

Богданов В. С., Д-р. техн. наук, проф.,
 Логачев И. Н., д-р. техн. наук, проф.,
 Дмитриенко В. Г., канд. техн. наук, доц.,
 Жидков В. В., аспирант

Белгородский государственный технологический университет им. В.Г.Шухова

ЗАКОНОМЕРНОСТИ СЕГРЕГАЦИИ ЧАСТИЦ НА ВРАЩАЮЩЕМСЯ ДИСКЕ КЛАССИФИКАТОРА ЦЕНТРОБЕЖНОГО ТИПА*

V_dmitrienko@mail.ru

Рассмотрено движение частиц на вращающемся диске центробежного классификатора в зависимости от центробежной и кориолисовой силы, силы сопротивления и ускорения относительно движения. Определено место (координаты) подачи исходного материала на разбрасывающий диск. Получены соотношения скорости схода частиц с диска, что даёт возможность рассчитать скорость движения частиц в зоне сепарации цилиндрической формы.

Ключевые слова: тонкодисперсный порошок, динамика относительного движения, сила сопротивления, центробежная, кориолисова силы, вращающийся диск, координаты загрузки, граница диска, угол сброса.

Известный принцип разделения по крупности частиц порошковых материалов в горизонтальном потоке воздуха успешно реализуется при равномерном распределении сепарируемого материала. С целью организации однородного распределения частиц в новом классе центробежных сепараторов, подача порошкообразного материала часто осуществляется вращающимся в горизонтальной плоскости диском [1, 2]. В настоящей статье рассматриваются особенности динамики частиц на плоском диске, осуществляющем подачу материала в зону воздушной сепарации.

Рассмотрим движение частиц порошка по плоскому диску, вращающемуся в горизонтальной плоскости с постоянной угловой скоростью, рад/с:

$$\omega_e = 2\pi n,$$

где n - частота вращения диска, с⁻¹.

На скользящую частицу из активных сил действует механическая сила трения \vec{T} и аэродинамическая сила \vec{A} . Первую выразим через коэффициент трения f_{mp} и нормальную реакцию поверхности диска. Для придания направления запишем ее величину в векторной форме:

$$\vec{T} = -mgf_{mp} \frac{\vec{v}}{|\vec{v}|},$$

или в безразмерном виде:

$$\vec{T} = \frac{\vec{T}}{m\omega_e^2 R_d} \vec{v} = -a_{mp} \vec{v},$$

где

$$a_{mp} = \frac{gf_{mp}}{\omega_e^2 R_d |\vec{v}|}, \quad (1)$$

M – масса частицы, кг; g – ускорение силы тяжести, м/с²; \vec{v} – вектор скорости перемещения частицы по диску, м/с; $|\vec{v}|$ – абсолютная величина вектора скорости перемещения частицы, м/с; R_d – радиус диска, м; $|\vec{v}| = |\vec{v}| \cdot (\omega_e R_d)^{-1}$ – абсолютная величина вектора безразмерной скорости перемещения частицы.

Вектор аэродинамической силы для тонких частиц, определяется законом Стокса [3], а для крупных частиц (крупнее 50 микрон) квадратичным законом сопротивления:

$$\vec{A} = -\psi \frac{\pi d_p^2}{4} \cdot \frac{(\vec{v} - \vec{u})|\vec{v} - \vec{u}|}{2} \rho,$$

где ψ – коэффициент лобового сопротивления, определяемый в узком диапазоне чисел Рейнольдса соотношением стоксовского типа:

$$\psi = \frac{B}{Re}; \quad Re = \frac{|\vec{v} - \vec{u}|}{\mu} d_p \rho, \quad (2)$$

а для частиц неправильной формы (например, для частиц материалов после механического дробления) – соотношением озееновского типа [4]:

$$\psi = \frac{24}{Re} + \psi_0,$$

где ψ_0 – коэффициент лобового сопротивления в области автомодельности; d_p – эквивалентный диаметр частиц, м; \vec{u} – вектор скорости воздуха, м/с; ρ – плотность воздуха, кг/м³; μ – динамическая вязкость воздуха, Па·с.

Аппроксимируя в узком диапазоне $Re_1 < Re < Re_2$ (при $Re_2/Re_1 \leq 2$), можно найти коэффициент $B = 24 + \psi_0 \cdot Re_2 \cdot \ln 2$ и

выразить аэродинамическую силу линейным соотношением:

$$\vec{A} = -\frac{B}{8} \pi \mu d_s (\vec{v} - \vec{u}), \quad (3)$$

отличающимся от формулы Стокса лишь численным коэффициентом $\frac{B}{8}$ вместо 3.

Поскольку движение скользящих частиц происходит в пограничном слое (анализ показал, что при $\omega_e \geq 86,9 \text{ рад/с}$ толщина этого слоя намного больше диаметра частиц порошка; она составляет более 400 микрон), скорость воздуха можно принять равной нулю и поэтому суммарную безразмерную силу сопротивления ($\vec{C} = \vec{T} + \vec{A}$) можно выразить простейшим линейным соотношением:

$$\vec{C} = -f \vec{v}, \quad f = a_{mp} + \frac{6B}{8} \cdot \frac{\mu}{d_s^2 \rho_c \omega_e} \quad (4)$$

а радиальную и тангенциальную составляющую этой силы – через соответствующие проекции безразмерной скорости перемещения частицы:

$$C_x = -f \bar{v}_x; \quad \bar{v}_x = v_x / (\omega_e \cdot R_d); \quad (5)$$

$$C_y = -f \bar{v}_y; \quad \bar{v}_y = v_y / (\omega_e \cdot R_d), \quad (6)$$

где ρ_c – плотность частиц, кг/м^3 ; v_x, v_y – радиальная и тангенциальная составляющие вектора скорости частицы.

Будем рассматривать относительное движение частицы по горизонтальному диску, вращающемуся с постоянной угловой скоростью по часовой стрелке (рис. 1), вектор угловой скорости ω_e направлен перпендикулярно плоскости рисунка от зрителя. Выбор этого направления продиктован желанием рассматривать восходящее относительное движение, при котором происходит увеличение текущих координат траектории x и φ в выбранной полярной системе координат.

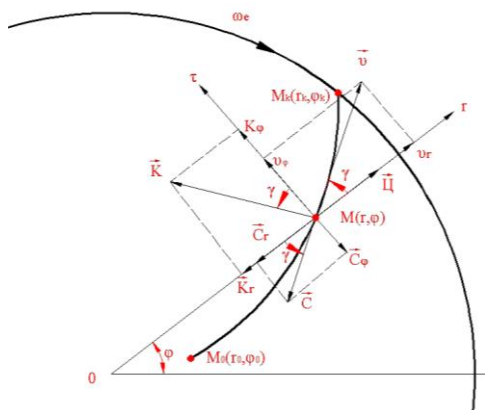


Рис. 1. Кинематическая схема относительного скольжения частиц по вращающемуся диску

Уравнение динамики относительно движения [5] в нашем случае в векторной форме имеет вид

$$m \vec{a}_0 = \vec{C} + \vec{\Pi} + \vec{K}; \quad (7)$$

где \vec{C} – сила сопротивления, Н; $\vec{\Pi}$ – центробежная сила, Н; \vec{K} – Кориолисова сила, Н; \vec{a}_0 – вектор ускорения относительного движения, составляющие которого в силу постоянности угловой скорости вращения диска равны (точками над координатами обозначены производные во времени):

$$a_x = \ddot{x} - x \dot{\varphi}^2; \quad a_\varphi = x \ddot{\varphi} + 2 \dot{x} \dot{\varphi}.$$

Переносная сила инерции представлена центробежной силой $\vec{\Pi}$, радиальная и тангенциальная составляющие которой определяются очевидными равенствами

$$\Pi_x = m x \omega_e^2; \quad \Pi_\varphi = 0.$$

Кориолисова сила инерции, направление вектора которой определяется правилом Н.Е.Жуковского, может быть представлена

$$\vec{K} = 2m \vec{\omega} \times \vec{v},$$

а составляющие этого вектора:

$$K_x = -2m \omega_e x \dot{\varphi}; \quad K_\varphi = 2m \omega_e \dot{x}.$$

Проектируя исходное векторное уравнение (7) на оси полярной системы координат, и разделив составляющие векторов на $m \omega_e^2 R_d$, получим следующую систему уравнений в безразмерном виде

$$\bar{x}'' = \bar{x}(\varphi)^2 - \bar{f} \bar{x}' + \bar{x} - 2 \bar{x} \varphi'; \quad (8)$$

$$\bar{x} \varphi'' = -2 \bar{x} \varphi' - \bar{f} \bar{x} \varphi' + 2 \bar{x}', \quad (9)$$

где $\bar{x} = x / R_d$; $\bar{x}' = \frac{d\bar{x}}{d\tau} = \bar{v}_x$; $\bar{x}'' = \frac{d^2 \bar{x}}{d\tau^2} = \frac{d\bar{v}_x}{d\tau^2}$;

$$\varphi = \frac{d\varphi}{d\tau}; \quad \varphi' = \frac{d^2 \varphi}{d\tau^2}; \quad \tau = t \omega_e.$$

Здесь штрихами над координатами обозначены производные по безразмерному времени $\tau = t \omega_e$. В правой части уравнений первые члены представляют собой безразмерное ускорение центробежной силы (в уравнении (8)) и кориолисовой силы (в уравнении (9)) относительного движения частицы, последние члены – составляющие безразмерного ускорения кориолисовой силы переносного движения, а третий член правой части уравнения (8) представляет собой безразмерное ускорение центробежной силы этого движения.

После очевидных преобразований систему уравнений (8) и (9) перепишем, опуская знак осреднения (черту над величинами), в следующем виде

$$x'' = x(1 - \varphi)^2 - fx'; \quad \varphi'' = 2 \frac{x'}{x} (1 - \varphi) - f\varphi'. \quad (10)$$

В общем виде из-за нелинейности уравнений их решение возможно лишь численными методами. Для удобства численного интегрирования эту систему можно записать в виде системы четырех уравнений первого порядка

$$\frac{dx}{d\tau} = v_x; \quad \frac{d\varphi}{d\tau} = \varepsilon_\varphi; \quad (11)$$

$$\frac{dv_x}{d\tau} = x(1 - \varepsilon_\varphi)^2 - fv_x; \quad (12)$$

$$\frac{d\varepsilon_\varphi}{d\tau} = 2 \frac{v_x}{x} (1 - \varepsilon_\varphi) - f\varepsilon_\varphi, \quad (13)$$

с неоднородными в общем случае начальными условиями

$$x = x_0; \quad \varphi = \varphi_0; \quad v_x = v_0; \quad \varepsilon_\varphi = \varepsilon_0; \quad \text{при } \tau = 0. \quad (14)$$

Уравнения динамики (12) и (13) допускает аналитическое решение лишь в одном частном случае скольжения частиц без сил сопротивления ($f = 0$). В этом случае уравнение (13) сводится к уравнению с разделяющимися переменными

$$\frac{d\varepsilon_\varphi}{1 - \varepsilon_\varphi} = 2 \frac{dx}{x}; \quad (15)$$

имеющее при начальных условиях (14) следующее решение

$$\varepsilon_\varphi = 1 - \frac{n_0}{x^2}; \quad (16)$$

где для удобства записи принято

$$\varphi - \varphi_0 = \frac{\sqrt{\left(\frac{x}{x_0}\right)^2 (1 + H_0^2) - 1} - H_0}{(1 + H_0^2)(1 - \varepsilon_0)} - \text{arctg} \sqrt{\left(\frac{x}{x_0}\right)^2 (1 + H_0^2) - 1} + \text{arctg} H_0. \quad (19)$$

Соотношения (18) и (19) описывают относительную траекторию частиц, скользящих без сопротивления по вращающемуся в горизонтальной плоскости диску. Траектории (рис. 2) построенные в соответствии с этими соотношениями представляют собой спирали раскручивающихся под действием кориолисовых сил в сторону противоположную направлению вращения диска. Длина этих спиралей в существенной степени зависит от положения начальной точки траектории x_0 (расстояния от оси вращения до точки загрузки частицы на диск). Чем ближе точка загрузки к оси вращения, тем длиннее траектория частиц, тем больше угол сброса частиц с диска $\varphi_k(1)$.

Ниже будет показано, что при большой силе сопротивления ($f \rightarrow \infty$) угол сброса составля-

$$n_0 = (1 - \varepsilon_0)x_0^2.$$

С учетом (16) можем теперь проинтегрировать уравнение (12), описывающее радиальное перемещение частицы (при $f = 0$). После очевидных преобразований получим

$$v_x \frac{dv_x}{dx} = \frac{n_0^2}{x^2};$$

откуда

$$v_x = \sqrt{v_0^2 + n_0^2 \left(\frac{1}{x_0^2} - \frac{1}{x^2} \right)} = \frac{n_0}{x_0} \sqrt{1 + H_0^2 - \left(\frac{x_0}{x} \right)^2} \quad (17)$$

Интегрируя это уравнение (имея ввиду, что $\frac{dx}{d\tau} = v_x$) найдем

$$x = \sqrt{\left(\frac{n_0}{\varepsilon_0} \right)^2 + \left(\sqrt{x_0^2 - \left(\frac{n_0}{\varepsilon_0} \right)^2} + \varepsilon_0 \tau \right)^2}, \quad (18)$$

где для простоты записи принято

$$H_0 = \frac{v_0 x_0}{n_0} = \frac{v_0}{(1 - \varepsilon_0)x_0}; \quad b_0 = \sqrt{v_0^2 - \left(\frac{n_0}{x_0} \right)^2}.$$

Уравнение (16) с учетом (18) перепишем в виде следующего разрешимого в квадратурах дифференциального уравнения

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = 1 - \frac{n_0(1 + H_0^2)}{x_0^2 \{1 + [H_0 + (1 + H_0^2)(1 - \varepsilon_0)\tau]^2\}},$$

решение которого имеет вид:

ет $\varphi_k(\infty) = 0$, т.е. поток полидисперсного порошка будет занимать практически всю поверхность криволинейного треугольника с вершинами $M_0(x_0, 0)$, $M_k(1, \varphi_k)$ и $B(1, 0)$. Кривая M_0M_k – представляет собой траекторию частицы с «нулевым» коэффициентом сопротивления, загружаемой в точке $M_0(x_0, 0)$, отрезок M_0B – траектория частицы с бесконечно большим коэффициентом сопротивления, а дуга M_kB – граница диска, с которой сбрасывается частица полидисперсного порошка, загружаемого на диск в точке M_0 .

Очевидно, степень использования границы диска I_d будет характеризоваться отношением

$$I_d = \frac{\varphi_k}{2\pi}, \quad (20)$$

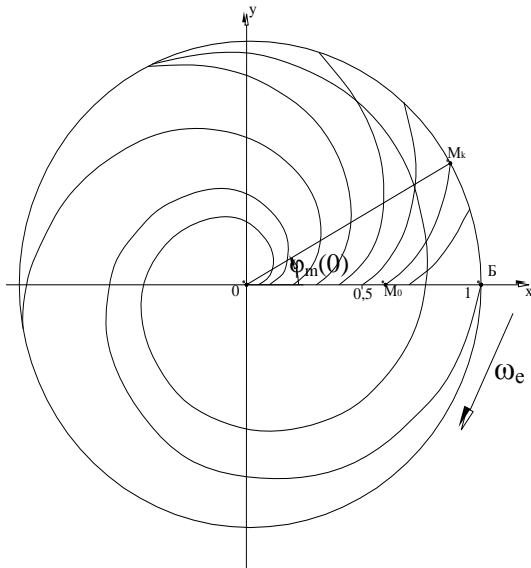


Рис. 2. Изменение траектории частиц в зависимости от положения точки загрузки x_0 (при $v_0 = \varepsilon_0 = 0,1$)

где φ_k в силу (19)

$$\varphi_k = \sqrt{\frac{1 + H_0^2}{x_0^2} - 1 - H_0} - \arctg \sqrt{\frac{1 + H_0^2}{x_0^2} - 1 - 1 + \arctg H_0} \quad (21)$$

Чем ближе точка загрузки порошка к оси вращения, тем больше степень использования диска (рис. 3). Так при $x_0 = 0,1$ степень использования практически равна 1. А при удалении точки загрузки до $x_0 = 0,2$ степень использования чуть больше 1/2. Поэтому при удалении точки загрузки x_0 с целью полного использования границы диска необходимо использовать несколько точек загрузки (например при $x_0 = 0,2$ необходимо две точки загрузки, размещенных на диаметре диска на расстоянии $0,2R_d$ от его оси вращения).

Что касается скорости скользящих без трения частиц, то она имеет асимптотический характер: как радиальная, так и угловая скорости достаточно быстро принимают предельное значение. Это свойство можно использовать для линеаризации уравнений (12) и (13), т.е. положим для первого $(1 - \varepsilon)^2 \approx b_\varphi \approx const$, для вто-

рого $\frac{v_x}{x} \approx a_x \approx const$.

С учётом этих допущений упомянутая система уравнений преобразуется в систему линейных уравнений второго порядка

$$x'' + fx' - b_\varphi x = 0 \quad (22)$$

$$\varphi'' + (f + 2a_x)\varphi' - 2a_x\varphi = 0, \quad (23)$$

решение которых не вызывает затруднения:

$$x = C_1 e^{a_1 \tau} + C_2 e^{a_2 \tau}; \quad v_x \equiv x' = C_1 a_1 e^{a_1 \tau} + C_2 a_2 e^{a_2 \tau}$$

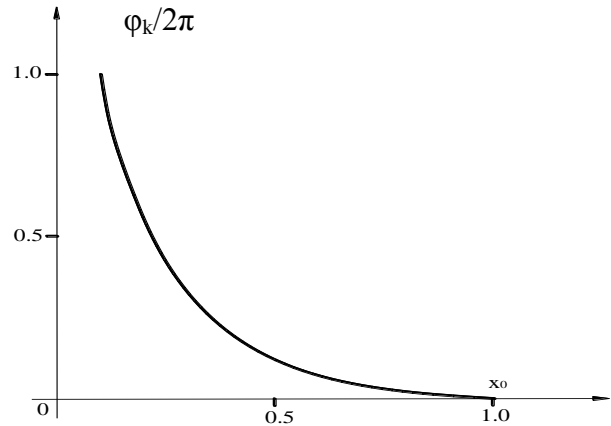


Рис. 3. Изменение угла раскрытия границ потока скользящих частиц от положения точки загрузки x_0 (при $v_0 = \varepsilon_0 = 0,1$)

$$\varphi = \varphi_0 + (\varepsilon_0 - \delta) \frac{1 - e^{-\lambda \tau}}{\lambda} + \delta \tau ; ;$$

где для удобства записи принято

$$\lambda = f + 2a_x; \quad \delta = \frac{2a_x}{\lambda} = \left(1 + \frac{f}{2a_x}\right)^{-1};$$

$$C_1 = \frac{v_0 - a_2 x}{a_1 - a_2}; \quad C_2 = -\frac{v_0 - a_1 x}{a_1 - a_2};$$

$$a_1 = \frac{f}{2}(\sqrt{1 + \gamma} - 1); \quad a_2 = -\frac{f}{2}(\sqrt{1 + \gamma} + 1);$$

$$a_1 - a_2 = f\sqrt{1 + \gamma}; \quad \gamma = \left(\frac{2}{f}\right)^2 b_\varphi.$$

Используем полученные решения для определения принятых констант a_x и b_φ . Учитывая, что $a_2 < 0$ и $|a_1| \ll |a_2|$, можем при $\tau \gg 1$ записать

$$v_x \approx C_1 a_1 e^{a_1 \tau}; \quad x \approx C_1 e^{a_1 \tau}; \quad \varepsilon_\varphi \approx \delta.$$

что позволяет получить систему уравнений

$$b_\varphi = (1 - \delta)^2;$$

$$a_x = a_1 = \frac{f}{2}(\sqrt{1 + \gamma} - 1),$$

дающей возможность найти зависимость искомых параметров от коэффициента силы сопротивления f :

$$a_x = \frac{f}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{4}{f^2} b_\varphi} - 1 \right); \quad (24)$$

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{\varepsilon_1}{v_1}.$$

$$b_\varphi = \frac{f^2}{8} \left(\sqrt{1 + \frac{16}{f^2}} - 1 \right). \quad (25)$$

и определить конечную величину скорости скольжения частиц (при $x=1$)

$$v_x |_{x=1} = v_1 = a_x; \quad (26)$$

$$v_\varphi |_{x=1} = \varepsilon_1 = 1 - \sqrt{b_\varphi}; \quad (27)$$

$$v |_{x=1} = v_k = \sqrt{a_x + (1 - \sqrt{b_\varphi})^2}. \quad (28)$$

Для оценки точности полученных приближённых решений было выполнено численное интегрирование исходной системы уравнений (11) – (13). Сопоставление конечных величин скорости, рассчитанных по приближенным формулам (26) и (27), со значениями, полученными численным интегрированием системы (11) – (13) при начальных условиях $x_0 = v_0 = \varepsilon_0 = 0,1; \varphi_0 = 0$ приведено в табл. 1.

Угол схода при этом определяем по формуле:

Как видно из этих данных приближенный расчет достаточно точно описывает параметр схода частиц с вращающегося диска при $f \geq 0,4$. Скоростные параметры относительной скорости схода частиц с диска графически предоставлены на рис. 4.

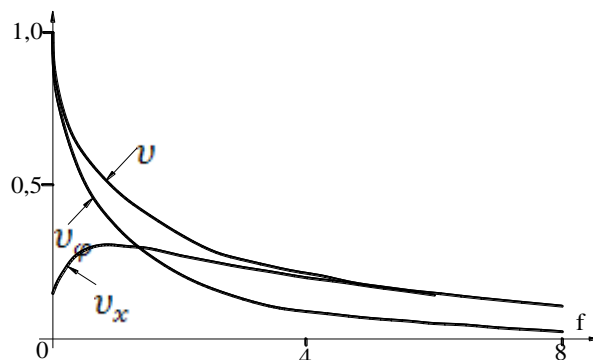


Рис. 4. Изменение скорости частицы при сходе с вращающегося диска в зависимости от коэффициента сопротивления ($x_0 = 0,1; v_0 = \varepsilon_0 = 0,1$)

Таблица 1

Значения скорости частиц при сходе с диска

f	$\sqrt{b_\varphi}$	Угловая скорость ξ_1		Радиальная скорость v_1		Угол схода β_1 , рад	
		по ф.(27)	числен.	по ф.(26)	числен.	по ф.(29)	числен.
0	0	1,0	0,9910	0	0,1342	1,5708	1,4362
0,1	0,22083	0,7792		0,1764		1,3482	
0,2	0,30842	0,6917	0,6894	0,2242	0,2197	1,2574	1,2623
0,4	0,42544	0,5746	0,5736	0,2701	0,2704	1,1314	1,1303
0,6	0,50829	0,4917	0,4917	0,2902	0,2905	1,0376	1,0372
0,8	0,57264	0,4274	0,4274	0,2985	0,2986	0,9611	0,9610
1,0	0,62481	0,3752	0,3752	0,3002	0,3002	0,8960	0,8960
1,2	0,66815	0,3319	0,3319	0,2980	0,2980	0,8392	0,8392
1,4	0,70473	0,2953	0,2953	0,2933	0,2933	0,7888	0,7888
1,6	0,73595	0,2640	0,2640	0,2870	0,2870	0,7437	0,7437
1,8	0,76284	0,2372	0,2372	0,2798	0,2798	0,7032	0,7032
2,0	0,78615	0,2138	0,2138	0,2720	0,2720	0,6662	0,6662
2,4	0,82427	0,1757	0,1757	0,2558	0,2558	0,5964	0,5964
2,8	0,85377	0,1462	0,1462	0,2398	0,2398	0,5475	0,5475
3,2	0,87693	0,1231	0,1231	0,2246	0,2246	0,5014	0,5014
3,6	0,89535	0,1046	0,1046	0,2104	0,2104	0,4614	0,4614
4,0	0,91018	0,0898	0,0898	0,1974	0,1974	0,4269	0,4269
5,0	0,93646	0,0635	0,0635	0,1696	0,1696	0,3583	0,3583
6,0	0,95306	0,0469	0,0469	0,1477	0,1477	0,3075	0,3075
8,0	0,97174	0,0282	0,0282	0,1163	0,1163	0,2379	0,2379
10	0,98128	0,0187	0,0187	0,0954	0,0954	0,1936	0,1936
15	0,99138	0,00862		0,0652			
20	0,99509	0,0049	0,0049	0,0494	0,0494	0,0989	0,0989
35	0,99838	0,00162		0,0285			
50	0,99920	0,0008	0,0008	0,0200	0,0200	0,0400	0,0400
80	0,99969	0,00031		0,01249			
100	0,99980	0,0002	0,0002	0,0100	0,0100	0,0200	0,0200
1000	1,0	0,000002	0,000002	0,0010	0,0010	0,002	0,002
∞	1,0	0		0		0	0

Как видно из графиков (рис. 5) траектория скольжения частиц заметно изменяется от коэффициента сопротивления f . Предельные значения коэффициента сопротивления $f \rightarrow 0$ и $f \rightarrow \infty$. Для случая скольжения частиц без сопротивления ($f \rightarrow 0$), траектория наиболее протяженная, а угол схода β_1 (угол между радиусом диска и вектором относительной скорости v_k при сходе частиц с диска) практически равен $\pi/2$, для случая $f \rightarrow \infty$, характерно $\beta_1 \rightarrow 0$. Коэффициент сопротивления зависит от диаметра частиц, в силу (4) и (1):

$$f = f_T + f_a;$$

где $f_T = \frac{P}{|\bar{v}|}$; $f_a = \frac{S}{d_3^2}$; $\bar{d}_3 = \frac{d_3}{R_d}$; $P = \frac{f_{mp} g}{\omega_e^2 R_d}$;

$$S = K \frac{\mu}{d_3^2 \rho_q \omega_e}$$

Здесь, K – численный коэффициент равный $K = 18$ для тонких частиц ($d_3 \leq 50$ мкм) и $K = 6В/8$ ($d_3 > 50$ мкм). При $R_d = 0,1$ м; $\omega_e = 86,9$ рад/с; $\rho_q = 2400$ кг/м³; $f_{mp} = 0,5$, имеем $P = 6,495 \cdot 10^{-3}$, $S = K 8,628 \cdot 10^{-9}$, $d_3 = d_3^* \cdot 10^{-5}$, где d_3^* – диаметр частиц в мкм.

Численные значения коэффициента сопротивления для этого случая приведено в табл. 2.

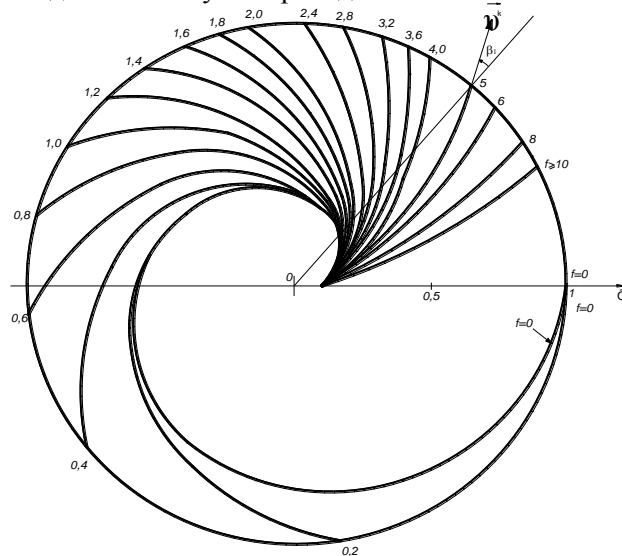


Рис. 5. Изменение траектории скользящих по диску частиц в зависимости от коэффициента сопротивления

При этом величина $|\bar{v}|$ определялась по формулам (24), (25), (28), задавшись значением f . Затем определялся f_m , потом $f_a = f - f_m$ и наконец $d_3 = \sqrt{S/f_a}$.

Таблица 2

Значения коэффициентов сопротивления для частиц различной крупности

d_3 , мкм	f	f_a	v_k	d_3 , мкм	f	f_a	v_k
1,3	1000	993,5	0,0010	20,9	3,6	3,572	0,2350
4,0	100	99,35	0,0100	22,1	3,2	3,175	0,2561
4,4	80	79,48	0,0125	23,6	2,8	2,778	0,2809
5,6	50	49,67	0,0200	25,5	2,4	2,379	0,3103
6,7	35	34,80	0,0285	28,0	2,0	1,981	0,3460
8,8	20	19,87	0,0496	29,5	1,8	1,782	0,3668
10,2	15	14,90	0,0658	31,3	1,6	1,583	0,3900
12,5	10	9,933	0,0972	33,5	1,4	1,3844	0,4162
14,0	8,0	7,946	0,1197	36,2	1,2	1,1854	0,4461
16,1	6,0	5,958	0,1550	39,7	1,0	0,9865	0,4805
17,7	5,0	4,964	0,1811	44,4	0,8	0,7875	0,5213
19,8	4,0	3,970	0,2169	51,4	0,6	0,5886	0,5710

Таким образом, уже при загрузке полидисперсного порошка диском происходит разделение частиц по крупности. Этому способствуют силы Кориолиса и силы сопротивления движения частиц при их скольжении по вращающемуся диску.

*Исследования выполнены при поддержке Совета по грантам Президента РФ (код проекта НШ-588.2012.8).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Сапожников М.Я. Механическое оборудование предприятий строительных материалов и конструкций. М.: Высшая школа, 1971, 382с.

2. Богданов В.С. Особенности движения воздуха в центробежном сепараторе/ Современные технологии в промышленности строительных материалов и стройиндустрии/Богданов В.С., Логачев И.Н., Дмитриенко В.Г., Мелихов С.В., Жидков В.В.: Сб. докл. Междунар. науч.-практич. конф.– Белгород: Вестник БГТУ им. В.Г. Шухова.– 2005. – №11. – С. 141-144.

3. Фукс Н.А. Механика аэрозолей. М.: Изд-во АН СССР, 1961, 352с.

4. Логачев И.Н., Логачев К.И. Аэродинамические основы аспирации. С-Пб.: Химиздат., 2005, 659с.

5. Никитин Н.Н. Курс теоретической механики. М.: Высшая школа, 1990, 607с.