

Ю. Н. ДУБНИЩЕВ, В. П. КОРОНКЕВИЧ, В. С. СОБОЛЕВ,  
А. А. СТОЛПОВСКИЙ, Е. Н. УТКИН, Н. Ф. ШМОЙЛОВ  
(Новосибирск)

### ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКОВ С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРНОГО ДОППЛЕРОВСКОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ СКОРОСТИ

В последние годы замечен определенный прогресс в области теории турбулентных явлений [1, 2], чего нельзя сказать в отношении техники экспериментальных методов их исследования. Как известно, и до настоящего времени основным средством экспериментального изучения турбулентности, позволяющим получить количественные результаты, является термоанемометр.

К сожалению, ряд присущих этому прибору недостатков не позволяет развернуть экспериментальные работы по изучению турбулентности должным образом. Основные из этих недостатков следующие: датчик термоанемометра возмущает поток, обладает низким пространственным разрешением; выходное напряжение всего устройства нелинейно связано с измеряемой скоростью, что препятствует его применению для измерения больших интенсивностей турбулентности; не решена и вряд ли будет решена проблема устранения загрязнения датчика в воде и связанные с этим большие погрешности измерения. Дальнейшие попытки увеличить быстродействие кажутся нам проблематичными.

Такое положение заставило специалистов искать новые методы экспериментального изучения турбулентности. В последнее время ведутся интенсивные исследования по применению оптических методов для этих целей [4—6]. Настоящая статья явилась результатом работ, связанных с созданием в Институте автоматики и электрометрии СО АН СССР доплеровского измерителя средней и мгновенной скорости турбулентных потоков [7].

Прежде чем перейти к обсуждению разработанной методики и полученных результатов, рассмотрим кратко основные величины, представляющие интерес при исследовании турбулентности. Составляющую вектора скорости потока  $V$  по заданному направлению в подобных случаях обычно представляют в виде некоторой средней величины  $V_0$  и приращения  $\Delta V$ , являющегося случайной функцией времени

$$V = V_0 + \Delta V(t). \quad (1)$$

Мерой интенсивности турбулентности  $T$  принято считать отношение среднеквадратичного значения пульсаций скорости к среднему ее значению

$$T = \frac{\Delta V_{\text{эф}}}{V_0}. \quad (2)$$

Кроме этой величины представляют интерес: энергетический спектр пульсаций скорости, микро- и макромасштаб турбулентности и тангенциальное напряжение, определяемые путем анализа авто- или взаимных корреляций компонент пульсаций скорости. Анализ перечисленных параметров показывает, что для их определения необходимо иметь сигналы, пропорциональные средней скорости и ее пульсациям.

Рассмотрим теперь предпосылки получения таких сигналов на основе использования оптического эффекта Доплера. Если в исследуемую точку потока жидкости или газа, содержащего естественные загрязнения или искусственно введенные рассеивающие свет частицы, направить луч когерентного света, напряженность электрического поля которого в заданной точке определяется выражением

$$E_1 = \text{Re } E_{10} e^{-j\omega_0 t},$$

то рассеянный в избранном направлении свет вследствие эффекта Доплера получит сдвиг по частоте  $f_d$ , определяемый, как известно, следующим выражением:

$$f_d = \frac{1}{2\pi} \bar{V} (\bar{K}_2 - \bar{K}_1), \quad (3)$$

где  $\bar{K}_1$  и  $\bar{K}_2$  — соответственно волновой вектор падающего и рассеянного света;  $\bar{V}$  — вектор скорости рассеивающих центров. Для картины рассеяния, изображенной на рис. 1, это выражение можно представить следующим образом:

$$f_d = V \xi, \quad (4)$$

где  $\xi = \frac{1}{\lambda} [(\cos \Theta - 1) \cos \alpha - \sin \Theta \sin \alpha]$ ;  $\lambda$  — длина волны падающего света в исследуемой среде.

Таким образом, круговая частота рассеянного света может быть представлена алгебраической суммой частоты подающего света  $\omega_0$ , доплеровского смещения, пропорционального средней скорости, и доплеровского смещения, пропорционального пульсациям скорости:

$$\omega_p = \omega_0 + \omega_d + \Delta \omega_d(t), \quad (5)$$

где  $\omega_d = 2\pi V_0 \xi$ ;  $\Delta \omega_d(t) = 2\pi \Delta V(t) \xi$ . Фаза волны рассеянного света  $\Theta$  равна интегралу по времени выражения (5)

$$\Theta = (\omega_0 + \omega_d) t + \int_0^t \Delta \omega_d(\tau) d\tau. \quad (6)$$

Таким образом, напряженность рассеянного света можно представить в следующем виде:

$$E_2 = \text{Re } E_{20} e^{-j\omega} = E_{20} \cos \left[ (\omega_0 + \omega_d) t + \int_0^t \Delta \omega_d(\tau) d\tau \right]. \quad (7)$$

Если, воспользовавшись интерферометрической схемой, подать на фотоприемник рассеянный лучок и опорный луч от того же источника света с напряженностью поля  $E_3$ , то на фотокатоде мы получим интерференционную картину. Напряженности поля обоих лучей в точке падения можно представить векторами на плоскости  $\omega_0$  (рис. 2). Вектор, изображающий напряженность поля опорного луча, будет неподвижным, а вектор рас-

сеянного поля вследствие доплеровского смещения частоты будет вращаться с частотой  $\omega_d + \Delta\omega_d(t)$ . Ток фотоприемника  $I$ , как известно, пропорционален интенсивности света, т. е. в данном случае квадрату модуля суммарного вектора падающего света. Таким образом,

$$I = \beta [E_{30}^2 + E_{20}^2 + 2E_{30}E_{20} \cos(\omega_d t + \int_0^t \Delta\omega_d(\tau) d\tau)], \quad (8)$$

где  $\beta$  — коэффициент пропорциональности.

Мы видим, что ток фотоприемника имеет переменную составляющую, пульсирующую с доплеровской частотой и несущую, таким образом, информацию о мгновенной скорости потока. Если эту составляющую усилить и протектировать с помощью детектора частотно-модулированных сигналов, мы получим напряжение  $U_d$ , пропорциональное частоте

$$U_d \approx \omega_d + \Delta\omega_d(t). \quad (9)$$

С учетом (4) это напряжение будет прямо пропорционально составляющей вектора мгновенной скорости потока по выбранному направлению

$$U_d \equiv V_0 + \Delta V(t). \quad (10)$$

Используя трехканальную измерительную аппаратуру, можно получить три составляющие скорости в выбранной системе координат и считать, таким образом, задачу получения сигнала, пропорционального вектору скорости потока, решенной.

К сожалению, однако, ее решение сопряжено с рядом осложнений. Доплеровский сигнал с выхода фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) лишь в первом приближении описывается выражением (8). Даже для ламинарного потока  $V = \text{const}$  спектр этого сигнала не представляет собой одной узкой линии, а занимает некоторую полосу частот и сопровождается шумами. Поясним природу этих явлений. Как следует из (8), наряду с постоянной составляющей, несущей информацию о скорости, имеется постоянная составляющая, пропорциональная сумме квадратов амплитуд напряженностей рассеянного и опорного пучков. К сожалению, эта составляющая не остается постоянной, а сильно флюктуирует в основном из-за дискретности рассеивающих свет частиц, неоднородности их по размерам и отражательной способности. Среднюю частоту флюктуаций ориентировочно можно оценить следующим образом. Пусть концентрация рассеивающих частиц составляет  $n$ , а область извлечения информации (область фокуса) представлена цилиндром диаметром  $d$  и длиной  $l$ . Каждая входящая в эту область частица будет давать импульс рассеянного света. Частота следования этих импульсов при условии, что вектор скорости перпендикулярен оси цилиндра, будет равна

$$f_n = dl V n, \quad (11)$$

а длительность импульса

$$\tau_n = \frac{d}{V} \text{tg} \frac{\varphi}{2}, \quad (12)$$

где  $\varphi$  — угол, образованный радиусами цилиндра, проведенными в точку входа и выхода частицы. Таким образом, средняя частота спектра флюктуаций этой составляющей пропорциональна скорости и может перекрывать спектр доплеровского сигнала, являясь сильной помехой. Эти спектры иногда удается значительно разнести, варьируя углом  $\Theta$  (см. рис. 1), при этом спектр помехи по оси частот оказывается ниже спектра сигнала.

Сама амплитуда переменной составляющей, пропорциональная произведению амплитуд напряженностей полей опорного и рассеянного лучей, в силу упомянутых выше причин также сильно флюктуирует. Эти флюктуации вызывают уширение спектра доплеровского сигнала, что приводит к погрешностям при определении параметров турбулентности. Наряду с этой существует еще одна причина уширения спектра — конечное значение телесных углов падающего и отраженного света, определяемое апертурами оптической схемы.

Анализ влияния перечисленных факторов является предметом дальнейших исследований. Здесь отметим только, что в разработанном нами устройстве, изображенном на рис. 3, принят ряд мер по рациональной фильтрации сигнала и уменьшению инструментального уширения спектра. Упрощенная блок-схема этого устройства представлена на рис. 4. Луч света гелий-неонового

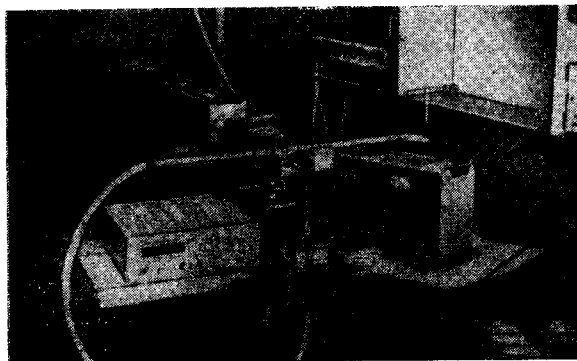


Рис. 3.

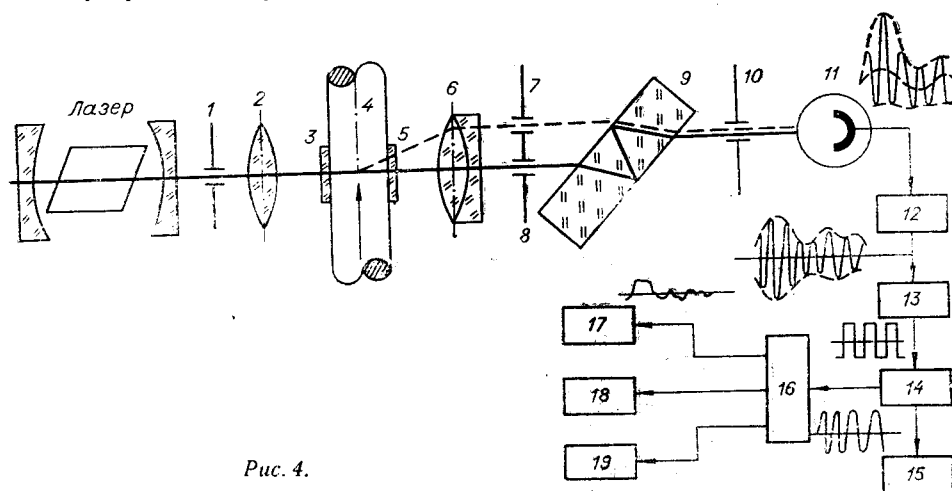


Рис. 4.

лазера, работающего на одном поперечном виде колебаний, проходит диафрагму 1 и фокусируется линзой 2 в точку потока, скорость в которой необходимо определить. Затем луч проходит плоскопараллельные окна 3 и 5, встроенные в стенку трубы 4 с исследуемым потоком воды.

Центральная часть пучка направляется через объектив 6, светоделитель 9 и полевую диафрагму 10 на фотокатод фотоумножителя 11. Этот пучок претерпевает двойное отражение в светоделителе 9. Часть света, рассеянная на естественных загрязнениях исследуемого потока жидкости, полностью заполняет апертуру линзы 6 и, ограниченная диафрагмой 7, проходит светоделитель 9, где совмещается с прямым пучком, играющим роль референтного, и также попадает на фотокатод ФЭУ. Допплеровский сигнал с выхода ФЭУ проходит последовательно фильтр 12, который срезает помехи в области низких частот, усилитель-ограничитель 13, устраняющий паразитную амплитудную модуляцию, о которой упоминалось выше, и поступает на следящий фильтр 14 с фазовой автоподстройкой частоты собственного управляемого по частоте генератора. Следящий фильтр кроме фильтрации выполняет роль формирователя синусоидального сигнала, частота которого равна частоте доплеровского сигнала, а амплитуда строго постоянна. С выхода фильтра, т. е. с управляемого генератора, сигнал поступает на цифровой частотомер 15, который выдает значения частоты, пропорциональные средней скорости, и ЧМ детектор 16, на выходе которого получается аналоговый сигнал, пропорциональный мгновенной скорости. Затем для получения интегральных характеристик турбулентности этот сигнал подается на анализатор спектра 17, коррелятор 18, а также на вольтметр эффективных значений 19, показания которого дают абсолютные значения интенсивности турбулентности. Полученные нами спектры доплеровского сигнала представлены на рис. 5. Узкий спектр относится к ламинарному потоку со скоростью порядка 5 см/с, что соответствует частоте сигнала порядка 7 кГц. Ширина спектра при этом на уровне 0,5 от максимума составляет 300 Гц, т. е. имеет относительную величину порядка 4%. Широкий спектр соответствует турбулентному потоку при скорости в квадратном канале сечением 16×16 мм порядка 0,5 м/с. Средняя частота спектра составляет величину 70 кГц, а его ширина приблизительно равна 5 кГц.

С помощью разработанного прибора нами были сняты профили скорости по сечению упомянутого гидродинамического канала в ламинарном потоке при расходах 2,6 и 8,0 см<sup>3</sup>/с, когда турбулентность еще не возникла. Отсчет средней скорости производился по шкале цифрового частотомера, подключенного к выходу следящего фильтра. Причем частотомер сконструирован таким образом, что значение скорости по его шкале получается в метрической системе мер. На рис. 6 сплошной лини-

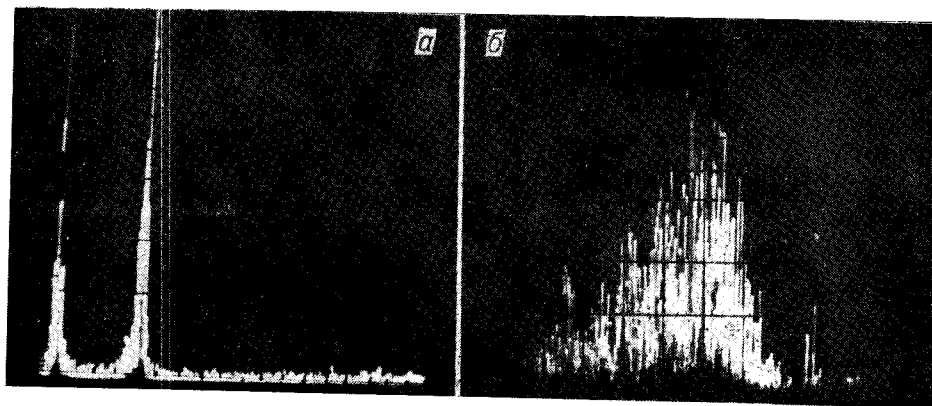


Рис. 5.

ей показан профиль, полученный теоретическим путем, а кружочками отмечены экспериментальные значения. Совпадение результатов очень хорошее. Оценка точности произведена путем статистической обработки результатов большого числа измерений при поддержании скорости потока неизменной. Среднеквадратичная погрешность измерения не превышает 0,3%. Такая высокая точность открывает рассматриваемому методу весьма широкие перспективы, ибо в настоящее время отсутствуют какие-либо конкурирующие методы для бесконтактного измерения локальной скорости с такой высокой точностью.

Для исследования работы устройства при измерении пульсаций скорости нами было проведено экспериментальное сравнение его выходного сигнала с сигналом, термоанемометра, датчик которого помещался практически в ту же точку потока, что и фокус луча лазера. Эксперимент вначале проводился на малых скоростях в ламинарном потоке, скорость которого периодически изменялась с помощью низкочастотного пульсатора. На фотографии рис. 7, а, снятой с экрана двухлучевого осциллографа, показаны сигналы термоанемометра и лазерного доплеровского измерителя скорости, как функции времени. Частота пульсаций скорости порядка 0,5 Гц. Аналогичное сравнение было проведено при больших скоростях потока, когда возникала естественная турбулентность (см. рис. 7, б). Совпадение результатов измерений каждым прибором достаточно полное.

Проведенные исследования показывают, что лазерный доплеровский измеритель имеет неоспоримые преимущества перед термоанемометром и с успехом может быть использован для исследования турбулентных явлений.

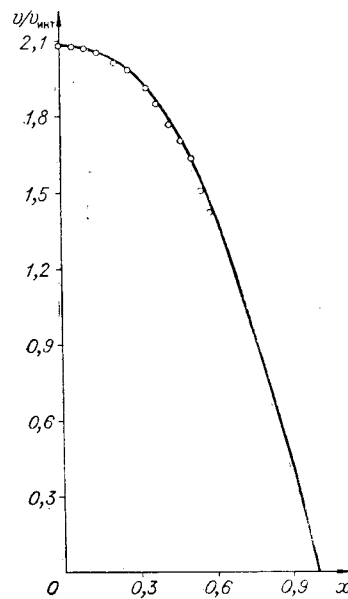


Рис. 6.

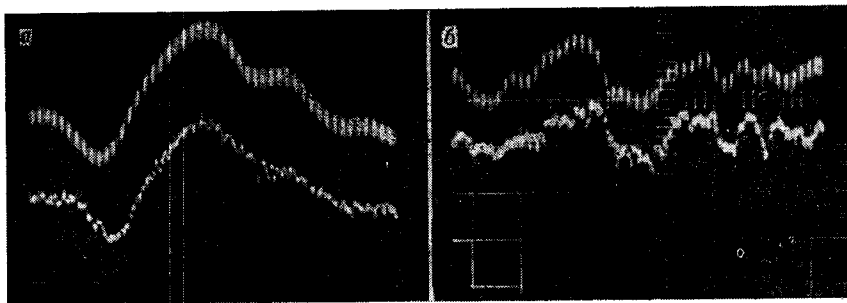


Рис. 7.

В заключение приведем полученное нами выражение, более точнее (8), описывающее сигнал на выходе фотоприемника для круглых апертур диаметром  $2b$  при расстоянии между ними  $d$ :

$$I = k \sum_{i=1}^n \frac{I_1^2 \left[ \frac{b}{2d} = \omega_{\pi} (t - t_i) \right]}{\omega_{\pi}^2 (t - t_i)^2} \{1 + \cos [\omega_{\pi} (t - t_i)]\}, \quad (13)$$

где  $k$  — коэффициент пропорциональности;  $n$  — число рассеивающих свет частиц в объеме извлечения информации;  $t_i$  — момент времени вхождения частицы в фокальную область,  $J_1$  — функция Бесселя первого рода первого порядка;

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Монин, А. М. Яглом. Статистическая гидромеханика. М., «Наука», 1967.
2. И. О. Хинце. Турбулентность. М., Физматгиз, 1963.
3. А. Л. Грохольский, В. С. Соболев, А. А. Столповский, Н. И. Ткачев, Е. Н. Уткин. Трехканальный радиочастотный термоанемометр постоянного сопротивления. М., ГОСИНТИ, 1968.
4. J. W. Foreman, R. D. Lewis, J. R. Thoornton and H. J. Watson. Laser Doppler Velocimeter for Measurement of Localised Flow Velocities in Liquids.— Proceedings of the IEEE, 1966, QE-2, № 3.
5. E. R. Pike, D. A. Jackson, P. J. Bourke, D. J. Page. Measurement of Turbulent Velocities From the Doppler Shift in Scattered Laser Light.— Journal of Physics, 1968, v. E, № 7.
6. R. J. Goldstein, W. F. Hagen. Turbulent Flow Measurements Utilising the Doppler Shift of Scattered Laser Radiation.— The Physics of Fluids, 1967, v. 10, № 6.
7. Ю. Н. Дубнищев, В. П. Коронкевич, В. С. Соболев, А. А. Столповский, Е. Н. Уткин, Н. Ф. Шмойлов. Измерение скорости в потоке жидкости с использованием эффекта Доплера.— Автометрия, 1969, № 6.

*Поступила в редакцию  
26 августа 1970 г.*