

УДК 541.182.213+621.928.95

ДИФФУЗИОННОЕ ОСАЖДЕНИЕ НАНОЧАСТИЦ В СЛОЕ ГРАНУЛ

© 2020 г. В. А. Кириш^{1, 2, *}, А. А. Кириш², П. Ю. Макавеев²¹Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина,
Ленинский проспект, 31, Москва, 119071 Россия²Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”,
пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182 Россия

*e-mail: va_kirsch@mail.ru

Поступила в редакцию 17.06.2020 г.

После доработки 23.06.2020 г.

Принята к публикации 26.06.2020 г.

Рассмотрено осаждение аэрозольных наночастиц в модельном гранульном фильтре, состоящем из параллельных монослоев контактирующих сферических гранул с квадратной укладкой, где каждый четный монослой смещен в своей плоскости относительно нечетного на радиус гранулы в двух перпендикулярных направлениях. Монослои гранул расположены перпендикулярно набегающему потоку газа. Рассчитаны диффузионные коэффициенты захвата точечных частиц гранулами в зависимости от расстояния между слоями в режиме трехмерного течения газа при малых числах Рейнольдса $Re \ll 1$ в диапазоне чисел Пекле $Pe = 10^2 - 10^4$. Результаты расчетов согласуются с опубликованными данными и с результатами измерений осаждения монодисперсных наночастиц из азота и гелия при фильтрации через слои металлических монодисперсных сфер. Обсуждается возможность применения слоя гранул в качестве диффузионной батареи для измерения размера аэрозольных частиц.

DOI: 10.31857/S0023291220060075

ВВЕДЕНИЕ

Теория осаждения точечных частиц из ползущего (стоксова) потока в гранульных фильтрах находит применение при расчете и оптимизации процессов фильтрации, сушки, электрохимии, катализа в зернистых средах [1, 2]. Осаждение частиц на гранулы происходит в трехмерном потоке. В этом случае аналитические подходы не вполне применимы, и для расчета полей течения и концентрации частиц в системе гранул с заданной геометрией используются численные методы [3, 4]. Наиболее подробно изучено стоксово течение в пористых средах, которое не зависит от числа Рейнольдса. Перепад давления в слое гранул Δp подчиняется закону Дарси, согласно которому Δp линейно растет с ростом скорости потока. В результате многолетних экспериментальных исследований полученные данные для стоксова режима течения были обобщены в виде эмпирической формулы Козени–Кармана

$$\Delta p / U \mu = 9 K \alpha^2 H / a^2 (1 - \alpha)^3, \quad (1)$$

где U — скорость потока, μ — динамическая вязкость, α — плотность упаковки гранул, H — толщина слоя гранул. Постоянная Козени равна $K = 4.5 - 5.0$ [5]. В теоретических работах упор делался на прямые расчеты Δp в слоях из большого

числа гранул. Недавно в [6] авторы рассчитали перепад давления в слоях из 500, 1000 и 2000 монодисперсных сферических гранул и показали, что результирующий перепад давления в диапазоне значений пористости $1 - \alpha = 0.7 - 0.4$ совпадает с оценками по (1). Но таких “реперных точек”, как формула (1), для расчета осаждения частиц на гранулу в слое не существует, т.е. сравнивать не с чем. При этом прямое численное моделирование осаждения в реальной пространственной структуре из нескольких тысяч гранул ограничено возможностями компьютеров. К тому же взаимное расположение гранул в таком слое при заданной пористости не определено. Следовательно, аналогично тому, как это было сделано в случае волокнистых слоев [7], для расчета осаждения частиц в слое гранул следует использовать модели с заранее известной упорядоченной структурой.

Успешной моделью гранульного фильтра явилась так называемая ячеечная модель, в которой рассматривался слой взвешенных несоприкасающихся шаров с одинаковым расстоянием между ними в объеме слоя, и расчет осаждения выполнялся для одного шара в ячейке при условии, что осаждение наночастиц по толщине слоя описывается экспоненциальной зависимостью [1]. Плотность упаковки в такой модели равна

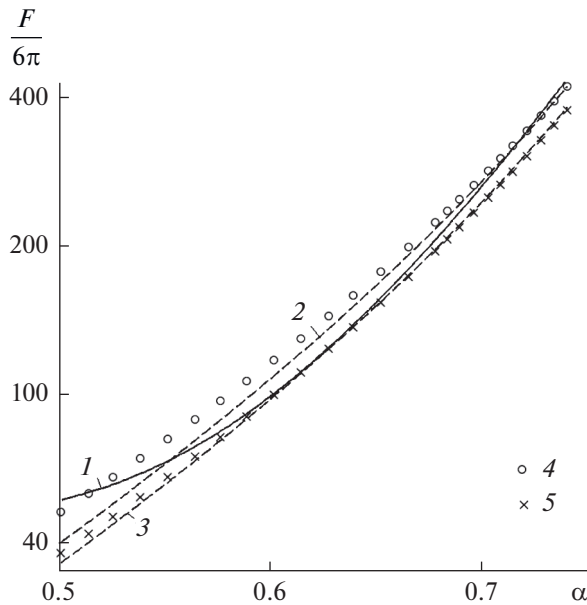


Рис. 1. Силы сопротивления гранул поперечному потоку, рассчитанные для разных моделей: 1 – по формуле (12) для монослоя гранул с квадратной укладкой, 2, 3 – по формуле Козени–Кармана (13) с $K = 5$ (2) и $K = 4.5$ (3), 4 – по формуле Кувабары (5), 5 – по формуле Хаппеля (4).

$\alpha = (a/b)^3$, где b – радиус ячейки. Перепад давления в зернистом слое толщиной H определяется по формуле

$$\Delta p = F \mu U N, \quad (2)$$

где $N = 3\alpha H / 4\pi a^3$ – число гранул на единице площади фильтра, F – безразмерная сила сопротивления гранулы, учитывающая влияние соседних гранул, равная

$$F = 6\pi k^{-1}, \quad (3)$$

где в качестве линейного размера выбран радиус гранулы a , k – гидродинамический фактор. Хаппелем [8] и Кувабарой [9] в рамках ячеечной модели были найдены функции тока, компоненты скоростей и силы сопротивления гранул в зависимости от α . Авторы приняли разные гипотетические граничные условия на поверхности ячейки. Гидродинамический фактор $k = 6\pi/F$ по Хаппелю и Кувабаре соответственно равен

$$k_H = \left(1 - \frac{3}{2}\alpha^{1/3} + \frac{3}{2}\alpha^{5/3} - \alpha^2\right) \left(1 - \frac{2}{3}\alpha^{5/3}\right)^{-1}, \quad (4)$$

$$k_K = 1 - \frac{9}{5}\alpha^{1/3} + \alpha - \frac{1}{5}\alpha^2. \quad (5)$$

Отметим, что для слоя гранул формулы (4) и (5) дают примерно одинаковые значения силы (рис. 1) и удовлетворительно согласуются с расчетами F

по эмпирической формуле Козени–Кармана (1) в диапазоне реальных значений плотности упаковки α . Это согласие явилось основанием использовать ячеечную модель для описания процесса фильтрации в слое гранул. Здесь следует также отметить более раннюю работу Бринкмана [10]. Для расчета перепада давления в реальном слое с неупорядоченной структурой Бринкман предположил, что каждая гранула в пористой среде обтекается равномерно и течение в пористой среде можно описать модифицированным уравнением Дарси (уравнением Бринкмана). Расчеты по формуле Бринкмана для силы сопротивления сферы в пористом слое в области реальных значений $\alpha \approx 0.6$ почти совпадают с расчетами по формуле Козени–Кармана и по ячеечной модели. Однако ячеечная модель оказалась более популярной, чем модель Бринкмана, поскольку для нее были получены простые формулы для поля скоростей, позволившие рассчитывать осаждение частиц.

При выполнении экспоненциальной зависимости осаждения частиц в слое одинаковых гранул применима формула, связывающая проскок частиц с коэффициентом захвата и параметрами фильтра:

$$n/n_0 = \exp(-\pi a^2 N H \eta), \quad (6)$$

где η – коэффициент захвата, т.е. доля частиц, осаждающихся на гранулу из набегающего потока. Для ячеечной модели коэффициент захвата был получен разными авторами с обоими граничными условиями. Обзор этих результатов можно найти в [1, 3]. Зависимость диффузионного коэффициента захвата от числа Пекле описывается формулой

$$\eta = A \text{Pe}^{-2/3}, \quad (7)$$

где в экспериментальных работах коэффициент A дается как эмпирический коэффициент с указанием конкретной плотности упаковки слоя [11–15], а в теоретических работах для ячеечной модели задается в виде функции пористости. Для ячеечной модели Кувабары коэффициент захвата равен [16, 17]

$$\eta = 3.5[(1 - \alpha)/k_K]^{1/3} \text{Pe}^{-2/3}, \quad (8)$$

а для модели Хаппеля

$$\eta = 3.5[(1 - \alpha^{5/3})/k_H]^{1/3} \text{Pe}^{-2/3}. \quad (9)$$

Модель Кувабары используется чаще в задачах о фильтрации волокнистыми слоями, поскольку расчеты сопротивления упорядоченного слоя волокон вплоть до $\alpha = 0.3$ в рамках этой модели оказались в согласии с экспериментами [18]. Аналогичная экспериментальная проверка для высокопористого слоя гранул чрезвычайно трудна, поскольку для незакрепленных гранул сразу начинают сказываться боковые силы, вызывающие

нарушение упорядоченности их расположения и асимметричное обтекание гранул. Отметим, что во многих работах, в том числе в [16, 17], в формуле (6) показатель экспоненты увеличивают в $(1 - \alpha)^{-1}$ раз, так как в число Пекле и в гидродинамический фактор подставляют среднюю скорость внутри фильтра, которую авторы называют скоростью “невозмущенного” потока перед ячейкой, тогда как расчет по формуле (6) должен проводиться для среднерасходной скорости однородного потока перед фильтром (поскольку определяющим параметром является расход газа через заданную площадь фильтра).

Далее следует подчеркнуть, что многие экспериментальные работы по исследованию диффузионного осаждения частиц были проведены не с наноаэрозолями и для режима течения, переходящего из стокового в инерционное. Например, в [19] авторы обосновали выбор модели Кувабары для шаров, сославшись на лучшее согласие перепада давления по Кувабаре с опытами работы [15], выполненными для $Re = 0.1-20$, не учитывая, что для слоя с $\alpha = 0.6$ уже при $Re > 5$ начинается рост перепада давления за счет инерционности потока. Так, по оценкам по формуле Эргуна [20] при $Re = 20$ перепад давления возрастет в 1.4 раза по сравнению с перепадом давления в стоковом течении. Поэтому при сравнении экспериментов с теоретическими оценками необходимо учитывать ограничения, связанные с предельным значением числа Рейнольдса, ниже которого течение в слое гранул не зависит от Re . По данным разных работ при $Re < 1$ значения коэффициента A лежат в пределах $A = 8.4-11.6$, где $A = 8.4$ при $\alpha = 0.62$ [11], $A = 10.9$ при $\alpha = 0.6$ [12], $A = 9.64$ при $\alpha = 0.58-0.59$ [13], $A = 9.54$ при $\alpha = 0.6$ [14]. В работе [15] коэффициент $A = 11.6$ ($\alpha = 0.615$), но он был получен при $Re = 0.1-20$, и, кроме того, эти эксперименты были выполнены с субмикронными частицами, а выводы о диффузионном механизме осаждения сделаны в предположении малости вклада других механизмов осаждения, связанных с конечным размером частиц.

Здесь следует отметить, что данных, полученных с точечными частицами, очень мало. Но и в опубликованных работах режим течения не был стоковым. Так, в работе [21] приводятся данные для эффективности осаждения наночастиц диаметром $0.008-0.02$ мкм в слое стеклянных сфер диаметром 2 мм (высота слоя равна 9 см, площадь 11.3 см², пористость 0.4) при скорости $U = 3-25$ см/с, что соответствовало $Re = 4-25$, в результате чего коэффициент захвата оказался сильно завышенным и была получена другая функциональная зависимость $\eta(Re)$ — коэффициент захвата оказался пропорциональным $Re^{-0.63}$

(и при этом авторы заявили, что они хотели бы создать гранульную диффузионную батарею (ДБ)).

Заметим, что хотя численные методы позволяют точно рассчитать $\eta(Re)$ с ростом Re , но для экспресс-анализа дисперсности частиц с помощью ДБ число Re — лишний параметр, и поэтому использовать ДБ из гранул имеет смысл только при $Re < 1$. Кроме того, для численного моделирования большое число гранул в расчетной ячейке нежелательно. Таким образом, чтобы сократить их число и, следовательно, время расчета, следует выбрать модель с известной упорядоченной структурой, которая позволит рассматривать осаждение частиц в слое конечной толщины на небольшом числе гранул. В то же время структура и свойства модели должны соответствовать структуре и свойствам реального слоя. Для этого необходимо учесть контакты между гранулами. Ранее [22–24] рассматривались гидродинамика и диффузия точечных частиц в изолированных монослоях контактирующих сфер с различной укладкой, и было показано, что функциональная зависимость коэффициента захвата от числа Re отличается от формулы (7), а совпадение наблюдается только в области очень больших Re . Поэтому представляет интерес рассмотреть, как влияет расстояние между несколькими расположенными друг за другом монослоями на осаждение частиц и насколько результаты расчетов соответствуют опытными данным.

ДИФФУЗИОННОЕ ОСАЖДЕНИЕ НАНОЧАСТИЦ В МОДЕЛЬНОМ ГРАНУЛЬНОМ ФИЛЬТРЕ

Метод расчета гидродинамического поля течения и диффузионного осаждения частиц в упорядоченных структурах с квадратной и гексагональной укладкой гранул в условиях 3D-течения при $Re < 1$ на основе численного решения стационарных уравнений Стокса и конвективной диффузии дан в [22–24]. Рассчитанная сила сопротивления одной гранулы в изолированном монослое с квадратной укладкой гранул, равная $F_0 = 43.9F_{St}$, где $F_{St} = 6\pi aU\mu$ — стокова сила сопротивления изолированной сферы, почти не отличается от силы сопротивления гранулы в сомкнутых слоях, образующих кубическую упаковку с $\alpha = \pi/6$, в которой $F_0 \approx 43F_{St}$ [4, 25, 26]. Для монослоя гранул с гексагональной укладкой сила сопротивления равна $F_{hex} = 348F_{St}$ [22]. При $10 \leq Re < 2 \times 10^5$ результаты вычислений диффузионного коэффициента захвата точечных частиц в изолированных монослоях гранул с квадратной и гексагональной упаковкой были аппроксимированы формулами [24]

$$\eta_{sq} = 8.71Re^{-2/3} - 7Re^{-1} - 5Re^{-5/3}, \quad (10)$$

$$\eta_{\text{hex}} = 13.9\text{Pe}^{-2/3} - 19.3\text{Pe}^{-1}. \quad (11)$$

Отметим, что значения η_{hex} и F_{hex} существенно превышают возможные значения для реальных слоев.

Интересно отметить, что в кубической модели каждый шар в монослой находится в гидродинамической тени от шара в предыдущем слое, но это не влияет ни на сопротивление фильтра, ни на эффективность осаждения частиц. Однако взаимное влияние соседних монослоев проявляется при смещении в кубической модели четных монослоев относительно нечетных в своей плоскости по двум перпендикулярным направлениям, которое достигает максимума, когда смещение происходит на радиус гранулы (рис. 2). Сила сопротивления одной гранулы в этом случае увеличивается от $F = 44F_{\text{St}}$ до $F = 54.1F_{\text{St}}$ и далее монотонно возрастает при сближении монослоев, т.е. с ростом плотности упаковки модели от $\alpha = \pi/6$ до предельного значения $\alpha = 0.74$, при котором монослои с квадратной укладкой гранул соприкасаются ($h = 1.414a$), следуя аппроксимационной формуле [24]

$$F/6\pi = 7 + 241\alpha - 514\alpha^2 + 12.7\alpha(1 - \alpha)^{-3}. \quad (12)$$

При этом оказалось, что в диапазоне плотности упаковки $\alpha = 0.56\text{--}0.65$ значения силы, рассчитанные по (12), совпадают с силой по (1) при значении константы Козени $K = 4.5$. Отметим, что в диапазоне $\alpha > 0.7$ указанное совпадение имеет место при $K = 5$. На рис. 1 дано сравнение сил сопротивления гранул в слое с разной плотностью упаковки с силой, вычисленной по эмпирической формуле Козени–Кармана

$$F/6\pi = 2K\alpha/(1 - \alpha)^3. \quad (13)$$

Таким образом, как и в случае ячеечной модели, совпадение сил сопротивления гранул, рассчитанных по (12) и по (1), является таким же аргументом в пользу рассмотрения системы монослоев гранул в качестве модельного гранульного фильтра с трехмерным полем течения.

В предыдущем сообщении [24] было рассмотрено осаждение наночастиц в двухслойных мембранах, состоящих из двух смещенных на радиус гранулы и сомкнутых монослоев с квадратной укладкой, где средний коэффициент захвата был аппроксимирован формулой

$$\eta = 12\text{Pe}^{-2/3}. \quad (14)$$

Там же было показано, что при сближении двухслойных мембран коэффициент захвата не изменяется. В то же время в случае одного изолированного монослоя гранул зависимость коэффициента захвата от числа Пекле (10) отличается от этой формулы, а также от формул для отдельной

сферы и формул (8) и (9) для моделей, в которых неконтактирующие гранулы равномерно обтекаются потоком. Поэтому осаждение наночастиц рассмотрим в более широком диапазоне значений пористости модельного фильтра, состоящем из восьми монослоев гранул с разным расстоянием между монослоями (рис. 2).

На рис. 3 представлены средние значения коэффициента захвата для модельного зернистого слоя из восьми ($m = 8$) монослоев гранул для ряда значений α , рассчитанные в предположении экспоненциального уменьшения концентрации частиц после каждого монослоя по формуле

$$n/n_0 = (1 - 4\eta/\pi)^m. \quad (15)$$

Как видно на рис. 3, в интервале значений плотности упаковки $\alpha = 0.5\text{--}0.62$ зависимости $\eta(\text{Pe})$ имеют почти одинаковый наклон, и в диапазоне $\text{Pe} = 10^2\text{--}10^4$ расчетные значения η можно аппроксимировать формулой

$$\eta = (70\alpha^2 - 43\alpha + 17.07)\text{Pe}^{-0.74}. \quad (16)$$

С увеличением плотности упаковки наклон кривых $\eta(\text{Pe})$ немного уменьшается, и для модели с сомкнутыми монослоями гранул значения коэффициента захвата соответствуют (14). На рис. 3 приведены также значения коэффициента захвата для ячейной модели с $\alpha = 0.6$ согласно (8) и (9), которые заметно превышают рассчитанные по (15).

На рис. 4 показано, как уменьшаются локальные коэффициенты захвата гранул по глубине фильтра при нескольких значениях числа Пекле. Видно, насколько существенен входной эффект, из-за которого при уплотнении модельного фильтра осаждение на первый монослой гранул все более отличается от осаждения на изолированный монослой (рис. 5). В то же время, как следует из рис. 5, в случае малой плотности упаковки фильтра на его первый слой осаждается столько же наночастиц, сколько и на изолированный монослой.

Далее, используя развитый метод получения монодисперсных незаряженных наночастиц [27], мы провели измерения их осаждения в колонках, заполненных монодисперсными металлическими шариками, строго в режиме стока течения.

ИЗМЕРЕНИЕ ОСАЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ

Для измерения диффузионного осаждения частиц в гранульном фильтре использовались одинаковые стальные шарики диаметром $2a_1 = 4.0$ мм (803 шт.) и $2a_2 = 4.5$ мм (672 шт.), которые помещались в колонки диаметром 30.0 мм между сетками, расстояние между которыми было равно $H_1 = 64.5$ мм и $H_2 = 75.4$ мм. Соответствующая плотность упаковки была равна $\alpha_1 = 0.59$ и

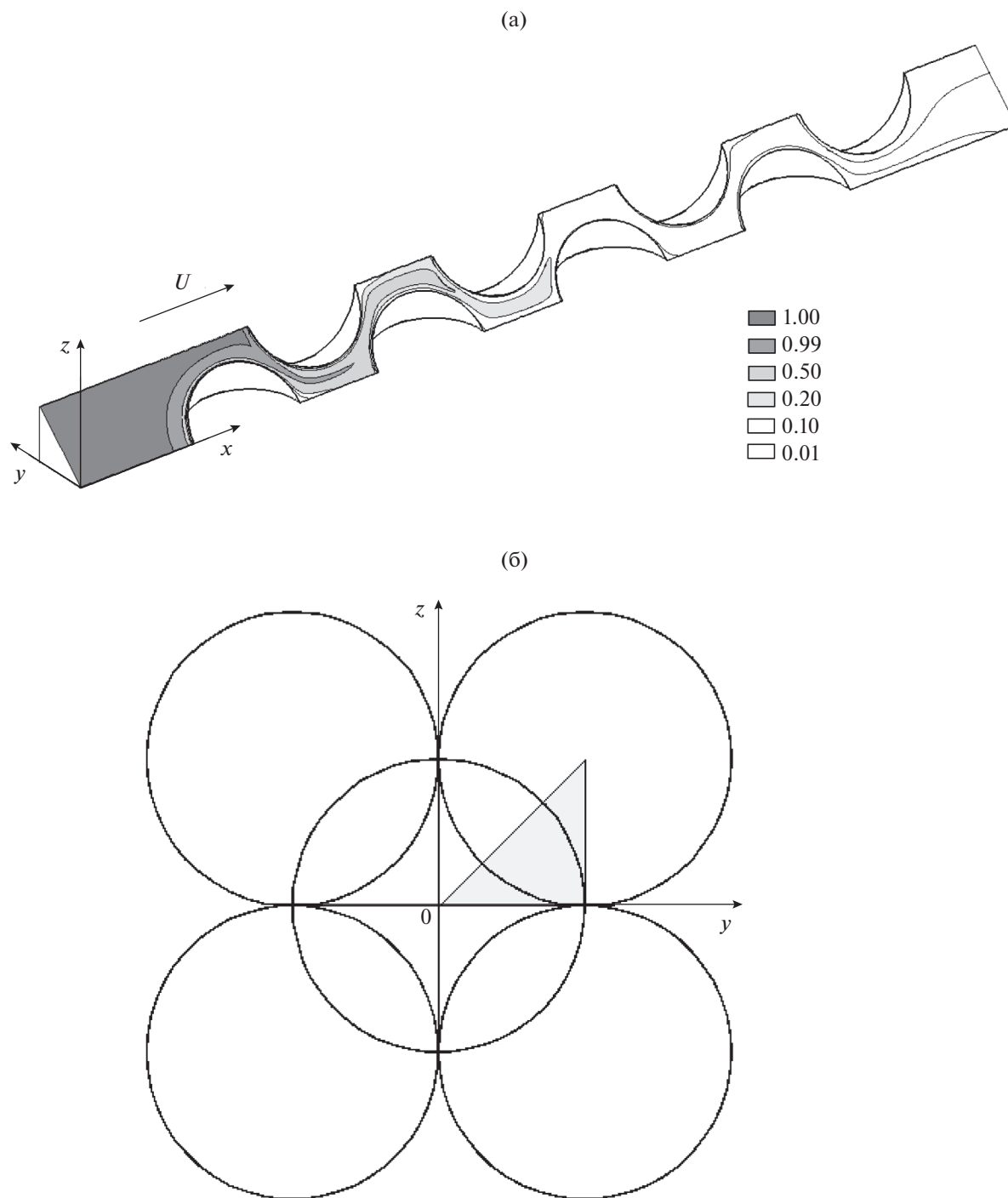


Рис. 2. Модель фильтра из восьми монослоев гранул с $\alpha = 0.6$. (а) Расчетная ячейка, стрелкой указано направление потока, и показаны области, ограниченные изолиниями безразмерной концентрации $C = 1, 0.99, 0.5, 0.2, 0.1, 0.01$ при $Re = 100$; (б) поперечное сечение фильтра в плоскости yz .

$\alpha_2 = 0.60$. Максимальный расход наноаэрозолей через шихту составлял $12 \text{ см}^3/\text{с}$. В этом случае сохранялся автомодельный режим, в котором течение не зависит от Re . Для данных значений плотности упаковки предельное число Рейнольдса

должно быть $Re < 6$, а минимальное число Пекле для гранул $Pe \sim 100$. Размер наночастиц определяли поточным диффузионным методом с помощью сеточных ДБ [28], установленных параллельно колонкам, т.е. использовался метод срав-

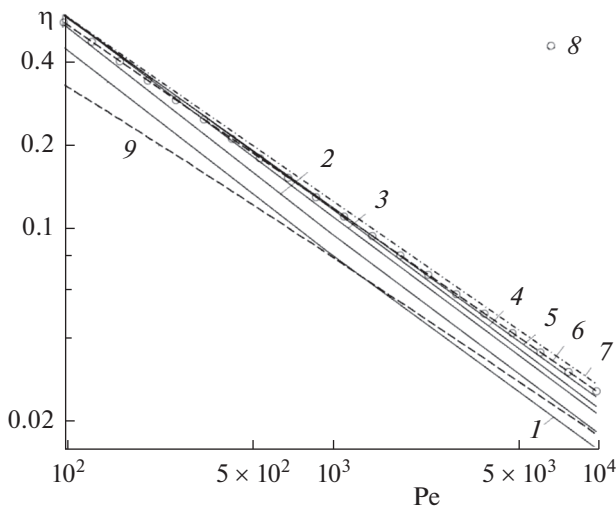


Рис. 3. Зависимости среднего коэффициента диффузионного захвата от Pe , рассчитанные для модельных гранульных фильтров с $m = 8$ и $\alpha = 0.5236$ (1), 0.6 (2), 0.65 (3), 0.68 (4), 0.7 (5); 6 – расчет по формуле Кувабары (8), 7 – по формуле Хаппеля (9), 8 – по (15); 9 – изолированный монослой гранул, $m = 1$.

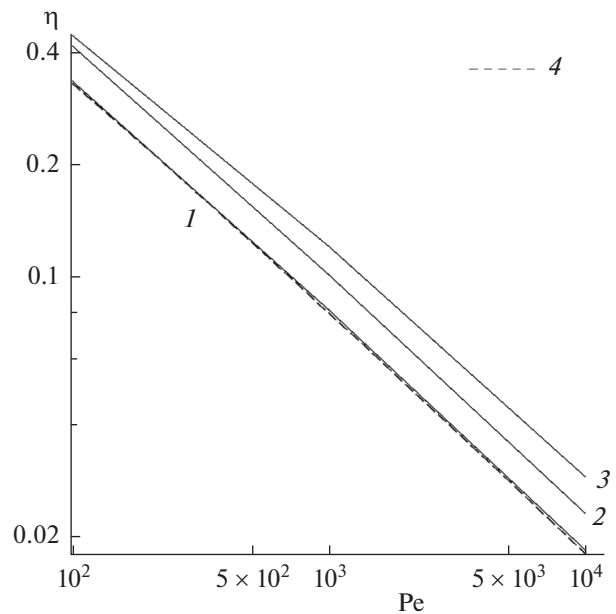


Рис. 5. Зависимость коэффициента диффузионного захвата наночастиц в первом монослое гранул от числа Пекле при $\alpha = 0.345$ (1), 0.6 (2), 0.74 (3) и $m = 8$; 4 – изолированный монослой гранул.

нения проскоков одинаковых наночастиц при одинаковом расходе через сеточные ДБ и через колонки с гранулами.

Измерение проскока наночастиц проводили при одинаковом расходе наноаэрозолей через колонки и через сеточные ДБ в области значений

проскока $n/n_0 \approx 0.35$, что позволило исключить погрешности, связанные с возможной немонодисперсностью частиц. (Проскок полидисперсных наночастиц с логнормальным распределением по размерам в области, близкой к $n/n_0 \approx 0.35$, не зависит от степени полидисперсности [29].) Проскок монодисперсных наночастиц через сеточные ДБ при скорости U связан с параметрами сеток и коэффициентом диффузии частиц D простой эмпирической формулой, которая подтверждена численными расчетами в диапазоне чисел Пекле $Pe > 100$ [28]:

$$n/n_0 = \exp(-2a_s N_s \eta/h_s), \quad (16)$$

где

$$\eta = 2.7(1 - \alpha_s)^{-1} Pe^{-2/3}. \quad (17)$$

Здесь a_s – радиус проволоочки, $2h_s$ – расстояние между осями параллельных проволочек, N_s – число сеток, $\alpha_s = \pi a/4h_s$ – плотность упаковки сеток. Были использованы ДБ из 8 и 16 сеток с диаметром проходного сечения 10 мм. В нашем случае $h_s = 50$ мкм, $a_s = 15$ мкм. Соответствующий радиус наночастиц, удовлетворяющий требованию $n/n_0 \approx 0.35$, был порядка $r = 6$ нм. При измерениях, проводимых с азотом в качестве несущего газа, проскок частиц через колонки с гранула-

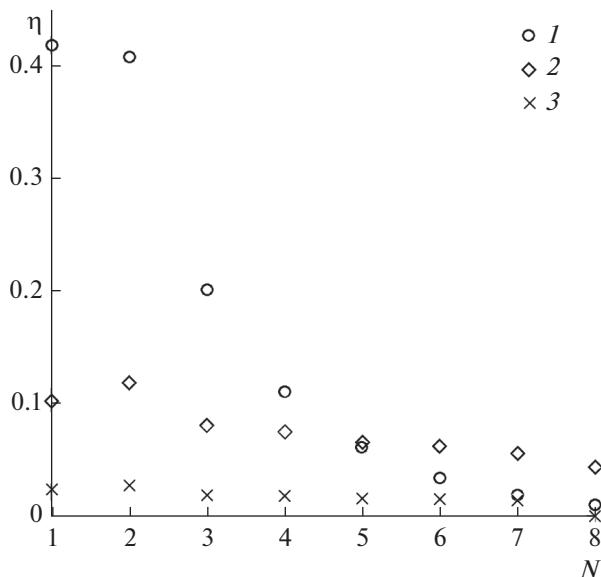


Рис. 4. Изменение локального коэффициента диффузионного захвата точечных частиц гранулами по глубине модельного фильтра в зависимости от номера монослоя гранул N для чисел Пекле $Pe = 100$ (1), 1000 (2), 10000 (3); $\alpha = 0.6$, $m = 8$.

ми составлял обычно $n/n_0 = 0.32-0.38$, при этом проскок через ДБ с 16 сетками был близок к $n/n_0 \approx 0.2$, а с 8 сетками — к $n/n_0 \approx 0.45$. Следует еще раз отметить, и об этом сообщалось в [27], что коэффициент диффузии D наночастиц в азоте, рассчитываемый в каждом опыте для двух комплектов сеток, различался всего на несколько процентов. И совсем неожиданный результат был получен при замене азота на гелий. Хотя размер наночастиц не изменялся, но заметно отличался коэффициент диффузии, поскольку в гелии коэффициент скольжения для наночастиц с $r \approx 6$ нм увеличивается втрое, так как он зависит от средней длины свободного пробега газовых молекул λ . Так, при нормальном давлении для азота $\lambda = 58.8$ нм, а для гелия $\lambda = 173.6$ нм [30]. Заметим, что вязкость газа почти не влияет на D , так как вязкость гелия превышает вязкость азота всего на 12%. Более того, значения D , измеренные с разным количеством сеток, были одинаковыми, что свидетельствовало о монодисперсности наночастиц в гелии. Это позволило проводить измерения проскока частиц в потоке гелия, так же как и в потоке азота, при одинаковом постоянном расходе наноаэрозолей через сеточные ДБ и колонки, не выходя за пределы допустимого числа Re , несмотря на большое поглощение наночастиц в колонках, т.е. при малых значениях проскока n/n_0 .

Схема установки показана на рис. 6. Газ — азот особой чистоты или гелий из баллона 1 через расходомер 2 поступает в генератор наночастиц 3 и в укрупнитель 4. Из генератора 3 поток наночастиц по очереди направляется для измерения размеров в сеточные ДБ 5 и в параллельно расположенные колонки с шариками 6 для измерения концентрации наночастиц за колонками n . Параллельно ДБ и колонкам установлены пустые колонки с сетками без шариков 5а и ДБ без сеток 6а для определения входной концентрации наночастиц, n_0 . После выхода из колонок 5 и из ДБ 6 поток наночастиц поступает в укрупнитель 4, где смешивается с потоком, насыщенным парами дибутилфталата, который при $t = 100^\circ\text{C}$ проходит через шихту силикагеля, пропитанного дибутилфталатом. В результате смешивания потоков происходит укрупнение наночастиц. Поток полученных крупных частиц с диаметром порядка 1 мкм поступает в счетчик частиц 7.

Величины проскока частиц из потока азота через две колонки с шариками подбирались так, чтобы они были практически одинаковыми. Проскок молибденовых наночастиц, равный $n/n_0 =$

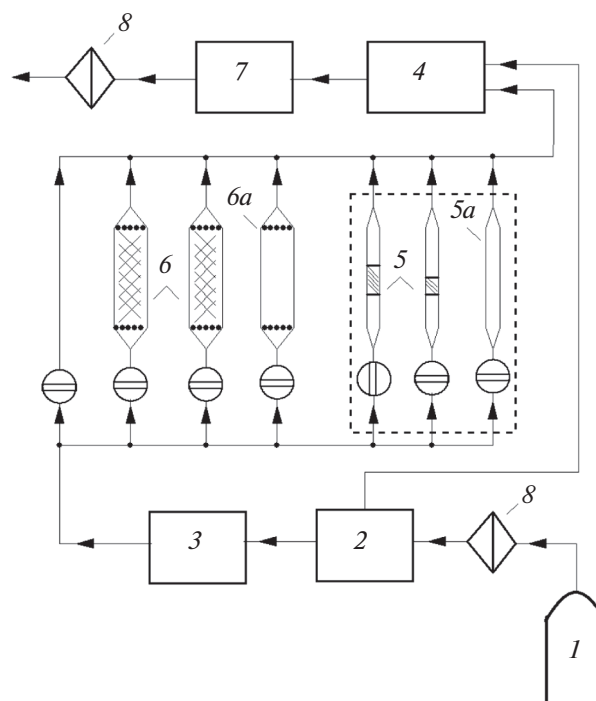


Рис. 6. Схема установки: 1 — баллон с газом, 2 — расходомер, 3 — генератор наночастиц, 4 — укрупнитель, 5 и 5а — диффузионные батареи, 6 и 6а — колонки с гранулами, 7 — счетчик частиц, 8 — фильтры.

$= 0.38$, через обе колонки достигался при $Q = 11.6 \text{ см}^3/\text{с}$ для наночастиц с коэффициентом диффузии $D = 3.4 \times 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}$ (радиус $r \approx 6.1$ нм).

Оцененные из экспериментальных данных по формуле (6) коэффициенты захвата, равные $\eta_1 = 0.068$ и $\eta_2 = 0.064$, оказались в согласии со значениями $\eta_1 = 0.0670$, $\eta_2 = 0.0632$, рассчитанными прямым численным моделированием при соответствующих числах Пекле, $Pe_1 = 1650$ и $Pe_2 = 1850$.

Близкие к расчетным значения η были получены и при осаждении молибденовых наночастиц из потока гелия при $Q = 9.1 \text{ см}^3/\text{с}$. Для наночастиц с $D = 9.6 \times 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}$ ($r \approx 5.7$ нм) полученные коэффициенты захвата $\eta_1 = 0.18$ и $\eta_2 = 0.17$ удовлетворительно согласуются с расчетными значениями $\eta_1 = 0.1507$ ($Pe_1 = 536$) и $\eta_2 = 0.1448$ ($Pe_2 = 603$). Из полученных значений коэффициентов захвата можно оценить коэффициент A в формуле (7) при подстановке $Pe^{-2/3}$, который в случае воздуха оказался равен $A = 9.5$, а в случае гелия $A \approx 10$. Таким образом, расчетные коэффициенты захвата точечных частиц за счет диффузии в предложенной модели гранульного фильтра удо-

влетворительно согласуются с литературными и полученными в данной работе экспериментальными данными и с расчетами по другим моделям.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен модельный гранульный фильтр, состоящий из параллельных монослоев контактирующих сферических гранул с квадратной упаковкой, в которой каждый четный монослой смещен в своей плоскости относительно нечетного на радиус гранулы в двух перпендикулярных направлениях. Эта модель отражает свойства реального фильтра, учитывает контакты между гранулами и позволяет изучать осаждение частиц по разным механизмам с учетом неоднородного трехмерного обтекания гранул.

Применимость модели показана на примере диффузионного осаждения точечных частиц. Полученные результаты расчета осаждения наночастиц согласуются с опубликованными данными и с результатами проведенных нами измерений осаждения монодисперсных наночастиц из азота и гелия в слоях одинаковых металлических шариков. Получено также согласие коэффициентов диффузионного захвата точечных частиц, рассчитанных для этой модели, с расчетами по формулам ячеечной модели в области $Re < 10^4$ при типичных для реальных фильтров значениях α .

Добавим также, что полученные результаты могут быть использованы для анализа частиц с помощью гранульных диффузионных батарей. Такие батареи были бы полезны для определения дисперсности более крупных частиц, осаждение которых, тем не менее, происходит по единственному диффузионному механизму. Мы имеем в виду, например, неразбавленные аэрозоли с субмикронными частицами с неизвестными формой, плотностью и коэффициентом преломления. Также такие батареи могут быть использованы в условиях, когда другие средства измерений не применимы — в атмосфере агрессивного газа или при высокой температуре. ДС с миллиметровыми сферическими гранулами обеспечат возможность измерения среднего размера умеренно полидисперсных частиц вплоть до $2r = 0.1$ мкм. При этом дополнительный учет зацепления для небольшой части частиц размером в несколько десятых долей микрона не отразится заметно на результате. В этом случае придется выбирать такую скорость течения, чтобы не превысить предельное число Рейнольдса, т.е. не нарушить автомодельный режим, не выйти в режим инерционного потока и в то же время исключить влияние гравитации. Также отметим, что предложенная

нами модель даст возможность изучать осаждение инерционных частиц в слое гранул. Напомним, что гранульные фильтры предназначены в основном для предварительной очистки, где инерция частиц является основным механизмом осаждения, для расчета которого придется моделировать трехмерные траектории частиц в струях между соприкасающимися гранулами. Этот вопрос будет рассмотрен в следующем сообщении.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке НИЦ “Курчатовский институт” (приказ № 1807 от 14.08.2019 г.)

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Pich J.* // Filtration: Principles and Practices. Ed. by Matteson M. and Orr C. N.Y.: Marcel Dekker, 1987. P. 1.
2. *Ужов В.Н., Мягков Б.И.* Очистка промышленных газов фильтрами. М.: Химия, 1970.
3. *Tien C., Ramarao B.V.* Granular Filtration of Aerosols and Hydrosols. 2nd Ed. Amsterdam: Elsevier, 2007.
4. *Zick A.A., Homsy G.M.* // J. Fluid Mech. 1982. V. 115. P. 13.
5. *Ханпель Дж., Бреннер Г.* Гидродинамика при малых числах Рейнольдса. М.: Мир, 1976.
6. *Zaman E., Jalali P.* // Physica. Ser. A. 2010. V. 389. P. 205.
7. *Kirsch A.A., Stechkina I.B.* // Fundamentals of Aerosol Science / Ed. by Shaw D.T., N.Y.: Wiley-Interscience, 1978, P. 165.
8. *Happel J.* // J. Amer. Inst. Chem. Eng. 1958. V. 4. P. 197.
9. *Kuwabara S.* // J. Phys. Soc. Jpn. 1959. V. 14. P. 527.
10. *Brinkman H.C.* // Appl. Sci. Res., Ser. A. 1947. V. 1. P. 27.
11. *Mann L.A., Goren S.L.* // Aerosol Sci. Technol. 1984. V. 3. P. 915.
12. *Wilson E.J., Geancoplis C.J.* // Ind. Eng. Chem. 1966. V. 5. P. 9.
13. *Kennard M.L., Meisen A.* // Proc. Second Word Filtration Congress, 1979, London. P. 229.
14. *Tardos G.I., Gutfinger C., Abuaf N.* // AIChE. J. 1976. V. 22. P. 1147.
15. *Gebhard J., Roth C., Stanhofen W.* // J. Aerosol Sci. 1973. V. 4. P. 371.
16. *Lee K.W., Gieseke J.A.* // Environ. Sci. Technol. 1979. V. 13. P. 466.
17. *Lee K.W.* // J. Aerosol Sci. 1981. V. 12. P. 79.
18. *Kirsch A.A., Fuchs N.A.* // J. Phys. Soc. Jpn. 1967. V. 22. P. 1251.
19. *Lee K.W., Read L.D., Gieseke J.A.* // J. Aerosol Sci. 1978. V. 9. P. 483.
20. *Ergun S.* // Chem. Eng. Prog. 1952. V. 48. P. 89.

21. *Diouri M., Boulaud D., Madelaine G.* // *Aerosols: Proc. 2nd Int. Aerosol Conf., Berlin. Oxford: Pergamon, 1986. P. 842.*
22. *Кириш В.А.* // *Коллоид. журн.* 2013. Т. 75. С. 656.
23. *Кириш В.А., Кириш А.А.* // *Коллоид. журн.* 2016. Т. 78. С. 431.
24. *Кириш В.А., Кириш А.А.* // *Коллоид. журн.* 2017. Т. 79. С. 474.
25. *Martin J.J., McCabe W.L., Monrad C.C.* // *Chem. Eng. Prog.* 1951. V. 47. P. 91.
26. *Sorensen J.P., Stewart W.E.* // *Chem. Eng. Sci.* 1974. V. 29. P. 819.
27. *Кириш А.А., Макавеев П.Ю., Кириш В.А.* // *Коллоид. журн.* 2020. Т. 82. С. 122.
28. *Кириш В.А., Кириш А.А.* // *Коллоид. журн.* 2020. Т. 82. С. 432.
29. *Fuchs N.A., Stechkina I.B., Starosselskii V.I.* // *Brit. J. Appl. Phys.* 1962. V. 13. P. 280.
30. *Кэй Дж., Лэби Т.* Таблицы физических и химических постоянных. 2-е изд. М.: Физматгиз, 1962.