

**ОПТИЧЕСКИЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ,
ЭЛЕМЕНТЫ И СИСТЕМЫ**

УДК 681.787

**В. С. Соболев, Е. Н. Уткин, А. М. Щербаченко,
А. А. Столповский, Г. А. Кащева**

(Новосибирск)

**АКТИВНАЯ ЛАЗЕРНАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ:
СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ**

Дан краткий обзор современного состояния теории и практики активной интерферометрии, указаны области ее наиболее эффективных приложений. Показаны преимущества и недостатки, представлены перспективные направления развития. С позиций теории доплеровской анемометрии выведены соотношения, определяющие значение доплеровского сдвига частоты, структуру получаемого сигнала, ширину его спектра и число интерференционных полос в измерительном объеме. Приведена функциональная схема доплеровской системы, построенной на основе активной интерферометрии и следящего фильтра с использованием алгоритма максимально правдоподобных оценок мгновенной частоты. Представлены результаты метрологических исследований этой системы, показавшие, что при значении измеряемой скорости 3 м/с и 10 отсчет./с в полосе пропускания системы 10 кГц среднеквадратичная погрешность составляет всего 0,006 %.

Введение. Лазерные интерферометры для измерения перемещений, скорости, вибраций и других параметров движения заняли прочные позиции в научном эксперименте и промышленности. Их высокая точность, отсутствие возмущений исследуемых процессов, быстродействие и другие преимущества позволили получить новые научные результаты и обеспечить производственные технологии уникальными средствами измерения скорости и длины таких «неудобных» объектов, как пышущие жаром трубы или раскаленные листы металла на выходе прокатного стана. Вместе с тем сложность этих систем, недостаточная надежность и очень высокая стоимость резко ограничивают их распространение. Идеи использования принципа активной интерферометрии для устранения этих недостатков были выдвинуты еще в 60-е годы прошлого века [1, 2], но уровень лазерной техники того времени не позволил решить эту задачу. Суть активной интерферометрии заключается в том, что рассеянное исследуемым объектом лазерное излучение вновь направляется в резонатор лазера, где, взаимодействуя с активной средой, вызывает существенные изменения генерируемого поля излучения. Это поле через второе окно лазера попадает на катод встроенного фотодиода, как показано на рис. 1. Ток фотодиода, пропорциональный интенсивности сум-



Рис. 1

марного излучения, несет полезную информацию о рассеивающих свойствах и параметрах движения исследуемого объекта.

Целью предлагаемой работы является обзор достижений активной интерферометрии, анализ состояния и перспектив, а также демонстрация преимуществ созданной авторами на ее основе лазерной доплеровской системы измерения скорости и длины твердых диффузно отражающих объектов.

1. Активная интерферометрия: современное состояние и перспективы. В течение последних 20 лет выполнен существенный объем работ в области теоретического обоснования активной интерферометрии и разработки принципов построения устройств на ее основе для измерения перемещений, вибраций, скоростей, расстояний и т. д. Следует отметить большой вклад франко-итальянской группы ученых, возглавляемой Д. Джулиани, Т. Бошем и С. Донати [3–7], существенно расширивших область ее применений.

Что касается теории активной интерферометрии, то она может быть построена либо на основе уравнений взаимодействия активной среды лазера с полем рассеяния [8, 9], либо более простым путем рассмотрения явлений в активном трехзеркальном интерферометре [3, 4]. Проникновение в активную среду лазера света, отраженного третьим зеркалом, приводит к нелинейному взаимодействию исходного и отраженного излучений. В результате возникает модуляция суммарной интенсивности излучения, параметры которой являются функцией фазовых соотношений прямой и отраженной волн. С открытием этого явления появилась возможность существенно упростить классические интерферометры, однако эта задача долгое время не находила решения из-за низкого усиления активной среды применявшихся в то время газовых лазеров. Режимы работы трехзеркального интерферометра оказались очень неустойчивыми по отношению к изменениям интенсивности и угла падения отраженного света. Решить эту задачу удалось только с изобретением и совершенствованием технологии полупроводниковых лазеров.

Возвращаясь к теории активной интерферометрии, приведем уравнения, полученные в [8, 9], для комплексной амплитуды поля $E(t)$ внутри активной среды лазера с учетом влияния рассеянного излучения, попавшего обратно в резонатор. Она определяется следующими двумя дифференциальными уравнениями:

$$\frac{dE(t)}{dt} = \frac{1}{2} \{G_a(n(t)) - \Gamma_0 + iG_d(n(t))\}E(t) + \gamma E(t - \tau) \exp(-i\omega_0 \tau); \quad (1)$$

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n(t)}{T_1} - G_a(n(t))P + J/qd,$$

где $n(t)$ – плотность электронно-дырочных пар в активной среде лазера; T_1 – время их жизни; $G_a(n)$ – усиление активной среды; Γ_0 – потери в резонаторе; $G_d(n)$ – функция, учитывающая зависимость реальной части коэффициента преломления активной среды от концентрации электронно-дырочных пар; γ – коэффициент, учитывающий усиление поля за счет обратной связи; τ – временная задержка, обусловленная расстоянием между лазером и рассеивающим объектом.

$$P(\varphi) = P_0 [1 + mF(\varphi)], \quad (2)$$

где P_0 – мощность излучения без возмущающего воздействия, m – индекс модуляции, а $F(\varphi)$ – периодическая функция фазы $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} S$ (S – расстояние от лазера до рассеивающего объекта, λ – длина волны излучения). При изменении этого расстояния изменяются как амплитуда, так и частота излучения лазера. Вид функции $F(\varphi)$ зависит от так называемого коэффициента обратной связи [10]

$$C = \frac{kS\sqrt{1 + \alpha^2}}{Ln_1}. \quad (3)$$

Здесь α – коэффициент усиления активной среды лазера; n_1 – коэффициент ее преломления; L – длина лазерного резонатора; $k = \frac{\varepsilon(1 - R_2)}{\sqrt{AR_2}}$ ($\varepsilon \leq 1$ – коэффициент

рассогласования между излученными и рассеянными модами лазера, A – коэффициент потерь при отражении или рассеянии света, R_2 – коэффициент отражения переднего зеркала лазерного диода).

При значениях $C \ll 1$ (очень слабая обратная связь) функция $F(\varphi)$ имеет косинусоидальный характер, как и в газовых лазерах. При $0,1 < C < 1,0$ (режим слабой обратной связи) косинусоидальная зависимость $F(\varphi)$ слегка искажается, приближаясь к пилообразной форме, а при $1,0 < C < 4,6$ она приобретает вид несимметричной пики с большим индексом модуляции и гистерезисом при смене направления движения рассеивающего объекта. Если $C > 4,6$, то режим генерации лазерного диода становится неустойчивым и сопровождается перескоками мод.

Основные преимущества активного интерферометра перед классическими интерферометрами типа Майкельсона состоят исключительно в простоте конструкции, малых габаритах, малом количестве элементов и низкой стоимости практически при той же самой точности измерения. Эти преимущества открыли путь широкому применению активной интерферометрии в научном эксперименте и промышленности. Чтобы охарактеризовать современное состояние такой интерферометрии, перечислим наиболее интересные по своим возможностям и техническим характеристикам измерительные устройства, созданные на ее основе в последнее время:

- а) измерители перемещений с устранением неопределенности направления движения и разрешением до 0,4 мкм [6];
- б) измерители параметров вибраций с чувствительностью к смещению до 70 нм [10, 11];
- в) доплеровские системы измерения скорости [11–13];
- г) измерители расстояний – дальномеры, построенные на основе модуляции частоты излучения лазерного диода [14–16];
- д) измерители угловых перемещений [17].

опорного плеча и системы фазовой модуляции, обеспечивающие определение направления движения. В качестве отражателя при измерении перемещений в пределах 1–2 м используется диффузно рассеивающая поверхность самого исследуемого объекта. Интересной особенностью такого измерителя является возможность оценки направления движения объекта за счет несимметрии получаемого пилообразного сигнала. Если этот сигнал подвергнуть дифференцированию, то при движении исследуемого объекта на выходе дифференцирующего устройства возникают остrokонечные импульсы, амплитуда которых меняет знак при смене направления движения. Знакочувствительный реверсивный счетчик этих импульсов обеспечивает оценку перемещения с дискретностью $\lambda/2$, т. е. около 0,4 мкм с учетом направления движения. Соответствующие осциллограммы сигнала интерферометра и его производной, полученные от диффузно отражающей металлической пластины, приклеенной к диффузору громкоговорителя, колеблющемуся с частотой около 50 Гц и амплитудой порядка 5 мкм, представлены на рис. 2.

При использовании активной интерферометрии существенно упрощается также и схема лазерного виброметра. Более того, открывается новая возможность его применения, так как в отличие от классической схемы, дающей информацию о виброскорости, здесь выдается сигнал, пропорциональный вибрсмещению. Такой режим работы достигается введением отрицательной обратной связи с выхода встроенного фотодиода в цепь тока, питающего лазерный диод. При этом используется известная способность полупроводникового лазера изменять частоту генерируемого света. В такой схеме актив-

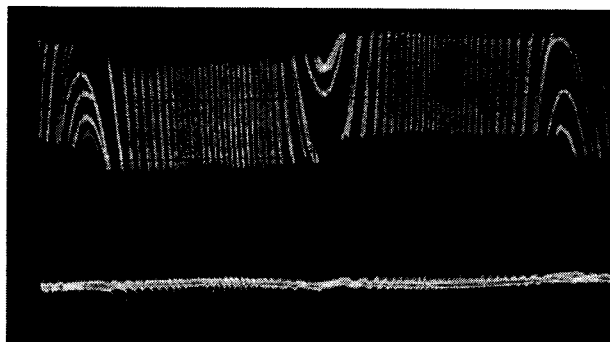


Рис. 2

ный интерферометр работает как петля фазовой автоподстройки частоты по отношению к отраженной от исследуемого объекта световой волне.

Положительные стороны доплеровских систем, построенных на принципах активной интерферометрии, представлены в разд. 2 и 3.

Остановимся теперь на одном очень интересном направлении использования активного интерферометра – дальнометрии. В работах [14, 16] представлено описание дальномера, основанного на использовании линейной частотной модуляции полупроводникового лазера. Если такой лазер питать пилообразным током, то частота его излучения меняется пропорционально этому току. При отражении от исследуемого объекта частотно-модулированная световая волна приходит обратно в лазер со сдвигом во времени и, следовательно, с частотой колебаний, отличной от той, которую в этот момент излучает лазер. Встроенный фотодиод как нелинейный элемент выдает сигнал, разностная частота которого линейно зависит от задержки прихода отраженного света. Таким образом, измеряя значения разностной частоты, можно получать очень точные значения дальности до исследуемого объекта. Приведем соответствующее обоснование. Пусть частота зондирующей волны изменяется по линейному закону с коэффициентом пропорциональности α , т. е.

$$\omega(t) = \omega_0 + 2\pi\beta t. \quad (4)$$

Тогда частота отраженной волны, пришедшей обратно в лазер, приобретает задержку во времени $T = 2S/c$ (c – скорость света). Циклическая частота этой волны в момент прихода t составит

$$f(t) = f_0 + \beta(t - T). \quad (5)$$

Исходя из (5) и с учетом фазы колебаний, определяющейся интегралом от круговой частоты по времени, напряженности зондирующего $E_s(t)$ и отраженного $E_o(t)$ полей будут иметь вид

$$E_s(t) = E_s \exp[-j(\omega_0 t + \pi\beta t^2)], \quad (6)$$

$$E_o(t) = E_o \exp[-j(\omega_0 t + \pi\beta(t^2 - 2tT))]. \quad (7)$$

Ток фотодиода, как известно, пропорционален квадрату модуля поля на его фотокатоде:

$$i_{\Phi Д} \cong |E_s(t) + E_o(t)|^2. \quad (8)$$

Подставляя в (8) выражения (6) и (7), получим

$$i_{\Phi Д} \cong E_s^2 + E_o^2 + 2E_s E_o \cos(2\pi\beta t T). \quad (9)$$

Циклическая частота этого сигнала, равная производной его фазы по времени, деленной на 2π , будет пропорциональна расстоянию до цели

$$f = \beta T = (2\alpha S/c). \quad (10)$$

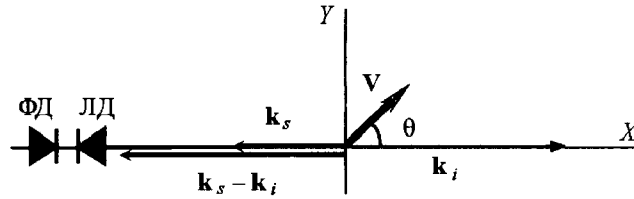


Рис. 3

Пусть, например, период частоты линейной модуляции составляет 1 мс, девиация 20 ГГц, т. е. $\beta = 2 \cdot 10^{12}$ Гц/с, а расстояние до цели 15 м. Тогда, как это следует из (10), частота получаемого сигнала будет равна 2 МГц. Таким образом, в течение каждой миллисекунды счетчик импульсов, сформированных из получаемого сигнала, дает расстояние до цели с разрешением 7,5 мм.

2. Анализ активного интерферометра с позиций доплеровской анемометрии. В качестве примера перспективного применения активного интерферометра рассмотрим особенности его работы в составе доплеровской системы измерения скорости твердых диффузно отражающих объектов. В отличие от классических схем, содержащих светоделители, акусто- или электрооптические модуляторы, передающие и приемные объективы [18, 19], активный интерферометр содержит минимум элементов: полупроводниковый лазер со встроенным фотодиодом и фокусирующую линзу. Соответствующая конфигурация волновых векторов по отношению к вектору измеряемой скорости показана на рис. 3.

Обычно измерение скорости осуществляется с расстояния 1–2 м. В этих условиях обратно в лазер попадает лишь малая часть (до 10^{-8}) зондирующего излучения и активный интерферометр работает практически в линейном режиме, а получаемый с выхода фотодиода сигнал имеет синусоидальную форму. На этом основании поле на выходе интерферометра можно рассматривать как суперпозицию (интерференцию) полей рассеянного света $E_s(t)$ и первичного излучения E_i . Тогда суммарное поле на фотодиоде можно представить в виде

$$\bar{E} = \bar{E}_i + \bar{E}_s(t). \quad (11)$$

Если исследуемый объект движется, то частота рассеянного поля будет сдвинута на величину доплеровского смещения ω_D . Эта частота, как известно (см., например, [18]), определяется выражением

$$\omega_D = \mathbf{V}(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i), \quad (12)$$

где \mathbf{V} – вектор скорости; \mathbf{k}_i и \mathbf{k}_s – волновые векторы падающего и рассеянного света; $|\mathbf{k}_i| = |\mathbf{k}_s| = 2\pi/\lambda$.

Для геометрии рассеяния, изображенной на рис. 3, векторы \mathbf{k}_i и \mathbf{k}_s коллинеарны и противоположно направлены, т. е. вектор $(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i)$ направлен вдоль \mathbf{k}_s , а его модуль в силу коллинеарности обоих векторов равен просто их сумме, т. е. $|\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i| = 4\pi/\lambda$. Тогда круговая доплеровская частота, определяемая как скалярное произведение (12), будет иметь вид

$$\omega_D = 2\pi f_D = \mathbf{V}(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i) = \frac{4\pi}{\lambda} |\mathbf{V}| \cos\theta, \quad (13)$$

где θ – угол между вектором скорости и направлением падающего луча. Как следует из (13), чем меньше угол θ , тем выше частота доплеровского смещения.

Исходя из выражения (11), интенсивность суммарного поля на фотодетекторе может быть записана следующим образом:

$$\begin{aligned} I(t) &= \left| \overline{E}_i(t) + \overline{E}_s(t) \right|^2 = \left| E_i \exp(-j\omega_0 t) + E_s(t) \exp[-j(\omega_0 + \omega_D)t] \right|^2 = \\ &= E_i^2 + 2E_i E_s(t) \cos \omega_D t + E_s^2(t), \end{aligned} \quad (14)$$

а фототок, если пренебречь дробовым шумом, соответственно будет иметь вид

$$i(t) = i_i + 2\sqrt{i_i i_s(t)} \cos \omega_D t + i_s(t), \quad (15)$$

где $i_i = \frac{E_i^2 \chi e}{h\nu}$; $i_s = \frac{E_s^2(t) \chi e}{h\nu}$; χ – квантовая эффективность фотокатода; e – заряд электрона; $h\nu$ – энергия кванта света.

Полезную информацию о скорости несет второй (доплеровский) член в (14), (15), а третий член $E_s^2(t)$ представляет собой мешающий флуктуирующий пьедестал, ширина спектра которого определяется временем пролета рассеивающих центров через измерительный объем. Тогда после отфильтровывания постоянной составляющей фототока получим только полезную компоненту сигнала на доплеровской частоте

$$i(t) = 2\sqrt{i_i i_s(t)} \cos \omega_D t. \quad (16)$$

Это обстоятельство позволяет существенно упростить оптическую часть доплеровской системы, исключив из нее акустооптический модулятор, который в стандартной схеме служит для того, чтобы разнести спектры полезной доплеровской компоненты и пьедестала.

Известно [18, 19], что погрешность измерения скорости определяется относительной шириной спектра доплеровской компоненты получаемого сигнала. Ширина ее спектра равна обратной величине времени пролета рассеивающей свет частицы через измерительный объем. Если диаметр зондирующего пучка в зоне измерения равен d , то длина его сечения в направлении вектора измеряемой скорости будет

$$l_s = d / \sin \theta, \quad (17)$$

а время пролета рассеивающей частицы через измерительный объем

$$\tau = \frac{l_s}{V} = \frac{d}{V \sin \theta}. \quad (18)$$

Тогда ширина спектра получаемого сигнала

$$\Delta f_D = \frac{1}{\tau} = \frac{V \sin \theta}{d}, \quad (19)$$

а искомое отношение $\Delta f_D / f_D$ с учетом (13) будет иметь вид

$$\frac{\Delta f_D}{f_D} = \frac{\lambda}{2d} \operatorname{tg} \theta. \quad (20)$$

Если представить себе измерительный объем как сферический центр рассеивающего центра сквозь измерительный объем к отрезку этого пути, на котором фаза рассеянного света изменяется на 2π . Исходя из геометрических соображений эта величина легко определяется как

$$\Lambda = \lambda / \cos \theta. \quad (21)$$

Тогда

$$M = \frac{l_s}{\Lambda} = \frac{d}{\sin \theta} \frac{\cos \theta}{\lambda} = \frac{d}{\lambda} \operatorname{ctg} \theta \quad (22)$$

и относительная ширина спектра

$$\frac{\Delta f_D}{f_D} = \frac{\lambda}{2d} \operatorname{tg} \theta = 1/2M. \quad (23)$$

Таким образом, число периодов доплеровского сигнала от одной частицы (и виртуальное число интерференционных полос в измерительном объеме) получается тем больше, чем меньше угол между вектором скорости и зондирующим лучом, а относительная ширина спектра и соответственно ошибка измерений обратно пропорциональны числу полос в измерительном объеме.

Основным препятствием для точной оценки доплеровской частоты в данной ситуации будут дробовой и фазовый (или спекл) шумы. Произведем оценку этих величин. Собственное излучение лазера велико, и первым приближением отношения сигнал/дробовой шум, как это следует из (16) и теории фотозффекта, будет

$$C/\Pi \cong \frac{2\sqrt{i_j i_s}}{\sqrt{2e i_j F}} = \sqrt{\frac{2i_s}{eF}} \quad \text{или} \quad C/\Pi = \sqrt{\frac{2k_s i_j}{eF}}, \quad (24)$$

где $i_s = k_s i_j$; k_s – коэффициент рассеяния объекта в сторону лазера по интенсивности с учетом усиления активной среды; F – ширина полосы пропускания фотодетектора. Если, например, $k_s = 10^{-8}$, $i_j = 10^{-4}$ А, $F = 10^5$ Гц, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ К, то отношение С/Ш = 11,18. Легко видеть, что сигнал существенно превышает дробовой шум.

Что касается фазового шума, то он является следствием случайного положения рассеивающих центров, пролетающих через измерительный объем, и приводит к сильной амплитудной и фазовой модуляции доплеровской ком-

поненты сигнала. Статистика этого шума детально изучена применительно к теории связи [20]. На основе этого в работе [21] решена задача максимально правдоподобной оценки доплеровской частоты при наличии фазового шума. Оптимальный алгоритм имеет вид

$$\hat{\omega}_D = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \omega_D(t) dt, \quad (25)$$

где $\omega_D(t)$ – мгновенная частота доплеровского сигнала, а T – время измерения. Качество этой оценки, определяемое относительной среднеквадратичной ошибкой, выражается как

$$\frac{\sigma_V}{V} = \frac{\sigma_f}{f_D} = 2,15 \left(\frac{\xi}{\omega_D T} \right)^{0,5}. \quad (26)$$

В случае доплеровской системы, построенной на принципе гомодинирования, в соответствии с (22) параметр $\xi = \frac{1}{\pi M} = \frac{\lambda \operatorname{tg} \theta}{\pi d}$. Тогда при $d = 1$ мм, $\lambda = 1$ мкм и $\theta = 30^\circ$ параметр $\xi = 1,84 \cdot 10^{-4}$ и относительная ошибка, как это следует из (26), при $\omega_D T = 2\pi \cdot 1000$ составит всего 0,037 %.

3. Лазерная доплеровская система измерения скорости и длины диффузно отражающих объектов на основе активного интерферометра и следящего фильтра. Комбинация активного интерферометра, следящего фильтра [22] и алгоритма оптимальной оценки доплеровской частоты позволила не только существенно упростить доплеровскую систему, но и улучшить ее точность. Функциональная схема системы представлена на рис. 4. Источником излучения служит лазерный диод мощностью 10 мВт с длиной

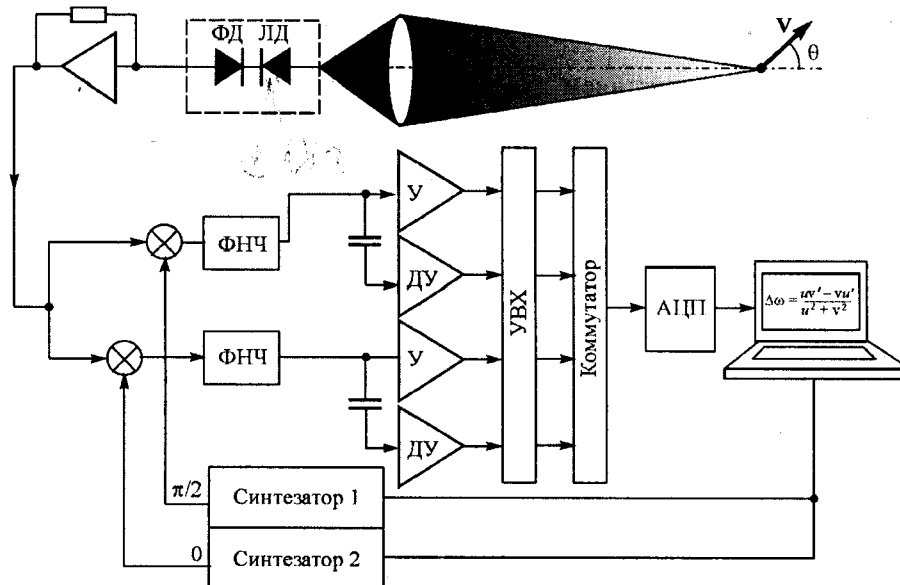


Рис. 4

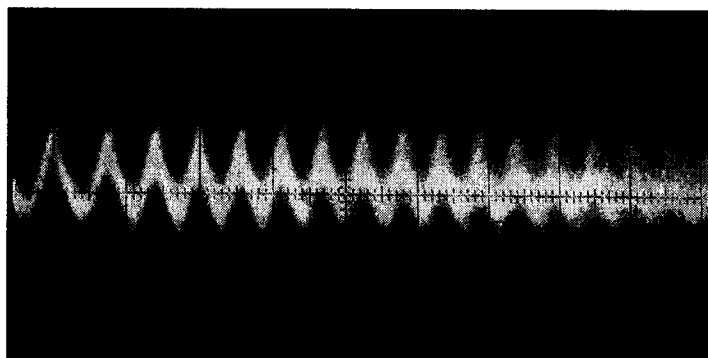


Рис. 5

волны 670 нм. С помощью линзы лазерный пучок фокусируется на движущийся объект с диффузно рассеивающей поверхностью. Рассеянное излучение попадает обратно в лазер, и на выходе встроенного фотодиода получается доплеровский сигнал, осциллограмма которого представлена на рис. 5. Угол между направлением лазерного луча и вектором скорости составляет 70° , и доплеровская частота при скорости 1 м/с получается равной 140 кГц. После преобразования ток–напряжение с помощью операционного усилителя сигнал поступает на первые входы двух радиочастотных смесителей, а на их вторые входы поступают сигналы синтезаторов частот с ортогональными выходами. Напряжения разностной частоты фильтруются двумя узкополосными фильтрами низкой частоты, практически полностью освобождаясь от дробового шума, и в виде косинусной и синусной компонент поступают на два выходных и два дифференцирующих усилителя. Их выходные напряжения далее поступают на вход устройства выборки–хранения, а затем на коммутатор и аналого-цифровой преобразователь, вставленный в слот персонального компьютера. Далее четыре оцифрованных сигнала $U(t)$, $V(t)$, $U'(t)$, $V'(t)$ поступают в оперативную память ПК, который в соответствии с известным выражением

$$\Delta\omega = \frac{U'V - V'U}{U^2 + V^2} \quad (27)$$

вычисляет мгновенные значения разностной частоты как ошибку рассогласования между измеряемой доплеровской частотой и частотой синтезаторов. Затем вычисленное значение разностной частоты персональный компьютер в виде кодов подает на управляющие входы синтезаторов. Таким образом замыкается обратная связь системы автоматического слежения за доплеровской частотой. На каждом такте работы АЦП происходит коррекция, и частота, генерируемая синтезаторами, точно отслеживает значения доплеровской частоты, а в памяти компьютера, снабженного программой управления процессом слежения, запоминаются значения мгновенной доплеровской частоты, пропорциональные реализации измеряемой скорости.

Отметим, что вся электронная часть системы представляет собой две платы, вставляемые в слоты персонального компьютера, – это АЦП и следящий фильтр.

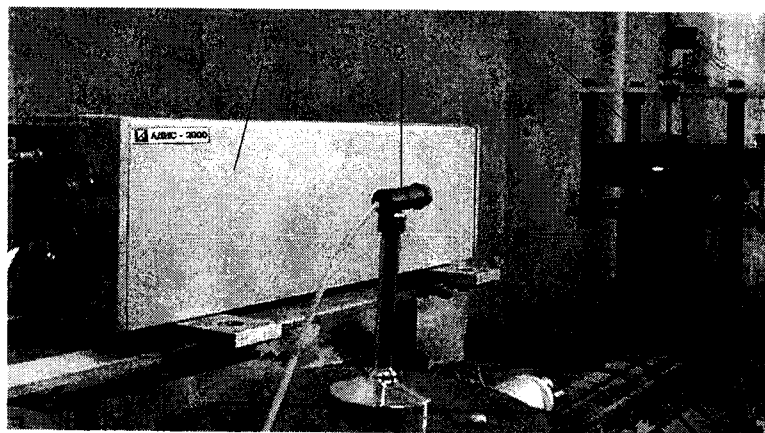


Рис. 6

На рис. 6 для сравнения представлены классическая 1 и новая 2 оптические головки доплеровской системы, установленные на стенде для проведения метрологических исследований. Образцовой мерой скорости служит боковая поверхность массивного металлического диска 3, приводимого во вращение системой фазовой автоподстройки частоты по стабилизированному кварцем генератору. Простота конструкции, малые габариты и низкая стоимость делают новую систему существенно более конкурентоспособной.

4. Методика и результаты метрологических исследований доплеровской системы, построенной на основе активной интерферометрии. Для оценки метрологических характеристик созданной системы использовались две образцовые меры. Первая из них – стандартный синтезатор частот типа ГЗ-110. Он позволил оценить точность и быстродействие работы следящей системы на идеальном непрерывном синусоидальном сигнале. Данные этих исследований для сигнала с частотой 1 МГц приведены в табл. 1. Как следует из таблицы, относительная среднеквадратичная погрешность σ падает с ростом времени осреднения и с уменьшением полосы пропускания фильтра, достигая 0,003 % при полосе 2 кГц и времени осреднения 100 мс. Для доплеровской системы это практически идеальный результат.

Быстродействие системы определялось как максимальное ускорение исследуемого объекта, которое отслеживается без потерь, или как эквивалент-

Т а б л и ц а 1

Время осреднения, мс	Полоса НЧ-фильтра, кГц		
	2	10	30
	σ , %		
0,15	0,25	0,30	0,55
1,00	0,03	0,10	0,15
10,0	0,006	0,02	0,04
100	0,003	0,006	0,01

ная полоса пропускания частот пульсаций измеряемой скорости при заданной малый такт квантования составляет 150 мкс, поэтому в соответствии с теоремой Котельникова полоса пропускания частот (флуктуаций скорости) составляет 0–3,3 кГц. Система имеет четыре переключаемых по желанию оператора фильтра с полосами 2, 10, 30 и 70 кГц. Для синусоидально изменяющейся скорости исследуемого объекта максимальное значение скорости изменения доплеровской частоты составляет $df_D/dt = 2\pi\Delta Ff_m$, где ΔF – девиация, соответствующая амплитуде изменения скорости, а f_m – частота модуляции ее колебаний. Максимально допустимое значение этих величин определяется исходя из того, что на интервале квантования Δt скачок частоты не должен превышать значения половины полосы пропускания фильтра, т. е.

Т а б л и ц а 2

300	4,0	1500	4,0
400	2,3	1400	1,9
500	2,5	1500	1,7
600	3,0	1600	1,25
700	3,6	1700	0,9
800	4,2	1800	0,9
900	4,15	1900	0,9
1000	3,5	2000	0,8

$$2\pi\Delta Ff_m \Delta t < 0,5\Phi, \quad (28)$$

где Φ – полоса пропускания выбранного фильтра.

Если $\Phi = \pm 15$ кГц, а $\Delta t = 150$ мкс, то максимально допустимое значение произведения ΔFf_m , как следует из (28), составит 15,9 МГц/с. Это значит, что при девиации $\Delta F \cong 7$ кГц частота модуляции f_m не должна превышать 2,27 кГц. В табл. 2 приведены результаты экспериментальной оценки полосы пропускания частот пульсаций скорости для фильтра с полосой $\Phi = \pm 15$ кГц при девиации 7 кГц. $U_{\text{вых}}$ означает амплитуду демодулированного сигнала на выходе системы. Можно считать, что с неравномерностью порядка ± 50 % полоса пропускания системы при девиации 7 кГц (0,7 % от средней скорости) простирается до 2 кГц, и это соответствует вышеприведенному примеру.

На следующем этапе метрологических исследований в качестве второй образцовой меры использовалась скорость боковой поверхности массивного металлического диска диаметром 30 см, снабженного прецизионным приводом на основе системы фазовой автоподстройки частоты по кварцевому генератору. Результаты измерений доплеровской частоты и ее среднеквадратичных отклонений для четырех значений скорости 1, 2, 3 и 4 м/с и различных времен осреднения приведены в табл. 3–5 при трех значениях полосы пропускания фильтров 2, 10 и 30 кГц соответственно. Из табл. 3 следует, что при времени осреднения 100 мс (10 отсчет./с) на скорости 3 м/с среднеквадратичная ошибка составляет всего 0,005 %. Это рекорд. Анализ полученных данных показывает, что среднеквадратичные значения ошибок падают обратно пропорционально корню квадратному из времени осреднения и зна-

Таблица 3

Скорость, м/с	f_D , кГц	Время осреднения, мс			
		0,15	1,0	10	100
		σ , %			
1	149,4	0,4	0,15	0,04	0,025
2	299,6	0,3	0,06	0,01	0,020
3	444,5	0,3	0,045	0,01	0,005
4	596,5	0,25	0,03	0,06	0,003

Таблица 4

Скорость, м/с	f_D , кГц	Время осреднения, мс			
		0,15	1,0	10	100
		σ , %			
1	149,6	0,55	0,25	0,08	0,08
2	299,6	0,40	0,15	0,05	0,007
3	444,7	0,35	0,15	0,035	0,008
4	596,0	0,30	0,10	0,02	0,006

Таблица 5

Скорость, м/с	f_D , кГц	Время осреднения, мс			
		0,15	1,0	10	100
		σ , %			
1	149,5	0,80	0,25	0,12	0,040
2	299,9	0,75	0,22	0,06	0,025
3	444,6	0,70	0,30	0,07	0,020
4	596,8	0,55	0,15	0,04	0,010

чений скорости, и это хорошо соответствует результатам теоретического анализа (26).

Для иллюстрации высокой разрешающей способности созданной системы на рис. 7, *a* представлена реализация мгновенной доплеровской частоты (скорости), а на рис. 7, *b* – ее спектральная плотность для случая, когда вдоль боковой поверхности образцового диска наклеивалась пластиковая лента толщиной 0,8 мм и длиной 20 см. Как следует из графика рис. 7, *a*, система

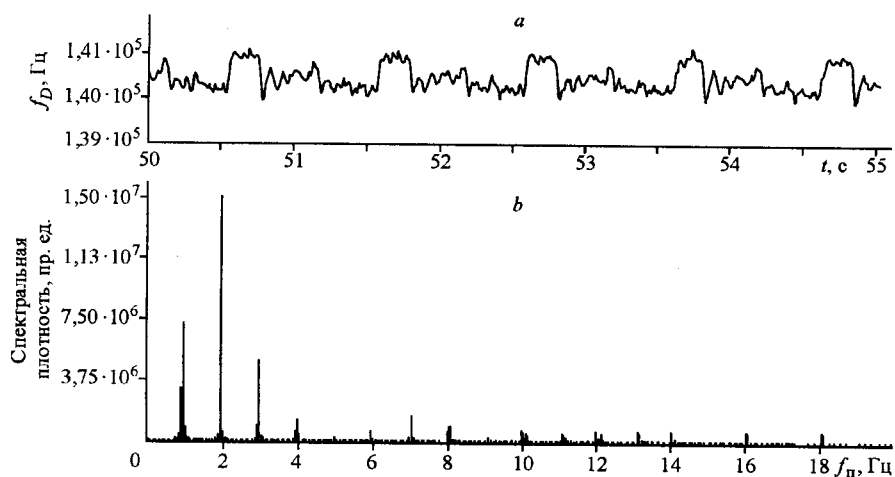


Рис. 7

хорошо отслеживает скачки скорости: их значения в точности соответствуют изменениям скорости, обусловленным увеличением радиуса диска за счет толщины ленты.

Заключение. Анализ результатов исследований последних лет в области лазерной активной интерферометрии и опыт создания доплеровской системы на ее основе позволяют сделать вывод о том, что соответствующие измерительные устройства имеют существенные преимущества перед классическими интерферометрами в простоте, малых габаритах, большей надежности и малой стоимости. В то же время они обладают практически теми же метрологическими характеристиками, а в ряде применений (например, виброметрия или дальнометрия) дают возможность получать полезную информацию без дополнительной демодуляции сигналов. Наибольшую перспективу развития и применения методы и устройства активной интерферометрии, по-видимому, будут иметь при решении задач обеспечения безопасной работы агрегатов атомных электростанций и других стратегически важных объектов, а также в робототехнике и при создании актуальных в настоящее время микроэлектромеханических систем [23].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Koronkevich V. P., Lenkova G. A. // Electron. Techn. 1967. 3, N 2. P. 14.
2. Rudd M. J. // Journ. Phys. E. 1968. 1. P. 723.
3. Giuliani G., Norgia M., Donati S., Bosch Th. Laser diode self-mixing technique for sensing applications // Journ. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2002. 4. P. 283.
4. Bosch Th., Servagent N., Donati S. Optical feedback interferometry for sensing application // Opt. Eng. 2001. 40, N 1. P. 20.
5. Donati S. Laser interferometry by induced modulation of the cavity field // Journ. Appl. Phys. 1978. 49. P. 495.
6. Donati S., Giuliani G., Merlo S. Laser diode feedback interferometer for measurement of displacements without ambiguity // IEEE Journ. Quant. Electron. 1995. 31. P. 113.
7. Donati S., Giuliani G. Analyses of the signal amplitude regimes in injection-detection using laser diodes // Proc. SPIE. 2000. 3944. P. 639.

8. **Lang R., Kobayashi K.** External optical effects on semiconductor injection laser properties // IEEE Journ. Quant. Electron. 1980. **QE-16**, N 3. P. 347.
9. **Acket G. A., Lenstra D., Den Boef A. J., Verbeek B. H.** The influence of feedback intensity on longitudinal mode properties and optical noise in index-guided semiconductor lasers // IEEE Journ. Quant. Electron. 1984. **20**. P. 1163.
10. **Scalise L., Yu Ya., Giuliani G. et al.** Self-mixing laser diode velocimetry: application to vibration and velocity measurement // IEEE Trans. Instrum. and Meas. 2004. **53**, N 1. P. 223.
11. **Plantier G., Servagent N., Bosch T., Sourice A.** Real-time tracking of time-varying velocity a self-mixing laser diode // Ibid. P. 109.
12. **Plantier G., Servagent N., Sourice A., Bosch T.** Real-time parametric estimation of velocity using optical feedback interferometry // IEEE Trans. Instrum. and Meas. 2001. **50**, N 4. P. 915.
13. **Raoul X., Bosch T., Plantier G., Servagent N.** A double laser diode on board sensor for velocity measurements // IEEE Trans. Instrum. and Meas. 2004. **53**, N 1. P. 95.
14. **Gouaux F., Servagent N., Bosch T.** Absolute distance measurement with an optical feedback interferometer // Appl. Opt. 1998. **37**. P. 6684.
15. **De Groot P. J., Galatin G. M., Macomber S. H.** Ranging and velocimetry signal generation in a backscatter-modulated laser diode // Appl. Opt. 1988. **27**, N 21. P. 4475.
16. **Beheim G., Fritsch K.** Range finding using frequency-modulated laser diode // Appl. Opt. 1986. **25**, N 9. P. 1439.
17. **Giuliani G., Donati S., Passerini M., Bosch T.** Angle measurement by injection detection in laser diode // Opt. Eng. 2001. **40**, N 1. P. 95.
18. **Василенко Ю. Г., Дубнищев Ю. Н., Коронкевич В. П. и др.** Лазерные доплеровские измерители скорости. Новосибирск: Наука, 1975.
19. **Коронкевич В. П., Соболев В. С., Дубнищев Ю. Н.** Лазерная интерферометрия. Новосибирск: Наука, 1983.
20. **Rice S. O.** Statistical properties of a sine wave plus random noise // Bell Syst. Techn. Journ. 1948. **1**.
21. **Соболев В. С.** К оценке частоты сигнала лазерного доплеровского анемометра // Автометрия. 2000. № 5. С. 108.
22. **Пат. 2177159 РФ.** Слепящий фильтр-процессор для обработки сигналов лазерного доплеровского измерителя скорости /В. С. Соболев, А. М. Щербаченко. Опубл. 2001, Бюл. № 35.
23. **Усанов Д. А., Скрипаль А. В.** Определение характеристик вибраций микрообъектов с помощью лазерного излучения // Микросистемная техника. 2003. № 6. С. 34.

*Институт автоматизации и электротехники СО РАН,
E-mail: sobolev@iae.nsk.su*

*Поступила в редакцию
15 июля 2004 г.*