

ПРИМЕНЕНИЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ С ОГРАНИЧЕННОЙ ДЛИНОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ МИКРОФИЗИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НЕОДНОРОДНЫХ РАССЕИВАЮЩИХ СРЕД

А. П. Иванов, А. П. Чайковский и А. А. Кумейша

Рассматриваются возможности применения интерференционных методов селекции потоков рассеянного света для восстановления распределения по трассе зондирования микрофизических и динамических характеристик мутных сред. Получены соответствующие соотношения, связывающие измеряемые в эксперименте величины с параметрами исследуемой среды на разных глубинах для излучения с ограниченной длиной когерентности. Экспериментально подтверждена применимость развиваемых методов для восстановления размеров рассеивателей по трассе зондирования в стратифицированных образованиях, а также для экспрессных измерений поля скоростей гидродинамических потоков.

В последнее десятилетие значительное развитие получила спектроскопия оптического смещения, ставшая новым мощным инструментом для исследований микроструктуры и динамических характеристик жидких и газообразных рассеивающих сред. Статистический анализ световых полей, рассеянных на флуктуациях плотности среды или на инородных включениях, позволяет получать информацию о динамике жидкости вблизи критической точки, о микрофизических характеристиках рассеивателей и скоростях движения среды. Указанные возможности, в частности, широко используются в системах лазерной анемометрии [1-3], где по доплеровскому сдвигу спектра рассеянного света восстанавливают скорость гидро- и газодинамических потоков. Получили развитие и различного рода неконтактные методы измерения микрофизических характеристик взвешенных в потоках частиц [4-6].

Однако описанные до сих пор в литературе методы и их конкретные реализации позволяют измерять скорость потока и характеристики рассеивателей лишь в одной локальной точке. Для получения сведений о распределении указанных параметров по всему пространству, занимаемому неоднородной средой, необходима достаточно трудоемкая и тщательная переюстировка измерительной системы. Вместе с тем существует возможность экспрессного получения требуемой информации, основанная на зондировании среды излучением с ограниченной длиной когерентности. Целью настоящей работы является демонстрация возможностей предлагаемого метода. Обратимся вначале к случаю восстановления поля скоростей потока. Для большей ясности сущность метода рассмотрим на примере конкретного эксперимента. Пусть ламинарный поток жидкости с переменной по глубине скоростью $v(z)$ реализуется в кювете конического профиля, расположенной в одном из плеч интерферометра Майкельсона (рис. 1). Зондирующее излучение от источника 1 распространяется почти вдоль оси потока. Рассеянное в направлении «назад» и опорное поля смешиваются на фотокатоде детектора 5, создавая низкочастотный сигнал биений фототока. Однако в силу ограниченной длины когерентности l_k используемого света эффективно гетеродинируется лишь та часть рассеянной радиации, которая (с точностью порядка $l_k/2$) прошла от места рассеяния путь, равный длине опорного плеча. Остальной рассеянный свет некогерентен с опорным полем и не дает вклада в полезный сигнал. Таким образом, изменяя задержку опорного пучка относительно зондирующего, можно исследовать частотные свойства света, рассеянного с раз-

ных глубин и на основе последующего расчета восстановить поле скоростей потока. В рассматриваемом эксперименте использовалось излучение с длиной когерентности, равной нескольким сантиметрам, так что масштаб существенного изменения скорости вдоль оси потока должен быть того же порядка или больше. Рассмотрим взаимосвязь характеристик потока и частиц с частотными свойствами рассеянного света. Пусть на движущуюся с переменной по глубине ско-

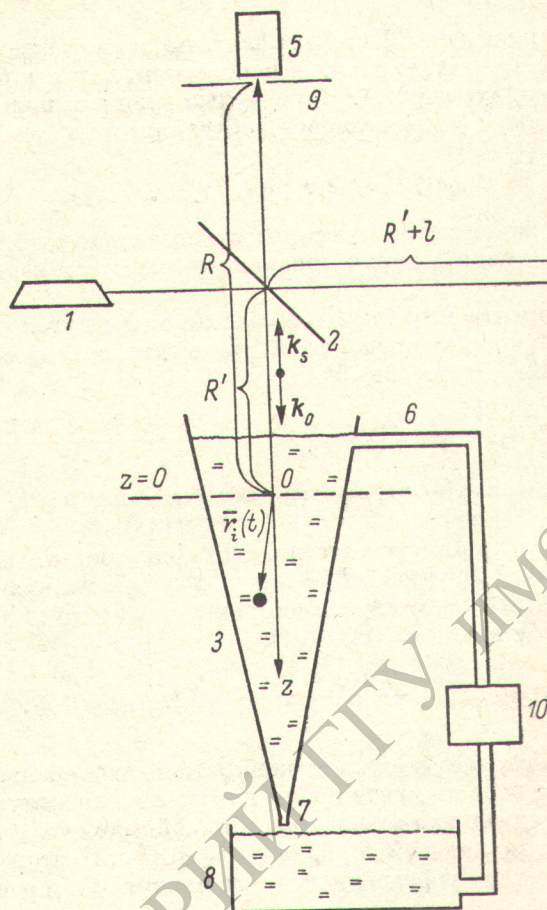


Рис. 1. Оптическая схема установки.

1 — источник излучения, 2 — светоделитель, 3 — коническая ювета, 4 — зеркало опорного плеча, 5 — фотоприемник, 6, 7 — входной и выходной штуцера, 8 — приемный резервуар, 9 — диафрагма, 10 — насос.

ростью $v(z)$ среду падает в направлении волнового вектора k_0 квазимонохроматическая линейно-поляризованная плоская волна, описываемая выражением

$$E(r, t) = E(t) \{ \exp i(\omega_0 t - k_0 r) \}, \quad (1)$$

где в фигурных скобках выделена регулярная часть фазы волны. Пренебрегая деполаризацией света, однократно рассеянное поле на приемнике в дальней зоне в момент времени t можно представить в скалярной форме

$$E_p(t) = \sum_i p \beta(z_i(t)) E_i \left(t - \frac{R}{c} - \frac{n \mathbf{K} \mathbf{r}_i(t)}{k_0 c} \right) \frac{T^2(z_i)}{R} \exp i(\omega_0 t - n \mathbf{K} \mathbf{r}_i(t)) \exp i k_0 R, \quad (2)$$

где коэффициент p определяется свойствами схемы светоделения, n — показатель преломления жидкости, c — скорость света, $\beta(z)$ — коэффициент обратного рассеяния волны частицей, находящейся в момент времени t на глубине z , $T(z)$ — амплитудное пропускание среды до соответствующей глубины, $\mathbf{K} = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_s$, $\mathbf{k}_0$ и $\mathbf{k}_s$ — волновые вектора падающего и рассеянного излучения

(небольшими вариациями в направлении последнего можно пренебречь). Смысл остальных обозначений понятен из рис. 1. За начало отсчета времени принят момент падения волны на плоскость $z=0$ (рис. 1), где течение приобретает устоявшийся режим. При выводе последнего соотношения мы использовали приближение дальней зоны

$$|R + r_i(t)| \approx R - \frac{r_i(t) k_s}{k_0} \quad (3)$$

и пренебрегли в знаменателе (2) вторым слагаемым соотношения (3). В общем случае частицы потока участвуют как в переносном, так и в броуновском движении. Представим радиус-вектор $r_i(t)$ результирующего положения рассеивателя в момент t в виде суммы векторов, обусловленных указанными видами перемещений

$$r_i(t) = v_i t + r_i(0) + \Delta r_i(t),$$

где $\Delta r_i(t)$ — случайное смещение частицы относительно жидкости за время t из начального положения, характеризуемого радиусом-вектором $r_i(0)$ при $t=0$.

Поскольку направление вектора K составляет малый угол с осью z и пучок падающего света достаточно узок, то в аргументе исходного поля можно осуществить замену $Kr_i(0)/k_0 \approx 2z_i(0)$. Тогда формула (2) преобразуется к виду

$$E_p(t) = \sum_i p_i^\beta(z_i) \frac{T^2(z_i)}{R} E\left(t - \frac{R}{c} - \frac{[2z_i(0) + 2v_i^k t n + 2\Delta r_i^k(t) n]}{c}\right) \times \\ \times \exp i\omega_0 t \exp(-iKv_i^k n t) \exp(-iK\Delta r_i^k(t) n) \exp(ik_0 R), \quad (4)$$

где v_i^k и $\Delta r_i^k(t)$ — проекции соответствующих векторов на вектор K . Выберем длину опорного плеча равной $R' + l$, где l — переменная (регулируемая) часть оптического пути. В этом случае опорный сигнал на детекторе в момент времени t запишется в виде

$$E_0(t) = qE\left(t - \frac{2l + R}{c}\right) \exp(i\omega_0 t - 2k_0 l) \exp(ik_0 R),$$

где коэффициент q также определяется конкретной схемой светоделения.

В рассматриваемом эксперименте время когерентности излучения t_k не превышает 10^{-10} с, что значительно меньше постоянной времени t' приемной части схемы регистрации, составляющей порядка $10^{-5} \div 10^{-6}$ с. Поэтому фототок детектора будет пропорционален усредненной по промежутку t' интенсивности суммарного поля

$$i(t) \sim \int_S |E_p + E_0|^2 dS,$$

где интегрирование осуществляется по открытой площади S фотокатода. Полагая, что величина последней меньше масштаба интерференционной структуры суммарного поля, интеграл можно опустить.

Следует отметить, что величина t' должна быть гораздо меньше характерного времени корреляции $\tau_{\text{корр}}$ броуновского движения, так что в процессе измерений выполняется условие

$$t_k \ll t' \ll \tau_{\text{корр}}.$$

Информативной детерминированной характеристикой в рассматриваемом случае является автокорреляционная функция фототока, определяемая для стационарного процесса соотношением

$$G(\tau) = \langle \overline{i(0)} \overline{i(\tau)} \rangle - \langle i \rangle^2, \quad (5)$$

где угловые скобки означают усреднение по большому времени наблюдения T_0 , а черта сверху — по промежутку t' . Компонента выражения (5), содержащая информацию о скорости, имеет вид

$$G^{\text{внф}}(\tau, l/n) = 2 \operatorname{Re} [a \langle \overline{E_p(0) E_0^*(0) E_p^*(\tau) E_0(\tau)} \rangle] = 2ap^2q^2 \frac{\beta_\pi}{R^2} \exp\left(-\frac{2\varepsilon l}{n}\right) \times \\ \times \operatorname{Re} \left\{ \exp(2ik_0 v^K(l) n\tau) \left\langle \exp(2ik_0 \Delta r^K(\tau)_n \sum_i \overline{E_i\left(\frac{\Delta z_i}{c}\right) E^*(0)} \right\rangle \times \right. \\ \left. \times \overline{E_i^*\left(\frac{\Delta z_i}{c} + \tau - \frac{2v^K(l) n\tau}{c} - \frac{2\Delta r(\tau)_n}{c} E(0)\right)} \right\}, \quad (6)$$

где a — некоторый постоянный множитель, определяемый свойствами фотомножителя; β_π — коэффициент обратного рассеяния потока частиц; ε — показатель ослабления среды, $\Delta z = 2(l - nz)$. При выводе (6) использовалась приближенная замена скоростей частиц в пределах каждого диагностируемого слоя (протяженностью порядка $l_k/2$) на глубине $z = l/n$ и соответствующих пропусков среды их эффективными значениями $v^K(l/n)$ и $T^2(l/n)$ в центре последнего, а также учтено, что для реализуемых в эксперименте углов рассеяния, близких к 180° , $K \approx 2k_0$.

Можно показать, что с точностью порядка $1/M$ (где $M = t'/t_k$) выражение (6) приводится к виду

$$G(\tau, l/n) = \frac{2a\beta_\pi \rho I_3 I_0}{R^2} \exp\left(-\frac{2\varepsilon l}{n}\right) \exp(2ik_0 v^K(l/n) n\tau) \operatorname{Re} \langle \exp(2ik_0 \Delta r(\tau)_n) \rangle_{l/n} \times \\ \times \int \gamma(\Delta z) \gamma(\Delta z + v^K(l/n) n\tau) dz, \quad (7)$$

где γ — модуль нормированной автокорреляционной функции исходного поля, I_3 — интенсивность зондирующего луча, ρ — линейная плотность частиц в потоке.

В последнем соотношении мы пренебрегли в аргументе амплитуды поля малой величиной случайного смещения и выделили в виде сомножителя корреляционную функцию броуновского движения. Анализ (7) показывает, что при заданной длине l/n опорного плеча вклад в полезный сигнал на частоте доплеровского сдвига $f = \frac{k_0 n}{\pi} v^K(l/n)$ дают лишь рассеиватели, лежащие в пределах $l_k/2$ на глубине $z = l/n$. Ширина получаемого спектра определяется как случайным движением рассеивателей, так и временем пролета частиц потока через диагностируемый слой.

Перейдем к рассмотрению конкретного эксперимента по восстановлению поля скоростей потока. Для детализации воспользуемся общей схемой, изображенной на рис. 1. Стационарность потока достигалась за счет равномерного истечения жидкости через выходное калиброванное отверстие. Уровень воды поддерживался постоянным благодаря работе насоса 10. В качестве источника света использовался многочастотный аргоновый лазер непрерывного действия «Spectra—Physics-165». При работе последнего в одномодовом режиме при выходной мощности $I = 0.5$ Вт на длине волны $\lambda = 0.514$ мкм длина когерентности составляла в воде около 2 см.

Величины доплеровских сдвигов определялись с помощью спектроанализатора С4-48, имеющего погрешность измерения частоты

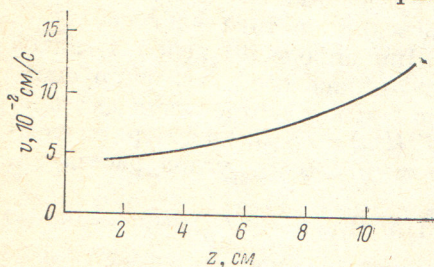
$$\delta f = \pm(0.01f + 10 \text{ Гц}).$$

Таким образом, для изучаемого нами низкочастотного диапазона ($2 \div 5$ кГц) указанная ошибка не превосходит 1.5%—2%. Следует, очевидно, указать еще на две существенные причины появления ошибок при проведении измерений подобного рода. Первая из них обусловлена флуктуациями скоростей тока жидкости. В рассматриваемом эксперименте тщательные измерения расхода воды показали, что нестабильность скоростей в соответствующих сечениях не превышает 0.5%. Вторая заключается в асимметричном распределении скорости в пределах диагностируемого объема (имеющего протяженность порядка длины когерентности света). Это в общем случае приводит к отклонению измеренного значения v^K (фактически центра тяжести распределения) от расчетной величины для центра объема. Соответствующие оценки, однако, показывают, что для ис-

следующего нами плавного профиля $v(z)$ (рис. 2) указанная систематическая ошибка пренебрежимо мала.

Методика измерений сводилась к регистрации величины доплеровского сдвига в зависимости от задержки опорного пучка (переменной длины плеча l).

Полученные данные, усредненные по 10 отсчетам, представлены во втором столбце табл. 1. Восстановленные на основе соотношения $f = \frac{k_0 n}{\pi} v^K$ и рассчитанные исходя из независимых измерений расхода жидкости значения скоростей в соответствующих сечениях приведены в третьем и четвертом столбцах таблицы.



Сопоставление результатов показывает, что расхождение не превышает 2%.

Перейдем к иллюстрации возможностей восстановления микрофизических характеристик рассеивателей по трассе зондирования в статической жидкости. Для этого

Рис. 2. Зависимость скорости потока от координаты z .

обратимся к соотношению (7). Полагая $v=0$ и учитывая, что оптические характеристики неоднородной среды ϵ , β , T , по предположению, существенно не изменяются на расстоянии порядка длины когерентности (в противном случае величину l_k всегда можно уменьшить за счет расширения спектрального состава зондирующего света), получим

$$G_{(0)}^{\text{ввф}}(\tau, l) = \frac{2a\beta_{\pi}I_3I_0}{R^2} \exp\left(-2 \int_0^{l/n} \epsilon(l') dl'\right) \operatorname{Re} \langle \exp(2ik_0\Delta rn) \rangle_{l/n} \int \gamma^2(\Delta z) dz. \quad (8)$$

Усреднение по статистическим свойствам рассеивателей может быть осуществлено с помощью пространственно-временной функции Ван-Хова [7]. Получаемый в результате последующего Фурье-преобразования спектр броуновского

Таблица 1

$z = l/n$	f , кГц	v^K , 10^{-2} см/с	v , 10^{-2} см/с
3	2.63	5.06	5.1
5.27	3.3	6.35	6.3
8.25	4.6	8.85	8.7
10.5	5.92	11.4	11.3

движения описывается лоренцевским контуром с полушириной $\Delta f = K^2 D (l/n) / 2\pi$, где $D(l/n)$ — коэффициент трансляционной диффузии частиц слоя на глубине $z = l/n$. Таким образом, меняя задержку опорного пучка, можно восстановить в итоге распределение размеров рассеивателей по глубине.

Вообще говоря, для однозначной связи Δf с величиной D необходимо оценить влияние на спектр условий освещения среды. Как правило, зондирующее излучение фокусируется на объект исследований для увеличения площади когерентности рассеянного света. Это приводит к ограничению времени пребывания частицы в диагностируемом объеме и, следовательно, к дополнительному уширению спектра флуктуаций, который уже не описывается лоренцевской кривой, характерной для равномерного освещения среды. Однако, как показано в [8], в случае, когда $K\sigma \geq 6.5$ (σ — размер сфокусированного светового пятна), видоизмененный спектр отличается от лоренцевского не более чем на 5%. Принимая во внимание, что для рассматриваемой нами геометрии величина $K\sigma$ составляет несколько сотен даже при размере пятна $\sigma \approx 50$ мкм, условия освещения среды по осям x , y можно не учитывать. Что касается третьей координаты, то здесь ограничение на протяженность диагностируемого объема накла-

дывает конечная длина когерентности света, что формально учитывается в общем случае членом $2\Delta l_i^K(\tau) n/c$ в аргументе амплитуды исходного поля.

Эксперимент выполнялся на модельной среде. В качестве последней использовалась стопа из трех стеклянных кювет с растворами монодисперсных латексов различного диаметра. Кюветы последовательно располагались вдоль зондирующего луча с интервалом, большим длины когерентности света. Для свертывания к минимуму конвекционных течений толщина рассеивающего слоя в кюветах выбиралась достаточно малой и составляла 0.014 мм. В ходе измерений переменная длина опорного плеча поочередно уравнивалась с расстоянием z_i до соответствующей кюветы, что контролировалось по максимуму сигнала биений на выходе фотодетектора. В этих условиях интеграл в формуле (8) можно просто заменить на толщину соответствующего слоя d_i .

Т а б л и ц а 2

z , см	Δf , Гц	$2r_{\text{расч}}$, мкм	$2r$, мкм
0	810 ± 80	0.19 ± 0.02	0.17
3	530 ± 65	0.29 ± 0.04	0.27
6	350 ± 25	0.43 ± 0.03	0.41

Результаты измерения ширины спектров при различных длинах опорного плеча, соответствующих селекции рассеянного света от каждой из трех кювет с различными частицами, представлены во втором столбце табл. 2. Указанные границы доверительного интервала соответствуют надежности 0.9. В третьей колонке приведены восстановленные на основании формулы Стокса—Эйнштейна диаметры частиц в соответствующих кюветах. Для сравнения в последнем столбце указаны точные значения размеров рассеивателей, определенных с погрешностью $\pm 3\%$ методами электронной микроскопии. Сопоставление результатов позволяет сделать заключение о достаточно высокой надежности рассматриваемого метода.

В заключение кратко остановимся на рассмотрении вопроса отношения сигнал/шум (которое мы обозначим через S/N) в описанных экспериментах. Вследствие того что постоянная времени приемной части схемы регистрации значительно больше времени когерентности излучения, фотонные флуктуации интенсивности излучения лазера (межмодовые биения) эффективно усредняются, так что шумы, будем считать, обусловлены лишь дробовым эффектом. Можно показать, что отношение S/N на выходе линейного спектроанализатора в случае, когда опорный поток значительно больше рассеянного, имеет вид

$$S/N = \eta \frac{I_3}{h\nu} \exp[-2\varepsilon(l/n)] \varepsilon \gamma_\pi l_k \frac{S}{R^2} \tau_{\text{корр}}, \quad (9)$$

где η — квантовая эффективность фотокатода, γ_π — значение индикатрисы рассеяния в направлении «назад», $\tau_{\text{корр}}$ — уже упомянутое в тексте время корреляции броуновского движения (в анемометрических измерениях $\tau_{\text{корр}}$ следует заменить на величину времени пролета частицей диагностируемого слоя). Учитывая, что величина $\tau_{\text{корр}} \geq 10^{-3}$ с, и подставляя характерные для описанных экспериментов значения входящих в формулу (9) величин ($\eta \approx 10^{-2}$, $l_k \approx 2 \cdot 10^{-2}$ м, $\varepsilon \approx 1$ м $^{-1}$, $z \approx 0.1$ м, $R \approx 1$ м, $I_3 \approx 0.5$ Вт, $\lambda = 0.514$ мкм, $\gamma_\pi = 2 \cdot 10^{-2}$, $S = 2$ мм 2), получим, что отношение сигнал/шум составляет величину порядка $5 \cdot 10^3$. Следует, однако, отметить, что приведенная оценка не учитывает эффекта самобиений рассеянного света, а также влияния собственных шумов лазера и измерительного прибора, различного рода внешних засветок, уменьшающих рассчитанное значение S/N . Но тем не менее, реальное отношение сигнал/шум было достаточно велико, что подтверждается самой возможностью проведения описанных экспериментов.

Литература

- [1] P. J. Bourke et al. J. Phys., A, 3, 216, 1970.
- [2] Б. С. Ринкевичюс. Теплофизика высоких температур, 8, 1073, 1970.
- [3] Ю. Г. Василенко. Лазерные доплеровские измерители скорости. «Наука», Новосибирск, 1975.
- [4] А. П. Чайковский. Канд. дисс., Минск, 1975.
- [5] А. П. Чайковский, А. Я. Хайруллина, А. П. Иванов. Опт. и спектр., 35, 960, 1974.
- [6] А. П. Иванов, А. Я. Хайруллина, А. П. Чайковский. ЖТФ, 44, 42, 1974.
- [7] N. A. Clark, J. H. Lunachek, G. B. Benedek. Am. J. Phys., 38, 575, 1970.
- [8] R. V. Edwards, J. C. Angus. J. Appl. Phys., 42, 837, 1971.

Поступило в Редакцию 2 февраля 1981 г.
