

$$\begin{aligned} \langle c_{11} \rangle &= \langle c_{12} + 2c_{44} \rangle; \langle c_{12} \rangle = \langle k - (2/3)\mu \rangle; \langle c_{44} \rangle = \langle \mu \rangle; \\ \langle K \rangle &= (1/9)[(c_{11} + c_{22} + c_{33}) + 2(c_{12} + c_{23} + c_{13})]; \\ \langle \mu \rangle &= (1/15)[(c_{11} + c_{22} + c_{33}) - (c_{12} + c_{23} + c_{13}) + 3(c_{44} + c_{55} + c_{66})]. \end{aligned}$$

Видно, что для большинства приведенных материалов условие малости пространственных флуктуаций выполняется ($c_{mn}/\langle c_{mn} \rangle \simeq 1$).

В качестве примера материалов с большой анизотропией приведены арголит и SrSO_4 , для которых принятое приближение может привести к большой погрешности.

Поступила 2 VII 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Пападакис Э. Затухание ультразвука, обусловленное рассеянием в поликристаллических средах.— В кн.: Физическая акустика. Т. 4. Ч. Б. М., «Мир», 1970.
2. Лифшиц Е. М., Пархомовский Г. Д. К теории распространения ультразвуковых волн в поликристаллах.— ЖЭТФ, 1950, т. 20, вып. 2.
3. Усов А. А., Фокин А. Г., Шермергор Т. Д. К теории распространения ультразвуковых волн в поликристаллах.— ПМТФ, 1972, № 2.
4. Bhatia A. B., Moore B. A. Scattering of high-frequency sound waves in polycrystalline materials.— J. Acoust. Soc. America, 1959, vol. 31, N 8.
5. Хангтингтон Г. Упругие постоянные кристаллов.— Усп. физ. наук, 1961, т. 74, вып. 3.
6. Андерсон О. Определение и некоторые применения изотропных упругих постоянных поликристаллических систем, полученных из данных для монокристаллов.— В кн.: Физическая акустика. Т. III. Ч. Б. М., «Мир», 1968.
7. Шермергор Т. Д. Модули упругости неоднородных материалов.— В кн.: Упрочнение металлов волокнами. М., «Наука», 1973.

УДК 633.6.011:621.359.4

НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОСАЖДЕНИЯ АЭРОЗОЛЯ НА ЗАРЯЖЕННЫЙ КОЛЛЕКТОР В ОБЛАСТИ ЧИСЕЛ РЕЙНОЛЬДСА 10—100

В. В. Смирнов

(Обнинск)

Приведены экспериментальные данные об эффективности электростатического осаждения частиц водного аэрозоля на сильно заряженную сферу в области средних чисел Рейнольдса ($Re = 10—100$). Указаны асимптотические решения задачи и характерные ошибки, допускаемые при интерпретации подобно рода экспериментов.

Имеющиеся теоретические и экспериментальные данные [1—6] об эффективности электростатического осаждения аэрозольных частиц на заряженные тела простейших форм относятся в основном к случаям, когда реализуется либо вязкое (число Рейнольдса много менее 1), либо однородное (электрические силы значительно преобладают над гидродинамическими) обтекание коллектора потоком воздуха, несущего аэрозоль.

В ряде задач, связанных с фильтрацией и вымыванием аэрозолей частицами осадков и искусственными телами [7—10], реализуются так называемые средние

или промежуточные числа Рейнольдса ($Re = 5 - 100$). Для такого рода ситуаций сведения о закономерностях электростатического осаждения частиц на препятствия практически отсутствуют.

В данной работе анализируются результаты измерений коэффициента захвата нейтральных и заряженных частиц водного аэрозоля неподвижным заряженным сферическим коллектором. Числа Рейнольдса, вычисляемые по диаметру сферы, находились в пределах $10 - 100$.

Методика экспериментов и некоторые первичные материалы измерений изложены в [7 - 8]. Суть методики сводилась к следующему.

Одномерная струя капель заданного размера и заряда найдена в потоке влажного воздуха, обдувающего металлическую сферу диаметром $0,4$ см. Потенциал сферы менялся в пределах от 0 до ± 6000 В, заряд капель от 0 до $\pm 100 e$, размер капель от 10 до 30 мкм по диаметру, скорость потока от 4 до 40 см/с. Из анализа телевизионных изображений предельных траекторий движения капель вблизи сферического коллектора определен коэффициент захвата, определяемый как отношение площади трубки тока осаждаемых частиц к площади проекции сферы.

Результаты опытов для случая взаимодействия незаряженных проводящих капель с заряженной сферой при напряженности электрического поля на ее поверхности $5,10$ и 20 кВ/см приведены на фиг. 1 в виде зависимости коэффициента захвата K от безразмерного параметра коагуляции β , характеризующего соотношение зеркальных и аэродинамических сил, действующих на частицу,

$$(1) \quad \beta = (2U^2 d^2 / 3\pi\eta D^3 u_\infty) \cdot (\epsilon - 1) / (\epsilon + 2),$$

где d и ϵ — размер и диэлектрическая постоянная капель; U , D — потенциал и размер сферы; η — динамическая вязкость воздуха; u_∞ — скорость потока на бесконечности. Заметим, что при $U = 0$ наблюдались достаточно малые значения $K < 0,05$ [8].

Для сравнения на фиг. 1 приведены также данные расчетов по формуле Коши [1] для случая однородного обтекания сферы $K = 2\beta^{0,4}$ и результаты численного счета из [3] для вязкого обтекания сферы ($Re \ll 1$). В последнем случае для $\beta < 0,1$ возможно использование аппроксимации $K = \beta^{0,65}$.

Как видно из фиг. 1, аппроксимации типа $K = f(\beta)$ в случае однородного и вязкого режимов обтекания дают для интересующей нас области чисел Re лишь граничные решения задачи; для области $Re = 10 - 100$ нельзя однозначно связать коэффициент захвата K с параметрами сферы и частиц аэрозоля, что вызвано, видимо, специфичным характером перестройки поля потока вокруг сферы. Судя по фиг. 1, эта перестройка протекает наиболее интенсивно в области $Re = 1 - 20$, что соответствует выводам теории [11]. Известно, что с изменением числа Рейнольдса от единицы до десятков в тыльной части течения у сферы появляется и растет осесимметричный рециркулярный след. Линии тока подходят ближе к лобовой поверхности сферы, что и способствует увеличению K (при фиксированном β) по сравнению со случаем вязкого обтекания. Выражения для полей скоростей с учетом завихренности не имеют явного вида [11], поэтому единственный пока путь решения задачи в целом — это численный анализ конечно-разностного приближения уравнений Навье — Стокса. Однако такого анализа с учетом электрических сил, как нам известно, не проводилось.

Более благоприятная ситуация (с точки зрения четкой параметризации данных эксперимента) создается (см. фиг. 1) лишь при $Re > 40$, когда процесс перестройки поля течения вокруг сферы практически закачивается. Поэтому для области $Re = 40 - 100$ удастся подобрать достаточно простые аппроксимации вида $K = f(\beta)$.

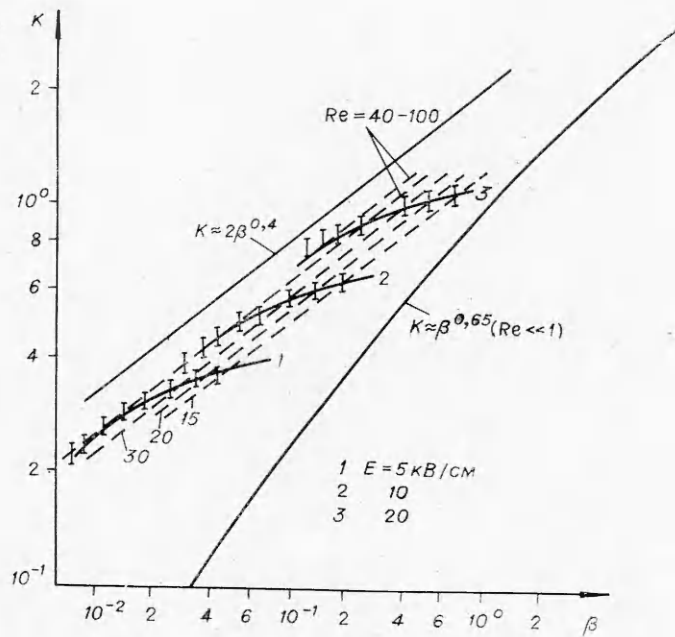
Значительно труднее интерпретировать результаты опытов с заряженными каплями и коллектором. С одной стороны, известно (см., например, [1]), что закономерности осаждения частиц на препятствие за счет кулоновских сил слабо связаны с видом обтекания, т. е. в области чисел $Re = 10 - 100$ для оценок коэффициента захвата сферического коллектора применима простая формула

$$(2) \quad K = 4(\alpha),$$

где α — параметр, характеризующий соотношение кулоновских и аэродинамических сил, действующих на малую частицу

$$(2a) \quad \alpha = 16Uq/3\pi\eta du_\infty D.$$

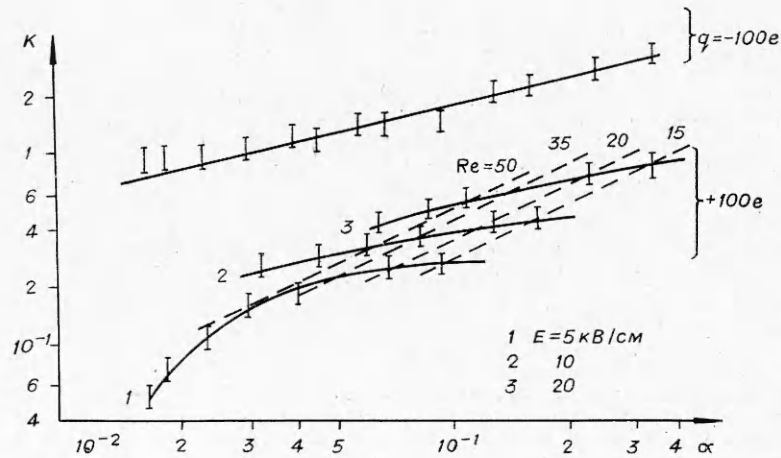
С другой стороны, необходимо иметь в виду, что в экспериментах с коллекторами достаточно больших размеров (порядка 1 см и более) оценить количественно эффекты, связанные с кулоновским механизмом взаимодействия, затруднительно, так как в реальной атмосфере предельный радиус взаимодействия заряженных тел ограничивается радиусом дебаевской экранировки r_d . Если реальные концентрации аэроионов и других заряженных частиц в потоке газа близки к $n \pm \approx 10^3 - 5 \cdot 10^3$ см $^{-3}$, то $r_d = kT/4\pi n \pm e^2 \approx 2 - 5$ см.



Фиг. 1

Используя выражение (2), можно оценить, что при $q > 10^{-3} e$ и напряженности поля на поверхности сферы, близкой к 20 кВ/см, характерный масштаб взаимодействия (соответствующий прицельному расстоянию предельной траектории частицы вблизи сферы) оказывается порядка 4 — 5 см. Это означает, что силы кулоновского притяжения не могут полностью проявиться. Кроме того, на практике часто встречается ситуация, когда частицы аэрозоля имеют сравнительно небольшие заряды, а заряд коллектора выбирается максимально достижимым в атмосферных условиях. Тогда зеркальные и кулоновские силы имеют одинаковый порядок величины [7]. Найти общий коэффициент захвата можно путем трудоемкого численного решения уравнения относительного движения частиц и коллектора, выполненного для конкретных задач лишь в приближении стоксовских полей [4, 10].

Результаты опытов, показанные на фиг. 2, интересны именно тем, что позволяют для области $Re = 10 - 100$ получить количественные оценки совместного дей-



Фиг. 2

ствия зеркальных и кулоновских сил и качественно оценить влияние поля скоростей. Так, если заряд на капле равен $100 e$, а знак заряда противоположен полярности потенциала сферы, то характерная для индукционного взаимодействия неоднозначная зависимость коэффициента захвата от параметра Re с появлением кулоновских сил заметно ослабевает. Появляется возможность описать эксперимент однозначной функцией типа $K = f(\alpha)$ в широком диапазоне чисел Re .

С целью сопоставления вклада кулоновских сил отталкивания и зеркальных сил притяжения на фиг. 2 приведены также параметризованные по α результаты опытов для случая, если знаки заряда сферы и капли одинаковы. Здесь из-за преобладания индукционных сил над кулоновскими, как и на фиг. 1, проявляется роль факторов, ответственных за перестройку поля потока в рассматриваемой области чисел Re .

Таким образом, закономерности электростатического осаждения частиц аэрозоля на препятствие при $Re=10-100$ имеют более сложный характер, чем в случае вязкого обтекания, и не могут быть однозначно параметризованы критериями (1), (2а). Выделить отдельно эффекты кулоновского и индукционного взаимодействия в большинстве случаев затруднительно.

Учитывая сказанное, следует указать на одну типичную ошибку, допускаемую при интерпретации подобного рода экспериментов [5, 9]: авторами [5] эффекты осаждения заряженных частиц аэрозоля на заряженный цилиндр при $Re > 40$ полностью отнесены к проявлению кулоновских сил, это утверждение является далеко не бесспорным.

По аналогии с рассмотренным случаем сферического коллектора можно предположить, что истинные значения коэффициентов индукционного захвата цилиндра, как и в случае сферы, находятся между граничными [6]:

$$(3) \quad K_{\max} = [(3/2)\pi\beta_1]^{1/3} \text{ при } \beta_1 \gg 1;$$

$$K_{\min} = \pi\beta_1 \text{ при } \beta_1 \ll 1,$$

где

$$\beta_1 = U^2 d^2 / 3\pi\eta u_\infty D^3.$$

Тогда при подстановке в (3) значений, характерных для эксперимента [5], $U = 1-6$ кВ, $d = 4$ мкм, $u_\infty = 60-600$ см/с, $D = 0,1$ см, имеем $K_{\max} = 1,5-1,8$, $K_{\min} = 0,045-0,41$, что по порядку величины соответствует наблюдаемым в опыте значениям $K = 2,4-0,24$.

Совпадение экспериментальных и рассчитанных с учетом только кулоновских сил значений коэффициентов захвата в [5] следует, видимо, считать случайным. Недоразумение можно объяснить тем, что имеющие место в опытах напряженности электрического поля на поверхности цилиндра превышали значения, предельно допустимые в атмосферных условиях (более 25 кВ/см), что вызывало дополнительные эффекты, связанные с коронным разрядом и т. п.

Поступила 11 V 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Левин Л. М. Исследования по физике грубодисперсных аэрозолей. М., Изд-во АН СССР, 1961.
2. Смирнов Л. П., Дерягин Б. В. О безынерционном электростатическом осаждении частиц аэрозоля на сфере, обтекаемой вязким потоком.—«Коллоиды. журн.», 1967, т. 24, вып. 3.
3. Соу С. Гидродинамика многофазных систем. М., «Мир», 1971.
4. Красногорская Н. В. Электричество нижних слоев атмосферы и методы его измерения. Л., Гидрометеиздат, 1972.
5. Иванов В. Д., Кириченко В. Н., Суриун П. П. Осаждение заряженных частиц на цилиндрическом коллекторе при больших числах Рейнольдса.—«Изв. АН СССР. МЖТ», 1973, № 3.
6. Натансон Г. Л. Осаждение аэрозольных частиц на обтекаемом цилиндре под действием электростатического притяжения.—«Докл. АН СССР», 1957, т. 112, с. 696—699.
7. Смирнов В. В. О воздействии на облака с помощью заряженных частиц.—«Труды Ин-та эксперимент. метеорологии», 1972, вып. 2 (36).
8. Незвестный А. П., Смирнов В. В. Коагулирующие свойства электрозаряженных пузырьков.—«Труды Ин-та эксперимент. метеорологии», 1972, вып. 1 (33).
9. Owe Berg T. G. et al. Collision in washout.—«J. Atm. Sci.», 1970, vol. 27, p. 435—442.
10. George H., Pochlein G. Capture of aerosol particle by spherical collectors. Electrostatic, inertial, interception and viscous effects.—«Environ. Sci. and Techn.», 1974, vol. 8, p. 46—49.
11. Rimon V., Cheng S. Numerical solution of a uniform flow over sphere at intermediate Reynolds numbers.—«Phys. fluids», 1969, vol. 12, p. 949—959.