

## ЛАЗЕРНЫЕ УСТРОЙСТВА ВОСПРИЯТИЯ ИНФОРМАЦИИ. ЛАЗЕРЫ

УДК 621.378.3

Ю. Г. ВАСИЛЕНКО, Ю. Н. ДУБНИЩЕВ

(Новосибирск)

### АНАЛИЗ ОПТИЧЕСКИХ КОМПЕНСАЦИОННЫХ СХЕМ ЛАЗЕРНЫХ ДОППЛЕРОВСКИХ ИЗМЕРИТЕЛЕЙ СКОРОСТИ

Электрический сигнал на выходе фотоприемника в лазерных доплеровских измерителях скорости (ЛДИС), использующих оптическое гетеродинирование, содержит, помимо доплеровской составляющей, помехи, существенно затрудняющие последующую обработку. Уровень помех в выходном сигнале может быть значительно снижен в оптических компенсационных схемах ЛДИС, впервые предложенных в [1, 2]. В этих схемах в падающие пучки вводятся фазосдвигающие элементы, а приемная часть содержит поляризационную призму-расщепитель рассеянного пучка и два фотоприемника, выходы которых подключены к блоку измерения доплеровской частоты через дифференциальный усилитель. Уровень аддитивных составляющих помехи в результирующем сигнале на выходе дифференциального усилителя при определенном образом выбранных параметрах фазосдвигающего элемента и соответствующей ориентации анализирующей поляризационной призмы оказывается значительно снижен.

Основные типы оптических компенсационных схем упрощенно показаны на рис. 1. Позиции а—в представляют схемы с опорным пучком, позиции г—ж—дифференциальные схемы. Устройства, показан-

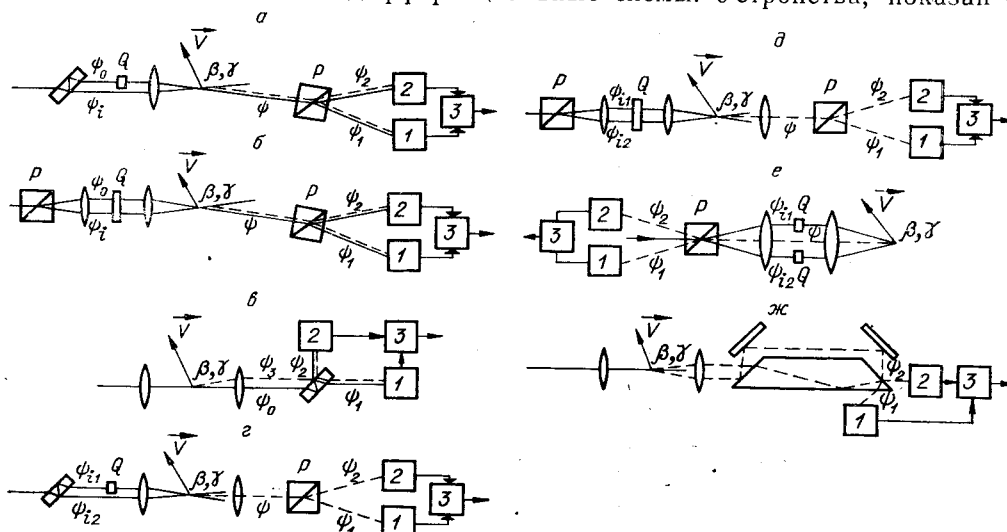


Рис. 1.

ные на рис. 1, содержат последовательно расположенные расщепитель когерентного линейно-поляризованного светового пучка, фазосдвигающий элемент  $Q$ , фокусирующий объектив, приемный объектив, анализирующую поляризационную призму, два квадратичных фотоприемника 1 и 2 и дифференциальный усилитель 3. Анализ схем будет проведен матричным методом Джонса [3] с учетом параметров фазовых и анализирующих элементов, а также деполяризации световых пучков рассеивающими частицами.

Пусть состояния линейно-поляризованных пучков на выходе расщепителя в схеме с опорным пучком (см. рис. 1, а) описываются векторами Джонса:

$$\Psi_0 = e_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}; \quad \Psi_i = e_i \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}; \quad (1)$$

где  $e_0$  — поле опорного пучка,  $e_0 = E_0 \exp(-j\omega t)$ ;  $e_i$  — поле падающего пучка,  $e_i = E_i \exp(-j\omega t)$ ;  $\omega$  — частота лазерного излучения. Матрица, описывающая фазовую пластинку с произвольным сдвигом фазы  $\delta$  и произвольным азимутом оси наибольшей скорости  $\rho$  может быть представлена в следующем виде:

$$Q_{\delta, \rho} = j \exp \left[ -j \frac{\delta}{2} \right] \times \\ \times \begin{pmatrix} -j \cos \delta/2 - \sin 2\rho \sin \delta/2 & \cos 2\rho \sin \delta/2 \\ \cos 2\rho \sin \delta/2 & -j \cos \delta/2 + \sin 2\rho \sin \delta/2 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

После прохождения фазовой пластинки опорный пучок описывается вектором  $Q_{\delta, \rho} \Psi_0$ .

На поляризационную призму-анализатор попадает световой пучок, представляющий суперпозицию опорного пучка  $Q_{\delta, \rho} \Psi_0$  и рассеянного движущейся частицей пучка, вектор состояния которого имеет вид

$$\Psi_s = S \Psi_i = e_s \begin{pmatrix} 1 + \beta \cos \gamma \\ \beta \sin \gamma \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где  $S$  — функция рассеяния,  $e_s$  — поле рассеянного пучка,  $\beta$  и  $\gamma$  — случайные параметры, учитывающие деполяризацию рассеянного пучка.

Состояние результирующего пучка описывается вектором

$$\Psi = Q_{\delta, \rho} \Psi_0 + \Psi_s. \quad (4)$$

В общем виде  $\Psi$  можно представить вектором Джонса

$$\Psi = \begin{pmatrix} a e_0 + c e_s \\ b e_0 + d e_s \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Приемную поляризационную призму опишем как пространственный расщепитель с двумя поляризационными анализаторами, ортогонально ориентированными под углами  $\pi/4 + \Theta$ ,  $-\pi/4 + \Theta$  к плоскости поляризации входного пучка. Матрицы анализаторов имеют вид:

$$P_{\pi/4 + \Theta} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 - \sin 2\Theta & \cos 2\Theta \\ \cos 2\Theta & 1 + \sin 2\Theta \end{pmatrix}; \quad (6)$$

$$P_{-\pi/4 + \Theta} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \sin 2\Theta & -\cos 2\Theta \\ -\cos 2\Theta & 1 - \sin 2\Theta \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Расщепленные призмой пучки будут иметь соответственно следующие состояния:

$$\Psi_1 = P_{\pi/4 + \Theta} \Psi; \quad (8)$$

$$\Psi_2 = P_{-\pi/4 + \Theta} \Psi. \quad (9)$$

Токи на выходах первого и второго фотоприемников описываются выражениями:

$$\begin{aligned} I_1 &= \eta |\psi_1|^2 = \eta |P_{\pi/4+\theta}\psi|^2; \\ I_2 &= \eta |\psi_2|^2 = \eta |P_{-\pi/4+\theta}\psi|^2, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\eta$  — постоянный коэффициент, учитывающий усиление фотоприемника.

Выражение для результирующего тока на выходе дифференциального усилителя имеет вид

$$I = I_2 - I_1 = \eta [|P_{-\pi/4+\theta}\psi|^2 - |P_{\pi/4+\theta}\psi|^2]. \quad (11)$$

Подставляя (5), (6) и (7) в (11) после элементарных преобразований получаем

$$I = \eta \{ |e_0|^2 [\sin 2\Theta (|a|^2 - |b|^2) - \cos 2\Theta (a^*b + ab^*)] + |e_s|^2 [\sin 2\Theta \times \\ \times (|c|^2 - |d|^2) - \cos 2\Theta (c^*d + cd^*)] \operatorname{Re} M \},$$

где

$$M = j e_0 e_s^* \exp(-j\delta/2) [\sin 2\Theta (a^*c - b^*d) - \cos 2\Theta (b^*c + a^*d)].$$

В схемах с опорным пучком

$$e_s = E_i \sum_{n=1}^N S_n \exp\{-j[\omega - (\vec{K}_s - \vec{K}_i) \vec{V}_n] (t - t_n)\}; \quad (13)$$

где  $S_n$  — функция рассеяния  $n$ -й частицы;  $\vec{K}_i$ ,  $\vec{K}_s$  — волновые векторы соответственно падающего и рассеянного световых пучков;  $t_n$  — момент вхождения  $n$ -й частицы в рассеивающую область;  $N$  — число частиц, находящихся в рассеивающем объеме.

Для схемы, показанной на рис. 1, *a*, после подстановки (1), (2), (3), (13) в (12) и простых преобразований легко получить

$$I = \eta \left\{ |e_0|^2 A_1 + \sum_{n=1}^N |e_{sn}|^2 A_{2n} + 2 |e_0| |e_{sn}| (A_{3n}^2 + A_{4n}^2)^{1/2} \sin [(\vec{K}_s - \vec{K}_i) \vec{V}_n (t - t_n) + \delta/2 + \varphi_n] \right\}, \quad (14)$$

где с точностью до малого параметра  $\beta_n^2$

$$\varphi_n = \operatorname{arctg} A_{3n}/A_{4n};$$

$$A_1 = \sin 2\Theta \cos^2 \delta/2 - \sin^2 \delta/2 \sin 2(\Theta - \rho);$$

$$A_{2n} = \sin 2\Theta + 2\beta_n \sin(2\Theta - \gamma_n);$$

$$A_{3n} = \cos^2 \delta/2 [\sin 2\Theta + \beta_n \sin(2\Theta - \gamma_n)] - \\ - \sin^2 \delta/2 \{ \cos 2(\Theta - \rho) + \beta_n \cos [2(\Theta - \rho) - \gamma_n] \};$$

$$A_{4n} = \frac{1}{2} \sin \delta \{ \sin 2\Theta + \cos 2(\Theta - \rho) + \beta_n \sin(2\Theta - \gamma_n) + \\ + \beta_n \cos [2(\Theta - \rho) - \gamma_n] \}.$$

Из (14) следует, что при  $\Theta = 0$  и  $\rho = 0$  уровень аддитивной составляющей помехи  $\eta \left\{ |e_0|^2 + \sum_{n=1}^N |e_{sn}|^2 A_{2n} \right\}$  минимален для произвольного  $\delta$ .

Относительный уровень полезной доплеровской составляющей в интервале  $\delta = 0 \div \pi$  растет и достигает наибольшей величины для  $\delta = \pi$ . В случае нулевой или изотропной деполяризации компенсация оказывается полной, так как при усреднении по  $\gamma_n$  в пределах  $0 \div 2\pi$  члены в (14), содержащие  $\gamma_n$  в аргументе тригонометрической функции, обращаются в нуль. Как видно из (14), компенсационная схема, показанная на рис. 1, *a*, весьма чувствительна к анизотропной деполяризации рассеянного пучка и точности выставления нулевых азимутов фазовой пластинки и анализирующей поляризационной призмы.

Комбинация нейтрального расщепителя лазерного пучка и полуволнового фазового элемента в схеме рис. 1, *a* может быть заменена

поляризационной призмой. При отсутствии фазосдвигающих элементов в такой схеме для лучшей компенсации азимут приемной призмы-анализатора должен отличаться от азимута входной поляризационной призмы-расщепителя на угол  $\pi/4$ . Если на пути расщепленных пучков поместить фазовую пластинку, матрица которой описывается выражением (2), то получается вариант оптической компенсационной схемы с опорным пучком, показанной на рис. 1, б. Для этой схемы состояния расщепленных пучков на выходе поляризационной призмы можно представить в виде

$$\psi_0 = e_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}; \quad \psi_i = e_i \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Откуда следует выражение для вектора Джонса пучка, падающего на приемную поляризационную призму:

$$\psi = Q_{\delta, \rho} \psi_0 + S Q_{\delta, \rho} \psi_i. \quad (16)$$

После подстановки (2), (15), (16), (13) в (12) и элементарных преобразований получаем выражение для результирующего тока на выходе дифференциального усилителя в схеме рис. 1, б в виде, аналогичном (14), где

$$\begin{aligned} A_1 &= \sin 2\theta \cos^2 \delta/2 - \sin^2 \delta/2 \sin [2(\theta - 2\rho)]; \\ A_{2n} &= -\sin 2\theta \cos^2 \delta/2 + \sin^2 \delta/2 \sin 2(\theta - 2\rho) + \\ &+ 2\beta_n \sin^2 \delta/2 \sin [2(\theta - \rho) - \gamma_n] - 2\beta_n \cos^2 \delta/2 \cos (2\theta - \gamma_n); \\ A_{3n} &= \cos^2 \delta/2 [-\cos 2\theta + \beta_n \sin (2\theta - \gamma_n)] - \\ &- \sin^2 \delta/2 \{ \cos 2(2\rho - \theta) + \beta_n \cos [2(\theta - \rho) - \gamma_n] \}; \\ A_{4n} &= \sin \delta \{ \sin 2(\theta - \rho) + \frac{1}{2} \beta_n [\sin (2\theta - \gamma_n) + \cos (2(\theta - \rho) - \gamma_n)] \}. \end{aligned} \quad (17)$$

При  $\rho=0$  и  $\delta=\pi$  выражение (17) переходит в (14) для  $\delta=\pi$ . Из (17) следует, что наибольший относительный уровень доплеровской составляющей и наилучшая компенсация аддитивной составляющей помехи будет при  $\delta=\pi/2$ . В этом случае относительный уровень доплеровской составляющей оказывается не зависящим от азимута  $\theta$  приемной поляризации призмы. Качество компенсации слабо зависит от малых  $\theta$  и  $\rho$ . На уровень компенсации, так же как и в предыдущей схеме, не влияет изотропная деполяризация. Зависимость компенсации аддитивной составляющей помех в выходном сигнале при анизотропной деполяризации для схем, представленных на рис. 1, а, б, одного порядка. В выходном сигнале обеих схем отсутствуют члены, получающиеся вследствие перекрестной интерференции рассеянных пучков от различных частиц, одновременно находящихся в рассеивающем объеме при наличии градиента скорости.

Дифференциальные схемы, реализующие описанный выше метод оптической компенсации, представлены на рис. 1, г, д, е. Анализ схем можно провести аналогичным методом. Например, в дифференциальной схеме, показанной на рис. 1, г, вектор Джонса пучка, падающего на приемную поляризационную призму, описывается выражением

$$\psi = S Q_{\delta, \rho} \psi_{i1} + S \psi_{i2}, \quad (18)$$

где  $\psi_{i1} = e_{i1} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ ;  $\psi_{i2} = e_{i2} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ ;  $e_{i1}$  и  $e_{i2}$  — поля соответственно 1 и 2-го падающих пучков:  $e_{i1} = E_{i1} \exp(-j\omega t)$ ;  $e_{i2} = E_{i2} \exp(-j\omega t)$ . Принимая во внимание, что

$$\begin{aligned} S_n e_{i1} &= e_{S1} = E_{i1} \sum_{n=1}^N S_{n1} \exp \{ -j[\omega - (\vec{K}_S - \vec{K}_{i1}) \vec{V}_n] (t - t_n) \}; \\ S_n e_{i2} &= e_{S2} = E_{i2} \sum_{n=1}^N S_{n2} \exp \{ -i[\omega - (\vec{K}_S - \vec{K}_{i2}) \vec{V}_n] (t - t_n) \}, \end{aligned} \quad (19)$$

после подстановки (18), (19) в (12) получаем выражение для выходного сигнала в схеме рис. 1, з:

$$I = \eta \left\{ \sum_{n=1}^N |S_{n1} E_{i1}|^2 A_{1n} + |S_{n2} E_{i2}|^2 A_{2n} + E_{i1} E_{i2} S_{n1} S_{n2} (A_{3n}^2 + A_{4n}^2)^{\frac{1}{2}} \times \right. \\ \times \sin \left[ (\vec{K}_{i2} - \vec{K}_{i1}) \vec{V}_n (t - t_n) + \varphi_n \right] + \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq m}}^N \sum_{m=1}^N S_l S_m E_{i1} E_{i2} (A_{3lm}^2 + \\ \left. + A_{4lm}^2)^{\frac{1}{2}} \sin \left[ (\vec{K}_S - \vec{K}_{i1}) \vec{V}_l t - (\vec{K}_S - \vec{K}_{i2}) \vec{V}_m t + \varphi_{lm} \right] \right\}; \quad (20)$$

где

$$A_{1n} = \sin 2\Theta \cos^2 \delta/2 + 2\beta_n \cos^2 \delta/2 \cos \gamma_n - 2\beta_n \sin^2 \delta/2 \sin (2\rho + \gamma_n) - \\ - \sin^2 \delta/2 \sin 2(\Theta - 2\rho);$$

$$A_{2n} = \sin 2\Theta + 2\beta_n \sin (2\Theta - \gamma_n);$$

$$A_{3n} = \cos^2 \delta/2 [\sin 2\Theta + \beta_n \sin (2\Theta - \gamma_n)] - \sin^2 \delta/2 [\cos 2(\Theta - \rho) + \\ + \beta_n \cos [2(\Theta - \rho) + \gamma_n]] + \beta_n \sin (2\Theta + \gamma_n);$$

$$A_{4n} = \frac{1}{2} \sin \delta \{ \sin 2\Theta + \cos 2(\Theta - \rho) + \beta_n \sin (2\Theta - \gamma_n) + \\ + \beta_n \cos [2(\Theta - \rho) - \gamma_n] \};$$

$$A_{3lm} = A_3(\beta_l, \beta_m, \gamma_l, \gamma_m); \quad A_{4lm} = A_4(\beta_l, \beta_m, \gamma_l, \gamma_m);$$

$$\varphi_n = \arctg(A_{3n}/A_{4n}); \quad \varphi_{lm} = \arctg(A_{3lm}/A_{4lm}).$$

Если рассеивающие частицы однородны, т. е.  $\beta_l = \beta_m = \beta_n = \beta$ ,  $\gamma_l = \gamma_m = \gamma_n = \gamma$ , то  $A_{3lm} = A_3$ ,  $A_{4lm} = A_4$ . Анализ выражения (20) показывает, что оптимальные условия компенсации аддитивной составляющей те же, что и для схемы рис. 1, а (см. обсуждение формулы (14)). Однако компенсация более чувствительна к влиянию деполяризации рассеянных пучков. Это иллюстрируется появлением в выражениях для  $A_{1n} \div A_{4n}$  дополнительных членов, учитывающих деполяризацию. В случае изотропной деполяризации эти члены при осреднении по  $\gamma_n$  обращаются в нуль. Если же деполяризация анизотропна, но все рассеивающие частицы деполяризуют свет одинаковым образом, в дифференциальной схеме при выполнении условия  $S_{n1} E_{i1} = S_{n2} E_{i2}$  ( $E_{i1} = E_{i2}$ ) можно для заданного  $\delta$  выбрать  $\Theta$  (или  $\rho$ ) таким, что аддитивная составляющая помехи обратится в нуль.

Соответствующий азимут  $\Theta$  или  $\rho$  определится из условия  $A_1 + A_2 = 0$ .

В результирующем выходном сигнале, как легко видеть из формулы (20), имеется некомпенсированная перекрестная составляющая, получающаяся в результате интерференции световых пучков, рассеянных различными частицами от разноименных падающих пучков:

$$\tilde{I} = \eta \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq m}}^N \sum_{m=1}^N S_l S_m E_{i1} E_{i2} (A_{3lm}^2 + A_{4lm}^2)^{1/2} \times \\ \times \sin \left[ (\vec{K}_S - \vec{K}_{i1}) \vec{V}_l t - (\vec{K}_S - \vec{K}_{i2}) \vec{V}_m t - \varphi_{lm} \right].$$

Частотный спектр ее определяется градиентом скорости в рассеивающем объеме и лежит в низкочастотной области. Перекрестная составляющая обращается в нуль при отсутствии градиента скорости ( $\vec{V}_l = \vec{V}_m$ ) и  $\Theta = 0$ , когда деполяризация мала или изотропна.

В дифференциальной схеме рис. 1, д комбинация входного распределителя и полуволновой фазовой пластинки может быть заменена поляризационной призмой. В этом случае для лучшей компенсации входная

и приемная поляризационные призмы должны иметь относительный разворот по азимуту на  $\pi/4$ .

Помещая на пути расщепленных поляризационной призмой пучков фазовый элемент  $Q_{\delta,\rho}$ , можно построить дифференциальные схемы ЛДИС, показанные на рис. 1, *д*, *е*. В схеме рис. 1, *д* используется рассеяние света вперед. Схема рис. 1, *е* работает на обратном рассеянии, причем функции входного расщепителя и приемного анализатора выполняются одной поляризационной призмой.

В схемах, представленных на рис. 1, *д* и *е*, результирующий рассеянный пучок, падающий на призму-анализатор, описывается вектором состояния

$$\psi = S Q_{\delta,\rho} \psi_{i1} + S Q_{\delta,\rho} \psi_{i2}. \quad (21)$$

Из формул (12), (19) и (21) получаем выражение для результирующего электрического сигнала, аналогичное выражению (20), в котором

$$\begin{aligned} A_{1n} &= \sin 2\Theta \cos^2 \delta/2 - \sin^2 \delta/2 \sin 2(\Theta - 2\rho) + \\ &+ 2\beta_n [\cos \gamma_n \cos^2 \delta/2 - \sin^2 \delta/2 - \sin(2\rho - \gamma_n)]; \\ A_{2n} &= -\sin 2\Theta \cos^2 \delta/2 + \sin^2 \delta/2 \sin 2(\Theta - 2\rho) + \\ &+ 2\beta_n [\sin \delta/2 \sin[(\Theta - \rho) - \gamma_n] - \cos^2 \delta/2 \cos(2\Theta - \gamma_n)]; \\ A_{3n} &= \cos^2 \delta/2 [-\cos 2\Theta + \sqrt{2} \beta_n \sin(2\Theta - \gamma_n - \pi/4)] - \\ &- \sin^2 \delta/2 [\cos 2(\rho - \Theta) + \sqrt{2} \beta_n \sin[2(\Theta - \rho) - \gamma_n + \pi/4]]; \\ A_{4n} &= \sin \delta \left\{ \sin 2(\Theta - \rho) - \frac{\sqrt{2}}{2} \beta_n [\sin(2\Theta - \gamma_n - \pi/4) + \right. \\ &\left. + \sin[2(\Theta - \rho) - \gamma_n + \pi/4]] \right\}. \end{aligned} \quad (22)$$

При  $\rho=0$  и  $\delta=\pi$  выражения  $A_{1n}, \dots, A_{4n}$  в (22) и (20) совпадают. Анализ выражения (22) позволяет сделать следующие выводы. При выполнении условия  $S_{1n}A_{i1} = S_{2n}A_{i2}$  получается полное подавление аддитивной составляющей помехи с точностью до членов, зависящих от деполяризации световых пучков. При изотропной деполяризации — компенсация полная, так как члены, содержащие параметр деполяризации  $\gamma_n$ , при усреднении обращаются в нуль. Максимальное значение амплитуды доплеровской составляющей получается при  $\delta=\pi/2$ . Например, для  $\rho=0$ ,  $\delta=\pi/2$  и изотропной деполяризации получаем  $(A_3^2 + A_4^2)^{1/2} \approx 1$ . При этом схема рис. 1, *д*, и *е* приобретает в сравнении со схемой рис. 1, *г* такое важное достоинство, как независимость компенсации от азимута приемной поляризационной призмы-анализатора. Этот же вывод относится к схеме, показанной на рис. 1, *б*. Если рассеивающие частицы однородны и одинаково деполяризуют рассеянные пучки, то всегда можно установить величины  $\Theta$  и  $\rho$  такими, чтобы компенсация была наилучшей.

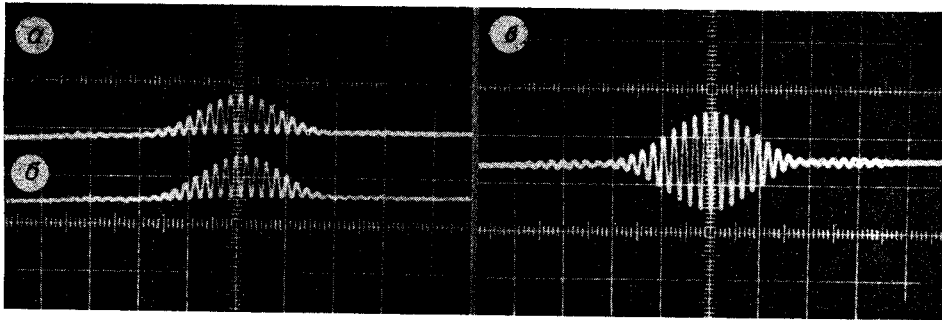


Рис. 2.

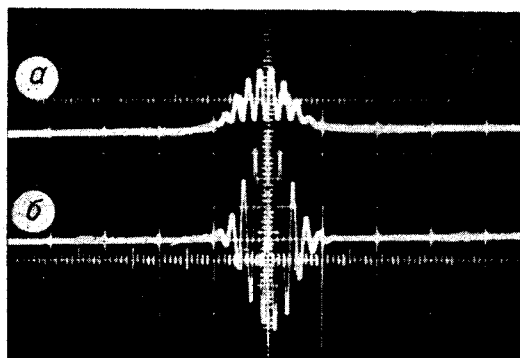


Рис. 3.

В дифференциальных схемах ЛДИС, как это следует из (20) и (22), метод оптической компенсации не позволяет устранить перекрестную составляющую сигнала, соответствующую градиенту скорости в рассеивающем объеме. Как указывалось в [1], относительный уровень перекрестной составляющей можно понизить увеличением апертуры приемной оптики.

Оптические компенсационные схемы ЛДИС можно осуществить и без введения фазовых пластинок. Особенно просто удается это осуществить в схемах ЛДИС с интерферометром в приемной части. Примером могут служить оптическая схема с опорным пучком, показанная на рис. 1, в, и инверсная дифференциальная схема, представленная на рис. 1, ж. В первой из них противофазность доплеровских составляющих сигналов соответственно на выходе первого и второго фотоприемников создается за счет сдвига фазы на  $\pi$  в сигнальном рассеянном пучке на передней грани рекомбинационной плоскопараллельной пластинки интерферометра. В инверсной дифференциальной схеме (см. рис. 1, ж) поворот фазы одного из интерферирующих рассеянных пучков получается при делении на задней грани призмы Дове в интерферометре. В обоих случаях получение фазового сдвига эквивалентно помещению фазовой полуволновой пластинки в один из интерферирующих пучков. К достоинству этих оптических компенсационных схем следует отнести слабое влияние эффекта деполаризации рассеянных пучков на компенсацию. Полного устранения влияния деполаризации можно достигнуть, поместив поляризатор на входе интерферометра.

В качестве иллюстрации работы рассмотренных выше оптических компенсационных схем на рис. 2 приведены фотографии доплеровских сигналов на выходах 1 и 2-го фотоприемников (см. рис. 2, а, б) и на выходе дифференциального усилителя (см. рис. 2; в), полученные на схеме, приведенной на рис. 1, д. Отчетливо видна противофазность доплеровской составляющей сигналов на выходах фотоприемников и эффект подавления аддитивной составляющей помехи в результирующем разностном сигнале.

На рис. 3 показаны фотографии сигнала на выходе одного из фотоприемников (см. рис. 3, а) в инверсной дифференциальной схеме (см. рис. 1, ж) и результирующий сигнал на выходе дифференциального усилителя (см. рис. 3, б).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Г. Василенко, Ю. Н. Дубнищев. Уменьшение уровня «постоянной» составляющей и шумов в выходном сигнале лазерного доплеровского измерителя скорости.— *Автометрия*, 1972, № 5.
2. H. H. Rossel, W. J. Hiller, V. E. Meier. Noisecancelling Signal Difference Method for Optical Velocity Measurements.— *J. Sci. Instr.*, 1972, v. 5, № 9.
3. У. А. Шерклиф. Поляризованный свет. М., «Мир», 1965.

Поступила в редакцию 2 апреля 1973 г.