

Ю.Д. Копыгин, А.А. Чурсин, Г.А. Чурсина, С.А. Шишигин

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МИКРОСТРУКТУРЫ АСФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ АЭРОЗОЛЯ ИЗ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Предложена методика определения функции распределения аэрозоля асферических частиц по эффективным размерам, основанная на явлении их преимущественной ориентации в пространстве. Рассмотрено два основных механизма ориентации: под действием аэродинамических сил при движении частиц в вязкой среде и вследствие взаимодействия наведенного дипольного момента частицы с электрическим полем электромагнитной волны. Приведены количественные оценки для ансамбля диэлектрических частиц в форме эллипсоидов вращения.

Движение частиц в поле мощного лазерного излучения под действием сил светового давления, фоторетических и светореактивных сил, конвекционного увлечения нагретой средой рассмотрено в ряде работ [1–3]. Однако ориентирующее действие поля лазерного излучения на несферические частицы в этих работах не отмечено.

В данной статье описываются несколько механизмов движения асферических частиц в среде, приводящих их к преимущественной ориентации в пространстве, и возможности использования этого явления для восстановления параметров микроструктуры частиц аэрозоля из нелинейно-оптических измерений.

Из гидродинамики хорошо известно, что на тела асимметричной формы при поступательном движении в жидкой или газовой среде действует момент сил, который стремится ориентировать их своей широкой стороной по направлению движения [4].

В частности, на эллипсоид вращения с полуосями a и b ($a > b$) при обтекании его равномерным потоком действует момент сил M , стремящийся развернуть его перпендикулярно широкой стороной к воздействию потока [4]:

$$|M| = \frac{4}{3} \pi a^2 b u^2 \rho_c \gamma \sin \alpha, \quad (1)$$

где u — скорость потока относительно эллипсоида; ρ_c — плотность среды; α — угол между направлением потока и осью эллипсоида вращения; γ — константа.

Для эллипсоида вращения получаем:

$$\gamma = \left[\frac{\Delta r^3}{a^2 (\Delta r - b W)} - 1 \right]^{-1}, \quad (2)$$

где $\Delta r = (a^2 - b^2)^{1/2}$, $W = \frac{\pi}{2} - \arctg \frac{b}{\Delta r}$.

Уравнение вращательного движения частицы под действием момента сил (1) имеет следующий вид:

$$\frac{d^2 \alpha}{dt^2} + W_0^2 \sin \alpha = 0, \quad (3)$$

где $W_0^2 = \frac{5}{2} \frac{\rho_c \gamma u^2}{\rho ab}$; ρ — плотность вещества эллипсоида вращения.

Уравнение (3) представляет собой уравнение маятника. Если применить начальные условия: $\alpha(0) = \alpha_0$, $\frac{d\alpha}{dt} = 0$ при $\alpha = \alpha_0$, то период колебания, описываемого уравнением (3), вычисляется по формуле [5]:

$$T = \frac{4}{W_0} F \left(\frac{\pi}{2}, \kappa \right), \quad (4)$$

где $F\left(\frac{\pi}{2}, \kappa\right)$ – неполный эллиптический интеграл 1-го рода; $\kappa = \sin\alpha_0/2$.

Заметим, что $F\left(\frac{\pi}{2}, \kappa\right) \approx \frac{\pi}{2}\left(1 + \frac{1}{4}\kappa^2 + \frac{9}{64}\kappa^4 + \dots\right) \approx \frac{\pi}{2}$, т. е. слабо зависит от начального угла α_0 .

За время ориентации примем $\tau_{\text{оп}} = \frac{1}{4}T$, т. к. именно за это время угол α меняется от начального значения α_0 до 0. Получаем для $\tau_{\text{оп}}$ следующее выражение:

$$\tau_{\text{оп}} = \frac{\pi}{2u} \left(\frac{2\rho ab}{5\rho_c \gamma} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Беспорядочное движение аэрозольных частиц в среде определяется их броуновским движением и турбулентным перемешиванием среды. Если скорость броуновского движения для конкретной частицы определяется только температурой среды, то интенсивность турбулентности воздуха j , являющаяся мерой относительной величины пульсационной составляющей скорости ветра, в атмосфере изменяется в широком интервале от 0,002 до 0,20 [6].

Направленное движение частица относительно среды приобретает под действием силы тяжести, а также светового давления [1], радиационной, светореактивной сил в поле лазерного излучения [2].

Скорость движения частицы в вязкой среде под действием силы тяжести будет превышать среднеквадратическую скорость пульсации средней скорости ветра u_0 для частиц размером

$$r > \left(\frac{j u_0 \eta}{2g(\rho - \rho_c)} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

где g – ускорение свободного падения; η – динамическая вязкость среды.

При $u_0 \approx 1$ м/с, $j = 0,1$, $\rho = 10^3$ кг/м³, $\rho_c = 1,2$ кг/м², $\eta = 1,8 \cdot 10^{-5}$ кг/(м · с), $g = 10$ м/с, $r > 28$ мкм.

Таким образом, частицы произвольной формы с эффективным размером несколько десятков микрометров приобретают направленное движение в атмосфере и за счет действия аэродинамических сил должны ориентироваться максимальным сечением перпендикулярно направлению движения, что и наблюдается при падении снежинок, ледяных кристаллов [7–8].

Под действием светового давления частица приобретает некоторую стационарную скорость u , которую можно легко рассчитать из уравнения Стокса. Скорость u превышает скорость броуновского движения, если только плотность мощности воздействующего излучения J превышает некоторое пороговое значение, определяемое выражением [9]:

$$J_{\text{п}} = \frac{9c\eta}{r^2 K_{c,d}} \left(\frac{\kappa T}{\pi r \rho} \right)^{1/2} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{9\eta\tau_{\text{л}}}{2r^2\rho}\right) \right]^{-1}, \quad (7)$$

где $K_{c,d}$ – поперечник светового давления; κ – постоянная Больцмана; T – температура среды; c – скорость света; $\tau_{\text{л}}$ – длительность лазерного импульса.

Чтобы при расчетах времени ориентации частицы в лазерном пучке за счет аэродинамических сил можно было использовать уравнение маятника и формулу (5), необходимо, чтобы время выхода частицы на стационарную скорость $\tau_{\text{ст}}$ было много меньше, чем время, вычисленное по (5).

Можно показать, что $\tau_{\text{ст}} = \frac{2r^2\rho}{9\eta}$, т.е. определяется только характеристиками частицы и среды.

Расчет показывает, что использование уравнения маятника для частиц в воздухе с $\rho \approx 10^3$ кг/м³ правомерно при $r < 5$ мкм. Для крупных частиц их ориентация описывается гораздо более сложными дифференциальными уравнениями.

Для частиц в воздухе с $r < 5$ мкм получено следующее выражение для времени их ориентации:

$$\tau_{\text{оп}} = \frac{3\pi c \eta}{K_{c,d} J} \left(\frac{2}{5} \frac{\rho}{\rho_c} \frac{1}{\gamma \zeta^{1/3}} \right)^{1/2}, \quad (8)$$

где $\zeta = \frac{a}{b}$ – параметр асферичности.

На рис. 1 приведен график зависимости времени ориентации от эффективного размера эллипсоидов вращения с $\zeta = 2; 3; 5$ при J равном $5 \cdot 10^5$ Вт/см² на длине волны 10,6 мкм. Важно отметить, что наблюдается увеличение времени ориентации асферичных частиц с уменьшением их эффективного размера, что обусловлено уменьшением поперечника светового давления с уменьшением размера частиц [10].

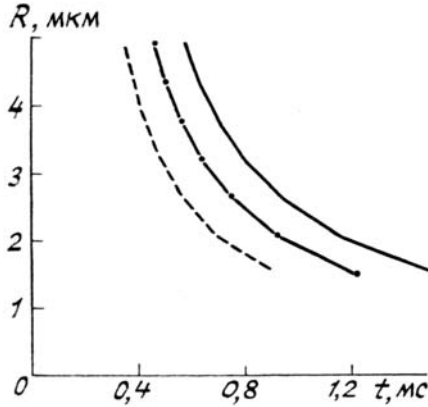


Рис. 1. Время ориентации для 3-х типов эллипсоидов с $\zeta = 2$ (сплошная линия), $\zeta = 3$ (маркированная), $\zeta = 5$ (штриховая) при аэродинамическом эффекте. Параметры излучения: $\lambda = 10,6$ мкм, $J = 5 \cdot 10^5$ Вт/см²

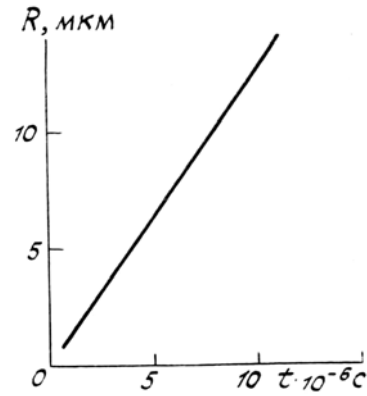


Рис. 2. Время ориентации при электродипольном взаимодействии для эллипсоида с $\zeta = 2$, плотность мощности излучения $5 \cdot 10^5$ Вт/см²

Важную роль играет еще один механизм ориентации. Наряду с ориентацией асферических частиц в связи с аэродинамическим воздействием окружающей среды на движущиеся частицы, возможна ориентация частиц во внешнем однородном электрическом поле. Причина этого явления — взаимодействие дипольного момента поляризованной во внешнем поле частицы и поля. Момент сил \mathbf{M} , действующий на эллипсоид вращения в однородном электрическом поле \mathbf{E} , равен [11]

$$|\mathbf{M}| = \frac{(\varepsilon - 1)^2 \cdot |1 - 3n| V \sin 2\beta}{8\pi (n\varepsilon + 1 - n) [(1 - n)\varepsilon + 1 + n]} E^2, \quad (9)$$

где β — угол между направлением поля \mathbf{E} и осью симметрии эллипсоида; ε — коэффициент диэлектрической проницаемости эллипсоида; n — коэффициент деполаризации вдоль оси симметрии эллипсоида; V — объем эллипсоида.

Коэффициент деполаризации n зависит только от формы эллипсоида, и численные значения n для различных эллипсоидов приведены в [12]. Момент \mathbf{M} направлен так, что стремится повернуть ось симметрии вытянутого эллипсоида ($n < \frac{1}{3}$) параллельно, а сплюснутого ($n > \frac{1}{3}$) перпендикулярно полю.

Проведя аналогичные операции при решении уравнения маятника с моментом сил (9), как и выше получим следующее выражение для времени ориентации частицы:

$$t = \pi / W_1, \quad (10)$$

где

$$W_1 = \left[\frac{5(\varepsilon - 1)^2 |1 - 3n| E^2}{8\rho ab \pi (n\varepsilon + 1 - n) [(1 - n)\varepsilon + 1 + n]} \right]^{1/2}.$$

Расчет дает при $E = 10^2$ В/м, $\varepsilon = 20$; $\rho = 10^3$ кг/м³; $r = 5$ мкм; время ориентации $t = 3,8 \cdot 10^{-2}$ с.

В случае переменных во времени полей для частиц размером много меньше длины волны время ориентации описывается соотношением (10), но с учетом частотной зависимости коэффициента диэлектрической проницаемости частицы, а E^2 следует заменить на $\langle E^2 \rangle$ — средний квадрат поля за период колебаний.

На рис. 2 приведена зависимость времени ориентации эллипсоида с отношением полуосей $a/b = 2$ при плотности мощности излучения $J = 5 \cdot 10^9$ Вт/м² от эффективного размера эллипсоида.

Отметим, что время ориентации частицы вследствие аэродинамического воздействия $\tau_{op} \sim 1/J$ тогда как время ориентации в электрическом поле $t \sim 1/\sqrt{J}$ эти времена соизмеримы при плотности мощности излучения:

$$J = \frac{90\gamma_c^2 c (\varepsilon - 1)^2 |1 - 3n|}{\gamma_c r^2 \varepsilon^{-1} K_{c,d}^2 (n\varepsilon + 1 - n) [(1 - n)\varepsilon + 1 + n] V \varepsilon}. \quad (11)$$

Расчет показывает, что при $\eta = 1,8 \cdot 10^{-5} \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с})$, $r = 2 \text{ мкм}$, $n = 0,25$, $\varepsilon = 2$, $\rho_c = 1,3 \text{ кг}/\text{м}^3$, $K_{с.д} = 0,1$ получается $J = 10^{11} \text{ Вт}/\text{м}^2$.

Таким образом, при всех приемлемых плотностях мощности воздействующего излучения аэродинамическим моментом сил можно пренебречь по сравнению с моментом сил электрического поля. Заметим, что аналогичная ситуация наблюдается не только в воздушной, но и в более вязкой среде (например в воде).

Важно помнить, что выражение (10) верно лишь для частиц, размеры которых много меньше длины волны воздействующего излучения:

$$r \ll \lambda.$$

Случаи, когда $r \sim \lambda$ или $r \gg \lambda$, в нашей статье не рассматривались.

Ориентация частиц в поле лазерного излучения позволяет определить функцию распределения асферических частиц по размерам, по динамике изменения ослабляющих свойств аэрозоля при воздействии импульса лазерного излучения.

Не учитывая зависимость рассеивающих свойств частиц от поляризации излучения, изменение коэффициента ослабления во времени запишем в виде:

$$\Delta\beta(t) = \int_{r_1}^{r(t)} [K_r(r, m) - \kappa_H(r, m)] r^2 F(r) dr, \quad (12)$$

где $K_r(r, m)$ — фактор эффективности хаотически ориентированных частиц; $\kappa_H(r, m)$ — фактор эффективности ориентированных частиц своей широкой стороной в плоскости, перпендикулярной лазерному пучку; $F(r)$ — функция распределения частиц по размерам; $r(t)$ — размер частиц, которые успели ориентироваться к моменту времени t ; r_1 — минимальный размер частиц; m — коэффициент преломления.

Дифференцируя (12) по времени, получим:

$$F(r) = \frac{\Delta\beta'(t)}{r'(t)} \frac{1}{[K_r(r, m) - \kappa_H(r, m)] r^2} \Big|_{r=r(t)} = \frac{\Delta\beta'(t)}{\varphi(t)}. \quad (13)$$

В [13, 14] приведены расчеты для факторов эффективности ослабления вытянутых и сплюснутых эллипсоидов вращения 3-х типов с $\zeta = 2, 3, 5$ $m = 1,33$.

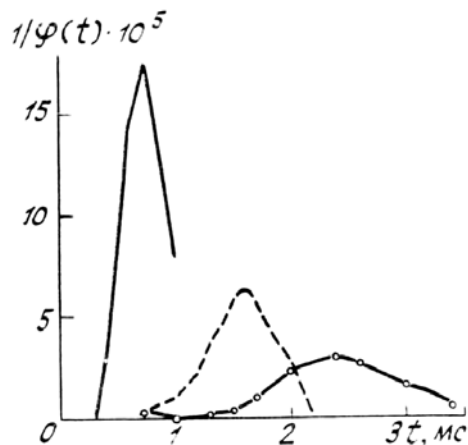


Рис. 3. Функция $\varphi(t)$ для эллипсоидов с $\zeta = 5$ при трех плотностях мощности излучения: $J = 10^5 \text{ Вт}/\text{см}^2$ (сплошная линия), $5 \cdot 10^5 \text{ Вт}/\text{см}^2$ (штриховая), $4 \cdot 10^4 \text{ Вт}/\text{см}^2$ (маркированная)

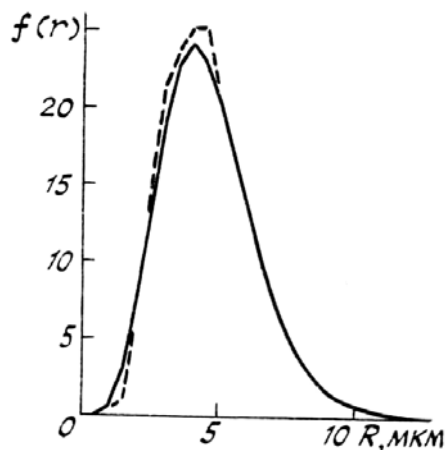


Рис. 4. Реальная (сплошная линия) и рассчитанная (штриховая) функция распределения частиц по размерам

На рис. 3 приведена зависимость $1/\varphi(t)$ для эллипсоида с $\zeta = 5$ для трех плотностей мощности воздействующего излучения с длиной волны $10,6 \text{ мкм}$, $10^5 \text{ Вт}/\text{см}^2$, $5 \cdot 10^5 \text{ Вт}/\text{см}^2$, $4 \cdot 10^4 \text{ Вт}/\text{см}^2$, учитывая соотношение (10).

С целью проверки алгоритма (13) для $F(r)$ проведено решение прямой и обратной задач для системы сфероидов с $\zeta = 5$, $m = 1,33$ и $\rho = 1 \text{ г}/\text{см}^3$, с диапазоном размеров $1,5 - 14 \text{ мкм}$, описываемой функцией распределения:

$$F(r) = dr_m^{\kappa_1} \exp(-\beta'' r^{\kappa_2}), \quad (14)$$

где d , κ_1 , κ_2 , β'' — фиксированные постоянные; r_m — модальный радиус.

В качестве воздействующего использовано излучение с плотностью мощности $4 \cdot 10^4$ Вт/см², а в качестве зондирующего — маломощное излучение на длине волны 5 мкм. Считалось, что ориентация происходит за счет электрических сил. Мы использовали однопараметрическую функцию распределения (14), где не учитывается зависимость от начальной ориентации частиц (угол α_0 в (4)). Данное упрощение является корректным, потому что, как следует из (4), время ориентации слабо зависит от α_0 и мы принимали $\alpha_0 = \pi/4$ для всех частиц. На рис. 4 представлены графики истинной (14) и расчетной функций распределения из (13) при $d = 2,373$, $\kappa_1 = 6$, $\beta'' = 3/2$, $\kappa_2 = 1$. Получено удовлетворительное согласие. Вычисление проводилось на ЭВМ ЕС-1066.

Несмотря на то, что расчеты выполнены для конкретных эллипсоидов вращения, отмеченные выше закономерности в той или иной мере присущи и другим асферическим частицам.

1. Эшкин А. //УФН. 1973. Т. 110. Вып. 1. С. 101—114.
2. Аскаръян Г. А. //УФН. 1973. Т. 110. Вып. 1. С. 115—116.
3. Терзян А. В. //Теплофизика высоких температур. 1988. Т. 26. Вып. 1. С. 184—187.
4. Милн-Томсон Л. М. Теоретическая гидродинамика. М.: Мир, 1964. 497 с.
5. Блэкбер О. Анализ нелинейных систем. М.: Мир, 1969. 350 с.
6. Матвиенко Г. Г., Задде Г. О., Фердинандов Э. С. и др. Корреляционные методы лазерно-локационных измерений скорости ветра. Новосибирск: Наука, 1985. 223 с.
7. Никифорова Н. К. О взаимодействии оптических и механических характеристик пластинчатых ледяных кристаллов. М., 1976. 82 с. Деп. в ВИНТИ. 1976. № 689-76.
8. Фукс Н. А. Механика аэрозолей. М.: АН СССР, 1955. 450 с.
9. Зуев В. Е., Копытин Ю. Д., Кузиковский А. В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1980. 184 с.
10. Шифрин К. С. Оптика и спектроскопия. 1964. Т. 17. С. 113.
11. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 66 с.
12. Osborn J. A. //Phys. Rev. 1945. V. 67. P. 351.
13. Asano S. //Appl. Optics. 1979. V. 18. P. 712—713.
14. Asano S., Sato M. //Appl. Optics. 1980. V. 19. P. 962.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
Томск

Поступила в редакцию
11 мая 1990 г.

Yu. D. Kopytin, A. A. Chursin, G. A. Chursina, S. A. Stishigin. **Restoration of Microstructure Parameters of an Ensemble of Aspherical Aerosol Particles.**

The paper presents a technique for restoration of size-distribution function of an ensemble of aspherical aerosol particles based on the use of the effect of their preferential orientation. Two basic mechanisms of particle's orientation are analyzed. One of them works due to aerodynamic forces acting on the particles moving in the viscous medium while the other is connected with interaction between the induced dipole moment of a particle and electric field of the incident radiation. Quantitative estimations for the ensemble of ellipsoidal particles are presented in the paper.