

В. И. Пинаков, К. В. Кулик, Б. Е. Гринберг

Конструкторско-технологический филиал
Института гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН
ул. Терешковой, 29, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: kulik@kti-git.nsc.ru

ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ ПО РОТОРНЫМ ТЕПЛООБМЕННИКАМ *

Эксперименты на вращающихся в воздушной среде конусах с углом при вершине $\beta = 120^\circ$ и диске (т. е. конусе с $\beta = 180^\circ$) показали, что при частотах $\Omega \geq 2,5$ Гц проекции траекторий частиц размером $d \approx 0,1$ мм на горизонтальную плоскость близки к логарифмическим спиральям. Анализ такой аппроксимирующей функции и результаты физического моделирования, позволившие определить зависимость коэффициента приповерхностного сопротивления C_D^* частицы при движении в вязкой жидкости (воздухе), показали, что частицы не скользят и не катятся по поверхностям роторных теплообменников. Среднее расстояние между отдельной частицей и поверхностью меньше, но соизмеримо с толщиной приповерхностного стационарного вихревого слоя вязкой жидкости, толщина которого по крайней мере на порядок превосходит размер частиц. В поле массовых сил (тяжести и центробежных) движение частиц носит характер «прыжков» по твердой поверхности, высота которых приблизительно равна толщине вытеснения вихревого слоя. Перемещение частиц по нормали к поверхности, а также их однонаправленное вращение под действием градиента скорости в вихревом слое вызывает массообмен между слоями вязкой жидкости, а следовательно, интенсифицирует отвод тепла от горячей поверхности и передачу его в воздух и частицам, что в итоге приводит к сокращению времени нагрева частиц и повышению уровня активации флэш-продуктов.

Ключевые слова: роторный теплообменник, дегидратация, термическое разложение, пограничный слой, коэффициент сопротивления, центробежная сила.

Введение

Быстрый нагрев порошкообразных материалов с последующим охлаждением необходим во многих областях химической промышленности. Такие процессы применяются при переработке гидроксидов, оксидов, солей и других материалов с целью перевода их в химически активное по сравнению с исходным веществом состояние. В Конструкторско-технологическом филиале ИГиЛ СО РАН совместно с ИК СО РАН разработана концепция термоударной активации сыпучих материалов на вращающемся роторном металлическом теплообменнике и создан центробежный флэш-реактор (ЦЕФЛАР), описание и результаты испытаний которого представлены в [1]. Визуальные наблюдения за движением облака из дыма при нормальной температуре на моделях и на реакторе со снятой крышкой показали, что при вращении конуса над его внутренней поверхностью устанавливается стационарное вихревое течение возду-

ха, при котором его осевой приток компенсируется радиальным приповерхностным оттоком. Поскольку при движении частицы порошка неразрывно связаны с приповерхностным слоем воздуха, в первую очередь необходимо иметь о нем достаточно ясное представление.

По сравнению с флэш-продуктами, полученными промышленным методом термической активации порошкообразных материалов, в котором частицы нагреваются дымовыми газами, центробежная активация порошка гидраргиллита с размером частиц $d \leq 0,1$ мм дает значительно более высокое качество [2].

В [1] этот положительный эффект объяснен путем оценочного анализа упрощенной модели процесса, скольжением нагреваемых частиц по поверхности горячего теплообменника, выполненного из материала с высокой теплопроводностью. Приведенные сравнительные оценки нагрева газом и твердым телом носят качественный характер, поскольку в них не отражены потери

* Работа выполнена при поддержке гранта Президиума СО РАН, проект № 2 «Химические и биохимические устройства на основе новых принципов интенсификации процессов».

энергии на фазовые превращения (дегидратацию), и нереальны предположения о непрерывном тепловом контакте с теплообменником «плоскопараллельных» частиц. По этим причинам рассчитанные значения необходимых времен контакта на порядок меньше реальных значений.

Таким образом, для тепловых оценок следует разработать более адекватную модель процесса. Для этого необходимо иметь ясное представление о движении частиц в пограничном слое воздуха на внутренней поверхности конуса при нормальной температуре.

Исследование движения частиц по поверхности теплообменника при температуре 20 °С является основным содержанием настоящей работы.

Сведения о вихревом пограничном слое на диске и трибологических характеристиках частиц

Описанный выше характер течения с осевым притоком и радиальным оттоком вязкой среды характерен и для вращающегося плоского диска. Обращенная вверх поверхность горизонтально вращающегося диска радиусом R является частным случаем конической поверхности с полным углом при вершине 180°.

Течение вязкой жидкости, вовлекаемой в движение вращением плоского диска, названное «вихревой слой», описано в [4]. В рассматриваемой системе центробежной активации газ можно отождествлять с вязкой жидкостью, поскольку все скорости на два порядка ниже скорости звука в нем.

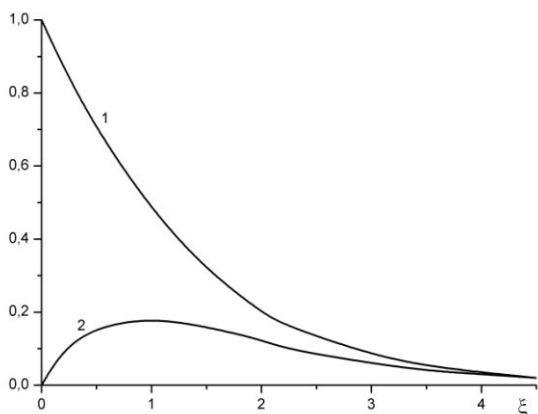


Рис. 1. Безразмерные скорости газа в вихревом слое: 1 – круговая $\psi(\xi)$; 2 – радиальная $\chi(\xi)$

Распределение скоростей сдвигового течения в окрестности диска определяются двумя размерными параметрами: кинематической вязкостью ν и угловой скоростью Ω . Круговая w_ϕ и радиальная w_r скорости газа выражаются через безразмерные функции $\psi(\zeta)$ и $\chi(\zeta)$, зависящие от безразмерной осевой координаты $\zeta = z / (\nu / \Omega)^{0.5}$, где $z \geq 0$ соответствует вертикальной оси, проходящей через центр круга (на уровне плоскости $z = 0$):

$$w_\phi = \Omega r \psi(\zeta), \quad w_r = \Omega r \chi(\zeta). \quad (1)$$

Графики функций ψ и χ приведены на рис. 1. Обе функции положительны и практически равны нулю при $\zeta > 5$. Исходя из вида функций $\psi(\zeta)$ и $\chi(\zeta)$, для элементарного объема вязкой жидкости, при $\zeta \approx 1$, легко составить линейное уравнение

$$dr / dt = (0,18 + i \cdot 0,5) \Omega r, \quad (r_0 \leq |r| \leq R)$$

и получить зависимость комплексной координаты r элементарного объема газа (жидкости) от времени в виде логарифмической спирали

$$r = r_0 e^{(0,18 + i \cdot 0,5) \Omega t} \quad (2)$$

(жирным шрифтом выделены мнимая единица и комплексная величина).

Уравнение (2) и вытекающее из него выражение для времени движения над диском τ элементарного объема среды (жидкой частицы) от r_0 до R

$$\tau = 5,6 \ln(R / r_0) / \Omega$$

позволяют сделать следующий вывод. При логарифмически спиральной траектории τ определяется отношением длин исходного и конечного радиусов и угловой скоростью вращения диска и не зависит от масштаба диска и вязкости.

Из вида функций $\psi(\zeta)$ и $\chi(\zeta)$ вытекает постоянство толщины приповерхностного вихревого слоя. По аналогии с пограничным слоем вытеснения вихревого слоя дается соотношением

$$\delta^* \approx 1,3 (\nu / \Omega)^{0.5}. \quad (3)$$

Подстановка в (3) значения $\nu = 1,4 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$, соответствующего нормальным условиям при значениях угловой скорости Ω от 9 до 26 рад/с (от 1,5 до 4 Гц), приводит к диапазону изменения δ^* от 1,6 до 1,0 мм. Следовательно, толщина вихревого слоя по меньшей мере на порядок превосходит размер активируемых частиц.

Для порошка гидрагиллита характерен высокий коэффициент внутреннего трения, приводящий к образованию «сводов» над отверстиями в пластине, на которую его насыпают. Частицы, по-видимому вследствие электростатического взаимодействия, склонны к «слипанию». Мелкие частицы, размером порядка 0,01 мм, «прилипают» к поверхностям металлов и диэлектриков.

Находящиеся на плоской пластине частицы гидрагиллита размером $d \approx 0,1$ мм при увеличении угла ее наклона ведут себя так же, как и обычные несферические частицы большего масштаба, например песчинки или чугунные дробинки. Наблюдается не скольжение, а скатывание частиц при углах наклона β , удовлетворяющих соотношению $tg\beta \leq k$, где k – коэффициент трения, составляет обычно от 0,2 до 0,3.

Опыты показали, что для частиц гидрагиллита $k \geq 0,5$, так как соответствующее значение $\beta \approx 30^\circ$.

При скатывании частицы сначала ускоряются, поскольку коэффициент трения качения на порядок меньше k , затем устанавливается режим равномерного движения, скорость которого зависит от угла β , размера и массы частицы. Например, при $\beta = 45^\circ$, скорость частиц размером $d = 0,1$ мм составляет от 0,15 до 0,25 м/с. Скатывающая составляющая веса частицы при движении по наклонной плоскости уравнивается силой вязкого сопротивления воздуха.

Моделирование приповерхностного движения частиц

Естественно предположить, и это нашло отражение в [1], что частица движется по поверхности диска так же, как и по наклонной плоскости, находясь в постоянном контакте с ней.

В этом случае не следует оценивать силу сопротивления частицы в соответствии с известной зависимостью коэффициента сопротивления $C_D(Re_c)$, где число Рейнольдса частицы

$$Re_c = u \cdot d / \nu \quad (4)$$

(u – скорость частицы в жидкости).

Для расчетов необходимо знание зависимости от Re_c приповерхностного коэффициента сопротивления C_D^* . Понятно, что $C_D^* > C_D$, поскольку обтекание жидкостью

частицы, находящейся в контакте со стенкой, более затруднено, чем обтекание свободной частицы.

Уравнение установившегося движения частицы размером $d = 10^{-4}$ м, массой $m = 1,2 \cdot 10^{-9}$ кг при ее движении вблизи твердой стенки можно записать в следующем виде:

$$ma = C_D^* \cdot s \cdot \rho_v u^2 / 2, \quad (5)$$

здесь $s = 0,78 \cdot 10^{-8}$ кг/м³ – площадь сечения частицы, $\rho_v = 1,3$ кг/м³ – плотность жидкости (воздуха). Функция $C_D^*(Re_c)$ может быть определена экспериментально, путем механического моделирования процесса.

Основными требованиями к методу моделирования являются увеличение масштаба частиц и прозрачность моделирующей жидкости, что позволяет вести визуальное наблюдение и видеосъемку движения моделей частиц. Многократное увеличение кинематической вязкости жидкости, моделирующей воздух, при сохранении значений Re_c , позволяет существенно увеличить размеры моделей частиц. Установка для моделирования процесса представляет собой заполненный раствором глицерина сосуд с прозрачными стенками (аквариум), в котором установлена наклонная пластина с регулируемым углом наклона к горизонтали β .

Действие на частицу массовых сил моделируется действием касательной и нормальной составляющих веса модели частицы. Установившемуся движению модели частицы объемом V соответствует аналогичное (5) соотношение:

$$V(\rho_m - \rho_j) g \sin\beta = C_D^* S \rho_j u^2 / 2,$$

где S – площадь сечения модели, ρ_m и ρ_j – плотности материала модели частицы и раствора глицерина, соответственно ($\rho_j = 1280$ кг/м³).

Эксперименты на описанной установке представляли собой пуски моделей частиц по плоскости при различных углах ее наклона со съемкой процесса установления их движения на видеокамеру с частотой 25 кадров в секунду. В качестве моделей использовались стальные шарики с диаметрами от 5,5 до 20 мм; чугунные дробинки; стальной кубик с ребрами размером 9 мм. Острые кромки кубика «скруглялись», а вершины стачивались на 2–2,5 мм. Кинематическая вязкость моделирующей жидкости (водный раствор глицерина) измерялась

с помощью вискозиметра ВПЖ-4 и составляла $7 \cdot 10^{-4}$ и $0,9 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$.

В результате моделирования экспериментальные точки при значениях β 30; 45 и 60° легли практически на одну кривую $C_D^*(\text{Re}_q)$. Она изображена в логарифмических координатах сверху на рис. 2. Нижней кривой представлена зависимость $C_D(\text{Re}_q)$. Квадратные точки соответствуют движению стального кубика. Установившиеся скорости кубика и шарика $d = 9,6 \text{ мм}$ оказались одинаковыми. Видно, что при $\text{Re}_q = 0,1$ $C_D^* / C_D \approx 10$, а при $\text{Re}_q = 100$ это отношение равно приблизительно 3.

Движение порошка гидраргиллита по вращающемуся диску

Были проведены экспериментальные исследования кинематики частиц при движении по плоскому диску радиусом $R = 0,25 \text{ м}$. Перемещение малых порций (менее 1 см^3) порошка в лабораторной системе координат фиксировалось с помощью цифровой видеокамеры с периодичностью кадров $\theta = 0,04 \text{ с}$. Угловые скорости Ω соответствовали указанному выше диапазону частот (от 1,5 до 4 Гц). Во всех экспериментах $r_0 = 0,2$, $R = 5 \text{ см}$. Порции порошка имели различный фракционный состав, смесь фракций соответствовала промышленно поставляемому порошку. Обработка и последующий анализ видеоматериалов выполнялись с помощью пакетов программ Corel Draw 11 (Corel Photo-Paint 11), Windows Movie Maker.

При обработке видеоматериалов учитывалось, что бросаемая на диск порция порошка, под действием веса превращается

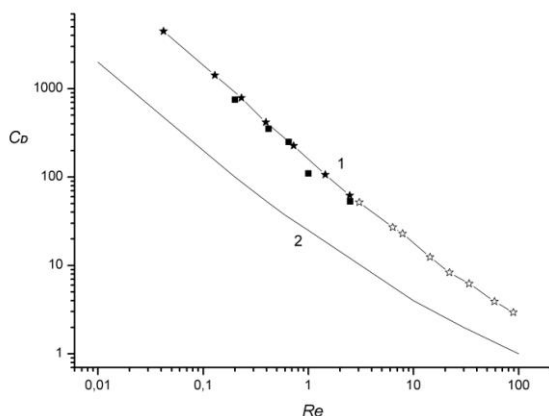


Рис. 2. Зависимость C_D от Re при вязкости $7 \cdot 10^{-4}$ и $0,9 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$

в вертикальную струйку конечной длины, которая ложится на поверхность диска в течение приблизительно 0,1 с. В результате порция воспринимается как продолговатое светлое расширяющееся и движущееся по темно-серому фону пятно. При обработке видеок кадров (с некоторой погрешностью, связанной с «расплывчатостью») фиксировались координаты уходящей границы пятна, т. е. последних (более крупных) частиц порции. Кинематические параметры последних частиц порошка должны быть ближе к параметрам стационарного движения в режиме непрерывной подачи, чем параметры частиц, движущихся на переднем краю пятна, «пробивающих путь» в приповерхностном слое воздуха.

По кадрам движения фракции 71–106 мкм, при $\Omega = 16,8 \text{ рад/с}$ (2,67 Гц) были определены координаты десяти точек. Абсолютная погрешность измерения координат в связи с нечеткостью границы пятна составляла приблизительно $\pm 2 \text{ мм}$.

В лабораторной системе координат, заданной сеткой из concentрических окружностей с радиусами 0,05, 0,1, 0,15 и 0,2 м и центральных лучей с периодом 30° , построены точки в виде кружочков, радиус которых соответствует погрешности измерения (рис. 3).

Оказалось, что соответствующая точкам траектория частицы аппроксимируется логарифмической спиралью:

$$r = r_0 e^{(0,28 + i \cdot 0,38) \Omega t} \quad (6)$$

$$(t \geq 0, r_0 \leq r \leq R).$$

Она представлена на рис. 3. Налицо хорошее соответствие точек и кривой. Небольшое отклонение второй и третьей точек от зависимости (6) объясняется некоторым различием аппроксимирующего и фактического значений скорости частицы в точке A .

В точке B траектория пересекает окружность радиусом 0,20 м. Точка B достаточно удалена от A , в связи с чем влияние исходного отклонения на параметры движения частицы в этой точке минимально. В окрестности точки B хорошо согласуются результаты измерения и аппроксимирующей функции (6), поэтому количественный анализ параметров траектории целесообразно провести именно в точке B .

Подстановка $\Omega = 16,8 \text{ рад/с}$ и дифференцирование функции (6) позволяет получить

выражения для круговой v_ϕ и радиальной v_r компонент скорости:

$$v_\phi = 6,4 \cdot r_0 e^{4,4t} \text{ (м/с);}$$

$$v_r = 4,4 \cdot r_0 e^{4,4t} \text{ (м/с)}.$$

Повторное дифференцирование приводит к получению соотношений для круговой a_ϕ и радиальной a_r компонент ускорения:

$$a_\phi = 56 \cdot r_0 e^{4,4t} \text{ (м/с}^2\text{);}$$

$$a_r = -22 \cdot r_0 e^{4,4t} \text{ (м/с}^2\text{)}.$$

В точке B :

$$v_\phi^B \approx 1,28 \text{ м/с;}$$

$$v_r^B \approx 0,88 \text{ м/с;}$$

$$a_\phi^B \approx 11,2 \text{ м/с}^2\text{;}$$

$$a_r^B \approx -4,4 \text{ м/с}^2. \quad (7)$$

Как и ранее, полагаем, что основным фактором, определяющим ускорение частиц, является вязкое трение, зависящее от даваемого выражением (4) числа Рейнольдса

$$u = w - v.$$

Вопрос о возможности приповерхностного контактного движения частиц решается подстановкой в (5) значений $u_\phi^B = 2 \text{ м/с}$ и $a_\phi^B = 11,2 \text{ м/с}^2$ и (7). Она приводит к неравенству, в котором правая часть на порядок больше чем левая. Отсюда следует, что контактное движение частиц по поверхности диска не реализуется.

Необходимо также отметить некоторую «нестыковку» условий моделирования в аквариуме и реального процесса движения частиц по поверхности. При моделировании в лабораторной системе координат и жидкость и наклонная плоскость неподвижны, т. е. их относительная скорость, во всем объеме равна нулю. В то же время скорости поверхности и жидкости в моделируемом объекте совпадают только на поверхности $\zeta = 0$.

Однако следует учитывать, что $d \ll \delta^*$, и поэтому в любой точке при контактном движении координата центра массы частицы $\zeta \approx 0,05$, скорость жидкости (воздуха) согласно (1) будет отличаться от скорости поверхности менее чем на $0,05\Omega r$, в то же время скорость частицы близка к Ωr . Квадратичная зависимость динамического напора от скорости может привести только к десятипроцентному отклонению от экспе-

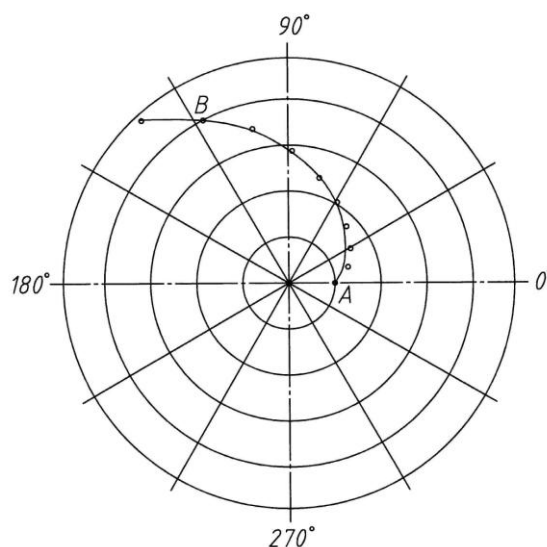


Рис. 3. Точки траектории частицы размером $d \approx 0,1 \text{ мм}$ и аппроксимирующая логарифмическая спираль

риментальных результатов моделирования, которое не повлияет на полученное выше неравенство.

Высота «полета» частиц

Итак, частицы не «ползут» по поверхности диска, поэтому следует оценить реальное значение безразмерной высоты «полета» частицы ζ^B , полагая, что на этой высоте коэффициент сопротивления близок к зависимости $C_D(\text{Re}_c)$, в которой аргумент

$$\text{Re}_c = (u_\phi^2 + u_r^2)^{0,5} v^{-1} d.$$

Для определения значения ζ^B необходимо в первую очередь, из (7) найти модуль полного ускорения $a^B = 12 \text{ м/с}$ и определить значения u^B , Re_c и C_D , используя уравнение

$$m a^B = C_D s \rho_c (u^B)^2 / 2. \quad (8)$$

Затем, установив, что $u^B = 0,65 \text{ м/с}$, $\text{Re}_c = 4,3$, $C_D = 6,5$, из уравнений, таких же как (8), но для разделенных круговой и радиальной компонент a^B и u^B определить величину $u_\phi^B = 0,55 \text{ м/с}$ и $u_r^B = 0,35 \text{ м/с}$.

Определение значения круговой составляющей скорости жидкости

$$w_\phi^B = v_\phi^B + u_\phi^B = 1,83 \text{ м/с}$$

и сравнение ее со скоростью поверхности диска $\Omega R = 3,35 \text{ м/с}$ показывает, что

$$\psi^B = w_\phi^B / \Omega R = 0,55.$$

Этому значению $\psi(\zeta)$ соответствует значение аргумента $\zeta_n^B \approx 0,8$.

Та же логика в отношении радиальных компонент при значении

$$w_r^B = v_r^B - u_r^B = 0,53 \text{ м/с,}$$

а следовательно, $\chi^B(\zeta) = 0,16$, приводит к близкой к полученной выше величине аргумента $\zeta_n^B \approx 0,7$. Различие между полученными оценками ζ_n^B мало, порядка 10 %.

Таким образом, есть основания полагать, что значение ζ_n^B находится в интервале от 0,7 до 0,8, что при нормальных параметрах воздуха и $\Omega = 16,8$ рад/с «высота полета» соответствует расстоянию $z^B \approx 0,7 \pm 0,1$ мм. Эту величину следует рассматривать не как стационарную «высоту полета» частицы размером 0,1 мм, а как некоторое среднее значение этой высоты при движении «прыжками» на высоту около 1 мм.

В соответствии с (1), практически по всей толщине вихревого слоя круговая скорость среды $w_\phi^B(z)$ убывает по мере увеличения z с постоянным градиентом, $w_\phi(z) \approx r\Omega(1 - 0,68 \cdot \Omega^{1/2} \cdot \nu^{-1/2} \cdot z)$; соответствующая прямая изображена на рис. 1. Градиент скорости вызывает однонаправленное вращение частиц в вертикальных плоскостях с угловой скоростью ω_0 , которая не зависит от их размера. Величина ω_0 меньше, чем dw_ϕ/dz , поскольку в данном случае вязкость, с одной стороны, вызывает вращение частицы, а с другой – тормозит это вращение. На вертикали, проходящей через точку B $dw_\phi/dz \approx 2,4 \cdot 10^3$ рад/с. Следовательно, при $r = 0,2$ м, вблизи диска все частицы должны вращаться в одну сторону с угловой скоростью $\omega_0 \approx (dw_\phi/dz)/2 \approx 10^3$ рад/с. Это вращение приводит к поперечному массообмену в жидкости, который при горячем диске вызывает увеличение теплообмена.

Движение частиц по вращающемуся конусу

Использование диска в качестве теплообменника не целесообразно по ряду причин, главная из них – нарушение устойчивости вихревого слоя. Эксперименты с диском показали, что оно происходит при $Re_d = \Omega R^2 / \nu \approx 7 \cdot 10^4$. Эта величина согласуется с литературными данными (см. [4]). При вращении конуса с углом 120° на его внутрен-

ней поверхности так же, как и на плоскости диска, образуется вихревой слой. Его высокая устойчивость установлена экспериментально, до значений $Re_d \approx 5 \cdot 10^5$.

На поверхностях конусов, радиусы R которых составляли 0,25 и 0,5 м, а $r_0 - 0,05$ и 0,1 м, велось исследование кинематики частиц. Как и при испытаниях диска, велась видеосъемка движения малых порций порошка гидрагиллита. Поскольку образующие конусы наклонены под углом 30° к горизонтали, на каждую частицу, в направлении вершины действует скатывающая компонента силы тяжести $mg \sin 30^\circ$. В то же время направленная от центра компонента центробежной силы составляет $m\Omega^2 r \cos 30^\circ$. Первая сила является константой, вторая пропорциональна радиусу и квадрату частоты, в связи с этим действие сил тяжести заметно влияет на движение частиц при малых значениях $\Omega \leq 10$. При $\Omega \geq 15$ действие сил тяжести практически не заметно. Из графических материалов [1] следует, что при $\Omega = 23$ рад/с время движения τ частиц по большому и малому конусам одинаково и составляет 0,35 с, а это свойственно логарифмически спиральным траекториям.

Логарифмические спирали на конусах, а точнее, фиксируемые аппаратурой их проекции на плоскость, отличаются от спиралей на диске меньшим приростом текущего радиуса при повороте на один радиан. Анализ материалов видеосъемки показал, что при $\Omega = 19,9$ рад/с, увеличение радиуса частиц фракции 71–106 мкм определяется экспонентой с показателем степени

$$(0,20 + i 0,55)\Omega t.$$

При сравнении с соотношением (6) не трудно увидеть, что вращение конуса более эффективно вовлекает частицы в круговое движение, поскольку при одинаковых значениях Ω и R/r_0 отношение времен $\tau_k / \tau_d \approx 1,4$, здесь нижние индексы относятся к конусу и диску. Это увеличение τ показывает, что уменьшение угла при вершине способствует передаче большего количества тепла при горячем теплообменнике. Если при переходе от диска к конусу отождествить ζ (см. рис. 1) с нормальной к поверхности координатой и предположить, что изменение угла конуса от 180° до 120° не приводит к существенному изменению

функций $\psi(\zeta)$ и $\chi(\zeta)$, то можно оценить среднее значение $\zeta_ч$ при движении частицы по конусу.

Оценки, в соответствии с изложенным в предыдущем разделе алгоритмом, т. е. путем анализа составляющих (вдоль образующей конуса и круговой) аппроксимирующей траекторию конической спирали, приводят при $r/r_0 = 4$ и $\Omega = 19,9$ рад/с к значению $\zeta_ч^? \approx 0,4$. Эта величина – среднее безразмерное расстояние частицы размером $d \approx 0,1$ мм от поверхности. Следовательно, средняя «высота полета» $z_ч^?$ составляет приблизительно 0,3–0,4 мм. Уменьшение $z_ч$ по сравнению с рассмотренным выше движением по диску, очевидно, усиливает теплообмен при «горячих» рабочих режимах.

Заключение

Необходимо отметить, что коэффициент сопротивления частицы находится под влиянием двух разнонаправленных факторов: с одной стороны, он увеличивается по мере приближения частицы к твердой поверхности, а с другой – имеет место эффект его уменьшения, связанный с групповым движением частиц (сопротивление компактной группы меньше суммы сопротивлений одиночных частиц). Не трудно убедиться, что использование при расчете $\zeta_ч^B$ вместо функции $C_D(Re_x)$ заведомо меньшей функции, например $C_D^? = (1 - \varepsilon) C_D$, где ε – малая положительная величина, приводит к уменьшению полученного выше значения $\zeta_ч^B \approx 0,8$. Следовательно, уменьшение коэффициента сопротивления приближает частицы к рабочей поверхности и позитивно влияет на теплоотдачу.

Увеличение объемной концентрации частиц, очевидно, влияет на скорость вязкой жидкости (воздуха), т. е. изменяет графики $\psi(\zeta)$ и $\chi(\zeta)$ (см. рис. 1). Эксперименты и расчеты свидетельствуют о том, что в азимутальном направлении частицы отстают от воздуха, а в радиальном – обгоняют. Поэтому вязкое воздействие со стороны частиц по мере роста их концентрации должно приводить к сближению кривых $\psi(\zeta)$ и $\chi(\zeta)$ с осью ординат и увеличению максимального значения $\chi(\zeta)$, что также способствует уменьшению среднего расстояния между частицами и рабочей поверхностью.

Путем деления количества частиц $N \approx 5 \cdot 10^5$, содержащихся в малой порции

порошка $V_n \approx 0,5$ см³ на площадь образованного ими пятна $S_n \approx 0,05$ м² (при $r = 0,2$ м), можно получить ориентировочное значение поверхностной концентрации, составляющее приблизительно 10 частиц на 1 мм². Учитывая, что толщина состоящего из частиц «облака» равна толщине вихревого слоя $\delta^* \approx 1,2$ мм, можно констатировать, что объемная концентрация частиц составляет 8 частиц на 1 мм³. Это соответствует среднему расстоянию между центрами частиц 0,5 мм. Следовательно, в рассматриваемом случае толщина слоя из взвешенных в воздухе частиц и среднее расстояние между ними являются величинами одного порядка. По-видимому, в таких условиях применение зависимости $C_D(Re_x)$ не приводит к большой погрешности, поскольку поправки, связанные с близостью твердой поверхности и групповым эффектом, взаимно компенсируются.

Таким образом, на основании изложенного материала можно сделать следующие выводы.

При вращении пустотелого конуса (параболоида, гиперболоида и т. п.) в вязкой жидкости на его внутренней поверхности, так же как и на поверхности плоского диска, устанавливается стационарный вихревой слой.

Практически все частицы порошка, подаваемого на поверхность конуса, движутся «прыжками» в пределах толщины вихревого слоя, при этом режим непрерывного контакта частицы с поверхностью не реализуется.

Путем физического моделирования получена зависимость от числа Рейнольдса в диапазоне $0,1 \leq Re_ч \leq 100$ коэффициента сопротивления частицы C_D^* при движении в контакте с поверхностью.

Предложен и применен метод расчета среднего расстояния между частицей и поверхностью путем построения и анализа аппроксимирующей функции, что позволило получить конкретные оценочные значения $\zeta_ч$ для диска и конуса с углом при вершине 120°. При одинаковых условиях средняя высота полета частиц диаметром $d \approx 0,1$ мм над поверхностью конуса с углом при вершине 120° приблизительно вдвое меньше высоты полета над плоскостью диска.

Действие вязких сил в вихревом слое приводит к вращению частиц в одну сторону, что вызывает поперечный массообмен, а при нагреве диска увеличивает теплоотдачу.

чу, т. е. интенсифицирует процесс термоударной активации.

Список литературы

1. Pinakov V. I., Stoyanovsky O. I., Grinberg B. E. *et al.* Method and Device for a Heat Shock Treatment of Loose Materials. European Patent № 1374986, 2004.01.02.

2. Пинаков В. И., Кулик К. В., Гринберг Б. Е. и др. TSEFLARTM – the Centrifugal Flash Reactor for Rapid Thermal Treatment of Pow-

dered Materials // Chemical Engineering Journal. 2005. Vol. 107, is. 1–3. P. 157–161.

3. Пинаков В. И., Кулик К. В., Гринберг Б. Е. и др. Установка и способ термоударной обработки сыпучих материалов. Патент РФ № 2343970, 2009.

4. Бэтчелор Д. Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973.

Материал поступил в редколлегию 18.03.2009

V. I. Pinakov, K. V. Kulik, B. E. Grinberg

MOVEMENT OF THE PARTICLES ON THE ROTARY HEAT EXCHANGERS

Experiments with cones rotating in air, with the angle at vertex of cone $\beta = 120^\circ$ and $\beta = 180^\circ$ shown that with frequency $\Omega \geq 2,5$ Hz the projection of particles trajectories on horizontal plane (particles diameter $d \approx 0,1$ mm) is close to logarithmic spirals. Analysis of this approximation function and results of the physical simulation, which allow to determine the coefficient of near-surface resistance C_D^* shown that particles does not slide or roll on the cone surface. Average distance between particles and surface less, but commensurable with the thickness of stationary near-surface velocity layer. The thickness of stationary near-surface velocity layer at least ten times more than dimensions of the particles. Particles are “jumping” on the solid surface, the height of this “jumps” is approximately equal the displacement thickness of the velocity layer. Particles’ transference on the normal to surface and their unidirectional rotation lead to mass exchange between the layers of the viscous fluid, therefore, intensify the heat abstraction from hot surface to air and particles. This factors lead to reduction of the heating time and increase of flash-products quality.

Keywords: rotary heat exchanger, dehydration, thermal decomposition, boundary layer, coefficient of resistance, centrifugal force.