

Г. А. БАРИЛЛ, Ю. Г. ВАСИЛЕНКО, Ю. Н. ДУБНИЩЕВ,
В. П. КОРОНКЕВИЧ
(Новосибирск)

ФУРЬЕ-АНАЛИЗ ЛАЗЕРНЫХ ДОППЛЕРОВСКИХ УСТРОЙСТВ

В оптических схемах лазерного доплеровского измерителя скорости (ЛДИС) интерференционное поле, образованное когерентными пучками, переносится в исследуемую область потока рассеивающих частиц, скорость которых подлежит определению. В плоскости фотоприемника получается суперпозиция поля, дифрагированного на частице, и поля падающих пучков. Результирующее поле содержит информацию о скорости движения рассеивателя. Структура выходного сигнала исследуется в нашей работе методами Фурье-оптики с учетом параметров лазера, размера частиц и апертуры фотоприемника. На возможность такого подхода впервые указывалось в [1].

Для анализа выбрана обобщенная схема ЛДИС, представленная на рис. 1. Без потери общности рассуждений входные пучки можно принять параллельными, имеющими распределения поля соответственно U_{01} и U_{02} в плоскости X_0, Y_0 . Рассеивающие частицы движутся в фокальной плоскости объектива в области пересечения падающих пучков. Результирующее поле регистрируется фотоприемниками Φ_1 и Φ_2 в плоскости X, Y , параллельной фокальной плоскости.

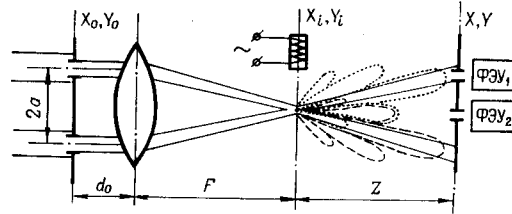


Рис. 1.

Пусть входные пучки имеют гауссово распределение поля в передней главной плоскости объектива:

$$U_{01} = A_1 \exp \left[-\frac{(x_0 - a)^2 + y_0^2}{2\sigma^2} \right] \exp \left[-jk \frac{(x_0 - a)^2 + y_0^2}{2R_0} \right];$$

$$U_{02} = A_2 \exp \left[-\frac{(x_0 + a)^2 + y_0^2}{2\sigma^2} \right] \exp \left[-jk \frac{(x_0 + a)^2 + y_0^2}{2R_0} \right], \quad (1)$$

где $R_0 = l \left[1 + \left(\frac{R_3}{2l} \right)^2 \right]$ — радиус кривизны волнового фронта;

$\sigma = \sigma_0 \sqrt{\left(\frac{2l}{R_3} \right)^2 + 1}$; R_3 — конфокальный параметр лазера; σ_0 —

размер перетяжки лазерного пучка; l — расстояние от перетяжки до плоскости X_0, Y_0 ; k — волновое число.

Оптическая передаточная функция (ОПФ) объектива в пренебрежении конечным размером апертуры имеет вид

$$h(x_0, y_0; x_i, y_i) = \frac{1}{j\lambda F} \exp \left[j \frac{k}{2F} (x_i^2 + y_i^2) \right] \exp \left[-j \frac{k}{F} (x_0 x_i + y_0 y_i) \right]. \quad (2)$$

Поле в плоскости X_i, Y_i определяется сверткой входного распределения поля с ОПФ объектива. С точностью до постоянной фазы

$$U(x_i, y_i) = \frac{\sqrt{\pi}}{\lambda F \sqrt{|e|}} U(y_i) \exp \left(-\frac{k\gamma x_i^2}{2F} \right) \left[A_1 \exp \left(-j \frac{akx_i}{F} \right) + A_2 \exp \left(j \frac{akx_i}{F} \right) \right], \quad (3)$$

где $\gamma \approx \frac{k}{2F\varepsilon} - j$; $\varepsilon = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\sigma^2} + j \frac{k}{R_0} \right)$; $U(y_i) = \sqrt{\frac{\pi}{|\varepsilon|}} \exp\left(-\frac{k\gamma y_i^2}{2F}\right)$.

В плоскости X_i, Y_i в направлении X_i со скоростью v движется рассеивающая частица, которую можно представить пространственным фильтром с характеристикой

$$P(x_i, y_i) = \begin{cases} 1; & v(t-t_0) - \frac{b}{2} \leq x_i \leq v(t-t_0) + \frac{b}{2}; \\ 0; & x_i > v(t-t_0) + \frac{b}{2}; \quad x_i < v(t-t_0) - \frac{b}{2}. \end{cases} \quad (4)$$

Отсюда результирующее поле в плоскости X, Y определяется выражением

$$\begin{aligned} U(x, y) &= \frac{1}{\lambda z} \iint_{-\infty}^{\infty} U(x_i, y_i) [1 - P(x_i, y_i)] \exp\left[-j \frac{k}{z} (xx_i + yy_i)\right] dx_i dy_i = \\ &= \frac{\sqrt{\pi}}{\lambda^2 F z \sqrt{\varepsilon}} U(y) \exp\left[j \frac{kx^2}{2z}\right] \left\{ \sqrt{\frac{2\pi F}{k\gamma}} \left[A_1 \exp\left[-\frac{kF}{2\gamma} \left(\frac{x}{z} + \frac{a}{F}\right)^2\right] + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + A_2 \exp\left[-\frac{kF}{2\gamma} \left(\frac{x}{z} - \frac{a}{F}\right)^2\right] \right] - b \exp\left(-\frac{k\gamma}{2F} v^2 (\Delta t)^2\right) \times \right. \\ &\quad \left. \times \left[A_1 \exp\left[-jk \left(\frac{x}{z} + \frac{a}{F}\right) v \Delta t\right] \operatorname{sinc}\left[\frac{kb}{2\pi} \left(\frac{x}{z} + \frac{a}{F}\right)\right] + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + A_2 \exp\left[-jk \left(\frac{x}{z} - \frac{a}{F}\right) v \Delta t\right] \operatorname{sinc}\left[\frac{kb}{2\pi} \left(\frac{x}{z} - \frac{a}{F}\right)\right] \right] \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\operatorname{sinc}(\varphi(x))$ — функция отсчетов; $U(y) = \pi \sqrt{\frac{2F}{k\gamma\varepsilon}} \exp(-qy^2)$; $q = -\frac{k}{2z} \left(\frac{F}{\gamma z} - j \right)$.

В дифференциальной схеме исследуется поле, локализованное в области, ограниченной полевой диафрагмой с размерами $-h \leq x \leq h$ и $-g \leq y \leq g$, установленной перед фотоприемником в плоскости X, Y . Сигнал на выходе фотоприемника описывается выражением

$$I(t) = \eta \int_{-h}^h \int_{-g}^g |U(x, y)|^2 dx dy, \quad (6)$$

где η — постоянный коэффициент, учитывающий чувствительность и усиление фотоприемника. Из (5) и (6) получаем

$$I(t) = I_0 \{ P_1 (A_1^2 + A_2^2) + 2A_1 A_2 P_2 \cos(\omega_1 \Delta t) \}, \quad (7)$$

где

$$I_0 = \frac{\pi \eta b^2}{\lambda^4 F^2 z^2 |\varepsilon|} I(y) \exp\left[-\frac{k|\gamma|}{F} v^2 (\Delta t)^2\right];$$

$$I(y) = \frac{2F\pi^2 \sqrt{\pi}}{k |\gamma| |\varepsilon| \sqrt{\xi}} [1 - \operatorname{Erfc}(\sqrt{\xi} g)];$$

$$\xi = \frac{kF}{2z^2} \left(\frac{1}{\gamma} + \frac{1}{\gamma^*} \right);$$

$$P_1 = \frac{1}{\alpha} \left\{ -\frac{\alpha h}{(\alpha h + \beta)(\alpha h - \beta)} + \frac{1}{2} \left[\frac{\cos 2(\alpha h + \beta)}{\alpha h + \beta} + \frac{\cos 2(\alpha h - \beta)}{\alpha h - \beta} \right] + \right. \\ \left. + \operatorname{si} 2(\alpha h + \beta) + \operatorname{si} 2(\alpha h - \beta) + \pi \right\};$$

$$P_2 = \frac{1}{2\alpha\beta} \left\{ \cos 2\beta \ln \frac{\alpha h - \beta}{\alpha h + \beta} - \cos 2\beta [\operatorname{ci} 2(\alpha h - \beta) - \operatorname{ci} 2(\alpha h + \beta)] + \right. \\ \left. + \sin 2\beta [\operatorname{si} 2(\alpha h - \beta) + \operatorname{si} 2(\alpha h + \beta) + \pi] \right\};$$

доплеровская частота. При малых $\alpha = kb/2z$; $\beta = kba/2F$; $\omega_1 = \frac{2a}{F} kv -$

размерах частицы и полевой диафрагмы ($\beta \ll 1$, $\alpha h \ll 1$) выражение (7) существенно упрощается и принимает вид

$$I(t) = I_0 \frac{(1 - \cos 2\beta)}{\beta^2} [A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\omega_d \Delta t)]. \quad (8)$$

Из анализа (7) и (8) следует, что максимальным контраст доплеровского сигнала будет при выполнении условия $A_1 = A_2$. Для существования доплеровской составляющей необходимо перекрытие в пределах апертуры фотоприемника дифракционных максимумов поля, дифрагированного на рассеивающей частице от каждого из падающих пучков. Из (8) видно, что в дифференциальных схемах оптимальный размер рассеивающей частицы кратен нечетному числу полос в поле интерференции падающих пучков, т. е. $b = (2n+1)\omega$, где $\omega = \lambda F/2a$. При увеличении апертуры фотоприемника оптимальный размер частицы должен быть меньше одной полосы. Для частиц с размером, кратным четному числу полос, т. е. $b = 2n\omega$, доплеровский сигнал стремится к нулю. На рис. 2 показаны результаты численного расчета контраста доплеровского сигнала при $A_1 = A_2$ и различных размерах частиц. Из рисунка видно, что контраст с увеличением апертуры фотоприемника падает. Экстремум на кривой 4 свидетельствует о перекрытии первого дифракционного максимума рассеянного частицей света от одного падающего пучка с крылом нулевого дифракционного максимума от другого пучка. Амплитуда доплеровского сигнала для частиц, размеры которых отличаются величиной, кратной удвоенной полосе в поле интерференции падающих пучков, одинакова при малой апертуре фотоприемника, что следует из выражения (8). Пространственное разрешение измерительной схемы на уровне $\exp(-2)$ огибающей доплеровской составляющей:

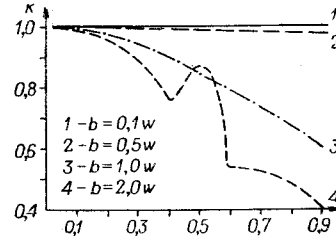


Рис. 2.

$$\delta_x = \frac{4F\sigma}{k} \sqrt{\frac{1}{\sigma^4} + \frac{k^2}{R_0^2}}. \quad (9)$$

В схеме с опорным пучком исследуется результирующее поле, локализованное в пределах $\frac{az}{F} - h \leq x \leq \frac{az}{F} + h$, $-\frac{az}{F} - h \leq x \leq \frac{az}{F} + h$, $-g \leq y \leq g$. Здесь $2h$ и $2g$ — по-прежнему размеры полевой диафрагмы на фотоприемнике, помещенном в плоскости X, Y на пути одного из падающих пучков, выполняющего роль опорного. Сигнал на выходе фотоприемника, установленного, например, в области $-\frac{az}{F} - h \leq x \leq -\frac{az}{F} + h$, описывается выражением

$$I(t) = \eta \int_{\frac{az}{F}-h}^{\frac{az}{F}+h} \int_{-g}^g |U(x, y)|^2 dx dy. \quad (10)$$

Из (6) и (10) после выполнения интегрирования получаем

$$\begin{aligned} I(t) = & B \left\{ \frac{F\lambda}{\gamma} A_2^2 + b^2 \exp \left[-\frac{k\gamma}{F} v^2 (\Delta t)^2 \right] \left[A_1^2 \frac{(1 - \cos 4\beta)}{8\beta^2} + A_2^2 \right] - \right. \\ & - b \sqrt{\frac{F\lambda}{\gamma}} A_1 A_2 \exp \left[-\frac{k\gamma v^2 (\Delta t)^2}{2F} \right] \operatorname{sinc} \left(\frac{hkv\Delta t}{\pi z} \right) + b A_1 A_2 \times \\ & \times \operatorname{sinc}(2\beta) \exp \left[-\frac{k\gamma v^2 (\Delta t)^2}{2F} \right] \left[2b \exp \left[-\frac{k\gamma v^2 (\Delta t)^2}{2F} \right] - \right. \\ & \left. \left. - \sqrt{\frac{F\lambda}{\gamma}} \operatorname{sinc} \left(\frac{hkv\Delta t}{\pi z} \right) \right] \cos \omega_d \Delta t \right\}, \quad (11) \end{aligned}$$

где

$$B = \frac{2\pi\eta h}{\lambda^4 F^2 z^2 |e|} |U(y)|^2;$$

$\gamma \cong \text{Re}\gamma$, что справедливо при большом радиусе кривизны волнового фронта световых пучков во входной плоскости. Если радиус кривизны мал, в доплеровской составляющей появляется постоянный фазовый сдвиг.

В схемах с негауссовыми входными пучками анализ сигнала может быть проведен аналогичным образом. Например, в схеме Релея, когда падающие пучки образованы дифракцией плоскости волны на одинаковых входных прямоугольных щелях размером d , выражение для сигнала на выходе фотоприемника в дифференциальной схеме принимает вид, аналогичный (8), где

$$I_0 = \frac{\eta d^2 b^2}{\lambda^4 F^2 z^2} I(y) \text{sinc}^2\left(\frac{kdv\Delta t}{2\pi F}\right), \quad (12)$$

а для схемы с опорным пучком

$$I(t) = B_1 \left\{ \frac{F^2 \lambda^2}{4d^2} A_2^2 + \text{sinc}^2\left(\frac{kdv\Delta t}{2\pi F}\right) \left[A_1^2 b^2 \frac{1 - \cos 4\beta}{8\beta^2} + b A_2^2 \left(b - \frac{F\lambda}{d} \right) \right] + b A_1 A_2 \text{sinc}\left(\frac{2\beta}{\pi}\right) \text{sinc}^2\left(\frac{kdv\Delta t}{2\pi F}\right) \left(2b - \frac{F\lambda}{d} \right) \cos(\omega_d \Delta t) \right\}, \quad (13)$$

где

$$B_1 = \frac{4hd^2 g}{\lambda^4 F^2 z^2}.$$

Как видно из (11) и (13), в выходном сигнале в схеме с опорным пучком имеются противофазные доплеровские составляющие, одна из которых получается гетеродинированием рассеянного пучка с нерассеянным опорным, а другая — взаимным гетеродинированием двух рассеянных пучков, соответствующим режиму дифференциальной схемы.

Оптимальный размер рассеивающей частицы кратен нечетному числу половин интерференционных полос: $b = (2n+1)\omega/2$. Соответственно сигнал стремится к нулю при размере частиц, кратном целому числу полос: $b = n\omega$. В релеевских схемах с одинаковыми входными прямоугольными щелями при равенстве угловых апертур входных зрачков и фотоприемника ($h/z = d/2F$) возможна, согласно (13), компенсация низкочастотной составляющей, если соотношение амплитуд падающих пучков удовлетворяет условию

$$\frac{A_1^2}{A_2^2} = \frac{8\beta^2 \left(b - \frac{F\lambda}{d} \right)}{b(1 - \cos 4\beta)} = \Psi(\beta). \quad (14)$$

Контраст сигнала при выполнении этого условия максимален, а выражение для сигнала существенно упрощается:

$$I(t) = B_1 A_2^2 \left\{ \frac{F^2 \lambda^2}{4d^2} + b \Psi(\beta) \left(2b - \frac{F\lambda}{d} \right) \text{sinc}(2\beta/\pi) \cos(\omega_d \Delta t) \right\}. \quad (15)$$

Допплеровская составляющая сигнала в схеме с опорным пучком существует при условии попадания на фотоприемник дифрагированного на частице пучка $\text{sinc}(2\beta/\pi) \neq 0$ и, как это следует из (11), (13), (15), более критична к размеру частицы, чем в дифференциальной схеме. На рис. 3 показаны результаты численного расчета оптимального отношения интенсивностей падающих пучков (14) в зависимости от размера частиц. Полная компенсация постоянной и низкочастотной аддитивных составляющих может быть осуществлена методами, описанными в [2].

В дифференциальной схеме ЛДИС можно использовать для увеличения светосилы приемный объектив. Такая схема позволяет управлять пространственным разрешением путем изменения размеров полевой диафрагмы, ограничивающей изображение поля интерференции падающих пучков. Пространственное разрешение при этом определяется проекцией полевой диафрагмы в предметной плоскости, а выходной сигнал с фотодетектора имеет следующий вид:

$$I_1(t) = \frac{Q(x, y)}{M^2} I(t),$$

где

$$Q(x, y) = \begin{cases} 1; & -h \leq x \leq h; -g \leq y \leq g; \\ 0; & x < -h, x > h; y < -g, y > g; \end{cases}$$

M — увеличение приемного объектива;

$$x/M = v(t-t_0) = x_i; y/M = y_i.$$

Пространственное разрешение в таком случае определяется соответственно: $\delta x_i = 2h/M$; $\delta y_i = 2g/M$. Увеличение пространственного разрешения путем изменения размеров полевой диафрагмы уменьшает число эффективных интерференционных полос в поле интерференции падающих пучков. При этом изменяется число периодов доплеровской составляющей и уменьшается число периодов высокочастотного заполнения радиоимпульса доплеровского сигнала от единичного рассеивателя, что ухудшает точность измерения доплеровской частоты и, следовательно, скорости. Поэтому изменять пространственное разрешение вариацией размеров полевой диафрагмы следует в пределах, обеспечивающих необходимую точность измерения доплеровской частоты.

Приведенный анализ иллюстрируется фотографиями доплеровских сигналов, полученными экспериментально. Схема экспериментальной установки соответствует рис. 1. В качестве модели рассеивающей частицы использовалась тонкая нить из клея БФ-4, ориентированная перпендикулярно плоскости падающих пучков, приводимая в движение индукционным вибратором. На рис. 4 показан доплеровский сигнал с отношением амплитуд падающих пучков, оптимальным для дифференциальной схемы (см. рис. 4, а) и схемы с опорным пучком (см. рис. 4, б). Для сравнения на рис. 5 приведены результаты численного расчета

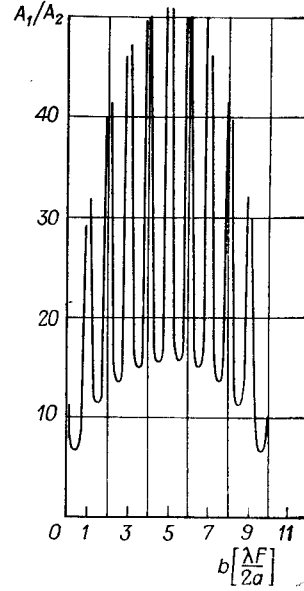


Рис. 3.

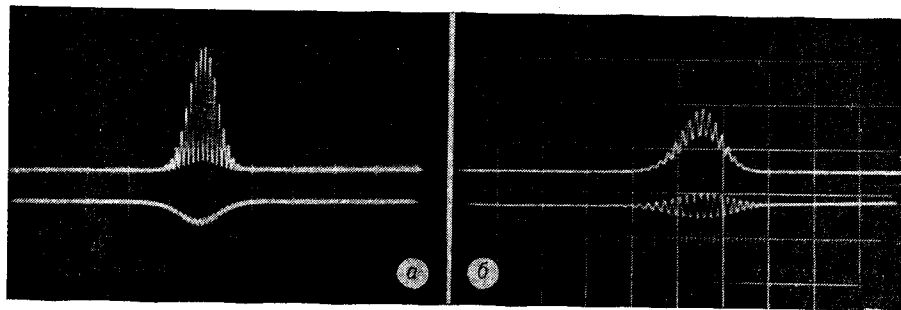


Рис. 4.

сигналов при тех же параметрах. На рис. 6 представлены сигналы, полученные в дифференциальной схеме с гауссовыми пучками и следующими параметрами: $F_1=140$ мм, $z=230$ мм, $2g=0,7$ мм, $2h=3,5$ мм при различных размерах рассеивающей частицы ($b=2,5$ мкм — рис. 6, а, $b=6,5$ мкм — рис. 6, б, $b=10$ мкм — рис. 6, в, $b=15$ мкм — рис. 6, г). На рис. 7 показана фотография распределения интенсивности резуль-

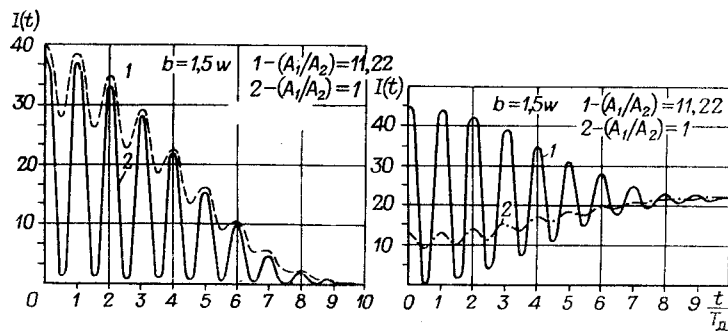


Рис. 5.

тирующего поля в плоскости фотоприемника (см. рис. 7, а) и соответствующий этому распределению доплеровский сигнал (рис. 7, б). Сигналы получены на схеме Релея с прямоугольными щелями ($d=1,6$ мм, $a=8$ мм, $s=6,7$ мм). В качестве приемного объектива использовался микроскоп с увеличением 80. Остальные параметры схемы

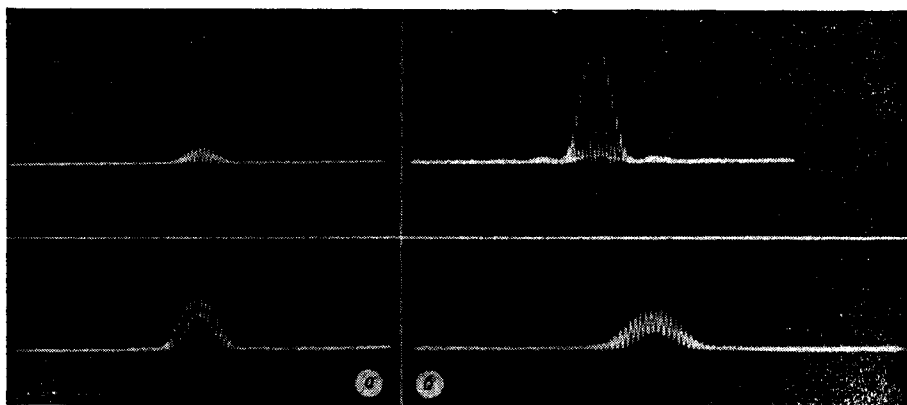


Рис. 6.

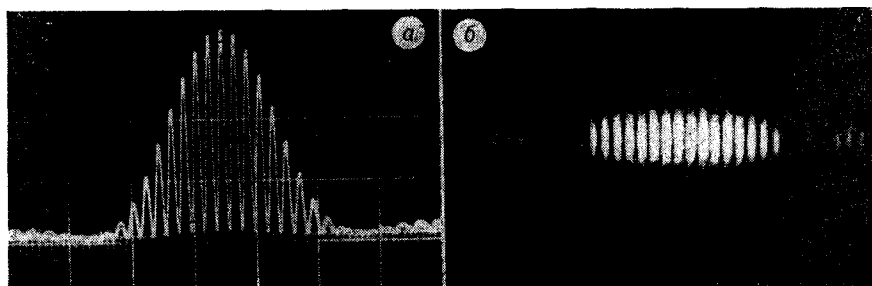


Рис. 7.

такие же, как в предыдущих примерах. Форма и соотношения амплитуд сигналов находятся в хорошем соответствии с теоретическими.

Авторы выражают благодарность В. С. Соболеву за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. J. Rudd. A New Theoretical Model for the Laser Dopplermeter.— *Journal of Physics*, 1969, v. E2, № 1.
2. Ю. Г. Василенко, Ю. Н. Дубнищев. Уменьшение уровня «постоянной» составляющей и шумов в выходном сигнале лазерного доплеровского измерителя скорости.— *Автометрия*, 1972, № 5.

Поступила в редакцию 18 декабря 1972 г.

УДК 621.378; 681.327

И. С. ГИБИН, Е. Ф. ПЕН, П. Е. ТВЕРДОХЛЕБ

(Новосибирск)

УСТРОЙСТВО ДЛЯ ЗАПИСИ МАТРИЦ ГОЛОГРАММ

Задача голографической регистрации массивов информации в виде матриц (размерами 32×32 , 100×100 и более) возникает при разработке голограммных запоминающих устройств (ГЗУ) и аналоговых оптических систем обработки информации [1]. Она решается путем создания специальных устройств для записи матриц Фурье-голограмм. В процессе считывания информации из голограмм изображения записанных массивов должны восстанавливаться в одном и том же месте выходной плоскости, где размещается многоэлементный фотоприемник в случае считывания информации или транспарант (управляемый пространственный модулятор света) в случае ее обработки.

Наиболее совершенные из известных устройств имеют в своем составе быстродействующие дефлекторы света и объединяют функции записи и считывания информации [2, 3]. Представляется, что их возможности могут быть в полной мере использованы лишь в оперативных ГЗУ.

В постоянных ГЗУ процесс записи может выполняться автономно с помощью простых специализированных устройств, не содержащих сложных и дорогостоящих элементов, какими являются в настоящее время дефлекторы света.

Именно такой вариант устройства для записи матриц голограмм описан ниже. Его принцип действия выбран с учетом недостатков известных схем записи, основанных на перемещении регистрирующей среды (рис. 1) [4], регистрирующей среды и транспаранта [5], а также объектива и диафрагмы (рис. 2) [6].

В устройстве по схеме рис. 1 (1 — транспарант; 2 — выходная плоскость; 3 — регистрирующая среда) в передней фокальной плоскости объектива O_1 устанавливается транспарант с регистрируемым изображением, а в задней фокальной плоскости регистрирующий материал. Запись матриц голограмм осуществляется путем двухкоординатного перемещения от экспозиции к экспозиции регистрирующего материала. При восстановлении изображений из голограмм опорным пучком R