И.Е., к.т.н., доцент

Днепродзержинский государственный технический университет

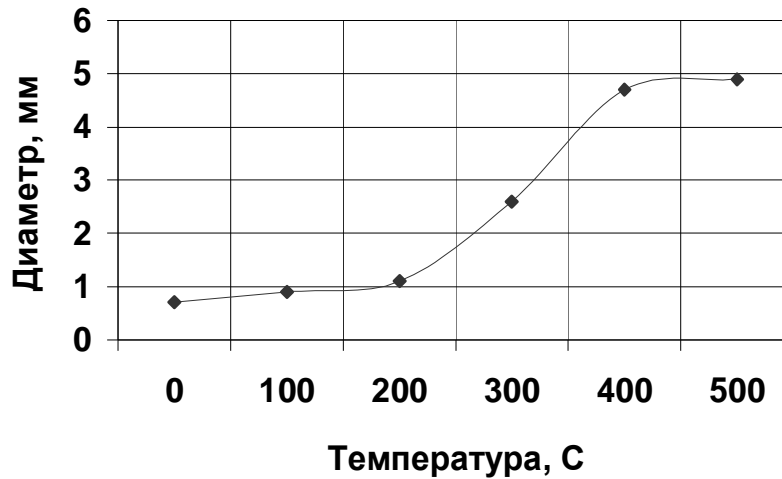
### **МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ В ВИХРЕВОМ АППАРАТЕ**

**Введение.** В производстве теплоизоляционных материалов находят широкое применение различные тепломассообменные аппараты, в частности вихревые, в которых осуществляются завершающие этапы технологии – сушка или обжиг мелкодисперсных частиц.

Сушка материалов в вихревом аппарате происходит в период их витания в аппарате в результате их взаимодействия с воздушными потоками. Очевидно, чем более длительный данный процесс, тем он эффективнее.

Прямое экспериментальное изучение движения материалов в вихревых аппаратах осложняется нелинейностью и нестационарностью процесса. Однако характеристики траекторий движения частиц в вихревом аппарате могут быть определены путем численного моделирования с учетом имеющихся расчетных полей скоростей газовой фазы, полученных в предыдущем исследовании [1].

**Постановка задачи.** В процессе сушки диаметр частиц изменяется, что влияет на силу их взаимодействия с газовой фазой. Имеющиеся экспериментальные данные свидетельствуют об увеличении диаметра рассматриваемых частиц при увеличении температуры (рис.1). Таким образом, для определения траекторий вводимых частиц необходимо одновременно рассчитывать их температуру.

Рисунок 1 – Зависимость диаметра частицы  $d$  от температуры  $T$ 

**Результаты работы.** Расчет траектории движения частиц в разных условиях изучался многими авторами [2, 3]. В отличие от указанных работ в данной работе движение рассчитано для трехмерного поля скоростей, полученного в работе [1] для условий сушки в вихревом аппарате с учетом переменных размера частицы, ее плотности и массы.

Предполагается, что частица падает вертикально вниз с начальной скоростью  $v_0$ . При движении в аппарате на частицу действует сила

$$\vec{F} = \vec{F}_a + \vec{F}_s, \quad (1)$$

состоящая из архимедовой силы

$$\vec{F}_a = (m - m^*)\vec{g}, \quad (2)$$

где  $m$  и  $m^*$  – масса частицы и вытесненного им воздуха, и силы сопротивления

$$\vec{F}_s = -C_R S \frac{\rho_r}{2} |v - v_r| (\vec{v} - \vec{v}_r), \quad (3)$$

где  $C_R$  – коэффициент сопротивления,  $S$  – сечение частицы,  $\rho_r$  – плотность частицы,  $\vec{v}, \vec{v}_r$  – скорость частицы и газа соответственно.

Отметим, что в случае, когда плотность частицы намного превышает плотность воздуха  $m \gg m^*$ , архимедова сила сводится к силе тяжести.

Уравнение движение частицы имеет вид:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{f}, \quad (4)$$

где  $\vec{f} = \vec{F} / (m + \kappa m^*)$  и  $\kappa$  – коэффициент присоединенной массы.

Процесс нагрева частицы в предположении её сферичности описывается одномерным уравнением диффузионного теплопереноса

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (5)$$

где  $T$  – температура,  $a$  – коэффициент температуропроводности частицы,  $r$  – расстояние до её центра (радиальная координата).

На границе частицы имеет место конвективная теплоотдача

$$q = \alpha(T_p - T_g), \quad (6)$$

определяющая граничные условия для уравнения (5), где  $q$  – плотность теплового потока на границе частицы,  $T_p$  и  $T_g$  – температуры поверхности частицы и окружающей газовой фазы соответственно и  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи.

Коэффициент  $\alpha$  зависит от диаметра частицы  $d$  и его удобно выразить через безразмерный критерий Нуссельта  $Nu$ :

$$\alpha = Nu \lambda_e / d, \quad (7)$$

где  $\lambda_e$  – эффективный коэффициент теплопроводности газа [2, 3], учитывающий турбулентный характер движения. Его значение выбирается, исходя из соотношения:

$$\lambda_e = C \rho_g v_e, \quad (8)$$

где  $C$  и  $\rho_g$  – теплоемкость и плотность газа, а  $v_e$  – эффективный коэффициент кинематической вязкости, определяемый по трехпараметрической алгебраической модели турбулентности и газодинамической части расчета [1].

Движение частицы рассматриваем в цилиндрических координатах  $\rho, \varphi, z$ . При этом уравнение (4) приобретает вид:

$$\frac{dv_\rho}{dt} = \frac{v_\varphi^2}{\rho} + f_\rho, \quad (9)$$

$$\frac{dv_\varphi}{dt} = -\frac{v_\rho v_\varphi}{\rho} + f_\varphi, \quad (10)$$

$$\frac{dv_z}{dt} = f_z, \quad (11)$$

где индекс у скорости и у удельной силы означает их компоненту в цилиндрических координатах. Для компонент скорости имеем:

$$v_\rho = \frac{d\rho}{dt}, \quad v_\varphi = \rho \frac{d\varphi}{dt}, \quad v_z = \frac{dz}{dt}. \quad (12)$$

Численно система уравнений (9)-(11) решалась методом Крамера-Эйлера.

$$v_\rho^{n+1} = v_\rho^n + \Delta t [(v_\varphi^n)^2 / \rho^n + f_\rho^n], \quad (13)$$

$$v_\varphi^{n+1} = v_\varphi^n + \Delta t [-v_\rho^n v_\varphi^n / \rho^n + f_\varphi^n], \quad (14)$$

$$v_z^{n+1} = v_z^n + \Delta t f_z^n, \quad (15)$$

$$\rho^{n+1} = \rho^n + \Delta t v_\rho^{n+1}, \quad (16)$$

$$\varphi^{n+1} = \varphi^n + \Delta t (v_\varphi^{n+1} / \rho^{n+1}), \quad (17)$$

$$z^{n+1} = z^n + \Delta t v_z^{n+1}, \quad (18)$$

где  $n$  – номер временного слоя, а  $\Delta t$  – шаг по времени.

В качестве расчетной области, как и в работе [2], выбрана внутренняя часть цилиндра. При определении силы сопротивления (3) движения куска в газовом потоке предварительно вычисляется площадь его поперечного сечения  $S = \pi d^2 / 4$  с использованием графической зависимости, заданной на рис.1.

Для этого рассчитывается температура частицы с использованием явной разностной схемы [3]:

$$T_i^{n+1} = T_i^n + \Delta t a [(i-1)T_{i+1} - 2(i-1,5)T_i + (i-2)T_{i-1}] / (i-1,5) / \Delta r^2, \quad (19)$$

где  $\Delta t$  и  $\Delta r$  – шаг по времени и радиусу соответственно,  $n$  – номер временного слоя, а  $i$  – номер пространственной ячейки (температуры вычисляются в центре ячеек). В качестве температуры, определяющей диаметр частицы, выбирается средняя температура по всем ячейкам.

Проведена серия тестовых расчетов модели, свидетельствующая о её качественной адекватности рассматриваемому процессу.

Конкретная траектория частицы существенно зависит от места её попадания в объем вихревого аппарата и определяется, в основном, (помимо силы тяжести) вихревыми газовыми потоками. Так, увлекаясь газом, частица может совершать винтовое движение (рис.2) до момента её выхода из аппарата. Однако численные эксперименты показывают достаточно нерегулярный характер движения частиц. Так в расчетах наблюдались как траектории с участками стационарного витания (рис.3), так и достаточно интересные варианты возможных движений частиц, как, например, вариант, представленный на рис.4. Частица под действием силы тяжести и газовых потоков может в целом двигаться вниз, а затем, попадая в восходящие потоки, снова определенное время двигаться в верхнем направлении. В конце концов, она всё же покидает объем аппарата.

Изучение большого количества результатов расчетов позволяет всё же (не смотря на нерегулярность траекторий частиц) сделать качественный вывод о том, что в целом частицы, которые попадают в вихревой аппарат ближе к боковой стенке, дольше витают в его объеме, а, следовательно, и дольше подвергаются сушке, что предпочтительнее с технологической точки зрения.

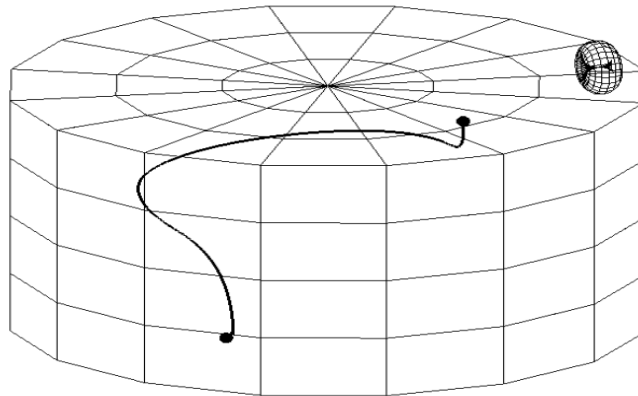


Рисунок 2 – Винтообразная траектория частицы

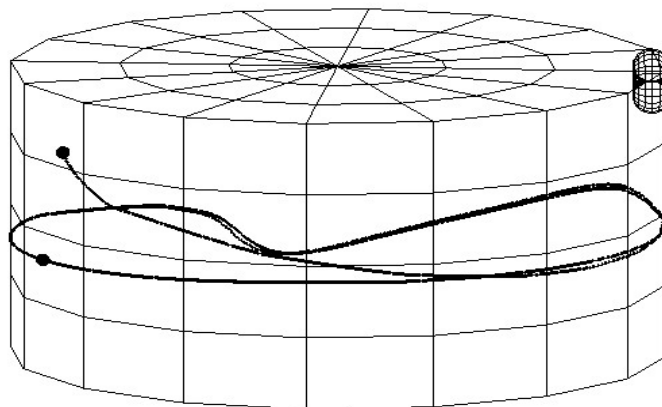


Рисунок 3 – Часть траектории квазистационарного витания частицы

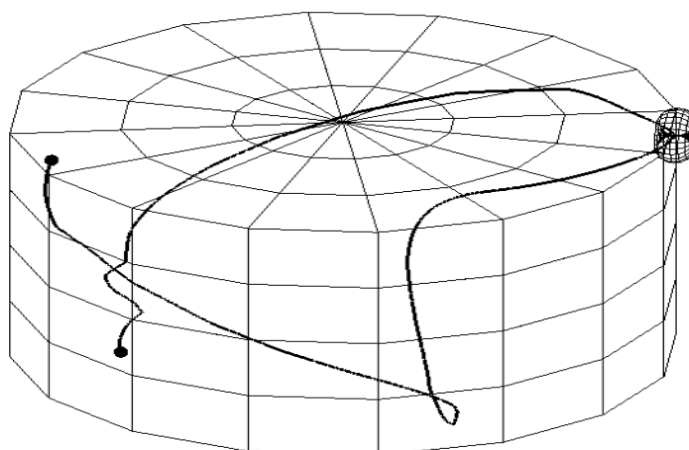


Рисунок 4 – Сложная нерегулярная траектория частицы

**Выводы.** В данной работе построена комплексная математическая модель движения частиц, подлежащих сушке в вихревом аппарате, с одновременным расчетом их температуры.

Тестовые расчеты, проведенные по представленной модели, свидетельствуют о её качественной адекватности и возможности использования данной модели для расчета различных режимов сушки материалов в вихревых аппаратах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Соколовская И.Е. Математическая модель газодинамики в вихревом аппарате // Соколовская И.Е. – Математичне моделювання. – 2007. – № 1(16). – С.22-27.
2. Гутри Р.И.Л. Физико-химические и гидродинамические аспекты легирования расплавов методом вдувания порошков // Гутри Р.И.Л. – Металлургия. – 1982. – №80. – С.75-92.
3. Огурцов А.П., Самохвалов С.Е. Численные методы исследования гидродинамических и тепломассопереносных процессов сталеплавильного производства. – К.: Наукова думка, 1993. – 220с.

*Поступила в редколлегию 04.03.2013.*