

Ю. Н. ДУБНИЦЕВ, В. Г. МЕЛЕДИН, В. А. ПАВЛОВ  
(Новосибирск)

## ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ МЕТОДОМ ДОПЛЕРОВСКОЙ СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

В современной экспериментальной гидро- и аэродинамике интенсивно применяются методы лазерной доплеровской анемометрии (ЛДА), основанные на выделении доплеровского сдвига частоты в когерентном свете, рассеянном исследуемой движущейся средой [1]. Точность таких измерений ограничена существованием так называемого фазового фонового шума, возникающего из-за наложения сигналов от нескольких рассеивающих частиц, присутствующих в пределах зондирующего оптического поля. Другая проблема — расширение функциональных возможностей ЛДА на определение размеров и концентрации рассеивателей одновременно с измерением их скорости. В [1, 2] предложен когерентно-оптический метод измерений скорости, основанный на оптическом дифференциальном фотосмещении спекл-полей и получивший название лазерной доплеровской спекл-интерферометрии (ДСИ).

Метод ДСИ заключается в формировании в исследуемой среде суперпозиции когерентных световых полей, разнесенных по угловому спектру, и фотосмещении световых сигналов, рассеянных различными локальными структурами исследуемой среды. Перед фотосмещением выполняется предварительная пространственно-частотная фильтрация оптических сигналов фурье-фильтром, согласованным с пространственным распределением рассеивающих структур. Исследовался случай движения рассеивателей в одной плоскости, ортогональной оптической оси фурье-анализатора. Оценки показали, что работа ЛДА в режиме ДСИ снимает некоторые ограничения по фазовому шуму и расширяет функциональные возможности измерений. Предмет данной работы — анализ пространственно-временной структуры оптического сигнала доплеровского спекл-интерферометра с учетом движения частиц в объеме, в котором локализовано зондирующее оптическое поле.

На рис. 1 представлена дифференциальная схема ДСИ, в которой зондирующее оптическое поле  $E(x, z)$  образовано когерентной суперпозицией двух лазерных пучков, пересекающихся под углом  $2\alpha$ :

$$E(x, z) = \exp[-\varepsilon(x - \alpha z)^2] \exp(j\alpha kz) \exp(j\Omega t) + \\ + \exp[-\varepsilon(x + \alpha z)^2] \exp(-j\alpha kz),$$

где  $\varepsilon = w_0^{-2}$ ;  $w_0$  — радиус перетяжки гауссова пучка (рассматривается случай, когда пучки пересекаются в области локализации перетяжек и волновые фронты можно считать плоскими);  $\Omega$  — известная разность частот лазерных пучков, заданная, например, однополосным модулятором;  $k$  — волновое число.

Пусть это поле пересекается потоком точечных рассеивающих частиц. Для простоты ограничимся случаем, когда скорости всех частиц одинаковы. Формирование и преобразование оптического сигнала будем исследовать в плоскости  $xz$ , что не меняет принципиальной стороны дела. Импульсный отклик объектива, описывающий в фурье-плоскости  $x_f$  оптический сигнал, сформирован-

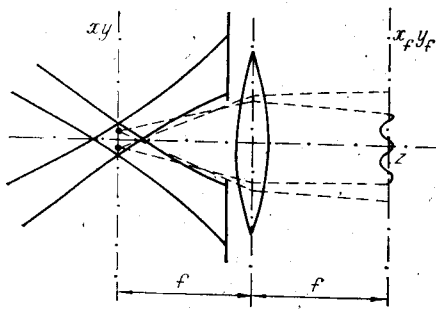


Рис. 1

ный от точечного источника с координатами  $x, z$ , запишем в виде

$$h(x_f; x) = \frac{1}{j\lambda f} \exp\left(-j \frac{kz}{2f^2} x_f^2\right) \exp\left(-j \frac{k}{f} x_f x\right).$$

Здесь  $\lambda$  — длина волны лазерного излучения;  $f$  — фокусное расстояние объектива.

Дифрагированное на частицах поле для бесконечной апертуры представляется в фурье-плоскости интегралом суперпозиции

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

В этом интеграле  $\sum_{n=1}^N \delta(x - x_n) \delta(z - z_n)$  — двумерная матричная функция, описывающая распределение рассеивающих частиц в плоскости  $xz$ ;  $x_n = v_x(t - t_n)$ ,  $z_n = v_z(t - t_n)$ ,  $v_x$  и  $v_z$  — скорости частиц соответственно по осям  $x$  и  $z$ . Используя фильтрующие свойства  $\delta$ -функции, получаем

$$E(x_f) = \frac{1}{j\lambda f} \sum_{n=1}^N \exp\left(-j \frac{kz_n}{2f^2} x_f^2\right) \exp\left(-j \frac{k}{f} x_f x_n\right) \times \\ \times \{ \exp[-\varepsilon(x_n - \alpha z_n)^2] \exp(j\alpha k x_n) \exp(j\Omega t) + \\ + \exp[-\varepsilon(x_n + \alpha z_n)^2] \exp[-j\alpha k x_n] \}. \quad (1)$$

Интенсивность результирующего светового поля (1) является суммой пьедестала  $I_{\Pi}$ , некогерентной  $I_{\text{нк}}$  и когерентной  $I_{\text{к}}$  составляющих. Пьедестал соответствует спекл-картине, образованной рассеянием света на частицах без учета интерференции лазерных пучков:

$$I_{\Pi} = \frac{2}{\lambda^2 f^2} \sum_{n=1}^N A_n^2 \text{ch}(4\alpha \varepsilon x_n z_n) + \frac{2}{\lambda^2 f^2} \sum_{\substack{n,m \\ n>m}}^N A_n A_m \{ \text{ch} \gamma_{nm} \cos(\alpha k x_{nm}) \times \\ \times \cos[k(a_{nm} x_f + b_{nm} x_f^2)] + \text{sh} \gamma_{nm} \sin(\alpha k x_{nm}) \sin[k(a_{nm} x_f + b_{nm} x_f^2)] \}, \quad (2)$$

где

$$\gamma_{nm} = 2\alpha \varepsilon (x_n z_n + x_m z_m); a_{nm} = x_{nm}/f; b_{nm} = z_{nm}/2f^2; A_n = \exp[-\varepsilon(x_n^2 + \alpha^2 z_n^2)].$$

Из (2) видно, что пьедестал представляет собой некогерентную сумму спекл-полей, сформированных рассеивающими частицами от каждого освещающего лазерного луча в отдельности. Пьедестал содержит компоненту, определяемую независимым вкладом каждой рассеивающей частицы (первая сумма), и результат попарной перекрестной интерференции  $N$ -частиц, одновременно находящихся в измерительном объеме (вторая сумма).

Некогерентная составляющая  $I_{\text{нк}}$  образована за счет интерференции световых полей, рассеянных каждой частицей от различных освещающих лазерных пучков:

$$I_{\text{нк}} = \frac{2}{\lambda^2 f^2} \sum_{n=1}^N A_n^2 \cos[\Omega t + \omega_D(t - t_n)], \quad (3)$$

где  $\omega_D = 2\alpha k v_x$ .

Употребление термина «некогерентный» связано с аналогией (3) структуре сигнала, получаемого при рассеянии частицами проекции раstra в некогерентном свете. Этот сигнал соответствует узкополосному процессу с несущей частотой  $\Omega + \omega_D$ , который дискретизован случайным потоком точечных частиц. Выделяя и измеряя частоту сигнала, получаем информацию о скорости движения. Представляя (3) в виде

колебания со случайной амплитудой и фазой имеют

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

$$t_{nm} = t_n - t_m,$$

а частота определяется суммой  $\omega_{нк} = \Omega + \omega_D + \tilde{\omega}_{нк}$ . Шумовая компонента  $\tilde{\omega}_{нк}$  находится как производная фазы  $\varphi_{нк}$ :

$$\tilde{\omega}_{нк} = \frac{4\tilde{\omega}_D^2}{\pi^2 M^2} \frac{\sum_{\substack{n,m \\ n>m}}^N t_{nm} A_n^2 A_m^2 \sin \omega_D t_{nm}}{\sum_{n,m} A_n^2 A_m^2 \cos \omega_D t_{nm}}. \quad (4)$$

Здесь  $\tilde{\omega}_D^2 = (v_x^2 + \alpha v_z^2)/\Lambda^2$ ;  $\Lambda$  — размер интерференционной полосы в зондирующем поле;  $M$  — число интерференционных полос. Компонента, называемая фазовым или фоновым шумом, возникает из-за наложения сигналов от нескольких частиц, одновременно находящихся в измерительном объеме, и имеет случайную природу. В средах, образующих многочастичный доплеровский сигнал, фазовый шум является одним из основных факторов, ограничивающих точность измерений. Согласно (4) относительная погрешность измерений скорости, вносимая фазовым шумом, обратно пропорциональна квадрату числа интерференционных полос в зондирующем поле

$$\tilde{\omega}_{нк}/\omega_D \approx Q_{нк}/M^2,$$

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

Обратимся к когерентной составляющей  $I_k$ . Когерентная составляющая появляется в результате перекрестной интерференции световых полей, рассеянных различными частицами от разных освещающих пучков:

$$I_k \frac{2}{\lambda^2 f^2} \sum_{\substack{n,m \\ n>m}}^N A_n A_m \left\{ \text{ch } \beta_{nm} \cos [k(a_{nm} x_f + b_{nm} x_f^2)] \times \right. \\ \times \cos \left[ (\Omega + \omega_D) t - \frac{1}{2} \omega_D (t_n + t_m) \right] + \text{sh } \beta_{nm} \sin [k(a_{nm} x_f + \\ \left. + b_{nm} x_f^2)] \sin \left[ (\Omega + \omega_D) t - \frac{1}{2} \omega_D (t_n + t_m) \right] \right\}, \quad (5)$$

где

$$\beta_{nm} = 2\alpha \varepsilon (x_n z_n - x_m z_m).$$

Из (5) видно, что амплитуда и фаза когерентной составляющей результирующего оптического поля являются функциями пространственной частоты  $k(a_{nm} + b_{nm} x_f)$ , которая содержит стационарную ( $ka_{nm}$ ) и ЛЧМ ( $kb_{nm} x_f$ ) компоненты.

Выполним фотоэлектрическое преобразование когерентной составляющей оптического поля фотоприемником с апертурой  $2d$  и коэффициентом преобразования  $\rho$ . Тогда фототок можно представить выражением

$$i_k = \rho \int_{-d}^d I_k dx_f. \quad (6)$$

Подставляя (5) в (6) и выполняя интегрирование в приближении ста-

ционарной фазы, получаем для  $x_{nm} < -\frac{d}{f} z_{nm}$ ,  $x_{nm} > \frac{d}{f} z_{nm}$

$$i_k \simeq \rho \frac{4d}{\lambda^2 f^2} \sum_{\substack{n,m \\ n>m}}^N A_n A_m \operatorname{sinc} \left( \frac{ka_{nm}d}{\pi} \right) \times \\ \times \left\{ \operatorname{ch} \beta_{nm} \cos(kb_{nm}d^2) \cos \left[ (\Omega + \omega_D) t - \frac{1}{2} \omega_D (t_n + t_m) \right] + \right. \\ \left. + \operatorname{sh} \beta_{nm} \sin(kb_{nm}d^2) \sin \left[ (\Omega + \omega_D) t - \frac{1}{2} \omega_D (t_n + t_m) \right] \right\}. \quad (7)$$

Условие  $|x_{nm}| > \frac{d}{f} |z_{nm}|$  соответствует ситуации, когда размер интерференционной полосы (размер спекла), образующийся в результате перекрестной интерференции световых волн, рассеянных  $n$ -й и  $m$ -й частицами от равноименных падающих пучков, оказывается меньше апертуры фотоприемника ( $2d$ ). Другими словами, при таком условии максимальный размер площадки когерентности всегда меньше апертуры фотоприемника. Из (7) следует, что когерентная составляющая фотоэлектрического тока определяется суммой  $N$  слагаемых, в каждый из которых входит множитель  $\operatorname{sinc}(kx_{nm}d/\pi f)$ .

Аргумент данной функции пропорционален отношению расстояния между рассеивающими частицами  $x_{nm}$  к размеру пространственного фурье-образа апертурной диафрагмы фотоприемника  $\lambda f/2d$ . Максимальное значение функции  $\operatorname{sinc}(kx_{nm}d/\pi f)$  (и тем самым амплитуды когерентного сигнала) соответствует величине аргумента  $\frac{k|x_{nm}|d}{f} \ll \pi$  или  $|x_{nm}| \ll \lambda f/2d$ . Значит, для выделения когерентной составляющей апертура фотоприемника должна иметь максимальный размер, не превышающий размер наименьшего спекла в частотной плоскости [4].

Легко видеть, что амплитуда когерентного сигнала значительно меньше амплитуды некогерентного сигнала и когерентный режим работы спекл-интерферометра энергетически невыгоден.

Рассмотрим возможность выделения когерентной составляющей оптического сигнала ДСИ с оптимальным использованием энергии лазера. Воспользуемся тем, что согласно (5) эта составляющая является функцией пространственной частоты в фурье-плоскости. Поместим перед апертурой селектирующий фильтр с функцией пропускания  $\cos Kx_f$  (один из вариантов реализации такого фильтра обсудим в конце статьи). В данном случае выражение для фотоэлектрического сигнала с выхода фотоприемника примет вид

$$i_\Phi = \rho \int_{-d}^d \cos(Kx_f) [I_{нк} + I_n] dx.$$

После выполнения интегрирования с учетом (3) и (5) получаем для  $x_{nm} < -\frac{d}{f} z_{nm}$ ;  $x_{nm} > \frac{d}{f} z_{nm}$  (интегрирование когерентной составляющей выполняется в приближении стационарной фазы):

$$i_\Phi = i_{нк\Phi} + i_{к\Phi};$$

$$i_{нк\Phi} = 2d\rho \operatorname{sinc} \left( \frac{Kd}{\pi} \right) I_{нк}; \quad (8)$$

$$i_{к\Phi} = \frac{2d\rho}{\lambda^2 f^2} \sum_{\substack{n,m \\ n>m}}^N A_n A_m \left\{ \operatorname{sinc} \left[ \frac{d}{\pi} (K - ka_{nm}) \right] + \right. \\ \left. + \operatorname{sinc} \left[ \frac{d}{\pi} (K + ka_{nm}) \right] \right\} \left\{ \operatorname{ch} \beta_{nm} \cos(kb_{nm}d^2) \cos \left[ (\Omega + \omega_D) t - \right. \right.$$

$$- \frac{1}{2} \omega_D (t_n + t_m) \left] + \operatorname{sh} \beta_{nm} \sin(kb_{nm}d^2) \sin \left[ (\Omega + \omega_D) t - \frac{1}{2} \omega_D (t_n + t_m) \right] \right\}. \quad (9)$$

Как следует из (8) и (9), в структуре выходного сигнала ДСИ с селективирующим пространственно-частотным фильтром преобладает когерентная составляющая, для которой пространственная частота фильтра связана с расстоянием между частицами соотношением

$$K - \frac{k}{f} |x_{nm}| = 0.$$

Некогерентная компонента, интегрированная по конечной апертуре селективирующего фильтра, становится пренебрежимо малой, поскольку  $Kd \gg 1$ .

Рассмотрим структуру когерентного сигнала в ДСИ с селективирующим фильтром:

$$i_{k\Phi} = \rho \frac{2d}{\lambda^2 f^2} \sum_{\substack{n,m \\ n>m}}^N A_n A_m \operatorname{sinc} \xi_{nm} \left\{ \operatorname{ch} \beta_{nm} \cos(kb_{nm}d^2) \times \right. \\ \left. \times \cos \left[ (\Omega + \omega_D) t - \frac{1}{2} \omega_D (t_n + t_m) \right] + \right. \\ \left. + \operatorname{sh} \beta_{nm} \sin(kb_{nm}d^2) \sin \left[ (\Omega + \omega_D) t - \frac{1}{2} \omega_D (t_n + t_m) \right] \right\}, \quad (10)$$

где 
$$\xi_{nm} = \frac{d}{\pi} \left( K - \frac{k}{f} |x_{nm}| \right).$$

Преобразуем выражение (10) к виду

$$i_{k\Phi} = B \cos [(\Omega + \omega_D) t - \Phi]. \quad (11)$$

Здесь

$$B = \frac{2d\rho}{\lambda^2 f^2} \left\{ \sum_{\substack{n,m,p,q \\ n>m,p>q}}^N A_n A_m A_p A_q Q_{nm} Q_{pq} \operatorname{sinc}(\xi_{nm}) \operatorname{sinc}(\xi_{pq}) \cos(\varphi_{nm} - \varphi_{pq}) \right\}^{\frac{1}{2}}; \\ Q_{nm} = \{ \operatorname{ch}^2 \beta_{nm} \cos^2(kb_{nm}d^2) + \operatorname{sh}^2 \beta_{nm} \sin^2(kb_{nm}d^2) \}^{1/2}; \\ \varphi_{nm} = \frac{1}{2} \omega_D (t_n + t_m) + \operatorname{arctg} \{ \operatorname{th} \beta_{nm} \operatorname{tg}(kb_{nm}d^2) \};$$

$$\Phi = \operatorname{arctg} \frac{\sum_{\substack{n,m \\ n>m}}^N A_n A_m Q_{nm} \operatorname{sinc}(\xi_{nm}) \sin \varphi_{nm}}{\sum_{\substack{n,m \\ n>m}}^N A_n A_m Q_{nm} \operatorname{sinc}(\xi_{nm}) \cos \varphi_{nm}}.$$

На практике выбором частоты несущей сигнал (11) может быть сделан узкополосным. Отсюда частоту сигнала определим как сумму

$$\omega_k = \Omega + \omega_D + \tilde{\omega}_k, \quad (12)$$

где шумовая компонента  $\tilde{\omega}_k$  является производной фазы  $\Phi$ . Выполняя дифференцирование, получим

$$\tilde{\omega}_k = \frac{4\omega_D^2}{\pi^2 M^2} \times$$

$$\times \frac{\sum_{\substack{n,m,p,q \\ n>m,p>q \\ n>p,m>q}}^N (t_{np} + t_{mq}) A_n A_m A_p A_q Q_{nm} Q_{pq} \operatorname{sinc}(\xi_{nm}) \operatorname{sinc}(\xi_{pq}) \sin(\varphi_{nm} - \varphi_{pq})}{\sum_{\substack{n,m,p,q \\ n>m,p>q}}^N A_n A_m A_p A_q Q_{nm} Q_{pq} \operatorname{sinc}(\xi_{nm}) \operatorname{sinc}(\xi_{pq}) \cos(\varphi_{nm} - \varphi_{pq})}. \quad (13)$$

При  $z_{nm} \rightarrow 0$   $Q_{nm} \rightarrow 1$  и выражение для  $\tilde{\omega}_k$  сводится к уже рассмотренному случаю движения рассеивающих частиц в одной плоскости [1].

Представим расстояние между частицами суммой среднего значения и флуктуации

$$x_{nm} = \langle x_{nm} \rangle + \delta x_{nm}.$$

Выберем пространственный период селектирующего фильтра из условия

$$K - \frac{k}{f} \langle x_{nm} \rangle = 0.$$

Тогда в (13)  $\xi_n = \frac{k d \delta x_{nm}}{f}$ , и, следовательно, крутизна селекции определяется крутизной главного лепестка функции  $\text{sinc} \xi_{nm}$ . Если  $-\frac{d}{f} z_{nm} < \langle x_{nm} \rangle < \frac{d}{f} z_{nm}$ , то пространственный период оптического сигнала в фурье-

плоскости оказывается превышающим апертуру  $2d$  и селекция когерентной компоненты периодическим фильтром оказывается неэффективной.

Шумовая компонента частоты (13) когерентного сигнала ДСИ возникает из-за перемещения сигналов от различных пар частиц, одновременно присутствующих в измерительном объеме. Природа фазового шума когерентного сигнала определяется случайным распределением частиц по пространству и размерам, что (как и в некогерентном случае) ограничивает точность измерений в средах с высокой концентрацией рассеивающих частиц. Погрешность измерения, вносимая фазовым шумом, обратно пропорциональна квадрату числа интерференционных полос в зондирующем поле с точностью до постоянного коэффициента, зависящего от статистики распределения рассеивающих частиц. Когерентный фазовый шум обращается в нуль, если в измерительном объеме одновременно присутствует не более двух частиц. Это видно из выражения (13) для  $N=2$ . Отсюда следует, что в средах с концентрацией частиц, соответствующей одной паре, согласованной с фильтром, на измерительный объем, измерение скорости по частоте когерентного сигнала методом ДСИ предпочтительнее, так как повышается точность за счет подавления фазовых шумов. При более высоких концентрациях уменьшение фазового шума достигается выбором такой структуры зондирующего оптического поля, чтобы расстояние между частицами в согласованной с фильтром паре было кратным целому числу интерференционных полос. Поскольку  $\tilde{\omega}_k$  и  $\tilde{\omega}_{nk}$  [1] определяются через слабо зависящие комбинации параметров, их с достаточным для практики приближением можно считать статистически независимыми. Данное свойство используется при измерениях статистических характеристик потоков.

Фильтр с передаточной функцией  $\cos(Kx_f)$  может быть реализован, например, в оптической схеме ДСИ, показанной на рис. 2 [2]. Устройство содержит последовательно расположенные лазер 1, формирователь интерференционного поля, состоящий из согласующего объектива 2, дисперсионной призмы 3, объектива 4, однополосного акустооптического модулятора-расщепителя 5, дисперсионной фазовой пластинки 6, помещенной на пути одного из расщепленных пучков, и ахроматического объектива 7. За объективом установлен ахроматический формирователь

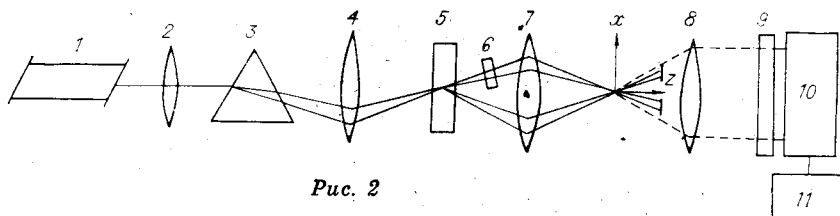


Рис. 2

пространственного фурье-спектра 8, в фурье-плоскости которого находится пространственно-частотный периодический фильтр 9, за которым помещен фотоприемник 10. К фотоприемнику подключен измеритель частоты электрического сигнала 11. Дисперсионная призма 3, объектив 4, однополосный акустооптический модулятор 5 и фазовая пластинка 6 образуют в совокупности расщепитель лазерного пучка.

Пространственно-частотный периодический фильтр 9 выполнен в виде прозрачной пластины с периодически распределенным в ее плоскости диэлектрическим многослойным покрытием, селективным по отношению к длине волны падающего излучения. В четных полупериодах такое покрытие выполняется прозрачным только для длины волны  $\lambda_1$ , а в нечетных — только для излучения с длиной волны  $\lambda_2$  (например, синяя и зеленая линии излучения аргонового лазера).

Дисперсионная призма 3 служит для согласования линий лазерного излучения с углами Брэгга в акустооптической ячейке. Дисперсионная фазовая полуволновая пластинка 6 установлена на пути расщепленных пучков для введения  $180^\circ$  сдвига фаз между пространственно-частотными структурами зондирующих интерференционных полей, имеющих одинаковый размер интерференционных полос  $\Lambda$ .

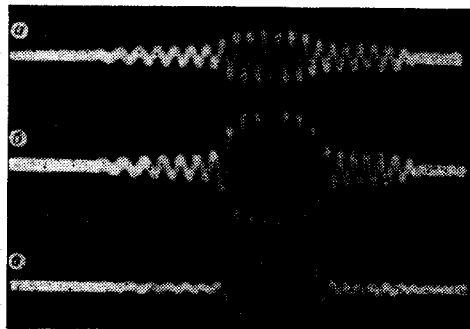
В устройстве бихроматический лазер 1, согласующие объективы 2 и 4, акустооптический модулятор-расщепитель 5 и ахроматический объектив 7 формируют в исследуемой среде суперпозицию двух интерференционных полей, отличающихся по спектру лазерного излучения. Поскольку зондирующие поля, сформированные различными линиями лазерного излучения, имеют противофазную пространственно-частотную структуру, когерентные оптические сигналы, полученные при рассеянии этих полей на движущихся частицах, находятся в противофазе. Отсюда получаем, что последовательности пространственных полупериодов селективирующего фильтра 9 однозначно соответствует чередующаяся последовательность временных фаз 0 и  $\pi$ . Тем самым физически реализуется передаточная функция фильтра вида  $\cos(Kx)$ .

Некогерентный оптический сигнал, интегрируемый по апертуре фильтра, практически обращается в нуль, так как усредняется по большому числу противофазных сигналов, распределенных по апертуре.

Функциональные возможности доплеровской спекл-интерферометрии могут быть расширены на измерение линейных размеров рассеивающих частиц [3]. В случае допускового контроля линейных размеров пространственная частота селективирующего фильтра согласуется с эталонным расстоянием между передней и задней границами (кромками) измеряемого объекта, а крутизна фильтра, определяемая его апертурой, согласуется с допуском на это расстояние. Если размер зондирующего интерференционного поля по оси  $x$  известен и точно определен, размер объекта находится по формуле

$$b = 2l - v\tau,$$

где  $2l$  — размер интерференционного поля по оси  $x$ ;  $v$  — скорость, определяемая по доплеровской частоте когерентного сигнала ДСИ;  $\tau$  —



временной интервал, в течение которого передняя и задняя кромки измеряемого объекта одновременно находятся в пределах зондирующего интерференционного поля ( $\tau$  — длительность когерентного сигнала);  $v\tau$  — число периодов когерентного сигнала на интервале  $\tau$ . На рис. 3 в качестве при-

Рис. 3

мера приведены осциллограммы сигналов для микрообъектов при следующих параметрах:  $b = 150$  мкм,  $\Lambda = 16,6$  мкм,  $M = 20$ . Показаны: сумма когерентного и некогерентного сигналов ( $a$ ); некогерентный сигнал ( $b$ ); когерентный сигнал ( $b$ ).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дубнищев Ю. Н., Ринкевичюс Б. С. Методы лазерной доплеровской анемометрии.— М.: Наука, 1982.
2. А. с. 1093974. Способ измерения скорости/Дубнищев Ю. Н.— Оpubл. в Б. И., 1984, № 19.
3. А. с. 1044068. Оптическое электронное устройство для измерения линейных размеров. УДК 528.27

Г. П. АРНАУТОВ

(Новосибирск)

### ИЗМЕРЕНИЕ УСКОРЕНИЯ СВОБОДНОГО ПАДЕНИЯ С УЧЕТОМ НЕРАВНОМЕРНОСТИ ЕГО ГРАДИЕНТА

При высокоточных измерениях ускорения свободного падения  $g$  лазерными баллистическими гравиметрами обычно учитывается влияние лишь первого вертикального градиента  $\frac{\partial g}{\partial z}$  [1—3]. Нормальное значение  $\frac{\partial g}{\partial z} = 3,086 \cdot 10^{-8} \text{ с}^{-2}$ , а его реальные (аномальные) значения могут отличаться от нормального на десятки процентов. При длине свободного падения порядка 1 м поправка, определяющая влияние градиента силы тяжести, составляет около  $3 \cdot 10^{-6} \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$ . Современные лазерные баллистические гравиметры измеряют абсолютное значение ускорения силы тяжести с погрешностью менее  $1 \cdot 10^{-7} \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$ , поэтому ошибка измерения  $\frac{\partial g}{\partial z}$  выше единиц процентов недопустима, а в дальнейшем при более высокой точности измерений  $g$  должна быть еще меньше. Кроме зависимости градиента силы тяжести от положения гравиметрического пункта, возможна существенная неравномерность  $\frac{\partial g}{\partial z}$  по высоте над некоторыми массивными постаменами [4—6], обусловленная гравитационным полем постамента и помещения, где он установлен. Например, на пункте Потсдам S13, где в течение ряда лет ведутся исследования лазерным баллистическим гравиметром ГАБЛ, разработанным в Институте автоматики и электрометрии СО АН СССР, зависимость ускорения силы тяжести от высоты над поверхностью постамента аппроксимируется следующим выражением [4, 7]:

$$g(h) = g(0) - 248,971 \cdot 10^{-8}h - 3,38 \cdot 10^{-8}h^2 - 24,815 [1 - \exp(-3,0358h)] 10^{-8}, \quad (1)$$

где  $g(0)$  — ускорение силы тяжести на поверхности постамента (в  $\text{м} \cdot \text{с}^{-2}$ );  $h$  — высота над этим уровнем (в м). Градиент силы тяжести над поверхностью постамента изменяется на десятки процентов (рис. 1, кривая  $a$ ). Такого же порядка неравномерности  $\frac{\partial g}{\partial z}$  возможны над гравиметрическими пунктами Международного бюро мер и весов в Севре (Париж) [5] и над международным гравиметрическим пунктом Ледово (Москва) [6]. Более значительные изменения силы тяжести наблюда-