

03:07:12

Фотодинамические эффекты в лазерной доплеровской анемометрии

© Ю.Н. Дубнищев, В.А. Павлов

Институт теплофизики СО РАН

Поступило в Редакцию 19 января 1998 г.

Впервые обнаружены фотодинамические эффекты в лазерной доплеровской анемометрии, состоящие в том, что результат измерения доплеровского сдвига частоты в свете, рассеянном частицей, зависит от воздействия на частицу зондирующих световых пучков.

Измерение скорости частиц по доплеровскому сдвигу частоты в рассеянном свете широко применяется в научных исследованиях и промышленной технологии. Способ измерения и его различные модификации получили известность под названием "лазерная доплеровская анемометрия" [1]. Одним из главных преимуществ его принято считать отсутствие возмущений исследуемой среды в процессе измерения. Влияние светодинамического воздействия зондирующих лазерных пучков на кинетику рассеивающих частиц до сих пор во внимание не принималось. Известные слова Пойнтинга о световом давлении: "Очень маленький опыт в попытках измерить световое давление достаточен, чтобы осознать его крайнюю малость — малость, которая исключает его из рассмотрения в земных делах" [2] в ряде измерительных технологий были восприняты, по-видимому, слишком доверительно даже после изобретения лазера, хотя исследования по динамическому воздействию лазерного излучения на атомы [3] и макрочастицы [2], а также работы по лазерному термоядерному синтезу [4] ведутся давно и интенсивно.

В настоящей работе впервые сообщается о светодинамическом эффекте в лазерной доплеровской анемометрии. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Измерительное устройство, выполненное на базе лазерного анемометра с адаптивной селекцией вектора скорости [5], содержит лазер 1 и расположенные по ходу пучка четвертьволновую фазовую пластинку 2, согласующий объектив 3, акустооптический модулятор бегущей волны 4, объективы 5, 6 и 7, зеркала 8 и 9, кювету

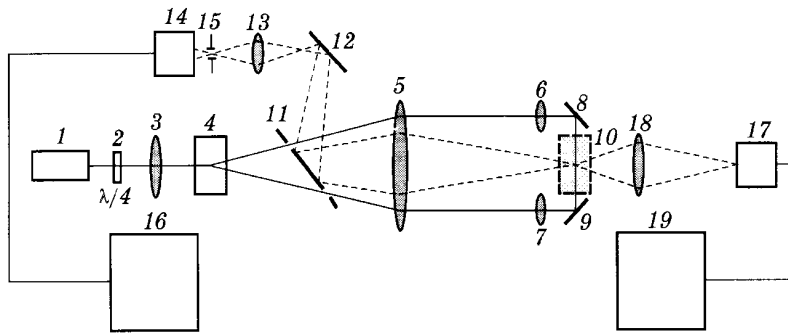


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — лазер; 2 — четвертьволновая фазовая пластинка; 3 — объектив; 4 — акустооптический модулятор; 5, 6 и 7 — объективы; 8 и 9 — зеркала; 10 — кювета; 11 — зеркало с диафрагмами; 12 — зеркало; 13 — объектив; 14 — фотоприемник; 15 — полевая диафрагма; 16 — электронный блок; 17 — видеокамера; 18 — микроскоп; 19 — персональный компьютер.

с оптическими окнами 10, зеркало 11 с диафрагмами, зеркало 12, объектив 13, фотоприемник 14 с полевой диафрагмой 15, к которому подсоединен блок обработки сигнала 16. Изображение зондирующего поля в кювете регистрируется видеокамерой 17 через микроскоп 18 и обрабатывается на персональном компьютере 19.

Луч аргонового лазера, работающего в режиме основной моды, после прохождения четвертьволновой пластинки 2 объективом 3 направляется в акустооптический брэгговский модулятор бегущей волны 4. На выходе модулятора формируются дифрагированные пучки нулевого и минус первого порядка, разность частот которых равна частоте модуляции (80 мГц). Дифрагированные пучки объективами 5, 6 и 7 направляются в кювету, где создается конвекционный поток частиц дыма. Лазерные пучки в кювете направлены навстречу друг другу и в результате интерференции образуют интерференционное поле, вектор решетки которого \mathbf{K} ("вектор чувствительности") определяется разностью волновых векторов интерферирующих пучков \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 [1]:

$$\mathbf{K} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2; \quad K = 2k = \frac{2\pi}{\Lambda},$$

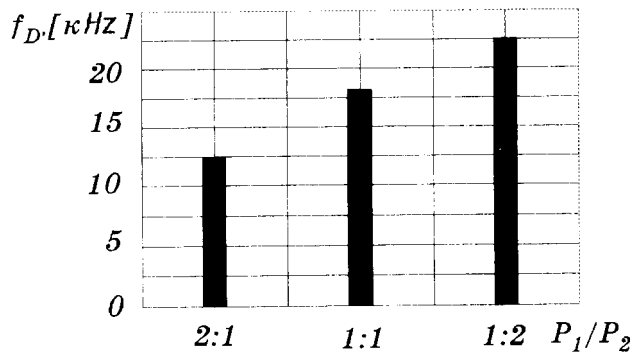


Рис. 2. Среднее значение доплеровского сдвига частоты в зависимости от отношения мощностей P_1 и P_2 зондирующих лазерных пучков.

где $k = 2\pi/\lambda$; $\Lambda = \lambda/2$. Зондирующее поле локализуется в области пересечения перетяжек интерферирующих пучков. Изображение зондирующего поля в свете, рассеянном на частицах дыма, объективом 5, зеркалами 11 и 12, объективом 13 и полевой диафрагмой 15 формируется на светочувствительной поверхности фотоприемника 14. Фотоэлектрический сигнал поступает на электронный блок обработки 16.

Как известно [1], фотоэлектрический сигнал содержит компоненту, частота которой есть линейная функция разности доплеровских частотных сдвигов в свете, рассеянном частицей от падающих лазерных пучков:

$$\omega = \Omega_0 + \mathbf{v}\mathbf{K} = \Omega_0 + \frac{2\pi v}{\Lambda}.$$

Здесь Ω_0 — разность круговых частот дифрагированных пучков на выходе модулятора (несущая частота), \mathbf{v} — вектор скорости рассеивающей частицы, v — модуль проекции вектора скорости частицы на вектор решетки \mathbf{K} зондирующего поля. Электронный блок измеряет частоту $f_D = v/\Lambda = 2v/\lambda$, пропорциональную измеряемой компоненте скорости с известным коэффициентом пропорциональности $2/\lambda$, где для излучения аргонового лазера $\lambda = 0.515 \mu\text{m}$.

На рис. 2 показаны значения измеренной скорости частиц для разных отношений мощности лазерных пучков, формирующих зондирующее поле — 1 : 1, 2 : 1 и 1 : 2. Для отношения 1 : 1 средняя частота

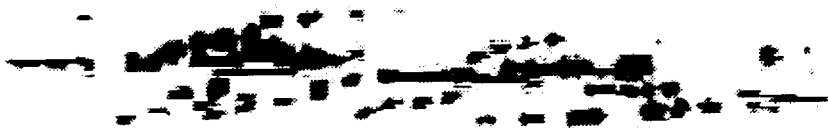


Рис. 3. Фотография треков частиц в зондирующем поле. Радиус перетяжки $20\ \mu\text{m}$; мощность лазерных пучков, формирующих зондирующее поле, $20\ \text{mW}$.

f_D , соответствующая скорости конвекции дымовых частиц, равна $18\ \text{kHz}$ ($v = 4.64\ \text{mm/s}$). В случае, когда мощность пучка с волновым вектором, совпадающим с направлением скорости v , в два раза больше мощности пучка, противоположно направленного, среднее значение f_D увеличивается и достигает величины $22.5\ \text{kHz}$ ($v = 5.79\ \text{mm/s}$). Это означает, что из-за светодинамического эффекта частицы ускоряются. В ситуации, когда мощность светового пучка с волновым вектором, совпадающим со скоростью частицы, в два раза меньше мощности противоположно направленного пучка, среднее значение частоты ν_D падает до величины $12.5\ \text{kHz}$ ($v = 3.22\ \text{mm/s}$). Следовательно, результирующее воздействие световых пучков в этом случае тормозит частицу.

На рис. 3 показаны треки частиц в зондирующем поле, зарегистрированные видеокамерой. Наклонные точечные треки соответствуют конвекционному движению частиц. Горизонтальные треки отображают движение частиц под воздействием зондирующих лазерных пучков при двукратном отношении мощностей.

Пример доплеровского сигнала от рассеивающей частицы, движущейся под воздействием лазерного излучения, приведен на рис. 4. Сигнал получен от частицы дыма при отсутствии конвекционных потоков в кювете.

Приведенные результаты показывают, что при измерении малых скоростей частиц (порядка cm/s и меньше) следует учитывать светодинамическое воздействие лазерных пучков на рассеивающую частицу. Влияние зондирующего поля может проявляться через световое давление либо фотофорез, являющийся следствием неоднородного нагрева лазерным лучом поверхности частицы и прилегающей среды. Отсюда следует, что в лазерной анемометрии встречаются ситуации, особенно при измерении малых скоростей, когда возмущением исследуемой среды

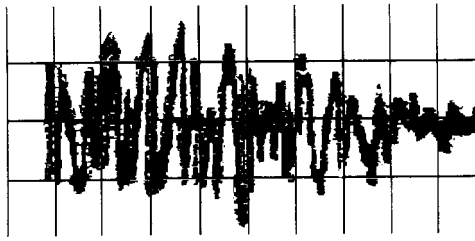


Рис. 4. Доплеровский сигнал от частицы, движущейся под влиянием светодинамического эффекта в зондирующем поле. 1 кл. — 2 мс; $v \approx 0.3$ мм/с.

зондирующим полем нельзя пренебрегать и положение о ”невозмущающем” характере измерений нарушается.

Помимо прямого учета светодинамических эффектов при измерении скорости следует иметь в виду, что различные оптические конфигурации измерительных схем в лазерной анемометрии имеют разную чувствительность к светодинамическим эффектам. Так, в дифференциальной схеме ЛДА при равенстве мощностей зондирующих лучей измерение компоненты скорости, коллинеарной вектору решетки зондирующего поля, наименее подвержено влиянию светодинамических эффектов из-за взаимной компенсации действия падающих на частицу пучков, а в наибольшей степени светодинамический эффект влияет на измерение ортогональной компоненты. Это следует из формулы определения доплеровского сдвига частоты в дифференциальной схеме [1]:

$$\omega_D = v(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2).$$

То же можно сказать об инверсно-дифференциальной схеме [1], в которой доплеровский частотный сдвиг определяется выражением $\omega_D = v(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{s2})$, где вектор чувствительности определяется разностью волновых векторов рассеянных пучков \mathbf{k}_{s1} и \mathbf{k}_{s2} при их симметричной ориентации относительно волнового вектора падающего пучка, если индикатриса рассеяния обладает осевой симметрией.

Наибольшей чувствительностью к светодинамическим эффектам обладают схемы с референтным пучком [1], для которых доплеровский сдвиг частоты определяется выражением $\omega_D = v(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_s)$, где \mathbf{k}_i — волновой вектор падающего на частицу пучка, \mathbf{k}_s — волновой вектор

рассеянного пучка. При измерении $3D$ вектора скорости наименее чувствительна к светодинамическим эффектам оптическая конфигурация, образованная тремя интерференционными решетками на встречных пучках, образующих ортогональный базис. Но и здесь, в случае тонких измерений, необходимо учитывать эффекты втягивания или выталкивания частиц в сечении лазерного пучка при различных относительных коэффициентах преломления вещества, из которого состоит рассеивающая частица.

Светодинамические эффекты в лазерной доплеровской анемометрии не следует рассматривать исключительно как явление, усложняющее процесс измерений. Регистрация и анализ светодинамических эффектов в ЛДА может служить основой для разработки новых методов лазерной диагностики, позволяющих измерять параметры рассеивающих частиц и среды, в которой они находятся.

Авторы выражают благодарность В.А. Арбузову и В.Г. Меледину за помощь в обработке результатов.

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 96-02-19246.

Список литературы

- [1] Дубнищев Ю.Н., Ринкевичюс Б.С. Методы лазерной доплеровской анемометрии. М.: Наука, гл. ред. физ.-мат. литературы, 1982. 304 с.
- [2] Миногоин В.Г., Летохов В.С. Давление лазерного излучения на атомы. М.: Наука, гл. ред. физ.-мат. литературы, 1986. 222 с.
- [3] Эшкин А. // УФН. 1973. Т. 110. В. 1. С. 101–114.
- [4] Аскарьян Г.А. // УФН. 1973. Т. 110. В. 1. С. 115–116.
- [5] Beloussov P.Ya., Dubnistchev Yu.N., Meledin V.G. et al. // Optica Applicata. 1990. V. 20. № 3. P. 187–197.