

Характеристики аппаратного спектра при различных расфокусировках пучков с $w_0 = 10$ мкм, $\lambda = 0,6328$ мкм, $\alpha = 12^\circ$

Вид расфокусировки	A	B	C	D
$\bar{\beta}$, %	0,4	-0,1	0,4	0,3
θ , %	7,0	6,9	7,0	7,0

Величина относительного уширения аппаратного спектра расфокусированной системы незначительно отличается от аналогичной величины сфокусированной системы, тогда как размер каждого из пучков в системе, расфокусированной на величину $R_0/2$, увеличен в $\sqrt{2}$. Отсюда следует, что фактор роста кривизны волновых фронтов приводит к компенсации возможного уменьшения ширины аппаратного спектра за счет увеличения размеров пучков. Коэффициенты асимметрии γ_1 и эксцесса γ_2 , рассчитанные для каждого из четырех рассмотренных случаев в пределах погрешности (0,01), оказались равными нулю. Поэтому форму аппаратного спектра практически можно считать гауссовой.

Полученные результаты и отработанные программы численных расчетов методических ошибок применимы при произвольном угле пересечения зондирующих пучков, что является существенным, так как позволяет анализировать не только однолинзовые, но и двухлинзовые оптические схемы, в частности схему лазерного доплеровского микроскопа [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. Кулеш В. П. Анализ оптической схемы ЛДИСа методом Фурье.— Тр. Центр. аэродинамич. ин-та, 1976, вып. 1750, с. 70—82.
2. Durst F., Stevenson W. H. Influence of Gaussian Beam Properties on Laser Doppler Signals.— Appl. Opt., 1979, vol. 4, p. 516—524.
3. Василенко Ю. Г., Дубнищев Ю. Н., Журавель Ф. А. О пространственном разрешении и точности лазерных доплеровских измерителей скорости.— Опт. и спектр., 1976, т. 11, вып. 2, с. 293—300.
4. Ринкевичюс Б. С., Смирнов В. И., Соколова Е. Л. Исследование интерференции гауссовых пучков.— Тр. МЭИ, 1980, вып. 465, с. 3—11.
5. Джерард А., Берч Дж. М. Введение в матричную оптику.— М.: Мир, 1978.
6. Ринкевичюс Б. С., Смирнов В. И., Фабрикант В. А. Аппаратная функция лазерного анемометра с дифференциальной оптической схемой.— Опт. и спектр., 1976, т. 40, вып. 5, с. 885—892.
7. Ринкевичюс Б. С., Толкачев А. В., Суторшин В. Н., Чудов В. М. Лазерный доплеровский микроскоп.— Радиотехника и электроника, 1979, т. XXIV, № 3, с. 594—596.

Поступила в редакцию 13 января 1981 г.

УДК 532.574.7

П. Я. БЕЛОУСОВ, Ю. Н. ДУБНИЩЕВ, И. Г. ПАЛЬЧИКОВА
(Новосибирск)

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯ СКОРОСТИ ПОТОКОВ

Перспективность применения оптических методов в экспериментальной гидро- и аэродинамике в настоящее время общепризнана. Измерение локальных скоростей потоков успешно выполняется методами лазерной доплеровской анемометрии. Получение информации о поле скорости час-

то представляет большую ценность, нежели локальные измерения. Однако известные методы полевых измерений отличаются сложностью и не являются удовлетворительными в плане практических приложений. В качестве примера можно указать на способ определения поля скорости с дискретной выборкой результатов по нескольким пространственно разнесенным точкам. Аппаратурная реализация методики в этом случае представляет собой многоканальный лазерный доплеровский измеритель скорости. Измерение поля средних скоростей можно осуществить последовательным подключением одноканального электронного процессора к оптическим каналам, число которых равно числу пространственных выборок. Измерение нестационарных полей в реальном масштабе времени с экспериментом требует создания процессора, число измерительных каналов которого равно числу оптических каналов. Сложность и стоимость такой системы весьма значительны.

Другой известный способ измерения поля скорости заключается в многократном экспонировании исследуемого сечения потока на фотоносителе с последующим анализом пространственно-частотного спектра [1]. Этот метод требует сложной обработки результатов (сравнимой по сложности с методом измерения по трекам рассеивающих частиц) и не позволяет осуществить измерение в реальном масштабе времени с экспериментом.

Весьма привлекательным представляется способ измерения, который позволял бы получать в реальном масштабе времени изображение исследуемой области таким образом, чтобы интенсивность светового сигнала в каждой точке изображения являлась известной функцией локальной скорости в соответствующей точке потока.

В настоящей работе показана возможность реализации такого метода определения поля скорости на основе применения оптического процессора (ОП) с когерентной оптической обратной связью (КООС).

Известно, что ОП с КООС используются для обработки информации, записанной на транспарантах [2, 3]. Рассмотрим возможное расширение функциональных свойств таких процессоров для применения в качестве оптического дискриминатора пространственного и временного распределенный доплеровского сдвига частоты когерентного оптического сигнала.

Обобщенная блок-схема устройства показана на рис. 1, а. Здесь W_1 и W_4 — когерентные передаточные функции (КПФ) входного и выходного оптических звеньев; W_2 и W_3 — КПФ оптических звеньев в прямой ветви и ветви обратной связи соответственно.

Как известно, для линейной системы с КООС результирующая КПФ имеет вид

$$W_{23} = W_2 / (1 - W_2 W_3). \quad (1)$$

Для простоты примем, что импульсные отклики (ИО) прямой и обратной ветвей одномерны и пространственно инвариантны:

$$\begin{aligned} W_2(\Omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} h_2(x_{21}) e^{-j\Omega x_{21}} dx_{21} = A_2(\Omega) e^{j\Phi_2(\Omega)}, \\ W_3(\Omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} h_3(x_{21}) e^{-j\Omega x_{21}} dx_{21} = A_3(\Omega) e^{j\Phi_3(\Omega)}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $x_{21} = x_2 - x_1$; Ω — пространственная частота; $K = 2\pi/\lambda$.

После подстановки (2) в (1) и простых преобразований получим

$$\begin{aligned} W_{23} &= A_2 e^{j\Phi_2(\Omega)} \{1 - A_2(\Omega) A_3(\Omega) e^{-j[\Phi_2(\Omega) + \Phi_3(\Omega)]}\} / [1 - A_2(\Omega) A_3(\Omega)]^2 \times \\ &\times \{1 + (4\mathcal{F}^2/\pi^2) \sin^2[(\Phi_2(\Omega) + \Phi_3(\Omega))/2]\}, \end{aligned} \quad (3)$$

где
3*

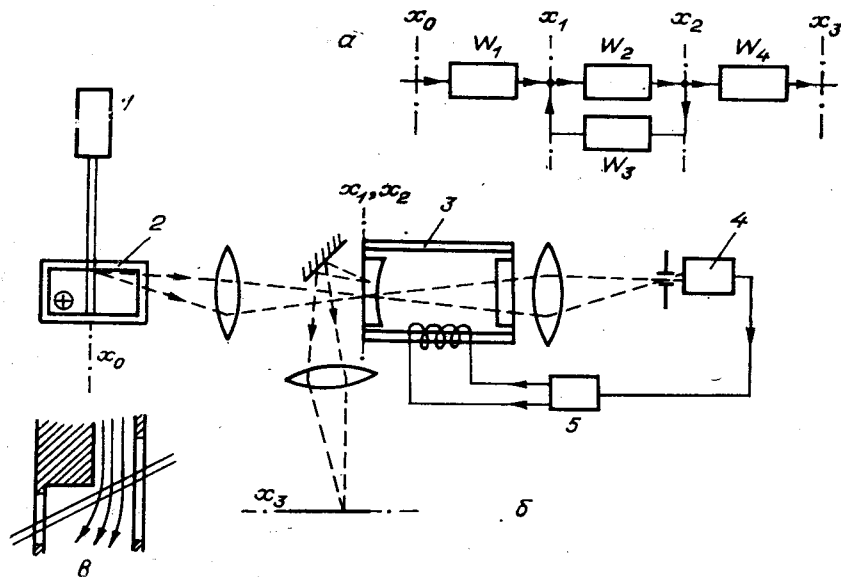


Рис. 1. Схема установки для визуализации поля скорости (б), эквивалентная схема оптического процессора с когерентной обратной связью (а) и сечение гидродинамического канала в плоскости освещающего лазерного луча (в):

1 — лазер, 2 — гидродинамический канал (поперечное сечение), 3 — полуконфокальный интерферометр, 4 — фотоприемник, 5 — система привязки резонансной частоты интерферометра к частоте излучения лазера, x_3 — плоскость регистрации изображения.

Выберем входное согласующее звено с КПФ вида

$$W_1 = \alpha_1 \delta(\Omega + Kx_0/F_1), \quad (4)$$

а выходное согласующее звено с ИО —

$$h(x_3, x_2) = \alpha_2 e^{-j(K/F_2)x_3}. \quad (5)$$

Здесь F_1 и F_2 — аппаратурные постоянные.

Определим ИО всей системы:

$$h(x_3, x_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W_1 W_{23} h(x_3, x_2) e^{j\Omega x_1} d\Omega dx_1. \quad (6)$$

После подстановки в (6) выражений (3), (4) и (5) получим

$$h(x_3, x_0) = \gamma A_2 e^{j\Phi_2} \{1 - A_2 A_3 e^{-j(\Phi_2 + \Phi_3)}\} \delta(x_0 + (F_1/F_2)x_3) / \{1 - A_2 A_3^2 \{1 + (4\mathcal{F}^2/\pi^2) \sin^2[(\Phi_2 + \Phi_3)/2]\}, \quad (7)$$

где величины A_2 , A_3 , Φ_2 , Φ_3 , \mathcal{F} являются функциями переменной Kx_0/F_1 ; $\gamma = \text{const}$.

Пусть $(1/2)(\Phi_3 + \Phi_2) = m\pi + \varepsilon\pi$, где $m = 0, 1, 2 \dots$. Тогда в резонансной области

$$h(x_3, x_0) = H e^{j\Psi} \delta(x_0 + F_1 x_3 / F_2), \quad (8)$$

$H = A_2 / (1 + 4\mathcal{F}^2 \varepsilon^2)^{1/2}$, $\Psi = \Phi_2 - \text{arctg}(2\mathcal{F}\varepsilon)$.

Так как $K = 2\pi f/c = (2\pi f_0/c)(1 + \Delta f/f_0)$, то $\varepsilon = \beta \Delta f/f_0$ ($\beta = (1/2) \times [\Phi_2 + \Phi_3]'$, f — частота оптического сигнала, f_0 — резонансная частота ОП). Следовательно, модуль ИО, описываемого выражением (8), является резонансной функцией частоты светового сигнала f .

Из (8) получим выражение для когерентного ИО системы

$$|H|^2 = (|A_2|^2 / (1 + 4\mathcal{F}^2 \varepsilon^2)) \delta(x_0 + F_1 x_3 / F_2). \quad (9)$$

Разложим некогерентный ИО в окрестности точки перегиба на склоне резонансной кривой

$$|H|^2 = \{|H(x_3, x_0, f_n^0)|^2 + |H(x_3, x_0, f_n^0)|^2 \Delta f (f - f_n^0)\}, \quad (10)$$

где f_n^0 определяется из условия $|H(x_3, x_0, \Delta f)|^2 \Big|_{\Delta f} = 0$.

Из (10) следует, что часть склона резонансной кривой может служить в качестве квазилинейной дискриминационной частотной кривой, если рабочая точка выбрана вблизи точки перегиба.

Пусть оптический сигнал во входной плоскости задан функцией $U[f(x_0, t)] = B \exp \left[j \int_0^t f(x_0, t') dt' \right]$. Тогда распределение интенсивности в выходной плоскости имеет вид

$$|U_{\text{вых}}[f(x_3, t)]|^2 = \left| \int_{-\infty}^{\infty} U[f(x_0, t)] h(x_3, x_0) dx_0 \right|^2. \quad (11)$$

Здесь $h(x_3, x_0)$ определяется выражением (8). Следовательно, распределение интенсивности оптического сигнала в выходной плоскости соответствует пространственному распределению частоты оптического сигнала во входной плоскости. Если изменение частоты входного сигнала обусловлено доплеровским сдвигом частоты при рассеянии на движущихся примесных частицах в потоке, распределение интенсивности светового сигнала в выходной плоскости соответствует полю скорости в исследуемом сечении потока. При работе на линейном участке дискриминационной кривой интенсивность светового сигнала в каждой точке изображения исследуемой области потока является известной линейной функцией (10) локальной скорости.

В работе [4] приведено описание измерителя локальной скорости с квазилинейным оптическим частотным дискриминатором доплеровского сдвига частоты. Визуализация быстрых изменений поля скорости требует введения в поток калиброванных примесных частиц одинакового размера и рассеивающей способности. Поле средних скоростей с достаточно большим временем экспозиции можно визуализировать на естественных примесных частицах в потоке. Размеры рассеивателей должны быть таковы, чтобы движение частицы с необходимой точностью соответствовало локальному движению среды в потоке.

Оптический процессор с КООС для измерения поля скорости может быть реализован в виде многолучевого интерферометра. Например, для конфокального интерферометра с квадратным размером апертуры зеркала $2a$ импульсный отклик, описываемый выражением (8), принимает вид

$$h(x_3, x_0) = \frac{4\tau^2 a^2 K^2}{\lambda F_2} \frac{e^{j(K/2L)(x_0^2 + y_0^2)}}{1 - r^4 e^{j4KL}} \operatorname{sinc} \left[\frac{aK}{\pi L} \left(x_0 + \frac{F_1}{F_2} x_3 \right) \right] \times \\ \times \operatorname{sinc} \left[\frac{aK}{\pi L} \left(y_0 + \frac{F_1}{F_2} y_3 \right) \right], \quad (12)$$

где τ^2, r^2 — соответственно коэффициенты пропускания и отражения зеркал, L — длина интерферометра.

На рис. 1, б показана схема измерения поля скорости в потоке жидкости с применением ОП с КООС на основе полуконфокального интерферометра. Измерения проводились на вертикальном гидродинамическом канале. Геометрия исследуемой области представлена на рис. 1, в. Изучалось поле скорости в течении воды за уступом. На рис. 2 показано изображение исследуемого сечения на выходе измерительного устройства в плоскости (x_3, y_3) . Распределение освещенности в изображении сечения потока соответствует распределению скорости по сечению. Виден перепад скорости в зоне за уступом, соответствующий величине $\sim 1,5$ м/с (разность доплеровских сдвигов частоты 3 МГц). Длина пути луча в канале

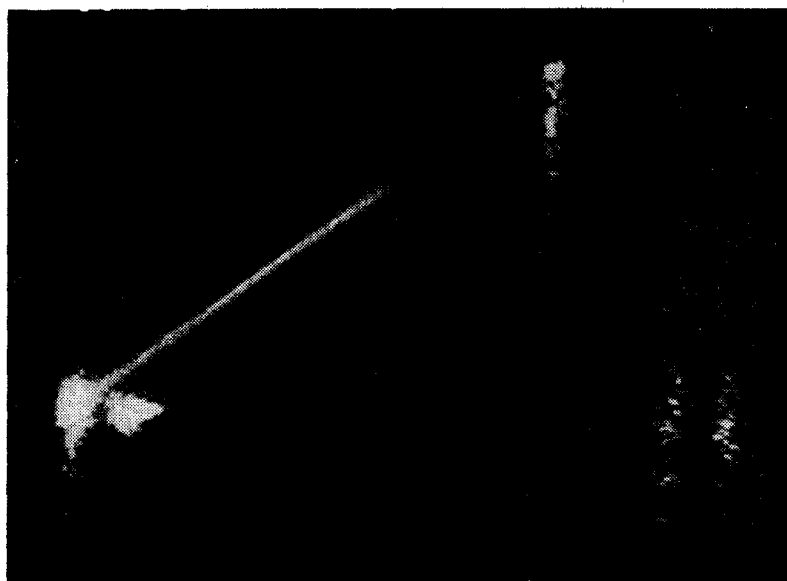


Рис. 2. Визуализированное поле скорости потока в области, освещенной лазерным пучком и расположенной непосредственно за уступом. Ширина канала 10 мм, высота уступа ~7 мм. Меньшая освещенность соответствует большей величине скорости.

12 мм. Параметры полуконфокального интерферометра: $L = 1$ м, диаметр зеркал 30 мм, коэффициент отражения сферического зеркала $r_1^2 = 0,9$, коэффициент отражения плоского зеркала $r_2^2 = 0,98$, $\lambda = 0,63$ мкм, мощность лазера 13 мВт в основной моде. Дисперсионный интервал полуконфокального интерферометра выбирается кратным частотному интервалу между продольными модами излучения лазера. В качестве дискриминационной кривой был выбран склон резонансной функции $|h(x_3, y_3; x_0, y_0)|^2$. Время экспозиции 1 мин.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бакрунов А. О. и др. Голографический метод определения поля скоростей дисперсной фазы двухфазного потока.— Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, 1980, № 1.
2. Lee S. H. Recent Developments in Optical Information Processing Using Nonlinearity and Feedback.— In: Optical Information Processing. N. Y.: Plenum Press, 1978, vol. 2, p. 171.
3. Kotljар P. E., Nezhvenko E. S., Spektor B. I., Feldbush V. I. Optical Processing in Feedback Systems.— In: Optical Information Processing. N. Y.: Plenum Press, 1978, vol. 2, p. 155.
4. Belousov P. Ya., Dubnistchev Yu. N. The Application of an Optical Doppler Frequency Discriminator in a Laser Velocimeter.— Optics and Laser Technology, 1977, vol. 5, p. 229.

Поступила в редакцию 5 января 1981 г.

УДК 532.574.7

А. П. АЛХИМОВ, В. М. БОЙКО, А. Н. ПАПЫРИН
(Новосибирск)

РАЗВИТИЕ ЛАЗЕРНО-ДОПЛЕРОВСКИХ И СТРОБОСКОПИЧЕСКИХ АНЕМОМЕТРОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ

1. Среди лазерно-доплеровских измерителей скорости с прямым спектральным анализом доплеровского сдвига частоты наибольшее распространение к настоящему времени получили схемы ЛДИС, основанные на использовании многолучевых интерферометров с переменной во вре-