

УДК 541.182.213+621.928.95

## ВЛИЯНИЕ НАНОИГОЛОЧЕК НА ВОЛОКНАХ И ЧАСТИЦАХ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ФИЛЬТРАЦИИ АЭРОЗОЛЕЙ

© 2021 г. В. А. Кириш<sup>1, \*</sup>, А. А. Кириш<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина,  
Ленинский проспект, 31, Москва, 119071 Россия

<sup>2</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”,  
пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182 Россия

\*e-mail: va\_kirsch@mail.ru

Поступила в редакцию 25.12.2020 г.

После доработки 06.01.2021 г.

Принята к публикации 08.01.2021 г.

Исследовано осаждение в фильтре аэрозольных частиц на волокнах, покрытых высокопористыми слоями радиально ориентированных иголочек, и осаждение на гладких волокнах частиц, покрытых иголочками. Рассчитано стоково поле течения в модельном ряду параллельных волокон и около отдельной сферической частицы с иголочками. Найдена поправка к силе Стокса на сопротивление слоя иголочек на частице. В рамках аддитивного приближения рассчитаны силы ван-дер-ваальсова взаимодействия иголочек с частицей и волокном, и определены условия, при которых иголочки препятствуют осаждению частиц на волокнах.

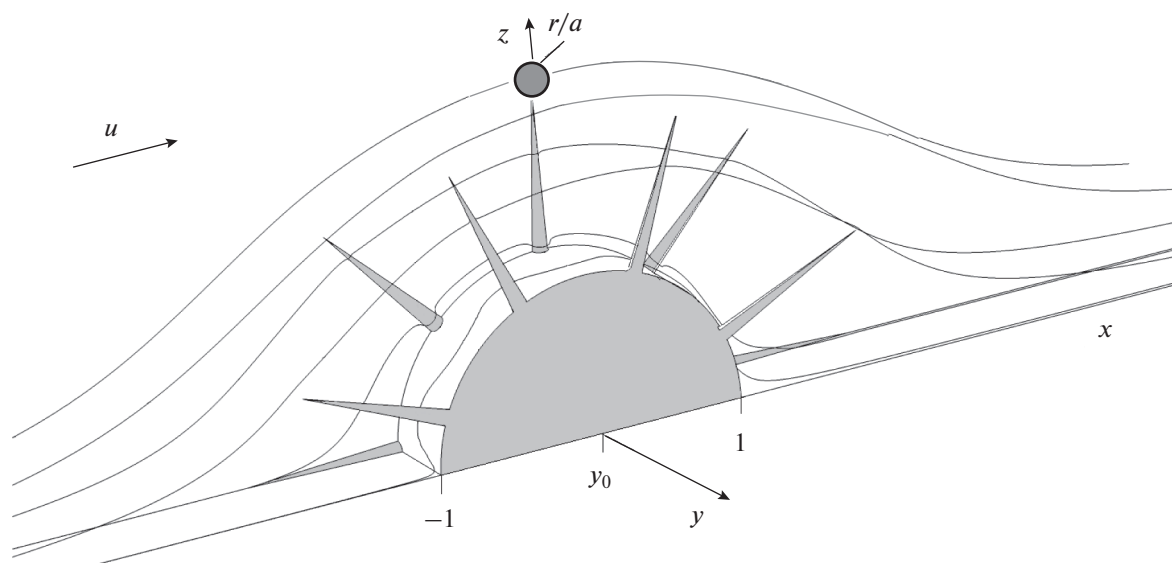
DOI: 10.31857/S0023291221030083

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В недавних сообщениях [1, 2], посвященных интенсификации процесса тонкой фильтрации воздуха, была обоснована перспективность создания фильтров из субмикронных волокон, покрытых коаксиальными высокопористыми проницаемыми оболочками (слоями) из нановолокон, в том числе из так называемых нановискеров, или наноиголочек, расположенных перпендикулярно к поверхности волокон (рис. 1). Фильтры из таких модифицированных волокон имеют заметно большую эффективность улавливания частиц, чем фильтры из волокон без оболочек. При этом дополнительное сопротивление потоку самих оболочек мало. Эти фильтры целесообразно применять для тонкой очистки воздуха от субмикронных частиц при небольшой скорости потока, порядка нескольких см/с. Фильтры также могут быть полезны для улавливания более крупных частиц при отборе проб аэрозолей с большой скоростью. В этом случае осаждение внутри оболочки происходит за счет ситового эффекта, и если частица не проникла внутрь оболочки, а касается только вершины острия иголочки, то очевидна возможность ее сдува, и вопрос о неэффективном прилипании частиц требует особого внимания.

Выдувание осевших частиц из фильтра исследовалось с самого начала развития тонкой очистки газов. Обзор работ в этой области был дан в [3],

где было показано, что сдуву подвержены только микронные частицы при скоростях потока, на один-два порядка превышающих скорости, при которых осуществляется НЕРА-фильтрация субмикронных аэрозолей. Кроме того, отметим, что в последнее время подробно изучался сдвиг частиц с поверхности под действием турбулентной воздушной струи, и были получены примерно такие же результаты [4, 5]. Также в [6, 7] были исключены сомнения, высказанные в [8] относительно эффективного улавливания наночастиц, совершающих интенсивное броуновское движение. В работах [6, 7] было показано, что частицы не прилипают к поверхности, если инерционное число Стокса превышает критическое значение, что в практике тонкой фильтрации не реализуется. Отсутствие отскока наночастиц, в том числе и при высокой температуре, было недавно экспериментально подтверждено в [9]. Таким образом, можно утверждать, что для субмикронных частиц неэффективное улавливание исключено, что и подтверждается на практике: высокоэффективные НЕРА-фильтры обеспечивают уменьшение концентрации частиц на несколько порядков. Однако для рекомендуемых в [2] модифицированных фильтров это может оказаться не всегда выполнимо, малая площадь контакта между выращенными на волокнах тонкими и острыми иголочками и улавливаемыми частицами может явиться причиной неэффективного прилипания.



**Рис. 1.** Расчетная ячейка в задаче об обтекании стоксовым потоком волокон, покрытых иголочками (вискерами). Стрелкой показано направление потока.

Так же неэффективно могут осаждаться и покрытые тонкими иголочками частицы.

В данном сообщении мы оценим силы ван-дер-ваальсова притяжения сферической частицы к вершине острия иголочки, расположенной на волокне, и сравним ее с силой Стокса, действующей на частицу в точке контакта. Также рассмотрим условие баланса силы Стокса движущейся сферической частицы, покрытой радиально направленными иголочками, и силы ван-дер-ваальсова притяжения к гладкому волокну. Анализ баланса сил с учетом гидродинамического поля течения в точках контакта пар “частица–иглочка” и “иглочка–волокно” позволит выявить условия неэффективного улавливания частиц.

## 2. ОСАЖДЕНИЕ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ НА ВОЛОКНО С ОБОЛОЧКОЙ ИЗ НАНОИГОЛОЧЕК

### *Ван-дер-ваальсово взаимодействие шара и цилиндра*

Формула для силы ван-дер-ваальсова взаимодействия бесконечно протяженного цилиндра и макроскопической сферической частицы без учета эффекта запаздывания была впервые получена в [10] в аддитивном приближении методом суммирования парных степенных потенциалов. Формула имеет громоздкий вид и здесь не приводится. Для оценки адгезии частицы, находящейся в контакте с волокном, используем простую формулу, которую получим в рамках приближения Дерягина [11]:

$$F_{vw} = -\left(A_6 r / 6d^2\right) [a / (a + r)]^{1/2}, \quad (1)$$

где  $A_6$  – константа Гамакера ( $10^{-12}$ – $10^{-13}$  эрг),  $r$  – радиус частицы,  $a$  – радиус цилиндра,  $d$  – наименьшее расстояние между поверхностями цилиндра и шара. Формула (1) также получается путем разложения формулы из [10] по малому параметру  $d$ . Далее будем полагать, что в точке контакта двух тел зазор между ними равен величине, соответствующей минимуму парного потенциала Ленард-Джонса,  $d = 0.4$  нм.

Оценки по формуле (1) показывают, что сила притяжения частицы к волокну существенно превышает гидродинамическую силу сопротивления частицы, движущейся со скоростью порядка нескольких см/с, рассчитанную по формуле Стокса

$$F_{St} = 6\pi\mu r u^* C^{-1}, \quad (2)$$

где  $u^*$  – локальная скорость потока, звездочка обозначает размерную величину,  $\mu = 1.84 \times 10^{-4}$  П – вязкость воздуха при н.у.,  $C$  – поправка Каннингема–Милликена к силе Стокса [12],  $C = 1 + 1.246Kn_p + 0.42Kn_p \exp(-0.87/Kn_p)$ , учитывающая скольжение газа на поверхности частицы,  $Kn_p = \lambda/r$  – число Кнудсена частицы. Например, частица с радиусом  $r = 1$  мкм и малым значением константы Гамакера  $A_6 = 10^{-13}$  эрг притягивается в точке контакта к волокну радиусом 1 мкм с силой, равной  $F_{vw} = -7.4 \times 10^{-4}$  дин, тогда как сила Стокса для такой частицы при  $u^* = 5$  см/с равна  $F_{St} = 1.7 \times 10^{-6}$  дин. Если учесть, что вблизи поверхности волокна скорость в несколько раз

меньше, чем средняя скорость в фильтре, то сдува тем более не должно быть.

Формула (1) применима на расстояниях взаимодействия, малых относительно характерной длины спектра поглощения тел  $\lambda_0 \sim 100 \text{ \AA}$ . На больших расстояниях при расчете ван-дер-ваальсова взаимодействия частица–волокно необходим учет электромагнитного запаздывания [13]. Выражение для силы взаимодействия шара и цилиндра с учетом эффекта запаздывания в аддитивном приближении было получено в [14]. Оно имеет громоздкий вид и здесь не приводится. Как было отмечено в [14], при  $r < a$  применима более простая формула для взаимодействия шара с плоскостью [15]

$$F_{vw}^{ret} = -\frac{8A_7 r^3 (d+r)}{15d^3 (d+2r)^3}, \quad (3)$$

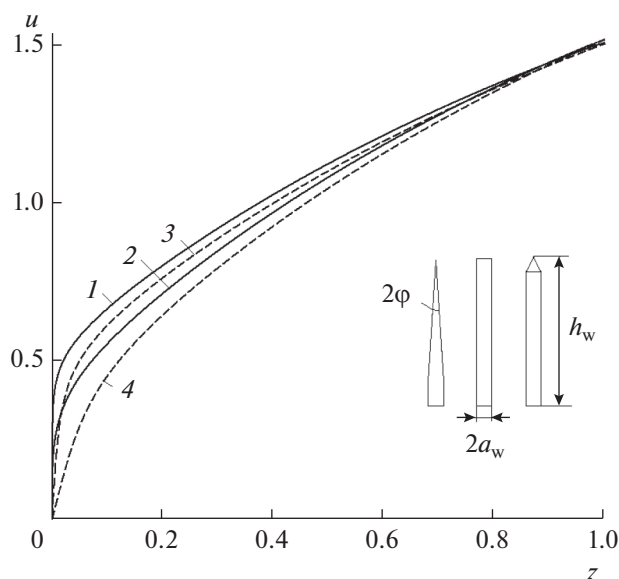
где  $A_7$  – константа ван-дер-ваальсова взаимодействия конденсированных тел с учетом эффекта запаздывания. Оценки по (3) показывают, что в случае, когда частица находится на расстоянии от волокна, равном длине иголочек (порядка долей микрона), сила ее ван-дер-ваальсова притяжения к волокну оказывается пренебрежимо малой. И если частица не прошла в оболочку, а находится вблизи острия иголочки, то из-за малой площади контакта с острием она может быть снесена потоком, тем более что скорость потока вблизи внешней границы пористой оболочки (вблизи острия иголочки) заметно больше скорости около гладкого волокна-стержня (рис. 2). В первую очередь это утверждение относится к крупным частицам. Для иголочек малой длины вклад силы притяжения (3), наоборот, может оказаться существенным.

*Ван-дер-ваальсово взаимодействие частицы с вершиной конического острия*

Сила притяжения иголочки к плоской поверхности в точке контакта определяется зазором между ними и формой острия иголочки. В случае, когда площадь гипотетического контакта соответствует точке, сила будет зависеть только от угла раскрытия конического острия иголочки [16]:

$$F_{vw} = -\frac{A_6 H^3}{6} \frac{\text{tg}^2 \phi}{d(d+H)^3}, \quad (4)$$

где  $\phi$  – половина угла раскрытия конуса,  $H = a_w \text{ctg} \phi$  – высота конуса,  $a_w$  – радиус основания конуса. Для учета кривизны поверхности субмикронной частицы, касающейся острия иголочки (рис. 1), найдем энергию взаимодействия конической иголочки и сферической частицы интегрированием по объему конуса энергии взаимодействия атома с макрочастицей (без учета эф-



**Рис. 2.** Профили безразмерной тангенциальной скорости потока вдоль оси, перпендикулярной вершине вискеров конической формы (1, 2) и цилиндрической формы (3, 4), расположенных на волокне при  $\theta = 90^\circ$ , в зависимости от локальной координаты  $z$  с началом в вершине вискера.  $a_w = 0.05$ ,  $2\phi = 6^\circ$  (1),  $90^\circ$  (2) (игла в форме “карандаша”);  $a_w = 0.01$  (3),  $0.05$  (4).  $h_w = 1$ ,  $y_0 = 0.2$ ,  $b = 0.2$ ,  $a = 1 \text{ мкм}$ .

фекта запаздывания) [14]. Из полученного выражения в пределе малого зазора  $d$  получим силу ван-дер-ваальсова взаимодействия вершины конуса с частицей в точке контакта:

$$F_{vw} = -\frac{A_6}{6d} f \text{tg}^2 \phi, \quad (5)$$

где

$$f = 1 + \frac{11d}{2r} - \frac{3d}{H} - \frac{3d}{H+2r} + \frac{4dr^2}{3(H+2r)^3} - \frac{3d}{r} \ln \left( \frac{H+2r}{d} \right).$$

Оценки показывают, что сила взаимодействия частицы с острием иголки при  $d = 0.4 \text{ нм}$  соизмерима с силой Стокса. Даже для иголки с большим углом раскрытия конического острия  $2\phi = 90^\circ$  сила притяжения составит всего  $F_{vw} = -4 \times 10^{-7} \text{ дин}$ , что сопоставимо с гидродинамической силой, действующей на частицу с радиусом  $r = 0.3 \text{ мкм}$  при малой скорости.

Сила Стокса частицы вблизи волокна мала, поскольку мала локальная тангенциальная скорость потока. Однако по мере удаления от поверхности волокна скорость потока возрастает. Далее для расчета гидродинамической силы сопротивления частицы с помощью методов вычис-

лительной гидродинамики найдем трехмерное поле скоростей потока в ряду волокон с иглочками.

*Скорость течения на поверхности пористой оболочки на волокне*

В качестве примера мы рассчитали поле скоростей Стокса потока при обтекании ряда волокон с поверхностными слоями из радиальных иглочек. Метод расчета поля течения в системе волокон с оболочками из наноцилиндров дан в нашей предыдущей работе [2]. Расчетная ячейка показана на рис. 1. Безразмерные стационарные уравнения Стокса [17]

$$\text{grad}p = \Delta \mathbf{u}, \quad \text{div} \mathbf{u} = 0, \quad (6)$$

где  $p = p^*a/U\mu$  – давление,  $\mathbf{u} = (u, v, w)$  – вектор скорости потока, решались с граничными условиями прилипания на обтекаемой поверхности волокна с иглочками,  $u = v = w = 0$ . Здесь и далее линейный масштаб – радиус волокна  $a$ , масштаб скорости – скорость потока перед фильтром  $U$ . На входе в расчетную ячейку ставилось условие постоянной скорости  $u = 1$ , на выходе задавалось условие отсутствия вязких напряжений. На гранях ячейки ставились условия симметрии для компонент скоростей и напряжений.

На рис. 2 показаны расчетные профили безразмерной (в единицах  $U$ ) тангенциальной скорости потока на вершинах конических иглочек с углом раскрытия конуса  $2\phi = 6^\circ$  и безразмерными радиусом основания  $a_w$  и высотой  $h_w$  (кривая 1), а также форму “заточенного карандаша” (кругового цилиндра радиуса  $a_w$  с конусом в вершине с  $2\phi = 90^\circ$ ) (2) и кругового цилиндра радиуса  $a_w$  (3, 4). Профили построены в зависимости от координаты  $z$  при  $\theta = \pi/2$ , т.е. в случае, когда тангенциальная скорость максимальна. Параметры ряда волокон (рис. 1):  $y_0 = 0.2$  – расстояние между слоями нановискеров на волокне,  $a/h = 0.2$ , где  $2h$  – расстояние между осями соседних волокон. Из рис. 2 следует, что скорость вблизи вершины нановискера соизмерима со средней скоростью в модельном фильтре.

*Условие сдува частицы с наноиглочки на волокне*

В данной работе мы не рассматриваем задачу контактного взаимодействия, учитывающую время контакта, влажность, температуру, деформацию. Нас интересует, осядет ли частица, движущаяся в потоке, после того, как она коснется кончика иглочки. С целью ответа на этот вопрос сравним силу притяжения и гидродинамическую силу сопротивления частицы в потоке вблизи вершины иглочки на волокне. Очевидно, что чем меньше радиус частицы, чем короче иглочка, и

чем меньше локальная скорость потока в точке контакта, тем труднее сдуть частицу. Сравнивая силу ван-дер-ваальсова притяжения  $F_{vw}$  сферической частицы радиуса  $r$  по формуле (5) с силой Стокса  $F_{St}$  (2) в точке контакта, можно оценить скорость перед фильтром  $U$ , выше которой частица, приблизившись к острию иглочки на минимальное расстояние, не осядет на волокно:

$$|F_{vw}| < F_{St}. \quad (7)$$

Рассчитанные значения скорости  $U$ , при которых возможен сдвиг для частиц с  $r < 1$  мкм с вершины конической иглочки, показаны на рис. 3. Из этого рисунка следует, что равенство сил  $|F_{vw}|$  и  $F_{St}$  для субмикронных частиц наступает уже при обычных для НЕРА-фильтрации скоростях потока газа. Заметим, однако, что мы не учитываем возможное перемещение частицы вдоль иглочки, когда сила адгезии в контакте частицы с боковой поверхностью иглочки на порядок превышает силу Стокса и сдува частицы при обычной скорости не произойдет. Также сдвиг будет затруднен с ростом угла  $2\phi$ . И, более того, сдвиг частиц полностью невозможен с плоской вершины цилиндрического вискера при характерных для тонкой фильтрации скоростях. В этом случае сила ван-дер-ваальсова притяжения частицы к торцу цилиндра радиусом  $a$  рассчитывается по формуле, которую нетрудно получить в аддитивном приближении, интегрируя энергию взаимодействия атома со сферической частицей [14] по объему цилиндра:

$$F_{vw} = -\frac{4A_6a^2r^3}{3d^3(d+2r)^3}. \quad (8)$$

Рассчитанные по этой формуле значения силы взаимодействия цилиндра и частицы имеют такой же порядок, как и вычисленные по (5), и намного превышают гидродинамическую силу Стокса (2).

Все сказанное выше относится к твердым частицам. В случае если частицы не твердые, как например, частицы биологического происхождения, сдвиг, тем более, невозможен. Это подтверждается в работе [18], в которой наблюдалось эффективное улавливание вирусов MS2 при скорости потока до 26 см/с в фильтре с волокнами, покрытыми плотным слоем тончайших алюминиевых наноиглочек диаметром  $2a_w < 4$  нм. (При высыхании капелек деионизованной воды, содержащих вирусы диаметром 28 нм, размер взвешенных частиц составлял от 10 до 400 нм.) Также сдвиг частиц невозможен с их осадка, который образуется на волокнах в процессе длительной работы фильтра. Следовательно, сдвиг с острия возможен только для крупных твердых частиц, когда оболочка на волокне состоит из большого числа

твердых и острых наноиголочек и частицы не проникают внутрь оболочки.

### 3. ОСАЖДЕНИЕ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ С ОБОЛОЧКАМИ ИЗ НАНОИГОЛОЧЕК

Покажем, что неэффективным может быть и осаждение на гладкие волокна частиц, покрытых иглочками. Такие иглочки можно видеть на фотографиях субмикронных частиц оксидов металлов, например оксида цинка [12], или биологических частиц – спор и вирусов (включая коронавирусы).

Поверхностные иглочки влияют на эффективность осаждения частиц, поскольку они увеличивают сопротивление частицы при движении в воздухе. При этом уменьшается коэффициент диффузии и, следовательно, уменьшается коэффициент захвата. Это отмечалось в обзоре [20], в котором авторы обсуждали непонятные в то время экспериментальные результаты. В частности, они отметили расхождение теории с данными по фильтрации аэрозолей бактериофага Т-1 с размером 0.1 мкм фильтрами Whatman GF/A. При малой скорости течения аэрозолей через фильтр измеренная эффективность осаждения была меньше, чем следовало из теории, а при большой скорости – больше. Авторы [20] объяснили это тем, что во взвешенном состоянии частицы были большего размера, и высказали предположение, что капельки, содержащие Т-1, не успели высохнуть. Но тогда не было известно о существовании у фага Т-1 длинного хвостового отростка, соизмеримого с размером фага. При малой скорости из-за этого отростка уменьшался коэффициент диффузии частиц, и эффективность улавливания должна была быть меньше, а при большой скорости возрастала роль эффекта зацепления и эффективность возрастала. Дело в том, что из-за броуновского вращения частиц несферической формы в расчетах их коэффициента захвата берется максимальный размер частиц. Таким образом, наличие длинных отростков объясняет отмеченное расхождение эксперимента с теорией. Отметим, что примерно такие же количественные данные по эффективности улавливания аэрозолей фагов фильтрами GF/A (с проскоком порядка  $n/n_0 \sim 10^{-5}$ ) были приведены недавно в [21]. Обратим внимание, что речь идет об измеряемой кратности очистки воздуха в  $10^5$  раз, поэтому вопрос о слуде частиц неуместен. (В данном случае мягкий жгутик после касания фага прилипал к волокну, т.е. увеличивал площадь контакта.) Следовательно, можно сделать вывод, что биологические частицы с мягкими жгутиками или иглочками не должны выдуваться из фильтра. Но при осаждении частиц с жесткими игло-

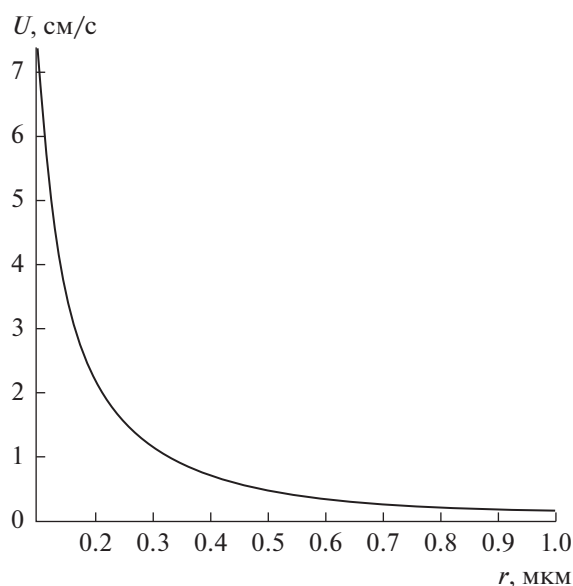


Рис. 3. Скорость перед фильтром  $U$ , выше которой частица не осаждается на вершине конической иглы с  $2\phi = 90^\circ$ , расположенной на волокне при  $\theta = 90^\circ$ , в зависимости от радиуса частицы,  $A_6 = 10^{-13}$  эрг,  $a_w = 0.05$ ,  $b = 0.2$ ,  $y_0 = 0.2$ ,  $h_w = 1$ ,  $a = 1$  мкм.

лочками, как будет показано далее, ситуация не столь однозначна.

#### Гидродинамическая сила сопротивления шара с оболочкой из иглочек

Оценим поправку  $f$  к силе Стокса сферической частицы на дополнительное сопротивление покрывающей ее высокопористой оболочки (рис. 4)

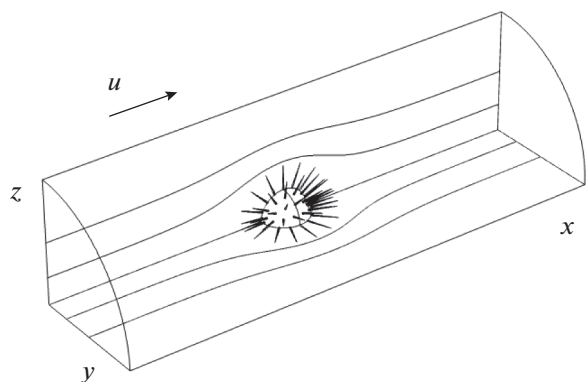
$$F = 6\pi\mu r U f. \quad (9)$$

Силу сопротивления частицы с иглочками найдем из численного решения трехмерных уравнений Стокса (6) интегрированием по ее поверхности проекции локального полного напряжения на направление потока [17]

$$F = \int_S T_x dS,$$

где  $\mathbf{T} = (-p\mathbf{I} + \boldsymbol{\sigma}')$ ,  $\boldsymbol{\sigma}'$  – тензор вязких напряжений несжимаемой жидкости,  $\mathbf{I}$  – единичный тензор,  $\mathbf{n}$  – вектор внешней нормали к поверхности,  $dS$  – элемент поверхности. Здесь линейный масштаб – радиус частицы  $r$ , масштаб скорости –  $U$ .

Поскольку движение частицы в неподвижной среде эквивалентно обтеканию неподвижной частицы, рассмотрим последний случай, поместив частицу в расчетную цилиндрическую ячейку (рис. 4). Учитывая симметрию задачи, расчеты ведем для одной четвертой части частицы в секторе цилиндра, как показано на рис. 4. Длина и ра-



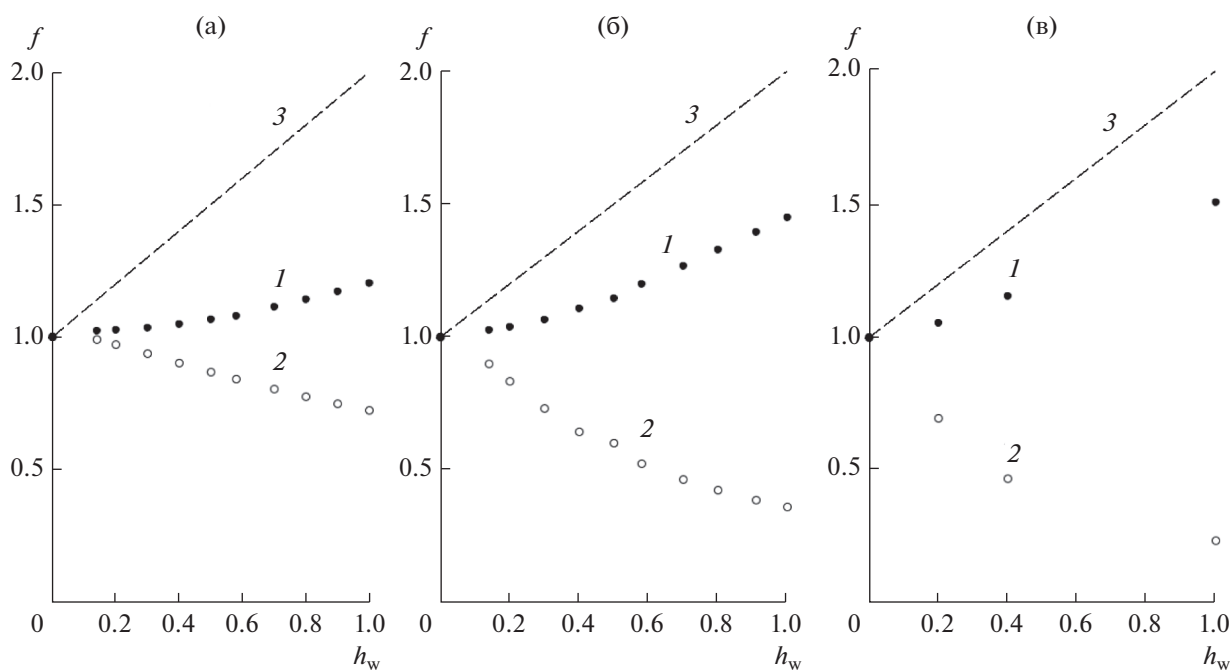
**Рис. 4.** Расчетная ячейка в задаче об обтекании стоксовым потоком частицы, покрытой слоем иголок.

диус ячейки увеличивались до установления решения в модельной задаче обтекания частицы без иголок и, аналогично, в задаче о частице с иголочками. На входе в расчетную ячейку и на внешней цилиндрической поверхности ячейки ставилось условие однородного потока  $u = 1$ , на выходе — условие отсутствия вязких напряжений. На гранях ячейки задаем условия симметрии для компонент скоростей и напряжений. На поверхности частицы для компонент скорости задаем условие прилипания. Эффект скольжения газа на иголочках

не учитываем, так как он существенно усложняет решение задачи.

На рис. 5 приводится зависимость поправки к силе Стокса  $f = F/F_0$  (9) от толщины пористой оболочки (длины иголок)  $h_w$  для разного числа иголок в оболочке  $N$  (кривая 1). Здесь  $F$  — сила сопротивления шара с иголками,  $F_0 = 6\pi\mu rU$  — сила сопротивления ядра (шара без иголок). В этом примере радиально направленные иголочки были аппроксимированы вытянутыми эллипсоидами (рис. 4) с безразмерными осями  $2a = 2c = 0.032$  и  $2b = h_w$ . На рис. 5 приведены также аналогичные зависимости силы сопротивления, нормированной на  $F_0$ , для композитной частицы за вычетом сопротивления пористой оболочки (ядро, экранированное оболочкой, кривая 2) и для непроницаемого шара с радиусом, равным внешнему радиусу пористой оболочки (предельный случай непроницаемой оболочки, кривая 3).

Из этого рисунка следует, что слой иголок заметно увеличивает общее сопротивление частицы только при относительно больших значениях  $N$  и  $h_w$ . При этом пористый слой экранирует частицу-ядро, заметно уменьшая ее сопротивление. Отметим, что характер зависимости силы сопротивления от радиуса и проницаемости пористой оболочки без учета скольжения газа совпадает с аналитическим решением, полученным для шара



**Рис. 5.** Отношения сил сопротивления частицы с оболочкой из иголок (1), частицы-ядра, экранированной слоем иголок (2) и непроницаемого шара с радиусом, равным внешнему радиусу пористой оболочки  $1 + h_w$  (3), к силе Стокса частицы без иголок  $F_0$ , в зависимости от толщины слоя иголок. Число иголок в оболочке  $N = 14$  (а), 64 (б), 256 (в).



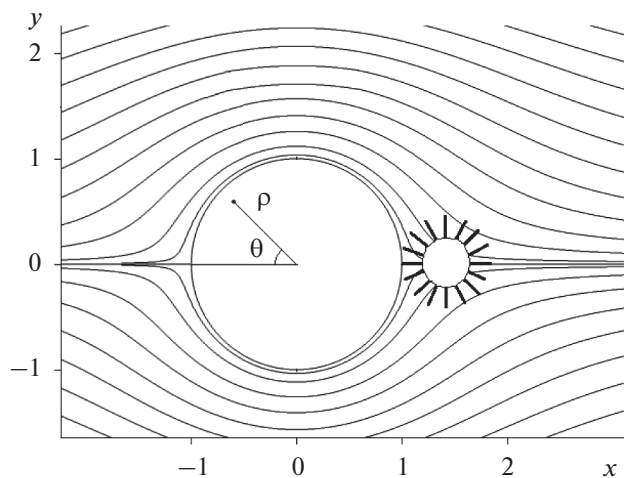


Рис. 6. Частицы с пористыми оболочками из иголок в контакте с гладким волокном, обтекаемым стоковым потоком (ряд волокон,  $a/h = 0.2$ ).

с однородной проницаемой пористой оболочкой в рамках классического подхода, основанного на совместном решении уравнений Стокса и Бринкмана [19].

*Условия сдува частицы с оболочкой из наноиголок с гладкого волокна*

Для определения скорости, при которой сила  $F$  сопоставима с силой адгезии жесткой иголки к гладкому волокну, рассмотрим частицу в точке контакта  $\rho = 1 + h_w + r/a$  на осевой линии за волокном при  $\theta = \pi$  (рис. 6), где  $\rho$  и  $\theta$  – полярные координаты.

В этом случае баланс сил (6) может быть точно рассчитан, так как силы Стокса и ван-дер-ваальсова притяжения действуют разнонаправленно вдоль одной линии. Для расчета силы Стокса частицы (2) используем формулу для безразмерной радиальной компоненты скорости вблизи волокна в ячейке Кувабары для плотности упаковки волокон  $\alpha = 1/36$  из работы [22]:

$$u_\rho = -\cos\theta \left\{ A + B \frac{1}{\rho^2} + C \ln \rho - D\rho^2 \right\},$$

$$A = -0.67 + \frac{2.51\text{Kn}}{1 + 3.66\text{Kn}}, \quad B = \frac{0.692 - 2.51\text{Kn}}{1 + 3.69\text{Kn}}, \quad (10)$$

$$C = \frac{1.43 - 1.72\text{Kn}}{1 + 4.3\text{Kn}}, \quad D = \frac{0.022 - 0.00801\text{Kn}}{1 + 1.44\text{Kn}},$$

где  $\text{Kn} = \lambda/a$  – число Кнудсена для волокна. На рис. 7, 8 показаны скорости потока, при которых возможен сдвиг частиц с пористыми оболочками из иголок, рассчитанные на основе (7), (10) в зависимости от высоты иголок в оболочке на

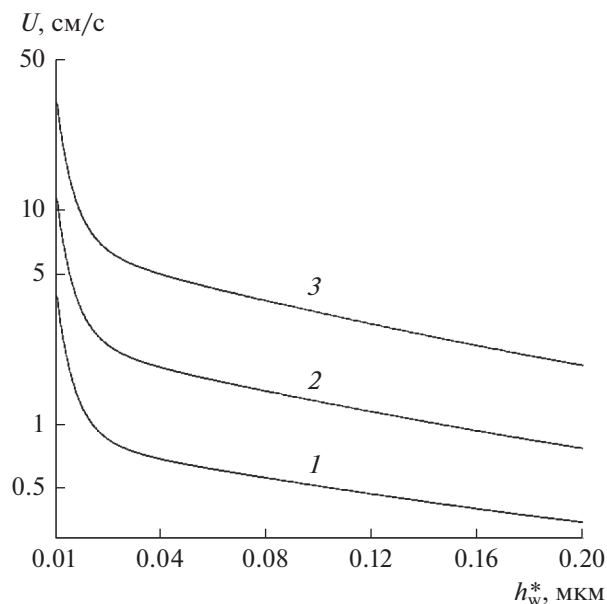


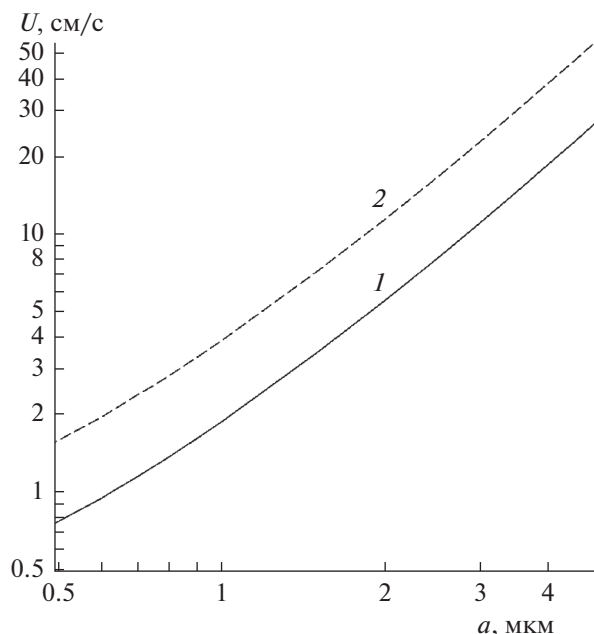
Рис. 7. Скорость потока перед фильтром, выше которой происходит сдвиг частиц со слоем иголок с поверхности гладкого волокна при  $\theta = \pi$  (осевая линия за обтекаемым волокном), в зависимости от высоты конических иголок с  $2\phi = 15^\circ$  (1),  $30^\circ$  (2),  $60^\circ$  (3);  $2a_w = 0.032$ ,  $r = 0.2$  мкм,  $a = 1$  мкм,  $A_6 = 10^{-13}$  эрг.

частице и от радиуса волокна. Здесь использована аппроксимационная формула для силы Стокса с поправкой на сопротивление пористой оболочки

$$F = 6\pi\mu rU \left( 1 + 0.066h_w + 0.587h_w^2 - 0.201h_w^3 \right), \quad (11)$$

предложенная по результатам расчетов в интервале  $h_w = 0-1$  для частицы со слоем из  $N = 64$  тонких эллипсоидов.

Расчеты показывают, что при уменьшении высоты иголок начинает сказываться влияние запаздывающей силы ван-дер-ваальсова притяжения между частицей и волокном (3), что увеличивает притяжение. В этом случае сдвиг частицы происходит при большей скорости (рис. 7). Очевидно, что скорость сдува будет тем меньше, чем меньше угол раскрытия конического острия иголки, т.е. чем слабее ее ван-дер-ваальсово притяжение к волокну. С увеличением высоты ультратонких иголок  $h_w$  частица оказывается в области, где также возрастает локальная скорость потока, а значит, и сила Стокса. Этим объясняется нисходящий характер кривых на рис. 7. Рассматривая ультратонкие иголки с радиусом, сопоставимым со средней длиной свободного пробега молекул воздуха, логично предположить, что их вклад в общее сопротивление частицы пренебрежимо мал. В этом случае можно оценивать сопротивление частицы, отстоящей от волокна на



**Рис. 8.** Скорость потока на входе в фильтр, выше которой происходит сдвиг частицы со слоем из конических иголок с  $2\phi = 30^\circ$  при  $\theta = \pi$ , в зависимости от радиуса гладкого волокна. 1 – Оценка по силе сопротивления частицы с иглоками-эллипсоидами (10); 2 – оценка по (2) без учета вклада в сопротивление оболочки из ультратонких вискерев;  $2a_w = 0.032$ ,  $h_w = r = 0.2$  мкм,  $A_6 = 10^{-13}$  эрг.

расстоянии  $\rho = (a + d + h_w^* + r)/a$ , по формуле (2) для силы Стокса с поправкой Каннингема (кривая 2 на рис. 8). Из рис. 8 также следует, что при уменьшении радиуса волокна скорость сдвига будет меньше, поскольку проявляется эффект скольжения газа на субмикронных волокнах – увеличивается локальная скорость потока на волокне.

Таким образом, как показали оценки, существуют условия, при которых частицы с оболочками из иголок могут не прилипать к волокнам. Это возможно при обычных для режима тонкой фильтрации скоростях потока. В дальнейших исследованиях следует учесть упругие свойства нановискерев, роль внешних условий, таких как влажность и температура, эффект скольжения газа на ультратонких вискерах и выполнить экспериментальную проверку приведенных результатов.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследована роль высокопористых поверхностных слоев из радиально ориентированных наноиглочек на волокнах фильтра или на частицах на эффективность фильтрации газов при малых числах Рейнольдса. Рассчитано трехмерное поле скоростей в системе волокон с высокопори-

стыми слоями иголок при их обтекании стоковым потоком. На основе баланса гидродинамических и ван-дер-ваальсовых сил, действующих на частицу в контакте с волокном, предсказаны условия, при которых осаждение субмикронных частиц на волокна с оболочками из иголок является неэффективным. Показано, что при обычной для режима тонкой фильтрации скорости потока не происходит сдвига твердых недеформирующихся частиц с боковой поверхности тонких жестких иголок, так как сила адгезии частиц к иголкам на порядки превышает силу Стокса. Можно считать, что при малых скоростях сдвиг деформирующихся частиц тем более невозможен, поскольку при их деформации увеличивается площадь контакта. Показано, что сдвиг возможен только при касании твердой частицей острия иголки. Так, крупные твердые частицы могут не улавливаться пористой оболочкой с плотной упаковкой твердых острых иголок. В связи с этим отметим, что целесообразно создавать высокопористые оболочки с высокой проницаемостью, благодаря которой увеличивается их эффективность и возрастает критерий качества фильтра [2].

Рассмотрено также улавливание в фильтрах аэрозольных частиц, покрытых иглоками. Рассчитаны силы сопротивления таких частиц, движущихся в стоковом потоке. Отмечено, что биологические и полимерные частицы с мягкими иголками не должны сдвигаться даже с тонких субмикронных волокон. Однако жесткие частицы, как показано, могут не улавливаться из-за низкой адгезии жесткой иголки к волокну. Этот эффект следует иметь в виду при отборе проб и расчетах эффективности улавливания аэрозолей.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект РФФИ № 18-03-00610).

#### КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кирш В.А., Кирш А.А. // Коллоид. журн. 2019. Т. 81. С. 571.
2. Кирш В.А., Кирш А.А. // Коллоид. журн. 2019. Т. 81. С. 662.
3. Corn M. // Aerosol Science. Ed. by Davies C.N. N.Y: Academic Press, 1965. P. 359.
4. Wainshtein P., Ziskind G., Fichman M., Gutfinger G. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 557.
5. Reeks M.W., Reed J., Hall D. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1988. V. 21. P. 574.



6. *Chernyakov A.L., Kirsch A.A., Kirsch V.A.* // Phys. Rev. E. 2011. V. 83. Article 056303.
7. *Черняков А.Л., Кириш А.А., Кириш В.А.* // Коллоид. журн. 2011. Т. 73. С. 387.
8. *Wen H.Y., Kasper G.* // J. Aerosol Sci. 1989. V. 20. P. 483.
9. *Кириш А.А., Макавеев П.Ю., Кириш В.А.* // Коллоид. журн. 2020. Т. 82. С. 163.
10. *Rosenfeld J.I., Wasan D.T.* // J. Colloid Interface Sci. 1974. V. 47. P. 27
11. *Дерягин Б.В., Чураев Н.В., Муллер В.М.* Поверхностные силы. М.: Наука, 1985.
12. *Fuchs N.A.* Mechanics of Aerosols. Oxford: Pergamon Press, 1964.
13. *Casimir H.B.G., Polder D.* // Phys. Rev. 1948. V. 73. P. 360.
14. *Kirsch V.A.* // Adv. Colloid Interface Sci. 2003. V. 104. P. 311.
15. *Bouwkamp C.J.* // Physica. 1947. V. 13. P. 501.
16. *Sparnaay M.J.* // J. Colloid Interface Sci. 1983. V. 91. P. 307.
17. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1988.
18. *Li H.-W., Wu C.-Y., Tepper F., Lee J.-H., Lee C.N.* // J. Aerosol Sci. 2009. V. 40. P. 65.
19. *Masliya J.H., Neale G., Malysa K., van de Ven T.G.M.* // Chem. Eng. Sci. 1987. V. 42. P. 245.
20. *Kirsch A.A., Stechkina I.B.* // Fundamentals of Aerosol Science. Ed. by *Shaw D.T.* N.Y.: Wiley-Interscience, 1978. P. 165.
21. *Wang M., Brion G.* // Aerosol Sci. Technol. 2007. V. 41. P. 775.
22. *Ролдугин В.И., Кириш А.А., Емельяненко А.М.* // Коллоид. журн. 1999. Т. 61. С. 530.