

ЛИТЕРАТУРА

1. Yeh Y., Cummins H. Z. Localized Fluid Measurements with a He-Ne Laser Spectrometer.— Appl. Phys. Lett., 1964, vol. 4, N 10.
2. Василенко Ю. Г. и др. Лазерные доплеровские измерители скорости.— Новосибирск: Наука, 1975.
3. Durrani T. S., Greated C. A. Laser Systems in Flow Measurement.— N. Y.—L.: Plenum Press, 1977.
4. Ринкевичюс Б. С. Лазерная анемометрия.— М.: Энергия, 1979.
5. Rice S. O. Statistical Properties of Sine Wave Plus Random Noise.— BSTJ, 1948, N 1.
6. Тихонов В. И. Статистическая радиотехника.— М.: Сов. радио, 1966.
7. Соболев В. С. О спектре фазового шума на выходе лазерного доплеровского измерителя скорости.— Автометрия, 1974, № 6.
8. В. С. Соболев и др. Шум наложения в ЛДИС и пути его снижения.— Автометрия, 1976, № 3.
9. Соболев В. С. и др. Устройство для обработки сигналов доплеровского измерителя скорости. (Автор. свид-во № 413 893).— ОИПОТЗ, 1974, № 3.
10. Пагурова В. И. Таблицы неполной гамма-функции.— М.: изд. ВЦ АН СССР, 1963.
11. Справочник по специальным функциям/Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган.— М.: Наука, 1979.
12. Щербина Ю. А. Многочастичные доплеровские измерители скорости и концентрации: Учебное пособие.— Долгопрудный: изд. МФТИ, 1978.
13. Тихонов В. И. Выбросы случайных процессов.— М.: Наука, 1970.
14. Соболев В. С., Уткин Е. Н., Шмойлов Н. Ф. О спектре градиентного шума на выходе лазерного доплеровского измерителя скорости потоков.— Автометрия, 1981, № 3.
15. Соболев В. С., Шмойлов Н. Ф. Погрешности осреднения случайных профилей скорости лазерным доплеровским измерителем.— В кн.: Методы лазерной доплеровской диагностики в гидроаэродинамике. Минск: изд. Ин-та тепло- и массообмена АН БССР, 1978.

Поступила в редакцию 24 ноября 1981 г.

УДК 532.574.082 : 54

Ю. Н. ДУБНИЦЕВ, Ф. А. ЖУРАВЕЛЬ, В. А. ПАВЛОВ

(Новосибирск)

ЛАЗЕРНАЯ ДОПЛЕРОВСКАЯ АНЕМОМЕТРИЯ С СЕЛЕКЦИЕЙ КОГЕРЕНТНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА

Оптический сигнал в лазерных доплеровских анемометрах (ЛДА) при большой концентрации рассеивающих частиц является суперпозицией когерентной и некогерентной составляющих, частотные спектры которых в схемах дифференциального типа перекрываются. Это было показано в [1—3]. Термин «некогерентный» здесь указывает на формальную аналогию составляющей сигнала ЛДА с сигналом в некогерентной растровой системе и не соответствует природе явления. Хотя применение термина «некогерентный» по отношению к элементам структуры оптического сигнала ЛДА некорректно, этой терминологией пользуются, имея в виду сделанные оговорки. Рассмотрим подробнее структуру когерентного и некогерентного сигналов в дифференциальной схеме. Пусть зондирующее поле, образованное гауссовыми пучками (рис. 1), пересекается однородным потоком точечных рассеивающих частиц в направлении оси x . Для простоты ограничимся случаем, когда скорости всех частиц одинаковы. Распределение оптических сигналов

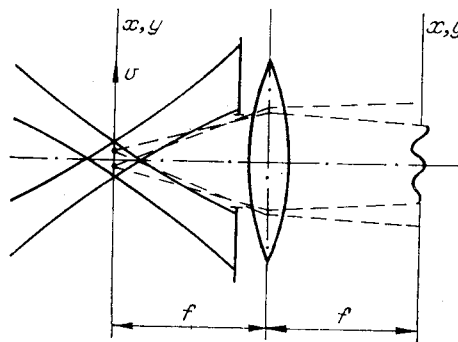


Рис. 1.

будем рассматривать в плоскости xz , что упрощает математические выражения, не меняя принципиальной стороны дела. Дифрагированное на частицах поле описывается в фурье-плоскости объектива интегралом суперпозиции

$$E(x_f) = \int_{-\infty}^{\infty} E(x) \sum_{n=1}^N \delta(x - x_n) h(x_f; x) dx, \quad (1)$$

где $E(x)$ — входное поле единичной амплитуды, $E(x) = \exp\{-x^2/w^2\} \times \times \{\exp(j\Omega t) \exp(jk\alpha x) + \exp(-jk\alpha x)\}$, Ω — частотное смещение одного из входных пучков, $h(x_f; x) = \exp\{-jkx_f x/f\}/j\lambda f$ — импульсный отклик объектива, $\sum_{n=1}^N \delta(x - x_n)$ — матричная функция, описывающая распределение частиц по оси x , $x_n = v(t - t_n)$.

Используя фильтрующие свойства δ -функции, из (1) получим

$$E(x_f) = \frac{1}{j\lambda f} \sum_{n=1}^N A_n \{\exp(jk\alpha x_n) \exp(j\Omega t) + \exp(-jk\alpha x_n)\} \exp\left(-j \frac{k}{f} x_n x_f\right). \quad (2)$$

Здесь $A_n = \exp\{-(v^2/w^2)(t - t_n)^2\}$.

Интенсивность поля в фурье-плоскости является суперпозицией пьедестала, когерентной и некогерентной составляющих:

$$I(x_f) = I_p + I_k + I_{нк} \quad (3)$$

Пьедестал и высокочастотные компоненты определим с точностью до постоянного множителя $1/(\lambda f)^2$. Для пьедестала имеем

$$I_p = 2 \sum_{n=1}^N A_n^2 + \sum_{\substack{n,m \\ n \neq m}}^N A_n A_m \cos[k(\alpha - x_f/f) x_{nm}],$$

где $x_{nm} = x_n - x_m$.

Выделим из (3) высокочастотную когерентную составляющую

$$I_k = 2 \sum_{\substack{n,m \\ n \neq m}}^N A_n A_m \cos\left[\frac{k}{f} x_f (x_n - x_m)\right] \cos[\Omega t + k\alpha (x_m + x_n)]. \quad (4)$$

Отсюда видно, что амплитуда и фаза когерентного сигнала являются функцией пространственной частоты kx_f/f . Некогерентная высокочастотная составляющая интенсивности поля (3) описывается выражением

$$I_{нк} = 2 \sum_{n=1}^N A_n^2 \cos[\Omega t + 2k\alpha x_n]. \quad (5)$$

Поместим в фурье-плоскость фотоприемник, имеющий линейную апертуру $2l$, центр которой расположен в точке $x_f = 0$. Для фильтрации низкочастотного пьедестала фототока к выходу фотоприемника подключен полосовой фильтр с центральной частотой Ω . Из (4) и (5) получим выражение для фототока с отфильтрованным пьедесталом

$$i = i_k + i_{нк} = \rho \int_{-l}^l (I_k + I_{нк}) dx_f = 2l\rho \left\{ - \sum_{\substack{n,m \\ n \neq m}}^N A_n A_m \operatorname{sinc}(klvt_{nm}/\pi f) \times \right. \\ \left. \times \cos\left[(\Omega + \omega_D)t + \frac{1}{2} \omega_D (t_n + t_m)\right] + \sum_{n=1}^N A_n^2 \cos[\Omega t + \omega_D (t - t_n)] \right\}. \quad (6)$$

Здесь $t_{nm} = t_n - t_m$, $\omega_D = 2k\alpha v$, ρ — коэффициент, определяющий чувствительность и усиление фотоприемника.

Как видно из (6), отношение амплитуд когерентной и некогерентной составляющих фототока сильно зависит от апертуры приемника и опре-

деляется поведением функции $\text{sinc}(klvt_{nm}/\pi f)$. Аргумент этой функции пропорционален отношению расстояния между рассеивающими частицами к размеру $\lambda f/2l$ пространственного фурье-образа апертурной диафрагмы фотоприемника. Для достаточно большой апертуры размер ее пространственного фурье-образа в плоскости x оказывается меньше расстояния между частицами: $2lvt_{nm}/\lambda f > 1$. Существенно уменьшается отношение амплитуд когерентного и некогерентного сигналов. Если размер пространственного фурье-образа апертурной диафрагмы превышает расстояние между частицами (что имеет место при малой апертуре), отношение амплитуд когерентного и некогерентного сигналов повышается. Однако абсолютная величина амплитуд в этой ситуации, соответствующей смешанному режиму работы дифференциальной схемы, становится малой. На практике рабочий режим дифференциальной схемы некогерентный. Исключение составляет случай, когда входные пучки не пересекаются, что приводит к исчезновению некогерентного сигнала [2, 4].

Рассмотрим возможность выделения когерентной составляющей сигнала в дифференциальной схеме с интерферирующими входными пучками. Воспользуемся тем, что согласно (4) когерентный сигнал является периодической четной функцией пространственной частоты в фурье-плоскости x_f . Поместим в этой плоскости пространственный фильтр, пропускание которого по интенсивности определяется функцией $1 + \cos K_\phi x_f$. Оптический сигнал на выходе фильтра имеет вид

$$I_\phi = (1 + \cos K_\phi x_f)(I_K + I_{\text{нк}}). \quad (7)$$

Здесь $K_\phi = 2\pi/\Lambda_\phi$, Λ_ϕ — пространственный период фильтра. Интегрируя (7) по апертуре фотоприемника, находим выражение для фототока

$$i_\phi = \rho \int_{-l}^l I_\phi dx_f = i_{\text{кф}} + i_{\text{нкф}},$$

где

$$i_{\text{кф}} = -2\rho l \sum_{\substack{n,m \\ n \neq m}}^N A_n A_m \text{sinc} \left[\frac{l}{\pi} \left(K_\phi - \frac{k}{f} v |t_{nm}| \right) \right] \times \\ \times \cos \left[(\Omega + \omega_D) t + \frac{1}{2} \omega_D (t_n + t_m) \right], \quad (8)$$

$$i_{\text{нкф}} = 2\rho l \sum_{n=1}^N A_n^2 \cos [\Omega t + \omega_D (t - t_n)]. \quad (9)$$

Как следует из (8), амплитуда когерентного сигнала имеет наибольшее значение, если расстояние между частицами $v|t_{nm}|$ связано с пространственной частотой фильтра соотношением

$$K_\phi - kv|t_{nm}|/f = 0. \quad (10)$$

Условие (10) означает, что расстояние между частицами $v|t_{nm}|$ должно быть близким периоду пространственного фурье-спектра функции, описывающей фильтр. Структура этого спектра состоит из последовательности мнимых источников, расстояние между которыми определяется пространственным периодом фильтра Λ_ϕ . Размер каждого источника равен размеру (расстоянию между первыми нулями) пространственного фурье-образа линейной апертуры фильтра.

Рассмотрим частотную структуру некогерентной составляющей. Частотный сдвиг Ω обычно выбирается достаточно большим, и поэтому сигнал (9) является узкополосным, что позволяет представить его в виде квазигармонического колебания со случайной фазой и амплитудой:

$$i_{\text{нкф}} = A_{\text{нк}} \cos [(\Omega + \omega_D)t - \varphi_{\text{нк}}]. \quad (11)$$

Здесь

$$A_{\text{нк}} = 2\rho \left\{ \sum_{n,m}^N A_n^2 A_m^2 \cos(\omega_D t_{nm}) \right\}^{1/2},$$

$$\varphi_{\text{нк}} = \arctg \left(\frac{\sum_{n=1}^N A_n^2 \sin \omega_D t_n}{\sum_{n=1}^N A_n^2 \cos \omega_D t_n} \right).$$

Очевидно, что (11) является действительной частью сигнала $i_a = A_{\text{нк}} \exp \{j[(\Omega + \omega_D)t - \varphi_{\text{нк}}]\}$, который в силу узкополосности некогерентной составляющей совпадает с ее аналитическим сигналом. Отсюда частота некогерентной составляющей находится как производная фазы аналитического сигнала

$$\omega_{\text{нк}} = \Omega + \omega_D + \tilde{\omega}_{\text{нк}}, \quad (12)$$

где

$$\tilde{\omega}_{\text{нк}} = \frac{4\omega_D^2}{\pi^2 M^2} \left(\sum_{n,m}^N t_n A_n^2 A_m^2 \sin \omega_D t_{nm} / \sum_{n,m}^N A_n^2 A_m^2 \cos \omega_D t_{nm} \right).$$

Здесь $2w = M\Lambda$, M — число интерференционных полос в зондирующем поле. Частота сигнала содержит помимо несущей Ω и доплеровского сдвига ω_D шумовую компоненту $\tilde{\omega}_{\text{нк}}$. Эта компонента, называемая фазовым или фоновым шумом [3], возникает из-за наложения сигналов от нескольких частиц, одновременно находящихся в измерительном объеме. Фазовый шум имеет случайную природу и определяется в общем случае распределением частиц по пространству и размерам. Фазовый шум дает вклад как в погрешность измерения средней скорости, так и в погрешность измерения флуктуаций скорости. При измерениях в средах, образующих многочастичный доплеровский сигнал, фазовый шум является основным фактором, ограничивающим точность. Согласно (12) относительная погрешность измерения, вносимая фазовым шумом, обратно пропорциональна числу интерференционных полос в зондирующем поле:

$$\tilde{\omega}_{\text{нк}}/\omega_D \simeq Q_{\text{нк}}/M,$$

$Q_{\text{нк}}$ — безразмерный коэффициент, определяемый статистикой пространственного распределения частиц.

Обратимся к когерентному сигналу. Он является узкополосным по отношению к частоте несущей Ω и может быть представлен в квазигармонической форме:

$$i_{\text{кф}} = A_{\text{к}} \cos [(\Omega + \omega_D)t - \varphi_{\text{к}}], \quad (13)$$

где

$$A_{\text{к}} = 2\rho \left\{ \sum_{\substack{n,m,p,q \\ n \neq m \\ p \neq q}}^N B_{nm} B_{pq} \cos \left[\frac{1}{2} \omega_D (t_{np} + t_{mq}) \right] \right\}^{1/2},$$

$$\varphi_{\text{к}} = \arctg \left\{ \frac{\sum_{\substack{n,m \\ n \neq m}}^N B_{nm} \sin \left[\frac{1}{2} \omega_D (t_n + t_m) \right]}{\sum_{\substack{n,m \\ n \neq m}}^N B_{nm} \cos \left[\frac{1}{2} \omega_D (t_n + t_m) \right]} \right\},$$

$$B_{nm} = A_n A_m \text{sinc} [(l/\pi)(K_{\phi} - (k/f)v|t_{nm}|)].$$

Как и в случае некогерентного сигнала, определим частоту когерентной составляющей через производную фазы соответствующего аналитического сигнала:

$$\omega_{\text{к}} = \Omega + \omega_D + \tilde{\omega}_{\text{к}}. \quad (14)$$

Здесь

$$\tilde{\omega}_k = 2 \frac{\omega_D^2}{\pi^2 M^2} \left\{ \sum_{\substack{n,m,p,q \\ n \neq m \\ p \neq q}}^N (t_n + t_m) B_{nm} B_{pq} \sin \left[\frac{1}{2} \omega_D (t_{np} + t_{mq}) \right] \right. \\ \left. \times \cos \left[\frac{1}{2} \omega_D (t_{np} + t_{mq}) \right] \right\} / \sum_{\substack{n,m,p,q \\ n \neq m \\ p \neq q}}^N B_{nm} B_{pq} \times$$

Представим расстояние между частицами суммой среднего и флуктуации: $vt_{nm} = \langle vt_{nm} \rangle + \delta(vt_{nm})$. При постоянной скорости имеем

$$t_{nm} = \langle t_{nm} \rangle + \delta t_{nm}. \quad (15)$$

Выберем пространственный период фильтра из условия

$$K_\phi - kv \langle t_{nm} \rangle / f = 0. \quad (16)$$

Тогда в (14) и (13) величина B_{nm} приводится с учетом (15) и (16) к следующему виду:

$$B_{nm} = A_n A_m \text{sinc}(klv \delta t_{nm} / \pi f). \quad (17)$$

Сравнение с (11) показывает, что амплитуда когерентной составляющей фототока в системе с селективирующим фильтром будем одного порядка с амплитудой некогерентного сигнала. Частота когерентного сигнала имеет шумовую компоненту, возникающую из-за наложения сигналов от различных пар частиц, одновременно присутствующих в измерительном объеме. Природа фазового шума когерентного сигнала определяется случайным распределением частиц по пространству и размерам. Фазовый шум когерентного сигнала, как и в некогерентном случае, ограничивает точность измерений в средах с высокой концентрацией рассеивающих частиц. Погрешность измерения, вносимая фазовым шумом, обратно пропорциональна числу интерференционных полос в зондирующем объеме с точностью до постоянного коэффициента, определяемого статистикой рассеивающих частиц. Когерентный фазовый шум имеет свои специфические свойства. Он обращается в нуль, если в измерительном объеме одновременно присутствует не более двух частиц. Это непосредственно видно из выражений (14) и (17), если в них положить $N = 2$. Отсюда следует, что в средах с концентрацией частиц порядка двух в зондирующем объеме измерение скорости по частоте когерентного сигнала предпочтительнее, так как повышается точность за счет подавления фазовых шумов. При более высоких концентрациях достигается уменьшение фазового шума в когерентном сигнале, если структуру измерительного объема выбрать такой, чтобы среднее расстояние между рассеивающими частицами оказалось кратным целому числу интерференционных полос. Поскольку ω_{jk} и ω_k определяются через статистически слабо зависящие комбинации параметров, фазовые шумы когерентного и некогерентного сигналов с достаточным для практики приближением можно считать статистически независимыми [5]. Это свойство оказывается полезным при измерениях статистических характеристик потоков.

Возможность повышения точности измерений, а также получения информации о пространственной структуре течений делают схемы ЛДА с селекцией когерентного сигнала заслуживающими внимания и развития. На рис. 2 показана одна из таких схем. Лазер 1 и формирователь 2 с частотосдвигающим элементом направляют в исследуемую область световые пучки, образующие зондирующее интерференционное поле, в котором полосы движутся с постоянной известной скоростью. Объектив 3 с апертурной диафрагмой 4 и объектив 5 формируют изображение зондирующего поля в рассеянном свете на светочувствительной поверхности фотоприемника некогерентного канала 6. Когерентный оптический канал образован светоделителем 7 и периодическим, четным по пространствен-

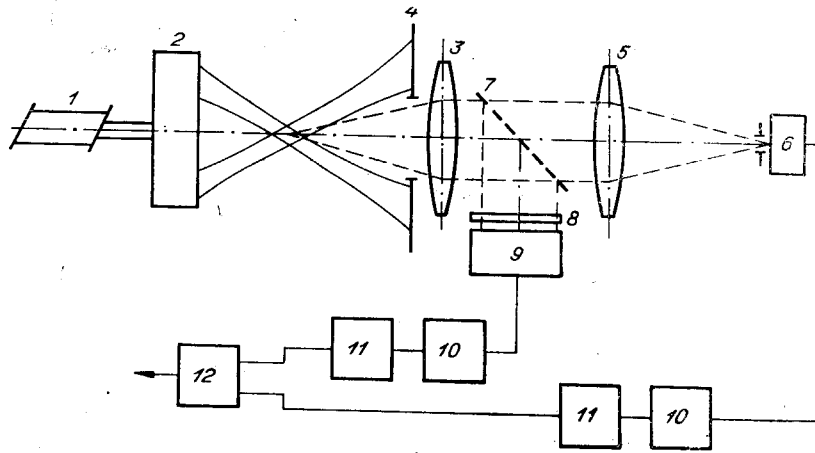


Рис. 2.

ным частотам фильтром 8, помещенным в фурье-плоскость объектива 3, где формируется фурье-спектр входного сигнала. Непосредственно за фильтром установлен фотоприемник когерентного канала 9. К входам фотоприемников в каждом канале последовательно подключены полосовые фильтры 10 и усилитель 11. Пространственный фильтр 8 согласован с концентрацией рассеивающих частиц и параметрами измерительного объема в передней фурье-плоскости объектива 3. На выходе усилителя в когерентном канале получается сумма когерентного и некогерентного сигналов, тогда как в некогерентном канале на выходе присутствует только некогерентный сигнал. Усилители 11 выравнивают амплитуды некогерентных сигналов в каждом из каналов. Выходы усилителей 11 подключены к вычитающей схеме 12 (выполненной, например, в виде дифференциального усилителя). В разностном сигнале на выходе вычитающей схемы содержится только когерентная составляющая, а некогерентная оказывается подавленной при вычитании.

На рис. 3 показаны спектры высокочастотной составляющей доплеровского сигнала для случая одномерного пуассоновского потока рассеивающих частиц, движущихся с постоянной скоростью [5] (1, 2 — некогерентная и когерентная составляющие соответственно, 3 — когерентная составляющая, селективная согласованным оптическим фильтром). Число интерференционных полос в зондирующем поле $M = 30$, среднее расстояние между частицами 10 полос, $\Lambda_0 = 2$ мкм. Спектр когерентной составляющей сигнала, селективной согласованным фильтром, имеет минимальную ширину. Размерность шкалы частот определена в обратных полосах. Переход к реальным частотам получается умножением частоты, выраженной в обратных полосах, на скорость.

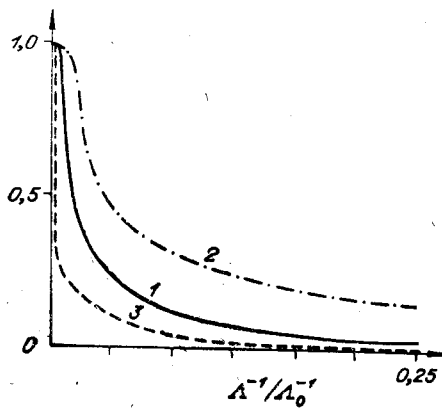


Рис. 3.

Статистическая независимость фазовых шумов когерентной и некогерентной компонент может быть использована для повышения точности измерений в корреляционных ЛДА.

Взаимно-корреляционная функция демодулированных по частоте когерентного и некогерентного сигналов в таких измерителях получается с подавленными фазовыми шумами [5]. Например, в случае пуассоновского одномерного потока частиц,

движущихся с единичной скоростью через интерференционное поле, содержащее 30 полос, при средней концентрации 2 частицы на измерительный объем, отношение дисперсий автокорреляционной функции сигнала в одном из каналов и кросс-корреляционной функции составляет 10^2 [6]. Корреляционный измеритель может быть реализован на основе схемы, показанной на рис. 2, в которой выходы когерентного и некогерентного каналов подключены к коррелятору. Результирующая кросс-корреляционная функция демодулированных когерентного и некогерентного сигналов совпадает с автокорреляционной функцией исследуемого процесса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wang C. P. New Model for Laser Doppler Velocity Measurement on Turbulent Flow.— Appl. Phys. Lett., 1971, vol. 18, N 11, p. 522.
2. Drain L. E. Coherent and Noncoherent Methods in Doppler Optical Beat Velocity Measurement.— J. Phys. D: Appl. Phys., 1972, vol. 5, N 3, p. 481.
3. Василенко Ю. Г. и др. Лазерные доплеровские измерители скорости.— Новосибирск: Наука, 1975.
4. Ринкевичюс Б. С., Смирнов В. И., Фабрикант В. А. Аппаратная функция лазерного анемометра с дифференциальной оптической схемой.— Опт. и спектр., 1976, т. 40, № 5.
5. Дубнищев Ю. Н., Журавель Ф. А., Павлов В. А. Лазерные анемометры с подавлением фазовых шумов доплеровского сигнала.— В кн.: Экспериментальные методы и аппаратура для исследования турбулентности. Новосибирск: изд. ИТ СО АН СССР, 1981.

Поступила в редакцию 8 декабря 1981 г.
