

7. М. И. Алькаев, И. Ф. Клисторин, В. В. Курочкин, А. М. Щербаченко. Система на основе малой ЭВМ для измерения перемещений с помощью лазерных интерферометров.— «Автометрия», 1973, № 3, с. 52—59.
8. Л. В. Бурый, В. П. Коронкевич, Ю. Е. Нестерихин, А. А. Нестеров, Б. М. Пушной, С. Е. Ткач, А. М. Щербаченко. Прецизионный фотограмметрический автомат.— «Автометрия», 1974, № 4, с. 83—89.
9. G. A. Hegeman. Laser/calculator system improves encoder plate measurement.— "Hewlett — Packard J.", 1973, № 6, с. 16—18.
10. В. М. Ведерников, В. П. Кирьянов, Б. Г. Матиенко, А. М. Щербаченко. Микроэлектронный счетно-вычислительный блок лазерного измерителя перемещений ИПЛ-2.— «Автометрия», 1975, № 5, с. 53—60.
11. С. Н. Атутов, В. П. Коронкевич, А. И. Лохматов, В. В. Слабко, В. А. Ханов. Стабилизация гелий-неонового лазера с внутренними зеркалами в переменном магнитном поле.— «Автометрия», 1974, № 4, с. 83—88.
12. С. С. Кузнецкий, М. К. Чмых, С. Б. Шестаков, В. В. Кравченко, А. Е. Тертерин, А. М. Фиштейн. Фазометрическая приставка повышенной точности к цифровым частотомерам.— Труды III краевой научно-технической конференции. Красноярск, Изд. ИФ СО АН СССР, 1972, с. 265—274.
13. В. П. Кирьянов, М. А. Кокшаров, В. А. Ханов. Об одном способе построения цифрового рефрактометра.— В кн.: Системы сбора и первичной обработки измерительной информации. Новосибирск, Изд. ИАиЭ СО АН СССР, 1973. 133 с.

Поступила в редакцию 27 октября 1975 г.

УДК 621.378:625.532.57

**Ю. Н. ДУБНИЩЕВ, В. А. ПАВЛОВ, А. Н. СКУРЛАТОВ,
В. С. СОБОЛЕВ, А. А. СТОЛПОВСКИЙ, Т. А. ШЕЛОПУТ**

(Новосибирск)

ШУМ НАЛОЖЕНИЯ В ЛДИС И ПУТИ ЕГО СНИЖЕНИЯ

Лазерные доплеровские измерители скорости (ЛДИС) являются наиболее перспективными устройствами для исследования гидродинамики однофазных и двухфазных потоков. В ближайшем будущем они, по-видимому, станут не только стандартными инструментами исследователя, но и датчиками скорости систем автоматизации технологических процессов в химической промышленности, производстве проката, бумаги и т. п. В отличие от известных устройств ЛДИС обладают такими достоинствами, как высокая точность измерения средней скорости, линейная зависимость между скоростью и информативным параметром (частотой) сигнала на выходе. ЛДИС не вносят механических возмущений в исследуемый поток, что для физического эксперимента часто имеет решающее значение. Однако при больших концентрациях рассеивающих частиц на выходе ЛДИС увеличивается шум, в связи с чем снижается точность измерения пульсаций скорости. Это является недостатком ЛДИС в сравнении с термоанемометром. Шум на выходе ЛДИС наблюдается как при исследовании турбулентных, так и ламинарных потоков, когда скорость рассеивающих частиц неизменна, а градиент скорости в точке измерения отсутствует. Снижение уровня шума путем уменьшения концентрации рассеивающих частиц не всегда помогает делу, так как при этом теряется информация о высокочастотных составляющих пульсаций скорости, что, естественно, недопустимо при измерениях характеристик турбулентных потоков.

В работе исследуются статистические свойства описанного выше шума и методы его снижения.

Если пренебречь дробовым шумом фотоприемника, то высокочастотная часть доплеровского сигнала может быть описана выражением [1]

$$i(t) = \sum_{i=1}^N A_i(t-t_i) \cos \omega_{дi}(t-t_i), \quad (1)$$

где t_i — случайный момент появления i -й частицы в центре измерительного объема; $A_i(t-t_i)$ — огибающая импульса сигнала от i -й частицы; $\omega_{дi}$ — доплеровская частота; N — число прошедших через измерительный объем частиц.

Считая, что исследуемый поток ламинарен и в пределах измерительного объема не имеет градиента скорости ($\omega_{дi} = \omega_{д} = \text{const}$), выражение (1) можно представить в виде

$$i(t) = A(t) \cos [\omega_{д}t + \varphi(t)], \quad (2)$$

где

$$A(t) = \sqrt{\sum_{i,j=1}^N A_i(t-t_i) A_j(t-t_j) \cos \omega_{д}(t_i-t_j)};$$

$$\varphi(t) = \text{arctg} [A_s(t)/A_c(t)], \quad A_c(t) = \sum_{i=1}^N A_i(t-t_i) \cos \omega_{д}t_i;$$

$$A_s(t) = \sum_{i=1}^N A_i(t-t_i) \sin \omega_{д}t_i.$$

Мгновенная частота, определенная как производная аргумента косинуса (2) по времени, имеет вид

$$\omega(t) = \omega_{д} + \frac{\sum_{i=1, j=1, i \neq j}^N A_i(t-t_i) A_j'(t-t_j) \sin \omega_{д}(t_i-t_j)}{\sum_{i=1, j=1}^N A_i(t-t_i) A_j(t-t_j) \cos \omega_{д}(t_i-t_j)}. \quad (3)$$

Зависящая от времени часть этого выражения описывает упомянутый ранее шум. Причина его появления — случайность фазовых соотношений переналагающихся парциальных сигналов — обусловлена случайным положением рассеивающих частиц в пространстве. Результирующие флюктуации частоты доплеровского сигнала, описываемые вторым членом правой части (3), удобно поэтому назвать шумом наложения или фазовым шумом.

Как показывает анализ, величина шума может принимать большие значения. Характер шума иллюстрируется рис.1.

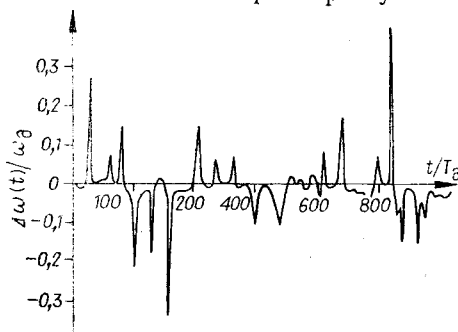


Рис. 1.

Реализация как функция времени получена с помощью ЭВМ для пуассоновского потока гауссовых радиопульсов. Число периодов колебаний доплеровской частоты в одном импульсе на уровне $\exp(-2)$ амплитуды огибающей равно 20, все импульсы одинаковы по амплитуде, а их средняя плотность равна одному импульсу на один период доплеровской частоты; $\omega_{д} = 1$.

Так как появление шума обусловлено случайным распределением

рассеивающих частиц в пространстве, величина шума практически не зависит от того, исследуется ламинарный или турбулентный поток. В то же время при изучении турбулентных течений фазовый шум ограничивает порог чувствительности прибора к малым флюктуациям скорости и вносит основной вклад в погрешность их измерения. Статистические оценки параметров фазового шума можно получить аналитически, если выполняются следующие два условия: концентрация рассеивающих центров велика (так что доплеровский сигнал (2) можно считать нормальным процессом), спектральная плотность сигнала гауссова. Последнее условие для большинства оптических схем ЛДИС выполняется автоматически. Как показано в [2, 3], спектр флюктуаций частоты сигнала, удовлетворяющего вышеприведенным условиям, описывается следующим рядом:

$$S(\omega) = \Delta\omega \sum_{n=1}^{\infty} n^{-3/2} \exp\{-[(\pi/2n)\omega/\Delta\omega]^2\}, \quad (4)$$

где $\Delta\omega$ — полуширина энергетического спектра доплеровского сигнала на уровне $\exp(-\pi)$. Соответствующая автокорреляционная функция

$$k(\tau) = -[(\Delta\omega)^2/4\pi] \ln\{1 - \exp[-(\Delta\omega)^2\tau^2/2\pi]\}. \quad (5)$$

Нормированный на максимум спектр (4) показан на рис. 2 (кривая 1). Представляет интерес связь спектра исходного сигнала (1) и спектра фазового шума. Спектр сигнала (1), сдвинутый в область нулевых частот, представлен кривой 2. Из рисунка следует, что спектр шума намного шире спектра исходного сигнала. Это обстоятельство необходимо учитывать при выборе полосы пропускания фильтра на выходе частотного демодулятора: полоса должна быть ограничена верхней частотой спектра ожидаемых турбулентных пульсаций скорости.

Как следует из (4), спектр шума полностью определяется шириной спектра доплеровского сигнала, которая для ламинарного потока обратно пропорциональна скорости. Это значит, что с ростом скорости потока растет значение спектральной плотности фазового шума, а сам спектр распространяется в сторону более высоких частот.

Для большинства оптических схем ЛДИС спектр фазового шума бывает намного шире спектра измеряемых турбулентных флюктуаций скорости. С учетом этого первый из них можно считать белым со спектральной плотностью $S(\omega)$, как следует из (4), равной $S(\omega) = 2,612\Delta\omega$.

Тогда дисперсия фазового шума на выходе идеального фильтра низких частот с полосой $2\pi F$, необходимой для пропускания сигналов турбулентных флюктуаций скорости, равна

$$D = \int_0^{2\pi F} S(\omega) d\omega = 16,41\Delta\omega F.$$

Ширина спектра доплеровского сигнала $\Delta\omega$, получаемого при изучении ламинарного потока, как известно [1], пропорциональна скорости потока. Следовательно, среднеквадратичное значение шума δ на выходе фильтра после ЧМ демодулятора будет расти пропорционально корню квадратному из скорости V : $\delta = k\sqrt{VF}$. Коэффициент пропорциональности легко определить [1, § 4.2]. Например, для дифференциальной оптической схемы

$$k = 10,6\sqrt{d/\lambda f},$$

где d — диаметр светового пучка на входе схемы,

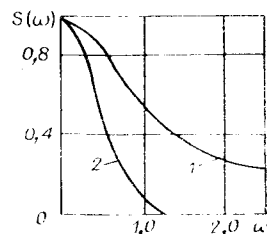


Рис. 2.

отсчитанный на уровне $\exp(-2)$ максимальной интенсивности; λ — длина волны излучения лазера; f — фокусное расстояние направляющего объектива.

Легко видеть, что при постоянной полосе F отношение δ/f_d будет падать обратно пропорционально корню квадратному из скорости потока.

Из (5) следует, что дисперсия шума на выходе идеального ЧМ демодулятора во всей полосе частот равна бесконечности. Причину этого можно уяснить, рассмотрев процесс наложения сигналов от двух частиц с равными скоростями. В соответствии с (3) приращение мгновенной частоты для этого случая

$$\Delta\omega(t) = [1/(1+Y^2(t))] dY(t)/dt. \quad (6)$$

Здесь

$$Y(t) = (\sin \omega_d \Delta t) / [A_1(t)/A_2(t) + \cos \omega_d \Delta t];$$

Δt — временной сдвиг между сигналами; $A_1(t)$, $A_2(t)$ — огибающие сигналов первой и второй частиц соответственно.

Для ЛДИС с гауссовыми пучками

$$A_i(t) = A_0 \exp[-(2\omega_d^2/\pi^2 M^2)(t-t_i)^2],$$

где A_0 — амплитуда импульса, определяемая размером частицы; M — число периодов доплеровского сигнала в импульсе на уровне $A_0 \exp(-2)$. Тогда

$$\Delta\omega(t)/\omega_d = (8\tau/\pi M^2) \sin 2\pi\theta \{[\gamma(t)]^{-1} + \gamma(t) + 2 \cos 2\pi\theta\}. \quad (7)$$

Здесь $\tau = \Delta t/T_d$; $\theta = \tau - K$ (K — целая часть τ , $T_d = 2\pi/\omega_d$); $\gamma = A_2(t)/A_1(t)$.

Временный ход зависимости $\Delta\omega(t)$ для различных значений θ при фиксированном $K=5$ представлен на рис. 3. Все кривые имеют явно выраженный максимум. Анализ (7) на экстремум показывает, что максимум получается в точке $\gamma(t)=1$ и $(\Delta\omega/\omega)_{\max} = (4\tau/\pi M^2) \operatorname{tg} \pi\theta$.

При наложении противофазных сигналов $|\theta|=1/2$ отклонение частоты обращается в бесконечность независимо от величины τ . Наличие подобных явлений и приводит к бесконечно большим значениям

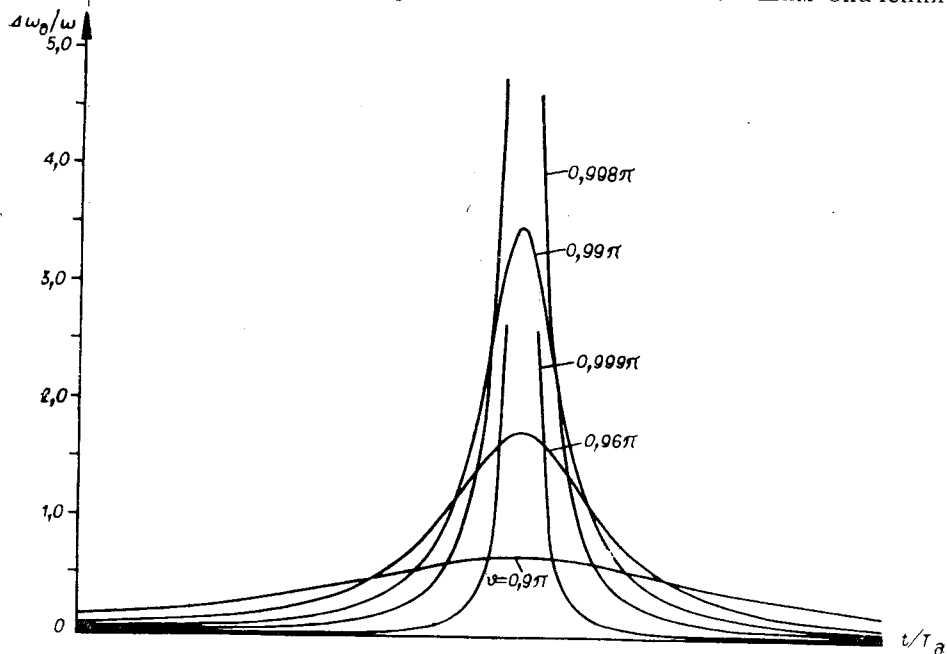


Рис. 3.

дисперсии мгновенной частоты сигнала (2). Отклонения частоты за достаточно большой промежуток времени, как можно показать, равны нулю, т. е. при идеальной ЧМ демодуляции ошибка оценки средней скорости практически равна нулю.

Если оценивать мгновенную скорость потока по числу выбросов доплеровского сигнала за нулевой уровень, осредненных за время T , то, как нами показано в [4], относительное среднеквадратичное значение флюктуаций на выходе ЛДИС, обусловленных фазовым шумом, при постоянной скорости потока выражается следующим образом:

$$\delta/f_d = 1/\sqrt{2\pi T_1 f_d M}, \quad (8)$$

где $f_d = \omega_d/2\pi$, T_1 — время измерения «мгновенной» частоты. При типичном значении $M=30$ и $T=100/f_d$ $\delta/f_d=0,7\%$, т. е. составляет вполне ощутимую величину.

Фазовый шум, как это следует из (8), можно уменьшить, если увеличить число интерференционных полос в объеме, из которого извлекается информация. Но это увеличение входит в противоречие с требованиями высокого пространственного разрешения или (по известным причинам) ведет к потерям в энергии принимаемого сигнала.

При недостаточной мощности лазера, кроме «фазового» шума, существенный вклад в погрешности измерения мгновенной скорости дает еще и шум фотоприемника. Обе эти погрешности можно исключить в корреляционном ЛДИС. Для решения этой задачи в исследуемой области потока необходимо сформировать два неперекрывающихся, но очень близко расположенных рассеивающих (измерительных) объема, причем относительно направления скорости оба они должны быть расположены таким образом, чтобы через каждый из них проходил свой поток рассеивающих частиц. Сигналы от каждого из рассеивающих объемов получаются и обрабатываются независимо в двухканальном электронно-измерительном блоке. Выходные напряжения после частотных демодуляторов, пропорциональные мгновенной доплеровской частоте, поступают на коррелятор. Шумы в каждом из каналов статистически независимы между собой, вследствие чего они не вносят вклада в результирующую кросс-корреляционную функцию [5]. Поскольку рассеивающие объемы располагаются достаточно близко, можно считать полученную функцию автокорреляционной. Естественно, что при значительном времени осреднения она будет практически совпадать с искомой автокорреляционной функцией турбулентных пульсаций скорости исследуемого потока.

Интересно оценить ошибку, обусловленную конечностью этого времени. Не зная статистических свойств турбулентности, мы не можем сделать этого в полной мере. В то же время, считая описанные выше шумы аддитивными по отношению к флюктуациям доплеровской частоты, обусловленным турбулентными пульсациями скорости, и белыми, можем оценить дисперсию корреляционной функции шума, воспользовавшись результатами [6]:

$$D[K_m(\tau)] = (2FT)^{-1} [K_x(0)K_y(0) + K_{xy}^2(\tau)]. \quad (9)$$

Здесь F — полоса пропускания фильтра на выходе частотного демодулятора; T — длительность реализации коррелируемых сигналов; $K_{xy}(\tau)$ — взаимная корреляционная функция шума (в данном случае $K_{xy}(\tau) = 0$); $K_x(0)$ и $K_y(0)$ — соответственно дисперсии фазового шума на выходе обоих каналов. Если время осреднения выбрано достаточно большим, квадрат ошибки, обусловленной фазовым шумом, для корреляционной функции определяется отношением

$$\varepsilon^2 = D[K_m(\tau)]/K^2(\tau). \quad (10)$$

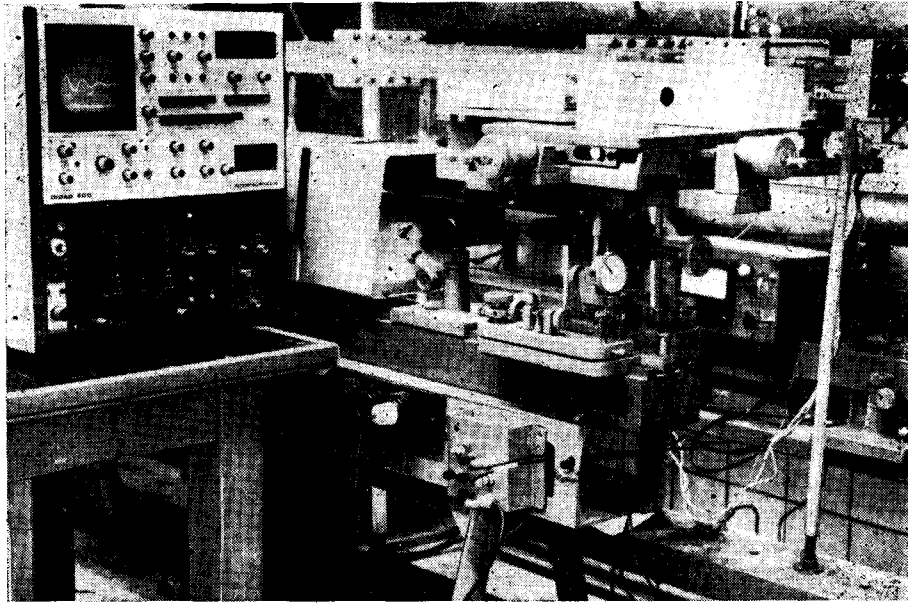


Рис. 4.

Пусть полоса частот ограничена 100 Гц, длительность коррелируемых сигналов составляет 10 с, $K_x(0) = K_y(0)$ и дисперсия фазового шума равна дисперсии флюктуаций скорости. Тогда в соответствии с (9) среднеквадратическая погрешность оценки степени турбулентности составит всего 2%.

Разработанный в Институте автоматки и электрометрии СО АН СССР корреляционный ЛДИС представлен на рис. 4. Его оптическая схема (рис. 5) содержит последовательно расположенные лазер 1; акустооптический лучевой расщепитель 2, выполняющий одновременно функцию однополосного частотного модулятора; афокальную оптическую схему (объективы 3 и 4); цилиндрический объектив 5; призму Волластона 6; направляющий объектив 7; приемное фотоэлектрическое устройство, выполненное двухканальным с поляризационной фильтрацией. Оно состоит из приемного объектива 8, поляризационной призмы-расщепителя 9 и двух фотоприемников 10 и 11.

Оптическое устройство формирует в исследуемой области потока два пространственно-разнесенных ортогонально-поляризованных интерференционных поля с параллельно ориентированными бегущими полосами. Положение афокальной системы (объективы 3 и 4) определяет локализацию интерференционных полей в потоке. Цилиндрический объектив 5, афокальный с направляющим объективом 7, служит для увеличения числа интерференционных полос в рассеивающих объемах. Изображения интерференционных полей в ортогонально-поляризованных световых пучках, рассеянных движущимися частицами, формируются на соответствующих фотоприемниках. Частота электрического

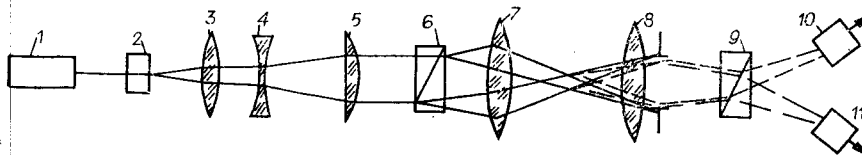


Рис. 5.

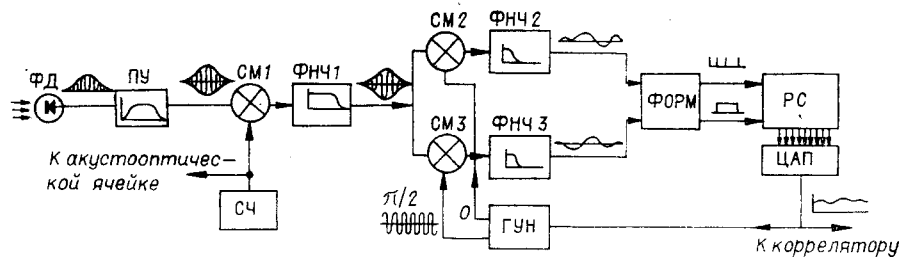


Рис. 6.

сигнала на выходе каждого фотоприемника пропорциональна скорости рассеивающих частиц, пересекающих соответствующее интерференционное поле.

Система электронной обработки получаемых сигналов представляет собой два идентичных канала, каждый из которых состоит из фотоприемного узла и следящего приемника ЧМ сигналов. Блок-схема одного канала представлена на рис. 6. Сигнал с выхода фотодиода (ФД) поступает на полосовой усилитель (ПУ), центральная частота полосы пропускания которого равна частоте смещения излучения лазера, а ширина полосы составляет величину порядка ± 5 МГц. Как уже указывалось ранее, применение акустооптической ячейки приводит к образованию в рассеивающем объеме бегущего интерференционного поля. Спектр получаемого при этом доплеровского сигнала отличается от спектра обычных ЛДИС тем, что его высокочастотная составляющая смещается вверх на частоту возбуждения ячейки (в нашем случае 24 МГц), а низкочастотная его часть остается на месте. Учитывая эти особенности сигнала, легко видеть, что применение полосового фильтра (даже с такой широкой полосой, как указано выше) кардинально решает проблему фильтрации его вредной низкочастотной компоненты. С выхода полосового фильтра сигнал поступает на смеситель (СМ1), второй вход которого питается от синтезатора частот (СЧ). От этого же синтезатора питается и акустооптическая ячейка. С выхода смесителя через фильтр нижних частот (ФНЧ1) сигнал поступает на вход следящего приемника. Приемник представляет собой систему автоматического управления по частоте и построен на основе квадратурного фильтра. Он имеет на выходе два смесителя (СМ2) и (СМ3), питаемые по своим вторым входам от генератора, управляемого напряжением (ГУН). Частота генератора пропорциональна управляющему сигналу. Выходные напряжения этого генератора сдвинуты между собой по фазе на угол в 90° . С выхода смесителей сигналы через фильтры нижних частот (ФНЧ2, ФНЧ3) с полосой пропускания, равной примерно ширине спектра доплеровского сигнала, поступают на схему формирования импульсов в моменты перехода выходного напряжения ФНЧ2 и ФНЧ3 через нуль и определения знака рассогласования между частотой сигнала, поступающего на приемник, и частотой ГУН. Сформированные импульсы разностей частоты и сигнал знака подаются на соответствующие входы реверсивного счетчика (РС), играющего в данном случае роль идеального интегратора. Все триггеры счетчика соединены с входами ключей цифроаналогового преобразователя (ЦАП) таким образом, что на выходе последнего формируется напряжение, пропорциональное содержимому счетчика. Выход цифроаналогового преобразователя подан на управляющий вход ГУН. Следящий приемник является астатической системой управления по частоте и при изменении последней обрабатывает эти изменения таким образом, что частота выходного напряжения управляемого генератора остается рав-

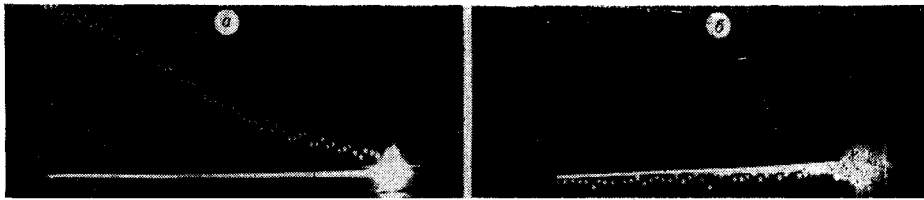


Рис. 7.

ной частоте входного сигнала. Если управляемый генератор имеет линейную характеристику «напряжение—частота», то выходной сигнал, пропорциональный мгновенной скорости исследуемого потока, удобно брать прямо с выхода цифроаналогового преобразователя. Эти сигналы, содержащие кроме полезной информации относительно турбулентных флюктуаций скорости еще и «фазовый» шум, подаются на входы коррелятора. В качестве последнего использовался созданный в ИАиЭ СО АН СССР статистический анализатор, описанный в [7].

На рис. 7, а показана автокорреляционная функция сигнала с выхода одного из каналов, полученная при измерениях в ламинарном безградиентном потоке. Корреляционная функция имеет вид экспоненты и обусловлена «фазовым» шумом. При отсутствии априорной информации и заведомо ламинарном характере потока корреляционной функции такого вида были бы ошибочно сопоставлены некоторые эквивалентные турбулентные флюктуации скорости. На рис. 7, б показана кросс-корреляционная функция того же процесса. Экспонента отсутствует. Следовательно, шумы в каждом из каналов не коррелированы и определяются не турбулентностью потока, а статистикой пространственного распределения рассеивающих частиц.

Конечной целью многих гидроаэродинамических экспериментов является получение статистических характеристик исследуемого потока—корреляционной функции либо спектра пульсаций скорости. В этих случаях корреляционный ЛДИС оказывается особенно полезным, так как позволяет непосредственно получить искомые характеристики исследуемого потока с исключением погрешности от фазового шума и шума фотоприемника.

Авторы выражают благодарность Е. Н. Уткину за помощь в эксперименте, Ф. А. Журавлю за моделирование доплеровского сигнала на ЭВМ, Н. Ф. Шмойлову за полезные обсуждения особенностей корреляционного ЛДИС, Г. А. Барилл за результаты анализа мгновенной частоты доплеровского сигнала и В. И. Титкову за непосредственное участие в создании следящего приемника.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лазерные доплеровские измерители скорости. Отв. ред. чл.-корр. АН СССР Ю. Е. Нестерхин. Новосибирск, «Наука», 1975, с. 90—119.
2. S. O. Rice. Statistical properties of sine wave plus random noise. — "BSTJ", 1948, vol. 27, № 3, p. 44—105.
3. В. И. Тихонов. Статистическая радиотехника. М., «Сов. радио», 1966, с. 310—312.
4. Yu. G. Vasilenko, Yu. N. Dubnitshev, V. S. Sobolev, A. A. Stolpovski, V. P. Koronkevitch, E. N. Utkin. Laser doppler velocimeter. — "IEEE J. Quant. Electr.", 1973, vol. 9, № 6, p. 658—659.
5. I. B. Morton, W. H. Clark. Measurements of two-point velocity correlations in a pipe flow using laser anemometer. — "J. Phys. E.", 1971, vol. 4, p. 809—814.
6. Дж. Бендат, А. Пирсюл. Измерение и анализ случайных процессов. М., «Мир», 1974, с. 210—214.
7. А. Н. Домарацкий, Л. Н. Иванов, Ю. И. Юрлов. Многоцелевой статистический анализ случайных сигналов. Новосибирск, «Наука», 1975. 163 с.

Поступила в редакцию 22 сентября 1975 г.