

УДК 532.72:533.15:697

## ИССЛЕДОВАНИЕ НАЧАЛЬНЫХ ЭТАПОВ ДИФФУЗИИ АЭРОЗОЛЕЙ В КАНАЛАХ ВЕНТИЛЯЦИОННЫХ СИСТЕМ

Соколов В.И.

## RESEARCH OF INITIAL STAGES OF AEROSOLS DIFFUSION IN THE CHANNELS OF VENTILATION SYSTEMS

Sokolov V.I.

*Рассмотрены вопросы диффузии аэрозолей в турбулентных газовых потоках каналов вентиляционных систем промышленных предприятий.*

*Поведение дискретной сферической частицы в однородном турбулентном потоке описано уравнением Бассе. В качестве характеристик турбулентного движения рассмотрены коэффициенты временной Лагранжевой корреляции и Лагранжевы функции энергетического спектра. Для выполнения количественных оценок коэффициент временной Лагранжевой корреляции основного потока представлен в виде приближенной экспоненциальной зависимости.*

*Показано, что процесс диффузии аэрозолей носит сложный характер и условно разделяется на три периода: индукционный период, при котором происходит разгон частиц стоковыми силами от нулевой скорости до скорости основного потока, а диффузионный процесс в этот период практически отсутствует; переходной период, при котором диффузионный процесс происходит при переменном коэффициенте диффузии; а также диффузионный процесс аэрозольных частиц при постоянном коэффициенте диффузии, который можно исследовать известными методами.*

*Выполнена оценка длительности индукционного и переходного периодов диффузионного процесса. Получено выражение для приближенного определения коэффициента диффузии аэрозольных частиц.*

*Поскольку процесс диффузии аэрозольных частиц носит достаточно сложный характер, то при организации контроля характеристик аэрозольных выбросов, в частности, их концентрации, следует учитывать, как длину пути выравнивания концентрации, так и длину, проходимую частицами во время начальных этапов: индукционного и переходного периода. В случае, когда длина канала относительно невелика или средства контроля концентрации установлены на недостаточном большом расстоянии от источника выбросов, результаты контроля должны быть скорректированы.*

*Результаты исследований рекомендованы для использования при разработке систем контроля характеристик газоздушных выбросов промышленных вентиляционных систем.*

**Ключевые слова:** вентиляционная система, турбулентный поток, диффузионный процесс, аэрозоль, коэффициент диффузии, индукционный период, переходной период диффузии.

### Постановка проблемы.

Разработка систем контроля характеристик выбросов промышленных предприятий, химических производств, атомных станций связана с исследованием диффузионных процессов аэрозолей в турбулентных газовых потоках каналов вентиляционных систем. Оценка параметров процессов диффузии аэрозолей требует исследования поведения дискретных частиц в турбулентном потоке, которое в значительной степени зависит от концентрации этих частиц и от их размера в сравнении с масштабом турбулентности в среде [1-5].

При высокой концентрации наблюдается непосредственное взаимодействие между частицами из-за столкновений, а также из-за влияния на течение среды в окрестности частиц. В случае, когда концентрация частиц мала, что встречается в большинстве практических случаев, взаимодействием между частицами можно пренебречь и каждую частицу рассматривать, как если бы в турбулентном потоке она была единственной. Если частицы крупны по сравнению с масштабом турбулентности, то основное влияние турбулентности на частицы будет состоять в увеличении их сопротивления течению, и частицы в той или иной степени будут следовать за крупномасштабными турбулентными движениями среды. Но, если частицы малы по сравнению с масштабом турбулентности, то они будут стремиться следовать за всеми компонентами турбулентного движения.

### Анализ последних исследований и публикаций.

В отечественной и зарубежной литературе сведения по динамике смеси дискретных частиц произвольного размера и концентрации с газом практически отсутствуют. Одним из подходов решения задачи при больших концентрациях мелких

частиц является представление такой смеси как неньютоновской жидкости [6-10].

Для газоаэрозольных потоков в каналах вентиляционных систем можно положить вполне логические допущения [11-15]:

- турбулентность в потоке является однородной и стационарной;
- частица имеет сферическую форму и обладает настолько малыми размерами, что ее движение относительно окружающей среды подчиняется Стоксовому закону сопротивления;
- частица мала по сравнению с наименьшей длиной волны, имеющей место при турбулентном движении;
- любая внешняя сила, действующая на частицу, связана с потенциальным полем, например, гравитационным.

При таких допущениях поведение сферической частицы в газе, движущемся с переменной скоростью, описывается уравнением Бассе [1, 2, 5, 11, 12]

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{6} d^3 \rho_p \frac{dv_p}{dt} &= 3\pi\mu d(v_f - v_p) + \\ &+ \frac{\pi}{6} d^3 \rho_f \frac{dv_f}{dt} + \frac{1}{2} \frac{\pi}{6} d^3 \rho_f \left( \frac{dv_f}{dt} - \frac{dv_p}{dt} \right) + (1) \\ &+ \frac{3}{2} d^2 \sqrt{\pi\rho_f\mu} \int_{t_0}^t \frac{dv_f}{\sqrt{t-t'}} - \frac{dv_p}{dt'} dt' + F_n, \end{aligned}$$

$t$  - время;  $t_0$  - начальный момент времени; индекс  $f$  соответствует основной среде, а индекс  $p$  - частице;  $\mu$  - динамическая вязкость среды;  $d$  - диаметр частицы;  $\rho_p$  и  $\rho_f$  - плотности частиц и газового потока;  $v_p$  - скорость дискретной частицы;  $v_f$  - скорость частиц основной среды в окрестности дискретной частицы, достаточно удаленной от нее, чтобы не испытывать возмущений, связанных с относительным движением этой частицы.

Член в левой части представляет собой силу, необходимую для ускорения частицы. Первый член в правой части - сила вязкого сопротивления, определяемая законом Стокса. Второй член связан с градиентом давления в среде, окружающей частицу, который обусловлен ускорением жидкости. Третий член характеризует силу, приводящую к ускорению кажущейся массы частицы относительно окружающей среды. Четвертый член - так называемая «сила Бассе» - учитывает влияние отклонения картины течения от установившегося состояния. Последний член  $F_n$  представляет собой внешнюю потенциальную силу. Второй, третий и четвертый члены в правой части уравнения приобретают важное значение только в том случае, когда плотность среды сравнима с плотностью частицы или же превышает ее. Когда внешняя потенциальная сила имеет постоянную величину,

например, в случае гравитационного поля, при котором соответствующая компонента равняется весу за вычетом подъемной силы, то движение частицы в установившемся состоянии представляет собой суперпозицию постоянной скорости, равной скорости свободного падения в окружающей среде, и скорости, накладываемой движением среды. В силу линейности уравнения (1) скорость свободного падения не зависит от движения жидкости.

Уравнение Бассе наглядно показывает сложность начальных этапов диффузии аэрозолей, что обусловлено существенной неоднородностью физических свойств потока по длине и сечению каналов, переменным коэффициентом диффузии, разгоном дискретных частиц до скорости основного потока и т.д. Существующие методики расчета диффузионных процессов [1, 7, 13, 14] не учитывают длительности начальных этапов и закономерностей их протекания.

**Цель работы.**

Целью данной работы является анализ начальных этапов диффузии аэрозолей в турбулентных газовых потоках каналов вентиляционных систем и оценка их длительности.

**Материалы и результаты исследования.**

Поскольку в большинстве случаев интересует движение дискретной частицы, обусловленное движением окружающей среды, то влияние внешних сил можно не учитывать, а уравнение (1) привести к виду

$$\frac{dv_p}{dt} + av_p = av_f + b \frac{dv_f}{dt} + c \int_{t_0}^t \frac{dv_f}{\sqrt{t-t'}} - \frac{dv_p}{dt'} dt', (2)$$

где

$$\begin{aligned} a &= \frac{36\mu}{(2\rho_p + \rho_f)d^2}, \quad b = \frac{3\rho_f}{2\rho_p + \rho_f}, \\ c &= \frac{18}{(2\rho_p + \rho_f)d} \sqrt{\frac{\rho_f\mu}{\pi}}. \end{aligned}$$

При допущении сферической формы частицы согласно уравнению (2) можно рассчитать время разгона частицы стоксовыми силами в зависимости от ее размера, плотности и скорости газового потока. Это время определяет так называемый индукционный период в процессе диффузии аэрозолей.

В качестве характеристик турбулентного движения будем также рассматривать коэффициенты временной Лагранжевой корреляции для промежутка времени  $\tau$

$$R_{Lp}(\tau) = \frac{\langle v'_p(t)v'_p(t+\tau) \rangle}{\langle v_p'^2 \rangle}, (3)$$

$$R_{Lf}(\tau) = \frac{\langle v'_f(t)v'_f(t+\tau) \rangle}{\langle v_f'^2 \rangle} (4)$$

и Лагранжевы функции энергетического спектра

$$\langle v_p'^2 \rangle = \int_0^\infty E_{Lp}(n) dn, \quad (5)$$

$$\langle v_f'^2 \rangle = \int_0^\infty E_{Lf}(n) dn. \quad (6)$$

Здесь  $v_p', v_f'$  - пульсационные составляющие скоростей дискретной частицы и основного потока, а индекс  $\langle \dots \rangle$  обозначает осреднение пульсирующей в турбулентном потоке величины.

Отметим, что коэффициент временной Лагранжевой корреляции связан с Лагранжевой функцией энергетического спектра зависимостью

$$R_{Lp}(t) = \frac{1}{\langle v_p'^2 \rangle} \int_0^\infty E_{Lp}(n) \cos(2\pi nt) dn, \quad (7)$$

$$R_{Lf}(t) = \frac{1}{\langle v_f'^2 \rangle} \int_0^\infty E_{Lf}(n) \cos(2\pi nt) dn, \quad (8)$$

Добавим, что для выполнения количественных оценок коэффициент Лагранжевой корреляции основного потока обычно представляют в виде приближенной экспоненциальной зависимости [1, 2, 11]

$$R_{Lf}(t) = \exp\left(-\frac{t}{T_L}\right), \quad (9)$$

где  $T_L$  - Лагранжев интегральный временной масштаб, который рассматривается как мера наиболее длительного интервала времени, в течении которого частица, в среднем, испытывает перемещение в данном направлении.

Связывая Лагранжевы переменные, запишем выражения для Лагранжевых координат через функцию энергетического спектра

$$\langle y_p^2 \rangle = \int_0^\infty E_{Lp}(n) \frac{1 - \cos(2\pi nt)}{4\pi^2 n^2} dn, \quad (10)$$

$$\langle y_f^2 \rangle = \int_0^\infty E_{Lf}(n) \frac{1 - \cos(2\pi nt)}{4\pi^2 n^2} dn. \quad (11)$$

Так как коэффициент турбулентной диффузии [1, 2, 11]

$$D_e = \langle y(t)v'(t) \rangle, \quad (12)$$

то для дискретной частицы и среды имеем

$$D_{ep} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \langle y_p^2(t) \rangle = \int_0^\infty E_{Lp}(n) \frac{\sin(2\pi nt)}{2\pi n} dn, \quad (13)$$

$$D_{ef} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \langle y_f^2(t) \rangle = \int_0^\infty E_{Lf}(n) \frac{\sin(2\pi nt)}{2\pi n} dn. \quad (14)$$

При малом времени диффузии

$$D_{ep} = t \int_0^\infty E_{Lp}(n) = \langle v_p'^2 \rangle t,$$

$$D_{ef} = t \int_0^\infty E_{Lf}(n) = \langle v_f'^2 \rangle t,$$

откуда

$$D_{ep}/D_{ef} = \langle v_p'^2 \rangle / \langle v_f'^2 \rangle. \quad (15)$$

При большом времени диффузии основная роль принадлежит низкочастотным компонентам движения

$$D_{ep} = \lim_{t \rightarrow \infty} \int_0^\infty E_{Lp}(n) \frac{\sin(2\pi nt)}{2\pi n} dn = \quad (16)$$

$$= \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{\sin \theta}{\theta} E_{Lp}\left(\frac{\theta}{2\pi t}\right) d\theta = \frac{1}{4} E_{Lp}(0),$$

и аналогично

$$D_{ef} = \frac{1}{4} E_{Lf}(0). \quad (17)$$

Согласно выражениям (16) и (17) коэффициент диффузии пропорционален той доле кинетической энергии, которая приходится на турбулентное движение с нулевой частотой. Но при нулевой частоте никакого различия между движением частицы и движением среды не существует. Следовательно, с физической точки зрения, представляется весьма логичным, что коэффициенты диффузии для дискретной частицы и для частиц основного потока должны быть одинаковыми. Поэтому

$$\frac{D_{ep}}{D_{ef}} = \frac{E_{Lp}(0)}{E_{Lf}(0)} = 1. \quad (18)$$

Отметим, что понятия «малого» и «большого» времени диффузии являются относительными и должны определяться в каждом конкретном случае. Формула (18) справедлива для бесконечно большого времени диффузии. Поскольку каналы реальных вентиляционных систем имеют конечные размеры, то в большинстве случаев будет иметь место различие значений коэффициентов турбулентной диффузии.

Произведем оценку длительности индукционного периода, когда происходит разгон частиц стоковыми силами до скорости основного потока. Для этого в уравнении (2) пренебрежем последним членом (силой Бассе). Данное допущение можно считать вполне правомерным, поскольку определяющими являются силы сопротивления и силы, связанные с градиентом давления и с относительным ускорением массы. Тогда имеем

$$\frac{dv_p}{dt} + av_p = av_f + b \frac{dv_f}{dt}. \quad (19)$$

Здесь постоянные коэффициенты определяются согласно уравнению (2). Преобразуем выражение для коэффициента  $b$  к виду

$$b = \frac{3\rho_f}{2\rho_p + \rho_f} = \frac{\rho_f}{\rho_p} \frac{3}{2 + \rho_f/\rho_p}.$$

Поскольку для аэрозольных выбросов в воздушных потоках величина  $\rho_f/\rho_p$  имеет порядок  $10^{-3}$ , то можно положить  $b \approx 0$ . Поэтому упростим уравнение (19) к виду

$$\frac{1}{a} \frac{dv_p}{dt} + v_p = v_f. \quad (20)$$

и проинтегрируем при начальном условии  $t = 0, v_p = 0$  для скорости основного потока  $v_f = u_0 = const$ . Получаем решение (20)

$$v_p = u_0(1 - \exp(-at)),$$

из которого имеем

$$\frac{v_p^2}{v_f^2} = \frac{[u_0(1 - \exp(-at))]^2}{u_0^2} = (1 - \exp(-at))^2. \quad (21)$$

Вполне уместным допустить

$$\left\langle \dot{v}_p^2 \right\rangle / \left\langle \dot{v}_f^2 \right\rangle \approx v_p^2 / v_f^2.$$

В силу этого с учетом (15) из выражения (9) имеем

$$\begin{aligned} D_{ep}/D_{ef} &= \left\langle \dot{v}_p^2 \right\rangle / \left\langle \dot{v}_f^2 \right\rangle \approx (1 - \exp(-at))^2 = \\ &= 1 - 2\exp(-at) - \exp(-2at). \end{aligned} \quad (22)$$

Согласно выражения (22) можно оценить время индукционного периода по аналогии с оценкой длительности переходных процессов в системах автоматического регулирования [16-18]. Если

считать окончание индукционного периода по величине

$$\exp(-at) = 0,05,$$

принятой в большинстве технических расчетов [19-22], то время периода составит

$$T_u = 3/a.$$

Подставляя сюда из (3) выражение для коэффициента  $a$ , имеем

$$T_u = \frac{(2\rho_p + \rho_f)d^2}{12\mu}. \quad (23)$$

Преобразовав (23) и учитывая, что  $\rho_f/\rho_p$  имеет порядок  $10^{-3}$ , то устанавливаем следующую зависимость для времени индукционного периода

$$T_u = \frac{\rho_p d^2}{6\mu}. \quad (24)$$

На рис.1 показана зависимость времени индукционного периода от диаметра частиц при различных значениях их плотности. Как можно видеть, индукционный период существенно зависит от диаметра частиц. Несмотря на то, что этот период является сравнительно непродолжительным (сотые секунды), тем не менее в течении индукционного периода частица в высокоскоростном потоке может пройти значительное расстояние.

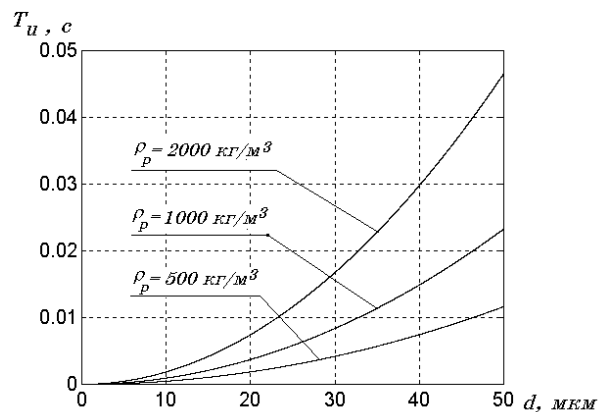


Рис. 1. К определению времени индукционного периода

После окончания индукционного периода энергетические спектры частиц и основного потока не являются одинаковыми, поэтому будут различными и коэффициенты диффузии. Следовательно, будет иметь место диффузионный период при переменном коэффициенте диффузии аэрозольной частицы. Представляя коэффициент Лагранжевой корреляции для газового потока в виде

экспоненциальной зависимости (9), будем иметь соответствующий энергетический спектр в зависимости от частоты пульсаций  $\omega$

$$E_{L_f}(n) = 4 \langle v_f'^2 \rangle \frac{T_L}{1 + \omega^2 T_L^2}.$$

С учетом уравнения (19) энергетический спектр для дискретных частиц

$$E_{L_p}(n) = 4 \langle v_f'^2 \rangle \frac{a^2 + b^2 \omega^2}{a^2 + \omega^2} \frac{T_L}{1 + \omega^2 T_L^2}.$$

Тогда

$$\begin{aligned} \langle v_p'^2 \rangle &= \int_0^\infty E_{L_p}(n) dn = \\ &= \frac{2}{\pi} \langle v_f'^2 \rangle T_L \int_0^\infty \frac{a^2 + b^2 \omega^2}{(a^2 + \omega^2)(1 + \omega^2 T_L^2)} d\omega = \\ &= \frac{a T_L + b^2}{a T_L + 1} \langle v_f'^2 \rangle, \end{aligned}$$

а согласно (7) получаем

$$\begin{aligned} R_{L_p}(t) &= \frac{1}{\langle v_p'^2 \rangle} \int_0^\infty E_{L_p}(n) \cos(\omega t) dn = \\ &= \frac{2}{\pi} \frac{\langle v_f'^2 \rangle}{\langle v_p'^2 \rangle} T_L \int_0^\infty \frac{a^2 + b^2 \omega^2}{(a^2 + \omega^2)(1 + \omega^2 T_L^2)} d\omega = \\ &= \frac{\langle v_f'^2 \rangle}{\langle v_p'^2 \rangle} \frac{1}{a^2 T_L^2 - 1} \left[ (a^2 T_L^2 - b^2) \exp\left(-\frac{t}{T_L}\right) - \right. \\ &\quad \left. - a T_L (1 - b^2) \exp(-at) \right] \end{aligned}$$

По коэффициенту Лагранжевой корреляции можно определить коэффициент диффузии (см. (3), (5) и (13))

$$\begin{aligned} D_{ep} &= \langle v_p'^2 \rangle \int_0^t R_{L_p}(\tau) d\tau = \langle v_f'^2 \rangle T_L \times \\ &\times \left[ 1 - \frac{(a^2 T_L^2 - b^2) \exp(-t/T_L) - (1 - b^2) \exp(-at)}{a^2 T_L^2 - 1} \right]. \end{aligned}$$

Так как

$$\begin{aligned} D_{ef} &= \langle v_f'^2 \rangle \int_0^t R_{L_f}(\tau) d\tau = \\ &= \langle v_f'^2 \rangle T_L [1 - \exp(-t/T_L)] \end{aligned} \quad (25)$$

то после преобразований получим

$$\frac{D_{ep}}{D_{ef}} = 1 + \frac{1 - b^2}{a^2 T_L^2 - 1} \frac{\exp(-at) - \exp(-t/T_L)}{1 - \exp(-t/T_L)}.$$

Поскольку  $\rho_f/\rho_p \ll 1$ , то полагаем  $b \approx 0$  и

$$a = 18\mu/(\rho_p d^2). \quad (26)$$

Тогда имеем

$$\frac{D_{ep}}{D_{ef}} = 1 + \frac{\exp\left(-\frac{18\mu t}{\rho_p d^2}\right) - \exp(-t/T_L)}{\left(\left(\frac{18\mu T_L}{\rho_p d^2}\right)^2 - 1\right) (1 - \exp(-t/T_L))}. \quad (27)$$

Произведем оценку Лагранжева интегрального масштаба времени. На основании (18) при  $t \rightarrow \infty$

$$T_L = D_{ef} / \langle v_f'^2 \rangle,$$

а учитывая, что степень турбулентности  $\varepsilon = \sqrt{\langle v_f'^2 \rangle} / u_0$ , получим

$$T_L = \frac{D_{ef}}{\varepsilon^2 u_0^2}. \quad (28)$$

Здесь  $u_0$  - средняя скорость потока в канале.

Выполним преобразования

$$T_L = \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{D_{ef}}{\nu} \frac{\nu}{u_0 d_z} \frac{d_z}{u_0} = \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{D_{ef}}{\nu} \frac{1}{\text{Re}} t_0,$$

где  $\text{Re} = u_0 d_z / \nu$  - число Рейнольдса;  $\nu = \mu / \rho_f$  - кинематическая вязкость основного потока;  $d_z$  - гидравлический диаметр канала;  $t_0 = d_z / u_0$  - масштаб времени, численно равный времени прохождения частицей основного потока пути, равного гидравлическому диаметру канала.

Рассматривая диффузионное число Пекле [5, 14]

$$Pe_o = \text{Re} \frac{\nu}{D_{ef}}, \quad (29)$$

получим

$$\frac{T_L}{t_0} = \frac{1}{\varepsilon^2 Pe_o}. \quad (30)$$

На рис.2 показана зависимость безразмерного Лагранжева интегрального масштаба времени от степени турбулентности для диапазона диффузионных чисел Пекле 300...400, являющегося рабочим для систем вентиляции промышленных предприятий, химических производств и атомных

станций. Следует отметить, что для степени турбулентности  $\varepsilon=0,05$ , величина Лагранжева интегрального масштаба времени составляет  $T_L = (1...1,33)t_0$ , т.е. приближенно равна времени прохождения частицей основного потока пути, равного гидравлическому диаметру канала.

Если подставить (30) в (27) и ввести в рассмотрение безразмерное время

$$\bar{t} = t/t_0, \tag{31}$$

то получим

$$\frac{D_{ep}}{D_{ef}} = 1 + \frac{\exp\left(-\frac{18\mu\bar{t}t_0}{\rho_p d^2}\right) - \exp(-\varepsilon^2 Pe_\delta \bar{t})}{\left(\left(\frac{18\mu t_0}{\rho_p d^2 \varepsilon^2 Pe_\delta}\right)^2 - 1\right) (1 - \exp(-\varepsilon^2 Pe_\delta \bar{t}))}$$

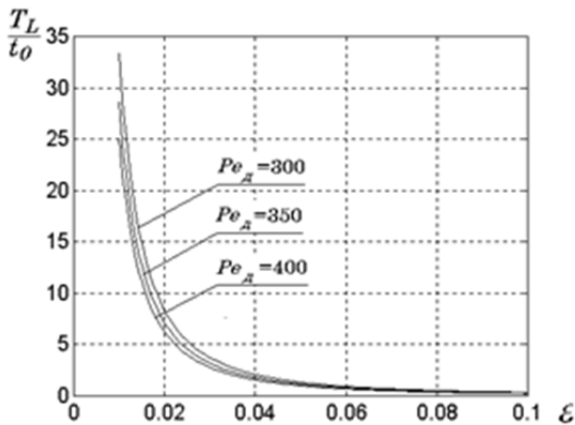


Рис. 2. К определению Лагранжева интегрального масштаба времени

Учитывая, что  $Re = u_0 d_c / \nu$ ;  $t_0 = d_c / u_0$  и  $\mu = \nu / \rho_f$ , имеем

$$\frac{D_{ep}}{D_{ef}} = 1 + \frac{\exp\left(-\frac{18}{Re} \left(\frac{d_c}{d}\right)^2 \frac{\rho_f}{\rho_p} \bar{t}\right) - \exp(-\varepsilon^2 Pe_\delta \bar{t})}{\left(\left(\frac{18}{\varepsilon^2 Re Pe_\delta} \left(\frac{d_c}{d}\right)^2 \frac{\rho_f}{\rho_p}\right)^2 - 1\right) (1 - \exp(-\varepsilon^2 Pe_\delta \bar{t}))} \tag{32}$$

Как видно, при  $\bar{t} \rightarrow \infty$  согласно выражению (32) имеем  $D_{ep} = D_{ef}$ , что полностью соответствует результату (18).

Согласно (32) максимальное безразмерное время переходного периода в диффузионном процессе, когда коэффициент диффузии аэрозольной

частицы приближается к коэффициенту диффузии основного потока, составит

$$\bar{T}_{mn} = 3 \max \left\{ \left( \frac{1}{\varepsilon^2 Pe_\delta} \right); \left( \frac{Re}{18} \left( \frac{d}{d_c} \right)^2 \frac{\rho_p}{\rho_f} \right) \right\}. \tag{33}$$

Данное выражение показывает, что время переходного периода существенно зависит от ряда факторов и подлежит оценке в каждом конкретном случае.

На рис.3 показана зависимость максимального безразмерного времени переходного периода от отношения диаметра частицы к гидравлическому диаметру канала для различных соотношений плотности частиц и газового потока. Расчеты выполнены для степени турбулентности  $\varepsilon=0,05$ , диффузионного числа Пекле  $Pe_\delta=350$ , числа Рейнольдса  $Re=5 \cdot 10^6$ . Анализ зависимостей показывает, что с уменьшением плотности дискретных частиц время переходного периода не зависит от диаметра частицы.

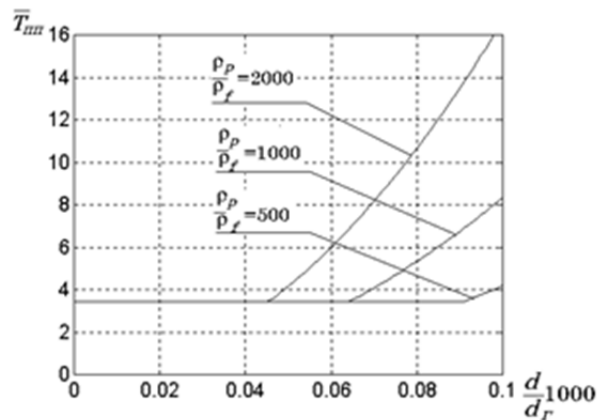


Рис. 3. К определению максимального времени переходного периода

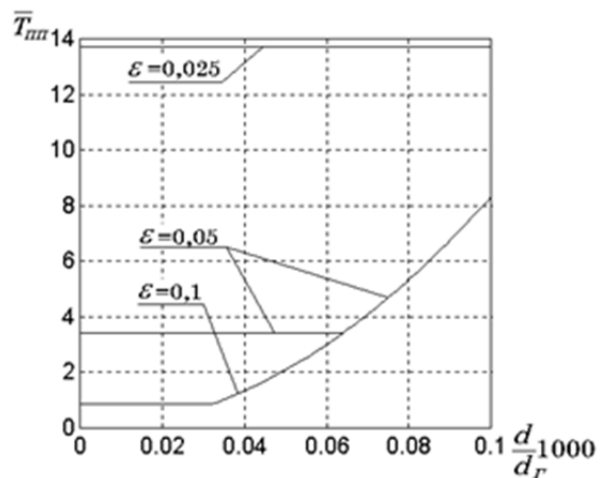


Рис. 4. К определению максимального времени переходного периода

На рис.4 показана зависимость максимального безразмерного времени переходного периода от отношения диаметра частицы к гидравлическому диаметру канала для различной степени турбулентности потока. Расчеты выполнены для отношения плотностей  $\rho_p/\rho_f = 10^3$ , диффузионного числа Пекле  $Pe_\delta = 350$ , числа Рейнольдса  $Re = 5 \cdot 10^6$ . Как видно, турбулизация потока уменьшает время переходного периода. Интересным является фактор независимости времени данного периода от диаметра частиц при малой степени турбулентности.

#### Выводы.

Таким образом, процесс диффузии аэрозолей носит сложный характер и условно разделяется на три периода:

1. Индукционный период, при котором происходит разгон частиц стоковыми силами от нулевой скорости до скорости основного потока. Диффузионный процесс в этот период практически отсутствует, а длительность периода оценивается выражением (24).

2. Переходной период, при котором диффузионный процесс происходит при переменном коэффициенте диффузии. Определить коэффициент диффузии аэрозольных частиц приближенно можно по выражению (32), максимальное время переходного периода устанавливается зависимостью (33).

3. Диффузионный процесс аэрозольных частиц при постоянном коэффициенте диффузии, который можно исследовать известными методами [1, 5, 7, 11].

В заключении необходимо отметить следующее. Поскольку процесс диффузии аэрозольных частиц носит достаточно сложный характер, то при организации контроля концентрации аэрозольных выбросов следует учитывать, как длину пути выравнивания концентрации, так и длину, проходимую частицами во время начальных этапов: индукционного и переходного периода. В случае, когда длина канала относительно невелика или средства контроля концентрации установлены на недостаточном большом расстоянии от источника выбросов, результаты контроля должны быть скорректированы.

#### Литература

- Недопекин Ф.В., Коваленко А.А., Соколов В.И. Диффузионные процессы в стационарных газовых потоках. – Луганск: ВНУ им. В. Даля, 2007. – 224 с.
- Хинце И.О. Турбулентность. - М.: Физматгиз, 1963. - 680 с.
- Калюжный Г.С., Коваленко А.А., Соколов В.И., Минин С.А. Диффузия газов и аэрозолей в турбулентных потоках. – Луганск: ВУГУ, 1999. – 100 с.
- Андрійчук Н.Д., Івашенко Е.А., Коваленко А.А., Соколов В.И. Термодинамика для инженеро-строителей. – Луганск: ВНУ им. В. Даля, 2005. – 304 с.
- Соколов В.И., Коваленко А.А., Калюжный Г.С. и др. Инженерные задачи диффузии примеси в потоке. – Луганск: ВУГУ, 2000. – 168 с.
- Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. - М.: Наука, 1987. - 840 с.
- Андрійчук Н.Д., Соколов В.И., Коваленко А.А., Дядичев К.М. Пути совершенствования систем теплоснабжения. – Луганск: ВНУ им. В. Даля, 2003. – 244 с.
- Соколов В.И., Рассказова Ю.Б. Исследование течения жидкости в микроразорах с граничным изменением вязкости // Вісн. Східноукр. націон. ун-ту ім. В. Даля. - 2016. - № 2 (226). – С. 20 - 25.
- Соколов В.И., Кроль О.С., Спіфанова О.В. Гідравліка. – Северодонецьк: СНУ ім. В. Даля. – 2017. – 160 с.
- Коваленко А.А., Соколов В.И., Дымнич А.Х., Уваров П.Е. Основы технической механики жидкостей и газов: Учебное пособие для вузов. - Луганск: Издательство ВУГУ, 1998. - 272 с.
- Недопекин Ф.В., Коваленко А.А., Соколов В.И. и др. Основы механики сплошных сред. – Луганск: ВНУ им. В. Даля, 2010. – 277 с.
- Соколов В.И. Аэродинамика газовых потоков в каналах сложных вентиляционных систем. – Луганск: ВУГУ, 1999. – 200 с.
- Соколов В.И. Измерение концентрации примеси в каналах вентиляционных систем // Вісн. Східноукр. націон. ун-ту ім. В. Даля. - 2015. - № 5 (222). – С. 97 - 100.
- Соколов В.И. Критериальный анализ диффузионных процессов в системах вентиляции // Вісн. Східноукр. націон. ун-ту ім. В. Даля. - 2015. - № 5 (222). – С. 101 - 104.
- Соколов В.И. Моделирование газодинамических характеристик вентиляционных систем на основе их объектной декомпозиции // Вісн. Східноукр. націон. ун-ту ім. В. Даля. - 2016. - № 5 (226). – С. 86 - 89.
- Sokolov V., Rasskazova Y. Automation of control processes of technological equipment with rotary hydraulic drive // Eastern-EuropeJournal of Enterprise Technologies. Volume 2, Issue 2, 2015, Pages 44-50.
- Соколова Я. В., Таванюк Т.Я., Соколов В.И. Нелинейная математическая модель электрогидравлического следящего привода с дроссельным регулированием // Вісн. Східноукр. націон. ун-ту ім. В. Даля. - 2010. - № 10 (152). – С. 168 – 175.
- Коваленко А. А., Соколов В.И., Уваров П.Е., Пазин В.В. Основы объемного гидравлического привода строительных и дорожных машин. - Луганск: ДонГАСА. – 1999. – 137 с.
- Соколова Я.В., Азаренко Н.Г., Соколов В.И. Синтез системы автоматического управления оборудованием для механической обработки материалов с гидравлическим приводом // Восточно-европейский журнал передовых технологий. - Харьков. – 2014. – № 2/2 (68). – С. 56-60.
- Соколов В. И., Таванюк Т. Я. Определение передаточных функций электрогидравлического следящего привода оборудования для обработки давлением // Вісн. Східноукр. націон. ун-ту ім. В. Даля. – 2011. – №. 1(155). – С. 208 - 216.
- Sokolova Ya., Krol O., Tavanuk T., Sokolov V. Transfer function of the automatic electrohydraulic drive // TEKA Commission of Motorization and Energetic in Agriculture. – Vol. 15. – N 2. – 2015. – Lublin - Rzeszow, Poland. - pp. 3-8.

22. Соколов В.І., Рассказова Ю.Б. Автоматизация процесів керування технологічним обладнанням з гідроприводом оберального руху // Східно-європейський журнал передових технологій. - 2016. - № 2/2 (80). - С.44 - 50.

### References

1. Nedopekin F.V., Kovalenko A.A., Sokolov V.I. Difuzionnyye protsessy v stacionarnykh gazovykh potokakh. - Lugansk: VNU im. V. Dalya, 2007. - 224 s.
2. Hintse I.O. Turbulentnost. - M.: Fizmatgiz, 1963. - 680 s.
3. Kalyuzhnyi G.S., Kovalenko A.A., Sokolov V.I., Mi-nin S.A. Diffuziya gazov i aerolezov v turbulentnykh potokakh. - Lugansk: VUGU, 1999. - 100 s.
4. Andriyчук N.D., Ivaschenko E.A., Kovalenko A.A., Sokolov V.I. Termodinamika dlya inzhenerov-stroiteley. - Lugansk: VNU im. V. Dalya, 2005. - 304 s.
5. Sokolov V.I., Kovalenko A.A., Kalyuzhnyi G.S. i dr. Inzhenernyye zadachi diffuzii primesi v potoke. - Lugansk: VUGU, 2000. - 168 s.
6. Loytsyanskiy L.G. Mehanika zhidkosti i gaza. - M.: Nauka, 1987. - 840 s.
7. Andriyчук N.D., Sokolov V.I., Kovalenko A.A., Dyadichev K.M. Puti sovershenstvovaniya sistem teplo-snabzheniya. - Lugansk: VNU im. V. Dalya, 2003. - 244 s.
8. Sokolov V.I., Rasskazova Yu.B. Issledovanie techeniya zhidkosti v mikrozorah s granichnyim izmeneniyem vyazkosti // Visn. Shidnoukr. natsion. un-tu im. V. Dalya. - 2016. - № 2 (226). - S. 20 - 25.
9. Sokolov V.I., Krol' O.S., Yepifanova O.V. Gidravlika. - Syevyerodoneck: SNU im. V. Dalya. - 2017. - 160 s.
10. Kovalenko A.A., Sokolov V.I., Dyimnich A.H., Uvarov P.E. Osnovy tehnicheckoy mehaniki zhidkostey i gazov: Uchebnoe posobie dlya vuzov. - Lugansk: Izdatel'stvo VUGU, 1998. - 272 s.
11. Nedopekin F.V., Kovalenko A.A., Sokolov V.I. i dr. Osnovy mehaniki sploshnykh sred. - Lugansk: VNU im. V. Dalya, 2010. - 277 s.
12. Sokolov V.I. Aerodinamika gazovykh potokov v kanalakh slozhnykh ventilyatsionnykh sistem. - Lugansk: VUGU, 1999. - 200 s.
13. Sokolov V.I. Izmerenie kontsentratsii primesi v kanalakh ventilyatsionnykh sistem // Visn. Shidnoukr. natsion. un-tu im. V. Dalya. - 2015. - № 5 (222). - S. 97 - 100.
14. Sokolov V.I. Kriterialnyy analiz diffuzionnykh protsessov v sistemah ventilyatsii // Visn. Shidnoukr. natsion. un-tu im. V. Dalya. - 2015. - № 5 (222). - S. 101 - 104.
15. Sokolov V.I. Modelirovanie gazodinamicheskikh harakteristik ventilyatsionnykh sistem na osnove ih ob'ektnoy dekompozitsii // Visn. Shidnoukr. natsion. un-tu im. V. Dalya. - 2016. - № 5 (226). - S. 86 - 89.
16. Sokolov V., Rasskazova Y. Automation of control processes of technological equipment with rotary hydraulic drive // Eastern-Europe Journal of Enterprise Technologies. Volume 2, Issue 2, 2015, Pages 44-50.
17. Sokolova Ya. V., Tavanyuk T.Ya., Sokolov V.I. Nelineynaya matematicheskaya model elektrogidravlicheskogo sledyashego privoda s drosselnym regulirovaniem // Visn. Shidnoukr. natsion. un-tu im. V. Dalya. - 2010. - № 10 (152). - S. 168 - 175.
18. Kovalenko A. A., Sokolov V.I., Uvarov P.E., Pazin V.V. Osnovy ob'emnogo gidravlicheskogo privoda stroitelnykh i dorozhnykh mashin. - Lugansk: DonGASA. - 1999. - 137 s.
19. Sokolova Ya.V., Azarenko N.G., Sokolov V.I. Sintez sistem avtomaticheskogo upravleniya oborudovaniem

dlya mehanicheskoy obrabotki materialov s gidravlicheskim privodom // Vostochno-evropeyskiy zhurnalпередovykh tehnologiy. - Harkov. - 2014. - № 2/2 (68). - S. 56-60.

20. Sokolov V. I., Tavanyuk T. Ya. Opredelenie peredatochnykh funktsiy elektrogidravlicheskogo sledyashego privoda oborudovaniya dlya obrabotki davleniem // Visn. Shidnoukr. natsion. un-tu im. V. Dalya. - 2011. - № 1(155). - S. 208 - 216.
21. Sokolova Ya., Krol O., Tavanyuk T., Sokolov V. Transfer function of the automatic electrohydraulic drive // TEKA Commission of Motorization and Energetic in Agriculture. - Vol. 15. - N 2. - 2015. - Lublin - Rzeszow, Poland. - pp. 3-8.
22. Sokolov V.I., Rasskazova Yu.B. Avtomaty`zaciya procesiv keruvannya tex-nologichny`m obladnannnyam z gidropry`vodom obertal`nogo ruхu // Sхidno-yeuropejs`ky`j zhurnal передovy`x tehnologij. - 2016. - № 2/2 (80). - S.44 - 50.

### Соколов В.І. Дослідження початкових етапів дифузії аерозолів в каналах вентиляційних систем.

*Розглянуті питання дифузії аерозолів в турбулентних газових потоках каналів вентиляційних систем промислових підприємств.*

*Поведінку дискретної сферичної частки в однорідному турбулентному потоці описано рівнянням Бассе. В якості характеристик турбулентного руху розглянуті коефіцієнти часової Лагранжевої кореляції і Лагранжеві функції енергетичного спектру. Для виконання кількісних оцінок коефіцієнт часової Лагранжевої кореляції основного потоку представлений у вигляді приблизної експоненціальної залежності.*

*Показано, що процес дифузії аерозолів носить складний характер та умовно розподіляється на три періоди: індукційний період, при якому відбувається розгін часток Стоксовими силами від нульової швидкості до швидкості основного потоку, а дифузійний процес в цей період практично відсутній; перехідний період, при якому дифузійний процес відбувається при змінному коефіцієнті дифузії; а також дифузійний процес аерозольних часток при постійному коефіцієнті дифузії, який можна досліджувати відомими методами.*

*Виконана оцінка тривалості індукційного і перехідного періодів дифузійного процесу. Отримано вираз для приблизного визначення коефіцієнта дифузії аерозольних часток.*

*Оскільки процес дифузії аерозольних часток носить достатньо складний характер, то при організації контролю характеристик аерозольних викидів, зокрема, їх концентрації, слід враховувати, як довжину шляху вирівнювання концентрації, так і довжину, що проходять частки під час початкових етапів: індукційного та перехідного періодів. У випадку, коли довжина каналу відносно невелика або засоби контролю концентрації встановлені на недостатньо великій відстані від джерела викидів, результати контролю повинні бути скореговані.*

*Результати досліджень рекомендовані для використання при розробці систем контролю характеристик газоповітряних викидів промислових вентиляційних систем.*

**Ключові слова:** вентиляційна система, турбулентний потік, дифузійний процес, аерозоль, коефіцієнт дифузії, індукційний період дифузії, перехідний період дифузії.



**Sokolov V.I. Research of initial stages of aerosols diffusion in the channels of ventilation systems.**

The problems of diffusion of aerosols in turbulent gas streams of ducts of ventilation systems of industrial enterprises are considered.

The behavior of a discrete spherical particle in a uniform turbulent flow is described by the Basset equation. As the characteristics of turbulent motion, the coefficients of the time Lagrangian correlation and Lagrangian functions of the energy spectrum are considered. To carry out quantitative estimates, the coefficient of the temporal Lagrangian correlation of the main flow is represented as an approximate exponential dependence.

It is shown that the process of diffusion of aerosols is of a complex nature and conditionally divided into three periods: the induction period at which the particles are dispersed by Stokes forces from zero velocity to the main flow velocity, and the diffusion process is practically absent in this period; transition period at which the diffusion process occurs at a variable diffusion coefficient; as well as the diffusion process of aerosol particles with a constant diffusion coefficient, which can be investigated by known methods.

The duration of the induction and transition periods of the diffusion process is estimated. It is obtained by an expression for the approximate determination of the diffusion coefficient of aerosol particles.

Since the process of diffusion of aerosol particles is quite complex, when organizing the control of the characteristics of aerosol emissions, in particular, their concentration, one should take into account both the length of the concentration equalization path and the length traveled by the particles during the initial stages: induction and transition period. In the case where the length of the channel is relatively small or the concentration control means are installed at a sufficiently short distance from the source of emissions, the results of the control should be corrected.

The results of the research are recommended for use in the development of control systems for the characteristics of gas-air emissions from industrial ventilation systems.

**Keywords:** ventilation system, turbulent stream, diffusion process, aerosol, diffusion coefficient, induction diffusion period, transition diffusion period.

**Соколов Володимир Ілліч** – д.т.н., проф., завідувач кафедри машинобудування та прикладної механіки, Східноукраїнський національний університет імені Володимира Даля (м. Северодонецьк)  
[sokolov.snu.edu@gmail.com](mailto:sokolov.snu.edu@gmail.com)

Рецензент: д.т.н., проф. **Чернецька-Білецька Н.Б.**

Стаття подана 07.09.2016