

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

КУЙБЫШЕВСКИЙ ордена ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ имени АКАДЕМИКА С. П. КОРОЛЕВА

О. А. Журавлев, Л. Н. Мединская, В. П. Шорин

ЛАЗЕРНАЯ ДИАГНОСТИКА ДВУХФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЙ

Учебное пособие

КУЙБЫШЕВ 1989

Журавлев О. А., Мединская Л. Н., Шорин В. П.
Лазерная диагностика двухфазных течений: Учебное пособие / Куйбыш. авиац. ин-т. Куйбышев, 1989. 74 с.

В учебном пособии изложены основы взаимодействия лазерного излучения с дисперсной и несущей фазами двухфазных течений, выполнен анализ наиболее распространенных лазерных методов диагностики, освещены вопросы практического применения схемы лазерного «ножа» для визуализации внутрифакельных течений и контроля параметров факела форсунок ГТД, построения лазерной системы контроля с автоматизированной обработкой информации.

Пособие предназначено для студентов специальности 13.02, изучающих курс «Лазерные системы измерения и контроля» в соответствии с учебным планом специализации «Конструирование и эксплуатация лазерных энергетических установок», слушателей ФПК ИТР по специальности «Лазерная техника» и слушателей спецфакультета ИТР по специальности «Лазерная технология».

Табл. 4. Ил. 36. Библиогр.: 51 назв.

Рецензенты: кафедра оптики и спектроскопии Куйбышевского государственного университета, Н. Г. Власов, Н. Л. Ключац

Введение

Последние 15--20 лет интенсивно развивается новый раздел механики сплошных сред — газовая динамика двухфазных систем [1]. Это вызвано важными практическими приложениями в задачах авиационной и ракетной техники, атомной энергетики, турбостроения, метеорологии, химической и лазерной технологии. Характерной особенностью двухфазных течений является наличие в потоке нескольких фаз: смеси газа с каплями жидкости или твердыми частицами (газовзвесь), смеси жидкости с твердыми частицами (суспензия), смеси жидкости с каплями другой жидкости (эмульсия), смеси жидкости с пузырьками¹. При двухфазном течении происходит взаимодействие фаз путем обмена массой, импульсом и энергией, характер которого зависит от формы, массовой доли, физических свойств и размеров включений. В общем случае каждая из фаз имеет свои давление, температуру, плотность и скорость движения. Так при распылении конденсированного топлива в горячий газовый поток в камере сгорания энергетических установок происходит тепловое взаимодействие из-за подачи тепла к частицам, взаимодействие импульсов вследствие аэродинамического сопротивления, ответственного за движение частиц, массообмен вследствие испарения. Дисперсность распыла капель в закрученных потоках повышает роль процессов столкновения, которые не только изменяют направление движения и скорости столкнувшихся частиц, но и приводят к их коагуляции (слиянию) и дроблению. Необходимость учитывать эти механизмы взаимодействия усложняет анализ двухфазных течений.

Одна из главных трудностей, ограничивающая возможности создания обоснованных физических моделей двухфазных процессов, развития методов их расчета и способов управления, связана с отсутствием результатов подробных измерений внутри представляющих интерес полей течения. Трудности обусловле-

¹ Для краткости изложения любую форму дисперсной составляющей двухфазного потока будем называть в дальнейшем частицами.

ны необходимость измерения с заданной точностью с высоким пространственно-временным разрешением почти всех характеристик двухфазного течения, включая скорость движения и температуру несущей фазы (газ, жидкость) и дисперсной составляющей потока, средний размер частиц, распределение частиц по размерам, их концентрацию и т. д. Сравнение теории и данных эксперимента только по интегральным параметрам (например, давлению потока на преграду) недостаточно для исследования конкретных физических явлений в таких системах и не даст возможности выделить и изучить отдельные факторы, определяющие динамику смесевых потоков. Применение для двухфазных систем традиционных методов диагностики, где для регистрации n независимых параметров среды необходимо проведение по крайней мере n независимых экспериментов, затруднительно. Важны разработка и внедрение новых комплексных методов, позволяющих измерять в потоке как локальные параметры, так и их пространственное распределение. Здесь ведущая роль принадлежит оптическим методам, которые приобретают все большую значимость с развитием лазерной техники. К основным преимуществам оптических методов следует отнести отсутствие возмущений в исследуемой среде, малую инерционность измерений, высокое пространственное разрешение, высокую информативность, позволяющую одновременно производить измерения нескольких параметров. Применение лазеров—источников когерентного излучения—позволило не только расширить возможности традиционных оптических методов, но и создать новые. Использование лазеров вместо обычных источников света упростило сборку оптической схемы измерения, способствуя широкому распространению лазерных методов и систем диагностики. Об этом говорят большое число публикаций в научно-технических журналах, материалы многочисленных конференций.

Однако специфические особенности двухфазных сред, связанные с многообразием течений, определяют целый комплекс методических вопросов выбора метода лазерной диагностики, построения оптической схемы взаимодействия излучения с двухфазной средой, регистрации прошедшего через объект или рассеянного частицами излучения, разработки системы автоматизированной обработки полезного сигнала, изображения. Это объясняет ограниченную номенклатуру промышленных лазерных установок для экспериментальных исследований двухфазных течений, затягивает практическую реализацию лабораторных лазерных систем диагностики.

Отсутствие учебно-методической литературы для студентов технических вузов по основам выбора метода, расчета и построения лазерных систем затрудняет подготовку специалистов,

способных разрабатывать и применять лазерные методы диагностики на практике.

Учебное пособие основано на материалах курса лекций «Лазерные системы измерения и контроля», читаемых в Куйбышевском авиационном институте с 1983 года для студентов, специализирующихся в области проектирования и эксплуатации лазерных технологических установок, слушателей факультета повышения квалификации ИТР по специальности «Лазерная техника» и слушателей спецфакультета ИТР по специальности «Лазерная технология».

В первом разделе пособия изложены основы взаимодействия лазерного излучения с дисперсной и несущей фазами потока с учетом основных закономерностей рассеяния лазерного излучения взвешенными частицами. Во втором разделе дан анализ наиболее распространенных методов диагностики двухфазных сред. Большое внимание уделяется высокоинформативным методам голографии и лазерного «ножа». Для понимания роли объекта исследования на выбор и развитие метода диагностики в третьем разделе пособия освещены вопросы практического применения схемы лазерного «ножа» для контроля качества распыления жидкости форсунками ГТД, построения лазерной системы контроля факела форсунок с автоматизированной обработкой информации. Надо отметить, что основу третьего раздела составляют результаты исследований, полученные авторами с сотрудниками, поэтому часть материалов публикуется впервые. Таким образом, с целью более глубокого усвоения материала сделана попытка проследить путь от чисто методического описания лазерных методов диагностики до вопросов экспериментального применения и построения на их основе автоматизированной системы контроля качества распыления жидкости форсункой ГТД.

Ввиду ограниченности объема пособия в нем не рассматриваются характеристики и свойства лазерного излучения, не приводится описание промышленных голографических установок типа УИГ-1М. Эти вопросы вынесены в лабораторный практикум по учебному курсу.

1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЕ

Большую часть информации о параметрах двухфазного потока можно получить, исследуя взаимодействие лазерного излучения с дисперсной составляющей. Известно, что для монохроматической электромагнитной волны в общем случае можно записать уравнение

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \varphi). \quad (1.1)$$

Согласно (1.1) в каждой точке пространства, определяемой вектором \vec{r} , в момент времени t заданы независимые параметры: интенсивность излучения $I = |\vec{E}_0|^2$,

циклическая частота ω ,

фаза φ ,

поляризация, определяемая ориентацией вектора напряженности электрического поля \vec{E} ,

направление распространения, задаваемое вектором \vec{k} . Изменение амплитуды $|\vec{E}_0|$ прошедшего света связано либо с концентрацией поглощающего вещества, либо с концентрацией светорассеивающих частиц и их оптическими свойствами, а также с протяженностью потока, через который распространяется лазерное излучение. Интенсивность рассеянного света также зависит от оптических свойств частиц и их концентрации.

Изменение частоты рассеянного лазерного излучения на движущихся оптических неоднородностях обусловлено эффектом Доплера и является линейной функцией скорости потока. Фаза прошедшей волны определяется оптической длиной слоя среды, через которую проходит лазерное излучение, т. е. зависит от геометрической длины и показателя преломления. Имеется связь между показателем преломления и параметрами среды, такими как плотность, температура, давление несущей фазы.

Поляризационные свойства прошедшего через поток излучения определяются анизотропными свойствами среды (эффект Максвелла).

Направление распространения волны изменяется при наличии градиента показателя преломления среды.

Таким образом, поток может оказать воздействие на любую характеристику электромагнитной волны (1.1). Решая обратную задачу, можно найти параметры двухфазной среды по характеристикам рассеянной или прошедшей волны.

1.1. ЗАКОН БУГЕРА

Известно, что тонкий слой среды dl рассеивает и поглощает свет пропорционально начальной интенсивности I_0 волны перед взаимодействием со средой. Такой средой может служить прозрачная несущая фаза со взвешенными частицами¹. В случае рассеяния, если I — интенсивность после прохождения расстояния dl , b — коэффициент рассеяния, то

$$dI = -bI dl. \quad (1.2)$$

Интегрируя (1.2), получим

$$I = I_0 e^{-bl}, \quad (1.3)$$

где l — расстояние между источником излучения и измерителем. Аналогичное уравнение получается и в случае поглощения:

$$I = I_0 e^{-Kl}, \quad (1.4)$$

где K — коэффициент поглощения среды.

Полный вклад среды в ослабление света можно записать в виде

$$I = I_0 e^{-(b+k)l} = I e^{-\alpha l}, \quad (1.5)$$

где α — коэффициент ослабления излучения.

Уравнения (1.3)—(1.5) записаны в форме, которую называют законом Бугера—Бера.

Пример 1.1. При прохождении пучка света через двухфазное образование толщиной 10 м интенсивность света I уменьшилась до 0,368 от первоначального значения. Определить α . Согласно (1.5) имеем $I = I_0 e^{-\alpha l} = 0,368 I_0$; $-\alpha l = \ln 0,368$, $\alpha = 0,1 \text{ м}^{-1}$.

Если в среде содержится много одинаковых частиц, то

$$\alpha = n Q_{\text{осл}} S, \quad (1.6)$$

где n — концентрация частиц, $Q_{\text{осл}}$ — коэффициент эффективности ослабления излучения сферой с площадью поперечного сечения $S = \pi a^2$ (a — радиус частицы).

Можно использовать также параметры $Q_{\text{рас}}$ и $Q_{\text{погл}}$, которые называются коэффициентами эффективности рассеяния и поглощения соответственно. Физический смысл коэффициентов $Q_{\text{осл}}$, $Q_{\text{рас}}$ и $Q_{\text{погл}}$ сводится к тому, что они равны отношению

¹ Здесь не учитывается рассеяние и поглощение света на атомах и молекулах среды.

энергии, соответственно ослабленной, рассеянной и поглощенной частицей, к энергии, упавшей на ее площадь $S = \pi a^2$. Для определения мощности (энергии), которая рассеивается, поглощается или ослабляется частицей, вводятся соответственно сечения рассеяния $\sigma_{\text{рас}}$, поглощения $\sigma_{\text{погл}}$ и ослабления $\sigma_{\text{осл}}$. При этом естественно

$$\sigma_{\text{осл}} = \sigma_{\text{погл}} + \sigma_{\text{рас}}.$$

Для прозрачных частиц поглощение мощности (энергии) отсутствует и $\sigma_{\text{погл}} = 0$, поэтому $\sigma_{\text{осл}} = \sigma_{\text{рас}}$.

Для сферических частиц с радиусом a в общем случае имеем

$$\sigma_{\text{осл}} = Q_{\text{погл}} \cdot \pi a^2 + Q_{\text{рас}} \cdot \pi a^2 = Q_{\text{осл}} \cdot \pi a^2.$$

Введем функцию $\varphi(a)$, которая характеризует распределение частиц по размерам, то есть число частиц с радиусом от a до $a + da$.

В полидисперсном потоке в единичном объеме содержится $\varphi(a)$ частиц, имеющих радиусы в интервале от a до $a + da$. Полное число частиц N равно

$$N = \int_0^{\infty} \varphi(a) da. \quad (1.7)$$

Считая, что $Q_{\text{осл}}$ зависит от a , для полидисперсных сферических частиц получим

$$\alpha = \pi \int_0^{\infty} a^2 \varphi(a) Q_{\text{осл}} da. \quad (1.8)$$

Иногда можно пользоваться усредненными величинами S и $Q_{\text{осл}}$, так что

$$\alpha = \bar{n} \bar{Q}_{\text{осл}} \bar{S}. \quad (1.9)$$

Пример 1.2. Средняя концентрация частиц в потоке равна $35,7 \text{ см}^{-3}$. Средний диаметр частиц 3 мкм. Полагая $\bar{Q}_{\text{осл}} = 2$, определить для этого аэрозоля α .

Средняя площадь частицы $S = 7,07 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2$. Из формулы (1.9) имеем $\alpha = 35,7 \cdot 10^6 \cdot 2 \cdot 7,07 \cdot 10^{-12} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$.

Если поток состоит из сферических частиц с массовой концентрацией m , выраженной в кг/м^3 , α можно выразить через m . Учитывая, что $m = 4/3 \pi a^3 \rho n$, получаем из (1.6)

$$\alpha = \frac{3 m Q_{\text{осл}}}{4 \rho a}, \quad (1.10)$$

где ρ — плотность вещества частиц.

Из (1.10) следует, что при постоянном $Q_{\text{осл}}$ и неизменной массовой концентрации m ослабление света возрастает с умень-

шением размера частиц. Таким образом, при одинаковом m мелкие частицы более эффективно ослабляют излучение, чем крупные.

Пример 1.3. Массовая концентрация типичного городского аэрозоля составляет 75 мкг/м^3 . Определить α , если $Q_{\text{осл}}=2$ и аэрозоль состоит из сферических частиц с $a=0,5 \text{ мкм}$ и $\rho = 1 \text{ г/см}^3$.

По формуле (1.10) имеем $\alpha = 3 \cdot 75 \cdot 10^{-9} \cdot 2 / (4 \cdot 1 \cdot 10^3) \cdot 5 \cdot 10^{-7} = 2,25 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$.

При использовании закона Бугера—Бера полагают, что частицы являются независимыми рассеивателями, т. е. рассеяние света одной частицей не влияет на рассеяние другой. Это допущение выполняется, если расстояние между двумя частицами больше суммы их диаметров. Для частиц диаметром 1 мкм это означает, что их концентрация не должна превышать $1,25 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, в противном случае допущение неверно. Во-вторых, предполагается только однократное рассеяние фотона, т. е. закон Бугера—Бера выполним только в случае прохождения света через топкие или разреженные потоки, когда $\alpha l \leq 0,1$. В отсутствие многократного рассеяния при увеличении n частиц в два раза интенсивность рассеяния удваивается. Это лежит в основе простого метода проверки на однократность рассеяния.

1.2. РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА ЭФФЕКТИВНОСТИ ОСЛАБЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

В примерах 1.2 и 1.3 предполагалось, что $Q_{\text{осл}}$ постоянно и равно двум. В действительности, $Q_{\text{осл}}$ зависит от размера частицы. Для крупных частиц $Q_{\text{осл}} = 2$, для очень мелких

$$Q_{\text{осл}} = \frac{8}{3} j^4 \left[\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right]^2. \quad (1.11)$$

Здесь m — показатель преломления вещества, а j — безразмерный параметр, который связывает длину волны падающего света с радиусом частицы a :

$$j = \frac{2\pi a}{\lambda}, \quad (1.12)$$

где λ — длина волны излучения.

Уравнение (1.11) применено в случае $j \ll 1$. При таком соотношении a и λ коэффициент $Q_{\text{осл}}$ обусловлен только рассеянием излучения, так как поглощение частицами излучения равно нулю. Такое рассеяние называется рэлеевским. Рассеяние света молекулами атмосферы — это один из важнейших примеров рэлеевского рассеяния. Как следует из (1.11), голубой свет ($\lambda = 0,4 \text{ мкм}$)

рассеивается почти в девять раз интенсивнее, чем красный ($\lambda = 0,7$ мкм).

Задача 1.4. Определить часть мощности излучения, которая рассеивается каплей воды с радиусом $0,01$ мкм при $\lambda = 0,63$ мкм.

Ответ: $1,13 \cdot 10^{-5}$.

Для крупных частиц связь между $Q_{осл}$ и r более сложная и в диапазоне $j \leq 100$ описывается с помощью теории рассеяния излучения Ми ($2a = 0,1 - 10$ мкм). Зависимость $Q_{осл}(j)$ для водяных капель представлена на рис. 1.1. Величина $Q_{осл}$ осциллирует из-за интерференции внутренне отраженных в капле световых волн в процессе рассеяния. Асимптотическое значение

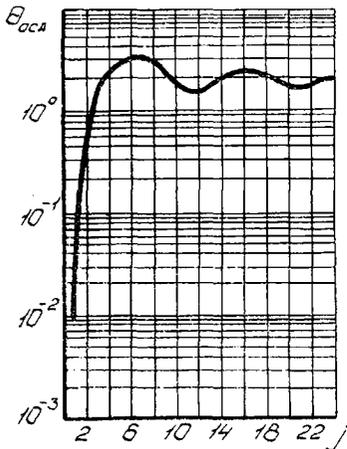


Рис. 1.1. Зависимость $Q_{осл}$ от j для водяных капель

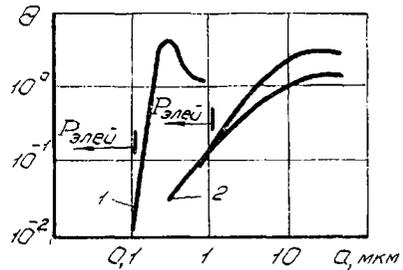


Рис. 1.2. Зависимость $Q_{осл}$ и $Q_{рас}$ от радиуса капель: 1 — $\lambda = 0,5$ мкм; 2 — $\lambda = 10$ мкм

$Q_{осл} = 2$ означает, что частица может рассеивать и поглощать свет с площади, в два раза большей ее геометрического сечения. Возмущение, которое вносит частица в окружающее ее поле, охватывает область, большую, чем сама частица, за счет дифракции света. На рис. 1.2 приведены рассчитанные по теории Ми зависимости $Q_{рас}$ и $Q_{осл}$ от радиуса капель воды при двух характерных лазерных длинах волн. Показана также область справедливости теории Рэля. Очевидно, что максимальное значение $Q_{рас}$ составляет порядка пяти и достигается при $a \sim \lambda$.

Задача 1.5. Определить коэффициент ослабления излуче-

ния α частицами воды при $a = 1$ мкм, $Q_{\text{осл}} = 2$ и $n = 10^3$ см $^{-3}$.

Ответ: $\alpha = 6,3 \cdot 10^{-3}$ м $^{-1}$.

Задача 1.6. Определить часть интенсивности излучения, которая пройдет через двухфазную среду протяженностью $l = 10^3$ м, для условий задачи 1.5.

Ответ: $1,8 \cdot 10^{-3} I_0$.

1.3. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ТЕОРИИ РАССЕЯНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

Основные закономерности рассеяния поляризованного излучения являются основой методов измерения динамических структурных характеристик потоков.

Рассмотрим рассеяние плоской линейно поляризованной монохроматической волны на однородной сферической частице. Пусть на частицу, помещенную в начале координат, вдоль оси z падает волна вида $\vec{E}(r, t) = E_0 \exp\{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})\}$, электрический вектор которой колеблется вдоль оси x . Будем характеризовать точку наблюдения рассеянной волны расстоянием R , углом рассеяния Θ и углом φ между плоскостью рассеяния и осью x (рис. 1.3). Плоскость рассеяния проходит через направление распространения падающей волны (ось z) и точку наблюдения. Из волновой теории света [2] следует, что для параллельной $E''_{\text{рас}}$ и перпендикулярной $E'_{\text{рас}}$ к плоскости рассеяния компонент вектора электрического поля рассеянной волны можно написать выражения:

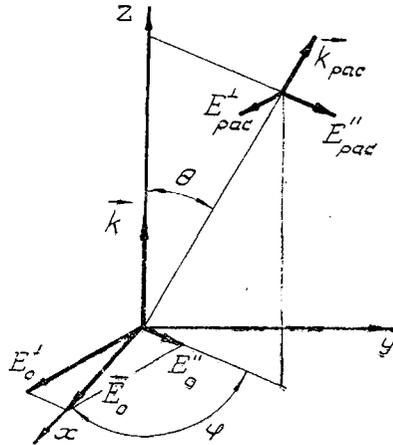


Рис. 1.3. К рассеянию плоской линейно поляризованной волны на сферической частице

$$\begin{aligned} E'_{\text{рас}}(R, t) &= E_0' \frac{\exp\{i(\omega t - kR)\}}{R} \frac{S_1(\Theta, \varphi)}{ik}; \\ E''_{\text{рас}}(R, t) &= E_0'' \frac{\exp\{i(\omega t - kR)\}}{R} \frac{S_2(\Theta, \varphi)}{ik}. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Здесь $S_1(\Theta, \varphi)$ и $S_2(\Theta, \varphi)$ — амплитудные функции рассеяния частицы для перпендикулярной и параллельной составляющих поля соответственно, S_1 и S_2 характеризуют рассеивающие

свойства частицы. Учитывая, что интенсивность света характеризуется средним значением вектора Умова-Пойнтинга $\vec{\Pi}$ за время наблюдения t_n , значительно большее периода колебаний T , а $\vec{\Pi} = \vec{E} \cdot \vec{H}$, где $\vec{H} = \sqrt{\epsilon\epsilon_0/(\mu\mu_0)}\vec{E}$, можно записать

$$I = |\vec{\Pi}|_{\text{ср}} = \frac{\sqrt{\epsilon\epsilon_0/(\mu\mu_0)}}{t_n} \int_0^{t_n} |E(t)|^2 dt, \quad (1.14)$$

где ϵ_0 — электрическая постоянная ($\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м); μ_0 — магнитная постоянная ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м); ϵ — диэлектрическая проницаемость; μ — магнитная проницаемость среды.

Тогда интенсивность рассеянного света с учетом (1.13) и (1.14) имеет вид

$$I_{\text{рас}}(R, Q, \varphi) = I_0 R^{-2} k^{-2} (S_1 \cdot S_1^* \cdot \sin^2 \varphi + S_2 \cdot S_2^* \cdot \cos^2 \varphi) = I_0 R^{-2} d\sigma(\Theta, \varphi), \quad (1.15)$$

где S_1^* и S_2^* — комплексно сопряженные функции, $d\sigma$ — дифференциальное сечение рассеяния. Амплитудные функции рассеяния $S_1(\Theta, \varphi)$ и $S_2(\Theta, \varphi)$ для сферических частиц были получены Ми из решения уравнения Максвелла с заданными граничными условиями. Согласно теории рассеяния Ми амплитудные функции S_1 и S_2 зависят от трех параметров: комплексного показателя преломления $\hat{n} = n + i\kappa$, относительного размера j и угла рассеяния Θ . Полная рассеянная мощность равна интегралу по поверхности от $I_{\text{рас}}$ и, очевидно, не зависит от R, Θ, φ : $P_{\text{рас}} = I_0 \cdot \sigma_{\text{рас}}(n, \rho)$.

Величина $\sigma_{\text{рас}}(\hat{n}, \rho) = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} d\sigma(\Theta, \varphi) \sin \Theta d\Theta d\varphi$ называется полным сечением рассеяния и зависит только от оптических свойств частицы и ее размеров.

В практических задачах часто необходимо рассчитывать рассеянную мощность в конечном телесном угле $\Delta\Omega$, например, собираемую линзой. Можно ввести сечение рассеяния в заданном телесном угле $\Delta\Omega$, оптическая ось которого составляет углы Θ_0 и φ_0 как

$$\sigma_{\text{рас}}(\Theta_0, \varphi_0, \Delta\Omega) = \int_{\varphi_0 - \Delta\varphi/2}^{\varphi_0 + \Delta\varphi/2} \int_{\Theta_0 - \Delta\Theta/2}^{\Theta_0 + \Delta\Theta/2} d\sigma(\Theta, \varphi) \sin(\Theta - \Theta_0) d\Theta d\varphi. \quad (1.16)$$

Для малых телесных углов

$$\sigma(\Theta_0, \varphi_0, \Delta\Omega) = d\sigma(\Theta_0, \varphi_0) \Delta\Omega. \quad (1.17)$$

Для расчета интенсивности рассеянной волны необходимо

знать, как рассеянная мощность распределена по пространству. Это показывает дифференциальное сечение рассеяния $d\sigma(\Theta, \varphi)$, которое зависит от углов Θ и φ и состояния поляризации падающего света.

Отношение дифференциального сечения рассеяния $d\sigma(\Theta, \varphi)$ к полному сечению рассеяния представляет собой индикатрису рассеяния:

$$f(\Theta, \varphi) = d\sigma(\Theta, \varphi) / \int_0^\pi \int_0^{2\pi} d\sigma(\Theta, \varphi) \sin \Theta d\Theta d\varphi. \quad (1.18)$$

Индикатриса рассеяния является безразмерной величиной, и интеграл от нее по всему пространству равен 1. Иногда под индикатрисой рассеяния понимают число, которое показывает, во сколько раз интенсивность рассеяния света в данном направлении больше, чем интенсивность при изотропном рассеянии, т. е. когда вся рассеянная мощность распределена равномерно по всему пространству. В дальнейшем это число будем называть коэффициентом усиления по отношению к изотропному рассеивателю. Коэффициент усиления $G(\Theta, \varphi)$ и индикатриса рассеяния $f(\Theta, \varphi)$ связаны следующим соотношением:

$$G(\Theta, \varphi) = 4\pi f(\Theta, \varphi). \quad (1.19)$$

При изотропном рассеянии $G(\Theta, \varphi) = 1$.

Взаимосвязь составляющих рассеяния для рэлеевских частиц показана в полярной системе координат на рис. 1.4. Здесь

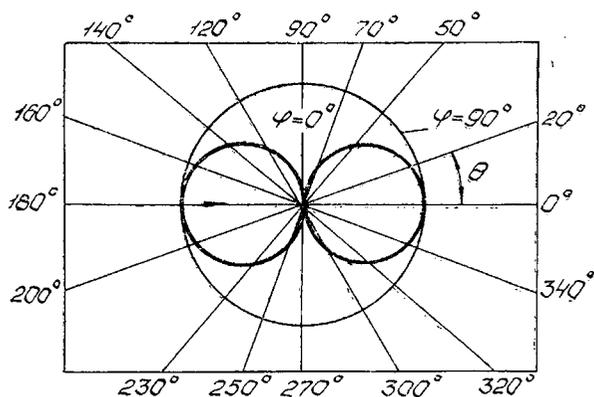


Рис. 1.4. Полярная диаграмма составляющих рассеяния в перпендикулярном $\varphi = 90^\circ$ и параллельном $\varphi = 0^\circ$ направлениях к плоскости рассеяния

составляющая интенсивности $|S_1(\Theta)|^2$ образует круг, сцентрированный при построении с полюсом, тогда как $|S_2(\Theta)|^2$ образует два круга, касательных к полюсу, с центрами, лежащими на линии $\Theta = 0^\circ$. По мере возрастания параметра размера частиц составляющая обратного рассеяния ($\Theta = 180^\circ$) начинает медленно уменьшаться, а интенсивность прямого рассеяния возрастает (рис. 1.5).

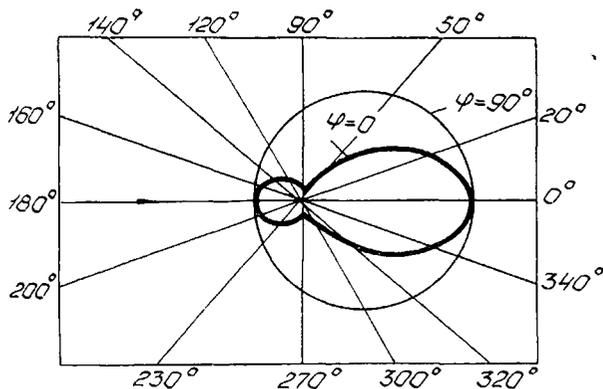


Рис. 1.5. Полярная диаграмма составляющих рассеяния в перпендикулярном $\psi = 90^\circ$ и параллельном $\psi = 0^\circ$ направлениях к плоскости рассеяния при $j = 1,0$ и $n = 1,33$

Из приведенных выше основных соотношений в теории рассеяния поляризованного света сферическими частицами видно, что для практических расчетов рассеянной мощности необходимо знать амплитудные функции рассеяния S_1 и S_2 , которые, к сожалению, редко имеют аналитический вид. Для наиболее важных случаев прикладного характера они затабулированы [2, 3] в диапазоне относительных размеров $j \leq 100$. Это означает, что для $\lambda = 0,63$ мкм охвачен диапазон до $a \leq 10$ мкм. Для больших частиц ($a > 10$ мкм) можно применять анализ, основанный на законах геометрической оптики и дифракции световой волны на шаре. Здесь весь свет в основном рассеян вперед и сосредоточен внутри телесного угла с раствором 65° (рис. 1.6). Интенсивность света, рассеянного вперед, в 168 раз больше, чем интенсивность, рассеянная назад.

Для больших частиц из рассеянного света можно выделить часть, обусловленную дифракцией волны на шаре и представляющую собой дифракционную картину Фраунгофера. Дифракционная картина ограничена малыми углами, рассеянный

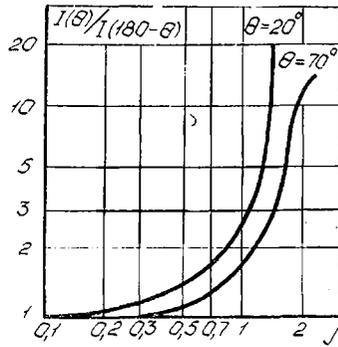


Рис. 1.6. Графики отношений интенсивности рассеянного под разными углами света в зависимости от размера частиц с $n = 1,33$

свет сконцентрирован около направления распространения. Дифрагированный свет не зависит от природы частицы и состояния поляризаций падающего света. Амплитудные функции рассеяния для дифрагированного вперед света имеют вид [4]

$$S_1(\theta) = S_2(\theta) = j I_1(j \sin \theta) / j \sin \theta, \quad (1.20)$$

где $I_1(x)$ — функция Бесселя первого рода первого порядка. Эта функция имеет первый нуль при $x = 3,83$, чему соответствует угол $\theta \approx 3,83/j$, поскольку j велико. Таким образом, для сферической частицы любой природы с $a = 100$ мкм при $\lambda \approx 0,63$ мкм 84% дифрагированного света сосредоточено в конусе с углом $2\theta = 26'$ вокруг направления распространения. Существенно, что интенсивность дифрагированного света для больших частиц равна интенсивности рассеянного света путем отражения и преломления. Вся мощность, которая изымается из проходящей волны, соответствует $\theta_{\text{рас}} = 2$. Одной из особенностей рассеяния света большими прозрачными частицами является наличие радуг, т. е. таких направлений, в которых интенсивность рассеянного света значительно больше, чем в соседних направлениях. Радуги наблюдаются при углах рассеяния 137, 129, 42, 126, 149, 66 и 11°. В табл. 1.1 даны значения коэффициента усиления $G(\theta)$ по отношению к изотропному рассеянию двух поляризаций падающего света для капли воды.

Таблица 1.1

Значения коэффициента усиления $G(\theta)$ при двух поляризациях падающего света для частицы с $n = 1,33$

θ	0	20	40	60	80	100	120	140	160	180
$G_1(\theta)$	16,60	8,44	2,21	0,382	0,067	0,045	0,051	0,031	0,125	0,096
$G_2(\theta)$	16,60	8,72	2,56	0,479	0,002	0,006	0,026	0,081	0,106	0,096

В практически важных случаях двухфазное течение имеет полидисперсный состав частиц. Для определения характеристик рассеянного света системой полидисперсных частиц вводится дифференциальное сечение рассеяния, отнесенное к единице объема

$$d\sigma(\Theta, \varphi) = \sum_{i=1}^N d\sigma_i(\Theta, \varphi), \quad (1.21)$$

где N — полное число частиц в единице объема согласно выражению (1.7).

Тогда интенсивность рассеянного совокупностью частиц света с учетом (1.18) и определения коэффициента эффективности рассеяния (см. разд. 1.1) равна

$$I_{\text{рас}}(R, \Theta, \varphi) = I_0 R^{-2} \int_0^{\infty} \pi a^2 f(a, \Theta, \varphi) \Theta_{\text{рас}}(a) \varphi(a) da. \quad (1.22)$$

Для больших частиц ($j \geq 1$) индикатриса рассеяния (1.18) не зависит от их размера (см. рис. 1.6), поэтому

$$I_{\text{рас}}(R, \Theta, \varphi) = I_0 R^{-2} j(\Theta, \varphi) \int_0^{\infty} \pi a^2 \varphi(a) \Theta_{\text{рас}}(a) da. \quad (1.23)$$

Рассмотренные закономерности рассеяния излучения положены в основу лазерных методов определения размера частиц, дисперсного состава и концентрации частиц, скорости движения несущей фазы потока.

1.4. ПРИМЕРЫ ПРИМЕНЕНИЯ ТЕОРИИ СВЕТОРАССЕЯНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАЗМЕРОВ ЧАСТИЦ

Рассмотрим, какие параметры рассеянного света наиболее чувствительны к размерам частиц. Начнем с рассмотрения частиц с $j < 0,1$. Согласно (1.11) и рис. 1.4 от размера частицы зависит только интенсивность рассеянного света, причем зависимость эта очень сильная, так как содержит размер частицы в шестой степени. По измерению абсолютной интенсивности рассеянного света можно найти и размер, если известны остальные параметры (концентрация, измерительный объем, интенсивность падающего света, параметры приемной оптики).

По мере увеличения размера частицы чувствительным параметром становится индикатриса рассеяния. Если в случае рэлеевского рассеяния она симметрична (рис. 1.4), то при увеличении j она становится все более асимметричной (рис. 1.5). На рис. 1.6 показаны графики отношений интенсивностей рассеянного под разными углами света в зависимости от размера капель воды, построенные на основании таблиц светорассея-

ния [6]. Имеется вполне однозначная связь между отношением интенсивностей и размером частиц. Выбирая разные углы наблюдения, можно расширить диапазон измеряемых размеров частиц от 0,01 до 0,5 мкм. Метод асимметрии индикатрисы рассеяния можно использовать и для нахождения функции распределения по размерам. Для этого необходимо решить интегральное уравнение (1.18), в которое будет входить отношение интенсивностей как функция размеров частиц. Размер больших частиц можно определить по дифракционной картине. Это так называемый метод малых углов, разработанный К. С. Шифриным [7]. Дифрагированный на большой ($j \gg 1$) сферической частице свет сосредоточен в малом телесном угле около направления распространения. Из (1.20) следует, что если измерить угловой размер первого минимума φ в дифракционной картине, то можно определить размер частицы вне зависимости от показателя преломления как $a \sin \varphi = 0,61 \lambda$ или $a \approx 0,61 \lambda / \varphi$.

Пример 1.7. В облачную ночь первое дифракционное кольцо вокруг источника синего света ($\lambda = 0,4$ мкм), имеющего видимый угловой радиус 7° , появилось при угле 15° . Каков диаметр частицы, полученной при помощи этих измерений?

$$\sin(15^\circ - 7^\circ) = 0,61 \cdot 0,4 / a, \quad a = 1,76 \text{ мкм.}$$

Эта методика реализована в лабораторном практикуме по курсу в работе «Применение дифракции Фраунгофера для определения диаметров частиц» (Лазерная техника, вариант 2, лаб. работа № 6).

Значительно сложнее обстоит дело, если частицы полидисперсные, что соответствует реальным двухфазным течениям. Рассмотрим для примера статический метод определения размеров полидисперсных частиц, разработанный Гаккером и О'Конски в 1949 г. и широко применяющийся в оптических счетчиках единичных частиц [8]. Размер частиц определяют при их последовательном прохождении через освещенный объем (счетную зону), измеряя интенсивность света, рассеянного каждой частицей в некотором телесном угле (рис. 1.7). Информация о скорости потока и количестве частиц, подсчитанных в единицу времени, позволяет установить концентрацию аэрозоля, а интенсивность света, рассеянного одной частицей, указывает на ее размер. Оптические счетчики единичных частиц нельзя использовать для измерения двухфазных сред с $n > 10^3 - 10^4 \text{ см}^{-3}$. Было показано, что при наличии в счетной зоне более одной частицы появляются погрешности в измерениях, связанные со считыванием фотоприемником нескольких частиц как одной. Условие, связывающее между собой допустимую концентрацию частиц $n_{\text{макс}}$ с размером объема V счетной зоны, записывается

в виде $n_{\max} V \ll 0,1$. Следовательно, увеличение предельной концентрации частиц связано с необходимостью уменьшения объема V зоны.

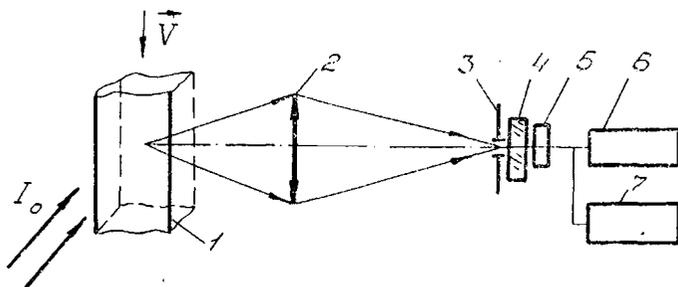


Рис. 1.7. Схема оптического счетчика единичных частиц: I_0 — световой поток с оптической системой формирования счетной зоны; \vec{V} — вектор скорости потока среды; 1 — кювета; 2 — оптическая система фотоприемного канала; 3 — диафрагма; 4 — рассеиватель; 5 — фотоприемник; 6 — амплитудный анализатор; 7 — частотомер

Концентрация частиц в потоке n определяется по измерению числа импульсов потока, даваемого каждой пролетающей частицей с известной скоростью \vec{V} . Для этого в схеме (рис. 1.7) предусмотрен электронно-счетный частотомер, работающий в режиме счетчика импульсов. Пусть в объеме измерения находится не более одной частицы, так что импульсы потока не перекрываются, а двухфазный поток однородный и все частицы движутся с одинаковой \vec{V} . За единицу времени через счетную зону пройдет vns частиц, где s — поперечное сечение измерительного объема в направлении потока. За время счета T получим M импульсов. Отсюда концентрация частиц в потоке:

$$n = M/Tvs. \quad (1.24)$$

Разработкой таких счетчиков занято сейчас около десятка зарубежных фирм, в том числе *Royco*, *Niac*, *Climet* (США), *Kratel* (ФРГ), *Malvern* (Великобритания). В СССР разработаны и выпускаются аэро- и гидрозольные счетчики типа ПКЖ-902, АЗЖ-905, ФС-112. Ограничения на концентрацию дисперсной фазы, необходимость градуировки на частицах, оптически однородных с исследуемыми, определяют возможности применения счетчиков в основном задачами контроля чистоты газовых и жидкостных сред, анализом аэрозолей в метеорологии.

2. ЛАЗЕРНЫЕ МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ДВУХФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЙ

Так как интенсивность рассеянного света на частицах значительно больше, чем на флуктуациях показателя преломления несущей фазы, этот тип рассеяния нашел широкое применение в методах лазерной диагностики. При изучении однофазного потока в него вводят мелкие частицы, движение которых является его характеристикой. В двухфазных потоках всегда имеются светорассеивающие частицы, и их исследование сводится к определению размеров, концентрации, пространственного распределения частиц. Дисперсная фаза используется для определения динамических характеристик течения, визуализации пространственной структуры течений внутри двухфазного потока. Условно методы диагностики можно разделить на две группы: локальные, или статические, и панорамные. К первой группе относятся методы, в которых лазерный пучок можно рассматривать в качестве зонда, направляемого в заданный локальный объем двухфазного потока. Наиболее разработанными и доведенными до приборной реализации здесь являются лазер-доплеровское измерение скорости движения фаз в потоке и метод малоуглового рассеяния для определения размеров и распределения по размерам частиц.

К числу важнейших характеристик двухфазных течений относятся пространственное распределение параметров и их изменение во времени. Широкое распространение здесь получили панорамные методы, основанные на визуализации частиц в потоке. К лазерным методам визуализации течения относятся: скоростная фоторегистрация в рассеянном свете по схеме лазерного «ножа», импульсная голография. Методы позволяют с высоким пространственным и временным разрешением визуализировать структуру течения, определять распределения параметров дисперсной фазы в высвеченном сечении, объеме. К этому классу методов мы не относим импульсную теневую лазерную визуализацию [5]. В данном методе регистрируется изменение параметров излучения после его прохождения через не-

следуемую среду. Основной недостаток методов просвечивания — получение интегральной информации по ходу оптического луча. Это затрудняет исследование пространственных течений, требует априорной информации о законе распределения параметров в потоке.

2.1. ЛАЗЕРНАЯ ДОПЛЕРОВСКАЯ АНЕМОМЕТРИЯ (ЛДА)

ЛДА — быстро развивающееся направление современной прикладной оптики, связанное с разработкой когерентно-оптических методов измерения скорости движения жидкостей, газов. Эти методы основаны на регистрации доплеровского сдвига частоты в свете, рассеянном исследуемой средой со специально введенными в поток светорассеивающими частицами. В ЛДА предполагается, что при достаточно малых размерах, вводимых в однофазный поток частиц, измеряемая скорость движения частицы практически совпадает со скоростью окружающей среды. Типичный размер частиц, вводимых в газовый поток, составляет ≈ 1 мкм при концентрации 10^{10} м^{-3} и ниже [9].

Основной особенностью двухфазных потоков (с точки зрения применения ЛДА) является наличие в потоке полидисперсных частиц, размер которых может быть много больше длины волны излучения лазера достаточно большой концентрации, движущихся с различными скоростями. Для газодинамики двухфазных потоков важным параметром является скорость скольжения частиц: это разность скоростей газа и частицы. Очевидно, что в ускоряющемся потоке она положительна, так как скорость частиц меньше скорости газа, а в замедляющемся потоке

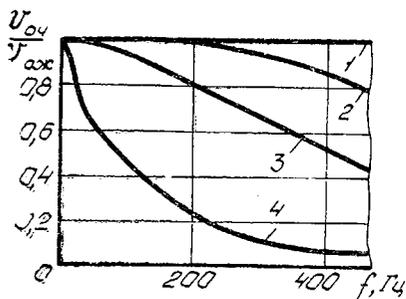


Рис. 2.1. Теоретически рассчитанные зависимости амплитудного отклика частиц разного размера от частоты турбулентных пульсаций в жидкости: 1 — $d_1 = 1$ мкм; 2 — 10 мкм; 3 — 20 мкм; 4 — 50 мкм

эта разность отрицательна, так как в этом случае скорость частиц больше скорости несущей фазы потока. На рис. 2.1 для примера показаны теоретические зависимости отношения амплитуд мгновенной скорости частицы $v_{0ч}$ к мгновенной скорости жидкости $v_{0ж}$ от частоты турбулентных пульсаций в потоке. Следовательно, полидисперсность частиц в двухфазном потоке подразумевает наличие скоростной структуры течения. Это во многом

усложняет применение ЛДА в двухфазных средах, требует большого объема дополнительных исследований [10].

Для проведения измерений в двухфазных потоках применяется дифференциальная оптическая схема лазерного анемометра, когда в исследуемую точку потока направляются два монохроматических пучка, а рассеянный свет может наблюдаться в любом направлении. Рассмотрим для простоты интерференционную модель такого анемометра (рис. 2.2), где в области

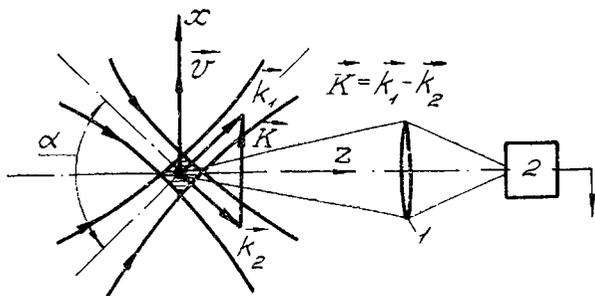


Рис. 2.2. Интерференционная модель лазерного анемометра: 1 — приемная оптика; 2 — фотоприемник

пересечения пучков с волновыми векторами \vec{k}_1 и \vec{k}_2 и частотами колебаний ω_1 и ω_2 образуется периодическое распределение интенсивности излучения в виде бегущей световой решетки. Направление движения ее определяется разностным волновым вектором \vec{k} , а частота изменения светлых и темных полос определяется разностью частот двух интерферирующих волн $\omega_m = \omega_1 - \omega_2$. Если $\omega_m = 0$, то интерференционная картина будет стационарной с видностью V , определяемой как

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}, \quad (2.1)$$

где I_{\max} и I_{\min} — максимальное и минимальное значение интенсивности в интерференционной картине, а I_1 и I_2 — интенсивности падающих волн.

Период изменения интерференционных максимумов и минимумов интенсивности Λ в плоскости xy , перпендикулярной биссектрисе угла α , будет равен

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha / 2}. \quad (2.2)$$

Чем меньше угол между падающими пучками, тем больше период интерференционной картины. При $\alpha = 60^\circ$ и $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$

период $\Lambda = 0,63$ мкм, а при $\alpha = 20'$ имеем $\Lambda = 109$ мкм. Пусть в области пересечения пучков движется частица ($2a < \Lambda$) со скоростью, характеризующейся вектором \vec{v} (см. рис. 2.2). Мощность рассеянного данной частицей излучения зависит от ее местоположения и оптических характеристик. Если частица находится в центре световой интерференционной полосы, она рассеивает максимальную мощность, а если она находится в центре темной полосы — минимальную мощность.

Получим выражение для доплеровского сигнала в предположении равномерного движения частицы через измерительный объем. Рассеянную мощность можно записать:

$$P_{\text{рас}}(t) = \int \int I(r, t) g(r, t) dS, \quad (2.3)$$

где $g(r, t)$ — функция, описывающая рассеивающие свойства частицы. Так как $2a < \Lambda$ (частица маленькая), то функцию $g(r, t)$ можем представить δ -функцией:

$$g(r, t) = g_0 \delta(r - vt). \quad (2.4)$$

Поэтому рассеянная частицей мощность $P_{\text{рас}}$ состоит из постоянной составляющей мощности P_1 и изменяющейся во времени P_2 :

$$P_{\text{рас}}(t) = P_1 + P_2 \cos(\omega_m - \vec{k}\vec{v})t,$$

$$\text{где } P_1 = (I_1 + I_2) g_0; \quad P_2 = 2\sqrt{I_1 I_2} g_0. \quad (2.5)$$

Из (2.5) следует, что рассеянная мощность (воспринимаемая фотоприемником 2) изменяется с частотой

$$\omega_g = |\omega_m - \vec{k}\vec{v}|. \quad (2.6)$$

Полученное соотношение (2.6) является выражением для доплеровского сдвига частоты (ДСЧ). Из (2.6) следует, что ДСЧ не зависит от направления наблюдения рассеянного света, а определяется только разностью частот падающих пучков и скалярным произведением вектора скорости \vec{v} и разностного волнового вектора \vec{k} . Если частоты $\omega_1 = \omega_2$, то получаем следующее выражение для доплеровского сигнала:

$$\omega_g = 2k_0 v \sin \alpha/2, \quad (2.7)$$

$$\text{где } k_0 = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Для выполнения условия $2a_i < \Lambda$ в двухфазном потоке необходимо иметь оптическую схему с изменяющимся периодом интерференционного поля. На рис. 2.3 показана одна из возможных схем лазерного анемометра, применявшегося в [10] для исследования двухфазных течений. Одна из призм в делителе 3

может перемещаться с помощью микрометрического винта. В данной схеме ЛДА период интерференционного поля изменялся от 50 до 500 мкм.

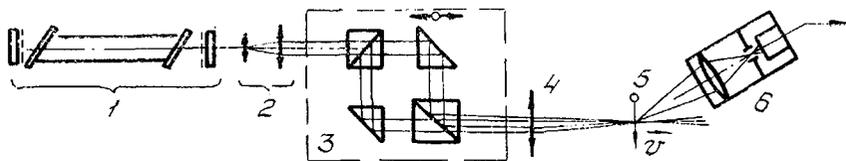


Рис. 2.3. Схема ЛДА с перестраиваемым периодом интерференционного поля: 1 — лазер; 2 — телескопический расширитель пучка; 3 — оптическая система с перемещающейся призмой; 4 — призмная линза; 5 — исследуемый объем потока; 6 — приемник излучения (объектив, диафрагма и фотозумительный умножитель)

В зависимости от выбора схемы ЛДА доплеровский метод диагностики двухфазных потоков позволяет измерять скорость частиц в диапазоне 10^{-6} — 10^4 м/с с размерами 10^{-8} — 10^{-3} м при концентрации 1 — 10^{15} м $^{-3}$ [9, 10]. В настоящее время в научных исследованиях и технологии широко применяются промышленные лазерные анемометры типа 55 LDISA (Дания), Polytex (ФРГ), 6200 Malvern (Великобритания), ЛАДО-1, ЛАДО-2 (СССР совместно с ГДР).

В литературе неоднократно обсуждался вопрос о принципиальной возможности применения ЛДА также для определения размеров частиц и их концентрации в двухфазном потоке. Однако это намного усложняет измерительную систему анемометра, повышает трудоемкость обработки результатов. Поэтому для определения дисперсного состава, концентрации частиц в потоке большие усилия затрачиваются на создание лазерных анализаторов частиц с последующим применением их совместно с ЛДА. В работе [11] приведена система диагностики двухфазных течений, где измерительный объем является общим для ЛДА и оптического счетчика одиночных частиц по методу Гаккера и О'Конски (см. разд. 1.4). Недостатки счетчика, связанные с допустимой концентрацией частиц, зависимостью полезного сигнала от их оптических характеристик ограничивают возможности применения системы. Более перспективным для определения дисперсного состава частиц является метод малых углов (ММУ), где анализируется дифракционная составляющая рассеянного света, которая зависит от оптических свойств материала частиц (1.20).

2.2. МЕТОД МАЛОУГЛОВОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Если параллельный пучок излучения проходит через слой частиц, распределение которых описывается функцией $\varphi(a)$ (см. разд. 1.1), то интенсивность рассеянного под малыми углами Θ света определяется из соотношения

$$I(\Theta) = I_0 \Theta^{-2} \int_0^{\infty} \varphi(a) a^2 J_1^2(j, \Theta) da, \quad (2.8)$$

где I_0 — интенсивность падающего излучения; $j = \frac{2\pi a}{\lambda}$; $J_1(j, \Theta)$ — функция Бесселя первого рода первого порядка. Уравнение (2.8) может служить для определения неизвестной функции $\varphi(a)$ по измеренной индикатрисе $I(\Theta)/I_0$. Решение интегрального уравнения (2.8) относительно функций $\varphi(a)$ было найдено Шифриным в виде

$$\varphi(a) = 2j^{-2} \int_0^{\infty} \varphi(\Theta) J_1(j, \Theta) Y_1(j, \Theta) d\Theta. \quad (2.9)$$

Здесь функция распределения

$$\varphi(\Theta) = \pi \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^3 \frac{d}{d\Theta} \left[\frac{I(\Theta)}{I_0} \Theta^3 \right]. \quad (2.10)$$

выражается через экспериментально измеряемый параметр $I(\Theta)$. В выражение (2.9) введена еще одна табличная функция $Y_1(j, \Theta)$ — функция Бесселя второго рода первого порядка. Формула (2.9) является основной рабочей формулой ММУ. Она дает как абсолютное содержание частиц (1.7), так и функцию распределения частиц по размерам $\varphi(a)$.

Для определения $\varphi(a)$ измеряется индикатриса в области углов $0 < \Theta \approx \lambda/2\lambda$ радиан. Далее необходимо умножить $I(\Theta)$ на Θ^3 , продифференцировать $I(\Theta)\Theta^3$ по Θ и для каждого радиуса частицы вычислить интеграл (2.9), используя таблицы для функций $J_1(j, \Theta)$ и $Y_1(j, \Theta)$.

Рассмотрим обычно применяемую схему прибора для определения индикатрисы рассеяния в ММУ (рис. 2.4). Плоскопараллельный пучок света, пройдя рассеивающую среду с \bar{v} , попадает на фокусирующий объектив 3, который собирает все лучи, рассеянные под углом Θ , на окружности с радиусом $r = \Theta F$ в фокальной плоскости 4. В этой плоскости располагается фотоприемник 5, имеющий возможность прецизионного перемещения по радиусу r в области Θ от 10^{-3} до 10^{-1} радиан.

Метод малоуглового рассеяния света дает информацию о параметрах течения, осредненных по длине луча лазера, зондирующего поток. Для определения местных значений параметров частиц измеренные световые потоки обрабатываются с по-

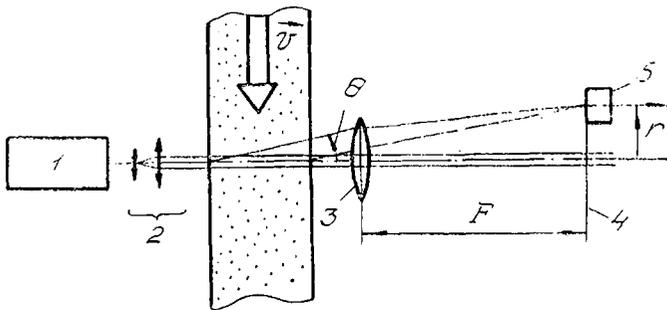


Рис. 2.4. Оптическая схема измерений интенсивности рассеянного света в ММУ: 1 — лазер; 2 — телескопический расширитель пучка; 3 — приемный объектив; 4 — фокальная плоскость; 5 — фотоприемники; \vec{v} — вектор скорости двухфазного течения

мощью формулы Абеля в предположении осевой симметрии течения.

При реализации метода возникают трудности, связанные с измерениями интенсивности света вблизи углов Θ_{\max} и Θ_{\min} . Дифференцирование в выражении (2.10) требует большой точности измерения $I(\Theta)$. Анализ различного рода ошибок измерения приводит к выводу, что функция распределения по размерам частиц в потоке в настоящее время может быть определена с точностью не более 20%, а при $j > 20$ воспроизведение функции распределения оказывается недостоверным.

На мировом рынке имеются и нашли применение для исследования факела форсунок ГТД малоугловые анализаторы фирмы «Малверн» (Великобритания) моделей 1800, 2000. В нашей стране промышленного воплощения на современном уровне (с применением ФЭУ для записи функции $I(\Theta)$ и вычислительной техники для решения уравнений (2.9) и (2.10)) данный метод пока не получил. В то же время еще в 1966 году был создан прибор ЦКТИ для изучения структуры дисперсных потоков по ММУ с регистрацией интенсивности рассеянного света на фотопластинку и последующим ее фотометрированием [12]. Сдерживающим фактором в методе является некорректность обратной задачи при решении интегральных уравнений (2.8), (2.9) с экспериментально определяемой функцией $I(\Theta)$ [13].

Из приведенного краткого обзора лазерных методов диагностики двухфазных течений можно сделать вывод, что наибольшие затруднения возникают при определении дисперсного состава и концентрации частиц. Однако, как показано в работе

[9], основной причиной, обуславливающей все особенности и отличия дисперсных потоков, являются физико-механические свойства используемых частиц: их форма, размеры, упругие свойства, отсутствие или наличие испарения или дроблений в процессе их транспортировки несущей средой.

Необходима постановка экспериментов, позволяющих осуществлять наблюдение за динамикой развития в двухфазных потоках, связанных с движением частиц, их деформацией, разрушением, испарением, воспламенением, столкновением. Сложность поставленной задачи заключается в том, что изучаемый процесс является по своей природе трехмерным и поэтому для тонкого анализа структуры потока малоэффективно применение методов, усредняющих параметры потока по ходу зондирующего пучка света (теневой метод, интерферометрия) или регистрирующих явление в одной плоскости (фотография). Для изучения пространственно-временного распределения частиц в потоке необходимо иметь возможность получать мгновенные картины распределения частиц в любом сечении, перпендикулярном направлению светового пучка. Значительный интерес в этом плане представляет использование панорамных методов лазерной визуализации течения, включая скоростную фоторегистрацию в рассеянном свете по схеме лазерного «ножа» [14], импульсную голографию [15].

Большая информативность изображений, получаемых в данных методах, пока затрудняет создание автоматизированных средств их обработки. Визуальная обработка изображений подразумевает исследование динамики отдельных частиц, анализ структурных образований, построение качественной картины процессов в потоке.

2.3. ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИСПЕРСНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ДВУХФАЗНЫХ ТЕЧЕНИИ

Из всех оптических методов наибольшей информативностью обладает голография, позволяя одновременно регистрировать пространственное поле дисперсности, концентрации и скорости частиц [14]. Это связано с тем, что на эмульсии голографических фотоматериалов регистрируется не только амплитуда, но и фаза световой волны (1.1).

Пусть частица диаметром $2a$ освещается параллельным пучком монохроматического излучения с длиной волны λ_1 (рис. 2.5). Согласно принципу Гюйгенса-Френеля эту частицу можно считать источником новой сферической волны, в результате интерференции которой с падающей плоской волной в некоторой плоскости P , расположенной на достаточно большом

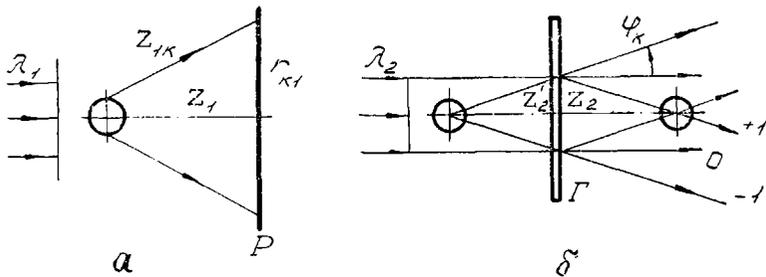


Рис. 2.5. Схема голографирования частицы: а — регистрация голограммы; б — восстановление изображения

расстоянии z от частицы, образуется система дифракционных колец. Радиус k -го светлого кольца $r_{\kappa 1}$ определяется из известного условия максимума интерференции:

$$z_{1\kappa} - z_1 = \kappa \lambda_1. \quad (2.11)$$

Расстояние между соседними кольцами

$$\Delta r_{\kappa 1} = \frac{\lambda_1 (z_1 + \kappa \lambda_1)}{r_{\kappa 1}}. \quad (2.12)$$

Если зарегистрировать дифракционную картину в плоскости P на фотопластинку, то получится голограмма излучаемой частицы. Для восстановления картины излучаемого объема достаточно осветить голограмму параллельным монохроматическим пучком лучей с длиной волны λ_2 (рис. 2.5, б). При этом в результате дифракции на кольцах такой «зонной пластинки» на выходе из нее возникают три пучка лучей: параллельный пучок, являющийся продолжением освещающего и соответствующий нулевому порядку дифракции, а также сходящийся и расходящийся пучки, соответствующие ± 1 -му порядку. Легко показать, что два последних пучка дают действительное и мнимое изображения объекта. В результате дифракции на k -м кольце лучи отклоняются на угол

$$\varphi_k \approx \pm \lambda_2 / \Delta r_{\kappa 1} \quad (2.13)$$

и пересекаются в точке, отстоящей от голограммы на расстоянии

$$z_2 \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2} z_1. \quad (2.14)$$

Таким образом все лучи, дифрагирующие в $+1$ -м порядке, пересекаются в одной точке и восстанавливают действительное изображение частиц. Аналогично в результате дифракции

в -1 -м порядке восстанавливается мнимое изображение, отстоящее от голограммы на расстоянии $z_1 = z_2$, которое, как следует из выражения (1.14), в случае $\lambda_2 = \lambda_1$ равно z_1 . Голограмма частиц может быть зарегистрирована с увеличением. Для этого с помощью линзы, установленной между частицей и фотопластинкой, дифракционная картина в плоскости P регистрируется с увеличением G . В этом случае, очевидно, формула (1.14) примет вид

$$z_2 = G^2 \frac{\lambda_1}{\lambda_2} z_1. \quad (2.15)$$

Таким образом, восстановленное изображение некоторого объема частиц оказывается растянутым в продольном направлении в $G^2 \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$ раз. Это позволяет не только получать увеличенное изображение частиц малого размера, но и детально исследовать изучаемый объем по глубине.

Рассмотренная однолучевая схема голографирования (схема Габора) широко применялась в ранних работах. Достоинства ее заключаются в простоте и нечувствительности к механическим воздействиям, минимальности требований к пространственно-временной когерентности источника, разрешающей способности фотоматериала. Однако этой схеме присущ ряд недостатков. Во-первых, исследуемый объект вносит заметные искажения в опорный пучок. Во-вторых, интенсивность потока излучения, рассеянного частицами, значительно меньше интенсивности опорного пучка, что снижает дифракционную эффективность голограммы. В-третьих, голограммы, записанные по однолучевой схеме, сильнее всего страдают от шума эмульсии на фотопластинке, поскольку рассеянный ею свет распространяется в основном под малыми углами к оси.

В голографических устройствах для измерения объемных распределений микрочастиц (дисдрометрах) получила распространение двухлучевая схема с наклонным опорным пучком (рис. 2.6). Кроме основного пучка света, прошедшего через исследуемый поток, на фотопластинку P падает опорный пучок (2, 3, 3', 4') от того же источника I . Голограммы, полученные в данной схеме, позволяют получать контрастные восстановленные изображения частиц с минимальными размерами 25—30 мкм. Однако здесь растут требования к разрешающей способности фотоматериалов, так как период интерференционной структуры Λ определяется углом схождения α пучков по известному соотношению (2.2). Используются голографические пластинки, пленки с разрешающей способностью до $3 \cdot 10^3$ лин/мм и низкой чувствительностью к излучению (≈ 100 мкДж/см²). Геометрия оптической схемы определяет допустимую скорость

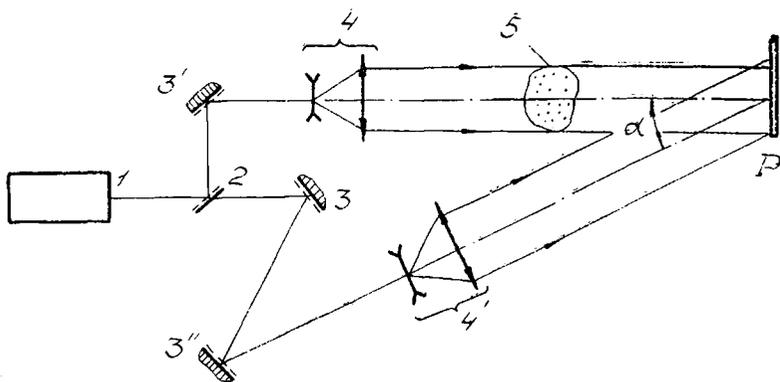


Рис. 2.6. Двухлучевая схема голографической регистрации частиц в двухфазном потоке: 1 — лазер; 2 — полупрозрачное зеркало; 3, 3', 3'' — зеркала; 4, 4' — коллиматоры; 5 — двухфазный поток; P — фотопластика

движения $v_{\text{пр}}$ частиц. Величина перемещения объекта Δ , приводящая к сдвигу фазы предметной волны на π (смещение на $\Lambda/2$ в плоскости голограммы), определяется как

$$\Lambda = \left| \frac{\lambda}{2 \{\cos \beta - \cos(\beta - \alpha)\}} \right|, \quad (2.16)$$

где β — угол между направлением движения частиц и предметным пучком. Если $\beta = \pi/2$, то $\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha}$. Тогда скорость движения частиц, при которой интерференционная картина окажется совершенно размытой и голограмма не получится, оценивается величиной

$$v_{\text{пр}} \approx \frac{\Lambda}{\tau} = \frac{\lambda}{2 \tau \sin \alpha}, \quad (2.17)$$

где τ — время экспозиции. Для характерных значений $\lambda = 0,7$ мкм, $\alpha = 30^\circ$ и $\tau = 30$ нс величина $v_{\text{пр}} \approx 23$ м/с. В оптической схеме обычно применяется рубиновый лазер, работающий в режиме модулированной добротности одномодового излучения. Вопросы селекции модового состава и обеспечения пассивной модуляции добротности излучения рассмотрены в лабораторном практикуме [15]. Вопросы техники голографирования подробно освещены в методических указаниях [16].

Для определения направления и величины скорости движения частиц обычно используется двухпучковый режим модулированного излучения лазера для записи голограммы. На одном

и том же фотоматериале с контролируемым интервалом времени Δt регистрируется два последовательных изображения движущегося двухфазного потока. Измеряя расстояние между восстановленными изображениями частиц и зная Δt , можно определить скорость их движения. Поскольку второй пучок излучения лазера при пассивной модуляции добротности обычно слабее первого, направление движения частиц определяется однозначно. Анализ восстановленного голограммой трехмерного изображения ансамбля частиц в потоке производится с помощью оптической системы с малой глубиной резкости (зрительная трубка, микроскоп). Производя плавную перефокусировку системы, можно послойно визуализировать частицы на разных глубинах объекта, выполнять обмер индивидуальных изображений частиц. При этом частицы, расположенные вне плоскости фокусировки, создают рассеянный фон, снижающий контраст изображения. Световой фон, создаваемый расфокусированными частицами, шумом эмульсии на фотопластинке, существенно определяет выходные характеристики голографических дисдрометров: разрешающую способность, допустимую концентрацию частиц и глубину сцены. Разрешающая способность оптической схемы дисдрометра ~ 10 мкм обычно достигается в объеме $\leq 20 \times 20 \times 20$ мм³ при концентрации частиц в потоке не более $10^{11} - 10^{12}$ м⁻³. Малая величина изучаемого объема затрудняет исследование пространственной структуры двухфазного потока и требует применения сканирующих систем. Ограничения в разрешающей способности приводят к потере информации о высокодисперсной составляющей частиц, которая, как известно [9], позволяет отслеживать динамические характеристики несущей фазы потока.

Для оценки разрешаемого голограммой линейного размера $2a_{\text{мин}}$ применяется выражение

$$2a_{\text{мин}} = \lambda / \beta, \quad (2.18)$$

где β — угловой размер голограммы. Из (2.18) следует, что изучаемый объект необходимо располагать как можно ближе к фотопластинке. Высокое разрешение при большой глубине сцены обеспечивает двухлучевая оптическая схема записи голограмм методом сфокусированных изображений. Для этого в схеме между объектом и голограммой помещается объектив высокого качества (с хорошо откорректированными линзами и большой апертурой), который переносит сфокусированное изображение излучаемого объема непосредственно к поверхности фотопластинки. Введение объектива позволяет регулировать масштаб изображения и осуществлять пространственную фильтрацию объектного пучка. Для этого в фокусе объектива помеща-

ется экран-маска, которая играет роль фильтра низких пространственных частот, отсекая излучение, прошедшее через объект без рассеяния. Радиус маски r связан с пространственной частотой ν соотношением

$$r = \nu \lambda F, \quad (2.19)$$

где F — фокусное расстояние объектива. Требование тонкой фильтрации спектра пространственных частот при минимальном искажении геометрических размеров в сфокусированном изображении и большой глубине сцены обосновывает применение в схеме длиннофокусных объективов с $F \geq 150$ мм.

На рис. 2.7 приведена оптическая схема дисдрометра, который создан на базе промышленной голографической установки

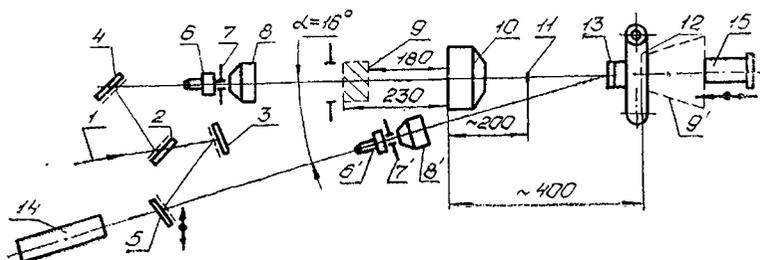


Рис. 2.7. Оптическая схема дисдрометра: 1 — луч рубинового лазера; 2—5 — зеркала; 6, 6' — микрообъективы; 7, 7' — диафрагмы; 8, 8' — объективы «Мир-3Б»; 9 — двухфазный поток; 9' — восстановленное изображение; 10 — объектив «Калейнар-3Б»; 11 — маска; 12 — фотокамера; 13 — пластинка КС-19; 14 — лазер ЛГ75; 15 — микроскоп МБС-1

УИГ-1М и при концентрации частиц в потоке не более 10^8 м^{-3} имеет глубину сцены 50 мм и разрешающую способность до 5 мкм [17]. Луч 1 рубинового лазера с помощью системы зеркал 2—5 делится на два пучка с равными интенсивностями. Пучки расширяются с помощью двух идентичных коллиматоров, включающих микрообъективы 6 и 6' ($D/F = 1:5$, кратность увеличения 8), диафрагмы 7 и 7' (отверстия 30 мкм) и фотографические объективы «Мир-3Б» ($F=65$ мм, $D/F = 1:3,5$). Предметный пучок после прохождения через объект 9 фокусируется объективом «Калейнар-3Б» ($F=150$ мм, $D/F = 1:2,8$) на расстоянии ~ 200 мм от его входной линзы. Роль маски 11, стоящей в фокальной плоскости объектива, выполняет торец капиллярной трубки $\varnothing 0,3$ мм, изогнутой под прямым углом. Трубка крепится на подвижной планке, имеющей микроновую

подачу по трем координатам, и отсекает излучение в приосевой области пучка.

Покадровая регистрация голограмм производится на пленку типа ФП-ГВ2 в фотокамере 12. На месте объектива в камере 12 установлена пластинка светофильтра КС19, что позволяет записывать голограмму без затемнения помещения.

Голограммы восстанавливаются многомодовым He-Ne лазером ЛГ-75 по методу сопряженного опорного пучка. Это обеспечивает высокую точность совпадения опорного и восстанавливающего пучков (на уровне $10''$). Восстановленное изображение $9'$ изучается визуалью и фиксируется на фотопленку типа КН-3 через микроскоп МБС-1, который был переделан для работы в горизонтальной плоскости. Увеличение микроскопа изменялось ступенчато от $8\times$ до $56\times$ без перефокусировки объектива. Глубина изучаемого объекта 9 определяется апертурным углом голограммы ($\alpha \geq 18^\circ$), геометрическими характеристиками сфокусированного изображения $9'$. Как видно из схемы на рис. 2.7, изображение объекта переносится объективом «Калейнар-3Б» за фотокамеру 12 и имеет непостоянный коэффициент увеличения. Дальние сечения объекта 9 (от объектива 10) восстанавливаются с малым коэффициентом увеличения ($\sim 1,6\times$) непосредственно у поверхности голограммы в фотокамере 12. Ближние сечения объекта 9 фокусируются на расстоянии 210 мм от фотокамеры с коэффициентом увеличения 3,7 \times .

Микроскоп 15 перемещается по мерной линейке для плавного просмотра восстановленного изображения. Перед каждым экспериментом с двухфазным потоком голографируется объемная сеточная мира, позволяющая координировать величину смещения микроскопа от дальнего до ближнего сечений исследуемого объема.

Данная установка позволяет исследовать процессы горения, взрыва, кавитации, абляции, конденсации, биологические процессы, двухфазные течения, т. е. нестационарные процессы, связанные с образованием пространственных ансамблей частиц при объемной доле дисперсной фазы не более 2% и скорости движения до 30 м/с.

Одна из задач заключается в голографическом исследовании факела топлива, распыленного форсункой: изучении механизмов диспергирования, определении дисперсного состава частиц, анализа пространственной структуры факела [18].

Рассмотрим, например, одну из возможных методик определения дисперсного состава частиц и концентрации жидкой фазы в зафиксированном объеме факела (рис. 2.8). В результате численного анализа по методике [19] установлено, что для достижения достаточной надежности соответствия получаемой

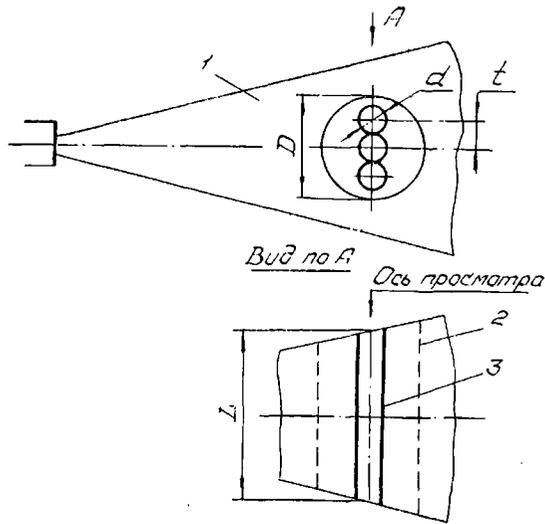


Рис. 2.8. Методическая схема измерений: 1 — факел распыленной жидкости; 2 — восстановленный объем изображения; 3 — трубка просмотра

характеристики распыливания истинной характеристике в заданном объеме необходимо измерить 500—3500 частиц, причем надежность соответствия (доверительная вероятность) σ зависит от числа градаций размеров K . При $K \geq 10$ $\sigma > 0,985$. Примем $K=10$. Тогда при $\sigma=0,985$ необходимо обмерить 550 частиц.

Для набора необходимого числа частиц в восстановленном объеме цилиндра диаметром D и высотой L выделялись «трубки просмотра» диаметром d с шагом t , соответствующие диаметру поля зрения микроскопа при его перемещении по вертикали (по оси просмотра). Рассматривая и измеряя последовательно диаметры частиц в выбранных «трубках просмотра», можно построить кривую распределения частиц по размерам как функцию вида

$$N_i/N = f(2a_i), \quad (2.20)$$

где N_i — число измеренных частиц диаметром $2a_i$ во всех «трубках просмотра», N — общее число измеренных капель. На рис. 2.9 приведено типичное распределение частиц по размерам. По этому распределению можно находить средние размеры частиц. Например, средний заутеровский диаметр, определяющий

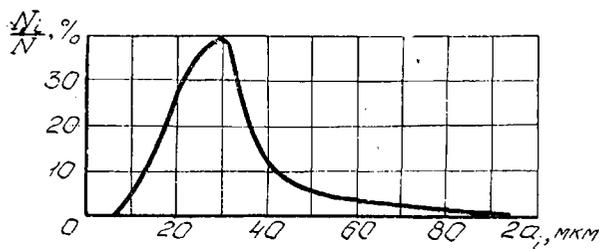


Рис. 2.9. Кривая распределения частиц по размерам

скорость испарения и горения распыленного топлива в двигателях, представляется в виде

$$2 a_{32} = \frac{\sum N_i (2 a_i)^3}{\sum N_i (2 a_i)^2}, \quad (2.21)$$

где $\sum N_i (2 a_i)^3$ и $\sum N_i (2 a_i)^2$ — средний куб и средний квадрат диаметров совокупности частиц соответственно.

Для определения концентрации жидкой фазы δ в заданном объеме факела можно воспользоваться формулой

$$\delta = \frac{\sum M_i N_i}{V_{\Phi}}. \quad (2.22)$$

Здесь M_i — масса сферических частиц диаметром $2 a_i$,

$$V_{\Phi} = c \frac{\pi d^2}{4} L, \quad (2.23)$$

где c — число «трубок просмотра», в которых проводились измерения. Большая трудоемкость ручной обработки восстановленных изображений сдерживает широкое применение голографии для изучения двухфазных потоков. Сейчас ведутся работы по созданию автоматизированных систем обработки голограмм.

В КуДИ на кафедре «Техническая кибернетика» под руководством профессора В. А. Сойфера разработаны методики по выполнению измерений пространственного распределения частиц по размерам с использованием автоматизированной системы обработки восстановленных изображений, реализованной на базе ЭВМ СМ-4 [20].

При проведении обработки результатов должны выполняться следующие операции: а) ввод тестового сечения и сечений восстановленного объема исследуемого объекта; б) фильтрация помех на изображении сечений; в) расчет параметров пространственного распределения частиц на ЭВМ.

Тестовое сечение получают путем регистрации на фотопленку изображения тест-объекта, восстановленного с голограммы, записанной в схеме голографирования изучаемого объекта. Ввод тестового сечения осуществляется с помощью устройства ввода — вывода типа «Ромб» [21], позволяющего вводить в ЭВМ координаты и оптическую плотность элементов изображения (размер элемента 25, 50, 100 мкм, максимальный формат 120×180 мм).

Выходным носителем информации является стандартная магнитная лента для ЭВМ емкостью до 25 Мбайт, достаточной для записи пятнадцати сечений, содержащих 1000×1000 отсчетов.

Фильтрация помех на изображении сечения осуществляется специальной программой (*FLTR*), написанной на языке *PL/DOCES*. Программа позволяет компенсировать помехи, возникающие при голографировании и восстановлении изображения: спекл—шум, шум зернистости фотоматериала, шум от частиц, находящихся вне плоскости фокусировки, искажения, вызванные несовершенством оптической системы голографирования.

После фильтрации осуществляется расчет параметров частиц в каждом из зарегистрированных сечений объекта. В результате можно получить координаты центров частиц, эффективные диаметры, гистограмму распределения частиц по размерам. Более сложной и пока не решенной задачей является автоматизация обработки информации о динамических характеристиках потока. Здесь предлагается отказаться от измерения расстояний, проходимых индивидуально каждой частицей за время между импульсами излучения лазера, и перейти к интегральной обработке голограмм на основе метода пространственного спектрального анализа [22]. В результате для каждого сечения в восстановленном изображении определяются средние скорости частиц, которые позволяют получить поле скоростей двухфазного потока.

Другой подход к определению скорости дисперсной фазы может быть реализован, если измерение отношения интенсивностей излучения $I(\Theta)/I_0$ в соотношении (2.8) производить по восстановленному голографическому изображению частиц потока. В этом случае распределение $I(\Theta)$ можно измерить по существенно меньшим углам Θ за счет того, что восстанавливается только рассеянное излучение, а прямой пучок будет дифрагироваться голограммой в направлении, не совпадающем с направлением на приемник излучения. Точность вычисления функции распределения частиц по размерам при этом должна возрастать, т. к. на стадии записи голограмм, как и на стадии

восстановления используются одномодовые лазерные источники с узкой шириной спектра.

Краткий анализ голографических методов исследования двухфазных течений показывает, что на пути практического использования голографии в прикладных задачах существуют трудности, связанные с большой трудоемкостью этапа обработки информации, требующего оптического восстановления изображения трехмерного объекта, фотографической регистрации множества сечений в восстановленном изображении ввода сечений с фотоматериала в ЭВМ. Большой объем данных о голографируемом объекте приводит к необходимости совмещения нескольких методов автоматизированной обработки голограмм. Голографический эксперимент становится эффективным при исследовании быстротекающих, нестационарных, однократных, трудно воспроизводимых явлений, когда за очень короткий промежуток времени необходимо получить большой объем информации.

2.4. МЕТОД ЛАЗЕРНОГО «НОЖА»

Для исследования дисперсной структуры двухфазных потоков и визуализации течения может применяться метод лазерного «ножа», основанный на регистрации рассеянного частицами излучения. Суть метода состоит в том (рис. 2.10), что луч лазера 1 формируется в тонкую световую полосу 4 (лазерный «нож») с помощью оптической системы, представляющей собой обычно [23] комбинацию короткофокусной цилиндрической линзы 4 длиннофокусной телескопической системы с переменным фокусным расстоянием, состоящей из короткофокусной и длиннофокусной сферических линз. «Нож» 5 можно перемещать вдоль

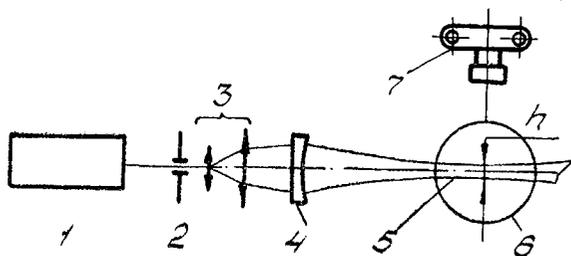


Рис. 2.10. Оптическая схема метода лазерного «ножа»: 1 — лазер; 2 — диафрагма; 3 — телескопическая система; 4 — цилиндрическая линза; 5 — лазерный «нож»; 6 — двухфазный поток; 7 — регистратор; h — толщина «ножа»

оси системы, изменяя фокусное расстояние телеобъектива 3, поворачивать вокруг своей оси, меняя угол установки цилиндрической линзы 4, и вводить в исследуемый поток 6, содержащий взвешенные светорассеивающие частицы. Регистрируя рассеянное излучение (например, под углом 90° к плоскости «ножа»), можно визуализировать внутреннюю структуру потока, получать количественные распределения частиц по размерам и скоростям, определять концентрацию частиц в любом заданном сечении.

В зависимости от скорости потока, размеров частиц возможны два режима работы метода: с регистрацией рассеянного излучения от совокупности и от отдельных частиц. Первый режим характерен для высокодисперсных частиц с $a \ll \lambda$. Визуализация структуры потока здесь основана на том, что излучение лазера тем интенсивнее рассеивается частицами, чем больше их концентрация. Распределение же концентрации высокодисперсных частиц зависит от структуры течения, что и позволяет наблюдать его. При интерпретации слайдов, фотографий с изображением структуры течения следует учитывать, что плотность энергии света, рассеянного высокодисперсными частицами, и степень почернения фотопленки (при использовании линейного участка характеристической кривой) пропорциональны концентрации частиц. В свою очередь, концентрация частиц может быть пропорциональна распределению плотности сплошной фазы в потоке. Это позволяет, используя метод лазерного «ножа» с непрерывным источником излучения, непосредственно наблюдать и регистрировать сильные и слабые скачки уплотнения, вихревые течения, зоны отрыва [24]. Для визуализации таких структур применяются мощные газовые лазеры, работающие в видимом участке спектра (аргоновые, гелий-кадмиевые). Толщина «ножа» в области перетяжки составляет $h \approx 1-2$ мм.

Наибольший интерес с точки зрения получения количественной информации о дисперсной фазе представляет режим работы метода с регистрацией рассеянного излучения от отдельных частиц. Для обеспечения такого режима необходимо выбрать основные параметры оптической схемы (см. рис. 2.10) в соответствии с конкретными требованиями эксперимента, исходя из следующих простых соображений [25].

Минимальный размер частиц $2a_{\text{мин}}$, регистрируемых в эксперименте, определяет необходимое значение разрешающей способности R , передающей изображение оптики и фотоматериала, как

$$R \gg \frac{1}{2a_{\text{мин}}} \quad (2.24)$$

В случае применения в качестве регистратора рассеянного излучения фотографического аппарата величина R складывается из разрешающей способности объектива R_0 и фотопленки R_Φ :

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_0} + \frac{1}{R_\Phi}. \quad (2.25)$$

Величину $\frac{1}{R_0}$ можно оценить из соотношения (2.18), которое более полно записывается как

$$\frac{1}{R_0} = \frac{1,22 \lambda}{2 \sin \beta/2}, \quad (2.26)$$

где $\beta/2$ — половина угла, под которым виден объектив из точки, где находится предмет. Соотношение (2.26) накладывает условие на допустимое расстояние L между световой плоскостью и объективом фотоаппарата, т. е.

$$\sin \beta/2 = \frac{D/2}{\sqrt{\frac{D^2}{4} + L^2}}, \quad (2.27)$$

где D — диаметр входной линзы объектива. Из соотношений (2.26) и (2.27) следует, что для разрешения малых частиц необходимо выбирать объективы с большим относительным отверстием D/F и располагать их как можно ближе к плоскости лазерного «ножа».

В обычных условиях разрешающая способность объектива находится на уровне $R_0 = 50 \text{ мм}^{-1}$, а фотопленки $R_\Phi = 100 \text{ мм}^{-1}$. Подставляя значения R_0 и R_Φ в соотношения (2.25) и (2.24), получим $2 a_{\text{мин}} = 30 \text{ мкм}$. Выбирая соответствующее увеличение изображения при регистрации и применяя высокоразрешающую оптику и фотоматериалы, реально можно «разрешать» частицы с $2 a_{\text{мин}} = 3\text{—}5 \text{ мкм}$.

Условие разрешения отдельных частиц, движущихся в потоке и имеющих концентрацию n , ведет к ограничению толщины «ножа» в области перетяжки. Так как общее число частиц N , находящихся в плоскости подсветки и регистрируемых при отсутствии наложения изображений от отдельных частиц, должно быть $N < S/S_0$ (S — площадь поверхности лазерного «ножа», находящейся в поле зрения объектива, $S_0 = \pi a^2$ — средняя площадь сечения одной частицы), то при определенном значении концентрации n это приводит к условию

$$N = n h S \leq \frac{S}{\pi a^2} \quad (2.28)$$

и, следовательно,

$$h \leq \frac{1}{\pi a^2 n}. \quad (2.29)$$

Подставляя в соотношение (2.29) характерные значения α , n , можно оценить требуемую толщину h (табл. 2.1).

Таблица 2.1

Оценка значений параметров в методе лазерного «ножа»

$n, \text{см}^{-3}$	ТОЛЩИНА «НОЖА», h , мкм			
	$2a=60 \text{ мкм}$	$2a=40 \text{ мкм}$	$2a=20 \text{ мкм}$	$2a=10 \text{ мкм}$
10^6	354	796	3180	12700
10^7	35,4	79,6	318	1270
10^8	3,54	7,9	31,8	127
10^9	0,35	0,8	3,18	12,7
10^{10}	—	—	0,32	1,27

Из табл. 2.1 видно, что уменьшение h позволяет применять метод лазерного «ножа» в течениях с более высокой концентрацией частиц. Наиболее критична к h грубодисперсная составляющая потока. Характерное значение толщины лазерного «ножа» в режиме с разрешением отдельных частиц составляет $h \approx 100\text{—}300$ мкм, что позволяет анализировать потоки с $n \leq 10^8 \text{ см}^{-3}$ при $2a \geq 10$ мкм. В зависимости от скорости двухфазного потока для создания лазерного «ножа» в данном режиме могут применяться непрерывные ($v \leq 10$ м/с) и импульсные лазеры с периодической модуляцией добротности излучения. При $v \leq 10$ м/с длительность экспонирования Δt потока задается затвором регистратора и частицы записываются на фотоматериале в виде непрерывных треков с длиной $l = v \cdot \Delta t$ и толщиной штриха $2a$. Импульсные рубиновые лазеры ($v \geq 10$ м/с) с периодической модуляцией добротности дают трек в виде последовательного ряда смещенных изображений частиц. Для возможности анализа формы частиц длительность импульса подсветки выбирается из условия допустимого смещения $l = v \cdot \Delta t \leq a$, т. е.

$$\Delta t \leq a/v. \quad (2.30)$$

Получение резкого изображения частиц, попадающих в область светового «ножа», возможно тогда, когда толщина «ножа» h меньше глубины резкости объектива Γ регистратора:

$$h < \Gamma \approx \frac{2\delta L_c^2 K}{F}, \quad (2.31)$$

где δ — допустимое значение кружка размытия изображения частицы ($\delta \approx a$), $L_c = L + F$ — расстояние от плоскости изображения до световой плоскости; $K = F/D$ — диафрагмирован-

ное число объектива [26]. Для объектива «Гелиос-44» с $F = 58$ мм, $K = 2$ при $L = 150$ мм и $\delta = 30$ мкм, используя соотношение (2.31), получим $\Gamma = 1500$ мкм.

Кроме толщины h в методе «ножа» определены требования к ширине H световой полосы, которая зависит от масштабных характеристик изучаемого течения. В двухфазном потоке условно можно выделить три масштаба размеров функциональных элементов. Под функциональным элементом понимается область течения, которая содержит характерные физико-химические процессы, происходящие в потоке и определяющие во взаимодействии свойства течения в целом. Минимальные размеры области реализации имеют микропроцессы, связанные с движением отдельных частиц, их деформацией, разрушением, коагуляцией, воспламенением. Эти процессы влияют на протекание мелкомасштабных явлений в потоке типа скачков уплотнения, ударных волн, вихревых течений, турбулентных пульсаций. Крупномасштабные процессы имеют характерные размеры потока L_n в целом и зависят от конкретных условий течения: формы сопла истечения, состояния внешней среды, режима истечения. Все три вида функциональных элементов течения должны рассматриваться во взаимодействии, поэтому при исследовании двухфазных потоков выполняется соотношение

$$H \geq L_n, \quad (2.32)$$

где L_n — характерный размер потока. Более трудно выполнить условие на допустимое изменение толщины h вдоль оси z пучка в пределах размера L_n потока. Поскольку параметр h определяется в области перетяжки сформированной световой полосы, то изменение Δh должно быть не более 10% на глубине перетяжки $\pm z$:

$$2z \geq L_n. \quad (2.33)$$

Таким образом, согласно (2.32), (2.33) обычно высвечивается полное сечение двухфазного потока. Выбор же характерного размера регистрируемого элемента в световой полосе обеспечивается изменением расстояния L между регистратором и высвеченным сечением. Выполнение соотношений (2.32), (2.33) в условиях полномасштабных потоков без существенного снижения контрастности освещения частиц, определяемой как

$$C = B/B_\Phi - 1, \quad (2.34)$$

где B и B_Φ — яркости объекта и фона соответственно, возможно за счет применения мощного одномодового лазерного излучения и совершенствования оптической системы трансформирования пучка в световую полосу. В табл. 2.2 для сравнения даны

яркости B и спектральные яркости B_ν лазерных источников и дуговой лампы. Здесь B определяется как мощность P на единицу площади S и единицу телесного угла расходимости Θ излучения:

$$B = P/S \Theta^2, \quad (2.35)$$

а спектральная яркость $B_\nu = B/\Delta \nu$, где $\Delta \nu$ — ширина линии излучения в герцах.

Т а б л и ц а 2.2

Яркость B и спектральная яркость B_ν различных лазерных источников и дуговой лампы

Источник	B , Вт/(см ² · ср)	B_ν , Вт/(см ² ·ср Гц)
Дуговая лампа, 1 кВт	10 ³	10 ⁻¹⁰
Аргонный лазер, 10 Вт	4 · 10 ⁹	1
Неодимовый лазер, импульс 10 нс, 1 Дж	10 ¹⁶	10 ³

Одномодовое излучение способствует однородности освещения лазерного «ножа», когда межмодовая структура пучка не искажает наблюдаемое изображение ложными распределениями яркости.

Учитывая рассмотренные факторы и конкретные требования эксперимента (размер и концентрацию частиц, скорость их движения), для реализации метода необходимо подбирать соответствующие значения разрешающей способности и увеличения, глубины резкости и светосилы оптической схемы регистрации, а также толщину h и ширину H лазерного «ножа».

В работе [24] методом лазерного «ножа» было исследовано пространственное обтекание серии моделей (крыльев различной формы, конусов). Двухфазная среда для визуализации создавалась искусственно путем введения частиц в газовый поток. Как показано в [23], метод лазерного «ножа» может применяться при исследовании процессов распыления одиночных и сталкивающихся струй, дробления капель, факелов распыла струй в процессе горения. Авторы успешно применяли данный метод для визуализации картины течения в кавитирующей жидкости при исследовании ультразвукового капиллярного эффекта [27]. Анализировались вихревые акустические течения, распространение волн давления в двухфазной среде кавитационного объема, процессы кавитационного схлопывания пузырьков в объеме жидкости с образованием кумулятивных струй.

Высокая информативность метода при простоте аппаратурного решения способствует его распространению при постановке экспериментов в двухфазных течениях. Однако за более чем пятнадцатилетний срок применения в нашей стране [28] метод лазерного «ножа» не вышел из стен научно-исследовательских лабораторий, не получил реализации на производстве в виде средства диагностики. Сдерживающими факторами внедрения метода в практику являются необходимость этапа фотохимической обработки пленки, ручные методы обработки изображений частиц, отсутствие инженерной проработки систем и узлов для промышленного производства установок по методу лазерного «ножа». Из зарубежных разработок известен лазерный трековый измеритель скорости двухмерных газовых потоков [29], созданный как специализированная установка для анализа течений в пограничных слоях. Однако фотографическая регистрация треков, отсутствие автоматизированной обработки изображений не позволили установке получить распространение.

3. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ЛАЗЕРНОГО «НОЖА» ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ФАКЕЛА ФОРСУНОК ГТД

В камерах сгорания авиационных двигателей и промышленных газотурбинных установок двухфазные среды являются рабочим телом, определяя всю сложность обеспечения гидродинамической структуры потоков жидкостей, паров и газов. Как показано в работе [29], улучшение методов проектирования камер требует более точного описания среди прочих процесса подачи топлива, динамики капель и их испарения при горении, перемешивания топлива и воздуха. Эти составляющие процесса подготовки топливно-воздушной смеси определяют такие важнейшие характеристики камер, как срывные характеристики, тепловое состояние стенок камеры, уровень дымления и снижение токсичности выхлопных газов. Подчеркивается роль характеристик топливного факела в задании граничных условий для математического моделирования параметров смеси топлива с воздухом внутри жаровой трубы.

Ввиду разнообразия требований, предъявленных к процессам в камере, сложности и недостаточной изученности явлений, предшествующих горению, до настоящего времени не выработана однозначная точка зрения на конструкцию фронтального устройства в целом, существует много типов и конструктивных решений устройств для распыления конденсированного топлива — форсунок.

Причина такого положения состоит в отсутствии достаточно простых, надежных и быстродействующих методов качественного и количественного контроля параметров топливного факела в камерах сгорания. С одной стороны, жидкостный факел форсунок является наиболее распространенной и доступной моделью двухфазного потока. На этой модели проходили апробацию все вышерассмотренные лазерные методы диагностики двухфазных течений, включая фотографирование в отраженном и проходящем свете [30]. С другой стороны, качество распыления топлива форсунками оценивается большим набором параметров факела, включающим дисперсный состав $N_i/N = f(2a)$ и

средний размер частиц $2a_{\text{ср}}$, концентрацию n и степень окружной равномерности распределения топлива ОРРТ по сечению, угол конуса факела β и его дальность [31].

Поэтому здесь кроме удовлетворения требований по бесконтактности и оперативности система диагностики факела форсунки должна отвечать критерию высокоинформативности. В этом отношении показателен пример [32] применения анализатора размеров частиц фирмы *Malvern* для исследования распределения частиц в факеле от расстояния вниз по потоку. Отсутствие информации о гидродинамической картине течения, важную роль в которой играет эжекционная способность факела, не позволило дать исчерпывающее объяснение полученных результатов (см. замечание Декорсо к работе [32]). Однако механическое объединение нескольких малоинформативных систем [11], приводящее к существенному снижению надежности измерений, является не лучшим решением проблемы.

Такая система диагностики может быть создана на основе лазерных методов визуализации, позволяющих в принципе получать информацию не только о перечисленных параметрах факела, являющихся важными для процессов горения, но и давать дополнительные данные, обеспечивающие получение математической модели факела как аналога двухфазного потока, исследование механизмов диспергирования жидкости. Выполненные авторами исследования голографического метода [17] и метода лазерного «ножа» [27] позволили выделить последний, отличающийся простотой реализации и высокой надежностью в работе.

Для апробации метода была выполнена конструкторская проработка как отдельных узлов, так и оптической схемы в целом применительно к конкретному объекту, проведены исследования метрологических возможностей метода лазерного «ножа» в факеле форсунок, предложены пути специализированных установок.

3.1. ФОРМИРОВАНИЕ СВЕТОВОЙ ПОЛОСЫ

Степень информативности метода во многом зависит от оптической системы (ОС) формирования «лазерного ножа» — световой полосы, толщина h , ширина H и глубина перетяжки которой связаны с видом решаемой задачи соотношениями (2.29), (2.32), (2.33).

Известно [24], что распределение концентрации частиц n в потоке определяется структурой течения, что позволяет визуализировать его, если плотность энергии рассеянного излучения и степень почернения фотопленки (при использовании ли-

нейного участка характеристической кривой) пропорциональны n дисперсионной составляющей. Отсюда следует, что для визуализации структуры течений необходима ОС двоякой симметрии, трансформирующая лазерный луч в полосу шириной H , сопоставимой с характерным масштабом L_n потока и минимальной угловой расходимостью по толщине h (коллимация излучения).

Многофункциональность ОС в методе лазерного «ложа» (трансформация пучка в световую полосу с коллимацией или фокусировкой излучения на определенном расстоянии до плоскости наблюдения) затрудняет разработку оптимальной оптической схемы формирования излучения. Нетрудно показать, что получившая распространение трехкомпонентная ОС [23, 27], включающая телескопическую систему уменьшения угловой расходимости пучка и короткофокусную отрицательную цилиндрическую линзу на выходе, имеет значительный градиент h в направлении распространения излучения, повышенные абберационные искажения в световой плоскости. Увеличенные габаритные размеры характерны для систем с длиннофокусными компонентами [25]. Это связано с тем, что параметры ОС обычно выбираются путем эмпирического подбора компонента, без учета свойств лазерного излучения.

Лазерный пучок, выходящий из оптического резонатора произвольной конфигурации, имеет своеобразную структуру, не являясь пучком гомоцентрических лучей (рис. 3.1). Эти лучи направлены по нормальям к волновому фронту, который вблизи

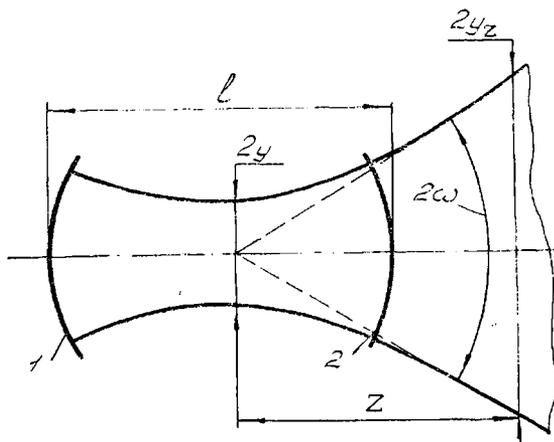


Рис. 3.1. Структура пучка лазера: 1, 2 — зеркала оптического резонатора

оси можно считать сферическим. В некотором сечении волновой фронт является плоским. В этом месте лазерный пучок имеет минимальный поперечный размер $2y$ (перетяжку). Положение перетяжки относительно вершин зеркал резонатора определяются через обобщенные параметры g_1 и g_2 , которые, в свою очередь, связаны с радиусами кривизны зеркал r_1 и r_2 [33]:

$$g_1 = 1 - \frac{l}{r_1}; \quad g_2 = 1 - \frac{l}{r_2}, \quad (3.1)$$

где l — расстояние между зеркалами резонатора.

Пространственные параметры лазерного пучка рассчитываются, пользуясь понятием об эквивалентном конфокальном параметре, который определяют по формуле

$$R_3 = 2l \frac{\sqrt{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}}{g_1 + g_2 - 2g_1 g_2}. \quad (3.2)$$

Следует иметь в виду, что если одно из зеркал резонатора плоское, то перетяжка находится в плоскости этого зеркала, а эквивалентный конфокальный параметр

$$R_3 = 2 \sqrt{(r-l)l}. \quad (3.3)$$

Часто для определения параметра R_3 используется угловая расходимость пучка 2ω (паспортная характеристика лазерного излучателя):

$$R_3 = -\frac{2\lambda}{\pi\omega^2}. \quad (3.4)$$

Зная положение перетяжки и эквивалентный конфокальный параметр R_3 , можно определить параметры лазерного пучка в любом сечении. Например, диаметр перетяжки $2y$ связан с R_3 зависимостью вида

$$2y = 2 \sqrt{\frac{\lambda R_3}{2\pi}}. \quad (3.5)$$

Диаметр сечения пучка в произвольном месте, расположенном на расстоянии z от перетяжки, определяется зависимостью

$$2y_z = 2y \sqrt{1 + \left(\frac{2z}{R_3}\right)^2}. \quad (3.6)$$

При $z \gg R_3$ согласно (3.4) диаметр сечения пучка возрастает линейно, поэтому лазерный пучок можно рассматривать как квазигомоцентрический пучок, пересекающийся в центре перетяжки (рис. 3.1).

Если на пути распространения лазерного пучка установлена оптическая система, например линза, то по выходе из линзы получим лазерный пучок, характеризуемый новым значением

эквивалентного конфокального параметра и новым положением перетяжки.

Если перетяжка лазерного пучка расположена на расстоянии a от тонкой линзы с фокусным расстоянием F (рис. 3.2), то параметр R_3' преобразованного пучка [33]

$$R_3' = \frac{R_3}{\left(1 + \frac{a}{F}\right) + \left(\frac{R_3}{2F}\right)^2}. \quad (3.7)$$

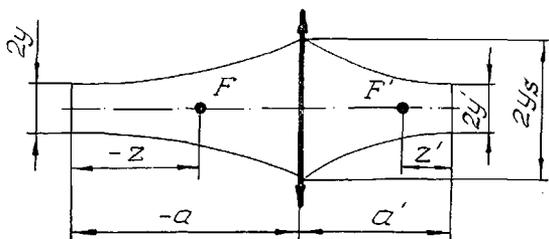


Рис. 3.2. Преобразование пучка лазера тонкой положительной линзой

Положение перетяжки преобразованного пучка относительно тонкой линзы определяются по формуле

$$1 - \frac{a'}{F} = - \frac{1 + (a/F)}{\left(1 + \frac{a}{F}\right)^2 + \left(\frac{R_3}{2F}\right)^2}. \quad (3.8)$$

Если положение перетяжки определять отрезком z относительно передней фокальной плоскости (рис. 3.2), то положение перетяжки преобразованного пучка относительно заданной фокальной плоскости можно вычислить по формуле

$$z' = - \frac{z}{\left(\frac{z}{F}\right)^2 + \left(\frac{R_3}{2F}\right)^2}, \quad (3.9)$$

при этом значение эквивалентного конфокального параметра преобразованного лазерного пучка согласно (3.5) будет

$$R_3' = R_3 \frac{4F^2}{4z^2 + R_3^2}. \quad (3.10)$$

Из формулы (3.7) следует, что если перетяжка лазерного пучка расположена в передней фокальной плоскости ($z = 0$), то перетяжка преобразованного пучка будет находиться в задней фокальной плоскости. После отрицательной линзы пере-

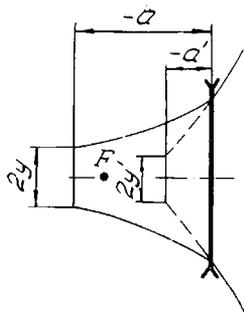


Рис. 3.3. Преобразование пучка лазера тонкой отрицательной линзой

тяжка преобразованного пучка является мнимой, а расходимость его увеличивается по сравнению с расходимостью падающего пучка (рис. 3.3).

Из формулы (3.5) следует, что для получения минимальных размеров $2y'$ перетяжки преобразованного пучка необходимо стремиться к уменьшению эквивалентного конфокального параметра R'_3 лазерного пучка, трансформированного оптической системой. Согласно формуле (3.10) для данного лазера параметр R'_3 будет тем меньше, чем меньше фокусное расстояние оптической системы и чем больше расстояние между лазером и передним

фокусом этой системы. Положение перетяжки преобразованного пучка определяют согласно (3.8) или (3.9). При этом следует иметь в виду, что при использовании короткофокусных систем $R_3 \gg F$, поэтому согласно (3.9) $z' \simeq 0$, т. е. перетяжка преобразованного лазерного пучка получается вблизи заданной фокальной плоскости. Такая система формирования пучка не обеспечивает выполнения условия (2.33) ввиду значительной угловой расходимости «ножа». В этом случае целесообразно использовать двухкомпонентную систему, построенную по схеме реверсивного телеобъектива с выходной положительной цилиндрической линзой (рис. 3.4). Здесь ширина H световой полосы задается только отрицательной сферической линзой, а толщину h «ножа» обеспечивают оба компонента. Рассмотрим характерный случай, когда требуется получить малое значение h световой полосы и определить расстояние вдоль оси z , на котором градиент h будет минимален. Из (3.6) следует, что размер h_z по обе стороны от перетяжки h на расстоянии z от z_0 изменяется по закону

$$h_z = h \sqrt{1 + \left(\frac{2z}{R'_3}\right)^2}, \quad (3.11)$$

где R'_3 — эквивалентный конфокальный параметр преобразованного пучка.

Исследование функции $h_z = f(R'_3)$ показало (рис. 3.5), что при $R'_3 = 2z$ h принимает минимальное значение, возрастая монотонно при увеличении R'_3 ($R'_3 > 2z$) и резко увеличивается при уменьшении R'_3 ($R'_3 < 2z$). Отсюда следует, что для получения минимальных h и угловой расходимости по h требуется

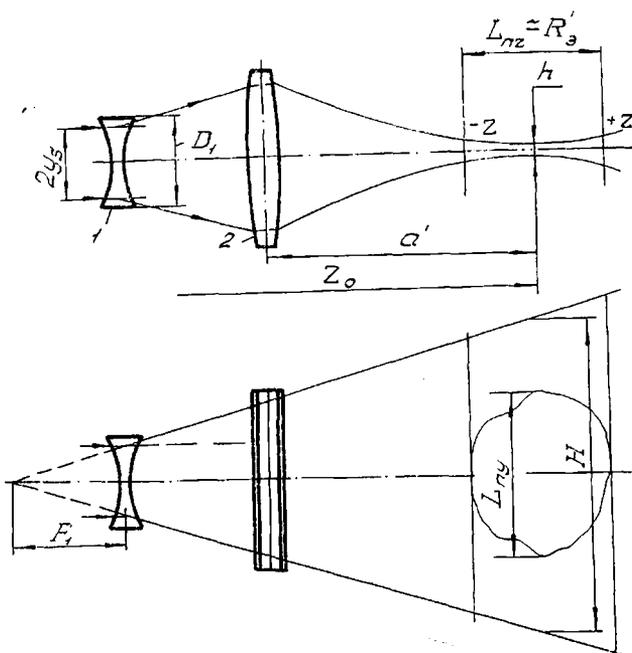


Рис. 3.А. Схема двухкомпонентной оптической системы:
 1 — сферическая линза; 2 — цилиндрическая линза

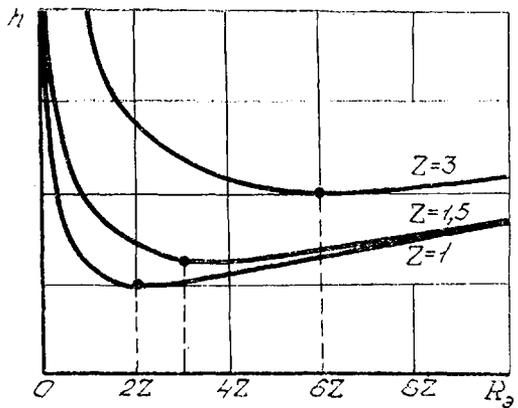


Рис. 3.5. График измерения h от R_3 при различных z

ОС, формирующая излучение с $R_3' \geq L_{nz}$ (где L_{nz} — размер двухфазного потока вдоль оси пучка).

Значение L_{nz} потока может составлять единицы метров и обычно $L_{nz} \approx L_{ny} = L_n$. Для выполнения условия $H \geq L_n$ и в целях безопасной эксплуатации лазера фокусировка и коллимация трансформированного пучка должны производиться на расстоянии $z_0 \approx (2...3) R_3'$. Такая задача может быть решена с помощью двухкомпонентной ОС с регулируемой расстройкой [34], двоякость симметрии пучка в которой обеспечивается применением в качестве выходной компоненты цилиндрической линзы. Рассмотрим преобразование ОС в сечении, в котором действуют направляющие цилиндрических поверхностей. Соотношение, связывающее параметры лазера, ОС формирования световой полосы с заданными R_3' и h , можно записать в виде

$$R_3' = \frac{R_3}{(1 + a\Phi)^2 + \left(\frac{R_3}{1} \Phi\right)^2} \quad (3.12)$$

где R_3 — конфокальный параметр лазера; Φ — оптическая сила ОС; a — расстояние от плоскости перетяжки лазера до передней главной плоскости ОС. В выражении (3.12) величина Φ определяется как

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_1 \Phi_2 d, \quad (3.13)$$

где Φ_1, Φ_2 — оптические силы линз, d — расстояние между линзами.

Приведенная на рис. 3.4 система пространственного преобразования пучка была применена для лазеров типа ЛГ52-1,2 (He—Ne) и ЛГ-106М (Ar), применяющихся в методе «ножа» при исследовании структуры течения и определении геометрических параметров факела форсунок.

Общим для данных источников излучения является наличие плоского выходного зеркала в резонаторе, с которым, как известно, совпадает перетяжка лазера. Если $z = 3R_3'$, по формуле отрезков [33] можно оценить F_1 и диаметр D_1 компонента 1 в приближении тонкой линзы как

$$F_1 \geq 6y_s \quad \text{и} \quad D_1 > 2y_s, \quad (3.14)$$

где $2y_s$ — диаметр сечения лазерного пучка в плоскости линзы 1. Условия (3.14) требуют сокращения расстояния a , чтобы при малом F_1 относительное отверстие D_1/F_1 имело значение, при котором не возникает трудность абберационной коррекции системы. Поскольку на формирование лазерного пучка основное влияние оказывают aberrации второго оптического элемента, цилиндрический объектив ОС был выполнен в виде двух-

линзовой склейки с $F_2 = 35$ мм и геометрическими размерами: длина 50 мм, ширина 11,5 мм.

На основании рассмотренной оптической схемы трансформирования излучения в световую полосу были созданы ОС, отличающиеся характеристиками первичного компонента D_1 , F_1 и параметрами a , d при неизменном вторичном компоненте. Геометрия световой полосы в области перетяжки определялась экспериментально с помощью подвижной щелевой диафрагмы и фотоприемника ФД7-К, включенного в вентиляционный режим на микроамперметр типа М-95. Измерения проводились на уровне 0,5 от максимальной интенсивности в промежуток времени, в течение которого мощность излучения и положение диаграммы направленности лазера менялись незначительно ($\sim 3\%$). Характеристики ОС и результаты измерений приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Характеристики ОС и результаты измерений

F_1 мм	D_1 мм	a мм	z_0 м	h мм	при Δh $2z=0,2$ м	H мм	Тип лазера
-23	10	60	2	0,45	0,1	88	ЛГ52-1
-8	4	250	2	0,35	0,13	156	ЛГ-106М
1,9	3	30	2	0,51	0,08	565	ЛГ52-2

Следует отметить, что рассмотренная сфероцилиндрическая ОС двойкой симметрии (рис. 3.6) отличается малыми габаритами, удобна в эксплуатации, комплектуется стандартными оптическими элементами. Это позволяет сократить номенклатуру ОС, применяющихся в методе лазерного «ножа», и способствует созданию промышленного лазерного визуализатора двухфазных потоков.

Широкие возможности для получения заданных параметров лазерного «ножа» дают разработанные на уровне изобретений трехлинзовая насадка (рис. 3.7) и ОС на основе голограммного оптического элемента. В трехлинзовой насадке для формирования «ножа» впервые применяется ОС, полностью построенная на цилиндрических линзах. Это существенно снижает аберрационные искажения, расширяет возможности управления параметрами световой полосы (h , H , $\pm z$).

Голограммный оптический элемент впервые позволил сформировать одновременно две взаимно-перпендикулярные световые полосы. Применительно к факелу форсунки это позволяет построить систему диагностики для одновременного контроля угла β и степени ОРРТ.

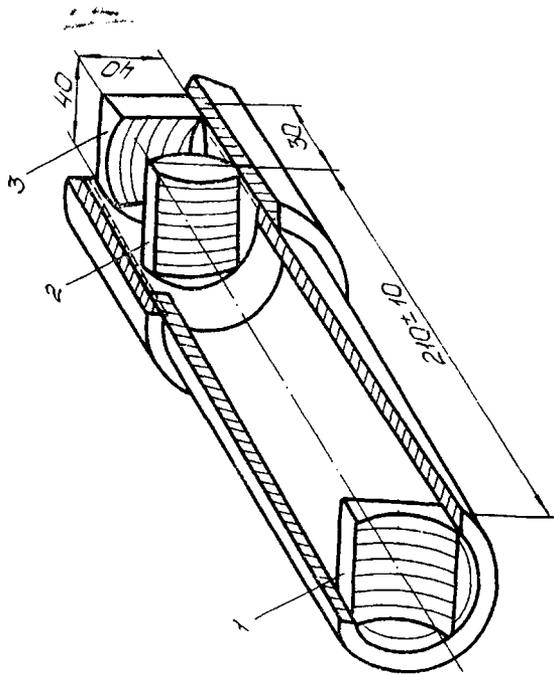


Рис. 3.7. Трехлинзовая насадка: 1 — цилиндрическая отрицательная линза ($F_1 = 20$ мм); 2 — цилиндрическая положительная линза с $F_2 = 30$ мм; 3 — цилиндрическая отрицательная линза с $F_3 = 250$ мм

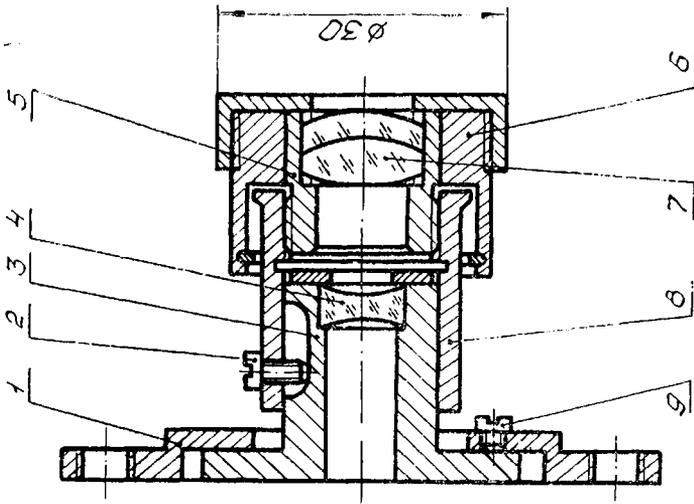


Рис. 3.6. Двухкомпонентная оптическая насадка: 1 — фланец крепления; 2 — флюксатор поворота; 3 — корпус внутренний; 4 — сферическая линза; 5 — втулка; 6 — кольцо; 7 — цилиндрическая линза-склейка; 8 — корпус; 9 — винт юстировочный

3.2. РАЗРАБОТКА ЛАЗЕРНЫХ УСТАНОВОК И СПОСОБОВ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ

Лазерные установки в методе «ножа» можно разделить на два класса в зависимости от режима работы излучателя. Лазерные установки с непрерывным излучением предназначены для контроля усредненных геометрических параметров факела (угол конуса β , стенка ОРПТ), визуализации внутрифакельной картины течений. Установки с импульсным излучением применяются для определения дисперсного состава частиц, концентрации и скорости их движения.

Одна из разработанных установок [35] с непрерывным излучением приведена на рис. 3.8. В качестве источника излучения / используется аргоновый лазер ЛГ-106М. Оптическая насадка 2 трансформирует лазерный луч в световую полосу с толщиной

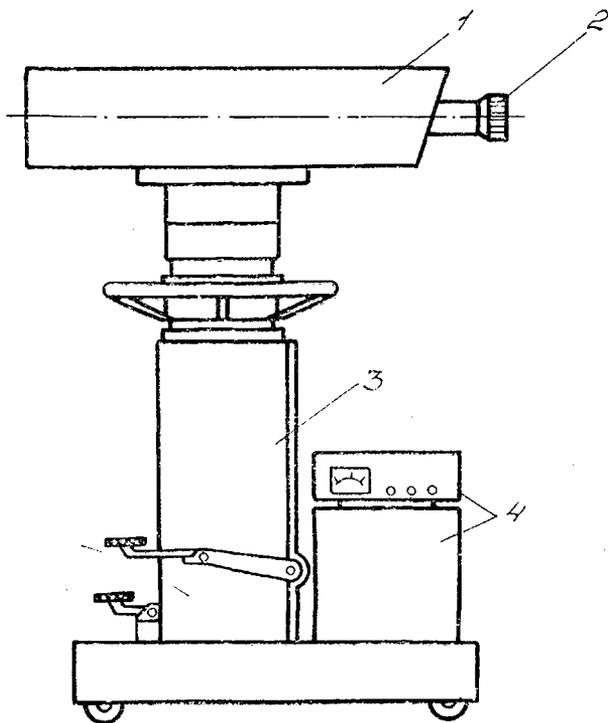


Рис. 3.8. Лазерная установка с непрерывным излучением: 1 — газовый излучатель; 2 — оптическая насадка; 3 — телевизионный штатив; 4 — блоки питания и управления

в перетяжке на уровне 100 мкм на расстоянии от 0,5 до 3 метров с возможностью поворота плоскости «ножа» вокруг оптической оси, что позволяет на одном проливочном стенде контролировать угол β и ОРРТ факела. Телевизионный штатив 3 снабжен гидравлическим подъемником и поворотной платформой, что способствует обеспечению заданной ориентации лазерного луча в пространстве. Установка может применяться для непрерывного визуального контроля геометрии факела, структуры внутрифакельных течений в процессе изменения параметров жидкости или газа на входе в форсунку. Для количественного контроля геометрических параметров факела регистрация высвеченного сечения может производиться с помощью фото-, кино- или телекамеры с последующим анализом изображения. Установка отличается простотой юстировки оптической насадки и возможностью контроля точности наведения «ножа» в заданную область факела и совмещения с ней перетяжки.

Установки с импульсным излучением отличаются более сложной конструкцией (рис. 3.9), т. к. в их состав обычно входят два лазерных источника — импульсный 4 и непрерывный 5, интерферометр 3 с диафрагмой 10, формирователь «ножа» 2, расположенный на единой подвижной платформе 1 совместно с регистратором 8. Газовый лазер 5 имеет мощность не более 2–5 мВт (ЛГ52-3, ЛГ78) и совместно с интерферометром 3 и диафрагмой 10 служит для юстировки оптических элементов схемы и совмещения лучей в общем формирователе «ножа» 2.

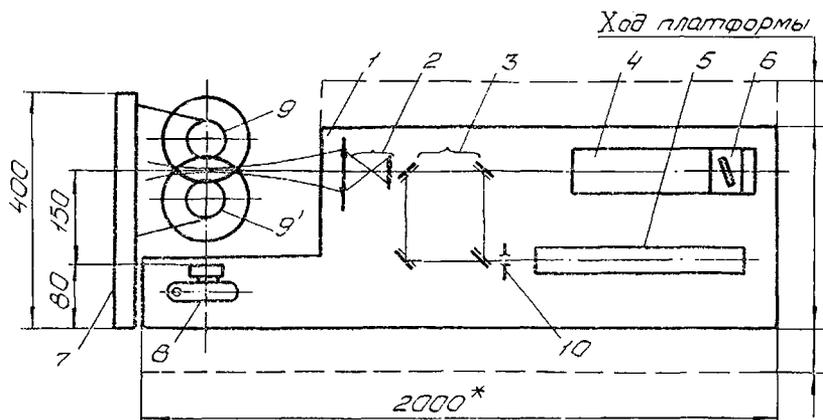


Рис. 3.9. Стенд для лазерной скоростной фоторегистрации факела форсунок: 1 — платформа с электроприводом; 2 — формирователь луча; 3 — интерферометр; 4 — твердотельный излучатель; 5 — газовый излучатель; 6 — модулятор добротности; 7 — узел крепления; 8 — фоторегистратор; 9, 9' — форсунка; 10 — диафрагма

Методические вопросы выполнения этих операций рассмотрены в работе [15]. Кроме того, непрерывное излучение вспомогательного лазера обеспечивает визуализацию световой полосы для контроля параметров «ножа» и координирования регистратора 8 в заданной области высвеченного сечения в факеле. На рис. 3.10 дан общий вид оптической стойки лазерной установки с импульсным излучением, выполненной на подвижном штативе с гидравлическим демпфером механических колебаний.

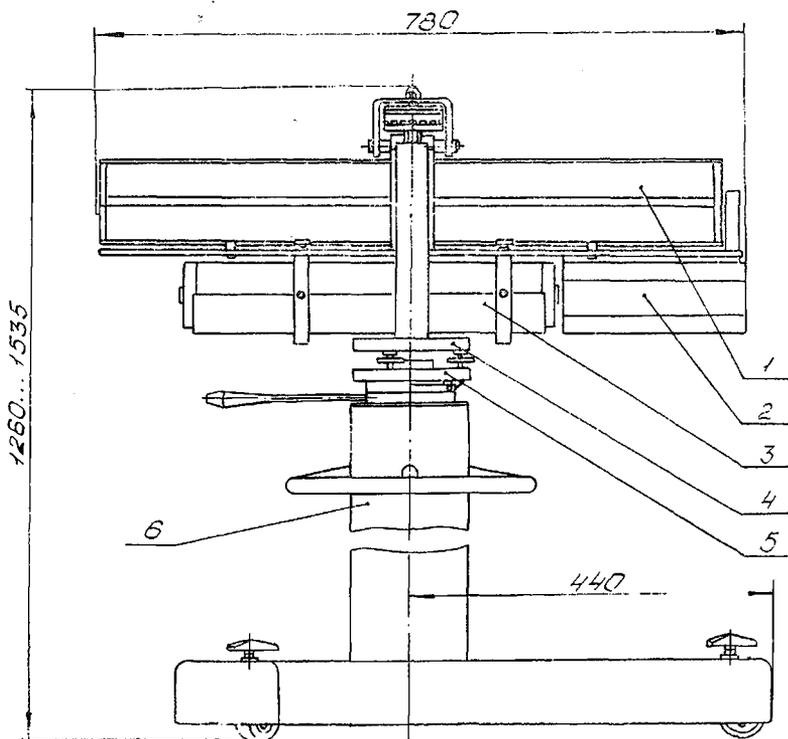


Рис. 3.10. Оптическая стойка лазерной установки с импульсным излучателем: 1 — газовый излучатель; 2 — оптическая система юстировки с формирователем «ножа»; 3 — твердотельный излучатель; 4 — платформа; 5 — плата; 6 — штатив

На базе рассмотренных установок в КуАИ было предложено несколько способов контроля параметров факела форсунок. Для определения геометрических параметров факела (угол конуса, степень ОРРТ) в реальном масштабе времени проливки форсунок регистрация высвеченных сечений в факеле может осу-

ществляться с помощью двух стационарно установленных телекамер 6, 7 (рис. 3.11) на экране телевизионного приемника 9. Для поочередного высвечивания в факеле световых плоскостей,

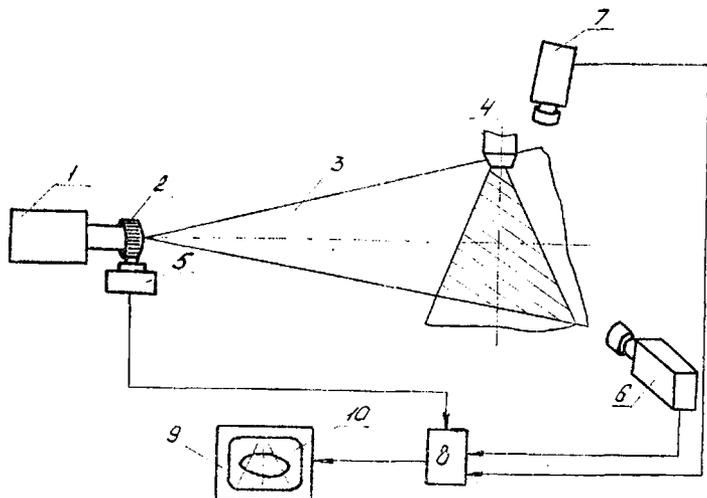


Рис. 3.11. Система контроля геометрических параметров факела: 1 — лазерная установка; 2 — формирователь «ножа» с поворотным устройством; 3 — световая полоса; 4 — форсунка; 5 — концевой выключатель; 6, 7 — телекамеры; 8 — коммутатор; 9 — телеприемник; 10 — шаблон

ориентированных вдоль геометрической оси форсунки (определение угла β) и перпендикулярно ей (определение коэффициента ОРРТ), формирователь 2 лазерной установки 1 оснащен поворотным устройством с концевым выключателем 5. Концевой выключатель 5 совместно с коммутатором 8 обеспечивает подключение к приемнику 9 соответствующей телекамеры 7 или 8. Контроль параметров факела и, следовательно, отбраковка форсунок могут осуществляться визуально путем совмещения изображения на экране телеприемника 9 с соответствующим прозрачным шаблоном 10, имеющим допустимые границы факела по углу β и степени ОРРТ.

Дисперсный состав частиц в факеле форсунок обычно определяется на значительном расстоянии от среза сопла в области сформировавшегося двухфазного потока, имеющего значительные поперечные размеры. В этих условиях лазерным «ножом» высвечиваются частицы в плоскости, проходящей через ось форсунки. Фотокамера, работающая в режиме макросъемки за счет установки объектива на дополнительном тубусе, фиксируется на

расстоянии наилучшей резкости изображения и регистрирует малую область в высвеченном сечении в пределах угла поля зрения объектива.

Для получения дисперсного состава частиц в факеле необходимо обеспечить смещение фотокамеры с заданным шагом вдоль плоскости высвеченного сечения на различных расстояниях от среза сопла форсунки [36].

С целью сокращения времени на подготовительные операции по координированию фотокамеры в заданной области высвеченного сечения в факеле, упрощения процесса регистрации может быть предложено устройство (рис. 3.12), снабженное вспомогательным лазером-указкой 11 с электрооптическим затвором 10, расположенным с фотокамерой 4 соосно на единой платформе 5. Платформа 5 осуществляет управляемое смещение по заданным с помощью лазера-указки координатам относительно оси форсунки 3 и плоскости ($a-a$) среза ее сопла на расстоянии наилучшей резкости изображения относительно высвеченного световым «ножом» 8 сечения 7.

Работа устройства осуществляется следующим образом. С помощью однододового лазера 1 и телескопического формирователя 2 в факеле форсунки 3 создается световая плоскость 7,

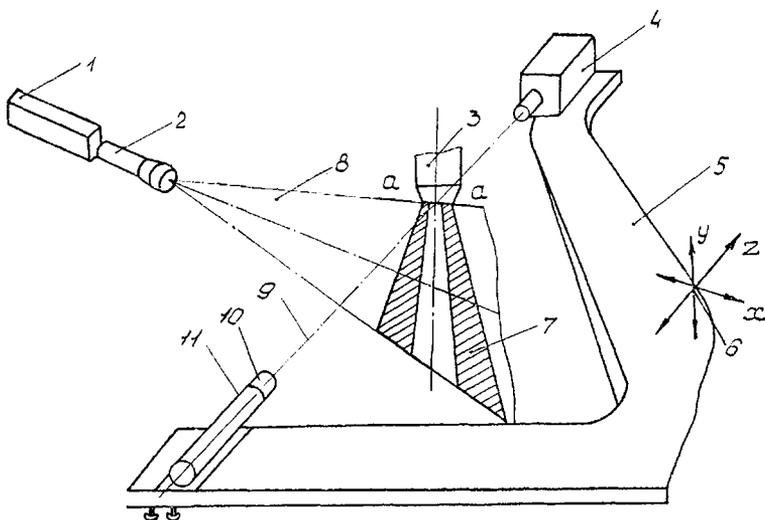


Рис. 3.12. Устройство для определения дисперсного состава частиц: 1 — лазерный излучатель; 2 — формирователь «ножа»; 3 — форсунка; 4 — фотокамера; 5 — платформа; 6 — трехкоординатный привод; 7 — высвеченное сечение в факеле; 8 — световая плоскость; 9 — луч лазера; 10 — электрооптический затвор; 11 — лазер-указка

которая ориентирована по оси форсунки. Трехкоординатный привод 6 через средство ручного управления обеспечивает установку подвижной платформы 5 так, чтобы луч 10 вспомогательного лазера 11, работающего в непрерывном или импульсно-периодическом режиме, проходил через ось форсунки 3 в плоскости ($a-a$) среза ее сопла и перпендикулярно к световой плоскости «ножа». Это позволяет задать исходное положение фотокамеры 4 в плоскости ($x-y$) для любых типоразмеров форсунок.

Для перевода фотокамеры в рабочее положение с помощью электропривода осуществляется смещение платформы по координате y вдоль оси форсунки на заданное расстояние от среза ее сопла.

Далее работа устройства производится совместно с факелом, в котором «нож» высвечивает осевое сечение 7 со световой точкой от луча 9 лазера-указки 11, указывающей оператору область поля регистрации в двухфазном потоке. Фотокамера находится на расстоянии наилучшей резкости изображения относительно высвеченного «ножом» сечения 7 и в процессе работы смещается с фиксированным шагом перпендикулярно оси форсунки. Величина смещения зависит от поперечных размеров факела и определяется с помощью лазера-указки по моменту выхода луча 9 из двухфазного потока.

В момент регистрации луч 9 лазера 11 перекрывается с помощью электрооптического затвора 10, управление которым производится от концевого выключателя за поворотным зеркалом фотокамеры 4.

Устройство для измерения скорости движения частиц в двухфазном потоке (рис. 3.13) содержит лазерный источник излучения 1 с цилиндрической телескопической системой 2 формирования световой полосы 3 с перетяжкой на оси факела 5 форсунки 4 и выделением для анализа части высвеченной анализируемой области с помощью апертурной диафрагмы 6. Диафрагма 6 расположена совместно с оптическими элементами переноса излучения 7, дифракционной решеткой 9 и фотопреобразователем 10 в едином корпусе 8 с электроприводом 11 для управляемого перемещения в плоскости лазерного «ножа» и поворота вокруг оси ($a-a$). Характерно, что фотопреобразователь 10 выполнен в виде линейки фотодиодов, а пределы изменения диаметра апертурной диафрагмы 6 регулируются в зависимости от диапазона изменения вектора скорости частиц в потоке 5 и требуемой точности измерения. Луч лазера 1 с помощью цилиндрической телескопической насадки 2 трансформируется в световую полосу 3 и вводится в двумерный двухфазный поток 4 так, что вектор \vec{v} высвеченных лазерным «но-

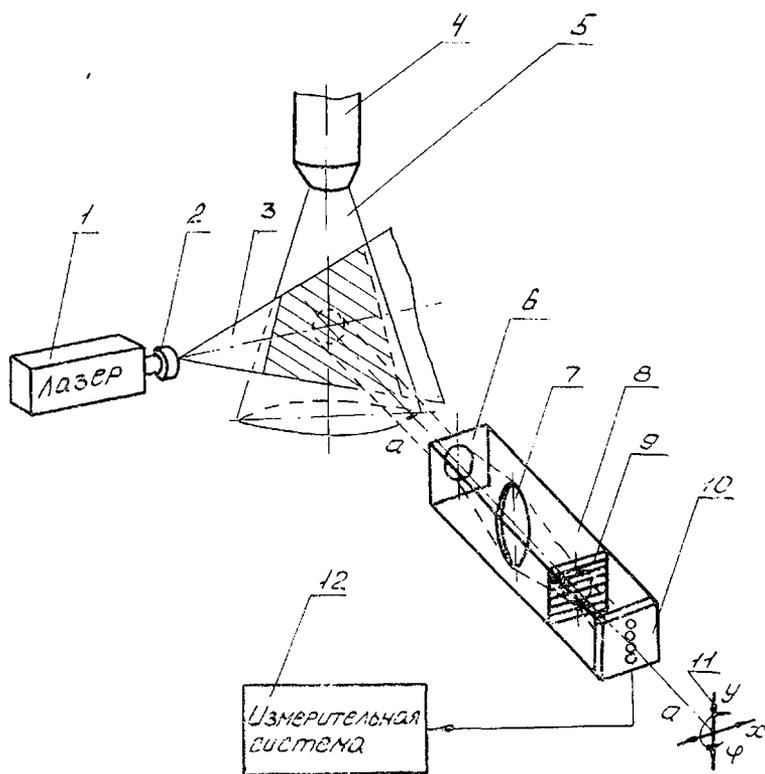


Рис. 3.13. Устройство для измерения скорости движения частиц: 1 — лазерный излучатель; 2 — формирователь «пояса»; 3 — световая полоса; 4 — форсунка; 5 — факел; 6 — диафрагма; 7 — линза; 8 — корпус; 9 — дифракционная решетка; 10 — фотопреобразователь; 11 — электропривод; 12 — измерительная система

жом» частиц лежит в плоскости анализируемой области. Рассеянное частицами дисперсной фазы излучение из заданной части анализируемой области факела 5 проходит через апертурную диафрагму 6 и с помощью оптического элемента 7 переносится в плоскость дифракционной решетки 9 и далее на линейку фотодиодов 10, сигналы которых подвергаются спектральному анализу в измерительной системе 12 для выделения полезной частоты F [37]:

$$F = \frac{Kv}{\Lambda} \sin \alpha, \quad (3.15)$$

где K — кратность увеличения оптической системы; v — скорость

частиц, Λ — постоянная дифракционной решетки, α — угол между направлением движения частиц и штрихами решетки. Диафрагма 6, оптический элемент 7, дифракционная решетка 9 и линейка фотодиодов 10 объединены в корпусе 8, который с помощью управляемого электропривода 11 может перемещаться в плоскости анализируемой области и поворачиваться вокруг оптической оси ($a - a$).

Управляемое перемещение корпуса 8 в плоскости, параллельной задаваемому с помощью лазера 1 с насадкой 2 сечению в двухфазном потоке, позволяет получать распределение \bar{v} частиц с шагом, определяемым диаметром отверстия апертурной диафрагмы 6. Поворот корпуса 8 вокруг своей оси необходим для установки штрихов дифракционной решетки 9 перпендикулярно \bar{v} частиц [38]. Путем соответствующей группировки фотодиодов 10 с помощью коммутационной схемы обеспечивается определение знака вектора \bar{v} частиц. Величина диаметра отверстия диафрагмы 6 регулируется в зависимости от диапазона изменения $\Delta \bar{v}$ в анализируемой области потока и заданной точности измерения. Разброс значений $\Delta \bar{v}$ как по величине, так и по направлению дает вклад в ширину спектра полезного сигнала ΔF . При постепенном уменьшении диаметра отверстия диафрагмы 6 сужаются размеры анализируемой области и соответственно повышается степень однородности двухфазного потока и точность измерения \bar{v} .

3.3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФАКЕЛА ФОРСУНОК ГТД

В камерах сгорания ГТД предъявляются высокие требования к окружной равномерности распределения жидкости (ОРРЖ) в факеле. Основные причины неравномерного распределения жидкости вокруг оси центробежной форсунки связаны с качеством их изготовления (эксцентриситет сопла относительно камеры закручивания, различие в размерах входных каналов, наличие риска или заусенцев). Особенно влияние дефектов изготовления проявляется в закрытых форсунках, для которых степень раскрытия сопла C существенно больше единицы ($C = R/r$, где R — радиус камеры закручивания, r — радиус сопла).

Для контроля ОРРЖ в факеле применяют так называемый секторный сборник [39]. Однако проливки форсунок в сборник с последующим построением диаграммы распределения требуют значительных временных затрат, результаты измерений зависят от числа секторов и взаимного расположения форсунки и сборника.

Опытная отработка метода лазерного «ножа» была проведена [40] на двух типах форсунок: вихревой пневматической [36] и центробежной форсунке с двухканальным шнековым распылителем с расходом воды $(1...3) \cdot 10^{-3}$ кг/с при перепаде давления не более $3 \cdot 10^5$ Па (рис. 3.14). Несмотря на малую мощность лазеров (ЛГ52-1, ЛГ79-1), рассеянное частицами излучение имеет интенсивность, достаточную для визуального наблюдения и фоторегистрации диаграммы распределения жидкости в факеле. Рассеянное частицами излучение фокусировалось объективом «Гелниос-44» и регистрировалось на аэрофотоэмульсии Т22 чувствительностью более 10^3 единиц ГОСТа с помощью

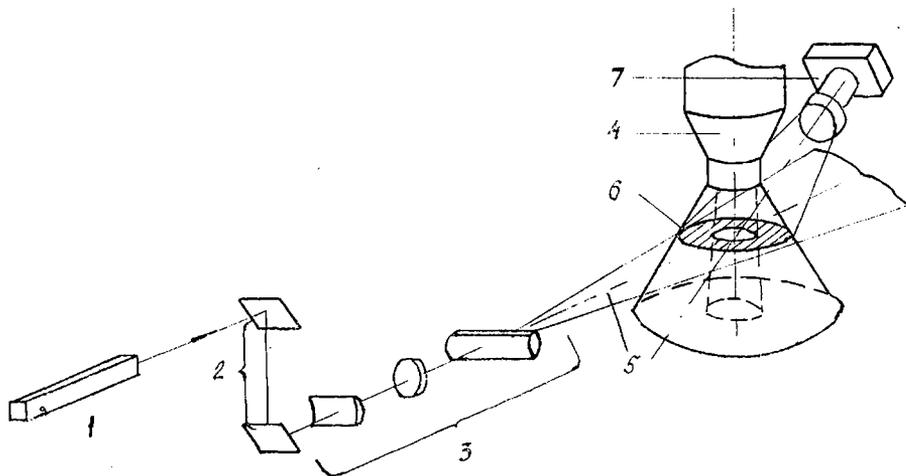


Рис. 3.14. Оптическая схема метода «ножа» для определения окружной равномерности распределения жидкости: 1 — лазер; 2 — зеркала; 3 — формирователь «ножа»; 4 — форсунка; 5 — световая полоса; 6 — факел; 7 — фотоаппарат

зеркальной фотокамеры «Зенит TTL». Разрешение схемы регистрации определялось с помощью контрольной миры и составляло в центре поля 25 мкм при глубине резкости объектива не более 3 мм. Вихревая форсунка имела $S = 1,5$ и давала на рабочих режимах кольцевую диаграмму распределения жидкости. В факеле форсунки со шнековым распылителем ($S = 20$) наблюдалась существенная окружная неравномерность распределения жидкости. Диаграмма распределения представляла неподвижную структуру, которая сохранялась при определенных расходах жидкости и изменялась при переходе от малых расходов к большим и обратно. Смещение плоскости «ножа» с 50 мм от среза сопла до 150 мм не изменяло общий вид диаграммы рас-

пределения. Изменения претерпевал лишь геометрический масштаб структуры. Вращение форсунки вокруг оси вызывало синхронный поворот периодической структуры в факеле. Введение газового потока по образующей жидкостного факела не изменяло характера структуры, но приводило к увеличению длины наблюдаемых «лучей», а следовательно, возрастанию коэффициента неравномерности распределения.

Для определения коэффициента неравномерности использовалось соотношение

$$K = \frac{L_{\max} - L_{\min}}{L_{\text{ср}}} \cdot 100\%, \quad (3.16)$$

где L_{\max} , L_{\min} , $L_{\text{ср}}$ — соответственно максимальная, минимальная и средняя длины световых лучей в диаграмме. Оценки, выполненные по семнадцати форсункам, дали в режиме максимального давления $K = 120 \dots 150\%$.

Качественные и количественные результаты оптического метода были подтверждены проливкой форсунок с применением 36-секторного сборника. Как показали исследования, величина коэффициента K , определенная через объемы жидкости в секторах, имела на 10—15% меньшие результаты по сравнению с данными оптического метода.

Одним из основных параметров, задаваемых при проектировании центробежных форсунок ГТД и контролируемых при опытно-конструкторской доводке, а также на этапе производства форсунок, является корневой угол факела α . По величине угла α можно оценивать характеристики форсунок (коэффициент расхода, геометрический параметр), а также формировать геометрию камеры сгорания [31, 41]. Величину угла α обычно определяют визуально путем проецирования факела на экран с угловой шкалой. Такой метод не отвечает современному уровню требований к эффективности процессов в камере сгорания. Необходимы оперативные методы измерений, которые одновременно с определением угла α позволяют получать информацию о картине спутных течений газа в присопловой зоне форсунки, контролировать возможность выноса частиц из факела на элементы конструкций, говорить о степени устойчивости процессов распыления.

На рис. 3.15 дана оптическая схема метода «ножа», которая применялась в работе [42] для исследования присопловой части факела вихревой пневматической форсунки.

Большие поперечные размеры факела при значительной концентрации частиц потребовали применения трехлинзового формирователя Z , который «растягивал» луч гелий-неонового лазера l в световую полосу b шириной до 120 мм и толщиной $h \approx 200 \dots 300$ мкм в области перетяжки. На рис. 3.16 приведена

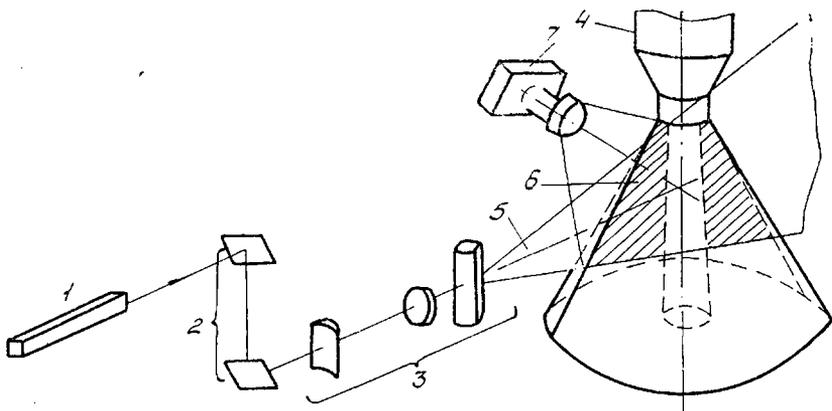


Рис. 3.15. Оптическая схема метода «ножа» для определения прикорисового угла факела: 1 — лазер; 2 — зеркала; 3 — формирователь; 4 — форсунка; 5 — световая полоса; 6 — факел; 7 — фотоаппарат

характерная кривая изменения параметра α для форсунки с углом наклона лопаток завихрителя 53° и диаметром выходного сопла 14 мкм в зависимости от давления P воздуха на входе. Из рис. 3.16 видно, что при $P \geq 1 \cdot 10^4$ Па наблюдалось уменьшение угла α факела с увеличением P . Это можно объяснить переходом факела в режим эжектирования окружающего воздуха, что подтверждается изменением конической формы факела в колоколообразную.

Уменьшение диаметра выходного сопла форсунки до 10 мм приводило к возникновению потока дисперсных частиц жидкости на наружную поверхность корпуса смесительной камеры

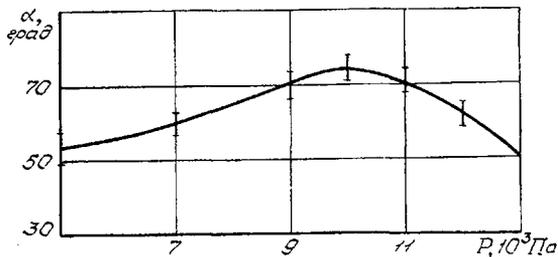


Рис. 3.16. Зависимость угла распыления β жидкости форсункой от перепада давления P воздуха

форсунки. Очевидно, что такой поток аэрозоля возможен при наличии у наружной стенки отрывного течения и должен приводить к прогару смесительной камеры в рабочих условиях двигателя.

Гидродинамическая структура течения в факеле жидкостной центробежной форсунки может быть существенно обогащена в результате исследования картины процессов в приосевой области. Сложность задачи обусловлена характером распределения распыленной жидкости, когда исследуемая часть двухфазного потока на оси факела имеет значительно меньшую концентрацию и размеры частиц дисперсной фазы, чем охватывающая его периферийная составляющая. С помощью тест-частиц с $a=5-15$ мкм, вводимых в окружающее факел пространство, в работе [43] методом «ножа» была изучена эжекционная способность факела центробежной форсунки с двухканальным шнековым завихрителем, степень раскрытия сопла которой изменялась от 12,5 до 4 за счет увеличения диаметра выходного отверстия с 0,4 до 1,2 мм.

Исследования показали, что эжекция частицами жидкости газа создает и поддерживает в приосевой области факела значительное разрежение. Градиент давления формирует поток газа внутрь факела и является причиной развития внутрифакельных течений. Оценки энергетических возможностей этого источника генерации процессов подтвердили, что дисперсная фаза, увлекаемая течением в приосевой области факела, должна состоять из частиц, относящихся к малым, когда приведенный размер $j = 2\pi a/\lambda \approx 1$. Структура внутрифакельных течений наблюдалась визуально и была зарегистрирована при переходе от метода лазерного «ножа» к проточному ультрамикроскопу [44]. Для увеличения интенсивности рассеянного света на малых частицах использовался лазер ЛГ-106М с $\lambda = 0,45-0,53$ мкм и мощностью излучения не менее 1 Вт.

Структурные образования внутри факела проявлялись при наблюдении высвечиваемого сечения под углом γ к направлению распространения лазерного излучения в пределах $0 \leq \gamma \leq 20^\circ$ и $140^\circ \leq \gamma \leq 180^\circ$. Анализ структурных образований в приосевой области факела выявил наличие вихревого рециркуляционного потока к срезу сопла форсунки, существование застойной зоны на уровне распыления нижней кромки жидкостного конуса. Картина процессов в факеле закрытой центробежной форсунки показывает [45] необходимость учета внутрифакельной структуры течения на выходные характеристики: площадь и плотность орошения, дисперсный состав частиц.

Изменяя условия развития факела, можно управлять выходными характеристиками форсунки. В работе [46] показано, что

подогрев окружающего факел воздуха на 30...40° приводит к изменению выходных характеристик форсунки (при неизменных входных параметрах) за счет управления условиями эжектирования. Тепловой механизм диспергирования топлива реализуется в камерах сгорания двигателей и может найти применение для интенсификации процессов распыления жидкостей с оросительных системах, контактных теплообменниках, покрывочных устройствах.

В работе [23] метод лазерного «ножа» применялся при исследовании факелов распыла одиночных струй в процессе горения. Для подавления собственного свечения съёмка производилась через интерференционный фильтр, пропускающий излучение на длине волны падающего света.

3.4. АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ КОНТРОЛЬ ПАРАМЕТРОВ ФАКЕЛА ФОРСУНОК

Качество распыления топлива форсунками в камерах сгорания ГТД определяет процессы смесеобразования, уровень тепловыделения, полноту и устойчивость горения. Для разработки форсунок, обеспечивающих оптимальные характеристики факела по дисперсному составу частиц, прикорневому углу и окружной равномерности распределения жидкости необходимы средства диагностики, сочетающие панорамную визуализацию внутрифакельных течений с возможностью определения размеров частиц в заданной области факела. Значительная трудоемкость технологического процесса определения характеристик факела, отсутствие автоматизированных средств измерения заставляют производство идти на выборочную проливку форсунок, производить контроль параметров не в полном объеме.

Проведенные в КуАИ исследования [47, 48] подтвердили возможность создания автоматизированных систем контроля параметров факела форсунок, основанных на применении в методе лазерного «ножа» телевизионно-вычислительной автоматики с цифровой обработкой изображений.

Количественное оценивание дисперсного состава частиц жидкости в факеле форсунки проводилось с использованием автоматизированной системы обработки изображений (рис. 3.17), построенной на базе мини-ЭВМ СМ-4 и аппаратуры ввода—вывода в стандарте КАМАК [40]. Получаемые с помощью метода лазерного «ножа» изображения частиц регистрировались на фотоносителе, а затем вводились в память ЭВМ с помощью телевизионной камеры. Получаемый двухмерный массив (256 × 256 точек) значений поля яркости подвергался цифровой об-

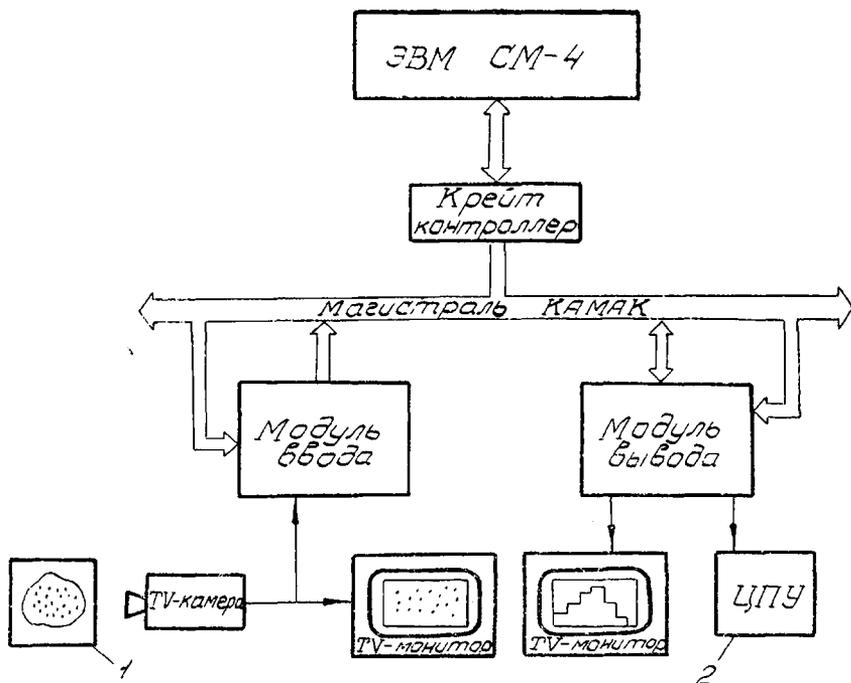


Рис. 3.17. Схема автоматизированного комплекса обработки изображений частиц: 1 — фотопосетитель с изображением частиц; 2 — цифрочитающее устройство

работке с целью измерения гистограммы распределения зарегистрированных микрочастиц жидкости по размерам. Процедура обработки включает следующие этапы:

- оценка распределения значений яркости отсчетов изображений и автоматизированный выбор порогового значения яркости, отделяющего объекты (микрочастицы) от фона;

- пороговая обработка изображения, т. е. преобразование его к бинарному (двухградационному виду);

- логическая и (или) ранговая фильтрация с целью подавления шумов;

- сегментация изображения (выделение объектов - частиц);

- измерение геометрических параметров и моментных (до третьего порядка) характеристик объектов;

- расчет числовых признаков каждой зарегистрированной частицы (максимальный диаметр, площадь, координаты центра, коэффициенты аспекта, формы, площади и т. п. [50]);

расчет и визуализация гистограмм распределения частиц по различным признакам, указываемым пользователем.

Все этапы обработки производятся в режиме диалога с оператором с визуализацией промежуточных результатов. Кроме распределения частиц по размерам система обработки позволяет оценивать концентрацию частиц жидкости в различных точках исследуемого объема. В развитие системы обработки в настоящее время разрабатывается лабораторный анализатор микроструктур на базе персонального компьютера, обладающий лучшими эксплуатационными характеристиками.

Для контроля окружающей равномерности распределения жидкости (ОРРЖ) и угла распыливания в факеле форсунки может применяться автоматизированная измерительная установка, упрощенная схема которой показана на рис. 3.18. Здесь анализируемое сечение факела вводится TV-камерой в ЭВМ и обрабатывается с помощью соответствующих программ [49]. Усложняющим обстоятельством при контроле ОРРЖ является то, что высвеченное световым «ножом» сечение потока регистрируется с геометрическими искажениями, т. к. телекамера может быть установлена только под некоторым углом к оси факела.

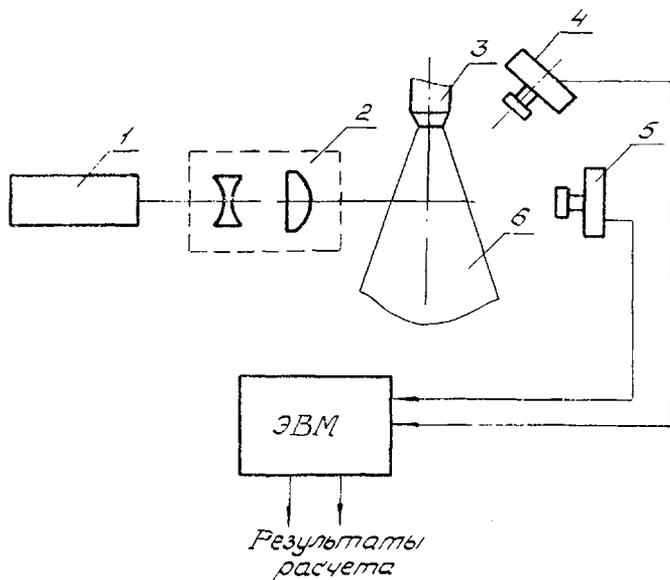


Рис. 3.18. Схема автоматизированной установки для определения ОРРЖ и угла распыливания: 1 — лазер; 2 — формирователь «ножа»; 3 — форсунка; 4, 5 — телевизионные камеры; 6 — факел форсунки

Общая процедура цифровой обработки изображений для определения коэффициента ОППЖ факела состоит из семи этапов.

1. Ввод и оцифровка полутокового изображения; получение в памяти ЭВМ матрицы отсчетов функции яркости.

2. Устранение геометрической деформации изображения. Устранение деформации заключается в «растяжении» изображения в вертикальном направлении относительно некоторой средней строки, т. е. в формировании новой матрицы.

3. Выбор порогового значения функции яркости. Порог выбирается автоматически по максимальному и минимальному значению отсчетов матрицы или задается оператором, исходя из визуального анализа гистограммы распределения отсчетов, выводимой на телемонитор.

4. Пороговая обработка изображения, т. е. разделение отсчетов на два класса: объект (факел) и фон по признаку яркости. В результате пороговой обработки формируется бинарное изображение.

5. Логическая фильтрация бинарного изображения с целью устранения шумов и выделения границ объектов.

6. Определение геометрического центра тяжести (определяются координаты центра тяжести объекта).

7. Вычисление коэффициента окружной неравномерности.

Определение угла распыливания осложняется наличием боковых выбросов частиц, яркость которых при подсветке «ножом» близка к яркости основного потока. Изображение этих частиц воспринимается анализатором в виде шумов, которые делают невозможным применение пороговых методов обработки.

С целью уменьшения шумов на результат измерения углов может применяться прямое преобразование Радона, реализованное с помощью дискретного преобразования Фурье [51]. Оно сопоставляет функции f на плоскости, функцию f на множестве всех прямых, задаваемую интегралами от f вдоль прямых.

Для оценки достоверности такого подхода требуются дальнейшие исследования, т. к. до настоящего времени не проводился анализ степени сходимости расчетного и опытного методов определения угла распыливания жидкости в факеле.

Однако уже сейчас можно сделать вывод о плодотворности применения в методе лазерного «ножа» автоматизированных систем обработки изображений. Дальнейшее совершенствование экспериментальной базы в методе «ножа» в сочетании с развитием математического обеспечения цифровой обработки изображений позволяет создать автоматизированную лазерную систему контроля форсунок.

В качестве примера рассмотрим автоматизированную систему контроля форсунок, приведенную на рис. 3.19. Луч лазера l

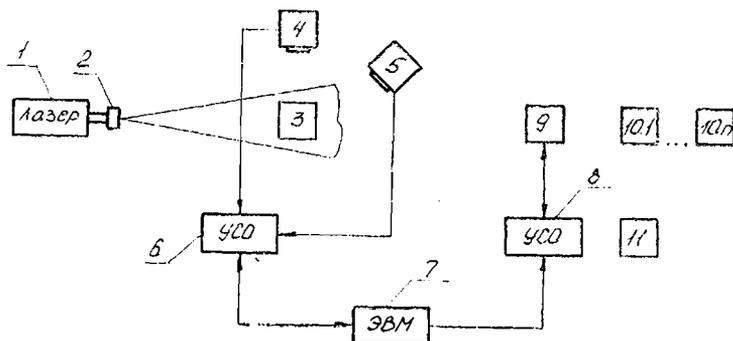


Рис. 3.19. Блок-схема автоматизированной лазерной системы контроля форсунок: 1 — лазер; 2 — поворотный формирователь «пожа»; 3 — объект контроля — форсунка; 4, 5 — видеокон; 6, 7 — устройства связи с объектом; 8 — ЭВМ; 9 — манипулятор; 10.1...10.n — бункеры-сборники; 11 — подающий бункер

трансформируется формирователем 2 в световую плоскость и вводится в факел форсунки 3 параллельно (при контроле угла распыливания) или перпендикулярно (при контроле ОРРЖ) ее оси. Рассеянное частицами излучение регистрируется запоминающими видеоконями 4, 5, ориентированными перпендикулярно световым плоскостям. Видеосигналы от 4, 5 через устройство связи с объектом 6 вводятся в ЭВМ 8, где осуществляется расчет параметров и сравнение их с эталонными значениями, введенными предварительно в память ЭВМ. По первому полукадру изображения осуществляется контроль вида «годен—не годен», при положительном исходе которого вводится второй полукадр и осуществляется идентификация форсунки 3 по полю допусков. После этого ЭВМ 8 подает через устройство связи с объектом 7 управляющий сигнал на манипулятор 9, который перемещает форсунку 3 в соответствующий бункер-сборник 10_j из ряда, содержащего *n* бункеров-сборников 10.1...10.*n*, и устанавливает новую форсунку 3 из подающего бункера 11.

Введение полукадра изображения позволяет сократить время контроля в случае, когда параметры форсунки выходят за пределы поля допусков.

Применение подобных систем контроля сокращает цикл опытно-конструкторской доводки форсунок, повышает надежность работы двигателей за счет контроля каждой форсунки.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Пигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336 с.
2. Хьюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1961. 536 с.
3. Дейрленджан Д. Расстояние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 165 с.
4. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. М.: Гостехиздат, 1951. 288 с.
5. Нестерихин Ю. Е., Солоухин Р. И. Методы скоростных измерений в газодинамике и физике плазмы. М.: Наука, 1967. 172 с.
6. Шифрин К. С., Зельманович И. Л. Таблицы по светорассеянию. Угловые функции. Т. 1. Л.: Гидрометеиздат, 1966. 339 с.
7. Шифрин К. С. Излучение свойств вещества по однократному рассеянию // Теоретические и прикладные проблемы рассеяния света: Сб. науч. тр. Минск: Наука и техника, 1971. С. 228—244.
8. Беллев С. П. Оптико-электронные методы излучения аэрозолей. М.: Энергоиздат, 1981. 229 с.
9. Ключков В. П., Козлов Л. Ф., Потыкевич И. В., Соскин М. С. Лазерная анемометрия, дистанционная спектроскопия и интерферометрия. Киев: Наукова думка, 1985. 759 с.
10. Ринкевичюс Б. С. Лазерная анемометрия. М.: Энергия, 1978. 160 с.
11. Павловский Б. А., Рун Б. Комплексное измерение движущихся частиц по размерам и скоростям // Приборы и системы управления, 1986. № 3. С. 27—29.
12. Байвель Л. П., Лагунов А. С. Измерения и контроль дисперсности частиц методом светорассеяния под малыми углами. М.: Энергия, 1977. 88 с.
13. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. 288 с.
14. Оптическая голография: Практические применения / Под ред. В. М. Гинзбург, Б. М. Степанова. М.: Сов. радио, 1978.
15. Лазерная техника (вариант 5). Определение степени пространственной когерентности излучения рубинового лазера: Метод. указания. Куйбышев: КуАИ, 1987. 39 с.
16. Голография (задания № 22—1, 22—2): Метод. указания. Куйбышев: КуАИ, 1978. 19 с.; (задания № 22—3, 22—4). Куйбышев: КуАИ, 1980. 14 с.
17. Шорин В. П., Журавлев О. А., Логак Л. Г., Мединская Л. П., Федосов А. И. Голографическая установка для изучения двухфазных потоков // Приборы и техника эксперимента. 1985. № 5. С. 158—161.
18. Ертанова О. Н., Лепешинский И. А., Решетников Н. А. Голографический анализ дисперсной фазы двухфазного потока // Теплофизика высоких температур, 1979. Т. 17, № 4. С. 819—821.
19. Дожский И. П., Михайлов И. М. Определение достаточного числа измерений при исследованиях // Тр. Ленингр. лесотехн. академии. 1969. № 118. С. 72—74.
20. Методика выполнения пространственного распределения микрочастиц по размерам: Методические указания. PD 50-409-83. М.: Изд.-во стандартов, 1984. 14 с.
21. Васильев С. Т. Прецизионная система ввода-вывода изображений из ЭВМ // Автометрия. 1977. № 2.
22. Бакрунов А. О., Ертанова О. Н., Лепешинский И. А. Голографический метод определения поля скоростей дисперсной фазы двухфазного потока // Механика жидкости и газа. 1980. № 1. С. 182—184.
23. Гиль В. В. Оптические методы исследования процессов горения. Минск: Наука и техника, 1984. 128 с.

24. *Боровой В. Я.* Метод лазерного «ножа» для диагностики пространственных двухфазных течений // Методы лазерной диагностики однофазных и двухфазных течений: Сб. науч. тр. Минск: ИТМО, 1978. С. 93—99.
25. *Алхимов А. П., Папырин А. Н.* Некоторое применение метода скоростной лазерной визуализации для исследования двухфазных потоков // Тр. ЦАГИ, 1976. Вып. 1755. С. 175—181.
26. Справочник конструктора оптико-механических приборов / *В. А. Павлов, М. Я. Кругер, В. В. Кулагин* и др. Л.: Машиностроение, 1980. 742 с.
27. *Шорин В. П., Журавлев О. А., Мединская Л. Н.* Экспериментальное исследование кавитационных процессов в ультразвуковом поле. — Дсп. в ВИНТИ, 1985. № 951—85.
28. *Боровой В. Я., Иванов В. В., Орлов А. А., Харченко В. П.* Визуализация пространственного обтекания моделей с помощью лазерного «ножа» // Ученые записки ЦАГИ. 1973. Т. IV. № 5. С. 42—49.
29. *Монджина Х. К., Рейнольдс Р. К., Шринивасан Р.* Многомерное моделирование горения в газотурбинном двигателе. Применение и ограничения // Аэрокосмическая техника. 1987. № 3 С. 31—47.
30. *Мансон, Банерджи, Эдди.* Микрофотографическое исследование распыливания жидких топлив // Вопросы ракетной техники. 1956. № 4. С. 113—136.
31. *Левфевр А.* Процессы в камерах сгорания ГТД // Пер. с англ. М.: Мир, 1986. 566 с.
32. *Чин, Николаус, Левфевр.* Характеристики распыливания вихревых форсунок в зависимости от расстояния вниз по потоку // Энергетические машины. 1986. № 1. С. 150—156.
- 33. Теория оптических систем: Учебник для вузов / *Б. Н. Бегунов, П. Н. Закаэнов, С. И. Киришин, В. И. Кунчев.* М.: Машиностроение, 1981. 432 с.
34. *Кратиров И. А., Павлов В. И.* Колимация и фокусировка лазерного пучка на заданное расстояние // Изв. вузов. Приборостроение, 1977. № 8. С. 105—109.
35. Лазерная установка для визуального контроля параметров факела топливных форсунок: Ищ. листок № 336—87. Куйбышев: МТЦНТИП, 2 с.
36. *Шорин В. П., Журавлев О. А., Мединская Л. Н.* Лазерная скоростная фоторегистрация факела форсунки // Изв. вузов. Авиационная техника. 1985. № 2. С. 100—102.
37. *Делатур. Ханс.* Оптический прибор с периодической решеткой для измерения электрофоретической подвижности частиц // Приборы для научных исследований. 1984. № 4. С. 66—72.
38. А. С. 654906. Устройство для измерения скорости перемещения объекта / *О. А. Журавлев, Л. И. Федосова.* Опубл. в 1979 г. Вюл. № 12.
39. *Пажо Д. Г., Корягин А. А., Лалин Э. Л.* Распыляющие устройства в химической промышленности. М.: Химия, 1975. 199 с.
40. *Шорин В. П., Журавлев О. А., Мединская Л. Н.* Лазерная визуализация диаграммы распределения жидкости в факеле форсунки // Теплоэнергетика. 1987. № 6. С. 55.
41. *Хавкин Ю. И.* Центробежные форсулки. Л.: Машиностроение, 1976. 208 с.
42. *Журавлев О. А., Мединская Л. Н., Токарев В. В.* Применение лазера для исследования присопловой части факела форсунки методом светового «ножа» // Изв. вузов. Авиационная техника, 1987. № 1. С. 101—103.
43. *Ахметова П. М., Журавлев О. А., Мединская Л. Н., Мустафина Л. Т., Симачев В. В.* Визуализация внутрифакельных течений жидкости центробежной форсунки // Тез. докл. XIII Всес. научно-техн. конф. «Высокоскоростная фотография, фотоника и метрология быстропотекающих процессов». М.: ВНИИОФИ, 1987. С. 161.
44. *Дерягин Б. В., Влащенко Г. Я.* Проточная ультрамикроскопия // Природа. 1953. № 11. С. 29—35.

45. Шорин В. П., Журавлев О. А., Мединская Л. Н., Токарев В. В. Визуализация гидродинамической структуры течения в факеле центробежной форсунки // Изв. вузов. Авиационная техника. 1988. № 2. С. 108—109.

46. Шорин В. П., Журавлев О. А., Мединская Л. Н., Симачев В. В., Токарев В. В. Исследование механизмов теплового диспергирования распыливаемой жидкости // Тез. докл. Всес. научно-техн. конф. Тольятти: ТПИ, 1988.

47. Журавлев О. А., Мединская Л. Н., Сергеев В. В., Косарева С. М., Шорин В. П. Лазерная система регистрации факела форсунок энергетических установок // Тез. докл. III Всес. конф. «Применение лазеров в технологии и системах передачи и обработки информации». Ч. 2. Тааллинн. ТПИ. 1987. С. 129—131.

48. Дмитриева М. А., Журавлев О. А., Мединская Л. Н., Соيفер В. А., Храмов А. Г., Шорин В. П. Автоматизированный контроль размеров частиц в методе лазерного «ножа» // Тез. I Всес. научно-техн. конф. «Методы диагностики двухфазных и реагирующих потоков». Харьков: ХПИ, 1988. С. 125—126.

49. Бамбулевич К. Э., Васин А. Г., Маслоз А. М. Пакет программ. Программное обеспечение обработки изображений *IPS*. — Гос. фонд алгоритмов и программ СССР, № 50850000495, 1985.

50. Анисимов Б. В., Курганов В. Д., Злобин В. К. Распознавание и цифровая обработка изображений. М.: Высшая школа, 1983. 296 с.

51. Хелгасон С. Преобразование Радона. М.: Мир. 1983

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЕ	6
1.1. Закон Бугера	7
1.2. Расчет коэффициента эффективности ослабле- ния излучения	9
1.3. Основные соотношения теории рассеяния поляри- зованного света	11
1.4. Примеры применения теории светорассеяния для определения размеров частиц	16
2. ЛАЗЕРНЫЕ МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ДВУХ- ФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЙ	19
2.1. Лазерная доплеровская анемометрия (ЛДА)	20
2.2. Метод малоуглового рассеяния света	24
2.3. Голографические методы исследования дисперс- ной составляющей двухфазных течений	26
2.4. Метод лазерного «ножа»	36
3. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ЛАЗЕРНОГО «НОЖА» ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ФАКЕЛА ФОРСУНОК ГТД	43
3.1. Формирование световой полосы	44
3.2. Разработка лазерных установок и способов их применения	53
3.3. Экспериментальное исследование факела фор- сунок ГТД	60
3.4. Автоматизированный контроль параметров фа- кела форсунок	65
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК	70

Олег Анатольевич Журавлев,
Любовь Николаевна Медницкая,
Владимир Павлович Шорин

ЛАЗЕРНАЯ ДИАГНОСТИКА ДВУХФАЗНЫХ ТЕЧЕНИИ

Редактор Т. К. Крестинина
Техн. редактор Н. М. Калешюк
Корректор Н. С. Куприянова

Доп. пл. № 9

Сдано в набор 21.08.89 г. Подписано в печать 30.09.89 г.
ЕО 00303. Формат 60×84 1/16. Бумага оберточная.
Печать высокая. Гарнитура литературная.
Усл. п. л. 4,6. Уч.-изд. л. 4,5. Т. 300 экз.
Заказ 727. Цена 20 к.

Куйбышевский ордена Трудового Красного Знамени
авиационный институт имени академика С. П. Королёва,
443086, Куйбышев, Московское шоссе, 34.

Тип. ЭОЗ Куйбышевского авиационного института,
443001, Куйбышев, ул. Ульяновская, 18.