

На правах рукописи



Титов Сергей Сергеевич

**ТУРБИДИМЕТРИЧЕСКИЙ ВЫСОКОСЕЛЕКТИВНЫЙ МЕТОД И
БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС
ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ НЕСТАЦИОНАРНЫХ
МНОГОФАЗНЫХ СРЕД**

Специальность: 01.04.01 – Приборы и методы
экспериментальной физики

Автореферат диссертации на соискание учёной степени
кандидата технических наук

Барнаул – 2011

проблемы современной механики» (Томск, 2011); Всероссийской конференции «Химия, технология и применение высокоэнергетических соединений» (Бийск, 2011).

Личный вклад автора. Автором лично получены все основные результаты теоретических и экспериментальных исследований, осуществлена обработка и интерпретация полученных данных, разработан метод и измерительный комплекс для определения параметров многофазных сред, написано программное обеспечение, реализующее разработанный метод, подготовлены публикации и доклады на конференциях, сформулированы основные научные положения и выводы.

Публикации. По материалам диссертационного исследования опубликованы 24 печатных работы, из них 2 в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК: «Известия вузов. Физика», «Ползуновский вестник».

Структура и объём работы

Диссертационная работа состоит из введения, 4 глав, заключения, списка литературы и 4 приложений. Общий объём диссертации 153 страницы текста, диссертация содержит 65 рисунков, 7 таблиц, список литературы из 113 наименований.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении сформирована цель и задачи работы, обоснована актуальность темы диссертации, научная и практическая значимость полученных результатов, изложены выносимые на защиту положения, представлено краткое содержание каждой главы.

В первой главе (Бесконтактные методы исследования параметров многофазных сред) проведён обзор и анализ бесконтактных методов диагностики многофазных сред и приведена их классификация. Рассмотрены основные характеристики аэрозолей, методы их определения и реализующие эти методы измерительные устройства. Приводятся физические основы взаимодействия оптического излучения с многофазными средами.

На основе выполненного обзора и анализа с учётом преимуществ и недостатков рассматриваемых методов в качестве базового, при разработке нового метода определения дисперсности и концентрации субмикронных аэрозолей, выбран турбидиметрический МСП, как наиболее подходящий для решения поставленных задач.

Во второй главе (Турбидиметрический высокоселективный метод восстановления функции распределения частиц по размерам и концентрации аэрозолей) приведено описание физико-математической модели разработанного метода определения дисперсности и концентрации аэрозольных сред.

В разработанном методе восстановление функции распределения частиц по размерам осуществляется с помощью уравнения Фредгольма первого рода:

$$I(\lambda, t) = I_0(\lambda, t) \exp \left[-\frac{\pi C_n(t) l(t)}{4} \int_0^{\infty} Q \left(\frac{\pi D}{\lambda}, m(\lambda) \right) D^2 f(D, t) dD \right], \quad (1)$$

где $I(\lambda, t)$ – интенсивность прошедшего через аэрозоль излучения; $I_0(\lambda, t)$ – интенсивность зондирующего излучения; C_n – счётная концентрация конденсированной фазы аэрозоля; $l(t)$ – длина оптического пути; $Q\left(\frac{\pi D}{\lambda}, m(\lambda)\right)$ – фактор эффективности ослабления зондирующего излучения; D – диаметр частиц; λ – длина волны зондирующего излучения; $m(\lambda)$ – комплексный показатель преломления конденсированной фазы аэрозоля; $f(D, t)$ – функция распределения частиц по размерам.

Вид функции распределения частиц по размерам задаётся априорно в виде обычного гамма-распределения:

$$f(D, t) = a(t) D^{\alpha(t)} \exp(-b(t)D), \quad (2)$$

где $\alpha(t)$ и $b(t)$ – параметры распределения, $a(t)$ является нормировочным коэффициентом и находится из выражения:

$$a(t) = \left[\int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D^{\alpha(t)} \exp(-b(t)D) dD \right]^{-1}, \quad (3)$$

где D_{\min} и D_{\max} соответственно минимальный и максимальный диаметры частиц, присутствующих в исследуемом аэрозоле. При численном расчёте интеграл в выражении (3) находится с использованием алгоритма Ромберга, благодаря чему удаётся повысить точность его нахождения не увеличивая время, затрачиваемое на расчёт. Гамма-распределение (2) выбрано для описания распределения частиц по размерам в исследуемом аэрозоле ввиду его универсальности, применительно к средам с одним механизмом получения дисперсной фазы, кроме того, этот вид распределения частиц по размерам наиболее часто встречается в природных аэрозолях.

При решении задачи определения функции распределения частиц по размерам используется экспериментальная информация о коэффициенте спектральной прозрачности:

$$\tau_{\lambda}^{\text{эксн}}(t) = \ln \frac{I_0(\lambda, t)}{I(\lambda, t)}. \quad (4)$$

После чего находится отношение:

$$k_{\text{эксн}}(t) = \frac{\tau_{\lambda_1}^{\text{эксн}}(t)}{\tau_{\lambda_2}^{\text{эксн}}(t)}, \quad (5)$$

где $\tau_{\lambda_1}^{\text{эксн}}$ – экспериментально измеренный коэффициент спектральной прозрачности для длины волны λ_1 ; $\tau_{\lambda_2}^{\text{эксн}}$ – экспериментально измеренный коэффициент спектральной прозрачности для длины волны λ_2 . Для спектрального диапазона зондирующего излучения последовательность выбора длин волн λ_1 и λ_2 определяется по специальному закону, который должен быть применён при

обработке ансамбля теоретических и экспериментальных значений коэффициентов спектральной прозрачности, при этом проведённое теоретическое исследование показало, что точность и устойчивость алгоритма нахождения функции распределения частиц по размерам не зависит от способа выбора этих длин волн. На следующем шаге методом циклического покоординатного спуска задают параметры $\alpha(t)$ и $b(t)$ распределения (2). Далее рассчитывается отношение теоретически полученных коэффициентов спектральной прозрачности в соответствии с уравнением (1) для длин волн λ_1 и λ_2 по формуле:

$$k_{meop}(t) = \frac{\tau_{\lambda_1}^{meop}(t)}{\tau_{\lambda_2}^{meop}(t)} = \frac{\int_{D_{min}}^{D_{max}} Q\left(\frac{\pi D}{\lambda_1}, m(\lambda_1)\right) D^2 f(D, t) dD}{\int_{D_{min}}^{D_{max}} Q\left(\frac{\pi D}{\lambda_2}, m(\lambda_2)\right) D^2 f(D, t) dD}, \quad (6)$$

где фактор эффективности ослабления зондирующего излучения (Q) рассчитывается в соответствии с теорией Ми по формуле:

$$Q\left(\frac{\pi D}{\lambda}, m(\lambda)\right) = \frac{2}{\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n), \quad (7)$$

где коэффициенты Ми (a_n и b_n) рассчитываются в соответствии с выражениями:

$$a_n\left(\frac{\pi D}{\lambda}, m(\lambda)\right) = \frac{\left[\frac{A_n\left(\frac{\pi D m(\lambda)}{\lambda}\right)}{m(\lambda)} + \frac{n}{\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)} \right] \operatorname{Re}\left[\xi_n\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)\right] - \operatorname{Re}\left[\xi_{n-1}\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)\right]}{\left[\frac{A_n\left(\frac{\pi D m(\lambda)}{\lambda}\right)}{m(\lambda)} + \frac{n}{\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)} \right] \xi_n\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right) - \xi_{n-1}\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)}; \quad (8)$$

$$b_n\left(\frac{\pi D}{\lambda}, m(\lambda)\right) = \frac{\left[m(\lambda) A_n\left(\frac{\pi D m(\lambda)}{\lambda}\right) + \frac{n}{\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)} \right] \operatorname{Re}\left[\xi_n\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)\right] - \operatorname{Re}\left[\xi_{n-1}\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)\right]}{\left[m(\lambda) A_n\left(\frac{\pi D m(\lambda)}{\lambda}\right) + \frac{n}{\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)} \right] \xi_n\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right) - \xi_{n-1}\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)}, \quad (9)$$

где A_n и ξ_n представляют собой комплексные рекуррентные соотношения, они рассчитываются по формулам:

$$\xi_n\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right) = \frac{2n-1}{\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)} \xi_{n-1}\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right) - \xi_{n-2}\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right); \quad (10)$$

$$\xi_0\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right) = \sin\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right) + i \cos\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right); \quad (11)$$

$$\xi_{-1} = \cos\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right) - i \sin\left(\frac{\pi D}{\lambda}\right); \quad (12)$$

$$A_n\left(\frac{\pi D m(\lambda)}{\lambda}\right) = -\frac{n}{\left(\frac{\pi D m(\lambda)}{\lambda}\right)} + \left[\frac{n}{\left(\frac{\pi D m(\lambda)}{\lambda}\right)} - A_{n-1}\left(\frac{\pi D m(\lambda)}{\lambda}\right) \right]^{-1}; \quad (13)$$

$$A_0\left(\frac{\pi D m(\lambda)}{\lambda}\right) = \operatorname{ctg}\left(\frac{\pi D m(\lambda)}{\lambda}\right). \quad (14)$$

Численный расчёт интегралов в выражении (6) осуществляется методом Симпсона.

Нахождение отношений коэффициентов спектральной прозрачности (выражения (5) и (6)), а не их абсолютных величин реализовано для того, чтобы избавиться от множителя перед знаком интеграла в формуле (1), с целью привлечения меньшего количества априорной информации об исследуемом процессе.

Фактор эффективности ослабления зондирующего излучения (Q) считается найденным при выполнении условия:

$$\left[\sum_{n=1}^N (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n) \right] \cdot 10^{-8} > (2N+3) \operatorname{Re}(a_{N+1} + b_{N+1}). \quad (15)$$

На следующем этапе проводится определение отклонения (Δ) расчётного значения отношений коэффициентов спектральной прозрачности от экспериментального по формуле:

$$\Delta = \left| k_{\text{эксн}}(t) - k_{\text{теор}}(t) \right|. \quad (16)$$

После выполнения приведённых расчётов для всего диапазона длин волн находится суммарное отклонение расчётных данных от экспериментальных для выбранной функции распределения частиц по размерам ($f(D, t)$) в соответствии с формулой:

$$\chi(f(D, t)) = \sum_{i=0}^{(\lambda_{\max} - \lambda_{\min})/S} \Delta_i, \quad (17)$$

где λ_{\max} и λ_{\min} соответственно максимальное и минимальное значения длин волн зондирующего излучения, S – величина шага по длине волны. Далее выбирается тот вид функции распределения частиц по размерам ($f(D, t)$), для которого параметр χ имеет наименьшее значение.

Затем с помощью скоростной видеосъёмки и использования программного комплекса определяется оптическая длина пути зондирующего излучения в ис-

следуемом аэрозоле ($l(t)$) и рассчитывается массовая концентрация дисперсной фазы аэрозоля по формуле:

$$C_m(t) = \frac{S}{(\lambda_{\max} - \lambda_{\min})} \sum_{j=1}^{(\lambda_{\max} - \lambda_{\min})/S} \frac{\tau_{\lambda_j}^{\text{эксн}} \rho D_{32}(t)}{1,5l(t) \bar{Q}\left(\frac{\pi D}{\lambda_j}, m(\lambda_j)\right)}, \quad (18)$$

где ρ – плотность вещества частиц аэрозоля; $D_{32}(t)$ – средний объёмно-поверхностный диаметр частиц; \bar{Q} – усреднённый фактор эффективности ослабления оптического излучения, они находятся, соответственно, по формулам:

$$D_{32}(t) = \frac{\int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D^3 f(D, t) dD}{\int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D^2 f(D, t) dD}; \quad (19)$$

$$\bar{Q}\left(\frac{\pi D}{\lambda}, m(\lambda)\right) = \frac{\int_{D_{\min}}^{D_{\max}} Q\left(\frac{\pi D}{\lambda}, m(\lambda)\right) D^2 f(D, t) dD}{\int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D^2 f(D, t) dD}. \quad (20)$$

Проведённая расчётно-теоретическая оценка для видимой области оптического излучения показала, что с использованием разработанной физико-математической модели ТВСМ, возможно исследовать аэрозоли с размерами частиц от 22 нм до 10,5 мкм.

Для проверки адекватности разработанного алгоритма восстановления функции распределения частиц по размерам проведена серия численных экспериментов, суть которых заключалась в следующем: в исходном состоянии предполагалась известной зависимость коэффициента спектральной прозрачности от длины волны оптического излучения для некоторого вида гамма-распределения, после чего вид распределения считался неизвестным и определялся с помощью разработанного метода. Результаты такого определения полностью совпадают с исходными данными. Для проверки устойчивости метода осуществлялось восстановление функции распределения частиц по размерам с использованием начальных данных с наложенным на них шумом, что также привело к исходному гамма-распределению.

Совместно с разработанным турбидиметрическим методом ТВСМ использовался модифицированный метод малоуглового рассеяния (ММУ) для сравнительной оценки получаемых результатов. Он основан на определении дисперсных параметров аэрозоля по измерению рассеянного под малыми углами излучения, прошедшего через исследуемый объём, и позволяет регистрировать частицы размером от 1 до 100 мкм.