

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ДИСПЕРСНОГО СОСТАВА АЭРОЗОЛЯ

Бразовский В.В., Вагнер В.А., Евстигнеев В.В., Еськов А.В., Пролубников В.И.,
Тубалов Н.П.

Алтайский государственный технический университет им. И.И.Ползунова

Аннотация. С использованием скоростной цифровой камеры реализован метод компьютерной голографии для исследования дисперсного состава аэрозольных частиц. Голографическая картина фиксируется с помощью осевой схемы записи на матрицу цифровой камеры и передается в ЭВМ, где осуществляется расшифровка голограммы и анализ изображения.

Введение

Снижение вредных выбросов поршневыми двигателями внутреннего сгорания представляет собой многогранную и порой противоречивую проблему, решение которой связано с совершенствованием рабочих процессов, систем технического обслуживания, развитием нейтрализации отработавших газов. В состав атмосферы из общего объема выбросов всеми источниками до 40% токсичных веществ по массе поступает из выхлопных труб поршневых двигателей внутреннего сгорания, в том числе до 34% выбросов окиси углерода (СО), до 64% - окислов азота (NO_x) и до 30% - твердых частиц (ТЧ), в том числе сажи [1].

Понятие "выбросы твердых частиц" в нормативных документах отдельных стран появилось в 1990 г. До этого выбросы твердых частиц (ТЧ) как таковые не оценивались, и использовалось понятие "дымность отработавших газов". Несмотря на это, принцип измерения содержания твердых частиц в составе отработавших газов был заложен в создание первых дымомеров фирмы "Bosch", действующих по принципу фильтрации части газов. По тому же принципу работали дымомеры ИД-1, НАМИ (Россия), RDM-4 (Германия). Однако все показания приборов предписывалось переводить в показания прибора "Hartridge" (Великобритания), в проценты дымности отработавших газов. Ужесточение норм по выбросам ТЧ с отработавшими газами дизелей происходило совместно с ужесточением норм на выбросы других токсичных компонентов. Динамика предъявляемых требований к содержанию ТЧ в составе отработавших газов дизелей такова, что с 1990 г. за 12 лет произошло ужесточение норм на выбросы твердых частиц с 0.816 до 0.10 г/(кВт·ч).

Поскольку спектр выбросов очень широк и зависит как от режима работы двигателя, так и от состава топлива и присадок к нему, методы исследования качественного и количественного состава выбросов чрезвычайно разнообразны и существенно различаются не только для разных типов выбросов, но и в пределах одного типа. Наилучшие результаты в настоящее время достигаются одновременным использованием нескольких различных методов, дополняющих друг друга. Например, для измерения распределения аэрозольных частиц по размерам промышленно выпускаются анализаторы размеров частиц серии LS. Приборы изготовлены на базе твердотельного лазера с длиной волны 750 нм и производят анализ образцов в водных и органических средах или в сухом виде. Время анализа: 15 - 90 секунд, область распределения измеряемых размеров частиц от 0,04 мкм до 2000 мкм. Результаты рассчитываются из данных дифракции с использованием теории Фраунгофера и теории Ми и представляются в виде распределения частиц по объему.

Столь высокие показатели прибора достигаются за счет использования стационарной схемы измерения и, соответственно, значительного времени работы с объектом для проведения анализа. Рабочие процессы в двигателях внутреннего сгорания, образование сажевых частиц в рабочей камере и выброс последних с отработанными газами в атмосферу относятся к быстротекающим процессам. Очевидно, подобные приборы высокой точности не могут быть использованы для этой цели как из-за высокой скорости протекающих процессов, так и по технологическим причинам, наиболее существенными из которых являются чрезвычайно большие градиенты давления, турбулентные потоки с содер-

жанием твердых частиц и, как результат, выход из строя рабочих поверхностей оптических элементов.

Другим источником аэрозоля, параметры которого необходимо знать для оптимизации параметров двигателя, является система подачи топлива в двигатель.

В настоящей работе на основе анализа достоинств и недостатков существующих методов регистрации предлагается использовать дополнительно к имеющимся голографический метод с использованием электронной регистрации голограммы и обработкой последней на ЭВМ, позволяющий зарегистрировать и рассчитать распределение твердых частиц в отработанных газах или дисперсный состав топлива практически с любой требуемой точностью.

Методы определения фракционного состава твердых частиц в выхлопных газах

Самым простым и наиболее трудоемким является сбор и прямое измерение твердых частиц с помощью микроскопа (желательно, электронного).

Оптические методы обычно строятся на измерении следующих характеристик:

1. Прозрачность.
2. Степень поляризации рассеянного света.
3. Индикатриса рассеяния.
4. Дифракционная картина.
5. Голографическая картина.

В зависимости от диапазона размеров частиц применимы различные методы исследования дисперсности.

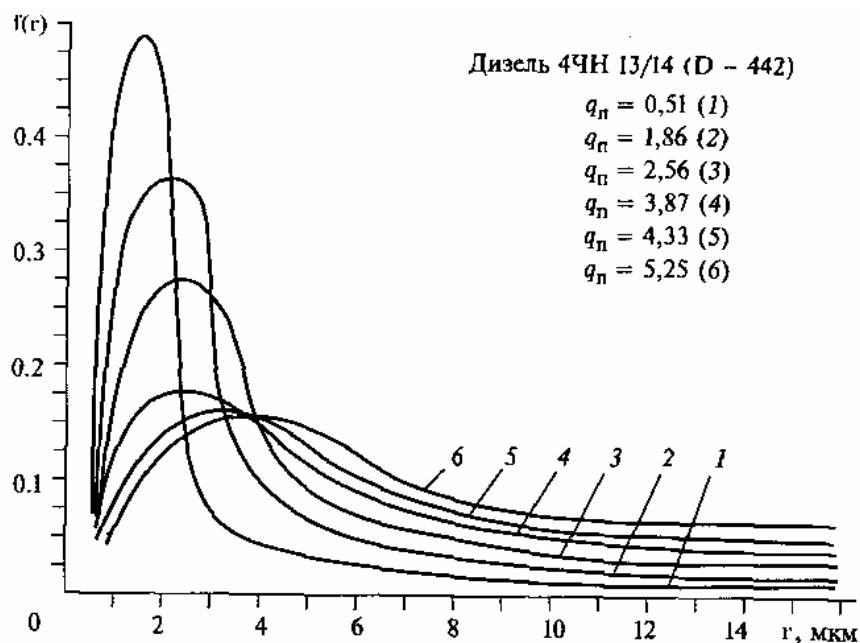


Рис. 1. Распределения твердых частиц в составе отработавших газов дизелей размерности 13/14 с объемно-пленочным смесеобразованием по средним диаметрам в зависимости от тепловой напряженности.

Пусть $f(r)$ – функция распределения частиц по размерам, $\sigma(\beta, \lambda, r)$ – функция рассеяния излучения с длиной волны λ по углам β для отдельной частицы радиуса r . Тогда при облучении взвеси частиц параллельным пучком света обратная задача рассеяния сводится к обращению линейного интегрального уравнения первого рода [2,3]:

$$S(\beta, \lambda) = N \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \sigma(\beta, \lambda, r) f(r) dr \quad (1)$$

где $S(\beta, \lambda)$ – общий показатель рассеяния, N – общая концентрация; r_{\min} и r_{\max} – граничные радиусы частиц взвеси.

Для рассеяния на малые углы с учетом положений теории рассеяния Ми уравнение (1) принимает вид:

$$I(\beta) = \frac{I_0}{\beta^2} \int_0^{\infty} f(r) r^2 J_1^2(\rho\beta) dr \quad (2)$$

где $\rho = \frac{2\pi r}{\lambda}$, I и I_0 интенсивности рассеянного и исходного излучения. Для определения функции распределения частиц по размерам, рассчитываемой по измеряемой индикатрисе рассеяния света, необходимо решить обратную задачу рассеяния. Исходя из теории обращенных трансформаций Фурье-Бесселя интегральное уравнение (2) может быть точно обращено:

$$f(\rho) = -\frac{4\pi^2 I_0}{r^2 \lambda} \int_0^{\infty} \varphi(\rho\beta) \frac{d[I(\beta)\beta^3]}{d\beta} d\beta \quad (3)$$

где $\varphi(x) = xJ_1(x)Y_1(x)$, J_1 и Y_1 – функции Бесселя 1-го и 2-го рода

Эта задача относится к классу некорректных и не имеет однозначного решения [1]. Принципиальные трудности восстановления функции распределения связаны с конечной точностью измерения индикатрисы рассеяния. Например, применение метода Шифрина [2,3] требует предварительного сглаживания индикатрисы рассеяния перед численным дифференцированием. Этот метод принципиально непригоден для описания рассеяния на малых частицах (менее 2 мкм), что связано с использованием асимптотического решения. Метод приводит к появлению в функции распределения участков с отрицательными значениями. Использование метода также требует обрезания экспериментальной индикатрисы рассеяния по углам: сверху – из-за нарастания влияния на результат экспериментальных погрешностей при больших углах рассеяния и снизу – для устранения области аппаратного искажения индикатрисы при малых углах.

Известен ряд разновидностей метода рассеяния света малыми частицами. К ним относятся:

а) Метод спектральной прозрачности.

Физическая сущность этого метода, разработанного Шифриным К.С. с сотрудниками [2], состоит в измерении показателя рассеяния $S(\beta, \lambda)$ системы частиц в некотором объеме при вариации длины волны падающего излучения за счет изменения параметра.

Реализация этого метода заключается в экспериментальном нахождении коэффициента пропускания прямо прошедшего излучения $T(\lambda)$ через слой рассеивающих частиц толщиной h при различных длинах волн λ_i в некотором спектральном интервале.

б) Метод полной индикатрисы [3].

Он пригоден, когда среда содержит оптически мягкие частицы, т.е. выполняется условие $\rho(n-1) < 1$.

Этот метод основан на измерении индикатрисы рассеяния по всем направлениям.

в) Метод многоволнового обратного рассеяния [4].

Этот метод разработан применительно к лазерному зондированию атмосферы. Однако он может быть использован для определения $f(r)$ различных рассеивающих сред. Задача сводится к обращению уравнения:

$$G(\pi, \lambda_i) = \int_0^{\infty} \pi r^2 Q(r, \lambda) f(r) dr \quad (4)$$

Когда в эксперименте измеряется показатель рассеяния $G(\pi, \lambda_i)$ при нескольких длинах волн λ_i в направлении, противоположном направлению падающего излучения. Здесь Q – фактор рассеяния в направлении назад.

г) Статистический метод [4].

В его основе лежит изучение зависимости статистических характеристик светового поля и рассеивающей среды, полученной при решении уравнения распространения электромагнитных волн. Диапазон восстанавливаемого распределения частиц в этом методе составляет 0,02-4 мкм.

д) Метод малых углов [2,5].

Метод применим для анализа крупных частиц $\rho \gg 1$.

Он основан на измерении “ореола” вокруг направления на источник света. Рабочей формулой для определения функции распределения частиц по размерам является (3).

Кроме проблем чисто вычислительного характера имеются и проблемы физического и технического характера [7,8]. Прежде всего, в данном методе не учитывается интерференция излучения, рассеянного различными частицами. Еще одна проблема при регистрации возникает за счет тепловых градиентов выхлопных газов. Тепловая неоднородность в газовой струе приводит к неконтролируемым отклонениям рассеянного излучения и приводит к дополнительным ошибкам результатов измерений, которые могут оказаться весьма существенными. С технической точки зрения одной из существенных проблем для малоугловых методов с измерением рассеянного света является разделение падающего и рассеянного излучений. Кроме того, при регистрации с использованием лазерного излучения происходит выгорание регистрирующих элементов, на которые попадает сфокусированное падающее лазерное излучение (см. рис. 2).

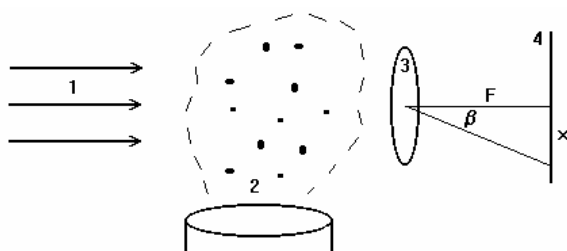


Рис. 2. Схема эксперимента при малоугловом рассеянии. 1 – лазерное излучение, 2 – объект исследования, 3 – объектив, 4 – регистрирующий материал.

Лазерное излучение 1, проходя через область выхлопных газов 2, рассеивается твердыми частицами. Регистрирующий материал 4 помещается в фокальной плоскости объектива. Объектив осуществляет двумерное преобразование Фурье. Для определения функции распределения по размерам необходимо измерить индикатрису рассеяния $I(\beta)$. Рассеянное частицами под углом β излучение линзой собирается на расстоянии x от главного фокуса линзы. Производится измерение функции $I(x)$ и используя соотношение $\text{tg}\beta = x/F$ получают функцию $I(\beta)$. Чтобы избавиться от исходного пучка, который мешает выделить сигнал при малых углах рассеяния, измерения обычно проводятся за пределами фокального пятна, в котором собран исходный пучок.

Несомненным достоинством методов малоуглового рассеяния является независимость результатов измерения от турбулентности газовой струи. Действительно, угол, на который происходит рассеяние света на частице, зависит только от ее размера и не зависит от ее положения в струе или скорости ее движения. Перемещение частиц вдоль и поперек пучка не меняют распределения интенсивности в фокальной плоскости. Свет, рассеянный под данным углом, распределен в фокальной плоскости линзы на соответствующее угловое расстояние от центра и образует ореол вокруг фокального пятна от исходного пучка лазера.

Голографический метод регистрации

Голографический метод регистрации волновых полей позволяет записать и хранить полную информацию об исследуемом объекте, в частности, информацию о размерах и пространственном расположении аэрозольных частиц. Для регистрации голограммы быстродвижущихся частиц [6] обычно применяется импульсный рубиновый лазер с длительностью импульса порядка 10^{-8} с. Апостериорное изучение описанного динамического объекта в настоящее время производится путем визуального наблюдения восстановленного с помощью непрерывного газового лазера изображения объекта в микроскоп, обладающий малой глубиной резкости. Это дает возможность наблюдать отдельные слои исследуемого объекта. Такой метод исследования обладает существенными недостатками, главный из которых - отсутствие какой-либо автоматизации обработки данных эксперимента. Кроме этого, на восстановленном изображении присутствуют шумы, создаваемые частицами объемного ансамбля, находящимися вне плоскости фокусировки микроскопа.

Детальный анализ ансамблей частиц, компенсация погрешностей и фильтрация шумов могут быть выполнены при восстановлении изображения объекта по голограмме на ЭВМ с применением методов цифровой голографии [9].

Для целей исследования аэрозольных частиц наиболее целесообразно использовать осевую схему записи голограммы (рис. 3). В отличие от случая малоуглового рассеяния для записи голограммы желательно использовать широкоапертурный пространственно когерентный лазерный луч [10,11].

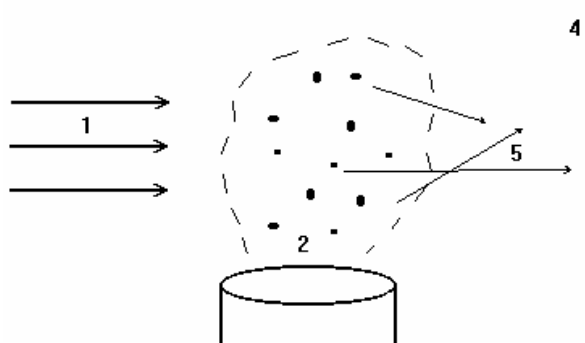


Рис. 3. Осевая схема записи голограммы микрочастиц. Голограмма образуется на регистрирующем материале 4 как результат интерференции опорного пучка 1 и предметного излучения 5 (рассеянного частицами лазерного излучения).

Пусть лазерное излучение 1 распространяется вдоль оси Z . Будем считать его плоской монохроматической волной единичной интенсивности. Поле рассеянной аэрозольными частицами волны 5 описывается функцией $U(x,y,z)$. Тогда в плоскости 4 будет зарегистрирована интенсивность:

$$I_p(x,y) = |1 + U(x,y,z)|^2 \quad (5)$$

Для восстановления исходной картины через голограмму 4 пропускается плоская волна (лазерное излучение аналогичное опорной волне). Прошедшее через голограмму излучение имеет распределение амплитуды поля $\sqrt{I_p(x,y)}$. Считая волновой фронт за голограммой точками вторичных источников можно восстановить объемную картину распределения аэрозольных частиц на расстоянии z от голограммы с помощью выражения:

$$I_0(x_0, y_0, z_0) = \left| \iint \sqrt{I_p(x,y)} \exp(ikr) dx dy \right|^2 \quad (6)$$

где $r = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + z^2}$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$

Измерение «остановленной» картины (рис. 4) пространственного облака аэрозольных частиц, производимое специальной программой, дает искомое распределение частиц по

их диаметрам. Восстановленное действительное трехмерное изображение объекта является результатом дифракции плоской волны на интерференционной структуре $I_p(x,y)$ голограммы и описывается функцией $I_0(x_0,y_0,z_0)$, которую можно аппроксимировать набором поперечных сечений.

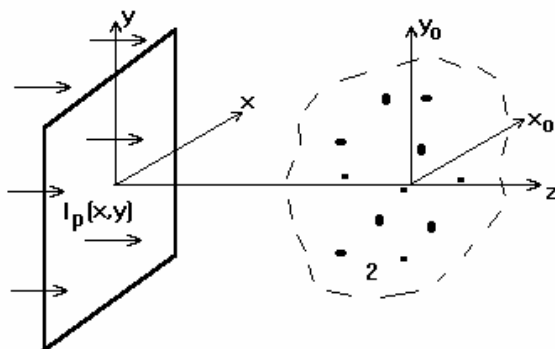


Рис. 4. Схема восстановления действительного изображения ансамбля микрочастиц.

Получим соотношения, необходимые для определения разрешающей способности устройств ввода голограммы аэрозольных частиц в память ЭВМ. Для описания процесса распространения света от объекта к голограмме воспользуемся дифракционными соотношениями Фраунгофера, описывающими дифракцию света в дальней зоне. Дифракция Фраунгофера плоской монохроматической волны имеет место при выполнении следующего условия [10]:

$$z > r^2/\lambda, \quad (7)$$

где r - диаметр круглой частицы; z - расстояние от частицы до плоскости голограммы.

Для частиц размером $2 \dots 20$ мкм при $z > 20$ см (7) всегда удовлетворяется.

Известно [10], что в результате дифракции Фраунгофера однородной плоской волны когерентного света на круглой частице радиуса "а" в плоскости голограммы создается распределение интенсивности:

$$I(\rho) = 1 - \frac{2ka^2}{z} \text{Sin}\left(\frac{k\rho^2}{2z}\right) \Lambda_1\left(\frac{k\rho}{z}\right) + \frac{k^2 a^2}{z^2} \left[\Lambda_1\left(\frac{k\rho}{z}\right) \right]^2 \quad (8)$$

Здесь ρ - радиус полярной системы координат на плоскости голограммы;

$\Lambda_1(x) = J_1(x)/x$,

Результирующее распределение интенсивности (2) содержит три члена, из которых только средний член,

$$I_2(\rho) = \frac{2ka^2}{z} \text{Sin}\left(\frac{k\rho^2}{2z}\right) \Lambda_1\left(\frac{k\rho}{z}\right) \quad (9)$$

является информационным при восстановлении изображения по голограмме. Он представляет собой результат интерференции между дифракционной картиной Фраунгофера частицы и когерентным опорным фоном.

Анализируя график функции $\Lambda_1(x)$ нетрудно заметить, что основная энергия функции $\Lambda_1(x)$ заключена на отрезке $[0; 2\pi]$. Причем на конце этого отрезка в точке $x = 2\pi$ значение "огibaющей" функции падает до 0,04 от своего начального значения $\Lambda_1(0)=1$.

Максимальную пространственную частоту на голограмме и максимальный угол рассеяния излучения данной частицей можно определить из (9), полагая, что $\Lambda_1(x)=0$ при $x > 2\pi$. Полагая аргумент функции $\Lambda_1(x)$ равным 2π , найдем максимальный угол рассеяния φ_{\max} , который определяет требуемые линейные размеры голограммы:

$$\operatorname{tg}\varphi_{\max} = \frac{\rho_{\max}}{z} = \frac{\lambda}{a} \quad (10)$$

Максимальная пространственная частота на голограмме обратно пропорциональна диаметру микрочастицы $2a$.

Экспериментальная установка

Обычно голограммы регистрируются на светочувствительный материал и восстанавливаются либо с помощью лазерного излучения для получения реальной картины, либо голограмма сканируется для ввода в ЭВМ. При этом ограничивающими факторами являются нелинейность светочувствительного материала и размер зерна последнего. Размер зерна, т.е. предельный шаг дискретизации голографической картины на светочувствительном материале зависит от типа материала и способа его обработки и для большинства материалов составляет около 10 мкм.

Нами для регистрации голограммы использована матрица скоростной камеры VS-СТТ-285-2001 с размером пиксела 6,45 мкм и габаритами матрицы 8,8x6,6 мм (рис. 5).

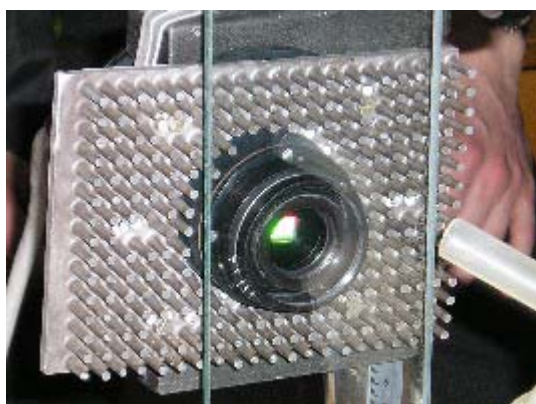


Рис. 5. Скоростная камера VS-СТТ-285-2001. Стекло закрывает матрицу от попадания аэрозоля (белая трубка слева – сопло генератора аэрозоля).

Нетрудно видеть, что параметры матрицы превышают минимальные допустимые значения, согласно выражениям (7) – (10) и размер пиксела матрицы меньше зерна обычной фотопленки.

Апробирование метода осуществлено на установке, приведенной на фото 6. Излучение лазера 1 через коллиматор 2 проходило через область водного аэрозоля, создаваемого генератором 3 и попадало на матрицу скоростной камеры 4. Считываемые значения поступали непосредственно в ЭВМ, где проходили обработку специальной программой.

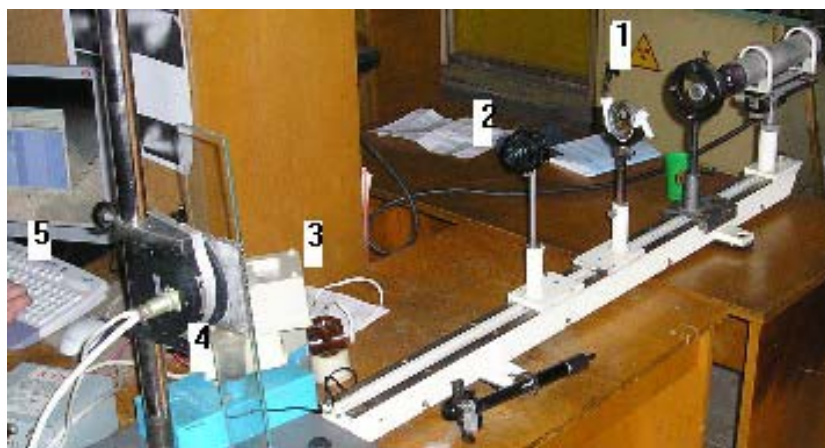


Рис. 6. Экспериментальная установка. 1 – лазер ЛГ-72, 2 – коллиматор, 3 – генератор аэрозоля, 4 – скоростная камера, 5 – ЭВМ.

Восстановление изображения голографируемого объекта

Для цифрового моделирования процесса восстановления изображения по голограмме требуется знание основных принципов распространения волнового поля в пространстве. Цифровое восстановление основано на использовании приближения Кирхгофа задачи о дифракции. Интеграл Френеля-Кирхгофа устанавливает связь между распределениями комплексной амплитуды света в плоскости объекта (или голограммы) и в плоскости, удаленной на некоторое расстояние в направлении распространения волн.

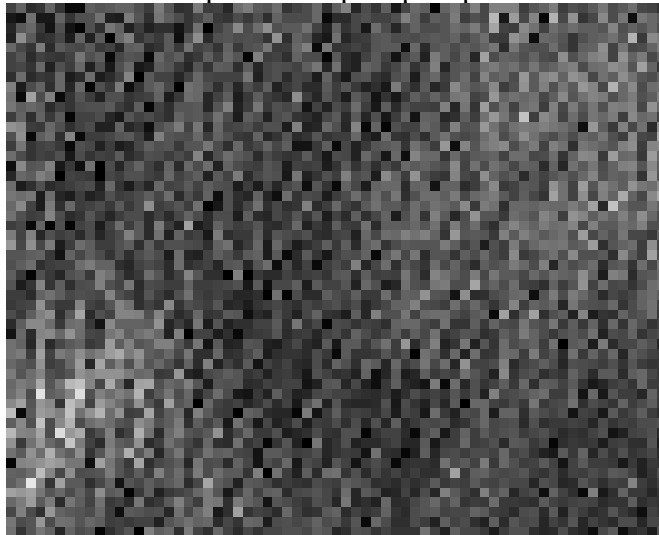


Рис. 7. Участок голограммы, полученной на описанной установке.

Если размеры голограммы и объекта малы по сравнению с расстоянием между ними, то справедливо параксиальное приближение Френеля, которое позволяет вместо (6) найти комплексную амплитуду:

$$P_0(x_0, y_0, z) = \frac{c}{z} \iint \sqrt{I(x, y)} \times \exp\left\{\frac{i\pi}{\lambda z} [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2]\right\} dx dy \quad (11)$$

Здесь c – нормировочная константа.

Интенсивность в области изображения пропорциональна квадрату модуля комплексной амплитуды.

Переходя от непрерывных величин к дискретным можно получить цифровую модель для обработки экспериментальных данных. Интервал дискретизации в плоскости голограммы задается характеристиками регистрирующего материала. Интервал дискретизации в предметной плоскости определяется размерами микрочастиц и может быть выбран плавающим для ускорения работы программы.

Как показано в [12], восстановление голограммы на ЭВМ имеет свои преимущества и недостатки. Основной недостаток цифрового восстановления заключается в том, что объект восстанавливается не сразу, а по отдельным плоским сечениям, что вызывает появление помех от соседних несфокусированных сечений.

Восстановленное на ЭВМ или оптическим способом изображение сечения ансамбля микрочастиц необходимо обработать с целью классификации аэрозольных частиц по размерам и определения их координат. Полученные данные могут в дальнейшем использоваться для расчета, например, плотностей распределения частиц в различных точках исследуемого объема.

Алгоритм классификации основан на преобразовании изображения в бинарный способ порогового квантования и выделении контуров областей высокой интенсивности. Эти области нумеруются последовательными целыми числами с одновременным подсчетом площади частицы и координат ее центра тяжести. Характерной особенностью данного алгоритма является возможность обработки изображений больших размеров.

Для обеспечения необходимого разрешения регистрируемый объект располагался на расстоянии около 5 см от матрицы цифровой камеры. На матрицу сначала регистрировалось излучение лазера без исследуемых частиц, затем излучение, прошедшее через аэрозоль. Вторая картина вычиталась из первой, кроме того, из зарегистрированной картины вычиталась постоянная засветка матрицы, которой техническими средствами устранить не удавалось. В результате этих операций остается чистая голографическая картина, которая далее подвергается обработке.

Голограмма выдается в виде BMP-файла размером 1360x1024 точек. Восстановление картины с хорошим разрешением (размеры исследуемых аэрозольных частиц обычно лежат в пределах $1\div 30$ мкм) известными вычислительными методами требует около года чистого машинного времени на одно сечение в предметной области. Поэтому численный анализ полученных картин осуществляется поисковыми методами по выборке отдельных зарегистрированных частиц.

Литература

1. Дейч М.Е., Филипов Г.А. Газодинамика духфазных сред. М.: Энергия., 1968.
2. Шифрин К.С. Излучение свойств вещества по однократному рассеянию // Теоретические и прикладные проблемы рассеяния света. Минск, 1971.
3. Шифрин К.С., Чайнова Э.А. Определение спектра частиц по индикатрисе рассеяния // Изв. АН СССР, 1966. Т.2, №2.
4. Иванов А.П., Хайрулина А.Я., Чайковский А.П. Исследование параметров рассеивающих сред методами статистической оптики. Минск, 1980.
5. Шифрин К.С., Пунина В.А. Об индикатрисе рассеяния света в области малых углов // Изв. АН СССР, 1968. Т.4, №7.
6. Д.И.Стаселько. Особенности голографической регистрации быстротекущих процессов при использовании импульсного лазера на рубине. В сб. "Оптическая голография", Л., "Наука", стр.4, 1975.
7. Гуляев П.Ю., Коротких В.М., Еськов А.В., Карпов И.Е. Функция распределения частиц по размерам для определения степени искажения оптического сигнала ТВ-диагностики // Вестник АлтГТУ. 1999. № 2 .
8. Гуляев П.Ю., Иордан В. И., Карпов И.Е., Еськов А.В. Ошибка восстановления функции распределения частиц по размерам в методе малых углов // Вестник АлтГТУ. 1999. № 2 .
9. А.И.Водзинский, В.А.Сойфер, А.Г.Храмов Исследование пространственных ансамблей частиц с применением метода числовой голографии / Материалы 9 Всесоюзной школы по голографии. ЛИЯФ, Л., 1977.
10. М.Борн, Э.Вольф. Основы оптики. М., "Наука", стр.428, 1973.
11. Р.Кольер, К.Беркхарт, Л.Лин. Оптическая голография. - М.: "Мир", 1973, стр.126.
12. Шайтан К.В., Лобков А.Ф., Тимофеев И.Б., Чижов А.А., Терешкин Э.В. О восстановлении функций распределения для мелкодисперсных и ультрадисперсных сред по рассеянию лазерного излучения. Электронный журнал "Исследовано в России", <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2002/115.pdf>. 115, 1265-1278, 2002.