

## ЭЛЕМЕНТЫ И УСТРОЙСТВА ГОЛОГРАФИИ

УДК 535.317.25

К. С. МУСТАФИН

(Казань)

### ГОЛОГРАММНАЯ ОПТИКА И ПЕРСПЕКТИВЫ ЕЕ ПРИМЕНЕНИЯ

Под термином голограммная оптика понимаются голограммы, применяемые в качестве оптических элементов (корректирующих, фокусирующих, отклоняющих, диспергирующих, фильтрующих и т. п.). Примерами практического применения голограммной оптики являются голограммные дифракционные решетки [1], голограммы системы точечных источников для мультиплицирования изображений [2] и др.

В настоящее время, однако, голограммы еще не могут успешно конкурировать с обычными оптическими элементами ввиду их относительно низкой дифракционной эффективности и необходимости использования монохроматического источника света. Но в ряде случаев голограммные оптические элементы обладают несомненными преимуществами или являются незаменимыми, например при решении задач коррекции аберраций специальных оптических систем, при контроле сложных оптических поверхностей и др. Достоинством голограммной оптики является также малый вес, дешевизна и простота изготовления, что особенно важно при конструировании и изготовлении крупногабаритной оптики.

Отмеченная выше сравнительно низкая дифракционная эффективность голограмм, ограничивающая широкое применение их в качестве оптических элементов, не является принципиальным недостатком. Работы, проводимые по поиску путей повышения эффективности голограмм, дают положительные результаты. По данным [3], дифракционную эффективность голограмм, записанных на галоидо-серебряных слоях, можно повысить до 70%.

Для широкого применения голограмм в качестве оптических элементов необходимо разработать также оптимальные методы расчета и изготовления их, подобно тому, как это уже сделано для обычной оптики. В литературе имеется ряд работ, посвященных исследованию изображающих свойств и аберраций голограмм, а также анализу возможности конструирования оптимальных систем с использованием голограммных оптических элементов [4—10]. Их можно принять за основу при расчете и изготовлении голограммных оптических элементов с заданными характеристиками.

Таким образом, есть все основания полагать, что голограммная оптика в ближайшее время найдет широкое практическое применение.

В статье рассматриваются некоторые частные вопросы, относящиеся к использованию голограмм в качестве оптических элементов: изображающие свойства и аберрации неплоских голограмм, возможность использования высших порядков дифракции, допустимые деформации поверхности и фильтрующие свойства голограммных оптических элементов.

**Изображающие свойства и aberrации неплоских голограмм.** Изображающие свойства и aberrации плоских голограмм рассмотрены и исследованы в [4—7, 11]. Однако на практике встречаются также и неплоские голограммы, например при изготовлении оптических элементов: дифракционных решеток, линз и т. п. Поэтому представляется целесообразным рассмотреть изображающие свойства и aberrации голограмм, записанных на тонком светочувствительном слое, имеющем форму сферы (сферические голограммы).

Предположим, что голограмма записывается на светочувствительном слое, нанесенном на сферическую подложку с радиусом кривизны  $\rho$ . Введем декартову систему координат  $(x; y; z)$ , начало которой лежит на поверхности сферы и совпадает с центром голограммы, а ось  $z$  проходит через центр сферы.

Рассмотрим случай записи и реконструкции голограммы с использованием точечных источников. Полагая, что суммарное значение фазы интерферирующих (при записи голограммы) и восстанавливающих волн в каждой точке голограммы равно нулю в каждый данный момент времени, в первом приближении можно получить следующие соотношения [12]:

$$\frac{1}{R_u} = \frac{1}{R_B} \pm \mu \left( \frac{1}{R_c} - \frac{1}{R_0} \right) + \frac{1}{\rho} [\alpha_{Bz} - \alpha_{uz} \pm \mu (\alpha_{cz} - \alpha_{oz})]; \quad (1)$$

$$\alpha_{ux} = \alpha_{Bx} \pm \mu (\alpha_{cx} - \alpha_{ox}); \quad (2)$$

$$\alpha_{uy} = \alpha_{By} \pm \mu (\alpha_{cy} - \alpha_{oy}), \quad (3)$$

где  $\mu = \lambda/\lambda_0$ ;  $\lambda_0$  и  $\lambda$  — длины волн света при голографировании и восстановлении соответственно;  $R_i$  — расстояние от точечного источника света до центра (вершины) голограммы;  $\alpha_{ix}$ ,  $\alpha_{iy}$ ,  $\alpha_{iz}$  — направляющие косинусы вектора  $\vec{R}_i$ , направление которого совпадает с направлением распространения фронта световой волны; значки  $i = u, v, c, o$  относятся к восстановленной, восстанавливающей, объектной и опорной волнам соответственно; верхний знак относится к мнимому изображению, а нижний — к действительному. Отметим здесь правила знаков для  $R_i$  и  $\rho$ :  $R_i > 0$  для расходящейся,  $R_i < 0$  для сходящейся волны;  $\rho > 0$ , когда центр сферы находится на положительной полуоси  $z$ , и  $\rho < 0$ , когда центр сферы находится на отрицательной полуоси  $z$ .

Уравнение (1) связывает расстояния, а (2) и (3) определяют угловые соотношения между точечными источниками при голографировании и восстановлении.

Из (1) видно, что фокусирующие свойства сферических голограмм зависят от кривизны поверхности. Как и следовало ожидать, при  $\rho \rightarrow \infty$  уравнение (1) совпадает с соответствующим выражением для плоской голограммы [11]. Уравнения (2) и (3) относятся к плоской голограмме.

Волновые aberrации 3-го порядка для сферических голограмм имеют вид

$$\Delta\Phi^{(3)} = -\frac{2\pi}{\lambda} \left[ \frac{\rho^4 \sin^4 \varphi}{8 \cos^4 \frac{\varphi}{2}} A_{200} - \frac{\rho^3 \sin^3 \varphi}{2 \cos^2 \frac{\varphi}{2}} (A_{110} \cos \psi + A_{101} \sin \psi) + \right. \\ \left. + \frac{\rho^2 \sin^2 \varphi}{2} (A_{020} \cos^2 \psi + 2A_{011} \sin \psi \cos \psi + A_{002} \sin^2 \psi) \right]. \quad (4)$$

Здесь  $\rho$ ,  $\varphi$ ,  $\psi$  — сферические координаты рассматриваемой точки на голограмме (начало координат в центре сферы радиуса  $\rho$ );  $A_{200}$  — коэффициент сферической aberrации,  $A_{110}$  и  $A_{101}$  — комы,  $A_{020}$ ,  $A_{011}$  и  $A_{002}$  — астигматизма. Последние могут быть представлены

$$A_{qnm} = A_{qnm}^{(v)} - A_{qnm}^{(u)} \pm \mu (A_{qnm}^{(c)} - A_{qnm}^{(o)}), \quad (5)$$

где

$$A_{qnm}^{(i)} = \frac{\alpha_{ix}^n \alpha_{iy}^m}{R_i^{3-n-m}} + \sum_{p=1}^q \frac{C_q^p \alpha_{ix}^n \alpha_{iy}^m \alpha_{iz}^p}{\rho^p R_i^{3-n-m-p}},$$

$C_q^p$  — биномиальные коэффициенты;  $i = u, v, c, o$ . Из (5) следует, что коэффициенты сферической аберрации и комы зависят от  $\rho$ , а коэффициенты астигматизма совпадают со случаем плоской голограммы.

Зависимость коэффициентов аберрации от  $\rho$  можно использовать для уменьшения сферической аберрации и комы, обусловленных изменением длины волны при восстановлении. Анализ показывает, что, например, для случая одноосевой голограммы точечного источника, записанной с использованием плоской опорной волны, сферическую аберрацию и кому можно существенно (на порядки величины) уменьшить по сравнению со случаем плоской голограммы, в широком интервале длин волн при выполнении условия

$$\rho/R_c = -2/(1 + \mu_{cp}),$$

где  $\mu_{cp} = \lambda_{cp}/\lambda_0$ ;  $\lambda_{cp}$  — средняя длина волны рассматриваемого интервала длин волн.

Приведенные выше формулы будут полезны при расчете и конструировании голограммных оптических элементов и систем.

**Анаморфотные свойства голограммных оптических элементов.** При использовании голограмм в качестве оптических элементов следует иметь в виду, что в отличие от одноосевых голограмм двухосевые голограммы могут обладать свойствами анаморфотной оптики, т. е. разным угловым увеличением в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Это следует из соотношений (2) и (3). В самом деле, рассмотрим два случая.

А. Пусть  $\alpha_{cy} = \alpha_{oy} = \alpha_{cx} = \alpha_{ox} = 0$ , что соответствует одноосевому случаю голографирования при нормальном падении света на фотопластинку. Согласно (2) и (3), для угловых увеличений  $M_{xz}$  и  $M_{yz}$  такого оптического элемента в двух взаимно перпендикулярных плоскостях ( $xz$ ) и ( $yz$ ) можно написать:

$$M_{xz} = \left( \frac{1 - \alpha_{vx}^2}{1 - \alpha_{ux}^2} \right)^{1/2}; \quad M_{yz} = \left( \frac{1 - \alpha_{vy}^2}{1 - \alpha_{uy}^2} \right)^{1/2}.$$

Так как в рассматриваемом случае, согласно (2) и (3),  $\alpha_{vx} = \alpha_{ux}$  и  $\alpha_{vy} = \alpha_{uy}$ , то  $M_{xz} = M_{yz} = 1$ . Следовательно, одноосевые голограммы имеют одинаковое увеличение во взаимно перпендикулярных плоскостях и не обладают свойствами анаморфотной оптики.

Б. Пусть  $\alpha_{cy} = \alpha_{oy} = 0$ , но  $\alpha_{cx} \neq \alpha_{ox}$ , что соответствует двухосевой голограмме с углом голографирования, лежащим в плоскости  $xz$ . Для этого случая из (2) и (3) имеем:

$$M_{xz} = \left( \frac{1 - \alpha_{vx}^2}{1 - \alpha_{ux}^2} \right)^{1/2}; \quad M_{yz} = 1.$$

Так как в общем случае  $\alpha_{vx} \neq \alpha_{ux}$ , то  $M_{xz} \neq M_{yz}$  и, следовательно, двухосевые голограммы обладают свойствами анаморфотной оптики.

Различие в угловом увеличении двухосевых голограмм во взаимно перпендикулярных плоскостях может быть сведено до минимума только вблизи угла восстановления, удовлетворяющего условию

$$\alpha_{vx} = \mp \frac{\mu}{2} (\alpha_{cx} - \alpha_{ox}).$$

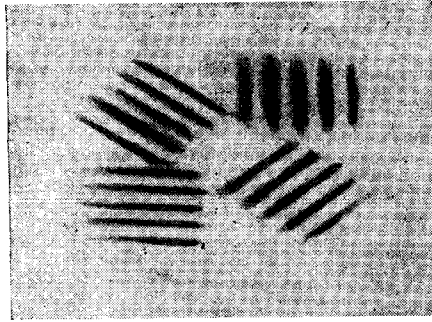


Рис. 1.

На рис. 1 приведено изображение участка мира № 5, полученное с помощью двухосевого голограммного фокусирующего элемента при следующих условиях:  $\alpha_{cx} = \alpha_{cy} = \alpha_{oy} = 0$ ;  $\alpha_{ox} = 0,755$ ; плоская опорная волна;  $\lambda_0 = 632,8$  нм. Изображение получалось при  $\alpha_{vx} = 0,755$  и  $\lambda = \lambda_0$ . Из рис. 1 видно заметное искажение изображения, обусловленное анаморфотным свойством двухосевой голограммы. Измерения показывают, что величины искажений согласуются с расчетными данными.

Таким образом, двухосевая голограмма как оптический элемент, эквивалентный линзе, может вносить значительные искажения в формируемое изображение, и это обстоятельство необходимо учитывать при конструировании голограммных оптических элементов. В одних случаях анаморфотные свойства голограммной оптики могут найти полезное применение (например, в кинематографии), а в других — они окажутся нежелательными. В частности, различные схемы голографических мультипликаторов изображений с использованием двухосевых голограмм, предложенные в ряде работ (см., например, [2]), должны применяться на практике с большой осторожностью ввиду неизбежных искажений получаемых при этом изображений. В то же время одноосевые голограммы свободны от указанного недостатка и более подходят для этой цели [2].

**Использование высших порядков дифракции.** В смысле перспектив применения голограммной оптики представляет интерес исследовать отображающие свойства голограмм в высших порядках дифракции [13, 14]. Как будет показано ниже, использование высших порядков дифракции голограмм, применяемых в качестве оптических элементов для формирования изображений, позволяет достичь, по крайней мере, вблизи оптической оси голограммы более высокого разрешения, чем разрешение оптики, использованной при получении самих голограмм.

При использовании высших порядков дифракции соотношения (1) — (4) остаются в силе, если принять  $\mu = \lambda n / \lambda_0$ , где  $n$  — порядок дифракции.

Для упрощения задачи рассмотрим частный случай одноосевой плоской голограммы точечного источника при плоской опорной волне. Если такую голограмму осветить плоской волной при  $\lambda = \lambda_0$ , то в  $n$ -м порядке дифракции на расстоянии фокуса  $R_u = R_c / n$  образуется пятно рассеяния с диаметром

$$d_n = \frac{\lambda R_c}{rn} = \frac{d_1}{n}, \quad (6)$$

где  $r$  — радиус голограммы;  $d_1$  — диаметр пятна рассеяния в изображении, восстановленном в первом порядке дифракции.

Как видно из (6), используя высшие порядки дифракции, можно восстановить изображение точки с меньшим диаметром пятна рассеяния, чем при получении самой голограммы. Это значит, что линейное разрешение голограммной линзы можно увеличить путем использования высших порядков дифракции.

Следует отметить, что в общем случае применение высших порядков дифракции для увеличения линейного разрешения голограммной линзы имеет ограничение, обусловленное возрастанием роли сферической аберрации с ростом порядка дифракции  $n$ . Однако этого ограничения не будет, если выполнено условие  $\lambda = \lambda_0 / n$ , т. е.  $\mu = 1$  при всех  $n$ . Важно подчеркнуть, что в последнем случае имеется выигрыш в  $n$  раз

как в линейном, так и в угловом разрешении. Отсюда следует, что голограммная оптика, изготовленная с использованием длины волны  $\lambda_0$  в видимой области спектра, может быть применена для получения безабберационных изображений в вакуумной ультрафиолетовой области спектра с длиной волны  $\lambda = \lambda_0/n$ .

Для экспериментальной проверки приведенных выше выводов были изготовлены две одноосевые голограммы точечного источника с применением плоской опорной волны. Голограммы регистрировались на фотопластинках типа Kodak-649F с использованием гелий-неонового лазера. Фокусные расстояния  $R_c$  голограмм были 224 и 24,5 мм соответственно. Параметры второй голограммы выбраны такими, что, согласно расчетам, использование высших порядков дифракции не должно привести к выигрышу в разрешении ввиду заметного вклада сферической aberrации.

Предельное разрешение обеих голограммных линз в различных порядках дифракции  $n=1, 2, 3, 4$  определялось по формируемым ими в соответствующих порядках изображениям миры.

На рис. 2, а, б приведены кривые зависимости предельного разрешения голограмм  $\rho_n$  от фокусного расстояния  $R_n$ , рассчитанные с учетом вклада сферической aberrации. Там же приведены экспериментальные

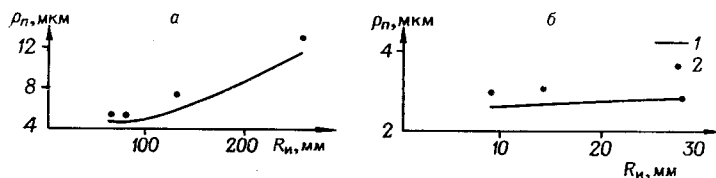


Рис. 2.

данные, полученные с помощью упомянутых выше голограмм для  $n=1, 2, 3, 4$ . Как видно из рис. 2, а, б, имеется удовлетворительное согласие между теорией и экспериментом (1 — теория; 2 — эксперимент; а —  $R_c = 224$  мм; б —  $R_c = 24,5$  мм).

**Фильтрующие свойства голограмм.** Известно, что объемные голограммы, записанные во встречных пучках по методу Ю. Н. Денисюка, обладают свойством спектральной селекции и могут быть использованы в качестве светофильтров. Полуширина  $\Delta\lambda$  спектрального пропускания таких голограмм определяется их эффективной толщиной  $L$ :

$$\Delta\lambda = \lambda^2/2L.$$

Между тем двумерная голограмма точечного источника также может использоваться в качестве светофильтра, если в фокусе поместить диафрагму малого размера. Полуширина  $\Delta\lambda$  такого фильтра будет определяться отношением диаметра  $\sigma$  диафрагмы к диаметру  $D$  голограммы:  $\Delta\lambda \approx \lambda\sigma/D$ .

Например, при  $\sigma = 0,1$  мм,  $D = 25$  мм и  $\lambda = 500$  нм имеем  $\Delta\lambda = 2$  нм. Фильтры на основе использования такого принципа могут быть выполнены и для одновременной фильтрации нескольких избранных длин волн. Голограммные линзы могут найти применение также при разработке фокальных монохроматоров.

**Допустимые деформации поверхности голограммной оптики.** Анализ показывает, что допустимые деформации поверхности голограммной оптики зависят от требуемого разрешения и условий их использования. Для простоты снова ограничимся рассмотрением одноосевой голограммы точечного источника как эквивалента линзы. Если такая голограмма работает в отраженном свете, то из условия Релея непосредственно

следует, что деформация  $\Delta z$  поверхности голограммы в направлении нормали не должна превышать  $\Delta z \leq \lambda/8$ , где  $\lambda$  — длина волны света. В проходящем свете, однако, допустимы значительно большие деформации. Например, при достаточно тонкой подложке в проходящем свете допустимы деформации  $\Delta z \approx d^2/\lambda$ , где  $d$  — минимальный период разрешаемой структуры в изображении. Следовательно, можно изготовить легкие складывающиеся крупногабаритные голограммные оптические элементы.

Для иллюстрации на рис. 3, а, б приведены снимки изображений мира № 5, полученные с помощью одной и той же голограммы точечного источника, записанной на гибкой подложке. Поверхность голограммной линзы имела заметные изгибы, и поэтому в отраженном свете формируется сильно искаженное изображение (см. рис. 3, а), тогда как в проходящем свете изображение удовлетворительное (см. рис. 3, б).

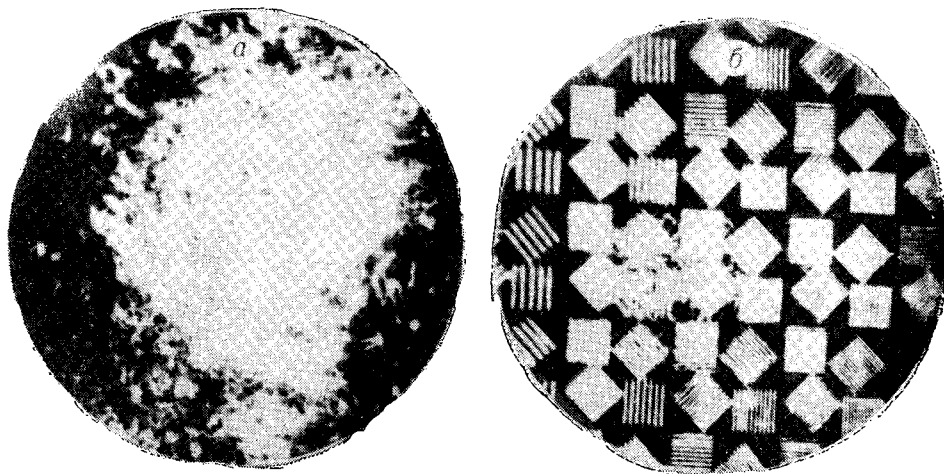


Рис. 3.

В заключение следует подчеркнуть важность проблемы повышения дифракционной эффективности голограмм для успешного их применения в качестве оптических элементов, а также разработки методов изготовления голограмм с концентрацией энергии в заданном порядке дифракции.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Jobin Yvon. Diffraction Gratings. Arcueil France, 1969.
2. Г. Н. Буйнов, К. С. Мустафин. Исследование возможности применения одноосевых голограмм для мультиплицирования изображений.— Оптика и спектроскопия, 1973, т. 34, вып. 5.
3. А. Л. Микаэлян, В. И. Бобринев, К. С. Богомолов, Л. П. Вахтанова, В. К. Козлова, С. М. Малинин. О возможности использования фазовых голограмм для создания оптических элементов.— В сб. «Квантовая электроника», № 6. М., «Советское радио», 1971.
4. E. N. Leith, J. Upatnieks, K. A. Hains. Microscopy by Wavefront Reconstruction.— Journ. Opt. Soc. Am., 1965, v. 55, № 8.
5. R. W. Meier. Magnification and Third — Order Aberrations in Holography.— Journ. Opt. Soc. Am., 1965, v. 55, № 8.
6. E. B. Champagne. Nonparaxial Imaging, Magnification, and Aberration Properties in Holography.— Journ. Opt. Soc. Am., 1967, v. 57, № 1.
7. J. F. Mills. Imaging and Magnification Properties in Holography.— Opt. Acta, 1972, v. 19, № 3.
8. J. N. Latta. Computer — Based Analysis of Hologram Imagery and Aberrations.— Applied Optics, 1971, v. 10, № 3.
9. J. N. Latta. Computer — Based Analysis of Holography Using Ray Tracing.— Applied Optics, 1971, v. 10, № 12.

10. I. N. Latta. Analysis of Multiple Hologram Optical Elements with Low Dispersion and Low Aberrations.— *Applied Optics*, 1972, v. 11, № 8.
11. Г. Н. Буйнов, Р. К. Гизатуллин, К. С. Мустафин. Исследование влияния aberrаций голограмм на качество изображения.— *Оптика и спектроскопия*, 1973, т. 34, вып. 4.
12. К. С. Мустафин. Aberrации тонких голограмм, изготовленных на сферической подложке.— *Оптика и спектроскопия*, 1973, т. 34, вып. 6.
13. R. Pawluczyk. Holographic Imaging of a Point Object in Higher Diffraction Orders.— *Optica Acta*, 1972, v. 19, № 4.
14. Г. Н. Буйнов, А. В. Лукин, К. С. Мустафин. Об использовании нелинейных эффектов голограмм, применяемых в качестве оптических элементов.— *Оптическая голография*. Л., ДНТП, 1972.

Поступила в редакцию 7 марта 1973 г.

© Новосибирск. «Автоматрия», 1973.

УДК 621.378.9 : 778.4

Х. ЛЕНК, Х. САНДЕРС, Ф. ХОДАМ

(Берлин)

### УНИВЕРСАЛЬНАЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ КАМЕРА

При построении голокамеры мы преследовали цель создать лабораторный прибор, соединяющий в себе простоту обслуживания с универсальностью в выборе метода голографирования. При этом предполагалось, что исследователи, для которых голография является вспомогательным средством, получат устройство, не требующее больших экспериментальных навыков.

При выполнении оптической схемы мы стремились использовать минимум оптических элементов и при переходе от одного метода голографирования к другому оперировать одними и теми же стандартными блоками. Оптическая схема для получения голограмм Френеля в проходящем и отраженном свете представлена на рис. 1 и 2.

Свет от лазера 1 (см. рис. 1) поступает в интерферометр по пути 2—3 и 2—5'. После отражения от зеркал 3 и 5' пучки проходят поляризационные устройства 4 и 6 и коллиматоры 5, 7. Голографируемый прозрачный объект помещается в точке 8, а голограмма Френеля фиксируется фотопластинкой 9. Для наблюдения поля интерференции служит наблюдательная система 10.

Коллиматоры 5 и 7 состоят из микрообъективов для расширения пучка и астрообъективов диаметром 110 мм и фокусом 750 мм. Поляризационные устройства 4 и 6 служат для выравнивания интенсивностей интерферирующих пучков. После голограммы в схеме

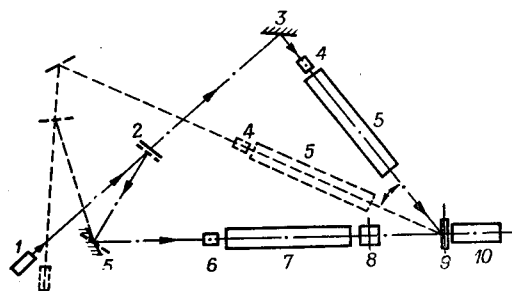


Рис. 1.

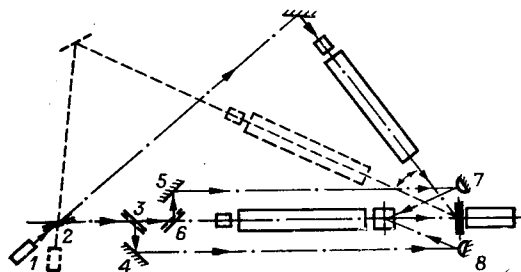


Рис. 2.