

УДК 504.5 + 541.182.213

ФИЛЬТРАЦИЯ СУБМИКРОННЫХ БИОАЭРОЗОЛЕЙ

© 2025 г. А. А. Кириш¹, *, В. А. Кириш²¹Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, 123182 Россия²Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН, Москва, 119071 Россия

*e-mail: aa-kirsh@yandex.ru

Поступила в редакцию 28.10.2024 г.

После доработки 29.11.2024 г.

Принята к публикации 03.12.2024 г.

Рассмотрено улавливание субмикронных биоаэрозолей в высокоэффективных тонковолокнистых фильтрах. Дан метод расчета эффективности диффузионного осаждения биочастиц в фильтре с учетом собственного размера частиц и с учетом эффекта скольжения газа на субмикронных волокнах. Обосновано наблюдаемое в эксперименте уменьшение эффективности улавливания биочастиц во времени. Показано, что в режиме тонкой фильтрации при малых скоростях потока газа осевшие на ультратонкие волокна биочастицы не сдуваются, а удерживаются молекулярными силами. Наблюдавшееся уменьшение эффективности фильтрации биоаэрозолей не связано со сдувом или отскоком частиц, а происходит в результате увеличения диаметра волокон при осаждении частиц.

Ключевые слова: биоаэрозоли, тонкая фильтрация, волокнистый фильтр, конвективная диффузия

DOI: 10.56304/S0234275825010089

ВВЕДЕНИЕ

Тонкая очистка воздуха от взвешенных субмикронных биочастиц обеспечивает понижение их концентрации более чем на пять порядков [1]. Такая очистка осуществляется с помощью фильтрующих материалов из волокон со средним диаметром, примерно равным 0.5 мкм. К настоящему времени многие вопросы тонкой фильтрации решены [2], и результаты исследований в этой области обеспечивают осознанный выбор фильтрующих материалов для надежного улавливания субмикронных частиц в заданных условиях. Но задачи по оценке ресурса фильтра, т.е. времени его работы до величины предельного заданного перепада давления, еще далеки от своего решения. Расчет улавливания частиц в процессе эксплуатации фильтра намного сложнее, чем в начальный период, так как при накоплении на нем частиц непрерывно изменяются условия их осаждения. Осаждающиеся частицы непрерывно изменяют, модифицируют внутреннюю структуру фильтра и, соответственно, поле течения вблизи волокон. И, хотя многие годы к решению этих задач разрабатываются подходы, все они носят частный характер и применимы только для данных условий и для определенного типа фильтров, причем содержат большое число всевозможных предположений и допущений [3, 4]. Несмотря на большое число работ по забивке фильтрующих систем твердыми частицами, проблемы кинетики

улавливания субмикронных биоаэрозолей, таких как бактерии и вирусы, количественно вообще не рассматривались. Для обладающих диаметром менее 20–30 нм вирусных частиц их форма не влияет на коэффициент захвата микронными волокнами, поскольку в этом случае единственным механизмом осаждения является броуновская диффузия, обеспечивающая при нормальных условиях и при невысокой скорости прокачки воздуха, порядка нескольких см/с, высокую эффективность осаждения, что достигается практически с любыми фильтрами. Но для улавливания вирусных частиц крупнее 100 нм, коагулировавших или осевших на субмикронные частицы, нужны высокоэффективные фильтры из субмикронных волокон, что применяются для тонкой очистки воздуха в “чистых комнатах”. Однако сообщается, что биочастицы способны проникать и через высокоэффективные фильтры [5].

Количественные оценки фильтрации воздуха, содержащего субмикронные биоаэрозоли, такие как бактерии и вирусы, с описанием параметров системы и условий процесса, необходимы для решения задач выбора фильтров для коллективной защиты и при создании респираторов. Однако в существующих работах освещается в основном фильтрация биочастиц только с точки зрения их накопления для исследования жизнеспособности последних. Поэтому внимание в основном уделяется фильтрующему материалу [6]. Имеется сообщение об улавливании аэрозолей вирусов в волок-

нистом фильтрующем материале, используемом в респираторе, где подчеркивается, что проскок вирусов зависит от “транспортного” размера частицы вируса (carrier particle size), который авторы определили в диапазоне 15–500 нм, но не привели данных о фильтре [7].

В работе [2] подробно описаны свойства фильтров из стеклянных субмикронных волокон типа Whatman GF/A. В сообщении [1], появившемся сравнительно недавно, представлены количественные данные о высокой эффективности улавливания субмикронных биочастиц этими фильтрами, но не приводятся конкретные данные о размере частиц во взвешенном состоянии, а сообщается только диапазон их “транспортных” размеров – от 0.04 до 0.4 мкм. Скорость отбора проб $U = 3.14$ см/с соответствовала обычной для режима тонкой фильтрации скорости. Авторы отмечали, что для улавливания именно частиц вирусов эти фильтры являются наилучшими. Более того, при непрерывной фильтрации в течение одного часа их эффективность не возрастала, а оставалась почти неизменной или иногда уменьшалась почти на половину порядка от первоначального значения эффективности $E = 0.999995$. Авторы обратили на это внимание, поскольку полученный результат об уменьшении E со временем противоречит устоявшемуся мнению, основанному на многочисленных наблюдениях, согласно которым при забивке фильтра твердыми частицами пыли эффективность улавливания растет. Однако в данном случае, при фильтрации биоаэрозолей, отсутствие роста эффективности связано с тем, что биочастицы не являются твердыми и на волокнах фильтра не образуют цепочек частиц, (называемых дендритами), перпендикулярных волокну, как обычные частицы пыли, а равномерно располагаются на нем, увеличивая его диаметр. Биочастицы в осадке могут быть упакованы достаточно плотно за счет действия сил Ван-дер-Ваальса. В этом случае, при условии постоянства длины волокон в фильтре, существующая теория фильтрации позволяет оценить изменение доли проскочивших частиц при условии, что те, которые коснулись волокна, не сдуваются потоком. Целью данного сообщения является оценка влияния увеличения диаметра волокон на эффективность улавливания субмикронных биочастиц. Также будет рассмотрена возможность сдува частиц в процессе фильтрации.

ТЕОРИЯ ОСАЖДЕНИЯ СУБМИКРОННЫХ ЧАСТИЦ НА СУБМИКРОННЫЕ ВОЛОКНА

Основы теории фильтрации субмикронных аэрозолей были сформулированы в 1970 годах, когда основным механизмом осаждения частиц принимался диффузионный. Но при этом необходимо было учитывать их собственный размер и свой-

ства материала частиц и волокон (в случае их зарядки). Инерционное смещение частиц с линий тока около волокон не учитывалось, поскольку инерция проявлялась в основном только при большой скорости и для частиц с большой плотностью. Основная трудность заключалась в том, что не было известно распределение потока в реальном фильтре, поскольку волокна расположены случайно, а для расчета осаждения частиц было важно знать поле течения около поверхности волокон. В первых работах в этой области влияние соседних волокон не учитывалось [8], и оценки осаждения частиц проводились на основе модели изолированного (одионого) цилиндра (решение Лэмба [9]) при малой скорости, соответствующей малому числу Рейнольдса (Re). Но, как оказалось, сила сопротивления цилиндра, окруженного другими цилиндрами при $Re < 1$, во-первых, значительно больше, чем сила, рассчитанная по формуле Лэмба и, во-вторых, не зависит от Re , а зависит от отношения диаметра соседних волокон к расстоянию между ними, причем тех, которые расположены в плоскости, перпендикулярной потоку. Например, при сближении попарно в ряду параллельных равноотстоящих цилиндров перепад давления в ряду уменьшался вдвое, т.е. сила сопротивления этой пары была равна силе сопротивления одного цилиндра. А при помещении посередине между цилиндрами в ряду бесконечно тонких цилиндров перепад давления увеличивался более чем вдвое [2]. Также неожиданными оказались результаты исследования диффузионного массопереноса в системах с трехмерным течением. Было показано, что диффузионное осаждение точечных частиц (например, молекул) в высокопористых системах волокон не зависит от пористости фильтра. Более того, для вычисления эффективности осаждения все эффекты, влияющие на улавливание частиц, необходимо учитывать одновременно. А в последние десятилетия проблема расчета усложнилась, т.к. появились фильтры из нановолокон, диаметр которых соизмерим со средней длиной свободного пробега молекул воздуха λ , что потребовало учесть эффект скольжения газа на поверхности столь тонких волокон. В настоящее время теория также позволяет учитывать неоднородность фильтра и полидисперсность волокон. Решены некоторые задачи осаждения частиц из трехмерного потока в области перекрестий волокон и т.д. Но все эти достижения получены для начального периода работы фильтра – для чистых, не запыленных волокон. В данном же случае нам предстоит рассмотреть вопрос, касающийся эффективности фильтра при накоплении частиц на волокнах. Для этого сначала мы вычислим, как будет изменяться коэффициент захвата частиц на волокне по мере увеличения его диаметра. С этой целью используем модель с упорядоченным расположением волокон, с ти-

пичной величиной отношения диаметра волокон к расстоянию между ними, которая определяет пористость фильтра.

Осаждение частиц рассчитывают по формулам, выведенным для модельного фильтра с шахматной упаковкой параллельных волокон с диаметром $2a$, расположенных перпендикулярно потоку. Для данного случая справедлива популярная в теории фильтрации ячеечная модель [10], эквивалентная шахматной решетке волокон, поле течения в которой было найдено аналитически и подтверждено экспериментально [11]. Для наглядности оценку изменения эффективности улавливания частиц проведем для первого ряда волокон (рис. 1).

Это возможно, поскольку в данном режиме фильтрации зависимость эффективности улавливания частиц от толщины фильтра имеет экспоненциальный характер, т.е. их доля, осаждающаяся в каждом слое, одинакова. При этом отметим, что эффективность диффузионного осаждения безинерционных частиц в ячеечной модели и в изолированном ряду параллельных волокон почти точно совпадает с расчетами для модельной решетки параллельных волокон с шахматной структурой.

Проскок частиц через один ряд параллельных волокон, перпендикулярных потоку, с расстоянием между осями волокон, равным $2h$, рассчитывается по формуле

$$\frac{n}{n_0} = 1 - \frac{a}{h} \eta, \quad (1)$$

где n_0 и n – концентрация частиц до и за рядом, η – безразмерный коэффициент захвата частиц волокном, $1/(2h)$ – число волокон единичной длины на единице площади слоя, a – радиус волокна. Здесь и далее все величины приведены к безразмерному виду нормированием на a , U , n_0 . Проскок через фильтр из m рядов волокон находится по формуле

$$E = 1 - n/n_0 = 1 - \exp(-2aL\eta), \quad (2)$$

где длина волокон на единице площади фильтра равна $L = m/(2h)$. В реальном фильтре $L = \alpha H/(\pi a^2)$, где α – плотность упаковки волокон, H – толщина фильтра.

Для расчета суммарного коэффициента захвата сферических частиц радиусом r_p волокнами одинакового радиуса a при условии $R = r_p/a < 1$ использовалась следующая формула [2]

$$\eta = \eta_R + \eta_D + \eta_{DR}, \quad (3)$$

где индексы D и R обозначают соответственно коэффициенты захвата за счет отдельных механизмов – конвективной диффузии и зацепления (учет конечного размера частиц). Индекс DR обо-

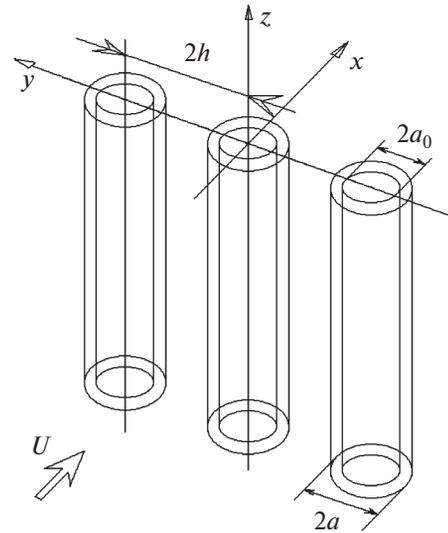


Рис. 1. Модель волокнистого фильтра (первого ряда волокон с осадком).

Fig. 1. Model of a fiber filter (first row of fibers with deposit).

значает поправку на неаддитивность диффузии и зацепления. При высокоэффективной фильтрации аэрозолей осаждение происходит в основном благодаря диффузии.

Коэффициент захвата точечных частиц за счет конвективной диффузии дается следующей формулой [2]

$$\eta_D = 2.9k_1^{-1/3} Pe^{-2/3} \left(1 + 0.39k_1^{-1/3} Pe^{1/3} Kn\right), \quad (4)$$

где $Pe = 2aU/D$ – диффузионное число Пекле, D – коэффициент броуновской диффузии, $k_1 = 4\pi/F$ – гидродинамический фактор, связанный с силой сопротивления единицы длины волокна F (Kn), Kn – число Кнудсена волокна, равное отношению средней длины свободного пробега молекул воздуха λ к радиусу волокна, $Kn = \lambda/a$. Безразмерная сила сопротивления единицы длины волокна в ряду параллельных волокон рассчитывается в зависимости от числа Кнудсена по формуле [2]

$$F^{-1} = F_0^{-1} + \frac{\tau Kn}{4\pi} \left(1 - \frac{2}{3} t^2\right), \quad (5)$$

$$F_0 = 8\pi \left(1 - 2\ln 2t + \frac{2}{3} t^2\right)^{-1},$$

где $t = \pi a/2h$, F_0 – сила сопротивления волокна в ряду при $Kn = 0$, $\tau = 1.147$ – коэффициент изотермического скольжения, учитывающий взаимодействие газовых молекул с поверхностью волокон. Величина F связана с размерным перепадом давления на фильтре $\Delta p^* = U\mu FL$, где U – скорость потока перед фильтром, μ – вязкость газа, $L = 1/2h$ – длина волокон на единице площади.

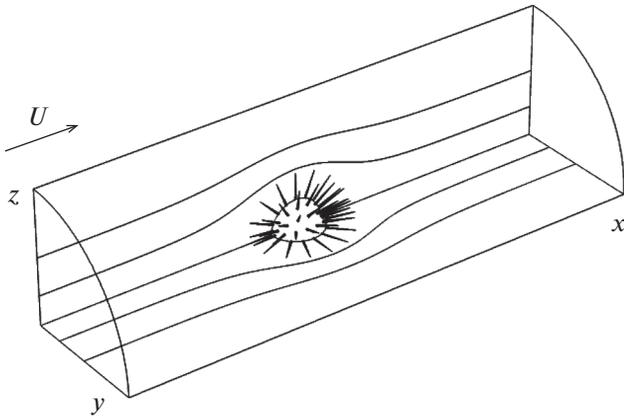


Рис. 2. Схема обтекания стоксовым потоком игольчатой биочастицы.

Fig. 2. Schematic of a whisker-coated bioparticle that is streamlined by the Stokes flow.

С ростом размера частиц следует учитывать эффект зацепления, так как они перестают быть точечными. В момент касания с волокном их центры отстоят от поверхности волокна на расстояние R . Коэффициент захвата безынерционных частиц конечного размера с пренебрежимо малой диффузионной подвижностью, осаждающихся за счет одного эффекта зацепления, равен:

$$\eta_R = (2k_1)^{-1} \{ (1+R)^{-1} - (1+R) + 2(1+R) \ln(1+R) + 2\tau \text{Kn} R (2+R)(1+R)^{-1} \}. \quad (6)$$

Неаддитивность действия диффузии и зацепления учитывается добавкой интерференционно-го члена в формулу для суммарного коэффициента захвата (3) [2]:

$$\eta_{DR} = 1.24k_1^{-1/2} \text{Pe}^{-1/2} R^{2/3}. \quad (7)$$

Далее следует отметить, что из-за малой плотности материала субмикронных биочастиц при вычислении их осаждения на волокна фильтра инерцию и гравитацию частиц можно не учитывать.

Поскольку на частицу в потоке вблизи волокна влияют запаздывающие молекулярные силы Ван-дер-Ваальса [12], формально их следует оценить. Соответствующий коэффициент захвата был впервые выведен аналитически в [13]

$$\eta_F = 0.573 (A_7 C r_p^2 / U \mu a^5 k_1^{5/2})^{2/7}, \quad (8)$$

где A_7 – константа взаимодействия макротел, изменяющаяся по порядку величины в интервале $A_7 = 10^{-19} - 10^{-18}$ эрг · см в зависимости от плотности частиц (для металлических частиц это значение будет максимальным). Для биочастиц с плотностью порядка 1 г/см^3 константа $A_7 \sim 10^{-19}$ эрг · см, и вклад этих сил в величину η незначительный. Здесь мы его не учитываем.

Также следует оценить вклад поверхностных усиков на биочастицах. Они оказывают заметное влияние только на величину коэффициента захвата η_R . Это можно учесть, приняв их максимальный “транспортный” размер, равный сумме радиуса самой частицы (r_p) и длины усиков (h_w) (вискеров) $r_p + h_w$. Этот максимальный эффективный размер частиц должен проявляться из-за броуновского вращения частицы [14]. В то же время, исходя из результатов недавней работы [15], можно считать, что усики не должны заметно влиять на коэффициент диффузии биочастиц.

Коэффициент диффузии D определяется силой сопротивления частицы, величина которой слабо зависит от поверхностных усиков или наноиголочек. Этот вопрос был также подробно рассмотрен в работе [15], где была рассчитана сила сопротивления стоксову потоку модельной сферы с “шубой” из жестких ультратонких усиков (иголочек) (рис. 2).

Было показано, что сила сопротивления заметно возрастает только тогда, когда иголочек много, и их длина соизмерима с радиусом частицы. Это иллюстрирует рис. 3, откуда следует, что с увеличением числа иголочек падает сила сопротивления самой частицы, экранированной шубой из иголочек (точки по сравнению с линией), и что сила сопротивления частицы с иголочками много меньше, чем эта величина для гладкой частицы эквивалентного радиуса (прямая 3 на рис. 3).

В качестве примера рассмотрим случай, когда толщина слоя из иголочек на сферической частице не превышает радиуса частицы. С учетом шубы из радиальных иголочек, симметрично расположенных на сфере, коэффициент диффузии равен

$$D = \frac{k_B T C}{6\pi\mu r_p} f,$$

где k_B – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, C – поправка Каннингема, учитывающая скольжение газа на частице, f – поправка на сопротивление иголочек. Итоговая формула имеет вид

$$D = \frac{k_B T}{6\pi\mu r_p} \left(1 + A \frac{\lambda}{r_p} + B \frac{\lambda}{r_p} e^{-br_p/\lambda} \right) f, \quad (9)$$

где $A = 1.246$, $B = 0.42$, $b = 0.87$, $f = 1 + 0.066h_w + 0.587h_w^2 - 0.201h_w^3$ (пример для сферы с шубой из $N = 68$ иголочек). Очевидно, что учет эффекта скольжения на усиках резко уменьшит силу сопротивления усиков и, следовательно, их вклад будет еще меньше.

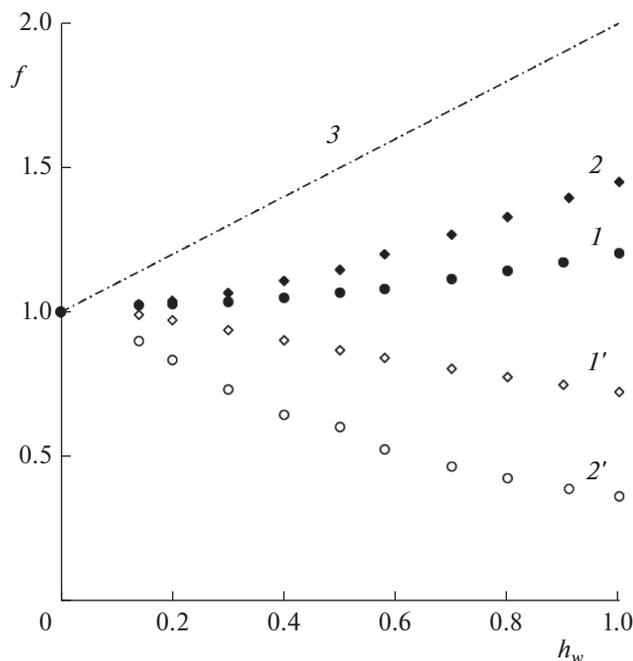


Рис. 3. Отношения сил сопротивления частицы с оболочкой из иголок (1, 2), частицы-ядра, экранированной слоем иголок (1', 2') и непроницаемого шара с радиусом, равным внешнему радиусу пористой оболочки (3), к силе Стокса частицы без иголок в зависимости от толщины слоя иголок. Число иголок $N = 14$ (1, 1'), 64 (2, 2').

Fig. 3. Ratios of the drag forces of a particle with a shell of whiskers (1, 2), a core particle shielded by a layer of whiskers (1', 2') and an impermeable sphere with a radius equal to the outer radius of the porous shell (3) to the Stokes force of a particle without whiskers as a function of the thickness of the needle layer. The number of whiskers $N = 14$ (1, 1'), 64 (2, 2').

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 4 и 5 показано рассчитанное по формуле (2) изменение эффективности улавливания частиц в ряду волокон при увеличении их диаметра вдвое. На рис. 4 приведены кривые зависимостей соответствующих коэффициентов захвата, построенные по формуле (3).

При учете изменения диаметра волокон принято, что рост эффективности связан с накоплением уловленных биочастиц. На рис. 4 показано, как изменяется радиус волокна a , когда все остальные параметры постоянны. Мы рассматриваем фильтр с параметрами, близкими к параметрам материала волокон (GF/A), и принимаем, что $2a = 0.5$ мкм. Далее, выбираем скорость $U = 3.5$ см/с, рассчитываем коэффициент захвата для волокон с $2a = 0.5$ и для $2a = 1$ мкм, и показываем, что коэффициент захвата для более тонкого волокна (кривая 1) значительно выше, чем для вдвое более толстого (кривая 2). Но эффективность улавливания при постоянной длине волокон про-

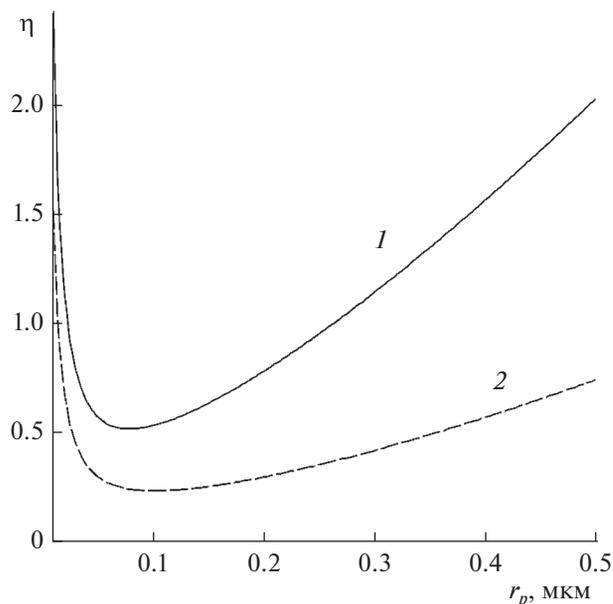


Рис. 4. Зависимости коэффициента захвата η от радиуса частиц r_p (мкм), осаждающихся при скорости $U = 3.5$ см/с в модельном фильтре на волокнах с радиусом $a = 0.5$ (1) и 1 мкм (2).

Fig. 4. Fiber collection efficiency η as a function of the radius r_p (μm) of particles deposited at velocity $U = 3.5$ cm/s in a model filter on fibers with radius $a = 0.5$ (1) and 1 μm (2).

порциональна произведению коэффициента захвата на диаметр волокна (рис. 5) и, тем не менее, величина $2a\eta$ для толстого волокна с $2a = 1$ мкм остается меньше, чем для тонкого (исходного) с $2a = 0.5$ мкм. Таким образом, частицы осаждаются на волокнах, диаметр их увеличивается, коэффициент захвата уменьшается и уменьшается эффективность фильтра, аналогично описанному в работе [1]. Эти эффекты наглядно показаны на рис. 5 для частиц с $r_p > 0.1$ мкм, для которых растет роль эффекта зацепления, следуя формуле (6).

Отметим, что здесь мы не принимаем в расчет поверхностные усики на частицах, с учетом которых различие было бы еще большим. Отметим также, что в диапазоне $r_p < 0.1$ мкм, где доминирует диффузия, различия величин $2a\eta$ для обоих волокон почти нет.

В работе [1] не приведены размеры частиц, но в любом случае, если они равны или больше размера наиболее проникающих, эффективность осаждения при их накоплении на волокнах будет уменьшаться. А только частицы этого размера и следует рассматривать, поскольку меньшие за то же время не создадут заметного осадка на волокнах. Это объясняется тем, что при постоянных значениях U и D рост эффективности улавливания частиц пропорционален росту толщины во-

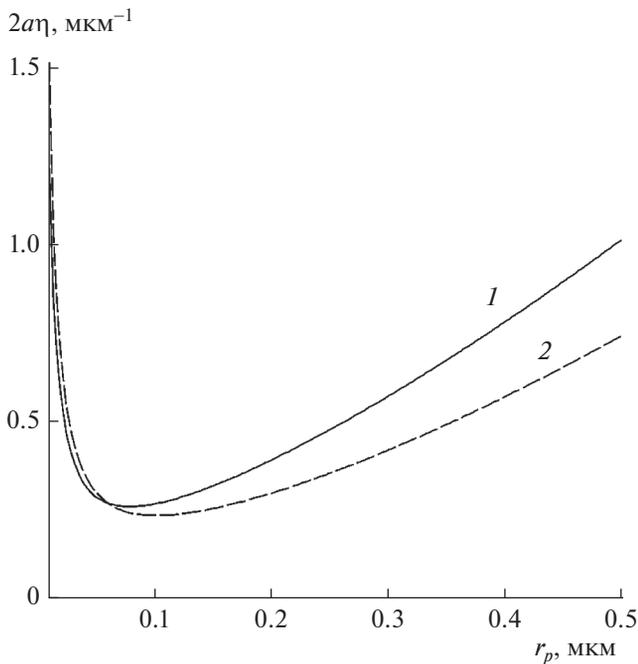


Рис. 5. Зависимости эффективности осаждения частиц на волокна фильтра с $2a = 0.5$ (1), $1 \mu\text{м}$ (2).

Fig. 5. Dependences of particle collection efficiency on filter fibers with $2a = 0.5$ (1), and $1 \mu\text{m}$ (2).

локна как $\sim a^{1/3}$, т.е. его утолщение в результате их осаждения было бы незначительным. Здесь необходимо специально отметить, что для оценки эффективности фильтров с волокнами разного диаметра сравниваются не суммарные коэффициенты захвата η , а их произведение на диаметр волокна, т.е. сравниваются величины $2a\eta$, входящие в формулу для эффективности фильтра (2) (рис. 5). Таким образом, данные оценки изменения эффективности осаждения, проведенные для одного ряда волокон, соответствуют осаждению в первом ряду волокон фильтра. В последующих рядах они также будут утолщаться при осаждении на них частиц и, следовательно, эффективность осаждения частиц на них будет меньше. Данный вывод, полученный для модельного фильтра из субмикронных монодисперсных волокон, относится и к реальному фильтру, использованному в работе [1].

Эти оценки были получены без учета усиков на биочастицах. Хотя усики и не оказывают влияния на диффузионный механизм осаждения, а только на осаждение за счет зацепления, но именно в области действия зацепления, величина $2a\eta$ для толстого и тонкого волокна будет больше различаться, т.е. полученный выше вывод будет более наглядным. Чтобы исключить сомнения относительно этого вывода, связанные с возможным

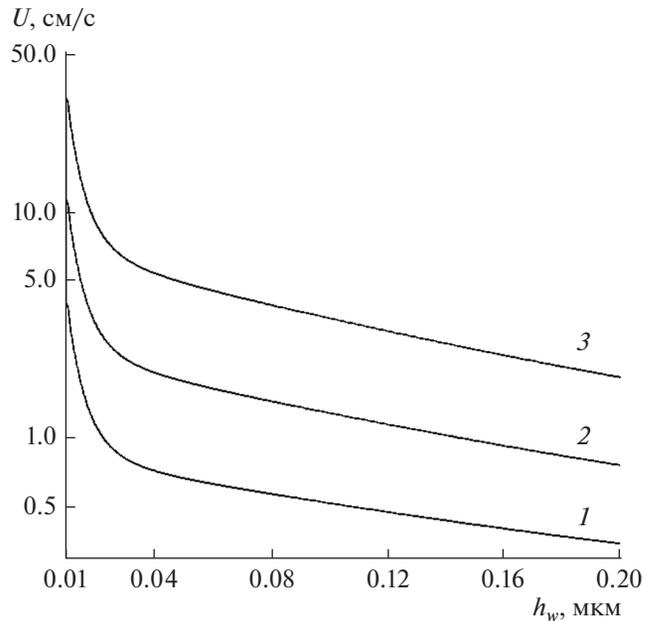


Рис. 6. Скорость потока перед фильтром, выше которой происходит сдув частиц со слоем иголок с поверхности гладкого волокна (осевая линия за обтекаемым волокном), в зависимости от высоты конических иголок с величиной угла раскрытия конуса, равной $2\varphi = 15^\circ$ (1), 30° (2), 60° (3): $r_p = 0.2 \mu\text{м}$, $a = 1 \mu\text{м}$, безразмерный диаметр иголок $2a_w/r_p = 0.032$, константа незапаздывающего Ван-дер-Ваальсова взаимодействия $A_6 = 10^{-13}$ эрг [15].

Fig. 6. Flow velocity in front of the filter, above which whisker-coated particles are blown off the surface of a smooth fiber (center line behind the streamlined fiber), as a function of the height of the conical needles with the value of the cone opening angle equal to $2\varphi = 15^\circ$ (1), 30° (2), 60° (3): $r_p = 0.2 \mu\text{m}$, $a = 1 \mu\text{m}$, dimensionless whisker diameter $2a_w/r_p = 0.032$, retarded van der Waals interaction constant $A_6 = 10^{-13}$ erg [15].

влиянием сдува биочастиц, имеющих усики, следует отметить, что эти усики мягкие, площадь их контакта с волокном значительно больше точечного контакта игольчатых частиц. Коснувшись волокна, они должны задерживаться. Вся практика тонкой фильтрации аэрозолей осуществляется благодаря действию молекулярных незапаздывающих сил Ван-дер-Ваальса, за счет которого осевшие при малой скорости потока (характерной для режима тонкой фильтрации) частицы не сдуваются с волокон, хотя их размер меньше среднего расстояния между волокнами фильтра. Это можно увидеть на многочисленных опубликованных фотографиях микрочастиц на волокнах. Частицы, коснувшись волокна, удерживаются не только сами, но способны удерживать целые агрегаты или цепочки вновь осаждающихся на

них частиц. В этом случае сила Ван-дер-Ваальсова притяжения в точке контакта на порядки превышает силу гидродинамического сопротивления частиц потоку. Но при наличии твердых иглолок, площадь контакта которых с волокнами чрезвычайно мала, сила сдува может быть соизмерима с силой адгезии, и тогда с возможностью сдува следует считаться. Речь идет об улавливании твердых жестких частиц с нанометровыми иглолочками, таких как оксид цинка (рис. 8 в ссылке [14]). В работе [15] было показано, что сдвиг таких частиц с тонких волокон может происходить при обычной скорости порядка нескольких см в секунду (рис. 6).

В работе [15] величина скорости потока для оценки сдува выбиралась на линии тока, проходящей на расстоянии, равном $r_p + h_w$. Силу взаимодействия с волокном оценивали методом Бредли–Гамакера (см. [12]), путем суммирования парных межчастичных потенциалов $U \sim r^{-6}$, принимая в качестве элементов контакта конический или цилиндрический кончик усика и поверхность волокна. Там же подчеркивалось, что в случае мягких иглолок, типа усиков на биочастицах, сдвиг частиц при таких скоростях тем более невозможен, поскольку площадь контакта волокна с мягким усиком гораздо больше, чем в случае жестких иглолок.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, согласно проведенным расчетам, наблюдаемое в экспериментах, описанных в работе [1] понижение эффективности улавливания взвешенных в воздухе биочастиц при непрерывной фильтрации воздуха является следствием утолщения волокон фильтра за счет осаждающихся биочастиц. Кроме того, установлено незначительное влияние усиков на коэффициент диффузии биочастиц. Следовательно, усики на биочастицах можно не учитывать при вычислении их осаждения за счет одного механизма конвективной диффузии, который имеет место, например, в случае толстых микронных волокон. Однако при оценке эффективности улавливания частиц в условиях, соответствующих их максимальному проскоку через высокоэффективный фильтр из субмикронных волокон, учет усиков необходим. В этом случае коэффициент захвата за счет эффекта зацепления пропорционален квадрату отношения максимального размера частиц (с учетом длины усиков) к радиусу волокна. В заключение также отметим, что рассмотренный пример изменения эффективности фильтра при забивке биочастицами является тем редким случаем, когда можно теоретически рассчитать изменение эффективности со временем. Это даст возможность оценивать изменение силы сопротивления воло-

кон и эффективности осаждения частиц, а также рассчитывать заданный предельный перепад, который определяет время эксплуатации фильтра. Для фильтрации твердых частиц точный расчет пока не представляется возможным из-за неопределенности структуры пылевого осадка, зависящей от множества факторов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках реализации Тематического плана НИЦ “Курчатовский институт” (Приказ № 132 от 17.01.2024 г.) и частично при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wang M., Brion G. Effects of RH on glass microfiber filtration efficiency for airborne bacteria and bacteriophage over time. *Aerosol Sci. Technol.*, 2007, 41(8), 775–785. <https://doi.org/10.1080/0278682070145535>
2. Kirsch A.A., Stechkina I.B. The theory of aerosol filtration with fibrous filters, in *Fundamentals of Aerosol Science* [Ed. Shaw D.T.], N.Y., USA: Wiley-Interscience, 1978, Ch. 4, 165–256.
3. Berry G., Beckman I., Cho H. A comprehensive review of particle loading models of fibrous air filters. *J. Aerosol Sci.*, 2023, 167(Jan.), 106078–106111. <https://doi.org/10.1016/j.jaerosci.2022.106078>
4. Balazy A., Podgorski A., Gradon L. Filtration of nano-sized aerosol particles in fibrous filters, 1-experimental results, Abstracts of European Aerosol Conf. 2004. *J. Aerosol Sci.*, 2004, 35(Suppl. 2), S967–S968. <https://doi.org/10.1016/j.jaerosci.2004.06.048>
5. Grinshpun S. *Biological Aerosols*, in *Aerosols-Science and Technology*, Weinheim, Germany: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co [Ed. I. Agranovski], 2010, Ch.13, 379–406.
6. Macher J.M., Douwers J., Prezant B., Reponen T. Bio-aerosols, in *Aerosols Handbook, Measurement, Dosimetry, and Health effects* [2nd ed., Eds. L.S. Ruser and N. Harley], Boca Raton, USA: CRC Press, 2019, Ch. 13, 285–344. <https://doi.org/10.1201/b12668>
7. Zuo Z., Kuehn T.H., Pui D.Y.H. Performance evaluation of filtering facepiece respirators using virus aerosols. *Am. J. Infect. Control.*, 2013, 41(1), 80–82. С. 368–392. <https://doi.org/10.1016/j.ajic.2012.01.010>
8. Чен Ч. Фильтрация аэрозолей волокнистыми материалами. *Успехи химии*, 1956, 25(3), (Chen C.Y. Filtration of Aerosols by Fibrous Media. *Chem. Reviews*. 1955, 55(3), 595–623.). <https://doi.org/10.1021/cr50003a004>

9. *Lamb H.* Hydrodynamics. Cambridge Univ. Press. London/New York, 1932.
10. *Kuwabara S.* The forces experienced by randomly distributed parallel circular cylinders or spheres in viscous flow at small Reynolds numbers. *J. Phys. Soc. Japan*, 1959, 14(4), 527–532.
<https://doi.org/10.1143/JPSJ.14.527>
11. *Kirsch A.A., Fuchs N.A.* The fluid flow in a system of parallel cylinders perpendicular to the flow direction at small Reynolds numbers. *J. Phys. Soc. Japan*, 1967, 22(5), 1251–1255.
<https://doi.org/10.1143/JPSJ.22.1251>
12. *Дерягин Б.В., Чураев Н.В., Муллер В.М.* Поверхностные силы. М.: Наука, 1985, 398 С. (*Derjaguin B.V., Churaev N.V., Muller V.M.* Surface forces. New York: Consultants Bureau, 1987.
<https://doi.org/10.1007/978-1-4757-6639-4>)
13. *Kirsch V.A.* Calculation of the van der Waals force between a spherical particle and an infinite cylinder. *Adv. Colloid Interface Sci.*, 2003, 194(1–3), 311–324.
[https://doi.org/10.1016/s0001-8686\(03\)00053-8](https://doi.org/10.1016/s0001-8686(03)00053-8)
14. *Fuchs N.A.* The Mechanics of Aerosols. N.Y.: Dover, 1989.
15. *Курш В.А., Курш А.А.* Влияние наноиглочек на волокнах и частицах на эффективность фильтрации аэрозолей. *Коллоид. журн.*, 2021, 83(3), 293–301.
<https://doi.org/10.1134/S1061933X2103008X>

Filtration of Submicron Bioaerosols

A. A. Kirsh^{a, #}, and V. A. Kirsh^b

^aNational Research Centre Kurchatov Institute, Moscow, 123182 Russia

^bA.N. Frumkin Institute of Physical Chemistry and Electrochemistry,
Russian Academy of Sciences, Moscow, 119071 Russia

[#]e-mail: aa-kirsh@yandex.ru

Abstract—The trapping of submicron bioaerosols in high efficiency thin fiber filters is considered. The method of calculating the efficiency of diffusive deposition of bioparticles in the filter, taking into account the finite size of the particles and the effect of gas sliding on the surface of submicron fibers, is given. The decrease in bioparticle removal efficiency with time observed in the experiment is substantiated. It is shown that in the fine filtration mode at low gas flow velocities, bioparticles deposited on ultrafine fibers are not blown away, but are retained by molecular forces. The observed decrease in filtration efficiency of bioaerosols is not related to blow-off or rebound effects, but occurs as a result of the increase in fiber diameter due to particle deposition.

Keywords: bioaerosols, fine filtration, fiber filters, convective diffusion