

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАЛОУГЛОВОГО СВЕТОРАССЕЯНИЯ В ФОТОСЕДИМЕНТАЦИОННОМ АНАЛИЗЕ ДИСПЕРСНЫХ СРЕД

С. И. Ощепков

В настоящее время метод фотоседimentации прочно вошел в практику контроля гранулометрического состава дисперсных сред и применяется для решения широкого круга научных и прикладных задач в порошковой металлургии, полиграфии, химической, электронной промышленности и др. В его основе лежит разделение полидисперсной системы частиц на монодисперсные фракции (здесь мы рассмотрим вариант метода по определению дифференциальной гранулометрической кривой) в поле гравитационных либо центробежных сил с последовательным измерением светопропускания каждой фракции. В известных вариантах метода оптическая информация используется лишь для оценки относительного содержания фракций в шкале времени седиментации. Ее преобразование в шкалу размеров частиц осуществляется на основе закона Стокса, связывающего скорость стационарного ламинарного оседания сферических гранул с квадратом их размера через известную разность плотностей вещества частиц и дисперсионной среды, а также динамическую вязкость последней [1].

В данной работе обсуждается возможность дополнения измерений оптической плотности в ходе седиментационного анализа измерениями интенсивности светорассеяния в малых углах. Это позволяет исключить применение закона Стокса при определении размеров частиц, что в ряде отмеченных ниже случаев имеет принципиальное значение. Технические малоугловые измерения светорассеяния достаточно обработаны и могут быть проведены, например, по схемам «призмы полного внутреннего отражения» [2] либо «длиннофокусной линзы» [3], обеспечивающим эффективную отсечку прямопроходящего излучения и высокое разрешение угловой структуры интенсивности рассеянного света. Остановимся на методической стороне обработки оптической информации. Ее основу может составлять сильная селективность положения и полуширины максимума первого оптического резонанса фактора эффективности направленного светорассеяния с изменением угла рассеяния в области ореола. Для величины показателя направленного светорассеяния $\sigma(\theta)$ [4] монодисперсных частиц, отнесенного к их показателю ослабления света ϵ , получено эмпирическое соотношение

$$\ln \frac{\theta^m \sigma(\theta)}{\epsilon} = a - b(\rho\theta^q - p)^2, \quad (1)$$

справедливое в области $\rho\theta^q < 2p$ и являющееся результатом аппроксимации данных, рассчитанных по формулам Ми [4]. Здесь $\rho = \pi d n_0 / \lambda$, d — диаметр частиц, θ — угол рассеяния, λ — длина волны света, n_0 — показатель преломления дисперсионной среды. Коэффициенты a , b , m ($|m - 2| \ll 1$), q ($|q - 1| \ll 1$) и p достаточно слабо зависят от относительного комплексного показателя преломления вещества частиц \tilde{m} (см. рисунок). Поскольку соотношение (1) не зависит от концентрации рассеивателей и допускает аналитическое «обращение» относительно d , то его легко можно использовать для определения размеров частиц при ограниченном наборе фиксируемых значений θ , выбираемых в области $\rho\theta^q < p$ из соображений максимальной чувствительности измеряемого отношения оптических характеристик к параметру d . Вторичные мелкомасштабные осцилляции оптических характеристик в зависимости от размера частиц, не описываемые соотношением (1) и наблюдаемые для сферических непоглощающих частиц с увеличением угла рассеяния (см. рисунок), устраняются в частности, при незначительной полихроматизации зондирующего пучка света.

Другой вариант метода может состоять в интерпретации изменения угловой структуры рассеянного света. В целях построения простой методики обработки оптической информации рассмотрим структурочувствительную функцию углового распределения интенсивности светорассеяния вида $S_m(\theta) = \theta^m \sigma(\theta)$. Дифференцируя ее по θ и полагая, что в пределах эффективной ширины зондирующего пучка света в направлении седиментации размер частиц одинаков, в дифракционном приближении Фраунгофера получим

$$\frac{dS_m(\theta)}{d\theta} = \frac{d^2 J_\nu(z)}{4\theta^{2-m}} [2J_0(z)z - (4-m)J_1(z)], \quad (2)$$

где $J_\nu(z)$ — функция Бесселя порядка ν , $z = \rho\theta$.

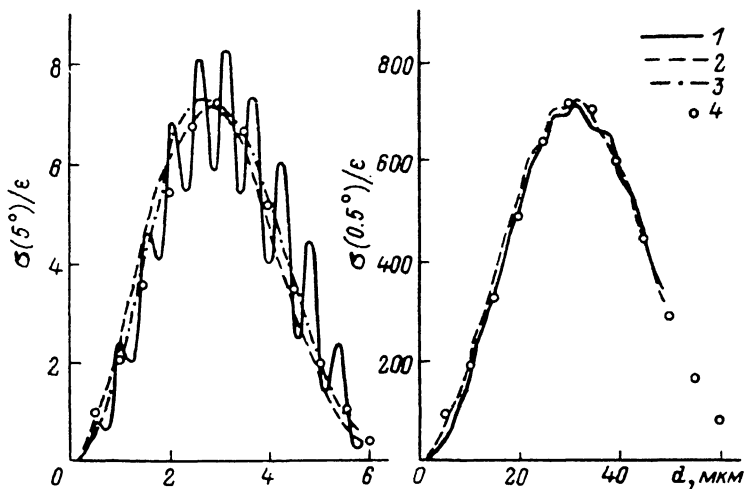
При $m > 0$ в области $z < 3.83$ функция $S_m(\theta)$ имеет первый локальный максимум. Его величина для $m < 3$ будет наибольшей в сравнении с последующими, а положение, определяемое корнями уравнения

$$2J_0(z)z = (4 - m)J_1(z) \quad (z < 3.83), \quad (3)$$

достаточно сильно зависит от m . В частности, $z_0 = 1.345$ ($m=1$), 1.845 ($m=2$), 2.16 ($m=3$). Последнее означает, что определение размера частиц по признаку максимума $S_m(\theta)$ в отличие, например, от условия первого минимума $\sigma(\theta)$, наблюдаемого при $z=3.83$, где $\sigma(\theta) \rightarrow 0$, допускает использование более ограниченного набора и диапазона углов рассеяния, что обеспечивается возможностью вариаций масштабного параметра m в вычислительной схеме «обращения» оптической информации. С учетом линейной интерполяции зависимости z_0 ($\ln m$) в области $1 \leq m \leq 3$ окончательное расчетное соотношение для определения размера частиц по угловому положению θ_m первого локального максимума функции $S_m(\theta)$ запишется в виде

$$d = \frac{\lambda}{\pi n_0 \theta_m} (0.74 \ln m + 1.345). \quad (4)$$

При $\lambda = 0.633$ мкм, $n_0 = 1.33$ и изменении θ_m от 0.5 до 20° приводимая методика охватывает достаточно широкий диапазон контролируемых размеров частиц от 40 до 0.5 мкм. Ее важным



Зависимости $\sigma(\theta)/\epsilon$ от размера частиц, рассчитанные при $\lambda = 0.6328$ мкм, $n_0 = 1.33$ по формулам Ми для m .

m : 1 — $1.86 - i10^{-6}$ (керамика BaTiO_3), 2 — $0.049 - i2.97$ (серебро), 3 — $1.33 - i3.24$ (палладий), 4 — согласно соотношению (1) при $a=5.2$, $m=2$, $b=2.7 \cdot 10^{-4}$, $\eta=1.03$, $p=103$ (θ , град).

достоинством является слабая зависимость результатов измерения от материала, в данном случае оптических постоянных вещества частиц. Об этом свидетельствует, в частности, сравнение выражения (4) при $m=2$ с положением максимума эмпирического соотношения (1) ($|m-2| \ll 1$, $|q-1| \ll 1$). В то же время плотность вещества частиц, необходимая для использования формулы Стокса, как правило, является трудноизмеримой, а для рыхлых частиц — агломератов практически недоступной для измерений. Ее предварительное определение пикнометрическим методом, как отмечено в [5], может приводить к большим погрешностям при седиментационном анализе. Одна из причин состоит в трудноконтролируемой зависимости плотности агломератов от их размеров. Другим источником погрешности при использовании формулы Стокса является несферичность частиц, поскольку их гравитационное осаждение и показатель ослабления света определяются двумя взаимно ортогональными и максимально отличающимися проекциями сечений. При определении размера частиц по малоугловому светорассеянию указанное несоответствие исключается, поскольку в качестве эффективных значений d для всей совокупности измеряемых величин можно рассмотреть лишь диаметр эквивалентных по площади круговых сечений частиц, поперечных зондирующему пучку света [6].

В заключение сделаем два замечания относительно технической реализации приводимой методики и ее сравнительного анализа с решением обратной задачи для полидисперсного светорассеяния. В качестве непосредственно измеряемой по θ оптической характеристики

целесообразно выбрать величину потока рассеяния излучения, пропорционального $\theta^2 \sigma(\theta)$ (промежуточное значение m в (4)). Это примерно может соответствовать одновременно изменению радиального и тангенциального размеров диафрагмы приемного устройства (относительно оси падающего пучка света), как θ изменению угла рассеяния. Отметим, что первое из этих условий наиболее адекватно отражает требования по $\Delta\theta$, предъявляемые к данной величине с методической точки зрения ($\Delta\theta/\theta = \text{const}$). По сравнению с регистрацией потока в постоянной апертуре это значительно уменьшает динамический диапазон вариаций измеряемой величины и тем самым улучшает метрологические характеристики метода.

Существующие методы решения обратных задач светорассеяния на скоплениях частиц различных размеров, связанные с «обращением» интегрального уравнения Фредгольма первого рода (см., например, обзор [7]), на наш взгляд, не исключают эффективности проведения седиментационного фракционирования в сочетании с измерением характеристик светорассеяния. Оно прежде всего обеспечивает уникальную возможность решения обратной задачи для квазимонодисперсных фракций светорассеивающих частиц. В результате возникают преимущества как с точки зрения повышения точностных характеристик восстанавливаемых параметров, так и в отношении ограничения объема и простоты обработки измеряемой оптической информации, не требующей большого объема оперативной памяти ЭВМ. Касаясь же «простого» дифракционного приближения, отметим, что его использование в «монодисперсном варианте», во всяком случае согласно излагаемой методике, имеет более широкие границы применимости, чем при интерпретации характеристик полидисперсного светорассеяния. Нетрудно показать, что при уменьшении ρ или $\rho/\tilde{m} - 1$ положение первого локального максимума $\theta^m \sigma(\theta)$ (тоже соотношения (4)) сохраняется в большей степени, чем угловая структура этой функции в области $\theta > \theta_m$, наиболее информативной относительно степени полидисперсности светорассеивающих частиц. Наконец, представленная методика может быть эффективна при проведении калибровочных измерений, например в задаче наиболее адекватного эмпирического нахождения соответствия между эффективным размером частиц и зональными значениями фактора эффективности направленного светорассеяния, возникающими при алгебраизации интегральных уравнений полидисперсного светорассеяния, когда возможность их модельного расчета или наличие априорной информации о неконтролируемых параметрах модели (частицах сложных форм, фрактальной структуры и т. п.) крайне ограничены.

Литература

- [1] Коузов П. В. Основы анализа дисперсного состава промышленных пылей и измельченных материалов. Л.: Химия, 1987. 264 с.
- [2] Кузнецов В. И. // Опт.-мех. пром-сть. 1958. № 11. С. 8—11.
- [3] Шифрин К. С. // Исследование облаков, осадков и грозowego электричества. Л.: Гидрометеоздат, 1957. С. 19—25.
- [4] Шифрин К. С. Введение в оптику океана. Л.: Гидрометеоздат, 1983. 287 с.
- [5] Узморский В. Н., Зайцев В. А., Окнин В. М., Постников И. В. А. С. 805130. БИ. 1981. № 6.
- [6] Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 660 с.
- [7] Ивлев Л. С., Андреев С. Д. Оптические свойства атмосферных аэрозолей. Л., 1986. 360 с.

Институт физики АН БССР
Минск

Поступило в Редакцию
3 сентября 1987 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА С КОЛЬЦЕВОЙ ФОРМОЙ ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ КАТОДНОЙ ПОЛОСТИ

В. А. Тиманюк, В. М. Ткаченко

Полый катод (ПК) с кольцевой формой поперечного сечения катодной полости (КПК) впервые нашел практическое применение в разрядных трубках гелий-неоновых лазеров [1] с целью снижения катодного падения потенциала по сравнению с трубками, в которых стек-