

52. Ферцигер Дж., Капер Г. Математическая теория процессов переноса в газах.— М.: Мир, 1976.
53. Черчиньяни К. Теория и приложения уравнения Больцмана.— М.: Мир, 1978.
54. Grad H. On the kinetic theory of rarefied gas.— *Comm. Pure and Appl. Math.*, 1949, vol. 2, p. 331.
55. Burnett D. The distribution of velocities in a slightly non-uniform gas.— *Proc. London Math. Soc.*, 1935, vol. 39, p. 385.
56. Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов.— М.: ИЛ, 1960.
57. Kihara T. Imperfect gases.— Tokyo: Asakusa Bookstore, 1949.
58. Жданов В. М. Явления переноса в многокомпонентной плазме.— М.: Энергоиздат, 1982.
59. Гельмуханов Ф. Х. «Отрицательное» световое давление.— *Квант. электроника*, 1981, т. 8, № 9, с. 1884.
60. Kastler A. Quelques suggestions concernant la production optique et la détection optique d'une inégalité de population des niveaux.— *J. Phys. et Rad.*, 1950, vol. 11, p. 255.
61. Чайка М. П. Интерференция вырожденных атомных состояний (пересечение уровней).— Л.: ЛГУ, 1975.
62. Белиничер В. И., Стурман Б. И. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии.— *УФН*, 1980, т. 130, № 3, с. 415.
63. Белиничер В. И., Канаев И. Ф., Малиновский В. К., Стурман Б. И. Фотоиндуцированные токи в сегнетоэлектриках.— *Автоматика*, 1976, № 4, с. 23.
64. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны.— М.: Мир, 1977.
65. Бункин Ф. В., Трибельский М. И. Нерезонансное взаимодействие мощного оптического излучения с жидкостью.— *УФН*, 1980, т. 130, № 2, с. 193.
66. Лямшев Л. М. Оптико-акустические источники звука.— *УФН*, 1981, т. 135, № 4, с. 637.
67. Аскарьян Г. А. Воздействие градиента поля интенсивного электромагнитного луча на электроны и атомы.— *ЖЭТФ*, 1962, т. 42, № 6, с. 1567.
68. Werij H. G. C., Woerdman J. P., Beenaker J. J., Kušcer I. Demonstration of a semipermeable optical piston.— *Phys. Rev. Lett.*, 1984, vol. 52, N 25, p. 2237.

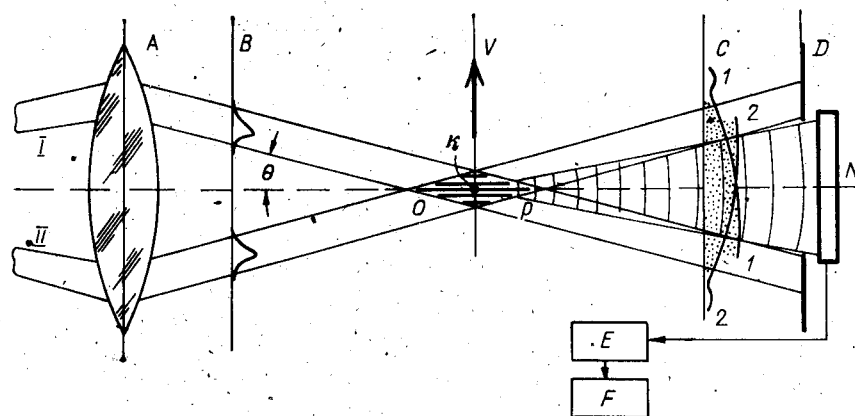
Поступила в редакцию 20 июля 1984 г.

УДК 532.575.082 : 533.6.07 : 54

В. П. КОРОНКЕВИЧ, В. С. СОБОЛЕВ
(Новосибирск)

20 ЛЕТ ЛАЗЕРНОЙ ДОПЛЕРОВСКОЙ АНЕМОМЕТРИИ

Введение. Многие ведущие специалисты связывают прогресс в механике жидкостей и газов с развитием лазерной анемометрии. 20 лет назад спектроскописты Йе и Камминс [1] показали, что свет, рассеянный ансамблем частиц в потоке, сохраняет частичную когерентность и в виде доплеровского смещения несет информацию о локальной скорости. С тех пор доплеровская анемометрия получила существенное развитие: созданы превосходные образцы аппаратуры, получен ряд фундаментальных результатов, связанных с решением проблемы зарождения гидродинамической турбулентности, вышла в свет серия монографий [2—8], всесторонне осветивших сложный комплекс физических, методических и аппаратных аспектов этого быстро развивающегося направления экспериментальной техники. Лазерная анемометрия практически реализовала давнюю мечту механиков — исследовать поток, не внося в него существенных возмущений. Кроме того, эта техника позволяет измерять выделенную компоненту вектора скорости или одновременно получать информацию о трех его компонентах. Объем, из которого принимается информация, может быть сделан настолько малым, что можно говорить об измерениях в точке. Следующие преимущества — это высокая точность измерений, широчайший динамический диапазон (от единиц микрон в секунду до сверхзвуковых скоростей) и высокое быстродействие (полоса



пропускания современных анемометров простирается до сотен килогерц). Длина волны применяемых лазеров является природным эталоном, и поэтому в большинстве случаев лазерные доплеровские приборы не нуждаются в калибровке.

Основные принципы. В основе работы лазерных анемометров лежат явления смещения частоты света, рассеянного на мельчайших частицах (аэрозолях), всегда присутствующих в исследуемых потоках. Получение и выделение сигнала доплеровской частоты осуществляются методами интерферометрии. Лазерный анемометр занимает особое место среди интерферометрических приборов. В нем интерферометр выполняет пассивные функции и предназначен для формирования мнимой или действительной решетки интенсивности, проецируемой в исследуемую область объекта. Это «первичное изображение» задает необходимую метрику. Сигнал, или «вторичное изображение», получается за счет дифракции света на частицах, пересекающих световую решетку. На практике широко используется схема, представленная на рис. 1. Здесь два пучка I и II двухлучевого интерферометра фокусируются объективом A в исследуемую область потока. При пересечении пучков под углом 2Θ образуется интерференционное поле OP с эффективным периодом $\Lambda = \lambda / (2 \sin \Theta)$, где λ — длина волны света. Рассеивающая свет частица k , проходя сквозь такую решетку, дает импульс, модулированный с частотой, обратной периоду Λ и равной

$$f_D = v/\Lambda = (2v \sin \Theta)/\lambda. \quad (1)$$

Таким образом, зная частоту сигнала, длину волны источника и геометрию интерферометра, можно определить скорость движения частицы, пересекающей зондирующий объем.

Обычно для целей анемометрии применяют интерферометры, у которых изображение источника (зрочок выхода) совпадает с полем интерференции (люком). Это позволяет наилучшим образом использовать энергию лазера и применять простые оптические схемы. В классической интерферометрии аналогичным образом построены интерферометры Жамена и Рэля и многочисленные схемы интерференционных микроскопов [9]. Главным отличием доплеровских систем является то, что сигнал получается за счет интерференции рассеянных волн 1—1 и 2—2 (см. рис. 1) от частицы k , пересекающей интерференционное поле, т. е. частица как бы «высвечивает» интерференционную картину и сканирует ее относительно фотоприемника N, при этом апертурная диафрагма приемника D отрезает прямые пучки I и II. Эта ситуация напоминает случай наблюдения объектов в микроскопии при боковом освещении. Если поле пересекает одна частица диаметром менее Λ , то на отрезке от поля V до плоскости фотоприемника N не возникает дополнительной разности хода, поэтому вид сигнала (см. рис. 1 — E) в точности совпадает с распределением интенсивности в интерференционном поле. Сигнал имеет

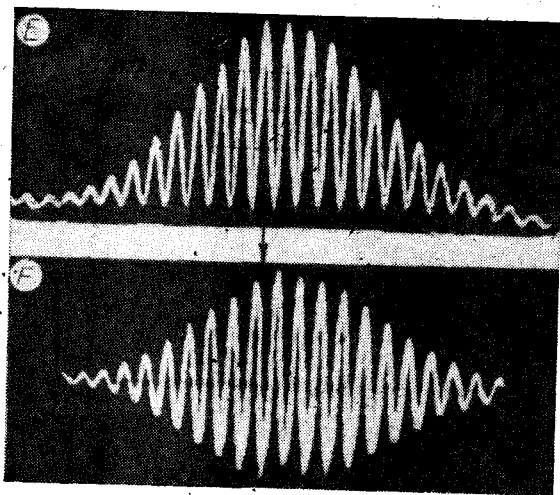


Рис. 1.

постоянную составляющую (пьедестал) и переменную часть, частота которой несет полезную информацию о скорости движения объекта. Для удобства последующей обработки пьедестал удаляют фильтрацией либо путем переноса спектра полезной компоненты в высокочастотную область. Вид сигнала без постоянной составляющей показан на рис. 1 — F .

В отличие от обычных интерферометров здесь из-за ограниченного размера зондирующего объема происходит модуляция пьедестала. Иными словами, спектр постоянной составляющей имеет

конечную ширину, и, хотя он центрирован относительно нулевой частоты, его ширина изменяется пропорционально скорости, что вызывает трудности при демодуляции сигнала.

На рис. 2 показано поле интерференции, когда его пересекают две частицы. В этом случае в выбранной точке M фотоприемника D будет происходить переналожение рассеянных волн от разных частиц. В сигнале появятся составляющие, которые объясняются взаимной интерференцией лучей 1—2, 1—4, 3—2, 3—4. Это нелокализованные полосы френелевского типа. Интенсивность и контраст получаемой картины будут зависеть от положения частиц в измерительном объеме. Учет фазовых соотношений для рассеянных волн эквивалентен интерпретации явления в терминах эффекта Доплера, поскольку частота доплеровского смещения является производной фазы по времени. На рис. 2 — E показана форма сигнала от двух частиц, на рис. 2 — F — выход частотного демодулятора, пропорциональный мгновенной частоте (скорости). Поскольку парциальные сигналы противофазны, то на осциллограмме виден сбой фазы и соответствующий паразитный скачок частоты сигнала F .

Анализ явлений интерференции в случае многих частиц дает следующее соотношение для сигнала на выходе фотоприемника:

$$i(t) = \sum_{i=1}^N I_i(t - t_i) + \sum_{i=1, j=1, i \neq j}^N I_{ij}(t, t_i, t_j), \quad (2)$$

где

$$I_i(t - t_i) = I_0 \exp[-\xi^2 \omega_D^2 (t - t_i)^2] [1 + \cos \omega_D (t - t_i)], \quad (3)$$

$$I_{ij}(t, t_i, t_j) = I_0 k \exp\{-0,5 \xi^2 \omega_D [(t - t_i)^2 + (t - t_j)^2]\} \times \\ \times \{\cos [0,5 \omega_D (t_j - t_i)] + \cos [\omega_D t - 0,5 \omega_D (t_i + t_j)]\}, \quad (4)$$

$$I_0 = (16 \pi^2 r^4 d_i^2 E^2 S_0 e \kappa) / \lambda^4 z^2 F^2 h \nu, \quad (5)$$

k — фактор когерентности, зависящий от соотношения расстояний между частицами (для каждой их пары) и размера апертуры, r — радиус входного лазерного пучка на уровне e^{-1} интенсивности в его центре, d_i — диаметр рассеивающей частицы, E — амплитуда поля входного пучка, S_0 — площадь апертуры приемника, e — заряд электрона, κ — квантовая эффективность фотокатода, z — расстояние между центром измерительного объема и апертурой фотоприемника, F — фокусное расстояние объектива A , $h\nu$ — энергия кванта света, $\xi = r/2a$ ($2a$ — расстояние между пучками), $\omega_D = 2\pi f_D$ — круговая доплеровская частота, N — число частиц, прошедших через измерительный объем.

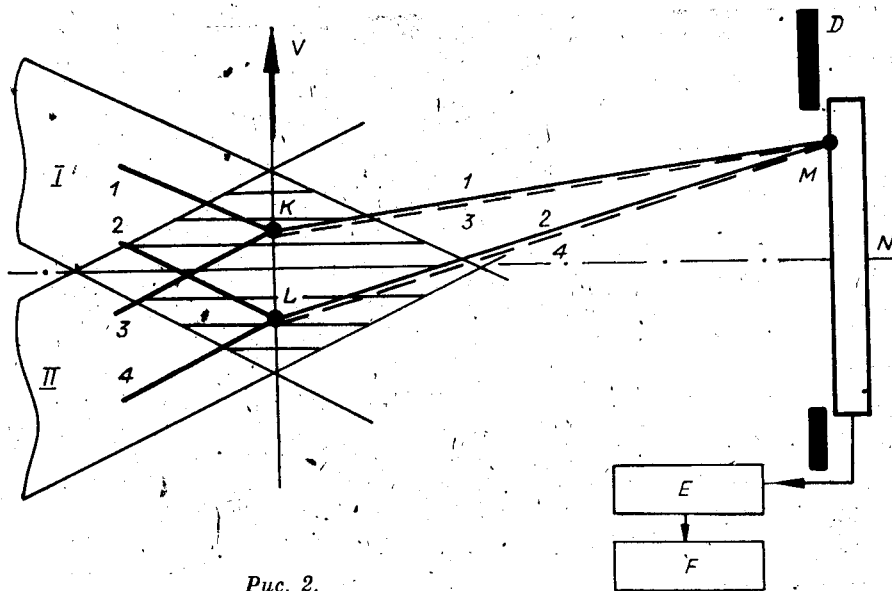


Рис. 2.

Выражение (4) связывает параметры оптической схемы лазерного доплеровского измерителя скорости (ЛДИС) (r, a, F, z, S_0) с параметрами выходного сигнала. Оно получено на основе формул скалярной теории дифракции и носит приближенный характер. В частности, имеется расхождение с результатом для рэлеевского рассеяния, интенсивность которого пропорциональна диаметру частицы в 6-й степени.

Как следует из (3), сигнал одиночной частицы представляет собой сумму гауссовых пьедестала и радиопульса. Его длительность обратно пропорциональна скорости, а частота заполнения, несущая полезную информацию, прямо пропорциональна скорости рассеивающей свет частицы. Поперечный размер измерительного объема, определяющий, как увидим позже, точность измерений, равен $\lambda F / (2\pi r)$, т. е. обратно пропорционален радиусу входных пучков. Выражение (3) является некоторым упрощением реальной картины и справедливо для тех случаев, когда интенсивность рассеянного света велика и дробовым шумом можно пренебречь. Если это предположение не выполняется, тогда (3) следует рассматривать как математическое ожидание электрического сигнала на выходе фотоприемника, полученное осреднением по ансамблю одинаковых реализаций интенсивности оптического сигнала. На рис. 3 представлена форма сигнала для одночастичного (а) и многочастичного (б) режимов работы анемометра. Если размеры частиц конечны, то контрастность сигнала (отношение амплитуды высокочастотной его части к значению пьедестала) не будет равна 1 и он примет следующий вид:

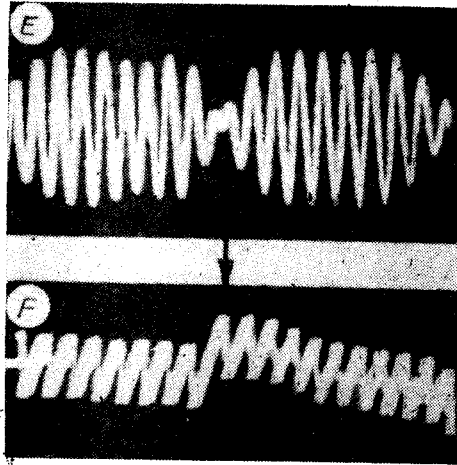
$$i(t) = I_0 [1 + J_1(\pi d / \Lambda)] \cos(\omega_D t), \quad (6)$$

где J_1 — функция Бесселя первого порядка.

Совпадение изображения источника излучения (шейки лазера) с полем интерференции (люком) — важная особенность новых систем. Это означает, что каждая ветвь двухлучевого интерферометра имеет одинаковую видимую и оптическую длину и соответственные точки первой и второй ветви совмещены друг с другом во всем интерференционном поле. Если эти два условия не выполнены, например, из-за астигматизма



Рис. 3.



объектива *A* (см. рис. 1) или несовпадения фокальной плоскости объектива с изображением шейки лазера, то интерференционные полосы в зондирующем объеме искажаются и их эффективная ширина не равна Δ . В этом случае исчезает главное достоинство нового прибора — высокая равномерность «интерференционной шкалы». Правильной юстировкой схемы удастся минимизировать такие искажения, и тогда неравномерность сводится к величине порядка 0,05%.

Визуализация поля скорости.

Широкий класс фундаментальных

и прикладных задач механики жидкостей и газов успешно решен благодаря применению теневого метода, позволяющего визуализировать поле плотности потока. Гораздо большую информацию может дать визуализация и количественная оценка поля скорости. Эта задача решается методами интерферометрии и по существу является перспективным направлением развития лазерных анемометров.

В 1962 г. Кон [10] усовершенствовал классический эксперимент Фабри и Биссона [11] по наблюдению эффекта Доплера в оптике. Он освещал вращающийся диск от источника с канализированным спектром. В рассеянном излучении наблюдалась поверхность диска через эталон Фабри — Перо. Эталон служил фильтром для анализа рассеянных волн. Через эталон можно было наблюдать на поверхности диска полосы равной разности длин волн, по которым вычисляется профиль скорости по полю объекта. Кон показал, что в этом эксперименте могут быть заметны изменения скорости, по порядку величины сравнимые с результатами, полученными при использовании эффекта Месбауэра. Результаты этого эксперимента практически были забыты и получили новое рождение после появления лазеров [12].

Техника современных измерений сводится к следующему: в исследуемый поток направляется узкий лазерный пучок (нож), рассеянное излучение принимается объективом и пропускается через интерферометр Фабри — Перо, настроенный таким образом, чтобы средняя его частота попадала в область перегиба частотной характеристики интерферометра. Изображение в прошедшем через него свете будет промодулировано по интенсивности в зависимости от величины доплеровского смещения. Телевизионное считывание полученного изображения позволяет осуществить ввод информации в ЭВМ и ее последующую обработку.

Спектральная плотность доплеровского сигнала. Положение каждой рассеивающей свет частицы в потоке не зависит от положения остальных, и, следовательно, они образуют пуассоновское поле. При широкой апертуре фотоприемника сигнал (2) для ламинарного течения жидкости или газа представляет собой пуассоновский поток импульсов. Спектральная плотность такого потока в соответствии с теоремой Кэмпбела определяется так:

$$S(\omega) = \langle A^2 \rangle q S_1(\omega), \quad (7)$$

где $\langle A^2 \rangle$ — среднее значение амплитуды сигнала, $q = Q/V$ — концентрация доплеровских импульсов по оси времени, Q — концентрация частиц в потоке, V — измерительный объем, $S_1(\omega)$ — квадрат модуля спектра сигнала одиночной частицы.

Из формулы (2), (3) следует, что

$$S_1(\omega) = \frac{\pi I_0^2}{\xi^2 \omega_D^2} \left\{ \exp \left(- \frac{\omega^2}{2\xi^2 \omega_D^2} \right) + 0,25 \exp \left[- \frac{(\omega - \omega_D)^2}{2\xi^2 \omega_D^2} \right] \right\}. \quad (8)$$

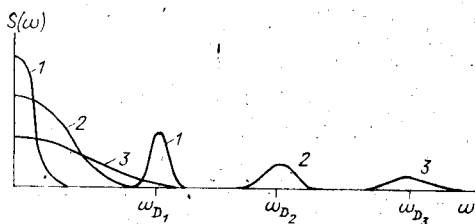


Рис. 4.

Типичная картина спектров для трех скоростей $\omega_{D_1} > \omega_{D_2} > \omega_{D_3}$ представлена на рис. 4. Максимум спектральной плотности падает обратно пропорционально квадрату скорости потока.

Чем уже спектр сигнала, тем точнее можно определить его скорость, поэтому между погрешностью измерений ϵ (пропорциональной ширине спектра) и пространственным разрешением прибора $\cdot 1/\delta$ существует соотношение неопределенностей вида

$$\delta \epsilon \approx 1, \quad (9)$$

т. е. за повышение точности необходимо платить ухудшением пространственного разрешения.

Следует заметить, что соотношение (9) справедливо только для многочастичного режима. При пролете одной частицы априори знаем форму сигнала (3) и поэтому, измеряя, например, каждый его период, можем судить о скорости частицы с высокой точностью.

Спектральная плотность доплеровского сигнала, полученного при исследовании турбулентного потока, представляет собой интеграл свертки спектра сигнала от ламинарного потока и плотности вероятности турбулентных флуктуаций скорости $P(v)$. Зная ламинарный спектр, можно, решая обратную задачу, получить $P(v)$. В [13] найдена спектральная плотность для типичного в гидродинамическом эксперименте случая, когда в объеме существует градиент скорости. Показано, что при линейном градиенте спектр имеет плоскую вершину. Форма спектра в случае градиентного потока связана с формой градиента скорости, и ее можно оценить, пользуясь следующим соотношением:

$$y(\omega_D) = (y_2 - y_1) \frac{\int_{\omega_D}^{\omega_D} S(\omega) d\omega}{\int_{\omega_{D_1}}^{\omega_{D_2}} S(\omega) d\omega}, \quad (10)$$

где y_1, y_2 — координаты начала и конца измерительного объема; $S(\omega)$ — полученный в эксперименте спектр доплеровского сигнала; $y(\omega_D)$ — функция, обратная профилю скорости.

Подавление пьедестала и определение знака проекции вектора скорости. В большинстве ЛДИС спектры низкочастотной и доплеровской составляющих сигнала перекрываются. Это явление наиболее сильно проявляется, когда измеряемая компонента вектора скорости мала по сравнению с модулем. Во временной области это означает, что число доплеровских периодов в сигнале от одиночной частицы может быть очень малым.

Решение задачи разделения низко- и высокочастотных компонент возможно, если использовать оптические схемы, в которых один из лазерных пучков сдвинут по частоте. В этом случае спектр низкочастотной компоненты остается на месте, поскольку он определяется только временем пролета частиц через измерительный объем, а спектр доплеровской составляющей переносится на величину смещения. (рис. 5). Подобные

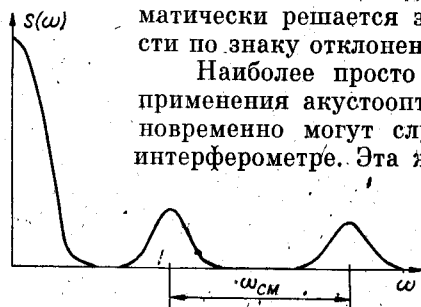


Рис. 5.

схемы имеют еще одно преимущество, поскольку здесь автоматически решается задача определения знака вектора скорости по знаку отклонения частоты сигнала от частоты смещения.

Наиболее просто смещение частоты достигается за счет применения акустооптических модуляторов, поскольку они одновременно могут служить и светоделителем в двухлучевом интерферометре. Эта же задача может быть решена при помощи двухчастотного лазера, оптоэлектронного модулятора с вращающимся полем или поляризационными фильтрами. Последние создают в измерительном объеме две виртуальные интерференционные противфазные решетки, сигналы которых подаются на два дифференциально включенных фотоприемника.

На выходе получается удвоенный по амплитуде сигнал доплеровской частоты, а pedestal и шумы лазера взаимно уничтожаются.

Влияние концентрации частиц. Отношение сигнал-шум. Считая процесс (4) стационарным, можно оценить среднее значение pedestalа и среднее квадратичное значение доплеровской компоненты при различных концентрациях частиц в потоке.

Учитывая пуассоновский характер распределения рассеивающих частиц, можно заключить, что среднее значение доплеровского сигнала пропорционально концентрации частиц в потоке и не зависит от скорости, а среднее квадратичное значение его переменной составляющей пропорционально степени 0,5 из той же концентрации и также не зависит от скорости. Среднее квадратичное значение дробового шума, как известно, пропорционально степени 0,5 среднего значения сигнала, следовательно, отношение сигнал-шум от концентрации частиц не зависит. Эти выводы справедливы при учете только некогерентной составляющей сигнала. Если же концентрация частиц очень велика, то, как показано в [14], отношение сигнал-шум будет расти прямо пропорционально корню из концентрации. Конечно, этот вывод справедлив только в приближении однократного рассеяния.

Потенциальная точность лазерных анемометров Влияние дробового шума. В одночастичном режиме работы лазерного анемометра дробовой шум является основным источником погрешности измерения скорости. Оценка этой погрешности выполнена в [15] при условии предварительной узкополосной фильтрации доплеровского сигнала в полосе $2\Delta\omega$, равной ширине его спектра.

Относительная среднее квадратичная ошибка при оценке скорости определяется таким образом:

$$\sigma_v/v = \Delta\omega/\omega_D \sqrt{\Delta\omega e/2\pi I_0}, \quad (11)$$

где I_0 — амплитуда доплеровского сигнала на выходе фотоприемника (ток фотокатода). Типичное значение отношения $\Delta\omega/\omega_D = 0,01$. Тогда для доплеровского сигнала с частотой 1 МГц (скорость порядка 10 м/с) и $I_0 = 10^{-10}$ А относительная ошибка в оценке скорости составит 0,04%.

Ширина спектра доплеровского сигнала пропорциональна скорости, поэтому с ее ростом полосу фильтра $2\Delta\omega$ изменяют пропорционально скорости, т. е. величина $\Delta\omega/\omega_D$ поддерживается постоянной. Тогда, как следует из (11), чем меньше скорость, тем с большей точностью можно ее измерить.

Фазовый шум. В качестве информативного параметра доплеровского сигнала принята его мгновенная частота. К сожалению, эта величина даже при ламинарном безградиентном потоке частиц не остается неизменной. Она флуктуирует, что является следствием случайного положения частиц в потоке и ограниченного измерительного объема. Рассмотрим этот вопрос подробнее. Если пренебречь дробовым шумом фотоприем-

ника, то высокочастотная часть сигнала равна

$$i(t) = \sum_{i=1}^N A_i(t - t_i) \cos \omega_D(t - t_i). \quad (12)$$

Считая, что исследуемый поток ламинарен и в пределах измерительного объема не имеет градиента скорости ($\omega_{D_i} = \omega_D = \text{const}$), (12) можно представить в виде

$$i(t) = A(t) \cos [\omega_D t + \varphi(t)]. \quad (13)$$

Мгновенная частота, определенная как производная аргумента косинуса (13) по времени, имеет вид

$$\omega(t) = \omega_D + \frac{\sum_{i=1, j=1, i \neq j}^N A_i(t - t_i) A_j'(t - t_j) \sin \omega_D(t - t_j)}{\sum_{i=1, j=1}^N A_i(t - t_i) A_j(t - t_j) \cos \omega_D(t_i - t_j)}. \quad (14)$$

Зависящая от времени часть этого выражения описывает упомянутые ранее флуктуации. Поскольку причиной их возникновения являются наложения парциальных сигналов со случайной фазой, то второй член выражения (14) удобно назвать шумом наложения, или фазовым шумом.

Как показывает анализ, величина этого шума может принимать большие значения. Его характер иллюстрируется рис. 6. Реализация получена с помощью ЭВМ для пуассоновского потока гауссовых радиоимпульсов.

Статистические характеристики параметров фазового шума можно получить аналитически, если выполняются следующие два условия: концентрация рассеивающих центров велика (так что доплеровский сигнал можно считать нормальным процессом), спектральная плотность сигнала гауссова. Последнее условие для большинства оптических схем ЛДИС осуществляется автоматически. Спектр флуктуаций частоты такого сигнала, удовлетворяющего вышеприведенным условиям, можно представить следующим рядом [16]:

$$S(\omega) = \Delta\omega \sum_{n=1}^{\infty} n^{-3/2} \exp\{-[(\pi/2n)\omega/\Delta\omega]^2\}, \quad (15)$$

где $\Delta\omega$ — полуширина энергетического спектра доплеровского сигнала на уровне $\exp(-\pi)$. Нормированный относительно максимального значения спектр (15) показан на рис. 7 (кривая 2). Представляет интерес связь спектров исходного сигнала (12) и фазового шума. Спектр сигнала (12), сдвинутый в область нулевых частот, представлен кривой 1. 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 (15), спектр шума полностью опре-

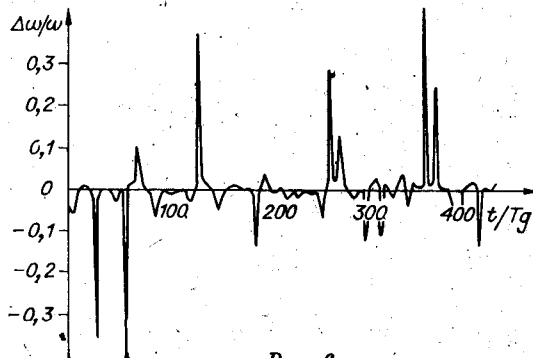


Рис. 6.

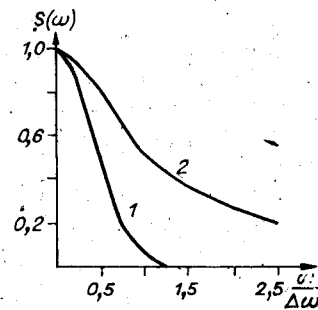


Рис. 7.

делается шириной спектра доплеровского сигнала, которая для ламинарного потока обратно пропорциональна скорости. Спектр турбулентных флуктуаций исследуемого потока обычно много уже спектра фазового шума. Поэтому его спектральную плотность можно считать равномерной и равной, как следует из (15), $S(\omega) = 2,612\Delta\omega$.

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

$$\sigma^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi F} S(\omega) d\omega = 2,612 \Delta\omega F. \quad (16)$$

Ширина спектра доплеровского сигнала $\Delta\omega$ пропорциональна скорости потока. Следовательно, среднеквадратичное значение шума на выходе фильтра после ЧМ-демодулятора будет расти пропорционально корню квадратному из скорости. Легко видеть, что при постоянной полосе F относительная ошибка σ/f_D будет падать обратно пропорционально корню квадратному из скорости.

Если оценивать мгновенную скорость потока по числу выбросов доплеровского сигнала за нулевой уровень, осредненных за время T , то относительное среднеквадратичное значение флуктуаций, обусловленных фазовым шумом, представим в виде

$$\sigma/f_D = 1/\sqrt{\pi T f_D M}, \quad (17)$$

где $f_D = \omega_D/2\pi$, M — число полос на уровне $\exp(-1)$. При типичном значении $M = 30$ и $T = 100/f_D$ $\sigma/f_D = 0,7\%$, т. е. составляет вполне ощутимую величину.

Фазовый шум, как это следует из (17), можно уменьшить, увеличивая число интерференционных полос в зондирующем объеме. Но это увеличение вводит в противоречие с требованиями высокого пространственного разрешения или ведет к потерям в энергии принимаемого сигнала. Чтобы снизить влияние фазового шума, необходимо, наряду с фильтрацией выходного напряжения частотного детектора, обработку доплеровского сигнала вести в пороговом режиме, т. е. демодулировать только ту часть сигнала, амплитуда которой превышает некоторое заранее заданное пороговое значение. Идея такого способа обработки [17] возникла после анализа сигнала от двух частиц, когда было показано, что максимальные паразитные отклонения частоты (фазовый шум) соответствуют минимуму амплитуды суммарного сигнала.

Относительная среднеквадратичная ошибка в оценке доплеровской частоты (скорости) в этом случае падает [18], как $\exp[-A_n/\langle A^2 \rangle^{0,5}]$, где A_n — значение порога, а $\langle A^2 \rangle^{0,5}$ — среднеквадратичное значение амплитуды доплеровского сигнала.

Градиентный шум. При малой концентрации рассеивающих центров в исследуемом потоке анемометр не осредняет значения его скорости по измерительному объему. В этом режиме прибор измеряет скорость каждой частицы. Такая особенность лазерного анемометра при наличии градиента скорости (что имеет место в большинстве практических случаев) приводит к дисперсии показаний даже при исследовании ламинарных потоков. Соответствующие флуктуации выходного сигнала удобно назвать градиентным шумом. В реальных потоках градиенты скорости могут быть весьма значительными, и вызываемые ими шумы оказываются соизмеримыми по интенсивности с измеряемыми турбулентными флуктуациями скорости. При исследовании явлений турбулентности градиентный шум трудно отличить от турбулентных флуктуаций скорости. Так же как и фазовый шум в многочастичном режиме, он определяет порог чувствительности прибора к пульсациям скорости. В [7, 19] показано, что градиентный шум при стандартном способе осреднения приводит к смещению оценки средней скорости на величину

$\Delta v^2/12v_0$. Его среднеквадратичное значение равно

$$\sigma_{v^2} = \frac{\Delta v^2}{12} \left[1 - \frac{\Delta v^2}{12v_0^2} \right]. \quad (18)$$

Здесь Δv — полный градиент скорости по сечению измерительного объема, v_0 — значение скорости в его центре.

Спектральная плотность градиентного шума [19] определяется так:

$$S(\omega) = \frac{2}{\pi} \delta_{v^2} \frac{Q}{Q^2 + \omega^2}, \quad (19)$$

где $Q = qSv_0$; q — концентрация частиц в потоке; S — сечение измерительного объема, нормальное по отношению к вектору скорости. Как следует из (19), спектр градиентного шума при больших частотах падает, как $1/\omega^2$, и не зависит от формы профиля скорости. Указанное выше смещение оценки средней скорости можно исключить; если применить предложенный нами [7] способ усреднения:

$$\langle \hat{v} \rangle = 1/\langle 1/v_i \rangle. \quad (20)$$

Прием и обработка сигналов. Отвлекаясь от второстепенных деталей, можно утверждать, что выходной сигнал ЛДИС представляет собой пуассоновскую последовательность модулированных доплеровской частотой импульсов света, рожденных каждой частицей, пролетевшей через зондирующий объем. Фотоприемник преобразует их в поток (также пуассоновский) «одноэлектронных» импульсов, плотность которых на оси времени в среднем пропорциональна интенсивности падающего на фотокатод света. Наложение двух случайных процессов — моментов появления частиц в зондирующем объеме и фотоэмиссии — приводит к некоторой неопределенности в оценке скорости. Задача систем обработки сигнала — минимизировать эту неопределенность.

Теория утверждает, что наиболее правильное решение этой задачи связано с нахождением максимума функции правдоподобия доплеровского сигнала при условии, что его частота (скорость исследуемого потока) будет неизвестным искомым параметром [20]. Форма оптического сигнала, играющего в данном случае роль функции правдоподобия, известна — выражение (3), а измеряемой величиной является момент эмиссии

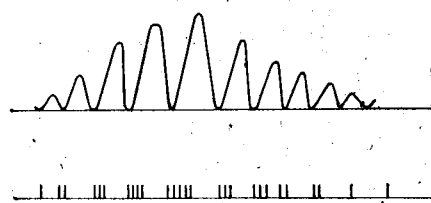


Рис. 8.

каждого фотоэлектрона. Картина статистического соответствия оптического сигнала и потока фотоэлектронов представлена на рис. 8.

При внешней привлекательности этой методики ряд препятствий технического характера еще не позволил реализовать ее на практике. Близка к ней оценка скорости на основе автокорреляционной функции указанного выше потока фотоэлектронов [8]. На входе коррелятора фотоотсчетов установлен специальный ФЭУ, работающий в режиме счета фотонов. Импульсы с его выхода, после нормировки подсчитываются электронным счетчиком за интервал времени T , выбираемый из условия $T \ll \tau_R$, где τ_R — время корреляции интенсивности исследуемого излучения.

Процессор из полученных значений фотоотсчетов в $n(kT)$ строит корреляционную функцию ($k = 1, 2, 3, \dots, N$). Ее значения при каждом времени задержки kT вычисляются в соответствии с алгоритмом

$$R(kT) = \frac{1}{N-k} \sum_{i=1}^{N-k} n(t_i) n(t_i + kT). \quad (21)$$

Блок-схема коррелятора фотоотсчетов представлена на рис. 9. Импульсы с выхода ФЭУ вначале поступают на формирователь, который

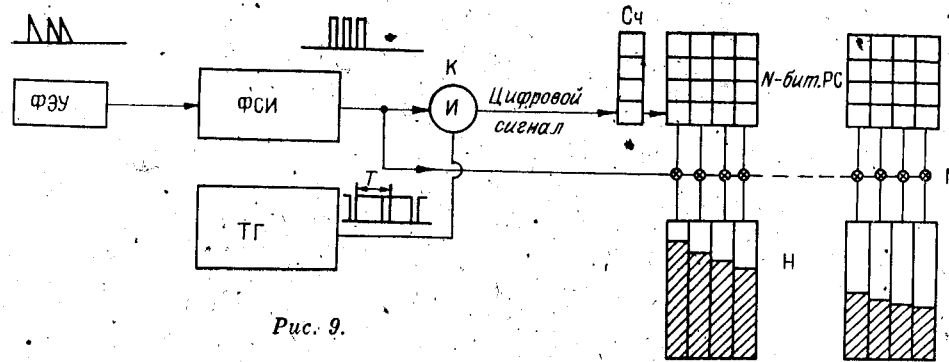


Рис. 9.

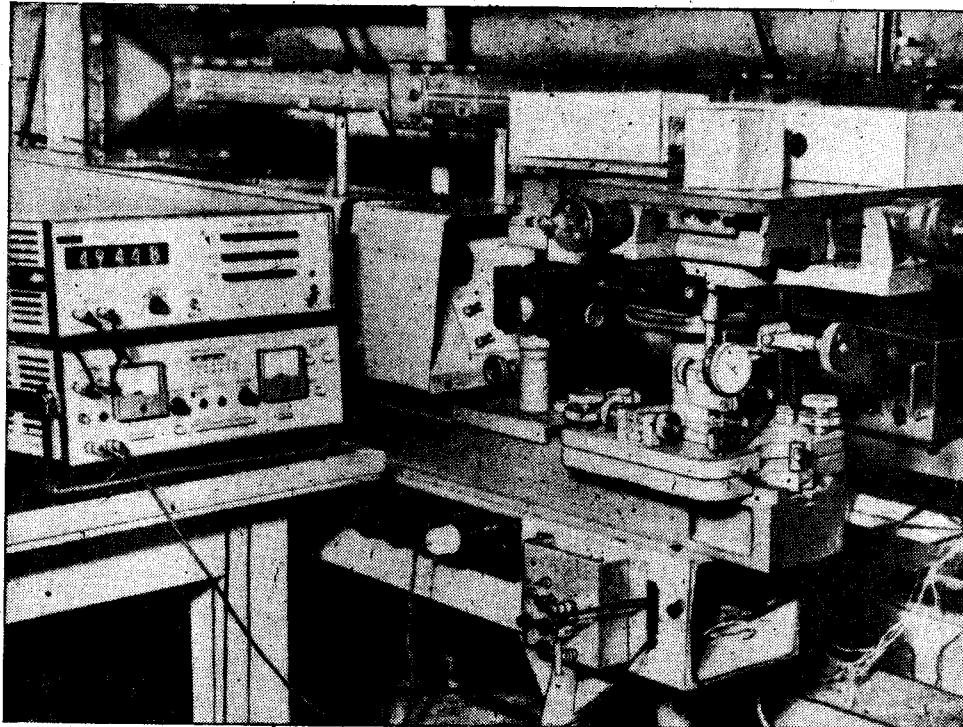


Рис. 10.

преобразует их к стандартной форме. Затем через ключ, открываемый на период T , они подаются на электронный счетчик, соединенный с многобитовым регистром сдвига РС, и на ряд перемножителей. В соответствии с (21) содержимое каждой ячейки регистра сдвига в конце каждого такта работы коррелятора попадает на перемножитель П, где умножается на текущее значение фотоотсчета. Оценки коэффициента корреляции для каждого интервала времен задержки накапливаются в сумматоре Н. Содержимое накопителя периодически в виде последовательности значений корреляционной функции выводится на дисплей.

Можно показать, что для ламинарного потока нормированная на дисперсию корреляционная функция сигнала имеет вид

$$R(\tau) = \exp[-(0,5\xi\omega_D\tau)^2](1 + 0,5 \cos \omega_D\tau). \quad (22)$$

Оценивая частоту или период ее колебаний, можно определить скорость потока.

При анализе турбулентных потоков функция (22) получает дополнительное затухание, по величине которого можно судить об интенсивности турбулентности.

вательность, которая подается на счетчик цифрового индикатора скорости и частотный аналоговый демодулятор. Эти импульсы вычитаются из импульсной последовательности от Φ_2 , образуя новую разностную последовательность. Ее импульсы поступают на один из входов второго RS -триггера T_2 , вход которого соединен с формирователем Φ_2 . Длительность строб-импульсов на выходе T_2 строго соответствует суммарной длительности сигнальной последовательности. Строб-импульсы также подаются на управляющие входы цифрового индикатора средней скорости и ЧМ-демодулятора. Эпюры сигналов на входах и выходах основных узлов процессора представлены на рис. 12.

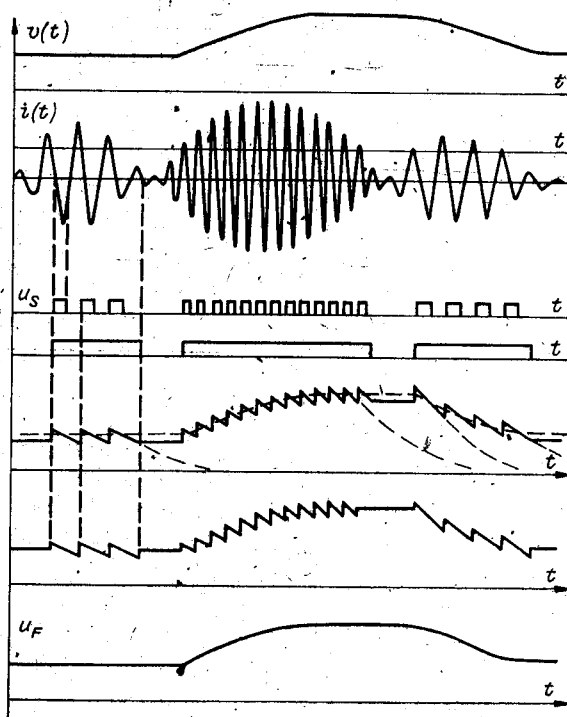


Рис. 12.

В качестве частотного демодулятора используется RC -интегратор. Напряжение на его выходе обратно пропорционально доплеровскому периоду и, следовательно, прямо пропорционально «мгновенной» скорости потока в некоторой точке, определяемой ФНЧ, подключенным к выходу интегрирующей цепи. Чтобы интегрирующая емкость не разряжалась в те отрезки времени, когда сигнал отсутствует или отношение сигнал/шум падает ниже заданного уровня, разрядное сопротивление R отключается с помощью ключа K_3 , управляемого строб-импульсом триггера T_2 . При необходимости выход ЧМ-демодулятора через аналого-цифровой преобразователь может быть подан в память ЭВМ для дальнейшей обработки.

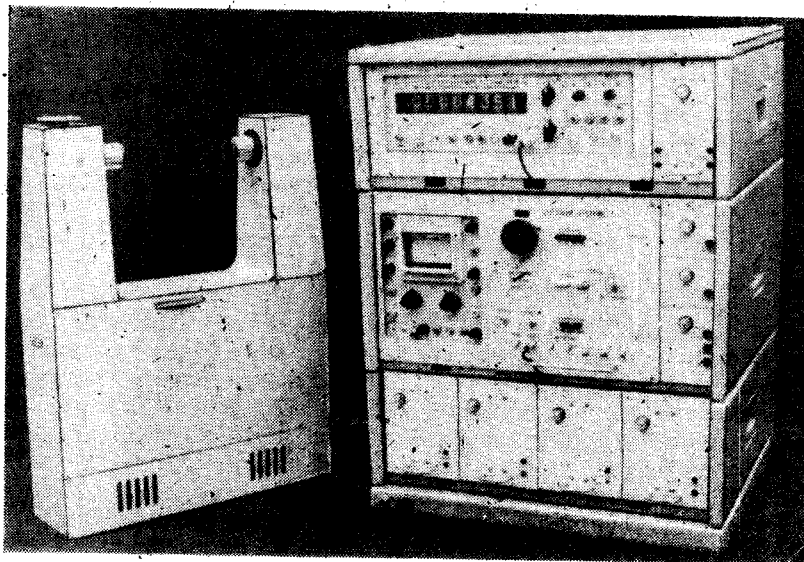


Рис. 13.

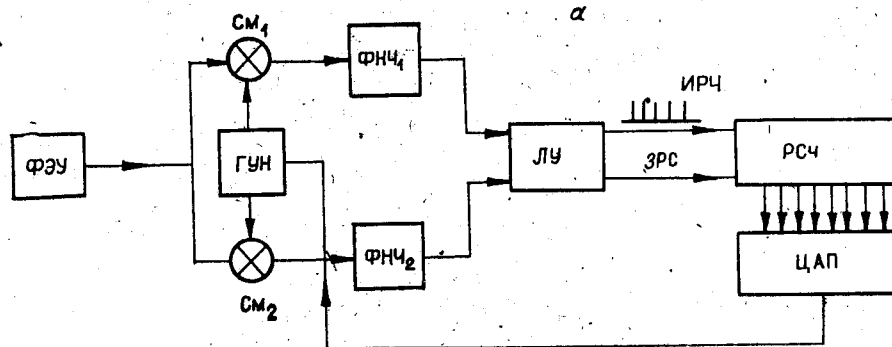


Рис. 14.

Вторым типом доплеровских процессоров являются следящие фильтры-демодуляторы. Эти устройства принадлежат к классу следящих систем. Они снабжены узкополосным фильтром и непрерывно отслеживают изменения частоты доплеровского сигнала.

Можно выделить три основных типа таких систем:

1. Статические (системы частотной автоподстройки — ЧАП). В этих системах сигнал обратной связи пропорционален частоте, поэтому им свойственны статические ошибки.

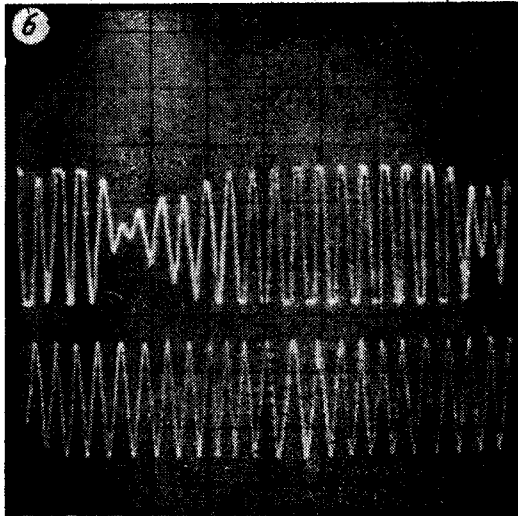
2. Астатические (системы фазовой автоподстройки частоты — ФАПЧ). Напряжения обратной связи в них пропорциональны разности фаз сигнала и гетеродина. Эти системы не дают статической ошибки, т. е. в стационарном режиме частота гетеродина точно равняется частоте сигнала.

3. Комбинированные системы, которые имеют две петли автоматического управления: ЧАП и ФАПЧ, т. е. в них управление осуществляется как по информационному сигналу (частоте), так и по интегралу от него (фазе).

В качестве примера кратко рассмотрим один из следящих фильтров, созданных в ИАиЭ СО АН СССР в 1976 г. [17], отличающийся отсутствием статической ошибки. Его внешний вид представлен на рис. 13, а функциональная схема — на рис. 14, а, б. Он содержит генератор управляющих импульсов (ГУИ) и два входных смесителя $СМ_1$ и $СМ_2$, на выходе которых включены два идентичных фильтра низких частот. Выходы фильтров соединены с входами триггеров Шмидта. Импульсы этих триггеров подаются на логическое устройство (ЛУ), которое определяет знак рассогласования (ЗРС) частот сигнала и гетеродина и формирует на одном из своих выходов импульсный сигнал разностной частоты (ИРЧ). Причем, если частота гетеродина ниже доплеровской, сигнал появляется на первом выходе, если выше — на втором. Оба выхода связаны со входами реверсивного счетчика (РСЧ). Каждый разряд счетчика соединен со входом цифроаналогового преобразователя (ЦАП). На выходе ЦАП образуется аналоговое напряжение для управления частотой гетеродина. Это напряжение пропорционально полной разности фаз между напряжениями сигнала и гетеродина. Выходное напряжение ЦАП через корректирующую РС-цепь поступает на управляющий вход квадратурного гетеродина. Каждый выход гетеродина подается на соответствующий вход смесителей.

Результаты применения ЛДА. Лазерные анемометры широко применяются в гидроаэродинамическом эксперименте. Общий вид типичных приборов этого класса ЛАДО-1 и ЛАДО-2, созданных в результате научно-технического сотрудничества ИАиЭ СО АН СССР и комбината «Карл Цейсс, Йена» (ГДР), представлен на рис. 15 и 16. Динамический диапазон измеряемой скорости у этих приборов простирается от 0,1 мм/с до 160 м/с, погрешность измерения средней скорости имеет порядок 0,1%, а максимальная полоса пропускания составляет 100 кГц.

Наиболее плодотворным следует считать применение методов лазерной доплеровской анемометрии (ЛДА) для решения проблемы тур-



булентности. Один из ведущих специалистов в области гидродинамики профессор Липман [21] так охарактеризовал современное состояние этой проблемы: «История исследований турбулентных течений научными методами насчитывает приблизительно сто лет, и на протяжении этого периода времени некоторые из наиболее великих умов в области физики, механики и техники пробовали иногда свои силы в решении имеющих здесь проблем. Было достигнуто продвижение вперед по многим направлениям исследований, и в итоге мы видим действительно заметный про-

гресс в наших знаниях о предмете. Тем не менее „проблема турбулентности“ в целом, чтобы она ни означала, все еще сохраняется». В 1975 г. Голлаб и Свиньи [22] на примере кругового течения Куэтта показали, что развитие турбулентного движения вначале следует гипотезе Ландау, т. е. после потери устойчивости с ростом числа Рейнольдса в потоке последовательно возникают колебательные моды некротных частот, затем детерминированные колебания скачком переходят к случайному движению. Исследования, проведенные в тот же период в ИАиЭ СО АН СССР [23], [24] с другой геометрией стенда, когда переход к случайному движению происходит плавно, позволили детально исследовать эволюцию ламинарно-турбулентного перехода. Вначале действительно возникают детерминированные колебательные моды. С ростом числа Рейнольдса их число растет, но спектральный портрет представляет собой редкий лес δ -функций, причем в нем можно обнаружить как линии основных колебаний, так и результаты их нелинейного взаимодействия. Затем происходит качественно новое явление — узкие спектральные линии начинают плавно уширяться, что свидетельствует о переходе к случайному движению; амплитуда каждого колебания претерпевает случайную низкочастотную модуляцию. Соответствующие спектры даны на рис. 17, а — е. Аналогичные результаты получены в ИККИ АН СССР для сферического течения Куэтта.

В [25] представлены спектры флуктуации развитого турбулентного потока. Цель исследований — экспериментальное подтверждение колмогоровского закона изменений спектральной плотности. Для точек вблизи стенок получено хорошее совпадение для закона $(-5/3)$. Интересны результаты [26] исследования пространственных и временных корреляций турбулентного потока. Эксперименты с точностью в 10 % подтвердили гипотезу Тейлора о равенстве коэффициентов пространственных и временных корреляций. ЛДА является прекрасным средством исследования зарождения турбулентности в трубах; в [27] дана статистика так называемых турбулентных пробок.

Отсутствие возмущений позволяет с помощью ЛДИСа исследовать такие тонкие явления, как эволюция профиля в неньютоновских жидкостях [28] или широкий класс так называемых отрывных течений, имеющих большое значение для практики. В [29] представлены результаты измерений скорости потока в мертвой зоне двумерной ступени при сверхзвуковых скоростях воздушного потока в диапазоне $1,5 < M < 4$. Получено хорошее совпадение профилей средней скорости с численными решениями задачи. Близкая геометрия — течение в прямоугольной траншее — исследовалась нами в [30] (рис. 18). Полученные результаты показали, что для описания основного течения можно воспользоваться ап-

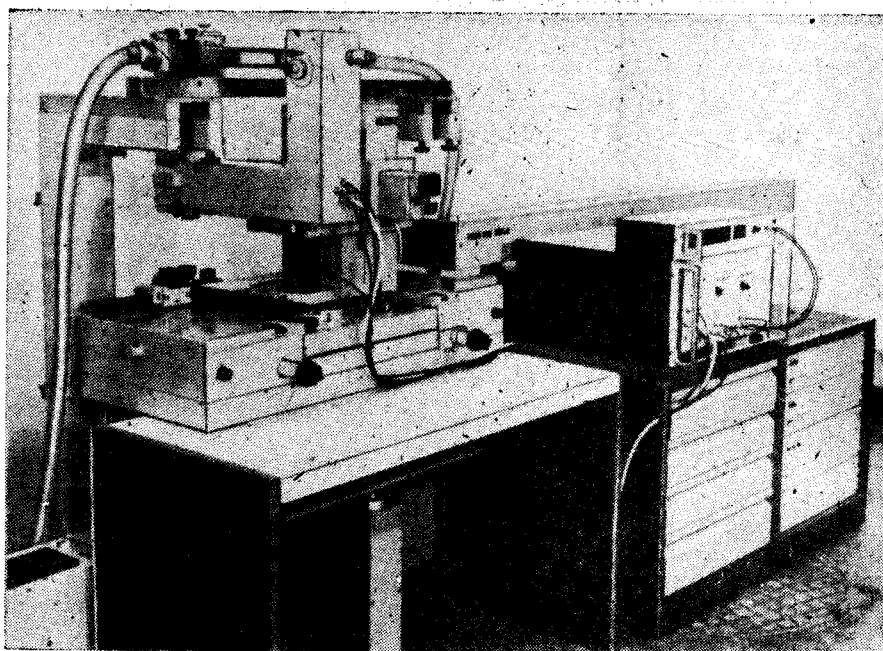


Рис. 15.

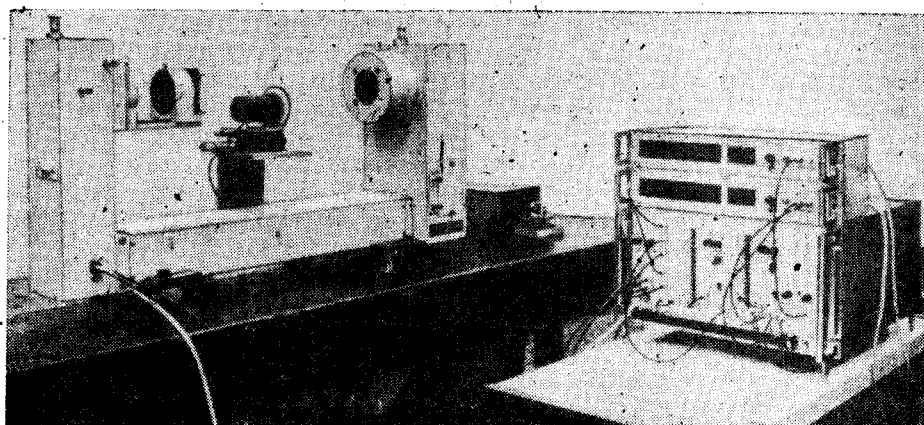


Рис. 16.

паратом теории струй. В [31] представлены результаты исследований турбулентной струи на выходе сопла. Показано, что профили средней скорости хорошо аппроксимируются гауссовой кривой.

Ниже приводятся аннотации наиболее интересных прикладных исследований. В [32, 33] сообщается о применении ЛДИСа для измерения скорости ветра в аэропортах Хитроу (Англия) и Кеннеди (США). Методы ЛДА позволяют произвести такие экзотические исследования, как анализ поля скорости в пламенах [34] и двухфазных потоках [35].

В работе [36] сообщены результаты исследований турбин «Олимпия» для самолетов «Конкорд» с целью уменьшения шума, а в [37] описано применение ЛДИСа для оптимизации винта вертолета. В [38] даны результаты измерения скорости вихрей, срывающихся с крыльев самолета «Боинг-747».

Одной из главных задач при создании новых кораблей является подбор и оптимизация движителя. Эту задачу корректно можно решить только при известном поле скорости за кормой судна. В [39] приведены методика и результаты подобных исследований, выполненные на Гам-

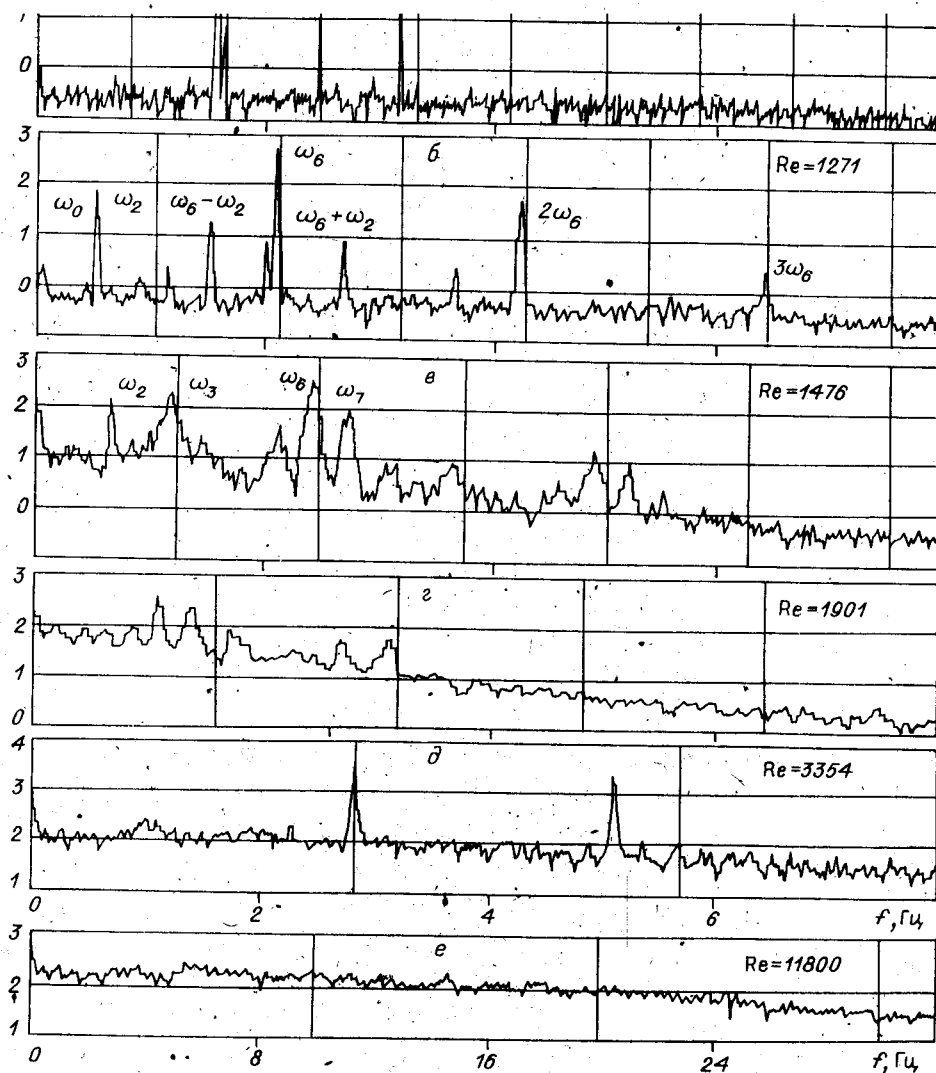


Рис. 17.

бургской судоверфи (ФРГ). Большое значение имеют данные измерений полей скорости для оптимизации гидравлических систем и машин. Так, например, в [40] представлены распределения средних и среднеквадратичных значений скоростей в рабочей области компрессора. Отмечено наличие вредных зон возвратных течений и зон аномально больших флуктуаций скорости. В [41] исследованы потоки газов в циклоне и печи с целью уменьшения загрязнения окружающей среды дымовыми частицами.

Актуально применение ЛДИСов как датчиков скорости твердых диффузно рассеивающих тел. На рис. 19 представлен разработанный в ИАиЭ СО АН СССР ЛДИС для измерения скорости труб в процессе их горячей прокатки. Прибор позволяет также определять длину трубы и отрезать ее с погрешностью порядка 0,1 %.

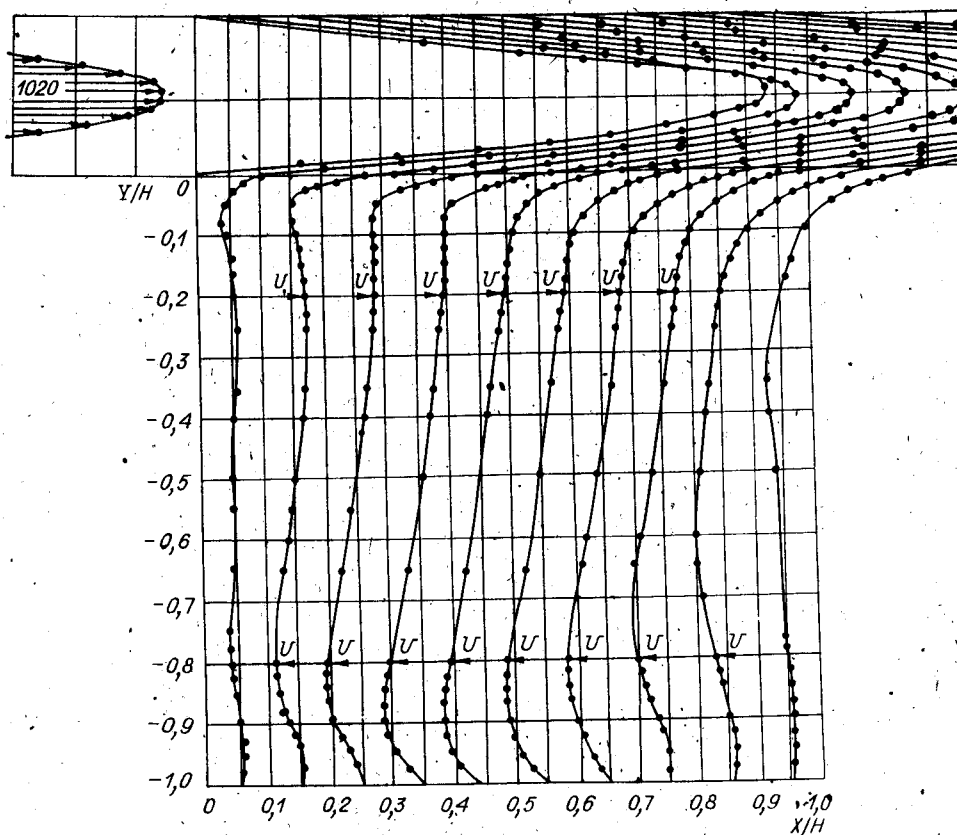


Рис. 18.

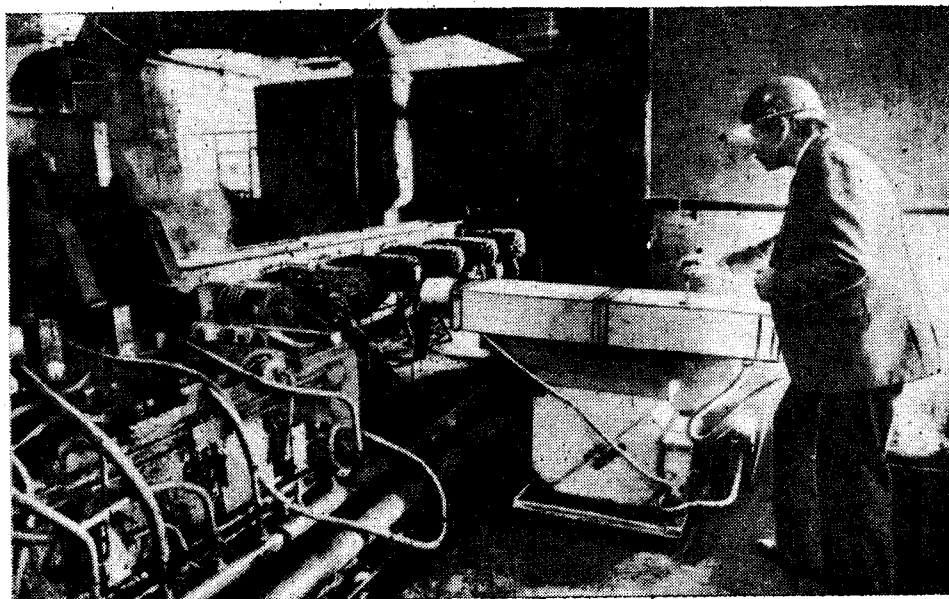


Рис. 19.

Плодотворным является применение методов ЛДА для биофизических и медицинских исследований. В [42] сообщаются результаты исследования работы двух типов искусственных клапанов сердца — пластинчатого и шарикового. Отмечаются зоны сильной турбулентности непосредственно за клапаном пластинчатого типа. Шариковый клапан дает

существенно меньшие возмущения. Анализ характеристик потока крови приведен в [43]. Цель исследований — найти причины, вызывающие расширение сосуда вблизи стеноза.

ЛИТЕРАТУРА

1. Yeh Y., Cummins H. Z. Localized fluid flow measurements with a He—Ne laser spectrometer.— *Appl. Phys. Lett.*, 1964, vol. 4, N 10, p. 176—178.
2. Дубнищев Ю. Н., Коронкевич В. П., Соболев В. С. Лазерные доплеровские измерители скорости.— Новосибирск: Наука, 1975.
3. Ринкевичюс Б. С. Лазерная анемометрия.— М.: Энергия, 1978.
4. Дюррани Т., Грейтид К. Лазерные системы в гидродинамических измерениях: Пер. с англ./Под ред. А. И. Божкова.— М.: Энергия, 1980.
5. Durst T., Melling A., Whitelaw J. H. Principles and Practice of Laser—Doppler Anemometry.— L.: Academic Press, 1976.
6. Дубнищев Ю. Н., Ринкевичюс Б. С. Методы лазерной доплеровской анемометрии.— М.: Наука, 1982.
7. Коронкевич В. П., Соболев В. С., Дубнищев Ю. Н. Лазерная интерферометрия.— Новосибирск: Наука, 1983.
8. Cummins H. Z., Pike E. R. Photon Correlation Spectroscopy and Velocimetry.— N. Y.: Plenum Press, 1976.
9. Захарьевский А. Н. Интерферометры.— Л.: Оборонгиз, 1952.
10. Connes P., Duong Hong Tuan, Pinard J.— *J. Phys. et Rad.*, 1962, vol. 23, p. 208.
11. Buisson H., Fabry C.— *C. r. Acad. sci.*, 1914, vol. 158, p. 1498; *J. Physique Rad.*, 1919, vol. 7, p. 299.
12. Белоусов П. Я., Дубнищев Ю. Н., Пальчикова И. Г. Визуализация поля скорости.— *Опт. и спектр.*, 1982, т. 2, № 5, с. 876.
13. Кащева Г. А., Соболев В. С. Спектральный анализ сигнала лазерного доплеровского анемометра.— *Радиотехника и электроника*, 1981, № 7.
14. 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.
15. Соболев В. С. Потенциальные возможности лазерной доплеровской анемометрии.— *Автометрия*, 1982, № 3.
16. Тихонов В. И. Статистическая радиотехника.— М.: Сов. радио, 1966.
17. Соболев В. С. и др. Устройство для обработки сигналов ЛДИС. (Автор. свид-во № 413893).— ОИПОТЗ, 1974, № 33.
18. Кащева Г. А., Соболев В. С. Теоретические основы порогового способа обработки доплеровского сигнала.— *Автометрия*, 1983, № 3.
19. Соболев В. С., Шмойлов Н. Ф., Уткин Е. Н. Спектральная плотность градиентного шума на выходе ЛДИС.— В кн.: Лазерная доплеровская анемометрия и ее применения. Новосибирск: ИАиЭ СО АН СССР, 1980, с. 27—31.
20. Лазерное доплеровское измерение скорости газовых потоков/Под ред. Г. Л. Гродовского.— *Тр. ЦАГИ*, 1976, № 1750, 1755.
21. Липманн Г. Ч. Взлет и падение идей турбулентности.— *УФН*, 1984, т. 143, вып. 4, с. 641.
22. Gollub J. P., Swinney H. L.— *Phys. Rev. Lett.*, 1975, vol. 35, p. 927.
23. Nesterikhin Yu. E. et al. About Turbulence Arising in Couette Flow.— *Novosibirsk, 1977. (Preprint of the Institute of Automation and Electrometry, 58).*
24. Nesterikhin Yu. E. et al. Laminar-turbulent transition in a circular Couette flow.— In: IUTAM Symp., Stuttgart, Germany, September 16—22, 1979/Ed. R. Eppler, H. Fasel. N. Y.: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1980.
25. Lörcher G., Grötrbach G. LDA-measurements in turbulent incompressible flows for verification of theoretical turbulence models.— In: Proc. of the LDA-Symp. «The Accuracy of Flow Measurements by Laser Doppler Methods», Copenhagen, 1975. Printed in Denmark, 1976.
26. Drain L. E., Leman M. L., Dalzell W. Measurements of spatial velocity correlation for turbulent flow in a pipe.— *Ibid.*
27. Teitgen R. Laminar-turbulent transition in pipe flow measurements made with Pitot probe, hot wire and LDA.— *Ibid.*
28. Clermont J. R., Pferrard J. M., Scrivener O. Evolution of the velocity profile in the outlet of a tube and in jet of polymer solutions.— *Ibid.*
29. Weinert W. Velocity measurements of the high-speed wind tunnel TVM150 using a LDA.— *Disa Information*, 1981, N 26.
30. Богатырев В. Я. и др. Исследование течения в траншее прямоугольного сечения ЛДИС.— Новосибирск, 1975. (Препринт/АН СССР, Сиб. отд-ние, ИАиЭ; 21).
31. Caspersen C. Measuring the flow field in front of a turbulent nozzle using two-color LDA.— *Disa Information*, 1979, N 24.
32. Spavins C., Clifton T. N.— *Opto-Electronics*, 1972, vol. 4, p. 379—384.
33. Lawrence T. R. et al.— *Rev. Sci. Instrum.*, 1972, vol. 43, p. 512—518.
34. Bollantejne A., Brooy K. N. C. Velocity power spectral measurements in jet diffusion flames using LDA.— In: Proc. of the LDA-Symp. «The Accuracy of Flow Measurements by Laser Doppler Methods», Copenhagen, 1975. Printed in Denmark, 1976.
35. Delhage J. M. Two-phase flow instrumentation and laser beams.— *Ibid.*

36. Smart A. B., Moore C. J.— In: Proc. 2-nd Internat. Workshop on Laser Velocimetry. USA: Purdue University, 1975, p. 360.
37. Johnson B. V., Boutier A.— Ibid, p. 357.
38. Orloff K. R., Corsiglia V. R., Biggers J. C., Ekstedt T. W. Investigating complex aerodynamic flows with a laser velocimeter.— In: Proc. of the LDA-Symp. «The Accuracy of Flow Measurements by Laser Doppler Methods», Copenhagen, 1975. Printed in Denmark, 1976.
39. Landan J. Wake field measurements on a ship model with an LDA-system.— Disa Information, 1981, N 2.
40. Walter K., Larsen P. S. LDA countner processor application to turbo-machinery.— Disa Information, 1980, N 25.
41. Grabek E., Mierzwinski S., Popiotek Z., Petasz J. Application of the LDA to industrial problems.— Ibid.
42. Chandra K. B., et al. Laser anemometer measurements of pulsatile flow past valve processes.— J. Biomechanics, 1983, vol. 16, N 10, p. 865—873.
43. Ahmed S. A., Giddens D. P. Velocity measurements in steady flow through axisymmetric stenoses at moderate Reynolds number.— J. Biomechanics, 1983, vol. 16, N 7, p. 505—516.

Поступила в редакцию 3 августа 1984 г.

УДК 681.787.6

Ю. В. ТРОИЦКИЙ
(Новосибирск)

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ МНОГОЛУЧЕВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Первые существенные наблюдения и расчеты, относящиеся к многолучевой интерференции в отраженном свете, содержатся в работах О. Луммера [1], Р. Вуда [2] и М. Ами [3]. Однако очень долгое время отражательные интерференционные устройства находились в тени и по распространенности значительно уступали более простым и лучше изученным приборам проходящего света, например обычному интерферометру Фабри — Перо. Отражающие интерферометры (ОИ) рассматривались как приборы с трудноуправляемыми и довольно низкими параметрами, пригодные лишь для узкого круга задач, в которых стандартные схемы «на пропускание» по какой-то причине не могут быть использованы, например в случае непрозрачного зеркала.

Резкий подъем исследований и применений оптики, связанный с возникновением квантовой электроники, коснулся и такой сравнительно консервативной области, как интерферометрия. Разнообразие возникающих задач заставляет искать новые интерференционные системы, уточнять методы расчета и изготовления интерферометров, оценивать заново их возможности и области применения. Выяснилось, что отражающие интерферометры благодаря многообразию их характеристик и приспособляемости к различным конкретным задачам могут рассчитывать на заметную роль в современной оптике.

Следует упомянуть, что успехи в методах расчета и технологии многослойных оптических покрытий также содействовали прогрессу отражательной интерферометрии. Можно сказать, что достижение того или иного заданного свойства ОИ на 90 % сводится к задаче конструирования и изготовления отражающего покрытия зеркал. В других интерферометрах эта зависимость не так критична.

В настоящей статье, являющейся дополнением к опубликованным обзорам [4] и [5], будут описаны некоторые достижения последних лет в области многолучевой отражательной интерферометрии.