

Ю. Г. ВАСИЛЕНКО, Ю. Н. ДУБНИЩЕВ  
(Новосибирск)

### УМЕНЬШЕНИЕ УРОВНЯ «ПОСТОЯННОЙ» СОСТАВЛЯЮЩЕЙ И ШУМОВ В ВЫХОДНОМ СИГНАЛЕ ЛАЗЕРНОГО ДОППЛЕРОВСКОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ СКОРОСТИ

Лазерный доплеровский измеритель скорости (ЛДИС) в обобщенном виде можно представить как интерферометр, в котором одно из зеркал заменяется рассеивающей поверхностью объекта, скорость которого подлежит измерению. При измерениях скорости в потоке жидкости или газа зеркало замещается случайной совокупностью движущихся рассеивающих частиц. Выделение доплеровского сдвига частоты в рассеянном пучке осуществляется оптическим гомодинированием (гетеродинированием) либо применением спектрометра, в качестве которого может быть использован интерферометр Фабри — Перо. В схемах ЛДИС Ие и Камминса [1] в исследуемую область потока фокусируется один лазерный пучок. Часть нерассеянного луча, прошедшего толщу потока, направляется в интерферометр и используется как опорный пучок. Свет, рассеянный примесными частицами в исследуемой области, выделяется диафрагмой под некоторым углом к падающему пучку и также попадает в интерферометр. В интерферометре оба пучка пространственно совмещаются и направляются на фотоприемник, который как квадратичный детектор выдает электрический сигнал разностной частоты, равной доплеровскому сдвигу в рассеянном пучке и пропорциональной скорости рассеивателей.

В схеме Голдстейна и Крейда [2] выделенный рассеянный пучок оказывается автоматически совмещенным с опорным, пересекающим падающий пучок в исследуемой области.

В дифференциальной схеме [3] ЛДИС в плоскости фотоприемника интерферируют два рассеянных пучка. На выходе фотоприемника выделяется электрический сигнал, частота которого равна разности доплеровских частот интерферирующих пучков. В дифференциальной схеме первого типа в исследуемую область направлены два падающих пучка. При этом интерферирующие рассеянные пучки оказываются пространственно совмещенными. Если в этой схеме сделать инверсию, т. е. падающие пучки заменить рассеянными, а рассеянные — падающими, то получится дифференциальная схема второго типа [4]. В ней необходимы дополнительные оптические средства для пространственного совмещения выделенных рассеянных пучков.

Электрический сигнал на выходе фотоприемника содержит, помимо полезной доплеровской составляющей, частота которой пропорцио-

нальна скорости частиц, комбинационные члены с частотами, пропорциональными попарным разностям скоростей частиц, находящимся в рассеивающем объеме. Кроме того, в выходном сигнале имеется так называемая постоянная составляющая, всегда появляющаяся при оптическом гетеродинном (гомодинном) приеме. Амплитудный и частотный спектры постоянной составляющей определяются нестабильностью мощности лазерного излучения, модуляцией интенсивности падающих и рассеянных пучков движущимися частицами, неодинаковостью рассеивающих свойств частиц, законом распределения частиц в пространстве и пульсациями их скорости. Присутствие в выходном сигнале постоянной и комбинационной составляющих ухудшает отношение сигнал/шум, существенно осложняет обработку сигнала и снижает точность измерений.

В данной работе анализируется структура выходного сигнала и рассматриваются пути снижения уровня шумов.

Примем, что падающий пучок описывается плоской волной вида

$$e_i(t) = E_i(t) \exp\{-j[\omega_0 t - \vec{k}_i(\vec{r}_n - \vec{R}_i)]\}, \quad (1)$$

где  $\omega_0$  — частота лазерного излучения;  $\vec{k}_i$  — волновой вектор;  $\vec{r}_n$  — радиус-вектор  $n$ -й рассеивающей точечной частицы в исследуемой области потока;  $\vec{R}_i$  — радиус-вектор. Тогда свет, рассеянный от  $n$ -й частицы, можно описать сферической волной

$$e_n(t) = S e_i(t) \frac{\exp[j\vec{k}_s(\vec{R} - \vec{r}_n)]}{\vec{R} - \vec{r}_n}, \quad (2)$$

где  $S$  — функция, описывающая амплитуду рассеянной волны в направлении  $\vec{R}/R$ ;  $\vec{R}$  — радиус-вектор точки, в которой исследуется поле;  $\vec{k}_s$  — волновой вектор рассеянной волны.

Если считать, что размеры рассеивающей области малы в сравнении с  $\vec{R}$ , т. е.  $\left|\frac{\vec{r}_n}{\vec{R}}\right| \ll 1$ , а также  $\vec{r}_n = \vec{r}_{n0} + \vec{v}_n t$ , где  $\vec{v}_n$  — скорость  $n$ -й рассеивающей частицы, то, учитывая  $|\vec{k}_s| = |\vec{k}_i| = k$ , получим  $|\vec{R} - \vec{r}_n| \simeq R$  и  $\vec{k}_s(\vec{R} - \vec{r}_n) \simeq kR - \vec{k}v_n t - \varphi_{n0}$ . Здесь  $\varphi_{n0}$  — фаза, зависящая от локализации  $n$ -й рассеивающей частицы. Тогда в точке  $\vec{R}$  электрическое поле пучка, рассеянного  $n$ -й частицей, будет описываться выражением

$$e_n(t) = E_n(t) \exp\{-j[\omega_0 t - (\vec{k}_s - \vec{k}_i)\vec{v}_n t - kR - \varphi_{n0}]\}, \quad (3)$$

где  $E_n(t) = S E_i(t)/kR$ . Выражение для светового пучка в точке  $\vec{R}$  от  $N$  рассеивающих частиц, находящихся в рассеивающей области, можно представить в следующем виде:

$$e_s(t) = \sum_{n=1}^N E_n(t) \exp\{-j[\omega_0 t - (\vec{k}_s - \vec{k}_i)\vec{v}_n t - \varphi_n]\}. \quad (4)$$

В схемах Ие и Камминса, а также Голдстейна — Крейда ток на выходе фотоприемника можно представить как

$$I(t) = \alpha [e_0(t) + e_s(t)][e_0(t) + e_s(t)]^*, \quad (5)$$

где  $\alpha$  — постоянный коэффициент, учитывающий чувствительность и усиление фотоприемника;  $e_0(t) = E_0(t) \exp(-j\omega_0 t)$  — электрическое поле

опорной световой волны;  $e^*(t)$  — комплексно сопряженная волна. Начальную фазу опорной волны в плоскости фотоприемника считаем нулевой. Из (5) с учетом (4) и, принимая, что  $E_0(t) = E_0^*(t)$ ,  $E_n(t) = E_n^*(t)$ , получаем

$$I(t) = \alpha \left\{ \sum_{n=0}^N E_n^2(t) + 2 \sum_{n=1}^N E_0(t) E_n(t) \cos [(\vec{k}_s - \vec{k}_i) \vec{v}_n t - \varphi_n] + \right. \\ \left. + 2 \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq m}}^N \sum_{m=1}^N E_l(t) E_m(t) \cos [(\vec{k}_s - \vec{k}_i)(\vec{v}_l - \vec{v}_m)t - \varphi_{lm}] \right\}. \quad (6)$$

Аналогично для дифференциальной схемы первого типа находим

$$I(t) = \alpha \left\{ \sum_{n=1}^N E_{n1}^2(t) + E_{n2}^2(t) + 2E_{n1}(t) E_{n2}(t) \cos [(\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \vec{v}_n t - \varphi_{n12}] + \right. \\ \left. + 2 \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq m}}^N \sum_{m=1}^N E_{l1}(t) E_{m1}(t) \cos [(\vec{k} - \vec{k}_1)(\vec{v}_l - \vec{v}_m)t - \varphi_{lm1}] + E_{l2}(t) E_{m2}(t) \cos \times \right. \\ \left. \times [(\vec{k} - \vec{k}_2)(\vec{v}_l - \vec{v}_m)t - \varphi_{lm2}] + E_{l1}(t) E_{m2}(t) \cos [(\vec{k} - \vec{k}_1) \vec{v}_l t - (\vec{k} - \right. \\ \left. - \vec{k}_2) \vec{v}_m t - \varphi_{lm}] \right\}, \quad (7)$$

где  $\vec{k}_1$  и  $\vec{k}_2$  — волновые векторы падающих пучков;  $\vec{k}$  — волновой вектор выделенного рассеянного пучка;  $E_{nj}$  — амплитуда поля, рассеянного  $n$ -й частицей от  $j$ -го падающего пучка в направлении  $\vec{k}$ ;  $\varphi_{nj}$  — фаза. Для дифференциальной схемы 2-го типа выражение, описывающее выходной сигнал, имеет вид, идентичный (7), где  $\vec{k}$  — волновой вектор падающего пучка;  $\vec{k}_1$  и  $\vec{k}_2$  — волновые векторы выделенных рассеянных пучков.

Из (6) следует, что при  $\vec{v}_l \neq \vec{v}_m$  выходной сигнал содержит перекрестную составляющую, частотный спектр которой определяется полным набором попарных разностей скоростей частиц, находящихся в рассеивающем объеме. Понижение относительного уровня этой компоненты путем выбора амплитуды опорного пучка значительно большей, чем амплитуда сигнального рассеянного, т. е.  $E_0(t) \gg E_n(t)$ , не является оправданным, так как при этом уровень квадратичной компоненты помехи  $\alpha E_0^2(t)$  растет быстрее, чем амплитуда полезного сигнала  $2\alpha E_0(t) E_n(t)$ , и отношение сигнал/шум гомодинного преобразования падает [5].

Выходной сигнал дифференциальной схемы, как это видно из (7), является более сложным и содержит, наряду с квадратичной компонентой  $\alpha \sum_{n=1}^N E_{n1}^2(t) + E_{n2}^2(t)$ , при  $\vec{v}_l \neq \vec{v}_m$  составляющие биений от двух различных частиц, частоты которых определяются всевозможными комбинациями вида:  $(\vec{k} - \vec{k}_1)(\vec{v}_l - \vec{v}_m)$ ,  $(\vec{k} - \vec{k}_2)(\vec{v}_l - \vec{v}_m)$  и  $(\vec{k} - \vec{k}_1) \vec{v}_l - (\vec{k} - \vec{k}_2) \vec{v}_m$ . Сигнал биений от двух различных частиц, как известно, пропорционален когерентной площади приема  $A \sim \frac{\lambda^2}{\Omega}$  [5], где  $\Omega = r_{lm}^2/R_2$ ;  $r_{lm}$  — проекция расстояния между частицами  $l$  и  $m$  на плоскость, перпендикулярную к радиусу-вектору  $R$ , тогда как интенсивность полезной составляющей  $2\alpha \sum_{n=1}^N E_{n1}(t) E_{n2}(t) \cos [(\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \vec{v}_n t - \varphi_n]$ , несущей информа-

цию о распределении скорости частиц в направлении  $(\vec{k}_2 - \vec{k}_1)$ , пропорциональна апертуре выделенного рассеянного пучка. Отсюда следует очевидный путь снижения относительного уровня интенсивности биений от различных частиц в сравнении с интенсивностью полезного сигнала путем увеличения апертуры оптической системы, собирающей рассеянный свет, и уменьшения концентрации рассеивающих частиц. Соответственно для дифференциальной схемы второго типа необходимо увеличивать апертуру падающего пучка. Однако уменьшение концентрации

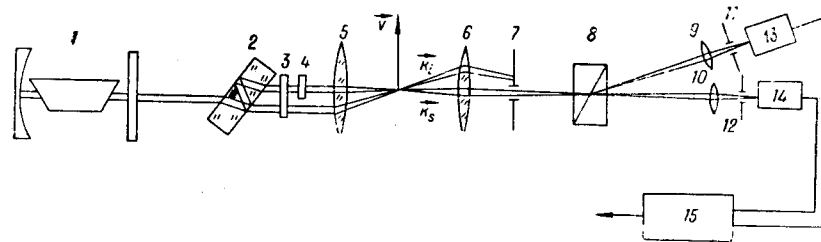


Рис. 1. Схема ЛДИС с опорным пучком.

рассеивающих частиц ограничивается пределом, ниже которого начинает теряться информация о высокочастотных пульсациях скорости. Увеличение апертуры оптической системы, собирающей свет, в схеме первого типа ведет к повышению уровня паразитной засветки фотоприемника. Увеличение апертуры падающего пучка в схеме второго типа ведет к нарушению соотношения интенсивностей интерферирующих рассеянных пучков, оптимального в отношении сигнал/шум для гомодинного приема ( $E_{n1} \approx E_{n2}$ ).

Авторами была предложена и испытана простая схема, позволяющая значительно снизить относительный уровень постоянной и комбинационных составляющих в выходном сигнале ЛДИС без появления указанных выше нежелательных эффектов. На рис. 1 представлена оптическая экспериментальная схема. Луч лазера 1 делится расщепителем 2, выполненным в виде плоскопараллельной пластинки, на два параллельных компланарных пучка. Интенсивность одного из расщепленных пучков за счет двойного отражения в светоделителе много меньше интенсивности другого. Слабый луч проходит последовательно поляризатор 3, фазовую четвертьволновую (или полуволновую) пластинку 4, объектив 5, пересекает исследуемую область потока и направляется приемным объективом 6 через полевую диафрагму 7 на поляризационную призму 8, где расщепляется на два плоскополяризационных пучка, каждый из которых собирающей линзой 9 (10) через полевую диафрагму 11 (12) направляется на соответствующий фотоприемник 13 (14), где выполняет роль опорного пучка. Сильный луч после прохождения расщепителя 2 фокусируется объективом 5 в исследуемую область потока. Часть света, рассеянная частицами и пространственно совмещенная с опорным пучком, направляется объективом 6 на поляризационную призму 8, где расщепляются на ортогонально-поляризованные пучки равной интенсивности, каждый из которых соответствующим объективом 9 (10) направляется на фотоприемник 13 (14). Так как падающий на поляризационную призму опорный пучок циркулярно поляризован, а рассеянный пучок сохраняет преимущественную плоскую поляризацию, на выходе призмы ортогонально поляризованные составляющие расщепленного опорного луча сдвинуты по фазе на  $90^\circ$ , тогда как расщепленные составляющие сигнала рассеянного пучка синфазны. Отсюда, учитывая (6), получаем

выражения для электрического тока на выходе соответствующего фотоприемника:

$$I_1(t) = I_p(t) + \sum_{n=1}^N I_n(t) \cos [(\vec{k}_s - \vec{k}_i) \vec{v}_n t - \varphi_n]; \quad (8)$$

$$I_2(t) = I_p(t) + \sum_{n=1}^N I_n(t) \sin [(\vec{k}_s - \vec{k}_i) \vec{v}_n t - \varphi_n], \quad (9)$$

где

$$I_p(t) = I_0(t) + \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N I_{lm}(t) \cos [(\vec{k}_s - \vec{k}_i)(\vec{v}_l - \vec{v}_m)t - \varphi_{lm}];$$

$$I_n(t) = \frac{\alpha}{2} E_0(t) E_n(t); \quad I_{lm}(t) = \alpha E_l(t) E_m(t);$$

$$I_0(t) = \frac{\alpha}{2} \left[ \frac{E_0^2(t)}{2} + \sum_{n=1}^N E_n^2(t) \right].$$

Затем оба сигнала попадают на вычитающую схему 15 (например, на дифференциальный усилитель), на выходе которой получается сигнал, содержащий только полезную доплеровскую составляющую

$$I(t) = I_1(t) - I_2(t) = \sqrt{2} \sum_{n=1}^N I_n(t) \sin \left[ (\vec{k}_s - \vec{k}_i) \vec{v}_n t - \varphi_n - \frac{\pi}{4} \right]. \quad (10)$$

Если вместо четвертьволновой фазовой пластинки 3 применить полуволновую, расположенную под углом  $45^\circ$  к плоскости поляризации падающего на нее пучка, то, как легко видеть, при определенной ориентации поляризационной призмы 8 расщепленные ортогональные поляризационные составляющие опорного пучка противофазны, тогда как соответствующие поляризационные составляющие рассеянного пучка синфазны. После вычитания на выходе дифференциального усилителя имеется только полезная доплеровская составляющая, амплитуда которой в  $\sqrt{2}$  больше, чем в схеме с  $90^\circ$ -м фазовым сдвигом. Однако схема с четвертьволновой пластинкой менее критична к ориентации поляризационной призмы и поэтому более удобна в настройке.

Совершенно аналогично можно построить компенсационную дифференциальную схему ЛДИС. На рис. 2 представлен один из возможных вариантов такой схемы. Обозначения элементов те же, что и на рис. 1. Здесь расщепитель 2 выполнен с отражающими покрытиями, обеспечивающими одинаковую интенсивность расщепленных пучков. Фазовая пластинка 4 ставится на пути одного из падающих пучков. На поляризационную призму 8 объективом 6 через апертурную диафрагму 7 направляются пространственно совмещенные световые пучки, рассеянные

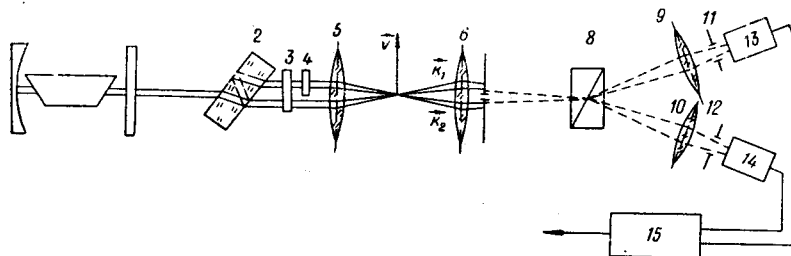


Рис. 2. Дифференциальная схема ЛДИС.

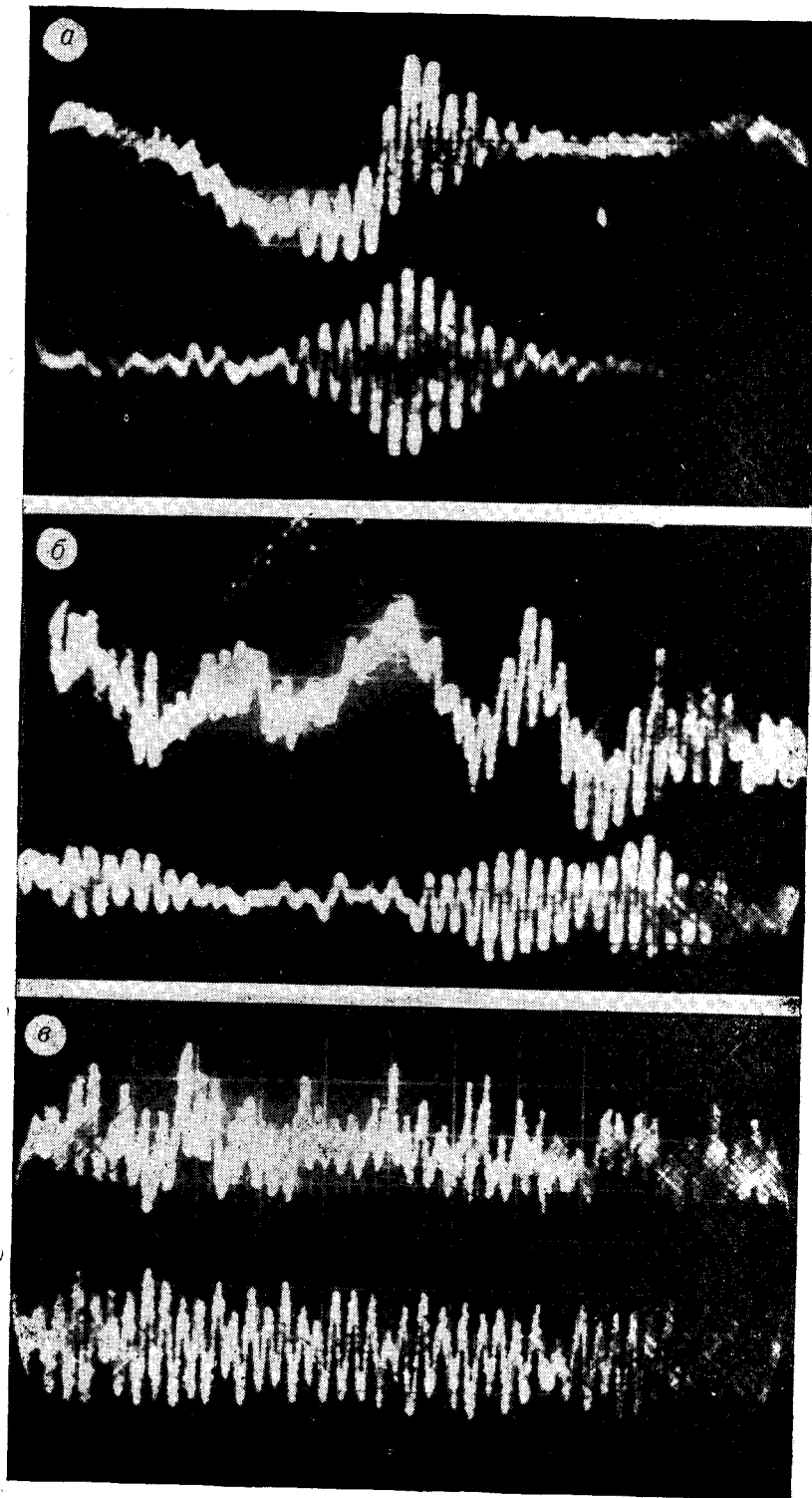


Рис. 3. Выходной сигнал до и после вычитающей схемы:  
 а и б — в схеме с опорным пучком; лазер в режиме основной моды; в — в дифференциальной схеме; лазер в многомодовом режиме.

частицами от падающих лучей. Так как преимущественно поляризация рассеянных пучков совпадает с поляризацией падающих, один из направленных на поляризационную призму пучков имеет фазовый сдвиг между ортогонально поляризованными составляющими, соответствующими обыкновенному и необыкновенному лучам:  $90^\circ$ -й — для четвертьволновой пластинки и  $180^\circ$ -й — для полуволновой. Составляющие второго рассеянного пучка синфазны. Далее схема действует аналогично представленной на рис. 1.

Легко показать, что выражение для результирующего сигнала на выходе дифференциального усилителя 15 имеет следующий вид:

$$I(t) = 2\beta \left\{ \sum_{n=1}^N I_n(t) \sin [(\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \vec{v}_n t - \varphi_n - \varphi_0] + \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq m}}^N \sum_{m=1}^N I_{lm}(t) \times \right. \\ \left. \times \sin [(\vec{k} - \vec{k}_1) \vec{v}_l - (\vec{k} - \vec{k}_2) \vec{v}_m t - \varphi_{lm} - \varphi_0] \right\}, \quad (11)$$

где  $I_n(t) = \alpha E_{n1}(t) E_{n2}(t)$ ;  $I_{lm}(t) = \alpha E_{l1}(t) E_{m2}(t)$ ;  $\varphi_0 = \pi/4$  и  $\varphi_0 = 0$ ,  $\beta = \sqrt{2}$  и  $\beta = 2$  соответственно для схем с  $90^\circ$ -м и  $180^\circ$ -м фазовым сдвигом. Как видно из (11), компенсация составляющей биений от различных частиц в аддитивной помехе оказывается неполной. Однако в описанной схеме уменьшение относительного уровня этой составляющей сигнала за счет увеличения апертуры приемной оптической системы сопровождается значительно меньшим влиянием паразитной засветки фотоприемника, и поэтому может с успехом применяться.

**Результаты эксперимента.** На рис. 3 показаны электрические сигналы до (вверху) и после (внизу) вычитания с использованием полувол-

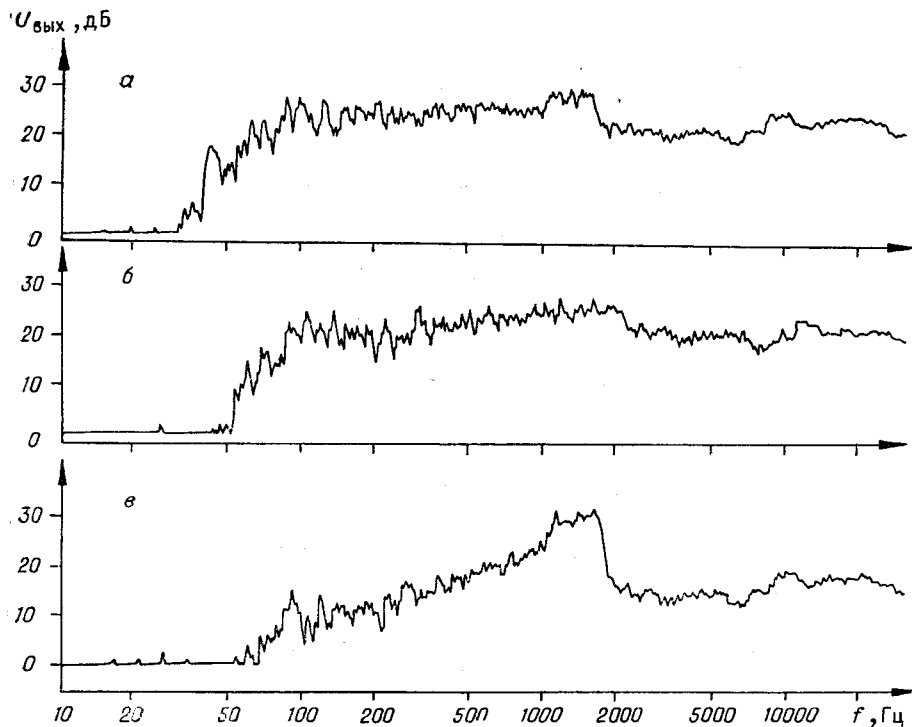


Рис. 4. Спектры выходного сигнала.

новой фазовой пластинки. Сигналы (см. рис. 3, а и б) получены в схеме с опорным пучком (см. рис. 1) и дифференциальной схеме (см. рис. 2) при работе лазера в режиме основной моды. Применялся серийный лазер ЛГ-36. Сигнал (см. рис. 3, в) получен в дифференциальной схеме с лазером, работающим в режиме многих поперечных мод. Средняя доплеровская частота 2 кГц. Хорошо видно существенное уменьшение уровня помех в выходном сигнале.

На рис. 4 представлены спектрограммы сигналов в полосе 30 Гц — 20 кГц на выходе первого приемника (а), второго приемника (б) и после вычитающей схемы (в), полученные на анализаторе спектра Брюля и Керра для схем с 180°-м фазовым сдвигом (см. рис. 1) и лазером, работающим на основной моде с сильными амплитудными шумами. Отношение сигнал/шум на выходе приемника и после вычитающей схемы соответственно 0 и 12 дБ. Измерения проводились на турбулентном водном потоке с примесью фторопластовой эмульсии в канале 16×16 мм. Применялись измерительные схемы с большими апертурами падающих и рассеянных пучков. Поэтому спектр полезного сигнала сильно уширен.

### ВЫВОДЫ

Описанный метод позволяет существенно снизить уровень «постоянной» составляющей и шума сигнала как в схемах ЛДИС с нерассеянным опорным пучком, так и в дифференциальных схемах. В схемах с опорным пучком компенсация комбинационных составляющих сигнала более полная, чем в дифференциальной схеме, однако в последней существенно облегчается выравнивание интенсивностей поляризационных составляющих интерферирующих пучков. Кроме того, описанный метод компенсации позволяет применить в дифференциальной схеме ЛДИС лазеры, работающие в энергетически выгодном режиме многих поперечных мод. Полное устранение «постоянной» и комбинационных составляющих сигнала в схемах ЛДИС описанным методом ограничивается деполаризующим действием рассеивающих частиц.

Авторы выражают благодарность В. П. Коронкевичу и В. С. Соболеву за полезные обсуждения, Е. Н. Уткину — за помощь в эксперименте.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Yeh, H. Z. Cummins. Localised Fluid Flow Measurements with an He-Ne Laser Spectrometer.— Applied Physics Letters, 1964, v. 4, № 10.
2. R. Goldstein, D. K. Kreid. Measurement of Laminar Flow Development in a Square Duct Using a Laser Doppler Flowmeter.— J. Applied Mechanics, 1967, v. 34, № 4.
3. Б. С. Ринкевичус. Применение ОКГ для определения скорости частиц в двухфазной струе методом гетеродинамирования.— Радиотехника и электроника, 1969, т. XIV, № 10.
4. Ю. Н. Дубнищев, Ю. М. Ковшов. Лазерный доплеровский измеритель скорости, нечувствительный к геометрии падающего луча.— Автометрия, 1971, № 6.
5. М. Росс. Лазерные приемники. М., «Мир», 1969.

Поступила в редакцию  
6 декабря 1971 г.