

Вестник Евразийской науки / The Eurasian Scientific Journal <https://esj.today>

2026, Том 18, № 1 / 2026, Vol. 18, Iss. 1 <https://esj.today/issue-1-2026.html>

URL статьи: <https://esj.today/PDF/11SAVN126.pdf>

2.1.3. Теплоснабжение, вентиляция, кондиционирование воздуха, газоснабжение и освещение (технические науки)

Ссылка для цитирования этой статьи:

Андрийчук, Н. Д. Анализ процессов диффузии аэрозолей в каналах вентиляционных систем / Н. Д. Андрийчук, К. А. Корсунов, О. А. Малыгина, В. Д. Рябичев, В. И. Соколов, И. Д. Черникова // Вестник евразийской науки. — 2026. — Т. 18. — № 1. — URL: <https://esj.today/PDF/11SAVN126.pdf>.

For citation:

Andriichuk N.D., Korsunov K.A., Malygina O.A., Ryabichev V.D., Sokolov V.I., Chernikova I.D. Analysis of aerosols diffusion processes in ventilation system channels. *The Eurasian Scientific Journal*. 2026;18(1): 11SAVN126. Available at: <https://esj.today/PDF/11SAVN126.pdf>. (In Russ., abstract in Eng.).

УДК 697

Андрийчук Николай Данилович

ФГБОУ ВО «Луганский государственный университет имени Владимира Даля», Луганск, Россия
Институт строительства, архитектуры и жилищно-коммунального хозяйства

Директор

Доктор технических наук, профессор

E-mail: nikolai.andriichuk@mail.ru

ORCID: <https://orcid.org/0009-0006-2841-9219>

РИНЦ: https://elibrary.ru/author_profile.asp?id=1120325

Корсунов Константин Анатольевич

ФГБОУ ВО «Луганский государственный университет имени Владимира Даля», Луганск, Россия
Заведующий кафедрой «Физики»

Доктор технических наук, профессор

E-mail: korsunof@mail.ru

РИНЦ: https://elibrary.ru/author_profile.asp?id=1185459

Малыгина Оксана Александровна

ФГБОУ ВО «Луганский государственный университет имени Владимира Даля», Луганск, Россия
Старший преподаватель кафедры «Проектирования и технологий строительства»

E-mail: oksalita@mail.ru

ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-2799-6704>

РИНЦ: https://elibrary.ru/author_profile.asp?id=761776

Рябичев Виктор Дронович

ФГБОУ ВО «Луганский государственный университет имени Владимира Даля», Луганск, Россия
Ректор

Доктор технических наук, профессор

E-mail: dahl.univer@yandex.ru

ORCID: <https://orcid.org/0009-0004-0953-7215>

РИНЦ: https://elibrary.ru/author_profile.asp?id=1048809

Соколов Владимир Ильич

ФГБОУ ВО «Луганский государственный университет имени Владимира Даля», Луганск, Россия
Институт строительства, архитектуры и жилищно-коммунального хозяйства

Профессор кафедры «Вентиляции, теплогазо- и водоснабжения»

Доктор технических наук, профессор

E-mail: sokolov.snu.edu@gmail.com

ORCID: <https://orcid.org/0000-0003-0459-1824>

РИНЦ: https://elibrary.ru/author_profile.asp?id=439665

SCOPUS: <https://www.scopus.com/authid/detail.url?authorId=57191822948>

Черникова Ирина Демьяновна

ФГБОУ ВО «Луганский государственный университет имени Владимира Даля», Луганск, Россия
Старший преподаватель кафедры «Вентиляция, теплогазо- и водоснабжения»

Кандидат технических наук

E-mail: chernikova_i_d@mail.ru

ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-7633-2293>

РИНЦ: https://elibrary.ru/author_profile.asp?id=1236927

SCOPUS: <https://www.scopus.com/authid/detail.url?authorId=58643068300>

Анализ процессов диффузии аэрозолей в каналах вентиляционных систем

Аннотация. Авторами представлены результаты исследований временных характеристик начальных этапов диффузии аэрозолей в турбулентных потоках в каналах вентиляционных систем. 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. В статье 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 недостаточно большом расстоянии от источника выбросов, результаты контроля должны быть скорректированы. Полученные результаты могут быть использованы при разработке и организации систем контроля характеристик газоздушных выбросов вентиляционных систем промышленных предприятий.

Ключевые слова: вентиляционная система; турбулентный поток; диффузионный процесс; аэрозоль; коэффициент диффузии; индукционный период; переходной период

Введение

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 [1–4].¹ 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 [5–7].² 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. Для газоаэрозольных потоков в каналах вентиляционных систем можно положить вполне логические допущения [8–10]:³

- 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 [11–13]

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

¹ Свистунов, В.М., Отопление, вентиляция и кондиционирование воздуха объектов агропромышленного комплекса и жилищно-коммунального хозяйства / В.М. Свистунов, Н.К. Пушняков // Санкт-Петербург: Политехника, 2007. — 423 с. <https://djvu.online/file/qSzBAfEBkZngO>.

² Посохин, В.Н. Вентиляция / В.Н. Посохин, Р.Г. Сафиуллин, В.А. Бройда. — Москва: АСВ, 2020. — 624 с. https://www.centrmag.ru/catalog/product/ventilyaciya_ychebnoe_izdanie/.

Штокман, Е.А. Вентиляция, кондиционирование и очистка воздуха на предприятиях пищевой промышленности / Е.А. Штокман. — Москва: АСВ, 2001. — 564 с. <https://web.archive.org/web/20220418132516/https://www.litres.ru/e-a-shtokman/ventilyaciya-kondicionirovanie-i-ochistka-vozduha-na-14541850/>.

³ Автоматизация систем вентиляции и кондиционирования воздуха / Е.С. Бондарь, А.С. Гордиенко, В.А. Михайлов, Г.В. Нимич. — Киев: Аванпост-Прим, 2005. — 560 с. <https://djvu.online/file/ErOtH0mUzMi7w>.

Беккер, А.М. Системы вентиляции / А.М. Беккер. — Москва: Техносфера, Евроклимат, 2005. — 232 с. <https://djvu.online/file/9O6N22GA8LHZK>.

где:

t — время;

t_0 — начальный момент времени;

индекс f соответствует основной среде, а индекс p — частице;

μ — динамическая вязкость среды;

d — диаметр частицы;

ρ_p и ρ_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 не учитывают длительности начальных этапов и закономерностей их протекания.

Целью 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

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

где:

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

Согласно уравнению (2) при допущении сферической формы частицы 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 τ

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

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

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; 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

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

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

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

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

$$D_{ep} = t \int_0^\infty E_{Lp}(n) = \langle v_p^2 \rangle t, \quad D_{ef} = t \int_0^\infty E_{Lf}(n) = \langle v_f^2 \rangle t, \quad (15)$$

откуда

$$D_{ep}/D_{ef} = \langle v_p'^2 \rangle / \langle v_f'^2 \rangle. \quad (16)$$

При большом времени диффузии основная роль принадлежит низкочастотным компонентам движения

$$\begin{aligned} D_{ep} &= \lim_{t \rightarrow \infty} \int_0^\infty E_{Lp}(n) \frac{\sin(2\pi nt)}{2\pi n} dn = \\ &= \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{\sin \theta}{\theta} E_{Lp} \left(\frac{\theta}{2\pi t} \right) d\theta = \frac{1}{4} E_{Lp}(0), \end{aligned} \quad (17)$$

и аналогично

$$D_{ef} = \frac{1}{4} E_{Lf}(0). \quad (18)$$

Согласно выражениям (17) и (18) 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

$$\frac{D_{ep}}{D_{ef}} = \frac{E_{Lp}(0)}{E_{Lf}(0)} = 1. \quad (19)$$

Отметим, что понятия «малого» и «большого» времени диффузии являются относительными и должны определяться в каждом конкретном случае. Формула (19) 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

$$\frac{dv_p}{dt} + av_p = av_f + b \frac{dv_f}{dt}. \quad (20)$$

Здесь постоянные коэффициенты определяются согласно уравнению (2). Поскольку для аэрозольных выбросов в воздушных потоках величина ρ_f / ρ_p имеет порядок 10^{-3} , то можно положить $b \approx 0$. Поэтому упростим уравнение (20) к виду

$$\frac{1}{a} \frac{dv_p}{dt} + v_p = v_f. \quad (21)$$

и проинтегрируем при начальном условии $t = 0, v_p = 0$ для скорости основного потока $v_f = u_0 = \text{const}$. Получаем решение (21) $v_p = u_0 (1 - \exp(-at))$, из которого имеем

$$\frac{v_p^2}{v_f^2} = \frac{[u_0 (1 - \exp(-at))]^2}{u_0^2} = (1 - \exp(-at))^2. \quad (22)$$

Вполне уместным допустить $\langle v_p'^2 \rangle / \langle v_f'^2 \rangle \approx v_p^2 / v_f^2$. В силу этого с учетом (16) из выражения (9) имеем

$$\begin{aligned} D_{ep} / D_{ef} &= \langle v_p'^2 \rangle / \langle v_f'^2 \rangle \approx (1 - \exp(-at))^2 = \\ &= 1 - 2 \exp(-at) - \exp(-2at). \end{aligned} \quad (23)$$

Согласно выражения (23) можно оценить время индукционного периода по аналогии с оценкой длительности переходных процессов в системах автоматического регулирования. Если считать окончание индукционного периода по величине $\exp(-at) = 0,05$, принятой в большинстве технических расчетов [14; 15], то время периода составит $T_u = 3/a$. Подставляя сюда из (2) выражение для коэффициента a , имеем

$$T_u = \frac{(2\rho_p + \rho_f)d^2}{12\mu}. \quad (24)$$

Преобразовав (24) и учитывая, что ρ_f / ρ_p имеет порядок 10^{-3} , то устанавливаем следующую зависимость для времени индукционного периода

$$T_u = \frac{\rho_p d^2}{6\mu}. \quad (25)$$

На рисунке 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.

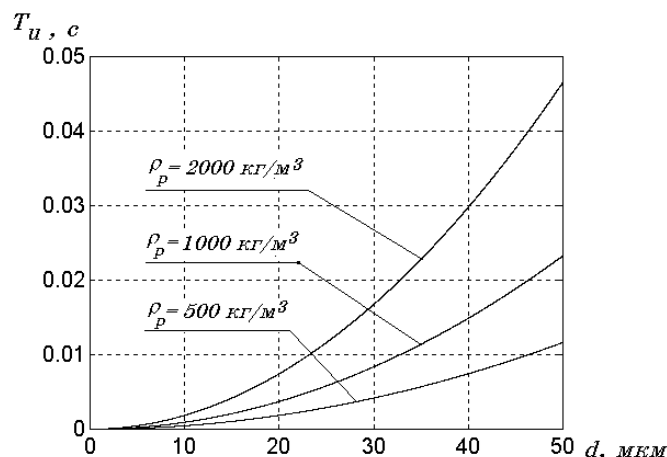


Рисунок 1. К определению времени индукционного периода (разработано автором)

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 ω

$$E_{Lf}(n) = 4 \langle v_f'^2 \rangle \frac{T_L}{1 + \omega^2 T_L^2}. \quad (26)$$

С учетом уравнения (20) энергетический спектр для дискретных частиц

$$E_{Lp}(n) = 4 \langle v_f'^2 \rangle \frac{a^2 + b^2 \omega^2}{a^2 + \omega^2} \frac{T_L}{1 + \omega^2 T_L^2}. \quad (27)$$

Тогда

$$\begin{aligned} \langle v_p'^2 \rangle &= \int_0^\infty E_{Lp}(n) dn = \\ &= \frac{2}{\pi} \langle v_f'^2 \rangle T_L \int_0^\infty \frac{a^2 + b^2 \omega^2}{(a^2 + \omega^2)(1 + \omega^2 T_L^2)} d\omega = \\ &= \frac{aT_L + b^2}{aT_L + 1} \langle v_f'^2 \rangle, \end{aligned} \quad (28)$$

а согласно (7) получаем

$$\begin{aligned} R_{Lp}(t) &= \frac{1}{\langle v_p'^2 \rangle} \int_0^\infty E_{Lp}(n) \cos(\omega t) dn = \\ &= \frac{2}{\pi} \frac{\langle v_f'^2 \rangle}{\langle v_p'^2 \rangle} T_L \int_0^\infty \frac{a^2 + b^2 \omega^2}{(a^2 + \omega^2)(1 + \omega^2 T_L^2)} d\omega = \\ &= \frac{\langle v_f'^2 \rangle}{\langle v_p'^2 \rangle} \frac{1}{a^2 T_L^2 - 1} \left[(a^2 T_L^2 - b^2) \exp\left(-\frac{t}{T_L}\right) - \right. \\ &\quad \left. - aT_L (1 - b^2) \exp(-at) \right]. \end{aligned} \quad (29)$$

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

$$D_{ep} = \langle v_p'^2 \rangle \int_0^t R_{Lp}(\tau) d\tau = \langle v_f'^2 \rangle T_L \times \left[1 - \frac{(a^2 T_L^2 - b^2) \exp(-t/T_L) - (1 - b^2) \exp(-at)}{a^2 T_L^2 - 1} \right]. \quad (31)$$

Так как

$$D_{ef} = \langle v_f'^2 \rangle \int_0^t R_{Lf}(\tau) d\tau = \langle v_f'^2 \rangle T_L [1 - \exp(-t/T_L)], \quad (32)$$

то после преобразований получим

$$\frac{D_{ep}}{D_{ef}} = 1 + \frac{1 - b^2}{a^2 T_L^2 - 1} \frac{\exp(-at) - \exp(-t/T_L)}{1 - \exp(-t/T_L)}. \quad (33)$$

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

$$a = 18\mu / (\rho_p d^2). \quad (34)$$

Тогда имеем

$$\frac{D_{ep}}{D_{ef}} = 1 + \frac{\exp\left(-\frac{18\mu t}{\rho_p d^2}\right) - \exp(-t/T_L)}{\left(\left(\frac{18\mu T_L}{\rho_p d^2}\right)^2 - 1\right)(1 - \exp(-t/T_L))}. \quad (35)$$

Произведем оценку Лагранжева интегрального масштаба времени. На основании (19) при $t \rightarrow \infty$

$$T_L = D_{ef} / \langle v_f'^2 \rangle, \quad (36)$$

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

$$T_L = \frac{D_{ef}}{\varepsilon^2 u_0^2}. \quad (37)$$

Здесь:

u_0 — средняя скорость потока в канале.

Выполним преобразования

$$T_L = \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{D_{ef}}{\nu} \frac{\nu}{u_0 d_z} \frac{d_z}{u_0} = \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{D_{ef}}{\nu} \frac{1}{\text{Re}} t_0, \quad (38)$$

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

$$Pe_\partial = Re \frac{\nu}{D_{ef}}, \quad (39)$$

получим

$$\frac{T_L}{t_0} = \frac{1}{\varepsilon^2 Pe_\partial}. \quad (40)$$

На рисунке 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. приблизительно равна времени прохождения частицей основного потока пути, равного гидравлическому диаметру канала.

Если подставить (40) в (35) и ввести в рассмотрение безразмерное время $\bar{t} = t/t_0$, то получим

$$\begin{aligned} \frac{D_{ep}}{D_{ef}} = 1 + \\ + \frac{\exp\left(-\frac{18\mu\bar{t}t_0}{\rho_p d^2}\right) - \exp(-\varepsilon^2 Pe_\partial \bar{t})}{\left(\left(\frac{18\mu t_0}{\rho_p d^2 \varepsilon^2 Pe_\partial}\right)^2 - 1\right)(1 - \exp(-\varepsilon^2 Pe_\partial \bar{t}))}. \end{aligned} \quad (41)$$

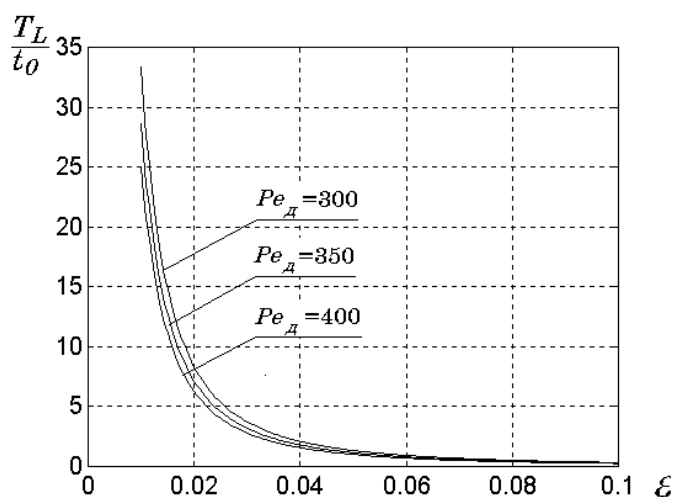


Рисунок 2. К определению Лагранжева интегрального масштаба времени (разработано автором)

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

$$\frac{D_{ep}}{D_{ef}} = 1 + \frac{\exp\left(-\frac{18}{Re} \left(\frac{d_z}{d}\right)^2 \frac{\rho_f}{\rho_p} \bar{t}\right) - \exp(-\varepsilon^2 Pe_o \bar{t})}{\left(\left(\frac{18}{\varepsilon^2 Re Pe_o} \left(\frac{d_z}{d}\right)^2 \frac{\rho_f}{\rho_p}\right) - 1\right) (1 - \exp(-\varepsilon^2 Pe_o \bar{t}))}. \quad (42)$$

Как видно, при $\bar{t} \rightarrow \infty$ согласно выражению (42), имеем $D_{ep} = D_{ef}$, что полностью соответствует результату (19).

Согласно (42) максимальное безразмерное время переходного периода в диффузионном процессе, когда коэффициент диффузии аэрозольной частицы приближается к коэффициенту диффузии основного потока, составит

$$\bar{T}_{m\pi} = 3 \max \left\{ \left(\frac{1}{\varepsilon^2 Pe_o} \right); \left(\frac{Re}{18} \left(\frac{d}{d_z} \right)^2 \frac{\rho_p}{\rho_f} \right) \right\}. \quad (43)$$

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

На рисунке 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 $Pe_o = 350$, числа Рейнольдса $Re = 5 \cdot 10^6$.

Анализ зависимостей показывает, что с уменьшением плотности дискретных частиц время переходного периода не зависит от диаметра частицы.

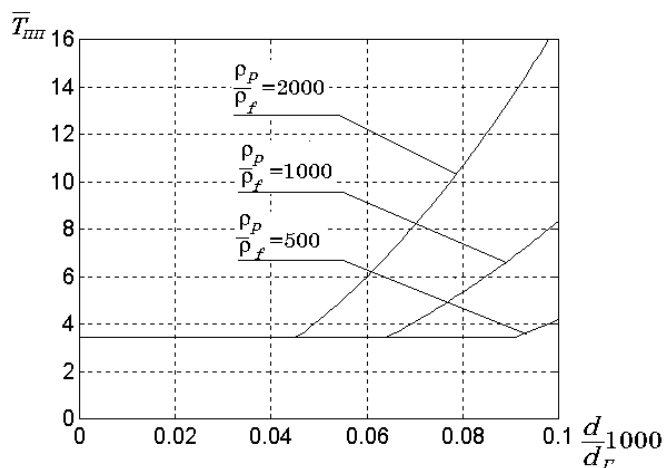


Рисунок 3. К определению максимального времени переходного периода (разработано автором)

На рисунке 4 показана зависимость максимального безразмерного времени переходного периода от отношения диаметра частицы к гидравлическому диаметру канала для различной степени турбулентности потока.

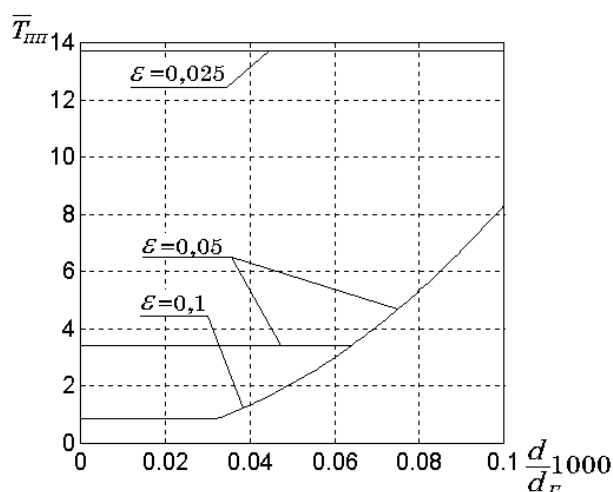


Рисунок 4. К определению максимального времени переходного периода (разработано автором)

Расчеты выполнены для отношения плотностей $\rho_p / \rho_f = 10^3$, диффузионного числа Пекле $Pe_d = 350$, 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.

Заключение

Таким образом, представлены результаты исследований временных характеристик начальных этапов диффузии аэрозолей в турбулентных потоках в каналах вентиляционных систем. 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.

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 расстоянии от источника выбросов, результаты контроля должны быть скорректированы.

Полученные результаты могут быть использованы при разработке и организации систем контроля характеристик газовоздушных выбросов вентиляционных систем промышленных предприятий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sokolov, V. Criteria Analysis of Diffusion Processes in Channels of Industrial Ventilation Systems / V. Sokolov // Proceedings of the 7th International Conference on Industrial Engineering (ICIE 2021). ICIE 2021. Lecture Notes in Mechanical Engineering. — Cham: Springer, 2022. — Vol. 2. — P. 725–731. DOI: 10.1007/978-3-030-85230-6_85.
2. Krol, O. Vibration stability of spindle nodes in the zone of tool equipment optimal parameters / O. Krol, O. Porkuian, V. Sokolov, P. Tsankov // Comptes rendus de l'Academie bulgare des Sciences. — 2019. — Vol. 72(11). — P. 1546–1556. DOI: 10.7546/CRABS.2019.11.12.
3. Ahmed, A.Q. Energy saving and indoor thermal comfort evaluation using a novel local exhaust ventilation system for office rooms / A.Q. Ahmed, S. Gao, A.K. Kareem // Applied Thermal Engineering. — 2017. — No 110. — P. 821–834.
https://www.researchgate.net/publication/308017733_Energy_saving_and_indoor_thermal_comfort_evaluation_using_a_novel_local_exhaust_ventilation_system_for_office_rooms.
4. Awbi, H. Ventilation systems: Design and Performance / H. Awbi. — London: Routledge, 2008. — 464 p. URL: <https://www.routledge.com/Ventilation-Systems-Design-and-Performance/Awbi/p/book/9780367387921>.
5. Sokolov, V. Hydrodynamics of Flow in a Flat Slot with Boundary Change of Viscosity / V. Sokolov // Proceedings of the 6th International Conference on Industrial Engineering (ICIE 2020). Lecture Notes in Mechanical Engineering. — Cham: Springer, 2021. — Vol. 2. — P. 1172–1181. DOI: https://doi.org/10.1007/978-3-030-54817-9_136.
6. Krol, O. Modeling Carrier System Dynamics for Metal-Cutting Machines / O. Krol, V. Sokolov // 2018 International Russian Automation Conference (RusAutoCon). — IEEE. — 2018. DOI: 10.1109/RUSAUTOCON.2018.8501799.
7. Ifa, S. Ventilation system performance in a heated room testing the indoor air quality and thermal comfort / S. Ifa, Z. Driss // Indoor air quality: Control, health implications and challenges. — 2022. — P. 77–100.
https://www.researchgate.net/publication/363409972_Ventilation_System_Performance_in_a_Heated_Room_Testing_the_Indoor_Air_Qualityand_the_Thermal_Comfort.
8. Sokolov, V. Transfer functions for shearing stress in nonstationary fluid friction / V. Sokolov // Proceedings of the 5th International Conference on Industrial Engineering (ICIE 2019). ICIE 2019. Lecture Notes in Mechanical Engineering. — Cham: Springer, 2020. — Vol. 1. — P. 707–715. DOI: 10.1007/978-3-030-22041-9_76.
9. Sokolov, V. Improvement of HVAC systems based on adaptive predictive control / V. Sokolov, O. Krol, V. Andriichuk, I. Chernikova, T. Shevtsova // E3S Web of Conferences. — 2023. — Vol. 420. — 07020. DOI: 10.1051/e3sconf/202342007020.
10. Surin, V., Troyanovsky, Y., Maskae, D., Tarasenko, I., Boldin, M.: Combined system development of heat ventilation air condition temperature control by fuzzy logic controller / V. Surin, Y. Troyanovsky, D. Maskae, I. Tarasenko, M. Boldin // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. — 2020. — 869. — 022026. DOI: 10.1088/1757-899X/869/2/022026.
11. Стефанов, Е.В. Вентиляция и кондиционирование воздуха / Е.В. Стефанов. — Санкт-Петербург: АВОК СЕВЕРОЗАПАД, 2005. — 400 с.
<https://djvu.online/file/WbzqZAxDJRDCA>.

12. Франк-Каменецкий, Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике / Д.А. Франк-Каменецкий — Москва: Наука, 1987. — 492 с.
https://elibrary.ru/text/frank-kamenetskiy_diffuziya-i-teploperedacha_1987/p0c/.
13. Ifa, S. Experimental study of indoor air quality for cooling condition using ARDUINO system and PMV index testing the effect of heat sources / S. Ifa, Z. Dris // Int. J. Air-Cond. Ref. — 2021. — Vol. 29(3). — 2150021. DOI: <https://doi.org/10.1142/S2010132521500218>.
14. Ратушняк, Г.С. Регулирование аэродинамических потоков в системах вентиляции и аспирации / Г.С. Ратушняк, Р.В. Степанковский. — Винница: ВНТУ, 2015. — 112 с. <https://www.elibrary.ru/item.asp?edn=wyphdx>.
15. McPherson, M. Subsurface ventilation and environmental engineering / M. McPherson. — Luxembourg: Springer Science & Business Media, 2012. — 905 p. URL: <https://link.springer.com/book/10.1007/978-94-011-1550-6?page=2#toc>.

Andriichuk Nikolai Danilovich

Lugansk Vladimir Dahl State University, Lugansk, Russia
Institute of Construction, Architecture and Housing and Public Utilities
E-mail: nikolai.andriichuk@mail.ru
ORCID: <https://orcid.org/0009-0006-2841-9219>
RSCI: https://elibrary.ru/author_profile.asp?id=1120325

Korsunov Konstantin Anatol'evich

Lugansk Vladimir Dahl State University, Lugansk, Russia
E-mail: korsunof@mail.ru
RSCI: https://elibrary.ru/author_profile.asp?id=1185459

Malygina Oksana Aleksandrovna

Lugansk Vladimir Dahl State University, Lugansk, Russia
E-mail: oksalita@mail.ru
ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-2799-6704>
RSCI: https://elibrary.ru/author_profile.asp?id=761776

Ryabichev Viktor Dronovich

Lugansk Vladimir Dahl State University, Lugansk, Russia
E-mail: dahl.univer@yandex.ru
ORCID: <https://orcid.org/0009-0004-0953-7215>
RSCI: https://elibrary.ru/author_profile.asp?id=1048809

Sokolov Vladimir Il'yich

Lugansk Vladimir Dahl State University, Lugansk, Russia
Institute of Construction, Architecture and Housing and Public Utilities
E-mail: sokolov.snu.edu@gmail.com
ORCID: <https://orcid.org/0000-0003-0459-1824>
RSCI: https://elibrary.ru/author_profile.asp?id=439665
SCOPUS: <https://www.scopus.com/authid/detail.url?authorId=57191822948>

Chernikova Irina Demyanovna

Lugansk Vladimir Dahl State University, Lugansk, Russia
E-mail: chernikova_i_d@mail.ru
ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-7633-2293>
RSCI: https://elibrary.ru/author_profile.asp?id=1236927
SCOPUS: <https://www.scopus.com/authid/detail.url?authorId=58643068300>

Analysis of aerosols diffusion processes in ventilation system channels

Abstract. The authors present the results of studies of the time characteristics for the initial stages of aerosols diffusion in turbulent flows in ventilation system channels. 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 article estimates 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 obtained results can be used in the development and organization of systems for monitoring the characteristics of gas-air emissions from ventilation systems of industrial enterprises.

Keywords: ventilation system; turbulent stream; diffusion process; aerosol; diffusion coefficient; induction diffusion period; transition diffusion period