

ПРИКЛАДНАЯ ОПТИКА

# ПРИКЛАДНАЯ ОПТИКА



# ПРИКЛАДНАЯ ОПТИКА

---

*Под редакцией д-ра техн. наук,  
проф. Н. П. ЗАКАЗНОВА*

Издание третье,  
стереотипное

*Рекомендовано УМО по образованию  
в области приборостроения и оптотехники  
в качестве учебного пособия для студентов  
высших учебных заведений, обучающихся  
по направлению подготовки 200200 —  
Оптотехника и оптическим  
специальностям*



САНКТ-ПЕТЕРБУРГ • МОСКВА • КРАСНОДАР  
2009

ББК 34.9

П 75

**П 75** Прикладная оптика: Учебное пособие / Под ред. Н. П. Заказнова. 3-е изд., стер. — СПб.: Издательство «Лань», 2009. — 320 с.: ил. — (Учебники для вузов. Специальная литература).

**ISBN 978-5-8114-0757-6**

На базе физической и геометрической оптики (ч. I и II) изложены основы теории и принципы действия ряда оптических и оптико-электронных систем и приборов (ч. III).

Учебное пособие предназначено для студентов технических вузов, обучающихся по приборостроительным специальностям (компьютерные технологии в приборостроении, конструирование и производство измерительных приборов, цифровые и микропроцессорные приборы и системы и др.), которым читается курс прикладной оптики.

**ББК 34.9**

**Коллектив авторов:**

**Л. Г. БЕБЧУК, Ю. В. БОГАЧЕВ, Н. П. ЗАКАЗНОВ,  
Б. М. КОМРАКОВ, Л. И. МИХАЙЛОВСКАЯ,  
Б. А. ШАПОЧКИН**

**Рецензенты:**

доцент, к. т. н., ст. научн. сотр. СПбГУ ИТМО **Г. И. ЦУКАНОВА**;  
декан факультета «Оптико-электронное приборостроение»  
МГТУ им. Н. Э. Баумана при ОАО «Красногорский завод»  
им. С. А. Зверева, д. т. н., профессор **В. И. ЗАВАРЗИН**

**Обложка  
А. Ю. ЛАПШИН**

*Охраняется законом РФ об авторском праве. Воспроизведение всей книги или любой ее части запрещается без письменного разрешения издателя. Любые попытки нарушения закона будут преследоваться в судебном порядке.*

© Издательство «Лань», 2009  
© Коллектив авторов, 2009  
© Издательство «Лань»,  
художественное  
оформление, 2009

## ПРЕДИСЛОВИЕ

---

Решение современных технических задач в различных областях приборостроения требует подготовки специалистов высокого класса, творчески владеющих знаниями и техническими навыками. Инженер должен осваивать и разрабатывать принципиально новую, более совершенную технику и технологию, что является одним из важнейших факторов развития промышленного производства.

Оптические и оптико-электронные системы и приборы органически связаны с передовой и перспективной техникой и технологией. Их применяют практически во всех областях человеческой деятельности, что вызвано научно-техническим прогрессом и в свою очередь в значительной степени способствует этому прогрессу. Задачи автоматизации измерений, обработки и передачи информации, повышения точности, быстродействия и надежности, расширения диапазона действия во многих случаях успешно решаются путем применения оптических и оптико-электронных приборов и систем. Эти приборы и системы широко используют при исследовании природных ресурсов и для контроля окружающей среды, в навигации и локации, для контроля и обработки в машино- и приборостроении, для анализа состава веществ, в вычислительной технике и технологии ее производства, для систем связи, в медицине, кинематографии и телевидении, в астрономии, обзорно-поисковых и следящих системах, в атомной энергетике, в робототехнике и т. п.

Для создания, совершенствования и эксплуатации оптических и оптико-электронных приборов и систем и их использования в других сложных системах специалисты должны иметь определенную теоретическую подготовку и владеть приемами проектирования оптических систем этих приборов.

Учебное пособие написано в соответствии с программами курсов «Прикладная оптика» (для неоптических специальностей).

Целью написания пособия является:

познакомить читателя с основными понятиями и зависимостями физической и геометрической оптики, необходимыми для обоснования принципа действия оптических систем;

дать теорию основных видов оптических систем (микроскопов, телескопических систем, фотографических объективов и проекционных систем);

описать основные детали и узлы этих систем;

подготовить читателя к выбору принципиальной схемы оптической системы и к обоснованию исходных данных для ее расчета, таких, как увеличение, угловое или линейное поле, возможные габаритные размеры, тип источника и приемника излучения, если последние не заданы;

показать читателю, как выполняется габаритный расчет системы, в результате которого определяются фокусные расстоя-

ния отдельных компонентов, их взаимное расположение и световые диаметры, положение и размеры зеркал, плоскопараллельных пластин и призм, входных и выходных зрачков.

Полученные данные позволяют подобрать отдельные компоненты (узлы) системы, а затем проверить их взаимное согласование, используя приемы поверочного аберрационного расчета и критерии оценки качества изображения.

В заключение читатель знакомится с типовыми оптическими и оптико-электронными приборами и системами, применяемыми в различных областях науки и техники.

Последовательность изложения материала книги соответствует поставленной цели.

Авторы надеются, что книга будет полезной не только студентам вузов, но и специалистам, которые по роду своей деятельности заняты использованием оптических систем и приборов.

Книга написана авторским коллективом в составе Л. Г. Бебчука (п. 36, 37, 39, 68, 70), Ю. В. Богачева (гл. 2, п. 11, гл. 8, 10, 11, 17, п. 74), Б. М. Комракова (гл. 1, 5, п. 69, 72, 73, 76), Л. И. Михайловской (п. 8—10, гл. 3, 6, 7, п. 35, 38, гл. 13, 15, 16, п. 71, 77), Б. А. Шапочкина (гл. 4, 12, 14, п. 75) и Н. П. Заказнова (предисловие, введение, п. 75), который обеспечил общее руководство подготовкой книги для печати.

*Оптика* — раздел физики, являющийся частью учения об электромагнитном поле — оптическом излучении, процессах его распространения и взаимодействия с веществом. Диапазон длин волн, относящихся к свету, с одной стороны граничит с рентгеновским излучением, с другой — с миллиметровыми радиоволнами.

В границах оптического диапазона наряду с совокупностью таких явлений, как дифракция, интерференция и поляризация, в которых проявляется волновая природа света, имеют место явления излучения и поглощения, объясняемые квантовыми свойствами света. Одновременное наличие у оптического излучения характеристик, присущих как волнам, так и элементарным частицам (фотонам), обусловлено двойственной природой света.

Оптику, рассматривающую вопросы, связанные с природой света и световых явлений, называют *физической*.

На большинстве этапов создания и объяснения действия оптических и оптико-электронных приборов удобно пользоваться лучевой оптикой, рассматривающей формирование изображения с помощью световых лучей, являющихся независимыми и прямолинейными в однородной среде и преломляющимися (отражающимися) на границах раздела сред с разными оптическими свойствами. Эту оптику называют *геометрической*.

Действие всех оптических приборов связано с источниками излучения, которые, как правило, образуют неупорядоченное световое поле. Открытие явления генерирования вынужденного излучения и создание лазеров обеспечило получение узконаправленного излучения с временной и пространственной упорядоченностью (когерентностью) и с практически определенной длиной волны (монохроматичностью). Эти особенности лазерного излучения широко используются в самых разнообразных областях нашей деятельности. В частности, стало практически возможным получение голографических изображений.

*Оптической системой* называют совокупность оптических деталей (линз, призм, зеркал, плоскопараллельных пластин, клиньев и т. п.), предназначенную для определенного формирования пучков лучей. Прикладная оптика включает сведения как об отдельных оптических деталях, так и о их совокупности. Эти сведения основаны на законах и положениях физической и геометрической оптики.

Теоретические основы, необходимые для изучения и проектирования оптических систем, входящих в состав различных оптических и оптико-электронных приборов, удобно излагать, приняв определенную классификацию. Все оптические системы по положению предмета и его изображения делят на следующие четыре вида:

микроскопы (предмет находится на конечном расстоянии, а изображения — в бесконечности);

телескопические системы (предмет и его изображение находятся в бесконечности);

объективы (предмет в бесконечности, его изображение — на конечном расстоянии);

проекционные системы (предмет и его изображение находятся на конечном расстоянии от оптической системы).

Существуют оптические системы, которые не образуют изображения, в какой-то степени подобного предмету. За счет перераспределения лучей они создают, например, равномерное освещение площадки, т. е. образуют интегральное изображение.

Разнообразие оптических приборов и других оптических устройств и их совершенствование связано как с потребностями народного хозяйства, так и с успехами в области физики, автоматики, электроники, вычислительной техники и технологии.

Оптика прошла большой путь развития. В древние и средние века зарождалось представление об оптических явлениях и возможностях их использования. Имена Евклида и Архимеда — одни из первых, связанных с оптикой. Евклид является автором закона о прямолинейном распространении света и закона об отражении от зеркал. Архимед, по преданию, пытался сжечь вражеский флот с помощью вогнутых зеркал, собирающих солнечные лучи. Изобретение линз и использование их для коррекции зрения заложили основу для практического использования оптики. В XVI в. появились первые оптические приборы — телескопическая труба и микроскоп.

Немецкий физик и астроном И. Кеплер (1571—1630) издает труд по теории оптических инструментов. Закон преломления был открыт голландцем Снеллиусом, а в современном виде сформулирован французом Декартом (закон Снеллиуса—Декарта). Знаменитый итальянский ученый Галилей (1564—1642) усовершенствовал зрительную трубу, применив в качестве окуляра отрицательную (рассеивающую) линзу. Эта труба, схема которой носит имя Галилея, имевшая 30-кратное увеличение, позволила ученому наблюдать лунный ландшафт и открыть спутники Юпитера.

В это же время итальянский физик Гримальди обнаружил явление нарушения закона прямолинейного распространения света в однородной среде при прохождении пучка лучей сквозь малое отверстие (дифракцию).

Значительный вклад в развитие оптики внес знаменитый ученый И. Ньютон (1642—1727). Он развил корпускулярную теорию света, открыл явление дисперсии в призме, подробно изучил явления дифракции и интерференции света.

Волновые представления о природе света были развиты англичанином Р. Гуком и голландцем Х. Гюйгенсом. Волновой теории природы света придерживались и наши отечественные ученые Л. Эйлер (1707—1783) и М. В. Ломоносов (1711—1765).

Корпускулярная теория хорошо объясняла закон прямолинейного распространения света, а волновая — дифракцию и интерференцию света.

Французский физик Френель (1788—1827) объяснил прямолинейное распространение света с позиций волновой теории. Такие выдающиеся ученые, как Фраунгофер, Релей, Аббе, Майкельсон, Фабри, Перо и др., используя общность корпускулярной и волновой природы света, сделали много важных открытий в области создания и практического использования оптических приборов (микроскопов, интерферометров, спектроскопов и т. п.).

В 1800 г. английский физик Гершель отметил, что тепловое излучение наблюдается не только при переходе от фиолетового света к красному, но и при больших длинах волн. Это излучение было названо инфракрасным. Последующее изучение инфракрасных лучей определило их широкую область применения и привело к созданию их стройной теории и практическому использованию. Было доказано единство светового и инфракрасного излучений.

В настоящее время под термином оптическое излучение понимают электромагнитные волны с длинами волн от  $\sim 1$  нм до  $\sim 1$  мм.

Начало XX в. характеризуется поиском и разработкой приемников инфракрасного излучения (тепловых и фотометрических). К настоящему времени создано большое разнообразие приемников излучения, удовлетворяющих как потребителя, так и конструктора оптико-электронных приборов (фотоэлементы и фотоэлектронные усилители, фоторезисторы, фотодиоды и фототранзисторы, электронно-оптические преобразователи и телевизионные передающие трубки, многоэлементные приемники излучения).

К 1900 г. знаменитый немецкий физик М. Планк создал квантовую теорию света, которая является основой современной теории света.

Возможности оптического приборостроения и перспективы его развития неограниченно расширились при использовании лазеров, создание которых было заложено в 1951 г. трудами В. А. Фабриканта, Ф. А. Бутаевой и М. М. Вудынского. Первые лазеры были созданы в начале 60-х годов Н. Г. Басовым и А. М. Прохоровым, а также американским ученым Ч. Таунсом.

Развитие оптического приборостроения в СССР связано с блестящими открытиями русских ученых П. Н. Лебедева, Б. Б. Голицына, П. П. Лазарева, А. С. Рождественского, С. И. Вавилова, А. Ф. Иоффе, Т. П. Кравца, а также наших современников М. М. Русинова, Д. С. Волосова, Г. Г. Слюсарева, А. И. Тудоровского, Д. Д. МаксUTOва, Д. Ю. Гальперина, М. М. Мирошникова, В. Н. Чуриловского, И. А. Турыгина, Ю. Н. Денисюка и многих других.



# часть I. ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА

## ГЛАВА 1. ПРИРОДА СВЕТА И ЗАКОНЫ ЕГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ

### 1. КВАНТОВАЯ И ВОЛНОВАЯ ПРИРОДА СВЕТА

*Физической оптикой* обычно называют науку, связанную с изучением природы оптического излучения, законов его распространения и взаимодействия с другими материальными объектами. Оптическое излучение, обусловленное колебаниями входящих в состав веществ электронов и ионов, обладает одновременно корпускулярными и волновыми свойствами. На базе изучения этих свойств разработаны *корпускулярная* (квантовая) и *волновая* (электромагнитная) *теории света*. Эти теории нельзя противопоставлять друг другу, и лишь в своей совокупности они позволяют объяснить все известные оптические явления. Волновая теория хорошо объясняет дифракцию, интерференцию и поляризацию света. С помощью квантовой теории удобно описывать поглощение света, фотоэффект и различные энергетические характеристики излучения. Некоторые явления, например давление света, можно объяснить в рамках как той, так и другой теории.

Основу волновой теории составляет система четырех дифференциальных уравнений Максвелла, которые описывают во взаимосвязи дифференциальные свойства напряженностей электрического  $\vec{E}$  и магнитного  $\vec{H}$  полей, электрического смещения  $\vec{D}$ , магнитной индукции  $\vec{B}$  и плотности электрического заряда  $\rho$ . В систему уравнений Максвелла также входят материальные уравнения, характеризующие поведение различных сред в электромагнитном поле:

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}; \quad \vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}; \quad \vec{j} = \gamma \vec{E}, \quad (1)$$

где  $\epsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость среды;  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м — электрическая постоянная вакуума;  $\mu$  — относительная магнитная проницаемость среды;  $\mu_0 = 1,257 \times 10^{-6}$  Гн/м — магнитная постоянная вакуума;  $\vec{j}$  — плотность электрического тока;  $\gamma$  — удельная проводимость.

На границе раздела двух сред для уравнений электромагнитного поля выполняются граничные условия, из которых наиболее широко используется равенство в любой момент времени по обе стороны границы раздела тангенциальных составляющих  $E_\tau$  и  $H_\tau$ , т. е.

$$E_{1\tau} = E_{2\tau}; \quad H_{1\tau} = H_{2\tau}, \quad (2)$$

где индексы 1 и 2 относятся к первой и второй средам соответственно.

С учетом материальных уравнений и граничных условий система уравнений Максвелла является полной и позволяет изучить все свойства электромагнитного поля. Из системы уравнений Максвелла следует, что переменное магнитное поле порождает переменное электрическое поле и наоборот. В результате в пространстве распространяется переменное электромагнитное поле, называемое *электромагнитными волнами*. Такие волны распространяются как в вакууме, так и в различных средах.

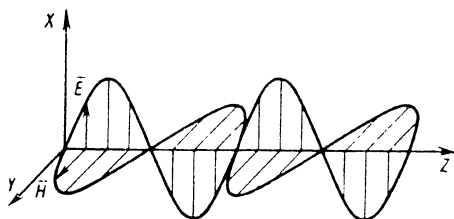


Рис. 1. Направление колебаний векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  в свободной электромагнитной волне

Электромагнитную волну в вакууме можно охарактеризовать двумя векторами  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ . Электромагнитные волны являются поперечными, т. е. колебания векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  осуществляются во взаимно перпендикулярных направлениях, которые в свою очередь перпендикулярны направлению распространения волны. Векторы  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  и направление распространения волны образуют правую тройку векторов. Свободно распространяющаяся вдоль оси  $z$  электромагнитная волна, которую называют бегущей волной, изображена на рис. 1. Векторы  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  в такой волне синфазны, т. е. они одновременно и в одних и тех же точках пространства достигают максимального и минимального значений, причем

$$\sqrt{\epsilon\epsilon_0}E = \sqrt{\mu\mu_0}H. \quad (3)$$

Распространение волн происходит в соответствии с волновым уравнением, имеющим следующий вид:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = 0, \quad (4)$$

где  $f = E$  или  $f = H$ ;  $v$  — скорость распространения волны.

Электромагнитная волна переносит энергию. Этот процесс удобно пояснить с помощью вектора Пойнтинга  $\vec{S}$ , связанного с векторами  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  векторным произведением:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}. \quad (5)$$

Направление вектора Пойнтинга совпадает с направлением распространения энергии излучения, а абсолютное значение равно отношению мощности излучения, проходящего сквозь перпендикулярную к направлению вектора поверхность, к площади этой поверхности, т. е. представляет собой плотность потока

энергии. Соответствующий направленный отрезок, совпадающий по направлению в выбранной точке пространства с вектором Пойнтинга, характеризует световой луч, который является основным понятием геометрической оптики.

Квантовая теория света базируется на предположении о том, что энергия излучающих атомов и молекул может изменяться не на любое значение, а только на отдельные порции, и поэтому каждая молекула при лучеиспускании может выделять только целое число таких порций. Это предположение было сделано в начале XX в. М. Планком и получило дальнейшее развитие в работах А. Эйнштейна. Излучаемые порции световой энергии существуют в виде нейтральных частиц, которые называют световыми квантами или фотонами. При взаимодействии с веществом фотоны света поглощаются и их энергия передается элементарным частицам вещества. Таким образом, с позиций волновой теории свет — это электромагнитные волны, а согласно квантовой теории — это поток фотонов. В простейшем случае один фотон можно сопоставить с плоской монохроматической волной, причем энергия фотона — квант  $W_\phi$  и частота волны  $\nu$  связаны следующим соотношением:

$$W_\phi = h\nu, \quad (6)$$

где  $h = (6,62517 \pm 0,00023) 10^{-34}$  Дж·с — постоянная Планка.

Соотношение (6) позволило понять многие явления, необъяснимые с позиций волновой теории. К таким явлениям относится, например, фотоэлектрический эффект, при котором не происходит передачи отдельной частице энергии, пропорциональной интенсивности света, как этого требует волновая теория: сообщенная частицам энергия определяется лишь частотой оптического излучения. Представление света в виде волны и корпускул не исключает одно другое и является приближенным описанием одних и тех же процессов, причем квантово-волновой дуализм присущ природе в целом. В одних случаях в большей мере проявляются корпускулярные свойства и удобнее пользоваться понятием частицы. В других случаях сильнее проявляются волновые свойства материи и целесообразнее пользоваться волновыми представлениями.

При решении большинства задач прикладной оптики корпускулярными свойствами оптического излучения можно пренебречь. Исключением являются лишь вопросы, связанные с описанием механизма излучения источников света. Более того для рассмотрения различных прикладных вопросов волновую теорию можно использовать в упрощенном варианте и считать световую волну не векторной, а скалярной волной, переносящей некоторое световое возмущение. Это позволяет успешно объяснить интерференцию и дифракцию света, и лишь в случае изучения поляризации необходимо использовать свойства поперечности световых волн. Расчет оптических систем наиболее удобно выполнять с помощью

представлений геометрической оптики, основным понятием которой является световой луч, подчиняющийся законам отражения и преломления.

## 2. СВЕТОВЫЕ ВОЛНЫ. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

Любые волны, включая электромагнитные, образуются по одному общему принципу. Возмущение, возникающее в какой-нибудь точке в известный момент времени, проявляется позже на некотором расстоянии от начальной точки. В электромагнитной волне возмущениями являются векторы  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ . Простейшая электромагнитная волна — это *плоская волна*, в которой векторы  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  зависят только от времени и одной декартовой координаты. Так как в свободной волне векторы  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  изменяются синфазно, достаточно рассматривать только электрическую составляющую волны (вектор  $\vec{E}$ ), что имеет определенный физический смысл, так как взаимодействие излучения с веществом определяется в основном электрическим, а не магнитным полем. Если вектор  $\vec{E}$  изменяется по гармоническому закону, т. е. изменения его модуля описываются синусоидальной функцией, волну называют монохроматической.

Плоская монохроматическая волна, распространяющаяся в направлении оси  $z$ , может быть записана в следующем виде:

$$E(z, t) = A \cos \left[ \frac{2\pi}{T} \left( t - \frac{z}{v} \right) + \varphi_0 \right]. \quad (7)$$

Непосредственной подстановкой функции (7) в волновое уравнение (4) можно убедиться, что функция (7) является решением этого уравнения. Величину  $A$  называют *амплитудой волны*, аргумент  $\left[ \frac{2\pi}{T} \left( t - \frac{z}{v} \right) + \varphi_0 \right]$  — *фазой*, а  $\varphi_0$  — *начальной фазой*. Вид функции (7) показывает, что она периодична во времени с периодом  $T$ . Эта функция периодична также в пространстве с периодом  $\lambda = vT$ , называемым длиной волны. Параметр  $v$  представляет собой скорость распространения поверхности равной фазы колебания и называется фазовой скоростью волны. Кроме перечисленных используются следующие параметры волны:  $\nu = 1/T$  — частота,  $\omega = 2\pi/T$  — круговая частота,  $\sigma = 1/\lambda$  — волновое число, а также параметр  $k = 2\pi/\lambda$ . Вектор  $\vec{k}$ , по модулю равный  $2\pi/\lambda$  и указывающий направление распространения волны, называют волновым вектором.

Фазовая скорость  $v$  связана с другими параметрами следующими соотношениями:

$$v = \lambda/T = \omega/k.$$

Электромагнитные волны могут существовать с любой длиной волны  $\lambda$ . Общепринято разделять спектр электромагнитных волн на радиодиапазон ( $\lambda > 1$  мм), оптический диапазон ( $1 \text{ нм} <$

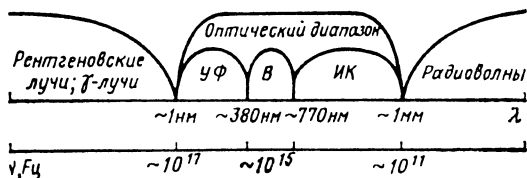


Рис. 2. Шкала электромагнитных волн

$\lambda < 1$  мм), диапазон рентгеновского излучения и  $\gamma$ -лучей ( $\lambda < 1$  нм) (рис. 2). Оптический диапазон обычно разделяют на ультрафиолетовую (УФ,  $1 \text{ нм} < \lambda < 380 \text{ нм}$ ), видимую (В,  $380 \text{ нм} < \lambda < 770 \text{ нм}$ ) и инфракрасную (ИК,  $770 \text{ нм} < \lambda < 1 \text{ мм}$ ) области. Границы диапазонов и областей носят условный характер. Электромагнитные волны видимого диапазона вызывают в глазу человека зрительное ощущение, и их называют светом.

При решении многих задач, например при суммировании волн, вместо тригонометрической формы записи волны (7) удобнее использовать экспоненциальную запись. Функции  $\cos \psi$  и  $\sin \psi$  согласно формуле Эйлера являются соответственно действительной  $\text{Re}$  и мнимой  $\text{Im}$  частями комплексной функции  $\exp i\psi$ . С учетом введенных параметров  $\omega$  и  $k$  запишем плоскую монохроматическую волну (7) в экспоненциальной форме:

$$E(z, t) = A \text{Re} \exp [-i(\omega t - kz + \varphi_0)]. \quad (8)$$

Символ  $\text{Re}$  обычно не пишут в промежуточных выкладках и осуществляют переход от экспоненты к ее действительной части лишь в окончательных выражениях. Произвольную монохроматическую волну можно записать в следующем виде:

$$E(\bar{r}, t) = A(\bar{r}) \exp \{-i[\omega t - \varphi(\bar{r})]\}, \quad (9)$$

где  $\bar{r}$  — радиус-вектор произвольной точки пространства.

Удобным понятием является комплексная амплитуда  $U = A \exp i\varphi$ , характеризующая и амплитуду и фазу волны. Подставляя выражение (9) в уравнение (4), можно показать, что комплексная амплитуда должна удовлетворять уравнению Гельмгольца:

$$(\nabla^2 + k^2) U = 0,$$

где  $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$  — оператор Лапласа.

Геометрическое место точек, в которых фаза волны в данный момент времени имеет одно и то же значение [ $\varphi(\bar{r}) = \text{const}$ ], называют *волновой поверхностью* или *фронтом волны*. Нормали к волновому фронту свободной волны совпадают со световыми лучами, вдоль которых осуществляется передача световой энергии. В плоской волне волновой фронт плоский. Световая волна от точечного источника имеет сферический волновой фронт. Уравнение сферической волны имеет вид

$$E(r, t) = \frac{A}{r} \exp [-i(\omega t - kr)], \quad (10)$$

где  $A$  — амплитуда на единичном расстоянии  $r$  от источника.

В практической оптике источник считают точечным, если расстояние  $r$  превышает линейные размеры источника не менее чем в 10 раз.

Оптический диапазон характеризуется очень большой частотой колебаний ( $\nu \sim 10^{15}$  Гц), и поэтому мгновенное значение амплитуды волны измерять практически невозможно вследствие инерционности реальных фотоприемников. Для человеческого глаза инерционность составляет  $1/50$  с, а для самых быстродействующих фотоприемников ее значение примерно равно нескольким наносекундам. Вследствие инерционности фотоприемников имеется возможность регистрировать только усредненные значения энергетических величин. Введем для усредненной во времени плотности потока энергии следующее обозначение:

$$\langle S \rangle = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t S(t) dt.$$

Графики синусоидально изменяющихся во времени напряженностей электрического и магнитного полей, а также плотности потока энергии для случая монохроматической волны изображены на рис. 3. Из формул (3), (5) и (7) следует, что  $S_{\min} = 0$ , а  $S_{\max} = \sqrt{\epsilon\epsilon_0/(\mu\mu_0)} A^2$ . Следовательно, среднее значение плотности потока энергии

$$\langle S \rangle = S_{\text{ср}} = (S_{\min} + S_{\max})/2 = 0,5 \sqrt{\epsilon\epsilon_0/(\mu\mu_0)} A^2. \quad (11)$$

Величину, пропорциональную квадрату амплитуды электромагнитного колебания, называют *интенсивностью*  $I$  света:

$$I = kA^2 = kUU^*, \quad (12)$$

где  $k$  — коэффициент пропорциональности,  $U^*$  — величина, комплексно сопряженная с комплексной амплитудой  $U$ .

Световую волну в любой точке пространства однозначно задает правовинтовая тройка векторов  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  и  $\vec{v}$ , однако векторы  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  могут быть произвольно ориентированы относительно направления распространения волны (вектора  $\vec{v}$ ). Это свойство световой

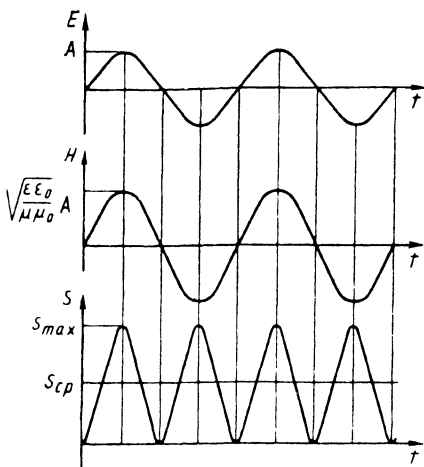


Рис. 3. Графики электрической  $E$  и магнитной  $H$  напряженностей и плотности потока энергии  $S$  для монохроматической волны

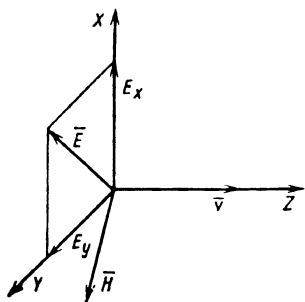


Рис. 4. Произвольное расположение векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  относительно вектора  $\vec{v}$

волны характеризуют термином поляризации, введенным в начале XIX в. Малюсом.

Свет называют *поляризованным*, если направление векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  остается постоянным во времени или изменяется по определенному закону. Для неполяризованного (естественного) света направления колебаний векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  быстро и беспорядочно сменяют друг друга, причем эта совокупность колебаний статистически симметрична относительно направления распространения волны. Рассмотрим возможные состояния поляризации света на при-

мере монохроматической волны. Тройка векторов  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ ,  $\vec{v}$  с произвольной ориентацией векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  относительно вектора  $\vec{v}$ , совпадающего с осью  $Z$  прямоугольной системы координат  $XYZ$ , изображена на рис. 4. Проекции вектора  $\vec{E}$  на оси координат  $X$  и  $Y$  можно представить как гармонические колебания с амплитудами  $A_x$ ,  $A_y$  и некоторой разностью фаз  $\delta\phi$ . Известно, что конец вектора  $\vec{E}$  описывает в плоскости  $XY$  кривую, имеющую следующее уравнение:

$$(E_x/A_x)^2 + (E_y/A_y)^2 - 2(E_x/A_x)(E_y/A_y)\cos(\delta\phi) = \sin^2(\delta\phi). \quad (13)$$

Последнее уравнение задает эллипс, большая ось которого наклонена под некоторым углом  $\psi$  к оси  $X$  (рис. 5, а). Следовательно, световая волна в общем случае поляризована эллиптически. Поляризацию называют правой (ПР), когда наблюдателю, смотрящему навстречу световому лучу, кажется, что конец электрического вектора описывает эллипс, двигаясь по часовой стрелке, и левой — при противоположном движении. Для поляризованного света разность фаз  $\delta\phi$  колебаний вдоль осей  $X$  и  $Y$  остается

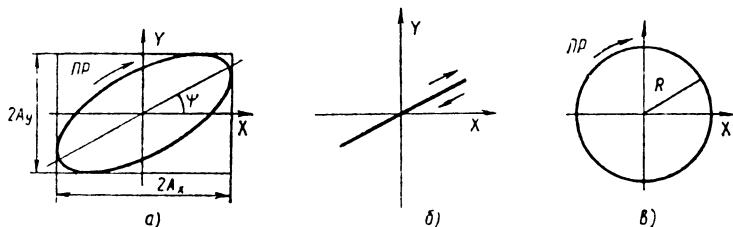


Рис. 5. Поляризация света:  
а — эллиптическая; б — линейная; в — круговая

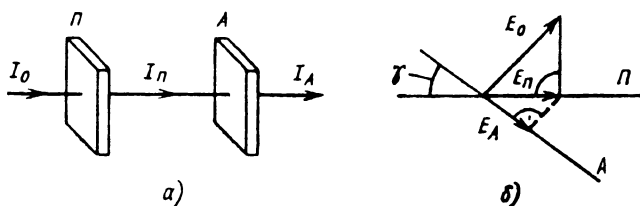


Рис. 6. Прохождение света через поляризатор и анализатор:  
 а — обозначение интенсивности света при последовательном прохождении через поляризатор и анализатор; б — векторная диаграмма для нахождения амплитуды колебаний световой волны после поляризатора и анализатора

постоянной за время наблюдения. Если  $\delta\varphi = m\pi$ , где  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ , то эллипс (13) вырождается в прямую линию:

$$E_y/E_x = (-1)^m (A_y/A_x).$$

В этом случае свет называют линейно- или плоскополяризованным (рис. 5, б). При выполнении условий  $A_x = A_y = R$  и  $\delta\varphi = m\pi/2$ , где  $m = \pm 1, \pm 3, \dots$ , эллипс (13) превращается в окружность, и свет называют циркулярно поляризованным или поляризованным по кругу (рис. 5, в).

Понятие «поляризация» относится к поведению световой волны в одной точке поля, и в общем случае состояние поляризации может быть неодинаковым в различных точках поля.

Для выделения линейно поляризованного света используют оптические устройства, называемые поляризаторами. Действие любого поляризатора заключается в том, что он разделяет пучок света на два ортогонально поляризованных пучка, пропускает один из них и поглощает или отклоняет другой. Поляризаторы, применяемые для анализа состояния поляризации света, называют анализаторами. При последовательном прохождении естественного света через поляризатор П и анализатор А интенсивности  $I_0$  и  $I_A$  входящего в поляризатор и выходящего из анализатора пучков связаны законом Малюса (рис. 6, а):

$$I_A = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \gamma,$$

где  $\gamma$  — угол между направлениями поляризации пучков, пропускаемых поляризатором и анализатором соответственно.

Закон Малюса следует из того, что поляризатор и анализатор пропускают только проекцию колебания на свою плоскость поляризации (рис. 6, б). Для изменения состояния поляризации применяют фазовые пластины, действие которых основано на разделении поляризованного пучка света на два взаимно ортогонально линейно поляризованных пучка, введении разности фаз между этими пучками и повторном соединении их в единый пучок. В зависимости от введенной разности фаз  $\pi/2$ ,  $\pi$  и  $2\pi$  фазовую пластину



называют четвертьволновой, полуволновой и волновой. Широкое применение получили четвертьволновые пластины (пластины  $\lambda/4$ ), позволяющие трансформировать линейную поляризацию в круговую и наоборот.

### 3. РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА В ИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ.

#### ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ НА ГРАНИЦЕ ДВУХ СРЕД

Монохроматические волны распространяются в оптической среде с фазовой скоростью  $v$ , которая связана с параметрами среды  $\epsilon$ ,  $\mu$  и скоростью света в вакууме ( $c = 299\,792\,458 \pm \pm 1,2$  м/с) следующей формулой:

$$v = c/\sqrt{\epsilon\mu}. \quad (14)$$

Величину  $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ , равную отношению  $c/v$ , называют *показателем преломления среды*, причем оптические среды в большинстве случаев немагнитны, и можно считать, что  $\mu = 1$ . Если показатель преломления среды не зависит от направления распространения световой волны, то среду называют изотропной. При распространении электромагнитной волны в различных средах ее частота  $\nu$  остается неизменной и поэтому длина световой волны в среде  $\lambda$  и длина волны в вакууме  $\lambda_0$  связаны между собой соотношением  $\lambda = \lambda_0/n$ .

Зависимость показателя преломления от длины волны  $n(\lambda)$  называют *дисперсией* вещества. Различают нормальную ( $\frac{dn}{d\lambda} < 0$ ) и аномальную ( $\frac{dn}{d\lambda} > 0$ ) дисперсии. Большинство оптических материалов, включая оптические стекла, в видимом диапазоне имеют нормальную дисперсию.

Понятие *фазовой скорости* позволяет правильно понять распространение монохроматической волны в изотропной среде. Однако на практике оптическое излучение распространяется в виде импульсов, которые с помощью преобразования Фурье можно представить в виде конечной или бесконечной совокупности монохроматических волн. Важным частным случаем являются квазимонохроматические волны, для которых относительная ширина спектра значительно меньше единицы ( $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \ll 1$ ).

В реальных экспериментах удобно регистрировать максимум интенсивности импульса излучения (волнового пакета). Скорость перемещения этого максимума энергии в исследуемой группе волн называют *групповой скоростью*  $u$ . Так как фазовые скорости монохроматических волн, составляющих волновой пакет, в диспергирующей среде различны, то реальный импульс при его распространении деформируется. Групповая и фазовая скорости связаны между собой формулой Рэлея:

$$u = v - \lambda (\partial v / \partial \lambda),$$

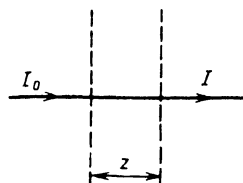


Рис. 7. Прохождение света через поглощающую среду

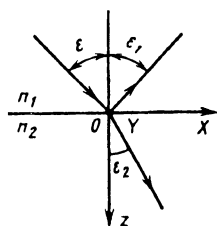


Рис. 8. Прохождение света через границу двух прозрачных сред

где  $\lambda$  — центральная длина волны в волновом пакете, составляющем импульс излучения;  $v$  — фазовая скорость, соответствующая центральной длине волны.

Если  $n(\lambda) = \text{const}$ , то  $\partial v / \partial \lambda = 0$ , дисперсия отсутствует и фазовая скорость совпадает с групповой. Такое условие выполняется строго только для вакуума и приближенно его можно использовать для некоторых материальных сред, например, воздуха и воды.

Любая среда в той или иной степени поглощает световую энергию, что приводит к постепенному уменьшению интенсивности волны при ее распространении (затухание волны). Для затухающей волны, распространяющейся вдоль оси  $Z$ , справедлив закон Бугера (рис. 7):

$$I = I_0 \exp(-a'z), \quad (15)$$

где  $I_0$  и  $I$  — интенсивности света до слоя среды и после него, соответственно;  $a'$  — натуральный показатель поглощения среды ( $a' = \text{const}$  в широком диапазоне интенсивностей  $I_0$ ).

Во многих случаях более удобно характеризовать поглощение вещества безразмерным главным показателем поглощения  $\kappa$ , связанным с  $a'$  формулой

$$\kappa = a'\lambda_0/4\pi. \quad (16)$$

При  $\kappa = 1$  на пути  $z = \lambda_0$  интенсивность света за счет поглощения уменьшается в  $e^{4\pi}$  раз ( $\sim 100\,000$ ). Плоская монохроматическая волна, распространяющаяся вдоль оси  $Z$  в поглощающей среде, с учетом формул (15) и (16) может быть записана в следующем виде:

$$\begin{aligned} E &= A \exp\left(-\frac{2\pi}{\lambda_0} \kappa z\right) \exp\left[-i\omega\left(t - \frac{z}{v}\right)\right] = \\ &= A \exp\left\{-i\omega\left[t - \frac{z(n + i\kappa)}{c}\right]\right\}. \end{aligned}$$

Выражение  $\hat{n} = n + i\kappa$  называют *комплексным показателем преломления*, а величины  $n$  и  $\kappa$  — *оптическими постоянными среды*.

Рассмотрим прохождение электромагнитной волны через границу двух сред, характеризующихся показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$  соответственно (рис. 8). Волна частично отражается от гра-

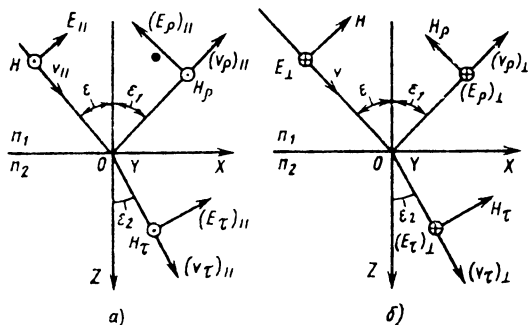


Рис. 9. Отражение и преломление поляризованного света на границе двух прозрачных сред:

*а* — вектор  $\vec{E}$  лежит в плоскости падения; *б* — вектор  $\vec{E}$  перпендикулярен плоскости падения

ницы и возвращается в первую среду, а частично проходит во вторую среду. Фазовая скорость волны в первой среде  $v_1 = c/n_1$ , а во второй —  $v_2 = c/n_2$ . Отражение происходит в соответствии с законом отражения, согласно которому углы падения  $\epsilon$  и отражения  $\epsilon_1$  равны между собой ( $\epsilon = \epsilon_1$ ). Направления падающей на границу и прошедшей во вторую среду волн связаны законом преломления:

$$\sin \epsilon / (\sin \epsilon_2) = v_1/v_2 = n_2/n_1. \quad (17)$$

Кроме того, падающий, отраженный и преломленный лучи, а также нормаль к границе в точке падения луча лежат в одной плоскости, которую будем называть плоскостью падения. Законы отражения и преломления служат основой геометрической оптики.

Найдем соотношения между интенсивностями падающей  $I$ , отраженной  $I_p$  и преломленной  $I_t$  волн. Эти соотношения зависят от состояния поляризации падающей волны. Напряженность электрического поля  $|\vec{E}|$  в любой момент времени можно представить в виде  $|\vec{E}| = \sqrt{E_{||}^2 + E_{\perp}^2}$ , где  $E_{||}$  и  $E_{\perp}$  — проекции вектора  $\vec{E}$  на плоскость падения и плоскость, ей перпендикулярную. Поэтому рассмотрим отдельно два случая, когда вектор  $\vec{E}$  лежит в плоскости падения и в плоскости, ей перпендикулярной. Объединяя оба случая, можно исследовать отражение и преломление неполяризованной световой волны или световой волны с произвольной поляризацией.

**Вектор  $\vec{E}$  лежит в плоскости падения электромагнитной волны.** Падающую, отраженную и преломленную волны обозначим тройками векторов  $E_{||} H v_{||}$ ,  $(E_p)_{||} H_p (v_p)_{||}$  и  $(E_t)_{||} H_t (v_t)_{||}$  соответственно (рис. 9, *а*). На границе сред в плоскости  $XY$  ( $z = 0$ ) справедливы граничные условия (2). Для простоты изложения будем считать волны плоскими и монохроматическими, для которых справедлива запись в виде выражения (8). Граничные ус-

ловия означают равенство проекций колебаний векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  на границу по обе ее стороны в любой момент времени:

$$\left. \begin{aligned} E \cos \varepsilon_1 - E_\rho \cos \varepsilon_1 &= E_\tau \cos \varepsilon_2; \\ H + H_\rho &= H_\tau. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

В соответствии с (3) имеем также при  $\mu = 1$

$$H = kn_1 E; \quad H_\rho = kn_1 E_\rho; \quad H_\tau = kn_2 E_\tau, \quad (19)$$

где  $k = \sqrt{\varepsilon_0/\mu_0}$ .

Подставляя выражения (19) во второе уравнение (18) и решая систему двух уравнений, получаем формулы, связывающие амплитуды отраженной ( $A_\rho$ ) и преломленной ( $A_\tau$ ) волн с амплитудой падающей ( $A$ ) волны для напряженности электрического поля

$$\left. \begin{aligned} (A_\rho)_\parallel &= \frac{\operatorname{tg}(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{\operatorname{tg}(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} A_\parallel; \\ (A_\tau)_\parallel &= \frac{2 \sin \varepsilon_2 \cos \varepsilon_1}{\sin(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \cos(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)} A_\parallel. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Аналогично можно записать выражения для амплитуд магнитной напряженности отраженной и преломленной волн.

**Вектор  $\vec{E}$  перпендикулярен плоскости падения.** Граничные условия (2) в этом случае (рис. 9, б) можно записать в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} E + E_\rho &= E_\tau; \\ H \cos \varepsilon_1 - H_\rho \cos \varepsilon_1 &= H_\tau \cos \varepsilon_2. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Решая систему уравнений (21), с учетом равенств (19) получим

$$\left. \begin{aligned} (A_\rho)_\perp &= -\frac{\sin(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{\sin(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} A_\perp; \\ (A_\tau)_\perp &= \frac{2 \sin \varepsilon_2 \cos \varepsilon_1}{\sin(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} A_\perp. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Выражения (20) и (22) называют формулами Френеля. При нормальном падении ( $\varepsilon = 0$ ) эти формулы не зависят от поляризации падающей волны, в чем можно убедиться, осуществив предельный переход при  $\varepsilon \rightarrow 0$  в формулах (20) и (22) и применив закон преломления (17):

$$\left. \begin{aligned} A_\rho &= \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} A; \\ A_\tau &= \frac{2n_1}{n_1 + n_2} A. \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Коэффициентом отражения  $\rho$  называют отношение потока излучения, отраженного данным телом, к потоку излучения, упавшему на него. Для коэффициента отражения границы двух про-

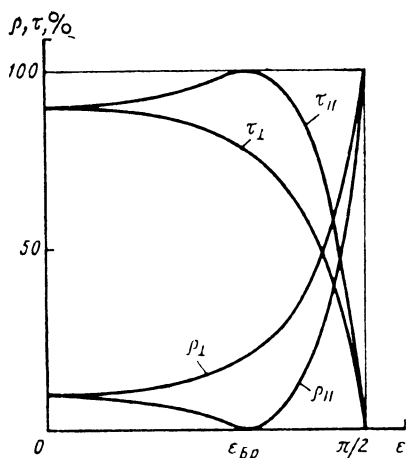


Рис. 10. Зависимости  $\rho$  и  $\tau$  от  $\epsilon$  при переходе света из оптически менее плотной в оптически более плотную среду

зрачных сред, используя усредненные во времени значения модуля вектора Пойнтинга в падающей и отраженной волнах, запишем

$$\rho = \langle E_p H_p \rangle / \langle E H \rangle.$$

Коэффициентом пропускания  $\tau$  называют отношение потока излучения, прошедшего сквозь тело, к потоку излучения, упавшему на него. С учетом усредненных значений модуля вектора Пойнтинга в падающей и прошедшей волнах для коэффициента пропускания границы двух прозрачных сред можно записать следующее выражение:

$$\tau = \langle E_{\tau} H_{\tau} \rangle \cos \epsilon_2 / \langle E H \rangle \cos \epsilon_1.$$

При нормальном падении на основании выражений (11) и (23) можно записать следующие формулы для  $\rho$  и  $\tau$ :

$$\rho = \left( \frac{A_{\rho}}{A} \right)^2 = \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2; \quad (24)$$

$$\tau = \frac{n_2}{n_1} \left( \frac{A_{\tau}}{A} \right)^2 = \frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2}. \quad (25)$$

Из формул (20) и (22) видно, что если  $\epsilon_1 + \epsilon_2 \rightarrow \pi/2$ , то  $\operatorname{tg}(\epsilon_1 + \epsilon_2) \rightarrow \infty$  и, следовательно,  $(A_{\rho})_{||} = 0$ , а  $(A_{\rho})_{\perp} \neq 0$ . Соответствующий угол падения называют углом Брюстера  $\epsilon_{Br}$ , который вычисляют по формуле:

$$\operatorname{tg} \epsilon_{Br} = n_2 / n_1.$$

При угле Брюстера отраженная волна всегда линейно поляризована в направлении, перпендикулярном плоскости падения, а волна, поляризованная в плоскости падения, не отражается вообще. При  $\epsilon \rightarrow \pi/2$  (скользящее падение)  $(A_{\rho})_{||} \rightarrow A_{||}$  и  $(A_{\rho})_{\perp} \rightarrow A_{\perp}$ , т. е. свет отражается полностью. Примеры зависимостей  $\rho_{||}$ ,  $\rho_{\perp}$ ,  $\tau_{||}$  и  $\tau_{\perp}$  от угла падения  $\epsilon$  при переходе из оптически менее плотной в оптически более плотную среду ( $n_1 < n_2$ ) приведены на рис. 10.

Кроме рассмотренных энергетических зависимостей важную роль играют фазовые соотношения в падающей, отраженной и преломленной волнах. Из формул Френеля следует, что при отражении от оптически более плотной среды ( $n_1 < n_2$ ) отраженная и падающая волны будут находиться в противофазе в диапазоне

углов падения от 0 до  $\epsilon_{\text{пр}}$ . Это свойство называют потерей полуволны при отражении от оптически более плотной среды. С помощью формул Френеля можно также показать, что падающая и преломленная волны всегда в фазе.

В случае падения световых волн на границу двух сред из оптически более плотной среды, начиная с некоторого предельного угла падения  $\epsilon_{\text{пр}}$ , волны будут претерпевать полное внутреннее отражение. Выражение для предельного угла легко получить из закона преломления (17), приняв  $\epsilon_2 = \pi/2$  (рис. 11):

$$\sin \epsilon_{\text{пр}} = n_2/n_1.$$

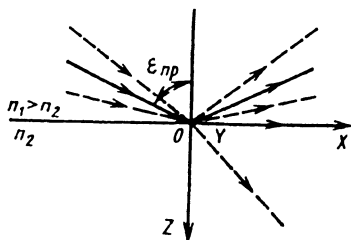


Рис. 11. Ход лучей при полном внутреннем отражении

Если световая волна падает на границу двух поглощающих сред, то формулы Френеля остаются справедливыми при замене действительных показателей преломления  $n$  сред на комплексные показатели преломления  $\hat{n} = n + i\kappa$ . Амплитуды отраженной и преломленной волн, вычисленные в этом случае по формулам Френеля, также будут комплексными величинами, что связано с их эллиптической поляризацией. Следовательно, если на поглощающую среду под некоторым углом падает линейно поляризованная волна, то как отраженная, так и преломленная волны будут эллиптически поляризованы.

Проиллюстрируем использование формул Френеля на примере нормального падения световой волны из вакуума на поглощающую среду. Подставляя в формулу (24)  $n_1 = 1$  и  $n_2 = n + i\kappa$ , получим

$$\rho = [(n - 1)^2 + \kappa^2] / [(n + 1)^2 + \kappa^2].$$

#### 4. ПРОХОЖДЕНИЕ СВЕТА ЧЕРЕЗ КРИСТАЛЛЫ. НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

Оптические среды, показатель преломления которых зависит от направления распространения световой волны, называют анизотропными или кристаллическими. Анизотропия кристаллов обусловлена симметрией их внутреннего состояния. В изотропной среде при воздействии электрического поля  $\vec{E}$  возникает смещение электрических зарядов, характеризуемое вектором электрического смещения  $\vec{D}$ , причем векторы  $\vec{E}$  и  $\vec{D}$  коллинеарны и связаны уравнением (1). В анизотропной среде в общем случае электрические заряды смещаются не по направлению приложенного электрического поля и векторы  $\vec{D}$ ,  $\vec{E}$  не совпадают ни по модулю, ни по направлению. Однако в любом кристалле существуют три главных направления, для которых сох-

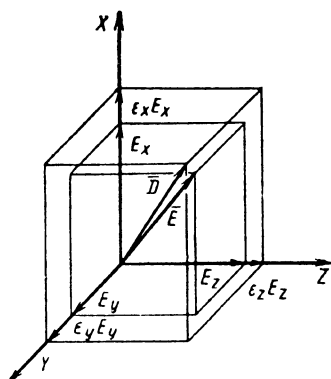
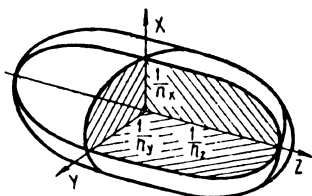


Рис. 12. Неколлинеарность векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{D}$  в анизотропной среде

Рис. 13. Эллипсоид Френеля



раняется коллинеарность векторов  $\vec{D}$  и  $\vec{E}$  и справедливы соотношения:

$$D_x = \epsilon_x \epsilon_0 E_x; \quad D_y = \epsilon_y \epsilon_0 E_y; \quad D_z = \epsilon_z \epsilon_0 E_z,$$

причем оси координат  $X, Y, Z$  выбраны вдоль главных направлений. В общем случае  $\epsilon_x \neq \epsilon_y \neq \epsilon_z$  (рис. 12).

В выбранной системе координат  $X, Y, Z$  для любого кристалла можно записать уравнение так называемой характеристической поверхности:

$$n_x^2 x^2 + n_y^2 y^2 + n_z^2 z^2 = \text{const},$$

где  $n_x = \sqrt{\epsilon_x}$ ,  $n_y = \sqrt{\epsilon_y}$ ,  $n_z = \sqrt{\epsilon_z}$  — главные показатели преломления.

Характеристическая поверхность представляет собой эллипсоид Френеля, причем длины главных полуосей этого эллипсоида равны соответственно  $(1/n_x)$ ,  $(1/n_y)$  и  $(1/n_z)$  (рис. 13). Из аналитической геометрии известно, что любой эллипсоид имеет два круговых сечения. Направления, перпендикулярные круговым сечениям эллипсоида Френеля, называют оптическими осями кристалла. Следовательно, кристалл в общем случае имеет две оптические оси (двухосный кристалл). Если  $n_z = n_y \neq n_x$ , то эллипсоид Френеля вырождается в эллипсоид вращения, характеризующий одноосный кристалл с оптической осью вдоль оси  $x$ . Любую плоскость, проведенную через оптическую ось, называют главным сечением кристалла.

При распространении световых волн в анизотропной среде с направлением колебаний вдоль главных направлений  $x, y, z$  фазовые скорости имеют то же направление, что и вектор  $\vec{S}$ . В этом случае на основании (14) получим

$$v_x = c/\sqrt{\epsilon_x}; \quad v_y = c/\sqrt{\epsilon_y}; \quad v_z = c/\sqrt{\epsilon_z}.$$

Однако при произвольном направлении колебаний вектор фазовой скорости волны не коллинеарен вектору  $\vec{S}$ , характери-

зующему также направление светового луча и групповой скорости волны. Пусть линейно поляризованная плоская световая волна распространяется вдоль оси  $Z$ , причем вектор  $\vec{E}$  составляет угол  $\alpha$  с осью  $X$  (рис. 14). Разложим исходное колебание  $\vec{E}$  на две составляющие, одна из которых имеет направление вдоль оси  $X$ , а другая — вдоль оси  $Y$ . Таким образом, в кристалле вдоль оси  $Z$  распространяются две волны с разными фазовыми скоростями  $v_x$  и  $v_y$ . На выходе кристалла между этими волнами возникает разность фаз

$$\delta\varphi = (2\pi/\lambda) d (n_x - n_y),$$

где  $d$  — толщина кристалла.

В зависимости от значения  $d$  между двумя волнами возникает различная разность фаз  $\delta\varphi$ , что в общем случае приводит к эллиптической поляризации. При  $\delta\varphi = (2k + 1) \pi/2$ , где  $k = 0, \pm 1, \pm 2$ , и  $\alpha = \pi/4$  выполняются условия возникновения круговой поляризации, и лишь при  $\delta\varphi = k\pi$  сохраняется линейная поляризация световой волны.

В анизотропных средах имеет место двойное лучепреломление. Поясним это явление на примере одноосного кристалла. Пусть из воздуха на кристалл под углом  $\epsilon_1$  падает пучок неполяризованного света (рис. 15), причем для данного кристалла  $n_x = n_z \neq n_y$  и оптическая ось направлена по оси  $Y$ . Обозначим  $n_y = n_e$ , а  $n_x = n_z = n_o$ . Разложим падающую волну на две составляющие, в одной из которых вектор  $\vec{E}$  колеблется вдоль оси  $Y$  (рис. 15, а), а в другой — в плоскости  $XZ$  (рис. 15, б). Для этих волн на основании закона преломления (17) можно написать следующие соотношения:

$$\frac{\sin \epsilon_1}{\sin \epsilon_2} = n_e; \quad \frac{\sin \epsilon_1}{\sin \epsilon_2''} = n_o.$$

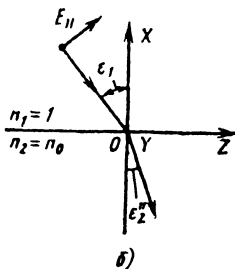


Рис. 15. Двойное лучепреломление световой волны по границе изотропной и анизотропной сред

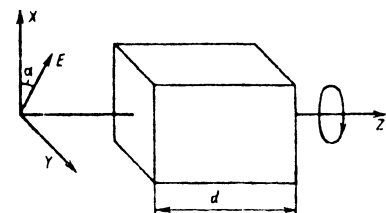


Рис. 14. Изменение состояния поляризации при распространении световой волны в кристалле



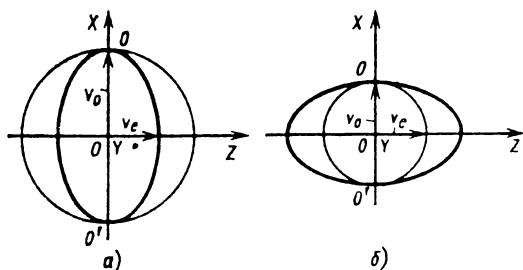
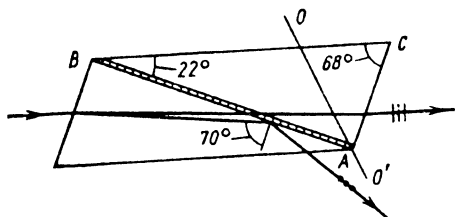


Рис. 16. Волновые поверхности в кристаллах: а — положительном ( $n_e \geq n_o$ ); б — отрицательном ( $n_e \leq n_o$ )

Так как  $n_o \neq n_e$ , то  $\varepsilon_2'' \neq \varepsilon_2'$ , и преломленные лучи распространяются в кристалле в двух разных направлениях. Следовательно, на границе изотропной среды с кристаллом происходит разложение падающего пучка света на два непараллельных пучка, называемых обыкновенным  $o$  и необыкновенным  $e$ , каждый из которых полностью линейно поляризован. Если  $n_e \leq n_o$ , кристаллы называют отрицательными, а при  $n_e \geq n_o$  — положительными. В кристаллах волновая поверхность является двойной, и в случае одноосных кристаллов она состоит из сферы и эллипсоида (рис. 16). Для обыкновенной волны показатель преломления  $n_o$  не зависит от направления распространения волны, а для необыкновенной волны  $n_e$  неодинаков в разных направлениях. Сфера и эллипсоид касаются друг друга в двух точках  $O$  и  $O'$ , которые определяют направление оптической оси  $OO'$ , совпадающей с главной осью симметрии кристалла. Волна, распространяющаяся вдоль оптической оси, не испытывает двойного преломления, а при распространении волны перпендикулярно оптической оси разность  $|n_o - n_e|$  и соответствующая разность фазовых скоростей  $|v_o - v_e|$  максимальны.

Двойное лучепреломление широко используют для изготовления поляризаторов. Рассмотрим для примера призму Николя, получившую широкое практическое применение (рис. 17). Призму Николя обычно изготавливают из прозрачного кристалла исландского шпата (кальцита), имеющего сильное двойное лучепреломление ( $n_o = 1,658$ ;  $n_e = 1,486$ ). Призму распиливают, как показано на рис. 17, по направлению  $AB$  и склеивают пихтовым бальзамом с  $n_6 = 1,54$ . Таким образом, выдерживается соотношение  $n_e < n_6 < n_o$ . Пучок естественного света, входя в призму



Николя, испытывает двойное лучепреломление и разделяется на два пучка: обыкновенный и необыкновенный, которые линейно поляризованы во

Рис. 17. Ход лучей в поляризационной призме Николя

взаимно ортогональных направлениях. На границе с пихтовым бальзамом выполняется неравенство  $n_o > n_b$ , и обыкновенный луч испытывает полное внутреннее отражение, т. е. полностью отклоняется в сторону. Необыкновенный луч, для которого  $n_e < n_b$ , проходит через слой пихтового бальзама и распространяется дальше. Таким образом, призма Николя пропускает один линейно поляризованный лучок с интенсивностью, примерно равной половине интенсивности падающего пучка.

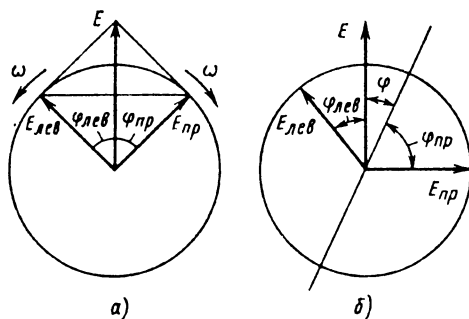


Рис. 18. Поворот плоскости поляризации в оптически активной среде

Некоторые среды обладают способностью вращать плоскость поляризации. Эти среды называют оптически активными. Примерами таких сред являются некоторые одноосные кристаллы, например кварц, а также аморфные вещества, например, сахар, никотин и др. В одноосных оптически активных кристаллах поворот плоскости поляризации происходит при распространении света вдоль оптической оси. Вращение плоскости поляризации в некоторой степени аналогично двойному лучепреломлению. Для пояснения этого заметим сначала, что любое линейно поляризованное колебание можно разложить на два круговых колебания с правым и левым вращением (рис. 18, а). В оптически активном веществе скорость распространения волны с левым вращением отлична от скорости распространения волны с правым вращением. Поэтому время, необходимое каждой волне для прохождения одного и того же отрезка в исследуемой активной среде, окажется различным. В результате векторы  $\vec{E}_{\text{пр}}$  и  $\vec{E}_{\text{лев}}$  повернутся на различные углы  $\varphi_{\text{пр}}$  и  $\varphi_{\text{лев}}$ , что эквивалентно повороту плоскости поляризации на угол  $\varphi$  (рис. 18, б):

$$\varphi = (\varphi_{\text{пр}} - \varphi_{\text{лев}})/2.$$

Различие скоростей волны в правовращающем и левовращающем кристаллических веществах связано с асимметрией внешней формы (отсутствие центра симметрии), а в случае аморфных однородных тел — с несимметричным строением сложных молекул активной среды, не имеющих ни центра, ни плоскости симметрии.

При высоких плотностях энергии оптического излучения, которые можно обеспечить с помощью современных лазеров, в ряде оптических сред возникают нелинейные явления. Упрощенное качественное объяснение этих явлений заключается в следующем.

Распространяющаяся в материальной среде световая волна раскачивает электроны среды, отклонение которых от положения равновесия в случае малой плотности энергии излучения связано линейной зависимостью с напряженностью электрического поля волны. Колеблющиеся электроны являются источниками вторичных волн, которые складываются между собой и с первичной волной, в результате чего формируется суммарная световая волна.

При увеличении плотности энергии первичной волны линейная зависимость между отклонением электронов и напряженностью электрического поля нарушается, что приводит к тому, что вторичные волны, а следовательно, и суммарная волна содержат различные кратные частоты первичной световой волны. В процессе суммирования (интерференции) вторичные волны могут усиливать или ослаблять друг друга. Условия, при которых происходит образование суммарной волны с частотами, отличающимися от частоты первичной световой волны, называют условиями пространственного синхронизма.

Рассмотрим одно из простейших нелинейных явлений — генерацию второй гармоники. Пусть в нелинейной среде в направлении  $Z$  распространяется монохроматическая световая волна, которая в соответствии с выражением (7) может быть записана в следующем виде:

$$E(z, t) = A \cos \left\{ \omega \left[ t - \frac{zn(\omega)}{c} \right] \right\},$$

где  $n(\omega)$  — показатель преломления среды для световой волны с частотой  $\omega$ ;  $c$  — скорость световой волны в вакууме.

В произвольных точках  $z'$  и  $z''$  возникают вторичные волны на частоте  $2\omega$ , которые можно описать следующими выражениями:

$$E'_{2\omega}(z, t) = A' \cos \left\{ 2\omega \left[ t - \frac{z'n(\omega)}{c} - (z - z') \frac{n(2\omega)}{c} \right] \right\};$$

$$E''_{2\omega}(z, t) = A'' \cos \left\{ 2\omega \left[ t - \frac{z''n(\omega)}{c} - (z - z'') \frac{n(2\omega)}{c} \right] \right\},$$

где  $n(2\omega)$  — показатель преломления среды для вторичных волн с частотой  $2\omega$ .

Из записанных выражений видно, что вторичные волны после возникновения в точках  $z'$  и  $z''$  распространяются со скоростью  $c/n(2\omega)$ , которая отличается от скорости первичной волны  $c/n(\omega)$ . Вторичные волны приходят в любую точку  $z$  в одинаковой фазе и усиливают друг друга только при выполнении равенства  $n(\omega) = n(2\omega)$ , которое является условием пространственного синхронизма при удвоении частоты.

Генерацию второй гармоники впервые наблюдали в 1961 г. при распространении излучения рубинового лазера в одноосных кристаллах. Для выполнения условия пространственного синхронизма было выбрано направление, при котором  $n_o(\omega) =$

$= n_e(2\omega)$ . Особенно эффективно явление наблюдается при использовании невидимого излучения с  $\lambda = 1,06$  мкм, когда из нелинейной среды выходит ярко-зеленое излучение с  $\lambda = 0,53$  мкм.

Аналогично можно объяснить генерацию суммарных и разностных частот. Для наблюдения этих явлений в нелинейную среду необходимо ввести две первичные волны с волновыми векторами  $\vec{k}_1$  и  $\vec{k}_2$ . В каждой точке нелинейной среды возникают вторичные волны с комбинационными частотами  $\omega_1 + \omega_2$  и  $|\omega_1 - \omega_2|$ . Можно показать, что вторичные волны с суммарной частотой  $\omega_1 + \omega_2$  усиливают друг друга только при выполнении векторного условия пространственного синхронизма, которое имеет следующий вид:

$$\vec{k} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2,$$

где  $\vec{k}$  — волновой вектор световой волны с суммарной частотой  $\omega_1 + \omega_2$ .

При наличии дисперсии это условие не может быть выполнено в изотропных средах. Однако в кристаллах при определенных углах между обыкновенными и необыкновенными лучами условие пространственного синхронизма выполняется. Можно вывести аналогичное условие пространственного синхронизма для генерации разностной частоты  $|\omega_1 - \omega_2|$  и других комбинационных частот.

Если в среде распространяются три волны, удовлетворяющие условию пространственного синхронизма, между ними происходит обмен энергией, и более слабые волны усиливаются (параметрическое усиление). На этом принципе работают параметрические генераторы света, в которых возможна плавная перестройка частоты излучения.

Показатель преломления некоторых изотропных сред и кристаллов, например сероуглерода, зависит от интенсивности световой волны. Если интенсивность в поперечном сечении пучка неравномерна, то показатель преломления среды будет также неравномерным, что эквивалентно неоднородной среде. При осесимметричном распределении интенсивности света в пучке и ее плавном изменении от оси к периферии нелинейная среда эквивалентна линзе, и после такой среды параллельный пучок становится сходящимся или расходящимся. Это явление называют самофокусировкой. Для наблюдения самофокусировки требуются сравнительно высокие мощности пучков. Энергетическая освещенность, например, в случае сероуглерода составляет примерно  $10^8$  Вт/м<sup>2</sup>.

Нелинейная оптика развивается очень быстро, и круг нелинейных оптических явлений постоянно расширяется. Растет также число практических применений нелинейной оптики в различных оптико-электронных приборах.

## ГЛАВА 2. ФОТОМЕТРИЯ

### 5. ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ И ИХ ЕДИНИЦЫ

*Фотометрия* — это раздел физической оптики, в котором рассматриваются энергетические фотометрические характеристики оптического излучения в процессах его испускания, распространения и взаимодействия с веществом. Исторически сложилось так, что оценка фотометрических величин прежде всего относилась к видимому излучению и осуществлялась в световых единицах. Использование фотометрических величин для всего оптического диапазона электромагнитных колебаний определило их оценку в энергетических единицах. Каждой энергетической величине в границах видимого диапазона соответствует световая величина, полученная оценкой излучения стандартным фотометрическим наблюдателем. Оба вида каждой величины имеют одно и то же буквенное обозначение с добавлением соответственно индексов  $e$  (энергетическая) и  $v$  (визуальная). Индекс  $v$  обычно опускают.

Рассмотрим вначале энергетические величины и их единицы.

Основной энергетической характеристикой излучения является *поток излучения*  $\Phi_e$  — отношение энергии, переносимой излучением, ко времени переноса  $dt$ , превышающему период колебания, оцениваемый в ваттах (Вт):

$$\Phi_e = dW_e/dt,$$

где  $dW_e$  — энергия излучения в джоулях (Дж).

Спектр излучения представляет собой распределение мощности излучения по длинам волн  $\lambda$  (или частотам). Излучение раскаленных паров или газов, а также лазеров является линейчатым, условно характеризуемым длиной волны. Большинство же источников излучения испускает непрерывную совокупность монохроматических излучений, т. е. является источником сплошного спектра.

Отношение среднего значения потока излучения  $d\Phi_e$  в малом спектральном интервале к ширине этого интервала  $d\lambda$  называется *спектральной плотностью потока излучения* (рис. 19).

$$\varphi_e(\lambda) = d\Phi_e/d\lambda. \quad (26)$$

Интегральный поток излучения в интервале длин волн от  $\lambda_1$  до  $\lambda_2$  (см. рис. 19)

$$\Phi_e(\lambda_1 \div \lambda_2) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi_e(\lambda) d\lambda. \quad (27)$$

Рассмотрим другие энергетические величины.

*Энергетическая светимость*  $M_e$  есть отношение потока излучения  $d\Phi_e$ , исходящего от рассматриваемого малого участка по-

верхности, к площади этого участка  $dQ_1$ ;

$$M_e = d\Phi_e/dQ_1. \quad (28)$$

*Энергетической освещенностью*  $E_e$  называется отношение потока излучения  $d\Phi_e$ , падающего на рассматриваемый малый участок поверхности, к площади  $dQ_2$  этого участка:

$$E_e = d\Phi_e/dQ_2. \quad (29)$$

Сравнивая формулы (28), (29), получаем зависимость между энергетической освещенностью и энергетической светимостью площадки  $dQ$  в следующем виде:

$$M_e = \rho E_e, \quad (30)$$

где  $\rho$  — коэффициент отражения площадки  $dQ$ , равный отношению потока излучения  $d\Phi'_e$ , отраженного от поверхности площадки, к потоку излучения  $d\Phi_e$ , падающему на эту поверхность:  $\rho = d\Phi'_e/d\Phi_e$ .

*Энергетическая сила света*  $I_e$  определяет пространственную плотность потока излучения источника и равна отношению потока излучения  $d\Phi_e$ , распространяющегося от источника в рассматриваемом направлении внутри малого телесного угла, к этому телесному углу  $d\Omega$ :

$$I_e = d\Phi_e/d\Omega. \quad (31)$$

Телесный угол  $d\Omega$  — часть пространства, ограниченная конической поверхностью. Если из вершины этой поверхности как из центра описать сферу, то площадь  $dQ$  участка сферы, вырезанного конической поверхностью, пропорциональна квадрату радиуса  $r$  сферы:

$$dQ = d\Omega r^2.$$

Единицей телесного угла является стерадиан (ср). При  $dQ = r^2$  угол  $d\Omega = 1$  ср.

*Энергетическая яркость*  $L_e$  равна отношению энергетической силы света  $dI_e$  в данном направлении к площади проекции участка  $dQ$  излучающей поверхности на плоскость, перпендикулярную этому направлению (рис. 20):

$$L_e = dI_e/(dQ \cos \varepsilon), \quad (32)$$

где  $\varepsilon$  — угол между нормалью к площадке и данным направлением.

Если распределение энергетической силы света  $dI_e$  источника в направлении, составляющем угол  $\varepsilon$  с нормалью к поверхности, определяется зависимостью (для раскаленных тел, светорассеивающих поверхностей)

$$dI_e = dI_{e0} \cos \varepsilon,$$

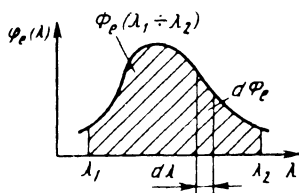


Рис. 19. Спектральная характеристика потока излучения

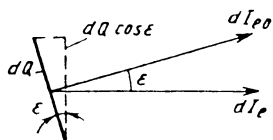


Рис. 20. Определение энергетической яркости поверхности

где  $dI_{e0}$  — энергетическая сила света в направлении нормали к поверхности (см. рис. 20), то энергетическая яркость такого источника постоянная во всех направлениях:  $L_e = dI_{e0}/dQ$ .

Источники излучения, яркость которых постоянна во всех направлениях, называют равнояркими излучателями.

Энергетическая экспозиция  $H_e$  равна произведению энергетической освещенности  $E_e$  на длительность  $t$  облучения

$$H_e = E_e t. \quad (33)$$

Если освещенность меняется во времени, то

$$H_e = \int_0^t E_e(t) dt.$$

При расчетах оптических систем, действующих с селективными приемниками излучения, необходимо знать распределение энергетической характеристики по длинам волн.

*Спектральной плотностью* любой энергетической величины так же, как и потока излучения, является отношение среднего значения этой величины в рассматриваемом малом спектральном интервале к ширине этого интервала  $d\lambda$ . Например, спектральная плотность энергетической светимости

$$m_e(\lambda) = dM_e/d\lambda.$$

Для видимой части спектра, оцениваемой по ее действию на глаз, основной величиной является *сила света*  $I$ , характеризующая пространственную плотность светового потока в данном направлении. За единицу силы света принята кандела (кд) — сила света, излучаемого в перпендикулярном направлении к поверхности черного тела площадью  $1/600\,000\text{ м}^2$  при температуре, равной температуре затвердевания платины ( $T = 2045\text{ К}$ ), и давлении  $101\,325\text{ Па}$ .

*Световым потоком*  $\Phi$ , определяющим мощность видимой части оптического излучения, называют величину, равную произведению силы света  $I$  излучателя на телесный угол  $\Omega$ , внутри которого распространяется поток:

$$\Phi = I\Omega.$$

Световой поток измеряют в люменах.

Световой поток, испускаемый точечным источником в сферу:

$$\Phi = 4\pi I.$$

Светимость  $M$ , освещенность  $E$ , яркость  $L$  и световую экспозицию  $H$  рассчитывают по формулам, аналогичным (28), (29), (32) и (33).

Таблица 1. Энергетические и фотометрические величины

Наименование	Формула	Единица	Наименование	Формула	Единица
Поток излучения	$\Phi_e = \frac{dW_e}{dt}$	Вт	Световой поток	$\Phi = \frac{dW}{dt}$	лм
Энергетическая сила света	$I_e = \frac{d\Phi_e}{d\Omega}$	$\frac{\text{Вт}}{\text{ср}}$	Сила света	$I = \frac{d\Phi}{d\Omega}$	кд
Энергетическая светимость	$M_e = \frac{d\Phi_e}{dQ_1}$	$\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$	Светимость	$M = \frac{d\Phi}{dQ_1}$	$\frac{\text{лм}}{\text{м}^2}$
Энергетическая освещенность	$E_e = \frac{d\Phi_e}{dQ_2}$	$\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$	Освещенность	$E = \frac{d\Phi}{dQ_2}$	лк
Энергетическая яркость	$L_e = \frac{dI_e}{dQ \cos \varepsilon}$	$\frac{\text{Вт}}{\text{ср} \cdot \text{м}^2}$	Яркость	$L = \frac{dI}{dQ \cos \varepsilon}$	$\frac{\text{кд}}{\text{м}^2}$
Энергетическая экспозиция	$H_e = \int_0^t E_e(t) dt$	$\frac{\text{Дж}}{\text{м}^2}$	Световая экспозиция	$H = \int_0^t E(t) dt$	лк·с
Примечание. Индекс 1 относится к излучающей поверхности, индекс 2 — к облучаемой поверхности.					

Основные энергетические и фотометрические величины указаны в табл. 1. Ниже приведены значения яркости некоторых источников излучения и освещенности, получаемой на поверхностях некоторых объектов:

#### Яркость некоторых источников излучения

	$L$ , кд/м <sup>2</sup>
Источник, соответствующий порогу чувствительности глаза . . .	$10^{-7}$
Ночное безлунное небо . . . . .	$10^{-4}$
Светодиод АЛ 102Д . . . . .	$0,75 \cdot 10^3$
Поверхность Луны . . . . .	$2,5 \cdot 10^3$
Люминесцентные лампы . . . . .	$(0,3 \div 1,0) \cdot 10^4$
Дневное небо, покрытое облаками . . . . .	$(1 \div 1,2) \cdot 10^4$
Источник с яркостью, слепящей глаз . . . . .	$10^5$
Электрическая лампа накаливания для киноаппаратуры КЗ0-400 . . . . .	$2,2 \cdot 10^7$
Лампа дуговая ксеноновая ДКШ 1000-3 . . . . .	$2,5 \cdot 10^8$
Ртутная лампа сверхвысокого давления ДРШ 100-2 . . . . .	$10^9$
Солнце . . . . .	$1,5 \cdot 10^9$
Лазер . . . . .	$(0,1 \div 1) \cdot 10^{12}$



# Освещенность, получаемая на поверхностях некоторых объектов

Освещаемые объекты	$E$ , лк
Зрачок глаза, порог освещенности . . . . .	$10^{-9}$
Поверхность Земли:	
от звездного неба . . . . .	$0,3 \cdot 10^{-3}$
от Луны . . . . .	0,25
днем от темных облаков . . . . .	$10^4$
днем от светлых облаков . . . . .	$2 \cdot 10^4$
днем от Солнца . . . . .	$10^5$
За пределами атмосферы от Солнца . . . . .	$1,36 \cdot 10^5$
Место работы высокой точности . . . . .	$4 \cdot 10^2 \div 5 \cdot 10^3$

Связь между световым потоком и потоком излучения устанавливают через *спектральную световую эффективность*  $K(\lambda)$ , равную отношению монохроматического светового потока  $d\Phi$  к соответствующему монохроматическому потоку излучения  $d\Phi_e$ :

$$K(\lambda) = d\Phi/d\Phi_e. \quad (34)$$

Качественная связь проявляется в том, что одинаковые по значению монохроматические потоки излучения разных длин волн вызывают различное зрительное ощущение глаза и воспринимаются как разные цвета. Глаз имеет максимальную спектральную световую эффективность  $K_m$ , равную 680 лм/Вт, к излучению с длиной волны 0,555 мкм.

*Относительной спектральной световой эффективностью*  $V(\lambda)$  называют отношение спектральной световой эффективности  $K(\lambda)$  излучения с длиной волны  $\lambda$  к максимальной спектральной световой эффективности  $K_m$ :

$$V(\lambda) = K(\lambda)/K_m. \quad (35)$$

При малых яркостях наблюдаемых предметов (сумеречное зрение) максимум относительной спектральной световой эффективности смещается в сторону коротких длин волн (эффект Пуркинье). В табл. 2 приведены значения  $V(\lambda)$  для дневного зрения.

Таблица 2. Относительная спектральная световая эффективность дневного зрения

$\lambda$ , мкм	$V(\lambda)$	$\lambda$ , мкм	$V(\lambda)$
0,38	0,000	0,58	0,870
0,42	0,004	0,60	0,631
0,46	0,060	0,62	0,381
0,50	0,323	0,66	0,061
0,54	0,954	0,70	0,004
0,55	0,995	0,74	0,0003
0,56	0,995	0,78	0,00002

Световой поток  $\Phi$  с учетом формул (26), (34), (35) будет

$$\Phi = 680 \int_{0,38}^{0,77} V(\lambda) \varphi_e(\lambda) d\lambda.$$

*Световая эффективность излучения*  $K$  равна отношению светового потока  $\Phi$  излучения данного спектрального состава ко всему потоку излучения  $\Phi_e$ :

$$K = 680 \times \int_{0,38}^{0,77} V(\lambda) \varphi_e(\lambda) d\lambda \bigg/ \int_0^\infty \varphi_e(\lambda) d\lambda. \quad (36)$$

Световую эффективность излучения удобно определять по формуле (36) графоаналитическим способом. Единицей световой эффективности излучения является люмен на ватт (лм/Вт).

## 6. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ФОТОМЕТРИИ

Энергетическая освещенность, создаваемая точечным излучателем на площадке  $dQ$  (рис. 21):

$$E_e = I_e \cos \varepsilon / r^2, \quad (37)$$

где  $I_e$  — энергетическая сила света излучателя;  $r$  — расстояние от излучателя до площадки;  $\varepsilon$  — угол между нормалью к площадке и направлением излучения.

Энергетическую освещенность, создаваемую на малой площадке  $dQ_2$  излучателем в форме круглого диска  $Q_1$  с постоянной яркостью  $L_e$  поверхности во всех направлениях, плоскость которого параллельна поверхности площадки  $dQ_2$  (рис. 22), определяют по формуле

$$E_e = \pi L_e \sin^2 \sigma', \quad (38)$$

где  $\sigma'$  — угол, под которым виден диск из центра площадки  $dQ_2$ .

Если расстояние  $r$  между излучателем и облучаемой поверхностью более чем в 16 раз превышает диаметр  $D$  источника, расчет освещенности можно проводить по формуле (37) для точечного источника, где  $I_e = L_e Q_1$ . Относительная погрешность вычислений при этом не превышает 0,1 %.

Между энергетической яркостью  $L_e$  и энергетической светимостью  $M_e$  поверхности Ламберта — поверхности, равномерно рассеивающей поступающее излучение во всех направлениях, имеет место зависимость

$$M_e = \pi L_e. \quad (39)$$

Так как энергетическая светимость связана с энергетической освещенностью поверхности выражением (30), то зависимость между энергетической яркостью  $L_e$  и энергетической освещенностью  $E_e$  поверхности Ламберта имеет вид

$$L_e = \rho E_e / \pi, \quad (40)$$

где  $\rho$  — коэффициент отражения поверхности.

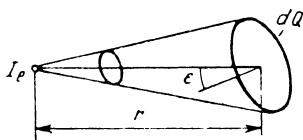


Рис. 21. Определение энергетической освещенности, создаваемой точечным излучателем на площадке

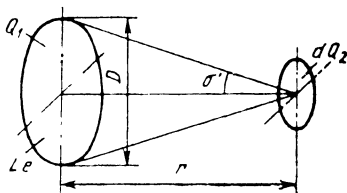


Рис. 22. Определение энергетической освещенности, создаваемой на площадке излучателем в форме круглого диска

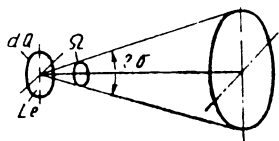


Рис. 23. Поток излучения с малой площадки в коническом пространственном угле

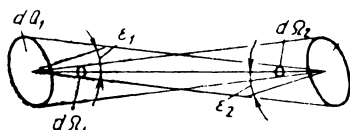


Рис. 24. Поток излучения между произвольно расположенными площадками

Поток излучения  $\Phi_e$  с малой площадки  $dQ$ , имеющей постоянную яркость  $L_e$  во всех направлениях (рис. 23) внутри телесного угла  $\Omega$ , которому соответствует плоский угол  $2\sigma$  при вершине (ось телесного угла совпадает с нормалью к площадке),

$$\Phi_e = \pi L_e dQ \sin^2 \sigma. \quad (41)$$

Поток излучения  $\Phi_e$  с малой площадки  $dQ_1$ , имеющей постоянную энергетическую яркость  $L_e$  во всех направлениях, на малую площадку  $dQ_2$  при условии, что центры этих площадок находятся на оси образованной световой трубки (рис. 24), определяется по одной из формул:

$$\Phi_e = L_e dQ_1 \cos \epsilon_1 d\Omega_1;$$

$$\Phi_e = L_e dQ_2 \cos \epsilon_2 d\Omega_2,$$

где  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  — углы между нормальными к площадкам и осью световой трубки;  $d\Omega_1$  и  $d\Omega_2$  — телесные углы, основания которых опираются на площадки  $dQ_2$  и  $dQ_1$  соответственно.

Если световая трубка преломляется поверхностью, разделяющей среды с показателями преломления  $n$  и  $n'$ , энергетическая яркость  $L'_e$  преломленного пучка [26]

$$L'_e = (n'/n)^2 L_e. \quad (42)$$

После преломления световой трубки через  $p$  поверхностей энергетическая яркость  $L'_e$  на выходе системы определяется по формуле

$$L'_e = (n_{p+1}/n_1)^2 L_e.$$

Энергетические освещенности  $E_{e0}$  и  $E_{e\epsilon}$  площадок  $dQ_2$  и  $dQ_3$ , параллельных плоскости излучателя  $dQ_1$ , одна из которых расположена на оси излучателя, а другая — под углом  $\epsilon$  между нормалью к площадке и направлением на нее (рис. 25), связаны зависимостью

$$E_{e\epsilon} = E_{e0} \cos^4 \epsilon. \quad (43)$$

Все зависимости, приведенные для энергетических величин, справедливы для расчетов в видимой области спектра.

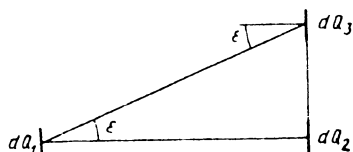


Рис. 25. Определение энергетической освещенности в плоскости, параллельной излучающей площадке

## 7. ПРОХОЖДЕНИЕ ПОТОКА ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ СЕЛЕКТИВНО ПОГЛОЩАЮЩИЕ СРЕДЫ

Монохроматический поток излучения  $d\Phi'_e$ , прошедший через оптическую среду толщиной  $L$ , ослабляется вследствие рассеяния и поглощения согласно зависимости [12]

$$d\Phi'_e = d\Phi_e e^{-\alpha_\lambda L}, \quad (44)$$

где  $d\Phi_e$  — монохроматический поток излучения, входящий в среду;  $\alpha_\lambda$  — спектральный коэффициент ослабления, равный сумме спектральных коэффициентов ослабления потока излучения вследствие поглощения  $\alpha_{\lambda\Pi}$  и рассеяния  $\alpha_{\lambda\rho}$ ;

$$\alpha_\lambda = \alpha_{\lambda\Pi} + \alpha_{\lambda\rho}. \quad (45)$$

Если излучение имеет сложный спектральный состав, характеризуемый спектральной плотностью потока излучения  $\Phi_e(\lambda)$ , то ослабленный средой поток излучения

$$\Phi'_e = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_e(\lambda) e^{-\alpha_\lambda L} d\lambda,$$

где  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — границы спектрального диапазона, в пределах которого распространяется поток излучения. Выражение  $e^{-\alpha_\lambda L} = \tau_\lambda$  называют спектральным коэффициентом пропускания потока излучения. Согласно формуле (45)  $\tau_\lambda = \tau_{\lambda\Pi} \tau_{\lambda\rho}$ , где  $\tau_{\lambda\Pi}$  и  $\tau_{\lambda\rho}$  — спектральные коэффициенты пропускания среды при учете потерь вследствие поглощения и рассеяния соответственно.

При прохождении излучения через атмосферу происходит его селективное поглощение в основном парами воды и углекислым газом, ограничивающими окна пропускания атмосферы, а также рассеяние частицами, находящимися в атмосфере. Спектральные коэффициенты пропускания излучения парами воды приведены в работе [12] для так называемого количества осажженной воды, измеряемого толщиной слоя воды, который получится при конденсации водяного пара. Количество осажженной воды, зависящее от толщины поглощающего слоя, относительной влажности и температуры воздуха, определяют по таблицам и номограммам из справочной литературы. Аналогичные справочные таблицы составлены для спектральных коэффициентов пропускания излучения углекислым газом, учитывающих толщину поглощающего слоя атмосферы, давление и температуру воздуха. При определении коэффициентов пропускания парами воды и углекислым газом делаются поправки на высоту.

Спектральные коэффициенты пропускания атмосферы вследствие рассеяния молекулами воздуха и различными частицами органического и неорганического происхождения определяют для соответствующего окна пропускания в зависимости от длины волны и метеорологической дальности видимости.

Для оптического прибора, действующего с лазером, уменьшение потока излучения, прошедшего через слой атмосферы толщиной  $L$ , определяется выражением типа (44), где  $\alpha$ ,  $\text{км}^{-1}$  — показатель поглощения, зависящий в основном от рассеяния излучения в атмосфере [12]:

$$\alpha = (3,91/l) (\lambda/0,55)^{-m},$$

где  $l$  — метеорологическая дальность видимости, км;  $m = 0,585 l^{1/3}$ .

## ГЛАВА 3. ИСТОЧНИКИ И ПРИЕМНИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

### 8. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Одной из форм энергии является *оптическое излучение*, возникновение которого связано с изменением энергетических состояний электронов в атоме, а также с колебательным или вращательным движением молекул, входящих в состав излучающего тела. Оптическое излучение включает тепловое (температурное) и люминесцентное излучения.

Под *тепловым* излучением понимают излучение, которое возникает вследствие теплового возбуждения атомов и молекул. Оно испускается всеми телами при температурах, отличных от абсолютного нуля, и характеризуется температурой тела. Тепловое излучение твердых и жидких тел имеет непрерывный спектр. *Люминесцентное* излучение возникает при возбуждении атомов и молекул вещества за счет любого вида энергии, кроме тепловой, например, энергии химических реакций, электрического тока и т. д. Тепловое и люминесцентное излучения являются некогерентными и распространяются в пространстве по различным направлениям. Одновременно с испусканием излучения каждое тело поглощает падающее на него излучение,

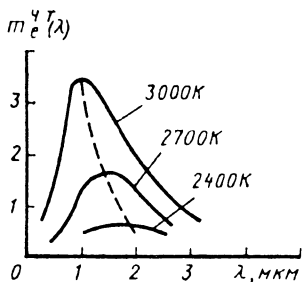


Рис. 26. Кривые излучения черного тела для различных температур. Положение максимумов отмечено штриховой линией

в результате чего устанавливается равновесная температура. Спектральные излучательные свойства тел характеризуются спектральной плотностью энергетической светимости, а поглощательные свойства — спектральным коэффициентом поглощения, который показывает, какая часть падающего на поверхность тела монохроматического потока излучения при определенной температуре  $T$  и длине волны  $\lambda$  поглощается. Тело, полностью поглощающее весь падающий поток

независимо от направления падения, спектрального состава и поляризации излучения, называют *черным телом*. Излучение этого источника подчиняется законам, которые применяются также для расчета излучения реальных тел с использованием поправочных коэффициентов.

Количественную связь между процессами испускания и поглощения энергии излучения для любого тела устанавливает закон Кирхгофа. Согласно этому закону для определенной длины волны при данной температуре отношение спектральной плотности энергетической светимости  $m_e(\lambda, T)$  к спектральному коэффициенту поглощения  $\alpha(\lambda, T)$  есть величина постоянная для любых тел независимо от их природы и формы:

$$m'_e(\lambda, T)/\alpha'(\lambda, T) = m''_e(\lambda, T)/\alpha''(\lambda, T) = \dots = \\ = m_e^{q \cdot \tau}(\lambda, T)/\alpha^{q \cdot \tau}(\lambda, T) = \text{const.}$$

Так как для черного тела  $\alpha^{q \cdot \tau}(\lambda, T) = 1$ , то из закона Кирхгофа следует, что спектральная плотность

$$m_e(\lambda, T) = \alpha(\lambda, T) m_e^{q \cdot \tau}(\lambda, T),$$

т. е. чем выше коэффициент поглощения тела, тем лучшим излучателем оно является.

Распределение энергии в спектре излучения черного тела описывается законом Планка:

$$m_e^{q \cdot \tau}(\lambda, T) = C_1 \lambda^{-5} (e^{C_2/\lambda T} - 1)^{-1}, \quad (46)$$

где  $C_1$  — постоянная, равная  $3,74150 \cdot 10^{-16}$  Вт·м<sup>2</sup>;  $C_2$  — постоянная, равная  $1,43879 \cdot 10^{-2}$  м·К;  $e$  — основание натурального логарифма.

Кривые распределения спектральной плотности энергетической светимости, рассчитанные по формуле Планка, представлены на рис. 26. Для этих кривых длина волны  $\lambda_m$  в микрометрах, соответствующая наибольшей спектральной плотности

$$(m_e^{q \cdot \tau}(\lambda))_m = 1,31 (T/1000)^5 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{мкм}^{-1}; \quad (47)$$

$$\lambda_m = 2898/T. \quad (48)$$

Закон Стефана—Больцмана описывает зависимость между энергетической светимостью  $M_e$  черного тела и его температурой:

$$M_e^{q \cdot \tau} = \sigma T^4,$$

где  $\sigma = 5,6697 \cdot 10^{-8}$  Вт·м<sup>-2</sup>·К<sup>-4</sup>. Так как излучение черного тела подчиняется закону Ламберта [см. формулу (39)], то

$$L_e = M_e^{q \cdot \tau}/\pi = \sigma T^4/\pi.$$

Для вычисления спектральной плотности энергетической светимости формулу (46) записывают с использованием относительных величин  $x$  и  $y$ :

$$y = 142,32x^{-5}(e^{4,965/x} - 1)^{-1}, \quad (49)$$

где  $x = \lambda/\lambda_m$ ;  $y = m_e^{q \cdot T}(\lambda)/(m_e^{q \cdot T}(\lambda))_m$ .

Формулу (49) называют уравнением единой изотермической кривой, которая может быть представлена в виде единого графика или таблицы значений  $y = f(x)$ . Пользуясь этими данными, можно определить  $m_e^{q \cdot T}(\lambda)$  для любой длины волны и температуры. Для вычисления  $m_e^{q \cdot T}(\lambda)$  по формулам (47), (48) рассчитывают  $\lambda_m$  и  $(m_e^{q \cdot T}(\lambda))_m$ . Зная  $x$ , из таблицы или графика находят  $y$ , а затем определяют  $m_e^{q \cdot T}(\lambda) = y (m_e^{q \cdot T}(\lambda))_m$ .

В природе черных тел не существует. Реальные излучатели, у которых  $\alpha(\lambda, T) < 1$ , обычно разделяют на тела с селективным (избирательным) излучением и тела с серым излучением. Для характеристики приближения излучения реального тела при данной температуре к излучению черного тела при той же температуре вводится интегральный  $\epsilon_T$  и спектральный  $\epsilon(\lambda, T)$  коэффициенты излучения:

$$\epsilon_T = M_e/M_e^{q \cdot T}; \quad \epsilon(\lambda, T) = m_e(\lambda)/m_e^{q \cdot T}(\lambda), \quad (50)$$

где  $M_e$ ,  $m_e(\lambda)$ ,  $M_e^{q \cdot T}(\lambda)$ ,  $m_e^{q \cdot T}$  — соответственно энергетическая светимость и спектральная плотность энергетической светимости реального и черного тел.

Значения  $\epsilon_T$  и  $\epsilon(\lambda, T)$  для разных излучателей определяются экспериментально.

## 9. ТЕПЛОВЫЕ И ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ. СВЕТОДИОДЫ

С физической точки зрения любое тело, способное излучать энергию в окружающую среду, можно назвать *источником излучения*. Все существующие источники излучения можно разделить на две группы: искусственные и естественные, которые в свою очередь классифицируются либо по физической природе излучения, либо по назначению.

К *естественным* источникам излучения относятся Солнце, Луна, планеты, звезды, поверхность Земли, облака, атмосфера. Естественные источники, излучение которых нельзя регулировать, как правило, используются в системах пассивного типа или для научных исследований. Кроме того, их излучение является фоном, создающим помехи при работе оптико-электронных приборов.

Наибольшее практическое значение имеют *искусственные источники* излучения, которые можно разделить на технические и образцовые (модель черного тела, полые излучатели, имитаторы

излучения). К основным техническим источникам относятся тепловые (температурные), люминесцентные, смешанного излучения и лазеры.

**Тепловые источники.** Излучение этих источников подчиняется законам теплового излучения. Типичными представителями тепловых источников являются электрические лампы накаливания, штифт Нернста, силитовый излучатель, модели черного тела.

**Электрические лампы накаливания** используют в качестве источников излучения в инфракрасной и видимой областях спектра. Источником излучения в электрических лампах накаливания служит нить из тугоплавкого чистого металла или тугоплавких соединений металла. Материал тела накала должен иметь высокую температуру плавления, минимальную скорость испарения и необходимую спектральную характеристику излучения. Из чистых металлов этим требованиям наиболее полно удовлетворяет вольфрам (температура плавления 3683 К). Из тугоплавких соединений наиболее пригоден карбид тантала. Широкое применение ламп накаливания объясняется возможностью их включения в сеть питания без дополнительных устройств, сплошным спектром излучения, отработанной технологией изготовления в широком диапазоне мощностей, малой стоимостью и высокой надежностью.

Лампы накаливания характеризуются *температурой тела накала, яркостью, световым потоком, световой отдачей, потребляемой мощностью и рабочим напряжением*. Световые и энергетические параметры ламп накаливания определяет температура тела накала. Экономичность работы лампы характеризуется световой отдачей, определяемой отношением светового потока к общей мощности излучения. В настоящее время выпускаются лампы накаливания самого различного назначения для разных областей применения. Обозначение ламп имеет следующую структуру: 1, 2, 3, 4, где 1 — буквенное обозначение (ОП — оптическая, ИК — инфракрасная с кремниевым окном, Г — галогенная, М — малогабаритная, К — киноаппаратурная и т. д.); 2 — напряжение питания в вольтах; 3 — электрическая мощность в ваттах; 4 — отличие от базовой модели.

Киноаппаратурные лампы предназначены для использования в звукозаписывающей, звуковоспроизводящей, проекционной и копировальной аппаратуре. Для малоформатных диапроекторов применяют лампы марок К127-100, К127-300, К220-300, а для 8- и 16-миллиметровых кинопроекторов — К16-90, К16-90-1, К21-500. Подробные сведения о характеристиках и габаритных размерах приводятся в каталогах.

**Штифт Нернста** — это источник инфракрасного излучения, который широко используется в спектрометрии и лабораторной практике. Достоинством этого источника является широкий спектр излучения и большой срок службы. Штифт представляет собой цилиндрический стержень (или трубку), спрессованный из тугоплавких окислов: окись циркония (85 %) с примесями



оксидов редкоземельных или других элементов (15 %). Длина штифта около 30 мм, диаметр 1—3 мм. Необходимое напряжение накала постоянного или переменного тока около 100 В при силе тока 0,25—1 А. Для подвода тока служат платиновые электроды. При температуре 1700 К штифт излучает селективно в областях 1,6—2,4 и 5,5—6 мкм. В области свыше 7 мкм его излучение можно считать серым.

**Силитовый излучатель**, представляющий собой стержень из карбида кремния и называемый иногда силитом или глобаром, широко применяется как источник инфракрасного излучения средневолнового диапазона. В зависимости от назначения стержни изготавливают различных размеров: наименьшие — диаметром 8 мм и длиной 25 см, наибольшие — диаметром 3,5 см и длиной 1 м. Для нагревания стержней к ним подводится постоянный или переменный ток с напряжением до 100 В. Обычная рабочая температура стержня 1250—1350 К.

**Газоразрядные источники.** Излучение оптического диапазона в источниках этого типа возникает в результате электрического разряда в атмосфере инертных газов, паров металлов или их смесей. Газоразрядные источники характеризуются линейчатым или полосовым спектром и называются газоразрядными лампами. Кратко рассмотрим некоторые типы газоразрядных ламп.

**Ртутные и ксеноновые дуговые лампы** высокой интенсивности являются мощными источниками и пригодны для систем дальней связи, инфракрасных прожекторов и маяков дальнего действия. Они состоят из массивных вольфрамовых электродов, впаянных в толстую кварцевую колбу, наполненную парами ртути и ксенона при давлении около 200 кПа. Добавление ксенона сокращает время разгорания лампы. Спектр излучения этих ламп лежит в границах от ближней ультрафиолетовой до ближней инфракрасной области. Мощность ламп достигает 1 кВт при силе тока 50 А.

**Цезиевые дуговые лампы** обладают сильным излучением в ближайшей инфракрасной области спектра с полосами излучения при 0,852 и 0,894 мкм. К достоинствам цезиевых ламп, в которых излучателем являются пары цезия, следует отнести большой срок службы и возможность модуляции на звуковых частотах.

**Циркониевые дуговые лампы** имеют очень высокую яркость и широко используются в инфракрасной микроскопии. Особенностью циркониевой лампы является одновременное излучение сплошного спектра (до 1 мкм) и линейчатого (в области 0,75—0,85 мкм). Включается лампа мгновенно и в процессе работы не требует регулирования. Выпускается большой набор спектральных ламп типов ДРС50 (дуговая ртутная спектральная типа 50), ДРШ, ДРТ, которые находят широкое применение в светотехнике, спектроскопии и т. д. Параметры и характеристики ламп определяются ГОСТом.

**Светодиоды.** В светодиодах используется явление электролюминесценции, возникающее при пропускании тока в прямом

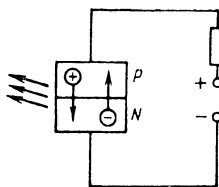


Рис. 27. Схема, поясняющая принцип работы светодиода

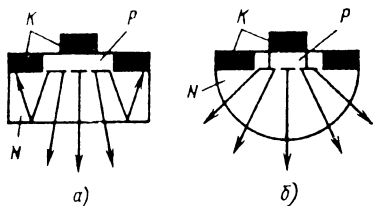


Рис. 28. Устройство светодиодов с плоской (а) и полусферической (б) излучающими поверхностями:

К — контакты электрические

направлении через  $PN$ -переход. Свойством излучать в оптическом диапазоне спектра обладают некоторые сложные полупроводниковые соединения, основой которых являются галлий, мышьяк, карбид кремния, служащие исходным материалом для изготовления светодиодов. В настоящее время главными материалами для светодиодов служат GaAs, GaP, GaAsP, GaInP. При подаче на  $PN$ -переход прямого напряжения (рис. 27) возникает инжекция неосновных носителей заряда через переход. В результате их последующей рекомбинации с основными носителями выделяется энергия оптического диапазона. Рекомбинационное излучение в светодиоде генерируется в слое, прилегающем к границе раздела  $PN$ -полупроводников, и выводится наружу обычно через  $N$ -область. Площадь излучающей поверхности не превышает нескольких квадратных миллиметров. Схематическое устройство светодиода с плоской и полусферической излучающими поверхностями показано на рис. 28. Для светодиодов характерна высокая плотность спектральной энергетической яркости. Основная часть излучения приходится на спектральный интервал  $\Delta\lambda$  шириной 40—100 нм. Длина волны излучения  $\lambda_m$  определяется энергетической шириной зон полупроводника, чаще всего шириной запрещенной зоны  $\Delta E_z$  ( $\lambda_m = hc/\Delta E_z$ ).

Существенным достоинством светодиода является их быстродействие, что позволяет реализовать импульсный режим работы и получить короткие световые импульсы длительностью не более 10 нс с частотой повторения до  $10^8$  Гц. Излучение светодиодов ненаправленное, поэтому для его концентрации в определенном направлении используют внешние фокусирующие линзы или отражающие покрытия, которые наносят непосредственно на кристалл полупроводника. Подробные сведения о параметрах различных светодиодов приведены в соответствующей литературе [10].

Наиболее существенными недостатками светодиодов являются разброс характеристик от образца к образцу и их зависимость от температуры. Светодиоды обладают малыми размерами, повышенной экономичностью, большим сроком службы, устойчивостью

к механическим воздействиям, высоким быстродействием, позволяющим осуществлять модуляцию излучения путем изменения тока питания.

Положительные свойства светодиодов способствуют успешному их применению в качестве твердотельных цифровых индикаторов, в устройствах оптической связи, оптико-электронных приборах и т. д.

## 10. ЛАЗЕРЫ

Советские ученые Н. Г. Басов, А. М. Прохоров, а также американский ученый Ч. Таунс в 1964 г. были удостоены Нобелевской премии по физике за фундаментальные исследования в области квантовой электроники, которые послужили базой для создания принципиально новых источников излучения — лазеров.

Лазер основан на использовании так называемого стимулированного излучения, которое возникает при выполнении особых условий в квантовых системах. Свойства квантовых систем определяются энергетическим состоянием системы. Внутренняя энергия таких систем может принимать строго определенные дискретные значения. Одно из возможных значений энергии называется уровнем энергии. Переход квантовой системы из одного энергетического состояния в другое происходит только скачкообразно и связан с излучением или поглощением энергии, которая может иметь различные формы: *электромагнитную, тепловую или звуковую*. Переходы, в результате которых поглощается или излучается электромагнитная энергия, называются *оптическими*. Для частицы, находящейся в возбужденном состоянии (на верхнем энергетическом уровне  $E_m$ ), имеется вероятность того, что через некоторое время она перейдет в состояние с меньшей энергией (на нижний уровень  $E_n$ ) и произойдет излучение фотона частоты  $\nu_{m,n}$ , которая определяется энергией начального и конечного состояний:

$$\nu_{m,n} = (E_m - E_n)/h,$$

где  $h$  — постоянная Планка.

Воздействие внешнего электромагнитного поля на частоте перехода повышает вероятность такого перехода. Взаимодействие внешнего фотона  $(h\nu_{m,n})_1$  с возбужденной частицей вызывает переход частицы в состояние с меньшей энергией, и при этом излучается дополнительный фотон  $(h\nu_{m,n})_2$ . Фотон, вынуждающий (стимулирующий) переход, и фотон, испускаемый в результате перехода, неотличимы друг от друга. Они имеют одинаковую частоту, направление распространения и фазу.

Состояние квантовой системы, при котором населенность верхнего энергетического уровня выше населенности нижнего энергетического уровня, называется *состоянием с инверсной населенностью*. Среда, в которой может быть получено состояние

Тип	Название и марка	Длина волны генерации, м	Режим работы	Плоский угол расхо- димости,	Мощность или энергия генерации	Специальные данные
Газовый	Гелий-неоновый ЛГ-38	632,8	Непрерывный одномо- довый	1,8	$50 \cdot 10^{-3}$ Вт	С автоподводкой зеркал ре- зонатора
	Азотный «Сигнал-2»	337	Импульсный $\Delta t = 15$ нс, $f = 220$ Гц	3,0	Импульсная мощность (5—10) $10^3$ Вт	Потребляемая мощность 0,3 кВт
Твердо- тельный	Рубиновый ГОР-100 М	694,3	Импульсный $f = 1/180$ Гц	10,0	100 Дж	—
	Рубиновый ИТ-84		Импульсный $\Delta t = 0,5$ мс, $f = 1$ Гц	1,0 (на выходе телескопа)	0,3—0,6 Дж	Водяное охлаждение
Полупро- воднико- вый	Луч-3	844	Импульсный $f = (400 \div$ $\div 2000)$ Гц	—	10 Вт	Охлаждение жидким азо- том
	«Комета-1»	840—860	Импульсный $\Delta t = 200$ мкс, $f = (1 \div 10)$ кГц	—	3 Вт	—

с инверсной населенностью, является *активной* средой лазера. Перевод квантовой системы в инверсное состояние осуществляется подведением энергии, которую принято называть *энергией накачки*. Среда, в которой существует инверсная населенность, может служить усилителем излучения, но для этого необходимо начальное иницилирующее воздействие. Инициатором процесса вынужденного излучения может быть внешний сигнал или один из квантов спонтанного излучения в самой среде. Значительное усиление излучения может быть достигнуто, если поместить активную среду в систему двух зеркал — *оптический резонатор*. Одно из зеркал резонатора частично прозрачное, что необходимо для вывода излучения. В резонаторе излучение, распространяясь почти строго в направлении его оси, многократно отражается от зеркал и проходит среду, что вызывает усиление излучения. Таким образом, для получения вынужденного (лазерного) излучения необходимо иметь:

активную среду лазера, в которой в процессе накачки может быть создано инверсное состояние;

систему накачки, обеспечивающую достижение инверсной населенности;

оптический резонатор, предназначенный для усиления и формирования направленного излучения.

Вынужденное излучение лазера характеризуется высокой степенью монохроматичности, когерентности и направленности. Энергия лазерного излучения сосредоточена в узком спектральном интервале, который достигает в предельном случае  $10^{-5}$  нм (в газовых лазерах). Расходимость лазерного излучения характеризуется плоским или телесным углом  $d\Omega$ , внутри которого распространяется энергия или мощность излучения. Для лазеров некоторых типов расходимость не превышает  $20''$ .

Наиболее распространенные в настоящее время лазеры можно разделить на группы по различным признакам. По виду лазерного вещества лазеры делят на *твердотельные*, *газовые*, *полупроводниковые* и *жидкостные*. Лазеры классифицируют также и по виду накачки, которая может осуществляться оптическим излучением, электрическим током, электронным пучком, за счет химических реакций и другими способами. По характеру режима работы различают лазеры, работающие в *непрерывном* и *импульсном* режимах.

Свойства лазеров и возможность их использования оцениваются энергетическими, спектральными, пространственными и временными характеристиками согласно ГОСТ 15093—75. Параметры некоторых отечественных лазеров [10], обладающих наиболее высокими характеристиками, приведены в табл. 3.

## 11. ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Приемниками излучения называют элементы, предназначенные для преобразования энергии оптического излучения в энергию какого-либо другого вида (электрическую, тепловую

и т. д.). Приемники, преобразующие ИК-излучение в видимое, называются преобразователями. По принципу действия приемники делят на следующие основные группы: тепловые, фотоэлектрические и фотохимические.

*Тепловые приемники*, в которых под воздействием потока излучения изменяется температура чувствительного слоя и электрические параметры схемы, являются неселективными, одинаково реагируя на излучения различных длин волн. *Фотоэлектрические приемники*, действие которых основано на использовании различных явлений фотоэффекта, имеют селективную чувствительность к излучению с различными длинами волн. В таких приемниках под действием потока излучения меняется электропроводность чувствительного слоя, что ведет к изменению фототока или возникновению фотоЭДС. *Фотохимические приемники*, преобразующие энергию излучения в видимое изображение вследствие химической реакции, являются селективными приемниками.

К тепловым приемникам относят термоэлементы, болометры, термисторы, оптико-акустические, пневматические и пироэлектрические приемники. Термоэлементы — приемники, основанные на термоэлектрическом эффекте, приводящем к появлению термоЭДС при нагреве чувствительного элемента (места спаев двух разнородных проводников). В болометрах и термисторах (полупроводниковых болометрах) при изменении температуры вследствие нагрева чувствительного элемента изменяется его электрическое сопротивление. Работа оптико-акустических приемников основана на использовании свойства газов увеличивать свой объем при повышении их температуры. Пневматические приемники действуют на основе изменения давления газа под влиянием потока излучения. В пироэлектрических приемниках под действием потока излучения меняются параметры сегнетоэлектрического чувствительного элемента.

Фотоэлектрические приемники делят на приемники с внешним фотоэффектом (фотоэлементы, фотоэлектронные умножители, электронно-оптические преобразователи), приемники с внутренним фотоэффектом (фоторезисторы, фотодиоды, фототриоды), приемники с продольным фотоэффектом (инверсионные фотодиоды).

Для оценки возможности использования приемников излучения в оптических системах служат их следующие характеристики: интегральная и спектральная чувствительности, порог чувствительности и обнаружительная способность, постоянная времени, частотная характеристика, энергетическая характеристика, вольт-амперная характеристика, вольтовые характеристики, коэффициент использования.

*Интегральной чувствительностью*  $S$  приемника называется отношение реакции приемника  $i$  к потоку излучения  $\Phi_e$  сложного спектрального состава, вызвавшему эту реакцию:

$$S = i/\Phi_e. \quad (51)$$

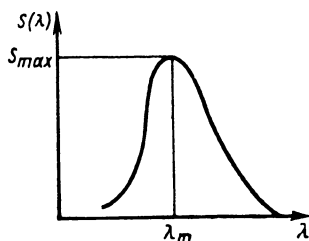


Рис. 29. Спектральная чувствительность приемника излучения

при поступлении на него монохроматического потока излучения  $d\Phi_e$ :

$$S(\lambda) = di/d\Phi_e. \quad (52)$$

Отношение спектральной чувствительности  $S(\lambda)$  для данной длины волны к максимальной чувствительности приемника  $S_{\max}$  на длине волны  $\lambda_m$  называют *относительной спектральной чувствительностью* (рис. 29):

$$s(\lambda) = S(\lambda)/S_{\max}. \quad (53)$$

Относительная спектральная чувствительность обычно приводится в виде характеристики, позволяющей определять границы использования приемника.

При выборе приемника излучения для оптимальной регистрации заданного излучения следует стремиться к тому, чтобы максимум спектральной чувствительности приемника находился вблизи длины волны, соответствующей максимальному значению спектральной плотности энергетической светимости источника излучения, определяемой законом Вина. Интегральная и спектральная чувствительности связаны зависимостью

$$S = S_{\max} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi_e(\lambda) s(\lambda) d\lambda \bigg/ \int_0^{\infty} \varphi_e(\lambda) d\lambda, \quad (54)$$

получаемой с учетом формул (52), (53) после интегрирования равенств  $di = S(\lambda) \varphi_e(\lambda) d\lambda$  и  $d\Phi_e = \varphi_e(\lambda) d\lambda$  в числителе и знаменателе выражения (51).

Анализ формулы (54) показывает, что интегральная чувствительность определяется не только спектральной чувствительностью приемника, но и спектральной плотностью потока излучения источника. Поэтому в паспортных данных приемников излучения интегральная чувствительность приведена с параметрами эталонного источника, для которого определена чувствительность. Например, для фотоэлементов и приемников излучения, чувствительных в видимой области спектра, используется источник А ( $T = 2848$  К), для фоторезисторов — черное тело ( $T =$

$= 373$  или  $573$  К), для других приемников — источник типа  $B$  ( $T = 2500$  К) или  $B$  ( $T = 2360$  К).

*Порогом чувствительности* называется минимальный поток излучения  $\Phi_n$ , вызывающий на выходе приемника сигнал, равный напряжению шумов  $U_{ш}$ , значение которого определяют средним квадратическим значением его амплитуды:

$$\Phi_n = \sqrt{U_{ш}^2} / S.$$

Порог чувствительности — важнейшая характеристика приемника излучения, которая влияет на максимальную дальность действия оптического прибора. Так как порог чувствительности приемника излучения зависит от площади  $Q_{пр}$  чувствительной площадки и ширины полосы пропускания  $\Delta f$  электронного устройства, то для сравнения различных приемников порог чувствительности нормируют, приводя к единичной площади и единичной полосе пропускания:

$$\Phi_n^H = \Phi_n / \sqrt{Q_{пр} \Delta f}.$$

На практике для сравнения приемников излучения используют характеристику  $D^*$ , обратную  $\Phi_n^H$ , называемую *обнаружительной способностью*:

$$D^* = 1/\Phi_n^H = \sqrt{Q_{пр} \Delta f} / \Phi_n = S \sqrt{Q_{пр} \Delta f} / \sqrt{U_{ш}^2}.$$

Инерционные свойства приемника характеризуются постоянной времени и частотной характеристикой. *Постоянной времени*  $\tau$  приемника называется интервал времени, в течение которого значение выходного сигнала приемника достигает определенной части (для большинства приемников равной 0,63) от значения, получаемого при постоянстве потока излучения. Постоянная времени для приемников различных типов изменяется от  $10^{-10}$  с до нескольких долей секунды.

*Частотная характеристика* определяет изменение интегральной чувствительности приемника в зависимости от частоты модуляции поступающего на него потока излучения. Ее вид зависит от постоянной времени  $\tau$  приемника и типа модуляции.

Линейность работы приемника излучения определяют его *энергетическая (световая) и вольт-амперная характеристики*.

*Энергетическая характеристика* выражает зависимость изменения выходного сигнала приемника от значения потока излучения (светового потока). *Вольт-амперная характеристика* представляет собой зависимость выходного сигнала приемника от питающего напряжения.

Важными зависимостями являются и вольтовые характеристики, устанавливающие связь между интегральной чувствительностью, порогом чувствительности, напряжением шумов и питающим напряжением.



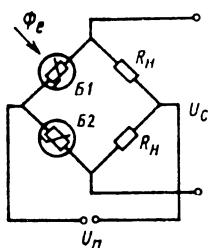


Рис. 30. Мостовая схема включения болометров

Коэффициент использования  $K$ , определяющий, какую часть потока излучения, поступившего на приемник, составляет эффективный для данного приемника поток:

$$K = \int_0^{\infty} \varphi_e(\lambda) s(\lambda) d\lambda \bigg/ \int_0^{\infty} \varphi_e(\lambda) d\lambda.$$

**Тепловые приемники.** Основными типами тепловых приемников являются термоэлементы и болометры. Находят применение металлические и полупроводниковые термоэлементы. Материалами металлических термоэлементов служат медь, никель, алюминий, висмут, кобальт, цинк, серебро, сплав меди и никеля (константан). Из полупроводниковых материалов применяют сурьму, кремний, теллур, селен.

Интегральная чувствительность металлических термоэлементов равна 3—6 В/Вт, а у полупроводниковых — достигает нескольких десятков вольт на ватт. Порог чувствительности термоэлементов составляет  $10^{-8}$  Вт для металлических и  $10^{-9}$ — $10^{-11}$  Вт для полупроводниковых термоэлементов и не зависит от типа излучателя.

Постоянная времени термоэлементов разных типов находится в диапазоне от долей секунды до нескольких десятков миллисекунд.

Преимуществом термоэлементов является сравнительно малый порог чувствительности, позволяющий регистрировать излучение маломощных источников, к недостаткам относятся большая инерционность, малое значение собственного сопротивления, что усложняет согласование термоэлемента с усилителем, и сложность конструкции высокочувствительных термоэлементов.

Широкое применение в оптико-электронных приборах, особенно действующих в длинноволновой ИК-области спектра, получили болометры. В зависимости от материала чувствительного слоя различают болометры металлические и полупроводниковые. Материалами для металлических болометров служат тонкие пленки золота, никеля, висмута. Полупроводниковые болометры (термисторы) изготовляют из окислов марганца, кобальта, никеля, а также из германия и сурьмы.

Обычно болометры включают по мостовой схеме (рис. 30), позволяющей устранить влияние изменения температуры окружающей среды. Болометр  $B1$  используется для регистрации потока излучения, а болометр  $B2$  является компенсационным. При изменении внешних условий сопротивления обоих болометров изменяются одинаково, и равновесие моста сохраняется. При поступлении потока излучения  $\Phi_e$  на болометр  $B1$  равновесие моста нарушается и возникает сигнал

$$U_c = U_H R_H / (R_0 + R_H),$$

Рис. 31. Относительная спектральная чувствительность некоторых фотокатодов:

$C1, C2, C3, C7, C11$  — обозначения спектральных характеристик

где  $U_{\text{п}}$  — напряжение питания;  $R_{\text{н}}$  и  $R_{\text{б}}$  — сопротивления нагрузки и болометра соответственно.

Интегральная чувствительность металлических болометров составляет единицы и десятки вольт на ватт, а полупроводниковых — десятки и сотни вольт на ватт. Порог чувствительности металлических болометров достигает  $10^{-8}$ — $10^{-10}$  Вт, полупроводниковых —  $10^{-8}$ — $10^{-9}$  Вт. Болометры, как и термоэлементы, характеризуются большой инерционностью: постоянная времени составляет от нескольких миллисекунд до долей и единиц секунд. Преимуществом болометров является небольшой порог чувствительности, позволяющий регистрировать изменение температуры до  $10^{-7}$  °С. Болометр можно превратить в селективный приемник, поместив перед ним оптический фильтр.

**Фотоэлектрические приемники.** Действие фотоэлементов, фотоэлектронных умножителей, электронно-оптических преобразователей основано на использовании внешнего фотоэффекта, при котором электроны испускаются с поверхности чувствительного слоя при падении на него потока излучения. Под воздействием приложенного напряжения электроны, эмиттируемые фоточувствительным слоем (фотокатодом), направляются к аноду, образуя фототок. Конструктивно фотоэлемент представляет собой вакуумированный стеклянный баллон диаметром 27—56 мм, на внутренней части поверхности которого нанесен фотокатод. Анодом служит металлическое кольцо, расположенное в центре баллона. Материал фотокатода определяет область спектральной чувствительности фотоэлемента. Характеристики относительной спектральной чувствительности некоторых фотокатодов приведены на рис. 31. Основные характеристики фотоэлементов определяются по воздействию на них светового потока эталонного источника  $A$  ( $T = 2848$  К). Интегральная чувствительность различных фотоэлементов составляет несколько десятков микроампер на люмен. Для повышения интегральной чувствительности первичный фототок усиливают путем ионизации инертного газа, которым заполнен баллон (газонаполненные фотоэлементы типа ЦГ).

Порог чувствительности фотоэлемента определяется темновым током, возникающим в цепи при отсутствии облучения фотокатода. Для различных фотоэлементов темновой ток составляет  $10^{-7}$ — $10^{-12}$  А. Постоянная времени фотоэлементов зависит в основном от времени пролета электронов от катода до анода ( $\sim 10^{-10}$  с) и времени переходного процесса в цепи фотоэлемента.

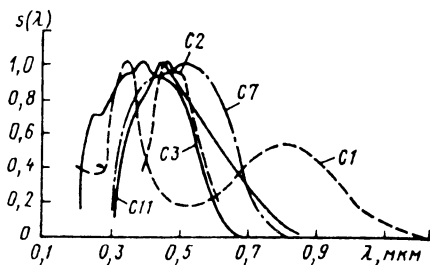


Таблица 4. Параметры некоторых фотоэлементов

Фотоэлемент	Тип фотоатоа	Обозначение спектральной характеристики	Диапазон спектральной чувствительности, мкм	Положение максимума спектральной чувствительности, мкм	Рабочее напряжение, В	Интегральная чувствительность, мкА/лм	Темновой ток, А
Ф-1	Sb—Cs	C3	0,215—0,60	$0,38 \pm 0,05$	100	100	$1 \cdot 10^{-14}$
Ф-5	Ag—O—Cs	C1	0,60—1,10	$0,80 \pm 0,10$	30	15	$1,5 \cdot 10^{-11}$
Ф-6	Bi—Ag—Cs	C7	0,32—0,75	$0,50 \pm 0,10$	30	70	$3 \cdot 10^{-12}$
Ф-8	Sb—Cs	C2	0,40—0,60	$0,45 \pm 0,05$	150	105	$2 \cdot 10^{-9}$
Ф-9	Sb—K—Na—Cs	C11	0,30—0,85	$0,43 \pm 0,05$	100	185	$1 \cdot 10^{-13}$
Ф-22	Sb—K—Na—Cs					80	
ЦГ-4	Ag—O—Cs	C1	0,60—1,10	$0,80 \pm 0,10$	240	200	$1 \cdot 10^{-7}$

Параметры некоторых фотоэлементов приведены в таб. Фотоэлементы типа Ф-8 используют для регистрации сфокусированных потоков излучения, фотоэлементы типа Ф-6, Ф-9 применяют при физических исследованиях для приема несфокусированных потоков излучения, фотоэлементы типа Ф-1, Ф-6, Ф-9 для измерений небольших потоков излучения. Импульсные элементы типа Ф-22 используются для регистрации наносекундных импульсов лазеров.

Большую по сравнению с фотоэлементами интегральную чувствительность имеют фотоэлектронные умножители (ФЭУ), в которых ток фотоатоа усиливается вследствие вторичной эмиссии электронов на промежуточных электродах (динодах), расположенных между катодом и анодом. Коэффициент усиления ФЭУ достигает  $10^6$ — $10^8$ .

Спектральные характеристики фотоатодов ФЭУ такие же, как и у фотоэлементов. Пороговая чувствительность ФЭУ в несколько раз ниже пороговой чувствительности фотоэлементов. В настоящее время широко используются жалюзийные (динодная система в жалюзи) и канальные (динод в виде трубки) ФЭУ. Жалюзи ФЭУ, имеющие широкий диапазон линейности световой характеристики, применяются для измерения пороговых потоков (112, 114), в телевидении и фототелеграфии (тип 15А), в спектрометрии (типы 49, 94), фотометрии (типы 91, 114), УФ- и спектрометрии (типы 57, 112), для регистрации излучения лазеров (типы 83, 114).

Таблица 5. Параметры некоторых типов ФЭУ

Тип	Обозначение спектральной характеристики	Диапазон спектральной чувствительности, мкм	Число каскадов усиления	Анодная чувствительность, А.лм (при напряжении, В)	Порог чувствительности, лм/Тд <sup>1/2</sup>	Темновой ток ФЭУ, А	Диаметр фотокатода, мм	Габаритные размеры, мм	
								диаметр	длина
ФЭУ-15А	C5	0,3—0,75	12	40 (1700)	—	$1 \cdot 10^{-7}$	20	36	100
ФЭУ-49	C8	0,3—0,85		100 (1800)	—	$2 \cdot 10^{-7}$	150	171	202
ФЭУ-57	—	0,23—0,35		2000 (1700)	—	$2 \cdot 10^{-8}$	40	52	110
ФЭУ-83	C1	0,4—1,2		10 (1500)	$5 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{-7}$	24	35	119
ФЭУ-91	C6	0,34—0,65		30 (1700)	$8 \cdot 10^{-11}$	$5 \cdot 10^{-8}$	25	40	180
ФЭУ-94	C8	0,36—0,85	11	10 (1300)	—	$5 \cdot 10^{-9}$	100	130	180
ФЭУ-112	—	0,23—1,1	14	10 (1500)	$5 \cdot 10^{-11}$	$1 \cdot 10^{-7}$	5	22,5	90
ФЭУ-114	—	0,25—0,85	14	30 (1400)	$3 \cdot 10^{-12}$	$5 \cdot 10^{-10}$	10	22,5	90

Трубчатые диноды позволяют создавать миниатюрные ФЭУ. Параметры некоторых типов ФЭУ приведены в табл. 5.

К приемникам, действие которых основано на использовании внешнего фотоэффекта, относится диссектор, обеспечивающий электронное сканирование больших областей пространства предметов при малом мгновенном угловом поле прибора.

Электронно-оптическим преобразователем (ЭОП) называется действующее на основе внешнего фотоэффекта устройство (рис. 32), которое оптическое изображение  $y'$ , создаваемое объективом 1 на фотокатод 2, преобразует в видимое изображение  $y''$ , наблюдаемое на флуоресцирующем экране (анод 5). ЭОП представляет собой стеклянный баллон 3, внутри которого расположена электростатическая или магнитная система 4, фокусирующая электроны, эмиттируемые фотокатодом. Так как число испускаемых электронов пропорционально локальной освещенности фотокатода, то на экране, покрытом флуоресцирующим слоем, образуется видимое изображение предмета. Спектральные характеристики фотокатодов ЭОП те же, что у фотоэлементов и ФЭУ. Покрывания экранов служат мелкозернистые люминофоры желто-зеленого свечения для наблюдений и фиолетово-синего свечения — для фотографирования. Время послесвечения экранов разных типов составляет  $10^{-6}$ — $10^{-2}$  с. Линейное увеличение ЭОП, определяемое отношением размера изображения на

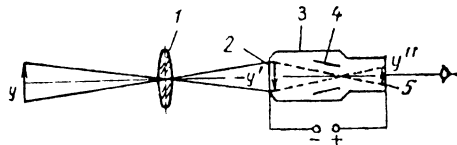


Рис. 32. Схема ЭОП

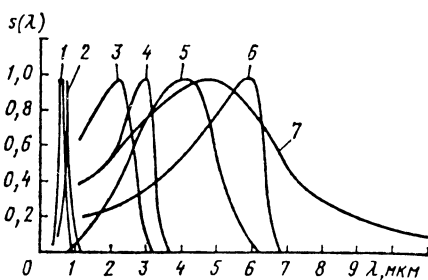


Рис. 33. Относительная спектральная чувствительность фоторезисторов:

1 — CdS; 2 — CdSe; 3 — PbS; 4 — PbS (195 K); 5 — PbSe (78 K); 6 — InSb (295 K); 7 — Ge(Au) (60 K)

экране к размеру изображения на фотокатоде, составляет 0,5—2 для различных типов ЭОП. Разрешающая способность ЭОП в центре и на краю

поля изображения соответственно равна 30—60 и 3—6 лин/мм. Характеристики некоторых типов ЭОП приведены в работе [10]. Большую группу фотоэлектрических приемников составляют фоторезисторы, работа которых основана на использовании внутреннего фотоэффекта, приводящего к изменению сопротивления приемника под действием потока излучения. Фоторезистор представляет собой фоточувствительный слой полупроводникового материала, помещаемый на подложку. Фоторезистор имеет два электрода для включения в электрическую цепь последовательно с нагрузочным резистором, падение напряжения на котором является рабочим сигналом. Существует три группы фоторезисторов: пленочные, например сернисто-свинцовые (PbS), селенисто-свинцовые (PbSe), теллуристо-свинцовые (PbTe); монокристаллические на основе антимонида индия (InSb) и теллуридов ртути и кадмия (HgCdTe); легированные примесями (германий (Ge), легированный ртутью (Hg), золотом (Au)).

Фоторезисторы, чувствительные к излучению с длинами волн до 3 мкм, используют без охлаждения, а фоторезисторы, действующие в диапазонах 3—14 мкм, требуют охлаждения. Фоторезистор обычно помещается в корпус с защитным окном, а при охлаждении — в сосуд Дьюара с хладагентом: твердой углекислотой (195 K) или жидким азотом (77 K). Характеристики относительной спектральной чувствительности фоторезисторов разных типов показаны на рис. 33. Для большинства фоторезисторов при охлаждении чувствительного слоя максимум спектральной характеристики смещается в длинноволновую область спектра, исключение составляют фоторезисторы на основе антимонида индия, у которых при охлаждении спектральная характеристика смещается в область коротких волн. Интегральная чувствительность различных фоторезисторов составляет 500—6000 мкА/лм, постоянная времени колеблется от  $10^{-2}$  до  $10^{-7}$  с, а темновой ток, определяющий порог чувствительности приемника, достигает нескольких десятков микроампер. Параметры некоторых фоторезисторов приведены в табл. 6.

В последнее время широкое применение в приборах ИК-техники находят многоэлементные приемники на основе InSb и InAs — одномерные в виде линейки из 10 или 20 элементов и двумерные,

Тип фоторезистора	Материал чувствительного слоя	Диапазон спектральной чувствительности, мкм	Длина волны максимальной чувствительности, мкм	Удельная чувствительность, мА/(м·В)	Рабочее напряжение, В	Темновой ток, мкА	Порог чувствительности $\Phi_{\text{п}} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2} \times \Gamma_{\text{п}}^{1/2} \times 10^6$	Постоянная времени, с	Размеры чувствительной площадки, мм	Рабочая температура, К
ФСА-1	PbS	0,5—2,7	2,1	0,5	4—40	150 ( $U = 15 \text{ В}$ )	—	$4 \cdot 10^{-5}$	$\varnothing 30$	295
ФСА-12				0,5	10—75	—	—	—	$\varnothing 96$	295
ФСД-1	CdSe	0,4—1,22	0,78	30	30	10	—	$(0,3—1,5) \times 10^{-2}$	$\varnothing 28,8$	—
ФСК-Г2	CdS	0,2—0,8	0,64	6	50	3	—	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$\varnothing 57,5$	—
Фоторезистор	PbTe	0,5—5,5	4—4,5	—	—	—	1,3—2,5	$(2—10) 10^{-5}$	—	78
Монокристаллический фоторезистор	InSb	1—7,3	6,5	—	—	—	50—67	$0,2 \cdot 10^{-6}$	$0,05 \times 0,05—5 \times 5$	295
Монокристаллический фоторезистор	Ge (Au)	1—7,9	5	—	—	—	$0,07—0,67$	$(0,1—1) \cdot 10^{-6}$	$0,5 \times 0,5—5 \times 5$	78
P-типа фоторезистор	HgCdTe Ge (Hg)	3,5—14 2—14	12,2 10,6	— —	— —	— —	$0,07—0,14$	$5 \cdot 10^{-6}$ $(0,1—1) \cdot 10^{-6}$	$0,25 \times 0,25—2 \times 2$	77 30
	PbSe	0,8—6,0	5,0	—	—	—	$0,33—0,5$	$(1—5) \cdot 10^{-5}$	$0,1 \times 0,1—18 \times 18$	78

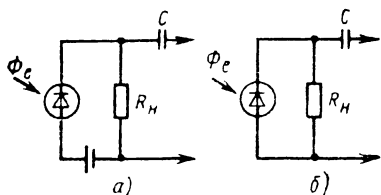


Рис. 34. Схемы включения фотодиодов: а — фотодиодный режим; б — фотогальванический режим

фотодиоды — приемники, основанные на использовании односторонней проводимости  $PN$ -перехода. Фотодиоды могут работать как с источником питания (рис. 34, а) — фотодиодный режим, так и без источника питания (рис. 34, б) — фотогальванический режим. Спектральная чувствительность фотодиодов (рис. 35) зависит от материала чувствительного слоя: Ge, Si, GaAs, Se (неохлаждаемые фотодиоды), InSb, InAs, HgCdTe (охлаждаемые фотодиоды).

Световая характеристика фотодиодов линейна в широких пределах. Интегральная чувствительность фотодиодов разных типов составляет от нескольких единиц до десятков миллиампер на люмен, порог чувствительности не превышает величины порядка  $10^{-9}$ — $10^{-10}$  лм, постоянная времени большинства фотодиодов не более  $10^{-5}$ — $10^{-6}$  с.

Большую по сравнению с фотодиодами интегральную чувствительность (до нескольких ампер на люмен) имеют фототранзисторы, отличающиеся от фотодиодов наличием нескольких  $PN$ -переходов и не только индуцирующие фототок, но и усиливающие его. Порог чувствительности фототранзисторов выше, чем у фотодиодов. Характеристики относительной спектральной чувствительности и параметры некоторых типов фотодиодов и фототранзисторов показаны на рис. 35 и в табл. 7 соответственно.

Отдельную группу приемников излучения образуют координатные приемники, по выходному сигналу которых определяют

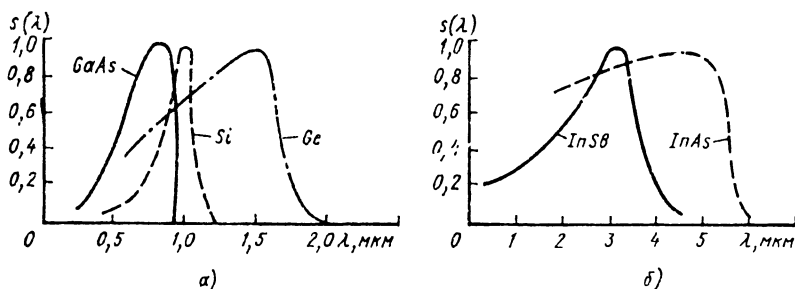


Рис. 35. Относительная спектральная чувствительность фотодиодов: а — неохлаждаемых; б — охлаждаемых

состоящие из 100 одинаковых элементов. Обнаружительная способность одномерного приемника на основе InSb с линейкой из 10 элементов в форме квадратов со стороной 0,25 мм составляет  $4,5 \cdot 10^{16} \text{ см} \times \text{Гц}^{1/2}/\text{Вт}$  [10].

Другую группу приемников излучения с внутренним фотоэффектом составляют фото-

Таблица 7. Параметры фотодиодов и фототранзисторов некоторых типов

Тип	Материал чувстви- тельного слоя	Диапазон спек- тральной чувстви- тельности		Длина волны мак- симальной чув- ствительности	Интегральная чув- ствительность, мА/лм	Напряжение питания, В	Порог чувствитель- ности, лм	Постоянная времени, с	Площадь чувстви- тельного слоя, мм <sup>2</sup>
		мкм							
ФД-3А ФД-9Э111А	Ge	0,4—1,9	1,6	10	10	1,1·10 <sup>-10</sup> —	5·10 <sup>-6</sup> 1,2·10 <sup>-7</sup>	3,0 1,1	
	Ge	0,4—1,8	1,5	17	—				
ФД-К1 ФД-8К	Si	0,5—1,2	1,0	3	20	1,5·10 <sup>-10</sup> 2,5·10 <sup>-10</sup>	10 <sup>-5</sup> 7,5·10 <sup>-6</sup>	5,0 2,0	
	Si			4					
Ф-50С ФД	Se	0,4—0,7	— 0,85	0,6	—	2,8·10 <sup>-12</sup> Вт	— 1,35·10 <sup>-3</sup>	445 2,25	
	GaAs	0,3— 0,95		1,0— 1,5	—				
ФТГ-2А ФТГ-3	Ge	0,4—1,9	1,6	1000	5	2,5·10 <sup>-7</sup> —	8·10 <sup>-3</sup>	— 3,0	
	Ge			750					
ФТ-1К	Si	0,5—1,2	1,0	160	—	—	8·10 <sup>-5</sup>	2,5	

координаты пятна изображения источника излучения на чувствительной поверхности. К координатным приемникам относятся инверсионные фотодиоды, многоэлементные приемники, приборы с зарядовой связью (ПЗС).

Инверсионные фотодиоды — приемники с продольным фотоэффектом, состоящим в том, что при неравномерном освещении полупроводникового перехода кроме поперечной ЭДС между *P* и *N*-областями возникает фотоЭДС, направленная вдоль перехода. Схема инверсионного приемника показана на рис. 36, а, где 1 — выводы, 2 — пятно, смещенное на расстояние *z* от центра чувствительной площадки. Выходной сигнал *U<sub>z</sub>* зависит от смещения пятна (рис. 36, б) и потока излучения, поступающего на приемник. При наличии у приемника четырех выводов (в двух взаимно перпендикулярных направлениях) можно определять две координаты пятна относительно центра приемника.

Чувствительные слои инверсионных фотодиодов изготавливают из германия, кремния, антимонида индия, селена. Преимуществами инверсионных фотодиодов являются: независимость точности измерения от размера пятна рассеяния; возможность изменения положения нулевой точки инверсионной характеристики с помощью постоянного напряжения на выводах, что используется в ряде быстродействующих оптико-электронных приборов; воз-



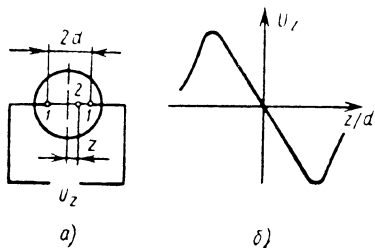


Рис. 36. Схема инверсивного фотодиода и зависимость продольной фотоЭДС от смещения светового пятна относительно центра чувствительной площадки

можность внутренней электронной модуляции выходного сигнала, позволяющей изменять крутизну инверсионной характеристики и использовать уси-

лители переменного тока. Чувствительность инверсионных фотодиодов достигает  $40 \text{ В}/(\text{Вт} \cdot \text{мм})$ , порог чувствительности равен  $2 \cdot 10^{-9} \text{ лм} \cdot \text{мм}$  по излучателю с  $T = 2848 \text{ К}$  (германиевые фотодиоды) и  $(4 \div 8) \cdot 10^{-10} \text{ Вт}$  при удалении пятна от центра на  $9,5 \text{ мм}$  (кремниевые фотодиоды); постоянная времени не превышает нескольких микросекунд.

Многоэлементные координатные приемники имеют чувствительный слой, состоящий из нескольких отдельных элементов. С помощью многоэлементного приемника можно осуществлять просмотр углового поля оптической системы без механического сканирования, что упрощает конструкцию некоторых оптико-электронных приборов. Примером простейшего двухкоординатного приемника является фотодиод, чувствительная площадка которого разделена на четыре элемента с промежутками  $0,001—0,5 \text{ мм}$ . Многоэлементные приемники имеют те же характеристики, что и инверсионные фотодиоды.

ПЗС, являющиеся двумерными матрицами на основе структур металл — диэлектрик — полупроводник, используются для хранения и передачи информации, преобразования информации, заключенной в потоке излучения, в электрические сигналы, их хранения и считывания. ПЗС-структуры применяются в устройствах ввода и вывода информации (отображающие устройства, устройства памяти). На основе ПЗС разрабатываются передающие телевизионные камеры, широкоугольные тепловизоры без механического сканирования.

С помощью ПЗС-структур внешняя электрическая или световая информация преобразуется в заряды (зарядовые пакеты), размещаемые на поверхности диэлектрик —  $N$  подложка. Считывание информации осуществляется при перемещении зарядов вдоль поверхности при подаче напряжения на электроды.

В телевизионных передающих камерах на основе ПЗС-структур используется свойство самосканирования ПЗС. Хранящийся в матрице ПЗС потенциальный рельеф (картина) зарядов соответствует распределению яркости объекта. Визуализация картины осуществляется перемещением зарядов к выходному считывающему устройству и преобразованием их в видеосигнал.

Материалами для ПЗС служат кремний, германий, сульфид цинка, антимонид индия и др. Недостатками ПЗС являются боль-

Т а б л и ц а 8. Спектральная чувствительность различных типов фотоэмульсий

Тип фотоэмульсии	Длинноволновая граница чувствительности, мкм	Характерные особенности
Несенсибилизированная Ортохром	0,51	Используется для черно-белых фотобумаг, позитивных пластинок, фото- и кинопленок
Изоортохром	0,59	Провал чувствительности в диапазоне 0,48—0,53 мкм
Панхром	0,59	Одинаковая чувствительность в диапазоне 0,4—0,59 мкм
Изопанхром	0,68—0,7	Провал чувствительности в сине-зеленой области спектра
Изохром	0,68—0,7	Одинаковая чувствительность в диапазоне 0,4—0,7 мкм, используется для черно-белых негативных фото-и кинопленок
Изохром	0,64	Одинаковая чувствительность в диапазоне 0,4—0,64 мкм
Инфрахром	0,65—1,15	Фотоматериалы для съемки в красной и ИК-областях спектра

шая инерционность (постоянная времени порядка нескольких миллсекунд), а также необходимость охлаждения (кроме ПЗС на основе кремния) до температуры 5—77 К в зависимости от материала.

**Фотоматериалы.** Большинство современных фотоматериалов (пленки, пластинки, фотобумага) в качестве светочувствительного элемента содержат микрокристаллы галогенидов серебра, размером не более 5 мкм, равномерно распределенные в водном растворе желатины, которая является составной частью фотоэмульсии. Фотоэмульсия наносится на основу (пленку триацетата целлюлозы, стеклянную пластинку или бумагу) и покрывается сверху защитным лаком.

При экспонировании фотослоя происходит восстановление атомов серебра, образующих скрытое изображение. Количество атомарного серебра определяется освещенностью слоя, временем экспонирования и другими факторами. Так как галогениды серебра чувствительны только к сине-фиолетовой области (до  $\lambda = 0,51$  мкм) видимого диапазона, для расширения области спектральной чувствительности фотослоя в него вводят сенсibilизаторы — органические вещества, молекулы которых способны возбуждаться под влиянием излучения длиной волны более 0,5 мкм. Характеристики спектральной чувствительности различных типов фотоэмульсий приведены

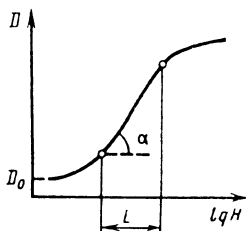


Рис. 37. Характеристическая кривая фотоматериала

Т а б л и ц а 9. Характеристики некоторых типов черно-белых фотоматериалов [14]

Тип фотоматериала и обозначение	$S$ , ед ГОСТ	$\gamma$	$L$ , не менее	$D_0$ , не более	$N$ , лин/мм
Фото пленки негативные:					
фото-65	65	0,8	1,5	0,10	92
фото-130	130			0,15	75
фото-250	250			0,20	70
Кино пленки негативные:					
КН-1	11	0,65	2,5	0,10	135
КН-2	32			0,12	100
КН-3	90			0,15	78
Фотопластинки негативные:					
фото-90	90	0,9	1,2	0,10—0,11	70
фото-180	180	1,3		0,12—0,13	60
фото-350	350	1,7		0,14—0,18	55

в табл. 8. Эмульсия для получения цветных изображений содержит несколько слоев с различной спектральной чувствительностью, фиксирующих изображения в определенной области спектра.

Для превращения скрытого изображения фотослоя в видимое увеличивают количество атомов серебра в фотослое в процессе его химико-фотографической обработки (проявления и фиксации в специальных растворах).

Характеристическая кривая фотоматериала показана на рис. 37, где  $D$  — оптическая плотность почернения материала,  $H$  — световая экспозиция.

Основными характеристиками фотоматериалов (табл. 9) являются: светочувствительность  $S$ , коэффициент контрастности  $\gamma = \lg \alpha$ , фотографическая широта  $L$ , определяемая прямолинейным участком характеристической кривой, оптическая плотность вуали  $D_0$  (плотность неэкспонированного материала).

Светочувствительность

$$S = 10/H_{D=D_0+0,85},$$

где экспозиция  $H$  определяется для оптической плотности почернения, превышающей плотность вуали на 0,85 единиц плотности.

## ГЛАВА 4. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

### 12. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ДВУХ МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ВОЛН

*Интерференцией* волн (световых, акустических и др.) называют такое их взаимодействие, при котором происходит перераспределение суммарной энергии волн в пространстве с образованием интерференционных максимумов и минимумов объемной плотности энергии.

Простейший случай — интерференция двух монохроматических световых волн, которые одинаковы по частоте, поляризации и направлению распространения (рис. 38), сводится к сложению комплексных амплитуд (см. гл. 1, с. 12) в заданной точке пространства:

$$U = U_1 + U_2,$$

где  $U_1 = A_1 \exp(i\varphi_1)$ ;  $U_2 = A_2 \exp(i\varphi_2)$ .

Вещественную амплитуду и начальную фазу результата интерференции находят известным приемом умножения на величину, комплексно сопряженную комплексной амплитуде:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1); \quad (55)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = (A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2) / (A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2).$$

Из формулы (55) следует, что амплитуда  $A$ , а следовательно, и интенсивность  $I$  результата интерференции зависят от разности фаз  $\varphi_2 - \varphi_1 = \delta\varphi$ :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta\varphi. \quad (56)$$

Экстремальные значения результирующей интенсивности получаются следующими:

$$I_{\max} = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2 \text{ при } \delta\varphi = 2\pi m;$$

$$I_{\min} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2 \text{ при } \delta\varphi = \pi(2m + 1),$$

где  $m$  — целое число ( $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm \dots$ ).

Если  $I_1 = I_2$ , то  $I_{\max} = 4I_1$ ,  $I_{\min} = 0$  (рис. 39).

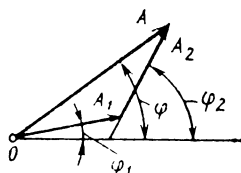


Рис. 38. Векторная диаграмма сложения двух колебаний

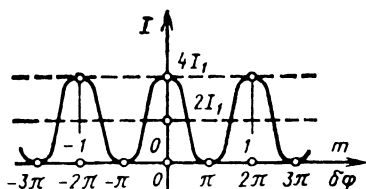


Рис. 39. Изменение интенсивности света в случае интерференции двух одинаковых монохроматических волн

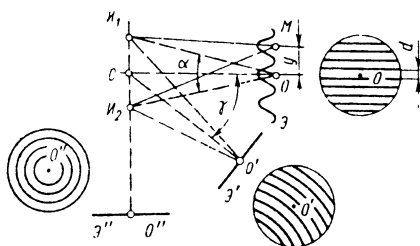


Рис. 40. Форма интерференционных полос на различно расположенных экранах

Интерференцию света обычно наблюдают (регистрают) на плоском экране в виде совокупности светлых и темных полос — интерференционной картины. Для оценки формы и ширины полос рассмотрим интерференционную схему для двух идеальных источников  $I_1$  и  $I_2$ , являющихся точечными и монохроматическими (рис. 40). Если источники

расположены в однородной среде, например в вакууме ( $n = 1$ ), и начальная разность фаз их колебаний  $\delta\varphi = 0$ , то разность фаз в некоторой точке  $M$ , зависящая от оптической разности хода  $\Delta = s_2 - s_1$ , определится соотношением  $\delta\varphi = 2\pi\Delta/\lambda$ . Если  $\Delta = m\lambda$ , то получается светлая полоса, а при  $\Delta = (2m + 1)\lambda/2$  — темная полоса. Целое число  $m$ , выражающее оптическую разность хода в длинах волн, называют порядком интерференции. Условию  $s_2 - s_1 = \text{const}$ , определяющему изофазные поверхности в пространстве, соответствуют двухполостные гиперболоиды вращения, фокусами которых служат точки  $I_1$  и  $I_2$  источников. Поэтому возможна различная форма интерференционных полос в зависимости от расположения экрана. Так, на экране  $\mathcal{E}$ , расположенном на достаточно большом удалении от источников и параллельно прямой, соединяющей их, возможно получение прямолинейных и равноотстоящих интерференционных полос; на экране  $\mathcal{E}'$  полосы искривляются по мере возрастания угла  $\gamma$  и приобретают форму concentрических колец на экране  $\mathcal{E}''$ .

Шириной интерференционных полос  $d$  называют расстояние между двумя соседними максимумами или минимумами. Для малых отрезков  $y$  и углов  $\alpha$  между интерферирующими лучами можно использовать простую формулу

$$d = \lambda/\alpha. \quad (57)$$

В общем случае формула имеет вид

$$d = \lambda/2 \sin(\alpha/2). \quad (58)$$

Из формул (57) и (58) видно, что ширина полос тем больше, чем меньше угол между интерферирующими лучами. Расчеты показывают, что для визуального наблюдения ( $d \approx 1$  мм) угол между интерферирующими лучами не должен превышать  $1'$ .

Качество интерференционной картины оценивают контрастом, для количественной характеристики которого используется функция вида

$$K = (I_{\max} - I_{\min})/(I_{\max} + I_{\min}), \quad (59)$$

которую часто называют видимостью. Максимальный контраст ( $K_{\max} = 1$ ) можно получить лишь при равенстве интенсивностей интерферирующих пучков. Кроме неравенства интенсивностей к причинам, снижающим контраст интерференционной картины, следует отнести фоновую засветку экрана, различия в поляризации световых пучков, а также конечный спектральный интервал и протяженность реальных источников.

Рассмотрим два точечных, но квазимонохроматических источника, обладающих одинаковыми равноинтенсивными спектральными интервалами ( $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 \ll \lambda$ ,  $\lambda \approx \lambda_1 \approx \lambda_2$ ). Очевидно, что по мере удаления от центральной точки экрана  $O$  (рис. 40), соответствующей нулевой разности хода, интерференционные максимумы одинаковых порядков для  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  будут смещаться друг относительно друга. Когда это смещение достигнет ширины интерференционной полосы, произойдет размытие полос, так как максимумы для промежуточных длин волн, входящих в спектральный интервал, полностью перекроют провал интенсивности между соседними максимумами. Соответствующая этому условию оптическая разность хода называется критической  $\Delta_{кр} = (m_{кр} + 1)\lambda = (\lambda + \Delta\lambda)m_{кр}$ . Из последнего выражения получим

$$m_{кр} = \lambda/\Delta\lambda; \Delta_{кр} = \lambda^2/\Delta\lambda.$$

Из формул видно, что чем уже спектральный интервал, тем выше порядок интерференции и больше оптическая разность хода, при которой можно наблюдать интерференционную картину.

В случае, когда квазимонохроматический источник содержит только две узкие спектральные линии, размытие интерференционных полос будет происходить периодически для разностей хода, определяемых выражением  $\Delta_{кр} = (2p + 1)\lambda^2/2\Delta\lambda$ , где  $p$  — целые числа, определяющие периодичность размытия. Вычисление для дуплета в спектре натриевой лампы ( $\lambda_1 = 0,5890$  мкм,  $\lambda_2 = 0,5896$  мкм) дает для первого размытия ( $p = 0$ )  $\Delta_{кр} = 0,3$  мм.

Следует упомянуть об интерференции в белом свете. Наблюдаемая интерференционная картина в этом случае содержит контрастную полосу нулевого порядка, от которой в обе стороны видно лишь несколько окрашенных полос.

Перейдем к рассмотрению реальных источников, имеющих конечные размеры. В обычном (не лазерном) источнике каждый точечный элемент его поверхности излучает независимо от других. Поэтому взаимодействие пучков от двух протяженных источников не приводит к стационарной интерференционной картине вследствие малой длительности отдельных цугов колебаний и хаотичности каждого акта излучения. Для получения двухлучевой интерференции от протяженных источников приходится создавать одно или два изображения от одного исходного источника. Тогда для световых волн, исходящих от соответствующих точек источника и его изображения (или двух изображений одного и того же источника), сохраняется постоянство разности фаз, позволяю-

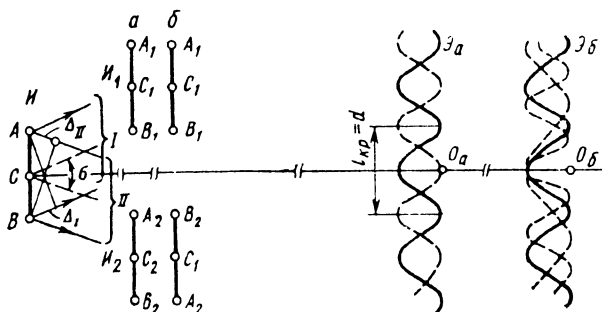


Рис. 41. К выводу формулы для допустимой длины протяженного источника

щее получать стационарную интерференционную картину. Таким образом, в любой реальной интерференционной схеме необходимо осуществить разделение исходного пучка на несколько пучков с последующим сведением их в плоскость наблюдательного экрана.

Различают три способа разделения пучков: по амплитуде (интерференция Ньютона), по фронту волны (интерференция Френеля) и по поляризации.

Двухлучевая интерференционная схема с исходным источником  $H$ , имеющим линейную протяженность  $l$ , представлена на рис. 41. Полученные от исходного источника так называемые вторичные источники  $H_1$  и  $H_2$  примем равноинтенсивными и равнопротяженными исходному:  $l_1 = l_2 = l$ . Возможны два случая взаимного расположения вторичных источников: а) прямое; б) перевернутое. В первом случае, который является наиболее распространенным, каждая пара соответствующих точек (например,  $A_1 - A_2$ ,  $C_1 - C_2$ ,  $B_1 - B_2$  и т. д.) приводит к получению интерференционных полос одинаковой ширины, но соответственно смещенных на экране. Когда это смещение станет равным ширине полосы, произойдет полное размытие интерференционной картины. Соответствующую длину вторичных источников называют критической  $l_{кр} = d$ . При переходе к исходному источнику необходимое условие получения интерференционной картины означает, что разность хода лучей от крайних точек  $A$  и  $B$  по направлениям обеих ветвей  $I$  и  $II$  схемы должна быть меньше длины волны:  $\Delta = \Delta_I + \Delta_{II} = 2l \sin(\sigma/2) < \lambda$  или для малых углов  $l\sigma < \lambda$ .

При перевернутом положении вторичных источников наибольший контраст получается для интерференционной полосы в центре экрана, для которой нулевая разность хода имеет место для всех соответствующих точек вторичных источников. По мере удаления от нулевой интерференционной полосы контраст постепенно снижается вследствие перекрытия полос, что обусловлено их неодинаковой шириной.

Способность оптических источников к интерференции характеризует их когерентность, т. е. наличие корреляции между световыми колебаниями в различных точках пространства в разные моменты времени. Количественно когерентность излучения характеризуют степенью взаимной когерентности  $|\gamma_{12}(\tau)|$ , определяющей контраст интерференционной картины, возникающей при наложении с произвольным запаздыванием  $\tau$  полей равной интенсивности, относящихся к различным точкам нормального сечения пучка излучения. Все реальные источники, позволяющие получать интерференцию, относятся к категории частично когерентных. Интерференционная картина с необходимым контрастом от этих источников получается лишь в ограниченной области пространства и ее называют локализованной. Интерференционная картина от идеальных (когерентных) источников получается повсюду и является нелокализованной.

Различают пространственную и временную когерентность. Степень пространственной когерентности  $|\gamma_{12}(0)|$  равна степени взаимной когерентности при нулевом запаздывании. Под степенью временной когерентности  $|\gamma(\tau)|$  понимают степень взаимной когерентности для одной точки пространства. Минимальное запаздывание, для которого степень временной когерентности принимает значение, равное нулю, называют временем когерентности  $\tau_c$ . Произведение времени когерентности на скорость электромагнитного излучения в вакууме характеризует длину когерентности  $\Delta_c$ , совпадающую с минимальной оптической разностью хода, при которой контраст интерференционной картины в интерферометре типа Майкельсона уменьшается до нуля. При ширине спектрального интервала излучения  $\Delta\lambda$  и средней длине волны  $\lambda$  длина когерентности равна  $\Delta_c = \lambda^2/\Delta\lambda$ .

### 13. ДВУХЛУЧЕВАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ

Наибольшее практическое применение нашли двухлучевые интерференционные схемы, основанные на использовании плоских зеркал. В общем случае двухлучевая интерференционная схема содержит четыре зеркала (рис. 42). Полупрозрачное зеркало 1 разделяет падающий пучок на два. Полученные с помощью зеркал 2 и 3 пучки направляются далее на полупрозрачное зеркало 4, которое соединяет их в один общий пучок. Таким образом, по направлению *A* или *B* можно получить результат взаимодействия двух пучков в виде той или иной интерференционной картины.

Следует отметить, что для геометрического построения исходной оптической схемы зеркального интерферометра при условии равенства нулю разности хода в обеих ветвях и получения «бесконечно» широкой полосы необходимо придерживаться следующего правила, предложенного А. А. Забелиным: зеркала должны располагаться по касательным и в фокусах (точки  $F_1$  и  $F_2$  на рис. 42)



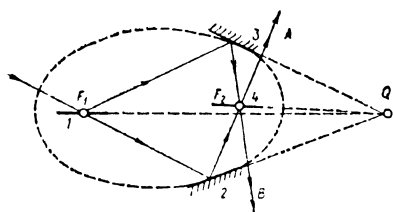


Рис. 42. Общая схема двухлучевого зеркального интерферометра

лучи образуют прямоугольник, а зеркала расположены параллельно друг другу по его углам (полюс интерферометра находится в бесконечности). Если зеркала попарно объединить в плоскопараллельные пластины 1 и 2, то получится известная схема интерферометра Жамена (рис. 43, б). Интерферометр Майкельсона (рис. 43, в) следует рассматривать как частный случай круговой схемы, в которой разделение пучков происходит под углом  $90^\circ$ . В этой схеме лишь три зеркала, а полюс находится на конечном расстоянии. По параболической схеме строится пятизеркальная схема, известная как интерферометр Кестерса (рис. 43, г). Наконец, простейшая интерференционная схема, состоящая всего из двух полупрозрачных параллельных зеркал, называемая интерферометром Фабри — Перо, относится к точечной (рис. 43, д). Нарушение исходной схемы приводит к образованию полос конечной ширины и возникновению разности хода в ветвях интерферометра.

Простейшая интерференционная схема обычно реализуется в виде изготовленной из прозрачного материала плоскопараллельной или клиновидной пластины, на которую падают пучки лучей, мало отклоняющихся по направлению от нормалей к поверхностям (рис. 44). Характер интерференции в пластине (двухлучевой или

одной из кривых второго порядка, а их направления должны пересекаться в одной общей точке Q, называемой полюсом интерферометра.

Частным случаем эллиптической схемы может служить схема Цендера — Маха — Рождественского (рис. 43, а), в которой осевые

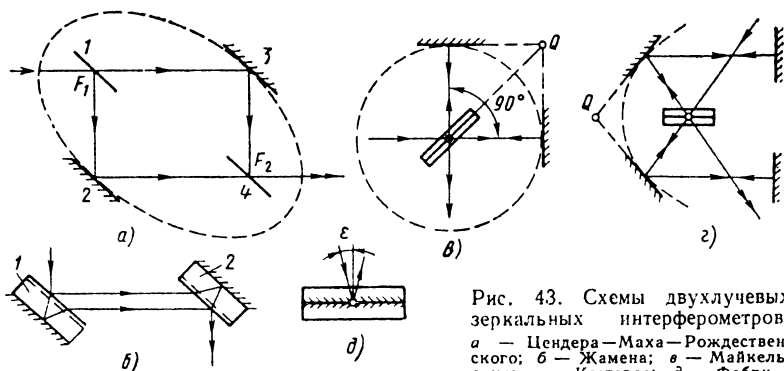


Рис. 43. Схемы двухлучевых зеркальных интерферометров: а — Цендера — Маха — Рождественского; б — Жамена; в — Майкельсона; г — Кестерса; д — Фабри — Перо

многолучевой) зависит от коэффициента отражения поверхностей. При малом значении коэффициента отражения, что характерно для поверхностей обычных стекол и других материалов в видимой области, интенсивности пучков после двух отражений сильно различаются между собой (особенно в прошедшем свете), и практически наблюдается мало-контрастная двухлучевая интерференционная картина. Лишь специальные зеркальные покрытия поверхностей пластины создают условия для получения контрастной многолучевой интерференционной картины. Оптическую разность хода, возникающую между соседними лучами в отраженном или прошедшем свете (без учета фазовых изменений на поверхностях), для плоскопараллельной пластины определяют по формуле

$$\Delta = 2dn \cos \varepsilon', \quad (60)$$

где  $d$  — толщина пластины;  $n$  — относительный показатель преломления материала пластины и окружающей среды;  $\varepsilon'$  — угол преломленного луча в пластине.

Из формулы (60) видно, что на разность хода интерферирующих лучей можно влиять путем выбора угла наклона падающих лучей или изменением оптической толщины пластины. В зависимости от этого различают два основных типа интерференционных полос — полосы равного наклона и полосы равной толщины. Рассмотрим особенности каждого типа интерференционных полос.

Полосы равного наклона можно получить на установке (рис. 45, а), состоящей из протяженного источника  $I$ , от которого лучи падают как нормально, так и под небольшим углом наклона  $\varepsilon$  на плоскопараллельную пластину 2. Соответствующие по наклону пучки лучей, отраженные от первой и второй поверхностей пластины 5, с помощью полупрозрачной вспомогательной пластины 2

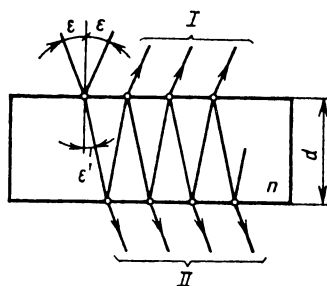


Рис. 44. Разделение лучей в пластине:

$I$  — отраженные лучи;  $II$  — прошедшие лучи

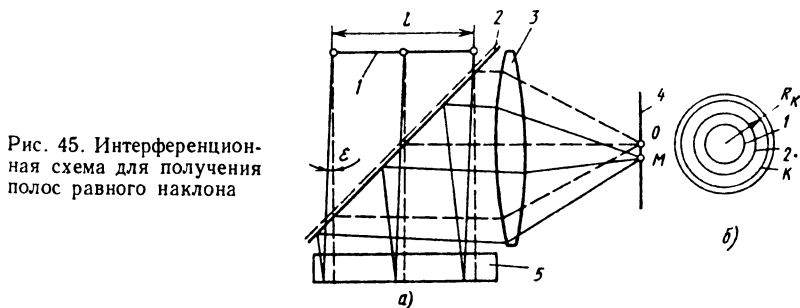


Рис. 45. Интерференционная схема для получения полос равного наклона

направляются на фокусирующую линзу 3, которая собирает их в различных местах экрана 4. Наибольшая разность хода возникает для лучей, падающих нормально на пластину и собираемых линзой в центре  $O$  экрана. В других местах экрана разность хода будет тем меньше, чем больше угол падения лучей  $\epsilon$  на пластину. В итоге возникает интерференционная картина в форме концентрических колец (рис. 45, б), порядок  $m$  которых постепенно уменьшается по мере возрастания радиусов колец  $R_k$  от центра к краям экрана. Для разности хода в центре экрана  $\Delta_0$  и кольца с номером  $k$  можно написать:

$$\Delta_0 = (m + q) \lambda = 2dn;$$

$$\Delta_k = [m - (k - 1)] \lambda = 2dn \cos \epsilon';$$

$$\Delta_0 - \Delta_k = 2dn (1 - \cos \epsilon') = (k - 1 + q) \lambda,$$

где  $k$  — порядковый номер кольца, отсчитанный от центра экрана;  $q$  — дробная часть  $m$  для нормального падения лучей на пластину.

Учитывая малые углы  $\epsilon$ , получим

$$1 - \cos \epsilon'_k \approx \epsilon_k^2 / 2n^2.$$

В итоге для угловой ширины радиуса  $k$ -го кольца получим

$$\epsilon_k \approx \sqrt{\frac{(k - 1 + q) n \lambda}{d}}.$$

Если пластина подобрана так, что  $q = 1$ , то

$$\epsilon_k \approx \sqrt{kn\lambda/d}.$$

Угловая ширина полосы с номером  $k$

$$\delta\epsilon_k = \epsilon_{k+1} - \epsilon_k \approx \frac{1}{2} \sqrt{n\lambda/(kd)}. \quad (61)$$

Клиновидность пластины влияет на контраст интерференционных колец равного наклона. Критический угол клина, при котором возникает размытие, определяют по формуле

$$\theta_{кр} = \lambda/(2nl),$$

где  $l$  — длина источника.

Для получения достаточно контрастной интерференционной картины реальный угол клина необходимо уменьшить по сравнению с критическим, например, в 2 раза. Расчеты показывают, что при  $l = 10$  мм и  $n = 1,5$   $\theta_{кр} = 4''$ .

Полосы равной толщины удобно наблюдать в клине на установке, представляющей собой интерферометр Физо (рис. 46, а). Источник света 1 освещает диафрагму 2 с малым отверстием. Диафрагма расположена в фокальной плоскости коллиматорной линзы 3. В результате на клиновидную пластину 4 падает достаточно параллельный пучок лучей, который после разделения на первой поверхности образует в отраженном свете два интерфе-

рирующих пучка лучей. С помощью вспомогательного полупрозрачного зеркала 5 интерферирующие пучки отводятся в сторону, образуя в фокальной плоскости линзы два изображения 2' и 2'' исходной диафрагмы. Глаз наблюдателя, расположенный в этой фокальной плоскости, при перекрытии зрачком указанных изображений точечной диафрагмы увидит через линзу 3, как через лупу, интерференционную картину в форме прямолинейных и равноотстоящих полос, параллельных ребру клина (рис. 46, б). Ширину интерференционных полос с учетом двойного хода лучей в клине находят по формуле

$$d = \lambda / (2n\theta).$$

Требование к пространственной когерентности источника накладывает ограничение на размер диафрагмы. Согласно формуле (61) угловой радиус диафрагмы не должен превышать  $0,5 \sqrt{n\lambda/d}$ .

Необходимо отметить, что форма не является отличительным признаком типа интерференционных полос: полосы обоих типов могут быть как кольцевыми, так и прямолинейными. Важным отличительным признаком является место локализации полос; для первого типа — бесконечность, для второго — одна из поверхностей пластины (для нормального падения лучей). Это вызывает различие в способах регистрации интерференционной картины.

Полосы равной толщины и наклона можно получить в интерферометре Майкельсона, сыгравшем большую роль в истории развития физики. Прибор включает следующие основные оптические элементы (рис. 47): источник света 1, первый (осветительный) коллиматор, состоящий из диафрагмы 2, расположенный в фокальной плоскости линзы 3, разделительной пластины 7, двух концевых зеркал 5 и 8, второго (наблюдательного) коллиматора с линзой 9, дающей в фокальной плоскости два изображения 2' и 2'' диафрагмы 2. Выходящий из осветительного коллиматора пучок лучей разделяется на пластине 7 на два. Оба пучка после отражения от концевых зеркал идут в обратном направлении и, соединяясь на пластине в один пучок, интерферируют между собой.

Оптическая схема интерферометра Майкельсона приводится к воздушной пластине, одной поверхностью которой служит, например, зеркало 8, а второй — мнимое изображение 5' от зеркала 5, полученное через пластину 7. Толщина и клиновид-

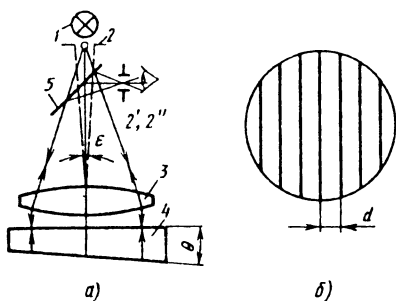


Рис. 46. Интерференционная схема для получения полос равной толщины

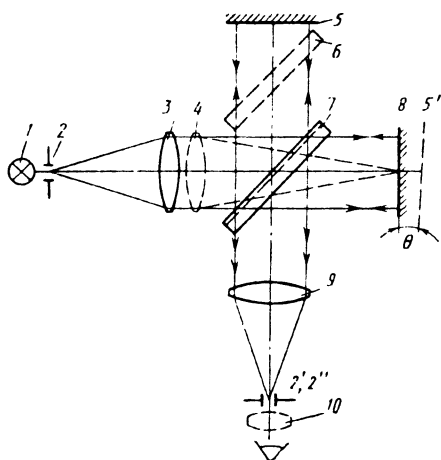


Рис. 47. Схема интерферометра Майкельсона

ность воздушной пластины меняется за счет наклона и смещения зеркал. Для наблюдения полос равной толщины, которые локализованы на поверхности одного из зеркал, глаз должен быть в фокальной плоскости линзы 9, играющей роль лупы. Предварительно зеркала 5 и 8 выставляются перпендикулярно падающим лучам с помощью сменного окуляра 10. Признаком правильного положения зеркал является наличие в центре поля окуляра двух совмещенных изображений 2' и 2".

Для наблюдения полос равного наклона вводится дополнительная линза 4, которая создает сходящийся пучок лучей для освещения воздушной пластины лучами различных наклонов. Так как интерференционная картина колец равного наклона локализована в бесконечности, то перед глазом ставится окуляр (линза 10). Для наблюдения интерференции в белом свете необходимо использовать компенсационную пластину 6, которая уравнивает оптическую длину пути лучей различных длин волн в стекле для обеих ветвей интерферометра. Благодаря сравнительной простоте и универсальности интерферометр Майкельсона с теми или иными видоизменениями нашел широкое применение.

#### 14. МНОГОЛУЧЕВАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ

Рассмотрим пучок параллельных лучей, падающий под небольшим углом на плоскопараллельную пластину, у которой поверхности имеют одинаковые и сравнительно высокие коэффициенты отражения  $\rho$ , а поглощение света на поверхностях и в материале пластины отсутствуют ( $\alpha = 0$ ,

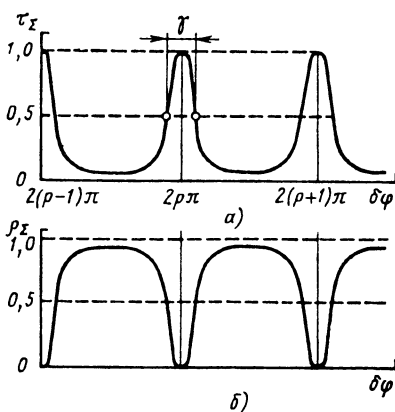


Рис. 48. Контур интерференционных полос при многолучевой интерференции:  
а — в прошедшем свете; б — в отраженном свете

$\rho + \tau = 1$ ). Разделение амплитуды падающей волны последовательно на каждой поверхности пластины приводит к образованию многих лучей как в отраженном, так и в проходящем свете (см. рис. 44), интенсивности которых постепенно убывают по закону геометрической прогрессии при постоянной разности фаз соседних интерферирующих лучей  $\delta\varphi = (4\pi/\lambda) dn \cos \epsilon'$ .

Для суммарных коэффициентов пропускания  $\tau_{\Sigma}$  и отражения  $\rho_{\Sigma}$  известны следующие зависимости (формулы Эйри):

$$\tau_{\Sigma} = \frac{1}{1 + F \sin^2 (\delta\varphi/2)}; \quad (62)$$

$$\rho_{\Sigma} = \frac{F \sin^2 (\delta\varphi/2)}{1 + F \sin^2 (\delta\varphi/2)}, \quad (63)$$

где параметр  $F = 4\rho/(1 - \rho)^2$  характеризует резкость интерференционных полос.

Из графического представления этих зависимостей видно, что интерференционная картина в прошедшем свете (рис. 48, а) имеет вид узких светлых полос на темном фоне, а в отраженном свете (рис. 48, б) — темных узких полос на почти равномерном светлом фоне.

Оценим полуширину интерференционного максимума в проходящем свете. Очевидно, что  $(\tau_{\Sigma})_{\max} = 0,5$  будет при  $F \sin^2 (\delta\varphi/2) = 1$ , где  $\delta\varphi = 2\pi\rho \pm \gamma/2$ . Учитывая малость аргумента  $\gamma$ , получим  $\gamma = 4/\sqrt{F}$ .

За резкость интерференционных полос  $Q$  принимают отношение

$$Q = 2\pi/\gamma = (\pi/2)\sqrt{F} = \pi\sqrt{\rho/(1 - \rho)}. \quad (64)$$

Анализ показывает, что резкость интерференционных полос и их контраст увеличиваются при возрастании коэффициента отражения. Если при двухлучевой интерференции  $Q \approx 2$ , то при многолучевой интерференции ( $\rho = 0,9$ )  $Q \approx 30$ , и резкость можно еще увеличить при  $\rho > 0,9$ .

Для наглядности представления многолучевой интерференции в пластине резкость  $Q$  принято отождествлять с числом эффективно интерферирующих лучей, понимая под этим число одинаково интенсивных лучей, дающих экстремум той же полуширины, что и бесконечно большое число лучей убывающей интенсивности.

Многолучевая интерференция в клиновидной пластине приводит к получению резких полос равной толщины, локализованных на ее поверхности; при этом происходит некоторое нарушение симметрии полос и уменьшение интенсивности в максимуме. Наличие поглощения при многолучевой интерференции существенно сказывается на интенсивности прошедшего света. Например, увеличение поглощения на 2 % ( $\rho = 0,9$ ,  $\alpha_1 = 0,03$  и  $\alpha_2 = 0,05$ ) приводит к уменьшению пропускания в максимуме в 2 раза.

## 15. ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ В ТОНКИХ СЛОЯХ

Важным практическим применением интерференции следует считать просветляющие покрытия, диэлектрические зеркала и светофильтры.

При нормальном падении света на поверхность стекла ( $n = 1,5$  в видимой области спектра) коэффициент отражения  $\rho$ , определяемый известной формулой Френеля, составляет 4 % и растет с увеличением  $n$ . Например, для германия в инфракрасной области спектра  $n = 4$  и  $\rho = 36$  %. В оптических системах, насчитывающих десятки поверхностей, отражение приводит к значительным световым потерям, которые отрицательно сказываются на качестве изображения, увеличивая долю рассеянного света.

В целях уменьшения отраженного света от преломляющих поверхностей оптических деталей на них тем или иным технологическим способом, например нанесением в вакууме, формируют тонкие прозрачные слои, получившие название просветляющих. Наиболее часто используются однослойные и двухслойные просветляющие покрытия, однако в ряде случаев применяют три и более слоев.

Рассмотрим отражение света от одного слоя (рис. 49, а), образованного на поверхности оптической детали (подложки). Очевидно, что взаимное гашение в результате интерференции двух отраженных лучей с амплитудами  $A_1$  и  $A_2$  произойдет при выполнении двух условий (рис. 49, б): 1) равенстве амплитуд  $A_1 = A_2$ ; 2) сдвиге фаз на  $\pi$ , т. е. при разности в полволну хода лучей. Из первого условия находят показатель преломления слоя  $n_2 = \sqrt{n_3}$ . Второе условие позволяет определить минимальную толщину просветляющего слоя  $d = \lambda/(4n_2)$ .

Первое условие не всегда удается точно выдержать вследствие отсутствия материалов с необходимыми показателями преломления. Например, для стекла из крона ( $n_3 = 1,52$ )  $n_2 \approx 1,23$ , но на практике используют слой с  $n_2 = 1,45$ . Это приводит к снижению отражения с 4,2 % лишь до 2,6 %. Тот же слой, но на стекле

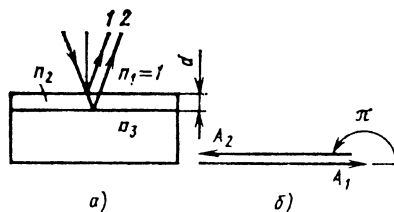


Рис. 49. Однослойное просветление: а — конструктивная схема; б — векторная диаграмма

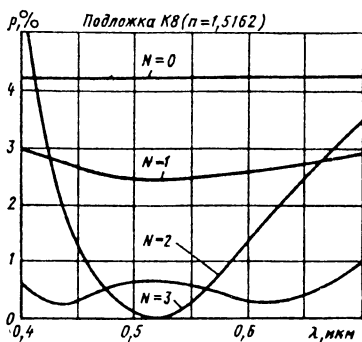


Рис. 50. Кривые эффективности просветления с различным числом  $N$  слоев

типа флинт ( $n_3 = 1,72$ ) позволяет более существенно снизить коэффициент отражения (с 7 % до 1 %).

Двухслойное просветление позволяет полностью устранить отражение света от поверхности оптической детали независимо от ее показателя преломления. Однако значение  $\rho = 0$  достигается лишь в узком спектральном интервале, а для длин волн, значительно отличающихся от расчетной, значения  $\rho$  могут превышать исходное значение коэффициента отражения для непросветленной поверхности.

При трехслойном просветлении достигается значительное снижение отражения в широкой области спектра. На рис. 50 приведены спектральные кривые коэффициента отражения для сравнения просветляющей эффективности покрытий с различным числом слоев.

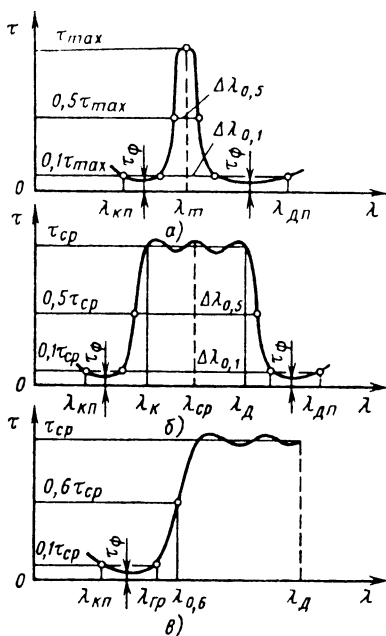
Если на поверхность оптической детали нанести слой с показателем преломления больше, чем у подложки, то отражение не уменьшится, а наоборот — увеличится. При этом отражение повышается по мере увеличения числа слоев покрытия тем значительней, чем больше разница в показателях преломления чередующихся слоев с высоким и низким их значениями. Такие зеркала, называемые диэлектрическими, обладают высоким коэффициентом отражения, достигающим до 99 % и выше. В диэлектрических зеркалах практически отсутствует поглощение, что особенно важно для зеркал лазерных резонаторов. Разновидностью диэлектрических зеркал следует считать так называемые теплозащитные фильтры («холодные зеркала»), которые задерживают инфракрасные лучи, не ослабляя область видимого диапазона спектра.

Многослойные покрытия типа диэлектрических зеркал позволяют выполнять пространственное разделение одного пучка на два, которые могут быть направлены под углом  $90^\circ$  один относительно другого. Такие интерференционные светоделители конструктивно выполняются в форме пластин или куб-призм. При этом они могут решать различные функциональные задачи: разделять пучки в различной пропорции по интенсивности, по спектру (дихроические зеркала), а также изменять характер поляризации (интерференционные поляризаторы).

Перейдем к рассмотрению интерференционных светофильтров, которые позволяют выделять участки спектра различной ширины из монохроматического излучения. По функциональному назначению различают следующие типы светофильтров: узкополосные (У), полосовые (П) и отсекающие (О). Первые выделяют сравнительно узкую полосу пропускания по спектру (рис. 51, а), вторые — сравнительно широкую спектральную область (рис. 51, б), а третьи позволяют ограничивать спектральный состав излучения со стороны коротковолновой или длинноволновой области (рис. 51, в).

Основными характеристиками фильтров У являются  $\lambda_m$  — длина волны в максимуме полосы пропускания;  $\tau_{\max}$  — коэффи-

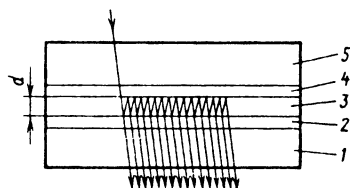




← Рис. 51. Спектральное пропускание различных интерференционных светофильтров:

а — узкополосного; б — полосового; в — отрезающего

Рис. 52. Конструктивная схема узкополосного интерференционного светофильтра



циент пропускания в максимуме;  $\Delta\lambda_{0,5}$  — спектральная ширина полосы пропускания на уровне  $0,5\tau_{\max}$  (полуширина). Кроме того, нормируются и другие величины, показанные на спектральной кривой:  $\Delta\lambda_{0,1}$ ;  $\lambda_{\text{кп}}$ ;  $\lambda_{\text{дп}}$ ;  $\tau_{\text{ф}}$ .

Для фильтров П две первые характеристики обозначают и называют иначе:  $\lambda_{\text{ср}}$  — длина волны, соответствующая середине полосы пропускания (средняя длина волны);  $\tau_{\text{ср}}$  — средний коэффициент пропускания в заданном спектральном диапазоне  $\lambda_{\text{к}}$  —  $\lambda_{\text{д}}$  от коротковолновой до длинноволновой границ. Специфическими характеристиками фильтров О служат:  $\lambda_{\text{гр}}$  — коротковолновая граница пропускания на уровне  $0,1\tau_{\text{ср}}$ ;  $K_p$  — крутизна, условно определяемая отношением  $\lambda_{\text{гр}}/\lambda_{0,6}$ .

Конструктивная схема интерференционного светофильтра, например узкополосного (рис. 52), включает пластину 1 (подложку), на которой последовательно образованы диэлектрическое зеркало 2, разделительный промежуточный слой 3 и второе диэлектрическое зеркало 4. Вторая пластина 5, обычно из цветного стекла, используется для срезания мешающих максимумов. Она также выполняет и защитную роль. Толщину промежуточного слоя  $d$  выбирают из условия получения максимума нужного порядка (обычно первого или второго) для расчетной длины волны.

Исчерпывающее представление о составе слоев интерференционных фильтров дает последовательная их запись — структурная формула. Например, для одиннадцатислойного составного узкополосного фильтра, имеющего шифр 3 (УЗ — У<sub>2</sub>З — УЗ), структурная формула имеет следующий вид: В — 2Н — ВНВ — — 4В — ВНВ — 2Н — В. Здесь буквы В и Н обозначают чет-

Т а б л и ц а 10. Оптические характеристики  
интерференционных светофильтров

Узкополосные фильтры							
Шифр фильтра *	$\lambda_m$ , мкм	$\tau_{\max}$ , %	$\frac{\Delta\lambda_{0.5}}{\lambda_m}$	$\frac{\Delta\lambda_{0.1}}{\lambda_m}$	$\frac{\lambda_{\text{кп}}}{\lambda_m}$	$\frac{\lambda_{\text{дп}}}{\lambda_m}$	$\tau_{\Phi}$ , %
У17—29—24	0,42—1,2	70—75	0,006	0,020	0,83	1,25	0,5
У <sub>2</sub> 17—29—24		65—70	0,0045	0,015		1,23	
У <sub>3</sub> 17—29—24		60—70	0,003	0,011	0,86	1,20	
У <sub>3</sub> 17—29—24		60—65	0,0025	0,008	0,88	1,19	
У9—27—18	1,1—10	85—70	0,030	0,090	0,78	1,47	2,0
3/УЗ—У <sub>2</sub> З—УЗ/27—18			0,10	0,15	0,77	1,44	
Полосовые фильтры							
Шифр фильтра	$\lambda_{\text{ср}}$ , мкм	$\tau_{\text{ср}}$ , %	$\frac{\lambda_{0.5}}{\lambda_{\text{ср}}}$	$\frac{\Delta\lambda_{0.1}}{\lambda_{\text{ср}}}$	$\frac{\lambda_{\text{кп}}}{\lambda_{\text{ср}}}$	$\frac{\lambda_{\text{дп}}}{\lambda_{\text{ср}}}$	$\tau_{\Phi}$ , %
П1—14—27—18	1,2—10	75—80	0,70	0,75	0,55	2,20	1,5
П2—13—27—18			0,36	0,41	0,70	1,77	1,0
П3—11—27—18		70—80	0,31	0,37	0,72	1,66	
Отрезающие фильтры							
Шифр фильтра	$\lambda_{\text{гр}}$ , мкм	$\lambda_{\text{д}}$	$K_{\text{р}}$	$\frac{\lambda_{\text{кп}}}{\lambda_{\text{гр}}}$	$\tau_{\text{ср}}$ , %	$\tau_{\Phi}$ , %	
013—27—18	1—7	25,0	0,95	0,66	90—80	0,5	
015—27—18	3—7	15,0	0,97	0,65	85—75	0,1	
013—17—18		25,0		0,52			
* Двумя последними двухзначными цифрами зашифрованы материалы слоев.							

вертьволновые слои из веществ с высоким (В) и низким (Н) показателями преломления. В табл. 10 приведены основные характеристики типовых фильтров.

Интерференционные фильтры, обеспечивающие возможность получения разнообразных спектральных характеристик в широком диапазоне длин волн, находят широкое применение в различных областях науки и техники.

## ГЛАВА 5. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА И ГОЛОГРАФИЯ

### 16. ПРИНЦИП ГЮЙГЕНСА-ФРЕНЕЛЯ

Под *дифракцией* света понимают любое отклонение световых лучей от прямых линий, возникающих в результате ограничения или искажения волнового фронта. Простейшим дифракционным примером является отсутствие четких границ света и тени при освещении отверстия в непрозрачном экране (рис. 53). Если бы свет распространялся строго прямолинейно, то тень позади экрана имела бы четкую границу. Однако на практике переход от света к тени в плоскости наблюдения происходит постепенно, а при использовании квазимонохроматических источников возможно наблюдение вблизи геометрической границы света и тени чередующихся светлых и темных полос. Дифракция является прямым следствием волновой природы света и имеет место для любых других волн, например акустических.

Основная задача, возникающая при рассмотрении дифракционных явлений, состоит в вычислении распределения интенсивности света в области дифракции. Эта задача во многих практически важных случаях может быть решена на базе принципа Гюйгенса — Френеля. Поясним этот принцип на примере вычисления светового возмущения в некоторой точке  $M$ , удаленной от точечного источника монохроматического излучения (рис. 54). Окружим источник воображаемой замкнутой поверхностью  $\sigma$ , в качестве которой можно взять любую волновую поверхность. Угол  $\psi$  между нормалью к волновой поверхности  $\sigma$  и направлением на точку наблюдения (точку  $M$ ) называют углом дифракции.

Принцип Гюйгенса — Френеля сводится к следующему.

1. Каждая точка воображаемой замкнутой поверхности  $\sigma$  является источником вторичной волны, амплитуда и фаза которой задаются реальным источником.

2. Все вторичные волны когерентны и их комплексные амплитуды в любой точке наблюдения  $M$  можно складывать (интерференция вторичных волн).

3. Амплитуда вторичных волн убывает при увеличении угла дифракции  $\psi$  и максимальна при  $\psi = 0$ .

Запишем названные положения математически, охарактеризовав зависимость амплитуды вторичных волн от угла  $\psi$  коэффициентом наклона  $K(\psi)$ .

Комплексная амплитуда светового колебания  $dU$ , создаваемого в точке  $M$  одним

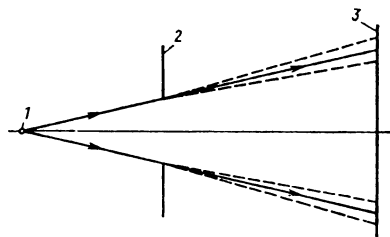
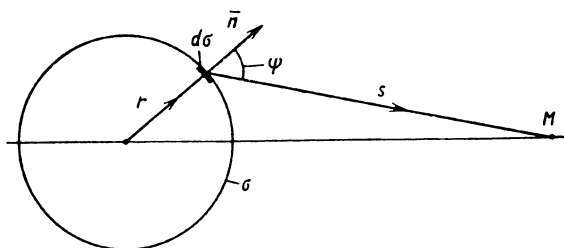


Рис. 53. Дифракция света на отверстии в непрозрачном экране:

1 — источник света; 2 — непрозрачный экран с отверстием; 3 — плоскость наблюдения

Рис. 54. К пояснению принципа Гюйгенса—Френеля



произвольным элементом  $d\sigma$ , выразится соотношением

$$dU(M) = K(\psi) \frac{A \exp(ikr)}{r} \frac{\exp(iks)}{s} d\sigma, \quad (65)$$

где  $A$  — амплитуда волны, создаваемой реальным точечным источником на единичном расстоянии от него;  $r$  — расстояние от точечного источника до выбранной точки на поверхности  $\sigma$ ;  $k = 2\pi/\lambda$ ;  $s$  — расстояние от точки на поверхности  $\sigma$  до точки наблюдения  $M$ .

Второй сомножитель выражения (65) описывает сферическую волну от реального источника на расстоянии  $r$  от него, а третий сомножитель — вторичную волну от участка поверхности  $d\sigma$  на расстоянии  $s$  от этого участка. Результирующее световое возмущение в точке  $M$  определяется суммированием всех вторичных волн, идущих от различных точек поверхности  $\sigma$ . Математически суммирование вторичных волн означает интегрирование выражения (65). В результате имеем

$$U(M) = A \iint_{\sigma} K(\psi) \frac{\exp[ik(r+s)]}{rs} d\sigma, \quad (66)$$

где  $\sigma$  — площадь поверхности, окружающей источник.

Если на пути распространения света имеются непрозрачные экраны с отверстиями, то интегрирование в формуле (66) выполняется по площади отверстий. В каждую точку наблюдения (точку  $M$ ) от каждой точки отверстий направляется своя вторичная волна. Эти волны часто называют дифрагировавшими, а соответствующие им волновые нормали — дифрагировавшими лучами. Первоначально принцип Гюйгенса—Френеля был сформулирован как гипотеза, причем точное выражение для коэффициента  $K(\psi)$  было неизвестно. Позднее, в конце XIX в., он был доказан Кирхгофом путем решения волнового уравнения (4) при задании значений комплексной амплитуды и ее первой производной во всех точках замкнутой поверхности, окружающей исследуемую точку. Это решение может быть записано в виде (66), причем для  $K(\psi)$  справедливо следующее выражение:

$$K(\psi) = (-i/2\lambda)(1 + \cos \psi). \quad (67)$$

Наличие в формуле (67) комплексной единицы  $i$  показывает, что вторичные волны имеют фазу, отличную на  $90^\circ$  от фазы падающей волны. Это говорит о том, что вторичные волны не имеют прямого физического смысла, и их необходимо рассматривать лишь как удобную модель для численного решения дифракционных задач.

## 17. ДИФРАКЦИЯ ФРАУНГОФЕРА

Применение формулы (66) для решения вычислительных дифракционных задач достаточно трудоемко. Упростим эту формулу применительно к практически важному случаю нормального освещения отверстия малых размеров плоской волной и наблюдения дифракционного эффекта при большом удалении от отверстия (рис. 55). Начало координат  $O$  поместим внутри отверстия, оси  $X$  и  $Y$  расположим в плоскости отверстия, а ось  $Z$  направим в сторону распространения освещающего пучка. Вычислим световое возмущение в точке  $M$ , расположенной на небольшом расстоянии от оси  $Z$ . При указанных условиях  $K(\psi) \approx \text{const}$ ,  $1/s = \text{const}$ , и формулу (66) можно записать в следующем виде:

$$U(M) = C_1 \iint_{\sigma} \exp(iks) d\sigma, \quad (68)$$

где  $C_1$  — постоянная комплексная величина;  $s = \sqrt{z^2 + (x_M - x)^2 + (y_M - y)^2}$  — расстояние от произвольной точки отверстия  $(x, y, 0)$  до точки наблюдения  $(x_M, y_M, z)$ .

Когда  $d\sigma$  проходит все отверстие  $\sigma$ , расстояние  $s$  в общем случае изменяется на большое число длин волн  $\lambda$ , поэтому множитель  $\exp(iks)$  будет многократно осциллировать. Разложим переменную величину  $s$  в степенной ряд относительно координат точки отверстия (точки  $N$ ) и запишем результат в следующем виде:

$$s = s' - \frac{x_M x + y_M y}{s'} + \frac{x^2 + y^2}{2s'} - \frac{1}{2} \frac{(x_M x + y_M y)^2}{(s')^3} + \dots, \quad (69)$$

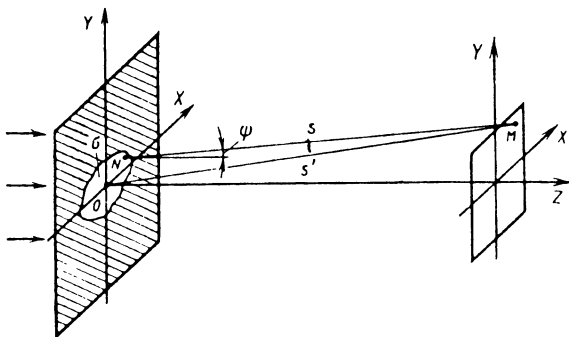


Рис. 55. К выводу дифракционного интеграла Фраунгофера

где  $s'$  — расстояние от начала координат  $O$  до точки наблюдения  $M$ .

Если плоскость наблюдения дифракционной картины достаточно удалена от отверстия, то в разложении (69) можно ограничиться только двумя первыми слагаемыми. В этом случае говорят о дифракции в дальней зоне, или дифракции Фраунгофера. Подставив первые два слагаемые разложения (69) в формулу (68), получим, что

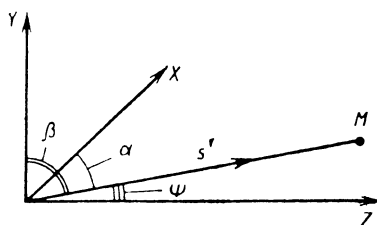


Рис. 56. Углы с осями координат вектора на точку наблюдения

$$U(M) = C_1 \exp(iks') \iint_{\sigma} \exp \left[ -ik \left( \frac{x_M x + y_M y}{s'} \right) \right] d\sigma.$$

Входящие в круглые скобки отношения  $x_M/s' = \cos \alpha = p$  и  $y_M/s' = \cos \beta = q$  являются направляющими косинусами по осям координат  $X$  и  $Y$  вектора, проведенного из начала координат в точку наблюдения (рис. 56). С учетом введенных направляющих косинусов представим последнее соотношение в виде следующего выражения, которое называют дифракционным интегралом Фраунгофера:

$$U(p, q) = C \iint_{\sigma} \exp [-ik(px + qy)] dx dy, \quad (70)$$

где  $C = C_1 \exp(iks')$ .

Можно показать, что коэффициент  $C$  зависит от длины световой волны, площади отверстия и полной энергии излучения, падающего на отверстие.

Дифракционную картину Фраунгофера называют пространственным спектром. Дифракционный интеграл Фраунгофера справедлив, строго говоря, только в предельном случае при  $s' \rightarrow \infty$ , т. е. когда точка наблюдения находится в бесконечности (рис. 57, а). Практически этот интеграл можно использовать, если

$$s' \gg (x^2 + y^2)_{\max}/\lambda,$$

где  $x, y$  — координаты точек отверстия.

Если за отверстием на расстоянии  $d$  от него поместить высококачественный объектив  $Об$ , то идущие под разными углами параллельные пучки дифрагировавших лучей будут собираться в соответствующие точки фокальной плоскости объектива (рис. 57, б). Следовательно, дифракционная картина Фраунгофера из бесконечно удаленной плоскости переносится в фокальную плоскость объектива; при этом дифракционный интеграл Фраунгофера точно описывает распределение комплексной амплитуды в фокальной плоскости объектива при его освещении параллельным пучком

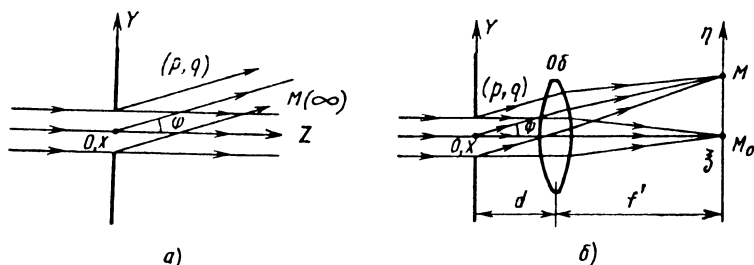


Рис. 57. Дифракция Фраунгофера:  
а — в бесконечности; б — в фокальной плоскости объектива

лучей. Введем в фокальной плоскости объектива систему координат  $\xi, \eta$ . Дифрагировавший пучок с направляющими косинусами  $p, q$  фокусируется объективом в точку фокальной плоскости с координатами  $\xi \approx pf', \eta \approx qf'$ , где  $f'$  — фокусное расстояние объектива.

В формуле (70) удобнее записать бесконечные пределы интегрирования, а конечную площадь отверстия  $\sigma$  учесть так называемой функцией зрачка  $P(x, y)$ , равной единице внутри отверстия и равной нулю вне его. С учетом сказанного можно записать следующее выражение для дифракционного интеграла применительно к фокальной плоскости объектива:

$$U(\xi, \eta) = C \iint_{-\infty}^{\infty} P(x, y) \exp \left[ -i \frac{2\pi}{\lambda f'} (\xi x + \eta y) \right] dx dy. \quad (71)$$

Стоящий перед интегралом коэффициент  $C$  в общем случае зависит от координат  $\xi, \eta$ . Однако при расположении экрана с отверстием в передней фокальной плоскости объектива коэффициент  $C$  является постоянной величиной для всех точек задней фокальной плоскости. Допустим, что в плоскость отверстия введен плоский предмет с амплитудным коэффициентом пропускания  $t(x, y)$  (рис. 58). Такой предмет изменяет амплитуды вторичных волн в  $t(x, y)$  раз, и поэтому в формуле (71) функцию зрачка  $P(x, y)$  можно заменить на  $t(x, y)$ :

$$U(\xi, \eta) = C \iint_{-\infty}^{\infty} t(x, y) \exp \left[ -i \frac{2\pi}{\lambda f'} (\xi x + \eta y) \right] dx dy. \quad (72)$$

Эта формула совпадает с двумерным преобразованием Фурье функции  $t(x, y)$ , которое обозначим  $\mathcal{F}\{t(x, y)\}$ .

Таким образом, если в передней фокальной плоскости объектива расположить плоский транспарант с функцией коэффициента пропускания  $t(x, y)$  и осветить транспарант плоской монохрома-

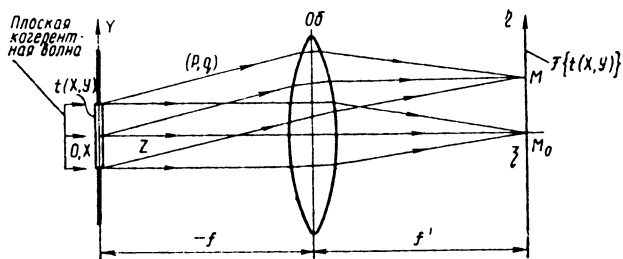


Рис. 58. Схема выполнения преобразования Фурье с помощью объектива

тической волной, то в задней фокальной плоскости объектива образуется распределение комплексной амплитуды светового возмущения, связанное с  $t(x, y)$  преобразованием Фурье  $\mathcal{F}\{t(x, y)\}$ . Это важное свойство объектива широко используется во многих современных устройствах оптической обработки информации.

## 18. ДИФРАКЦИЯ НА ОТВЕРСТИЯХ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ

Исследуем картины дифракции Фраунгофера от отверстий разной формы, наблюдаемые при нормальном освещении отверстий монохроматическим светом. Относительное распределение интенсивности в дифракционных картинах вычислим с помощью дифракционного интеграла Фраунгофера (70). Рассмотрим сначала случай дифракции на прямоугольном отверстии (рис. 59, а). Если начало координат  $O$  расположить в центре прямоугольника, а оси  $X$  и  $Y$  направить параллельно его сторонам, то дифракционный интеграл Фраунгофера (70) принимает вид:

$$\begin{aligned}
 U(p, q) &= C \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \exp[-ik(px + qy)] dx dy = \\
 &= C \int_{-a/2}^{a/2} \exp(-ikpx) dx \int_{-b/2}^{b/2} \exp(-ikqy) dy.
 \end{aligned}$$

Оба одномерных интеграла решаются однократно. Запишем, например, решение первого интеграла:

$$\begin{aligned}
 \int_{-a/2}^{a/2} \exp(-ikpx) dx &= -\frac{1}{ikp} \left[ \exp\left(-\frac{ikpa}{2}\right) - \exp\left(\frac{ikpa}{2}\right) \right] = \\
 &= 2 \frac{\sin(kpa/2)}{kp}.
 \end{aligned}$$



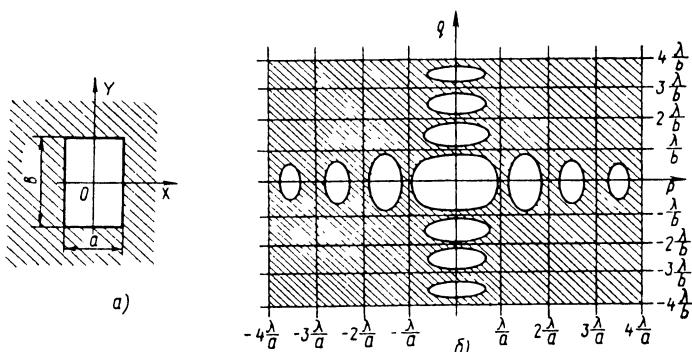


Рис. 59. Дифракция на прямоугольном отверстии:  
а — форма отверстия; б — пространственный спектр

Окончательное выражение для распределения интенсивности в дифракционной картине от прямоугольного отверстия можно записать в следующем виде:

$$I(p, q) = I_0 \left[ \frac{\sin(kpa/2)}{kpa/2} \right]^2 \left[ \frac{\sin(kqb/2)}{kqb/2} \right]^2, \quad (73)$$

где  $I_0$  — интенсивность света, идущего в направлении освещающего пучка (недифрагировавший свет).

Входящие в формулу (73) множители типа функции  $y = \left(\frac{\sin x}{x}\right)^2$  имеют главный максимум  $y = 1$  при  $x = 0$  и минимумы, равные нулю, при  $x = \pm \pi, \pm 2\pi, \pm 3\pi, \dots$ . Распределение интенсивности в дифракционной картине на прямоугольном отверстии представлено на рис. 59, б. Интенсивность света  $I(p, q)$  равна нулю вдоль двух рядов линий, параллельных сторонам прямоугольника. Положение этих линий находится приравнением нулю числителей в квадратных скобках формулы (73) и определяется из соотношений:

$$p = \pm m\lambda/a; \quad q = \pm n\lambda/b,$$

где  $m, n = 1, 2, 3, \dots$

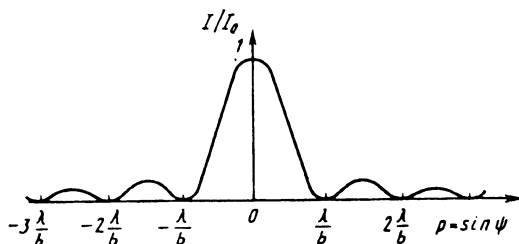


Рис. 60. Дифракция на щели

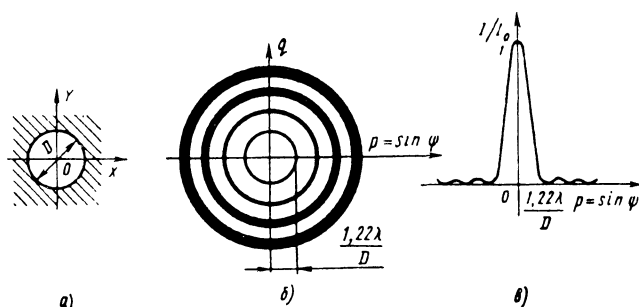


Рис. 61. Дифракция на круглом отверстии:

$a$  — форма отверстия;  $b$  — дифракционная картина Эйри;  $c$  — график относительного распределения интенсивности в дифракционной картине

Внутри каждого прямоугольника, образованного соседними парами темных полос, интенсивность достигает максимумов, которые, однако, составляют лишь малую часть интенсивности центрального максимума и быстро уменьшаются по мере удаления от центра. Большему размеру отверстия соответствуют меньшие эффективные размеры дифракционной картины.

Если  $a \gg b$ , то прямоугольное отверстие называют щелью. Пространственный спектр при  $a \rightarrow \infty$  по координате  $p$  (рис. 59, б) сжимается до нуля. Поэтому распределение интенсивности в дифракционной картине от щели может быть представлено одномерной зависимостью (рис. 60):

$$I(q) = I_0 \left[ \frac{\sin(\pi b q / \lambda)}{\pi b q / \lambda} \right]^2,$$

где  $b$  — ширина щели.

Очевидно, что  $q = \cos(90^\circ - \psi) = \sin \psi$ , где  $\psi$  — угол дифракции, отсчитываемый от оси  $z$ . Первый дифракционный минимум имеет место при углах дифракции, определяемых из равенства  $\sin \psi = \pm \lambda/b$ .

Основная часть потока сосредоточена в пределах угла  $\psi = \pm \arcsin(\lambda/b)$ . Отношение интенсивностей первого максимума к последующим задается последовательностью чисел  $I_0 : I_1 : I_2 : \dots = 1000 : 47 : 17 : \dots$

Аналогично можно исследовать дифракцию Фраунгофера на круглом отверстии (рис. 61). В фокальной плоскости объектива (см. рис. 57, б) наблюдается центральный светлый диск, окруженный концентрическими светлыми и темными дифракционными кольцами. Точное распределение интенсивности в дифракционной картине можно получить с помощью дифракционного интеграла Фраунгофера (70) в полярной системе координат. График сечения этого распределения представлен на рис. 61, в. Первый мини-

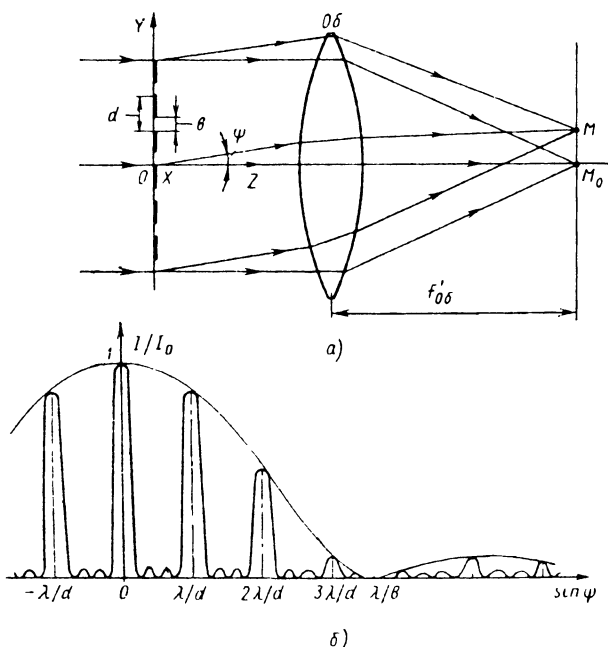


Рис. 62. Дифракция на  $N$  равноотстоящих щелях:  
 а — схема наблюдения дифракционной картины; б — график относительного распределения интенсивности

мум освещенности (радиус первого темного кольца) наблюдается при угле дифракции, определяемой по формуле:

$$\sin \psi = 1,22 \lambda/D, \quad (74)$$

где  $D$  — диаметр отверстия.

Интенсивность светлых колец быстро уменьшается с увеличением радиуса, и невооруженным глазом можно наблюдать лишь одно или два первых кольца. Эффективные размеры дифракционной картины обратно пропорциональны диаметру отверстия. Внутри дифракционной картины, ограниченной вторым темным кольцом, концентрируется более 90 % световой энергии, проходящей через отверстие. Дифракционную картину Фраунгофера на круглом отверстии часто называют картиной Эйри.

Важную роль играет дифракция света на правильной структуре из  $N$  параллельных равноотстоящих щелей, называемой амплитудной дифракционной решеткой (рис. 62). При освещении решетки плоской монохроматической волной имеет место дифракция света на каждой щели. Кроме того, так как все дифрагировавшие волны когерентны, они интерферируют между собой, в результате чего образуется суммарная дифракционная картина от всех щелей. Распределение комплексной амплитуды в дифрак-

ционной картине можно получить, как и в случае одной щели, с помощью одномерного дифракционного интеграла Фраунгофера, выполняя интегрирование по  $N$  щелям. Переходя к интенсивности света, можно получить следующее выражение:

$$I(\psi) = I_0 \left[ \frac{\sin\left(\frac{\pi b \sin \psi}{\lambda}\right)}{\frac{\pi b \sin \psi}{\lambda}} \right] \left[ \frac{\sin\left(\frac{N \pi d \sin \psi}{\lambda}\right)}{\sin\left(\frac{\pi d \sin \psi}{\lambda}\right)} \right]^2, \quad (75)$$

где  $b$  — ширина каждой щели;  $d$  — расстояние между щелями (период дифракционной решетки).

Первый сомножитель определяет интенсивность излучения в направлении  $\psi = 0$ , т. е. интенсивность недифрагировавшего света. Второй сомножитель характеризует распределение интенсивности света в дифракционной картине от одной щели, а третий сомножитель учитывает влияние интерференции между всеми дифрагировавшими пучками. При выполнении условия

$$d \sin \psi = m\lambda, \quad (76)$$

где  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ , третий сомножитель в формуле (75) принимает максимальные значения.

Соответствующие значения интенсивности  $I(\psi)$  называют главными максимумами. Образование главных максимумов обусловлено тем, что дифрагировавшие волны, испускаемые двумя эквивалентными точками соседних щелей, при выполнении условия (76) имеют оптическую разность хода, кратную целому числу длин волн.

График относительного распределения интенсивности в дифракционной картине на  $N$  равноотстоящих щелях представлен на рис. 62, б. Между соседними главными максимумами возникают  $N - 1$  минимумов, между которыми находятся малые по интенсивности побочные максимумы. В современных дифракционных решетках число щелей  $N$  достигает больших значений, например 200 000, и главные максимумы становятся очень резкими и разделяются широкими промежутками, где интенсивность света можно считать практически равной нулю. Огибающей главных максимумов является кривая, соответствующая относительной интенсивности света в дифракционной картине от одной щели. Подставив (76) в (75), получим следующее выражение для интенсивности света в главных максимумах:

$$I_{\max} = I_0 N^2 d^2 \frac{\sin^2(\pi m b / d)}{b^2 \pi^2 m^2}.$$

Если  $mb/d$  — целое число, то  $I_{\max} = 0$ . Это соответствует совпадению условия образования главных максимумов на  $N$  щелях с условием образования дифракционного минимума на одной щели. Например, при  $b/d = 1/4$  каждый четвертый главный максимум в дифракционной картине выпадает.

Полученные результаты справедливы для решеток с равномерным пропусканием по ширине щели. Если коэффициент пропускания в пределах щели переменный, то формула (75) может иметь другой вид. Так, при синусоидальном коэффициенте пропускания возникают только нулевой и два первых ( $m = \pm 1$ ) порядка дифракционного спектра. Современные дифракционные решетки представляют собой систему профилированных штрихов, в которых отсутствуют плоские промежутки. Такие решетки называют фазовыми. В отдельных элементах профилированного штриха создаются различные запаздывания по фазе, что позволяет сконцентрировать большую часть энергии, падающей на решетку, в спектре одного порядка. Дифракционные решетки, применяемые в видимой области электромагнитного излучения, имеют частоту штрихов более 2400 лин/мм.

## 19. ДИФРАКЦИОННАЯ ТЕОРИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ

Важным свойством линз и более сложных оптических систем, например объективов, является способность формировать изображения предметов. Под изображением предмета понимают создаваемое объективом распределение интенсивности света, которое аналогично распределению яркости по предмету. Реальные линзы имеют конечные размеры. Кроме того, в оптических системах часто используют различные диафрагмы. Световая волна при прохождении через оптическую систему испытывает дифракцию на диафрагмах и границах линз, что существенно влияет на качество формируемого изображения.

На практике встречаются два вида освещения: когерентное и некогерентное. При когерентном освещении световые волны, исходящие из разных точек объектива, являются когерентными и интерферируют между собой. При некогерентном освещении различные точки предмета испускают некогерентные волны, которые в плоскости изображения складываются по интенсивности.

Рассмотрим случай когерентного освещения на примере построения изображения простейшего предмета в виде системы равноотстоящих прозрачных щелей (рис. 63). Предмет, расположенный в плоскости  $Q$ , освещается плоской когерентной волной, и в результате дифракции света за предметом возникает множество дифрагировавших пучков, идущих под разными углами. Значения углов дифракции, соответствующих пучкам максимальной интенсивности, определяются условием (76). Эти пучки различных порядков дифракции фокусируются объективом  $Ob$  в его фокальной плоскости в яркие пятна (максимумы дифракционной картины Фраунгофера), которые можно рассматривать как вторичные источники света. Световые волны, идущие от вторичных источников, интерферируют между собой и образуют в некоторой плоскости  $Q'$ , сопряженной с плоскостью  $Q$ , изображение предмета.

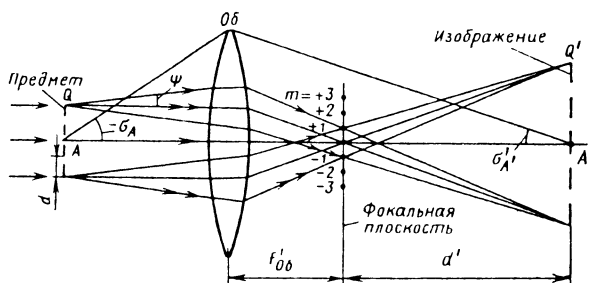


Рис. 63. Формирование изображения объективом при когерентном освещении

Для математического описания распределения интенсивности света в изображении можно воспользоваться дифракционным интегралом Фраунгофера. В плоскости предмета при его освещении плоской волной распределение комплексной амплитуды непосредственно за предметом задается его амплитудным коэффициентом пропускания  $t(x, y)$ . Распределение комплексной амплитуды в задней фокальной плоскости объектива связано с функцией  $t(x, y)$  дифракционным интегралом Фраунгофера (72). Если плоскость изображения значительно удалена от задней фокальной плоскости объектива, что имеет место, например, в микроскопе, то перейти от распределения комплексной амплитуды в задней фокальной плоскости к распределению в плоскости изображения можно так же, применяя дифракционный интеграл Фраунгофера.

Изображение получается идеальным только при участии в формировании изображения всех дифрагировавших пучков. Однако это невозможно, так как световое отверстие объектива имеет конечные размеры (см. рис. 63). Если через объектив проходит только один дифрагировавший пучок, то плоскость изображения освещается практически равномерно. Спектральных составляющих нулевого и первого порядков дифракции достаточно для образования правильной периодической структуры в изображении с плавным переходом от светлых мест к темным. Последнее условие выполняется в том случае, если угол дифракции первого порядка не превышает апертурный угол объектива  $\sigma_A$  (угол между оптической осью и лучом, идущим из центра предмета в край объектива). Используя это условие в формуле (76) для главных максимумов дифракционной решетки и предполагая, что предмет погружен в иммерсионную жидкость с показателем преломления  $n$ , можно написать следующее выражение для минимального периода предмета  $d_{\min}$ , при котором изображение на пределе является подобным предмету:

$$d_{\min} = \lambda / (n \sin \sigma_A),$$

где  $n \sin \sigma_A$  — числовая апертура объектива.

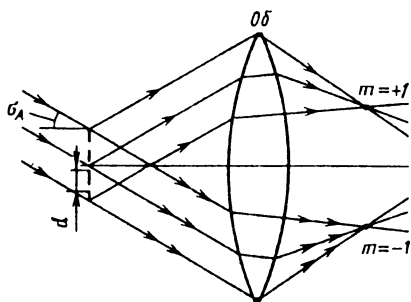


Рис. 64. Предельное разрешение при наклонном освещении предмета

Последнее выражение характеризует предельное разрешение объектива. Однако величина, получаемая по этой формуле, является завышенной, так как при нормальном освещении решетки в формировании изображения участвуют пучки нулевого и первого порядков дифракции. Применение наклонного освещения предмета под углом  $\sigma_A$  (рис. 64) позволяет оставить пучки нулевого и одного из первых

порядков дифракции, что в 2 раза уменьшает предельное разрешение объектива, т. е.

$$d_{\min} = 0,5\lambda / (n \sin \sigma_A). \quad (77)$$

Таким образом, предельное разрешение объектива при когерентном освещении прямо пропорционально длине волны и обратно пропорционально числовой апертуре объектива.

Остановимся теперь на случае формирования изображения предмета, если его отдельные точки освещены некогерентно или являются самосветящимися. Ограничимся рассмотрением объектива телескопа, предназначенного для формирования изображений удаленных предметов. Изображение предмета  $B_1B_2$  объектив  $Об$  строит в своей задней фокальной плоскости (рис. 65, а). Вследствие большой удаленности предмета световые волны, идущие от его различных точек, вблизи объектива можно считать плоскими. В результате дифракции плоской волны на круглом световом отверстии объектива вместо точечных изображений отдельных точек предмета образуются дифракционные картины Эйри. Так как отдельные точки предмета являются некогерентными источниками, то дифракционные картины в фокальной плоскости объектива складываются между собой по интенсивности и в результате образуется окончательное изображение предмета.

Пусть  $B_1$  и  $B_2$  являются крайними точками предмета. Согласно эмпирическому критерию Релея изображения двух точек визуально наблюдаются раздельно, если центр дифракционного изображения одной точки совмещен с первым дифракционным минимумом изображения второй точки (рис. 65, б). Из формулы (74) в соответствии с критерием Релея можно написать следующее выражение для минимального угла  $\omega_{\min}$ , в пределах которого отдельные точки предмета не разрешаются объективом:

$$\omega_{\min} = 1,22\lambda / D, \quad (78)$$

где  $D$  — световой диаметр объектива.

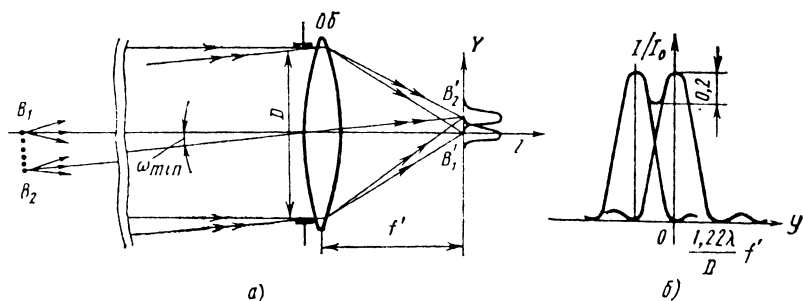


Рис. 65. Формирование изображения самосветящихся предметов

Рассмотренные примеры показывают, что как при когерентном, так и при некогерентном освещении предмета дифракция на световом отверстии объектива играет важную роль при формировании изображения предмета. Предельное разрешение в изображении в обоих случаях прямо пропорционально длине волны света и обратно пропорционально поперечным размерам светового отверстия объектива.

## 20. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ГОЛОГРАФИИ

*Голография* — это отрасль науки и техники, предметом изучения которой являются процессы записи и последующего воспроизведения информации об объекте, содержащейся в физически реализуемых или математически описываемых волновых полях, с использованием законов дифракции и интерференции волн и в которой решаются технические задачи использования этой информации. Идея голографического метода была сформулирована в 1948 г. английским физиком Д. Габором. В 60-х годах схему получения голограмм Габора усовершенствовали американские ученые Э. Лейт и Ю. Упатниекс. Независимо от них советский ученый Ю. Н. Денисюк опубликовал в 1962 г. результаты своих работ, связанных с получением и восстановлением трехмерных отражательных голограмм.

Термин «голография» в переводе с греческого означает «полная запись», т. е. имеется в виду, что голографический метод обеспечивает регистрацию амплитуды и фазы волнового поля. Под голограммой понимают носитель с записанным волновым полем, образующимся при наложении объектной и опорной волн в области их пересечения.

*Объектной волной* является волна, несущая информацию об объекте. *Опорная волна* — это волна, сформированная для получения интерференционной картины с использованием объектной волны. В качестве опорной волны обычно используют волну простейшей формы: плоскую или сферическую. В настоящее время разработано большое количество схем получения голо-



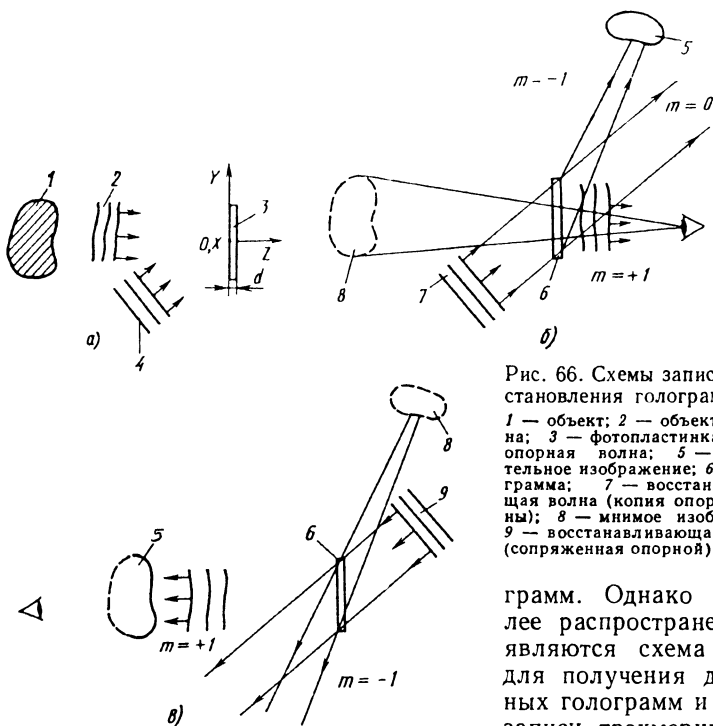


Рис. 66. Схемы записи и восстановления голограмм:

1 — объект; 2 — объектная волна; 3 — фотопластинка; 4 — опорная волна; 5 — действительное изображение; 6 — голограмма; 7 — восстанавливающая волна (копия опорной волны); 8 — мнимое изображение; 9 — восстанавливающая волна (сопряженная опорной)

грамм. Однако наиболее распространенными являются схема Лейта для получения двумерных голограмм и схема записи трехмерных голограмм.

Однако наиболее распространенными являются схема Лейта для получения двумерных голограмм и схема записи трехмерных голограмм Ю. Н. Денисюка. Схема Лейта записи голограммы и две возможные схемы ее восстановления приведены на рис. 66. Пусть на светочувствительную среду (фотопластинку) приходят с одной стороны две когерентные волны — объектная и плоская опорная (рис. 66, а). Объектная волна образуется при рассеянии на объекте лазерного излучения. Опорная волна должна быть сформирована от того же лазерного источника. В плоскости  $XOY$  фотопластинки объектная волна создает распределение комплексной амплитуды  $U_0(x, y)$ , а опорная волна  $U_r(x, y)$ . Интенсивность интерференционной картины в плоскости фотопластинки может быть записана в следующем виде:

$$I(x, y) = (U_0 + U_r)(U_0 + U_r)^* = I_0 + I_r + U_0 U_r^* + U_0^* U_r, \quad (79)$$

где  $I_0$ ,  $I_r$  — распределение интенсивности в плоскости фотопластинки, создаваемое объектной и опорной волнами, соответственно; индекс \* соответствует комплексно-сопряженной волне.

После экспонирования и обработки светочувствительной среды получается голограмма, амплитудный коэффициент пропускания  $t(x, y)$  которой линейно связан с интенсивностью излучения в интерференционной картине:

$$t(x, y) = t_0 + cI(x, y), \quad (80)$$

где  $t_0$  и  $c$  — константы, зависящие от типа светочувствительной среды, методики ее обработки и времени экспонирования.

Подставляя (79) в (80), запишем окончательное выражение для амплитудного коэффициента пропускания голограммы:

$$t(x, y) = t_0 + c(I_0 + I_r) + cU_0U_r^* + cU_0^*U_r. \quad (81)$$

Интерференционная микроструктура на голограмме, описываемая выражением (81), хорошо видна под микроскопом. Если минимальная ширина интерференционных полос больше толщины голограммы, то ее называют двумерной. При освещении голограммы восстанавливающей монохроматической волной (обязательно от лазера), которая является копией опорной волны (рис. 66, б), имеет место дифракция света на микроструктуре голограммы. Математически распределение комплексной амплитуды за голограммой может быть представлено произведением комплексной амплитуды, создаваемой восстанавливающей волной (копией опорной), и амплитудным коэффициентом пропускания голограмм:

$$U_r(x, y)t(x, y) = [t_0 + c(I_0 + I_r)]U_r + cI_rU_0 + cU_rU_0^*. \quad (82)$$

Три слагаемых в последнем выражении соответствуют трем волнам, возникающим в результате дифракции восстанавливающей волны на микроструктуре голограммы. Первое слагаемое характеризует волну нулевого порядка дифракции и представляет собой слегка искаженную восстанавливающую волну  $U_r$ . Искажения связаны с тем, что  $I_0(x, y)$  не является постоянной для всех точек голограммы. Второе слагаемое соответствует волне  $(+1)$ -го порядка дифракции и описывает неискаженную объектную волну  $U_0$ . Эта волна строит неискаженное мнимое объемное изображение объекта, которое можно наблюдать через голограмму. Мнимое изображение наблюдается точно на том же месте, где находился объект при получении голограммы. Третье слагаемое есть волна  $(-1)$ -го порядка дифракции. Она представляет собой искаженную волну, комплексно сопряженную объектной, и строит искаженное объемное действительное изображение объекта.

Совершенно аналогично можно исследовать освещение голограммы монохроматической волной, комплексно-сопряженной опорной (рис. 66, в). В этом случае голограмма освещается с противоположной стороны, причем каждый луч (нормаль к волновому фронту) восстанавливающей волны противоположен соответствующему лучу опорной волны. Получая выражение, аналогичное (82), можно показать, что в результате дифракции на голограмме также возникают три восстановленные волны, одна из которых является комплексно-сопряженной с объектной волной. Эта волна строит неискаженное действительное изображение объекта. При визуальном наблюдении такого изображения поверхность объекта как бы рассматривается с внутренней стороны, и поэтому вы-

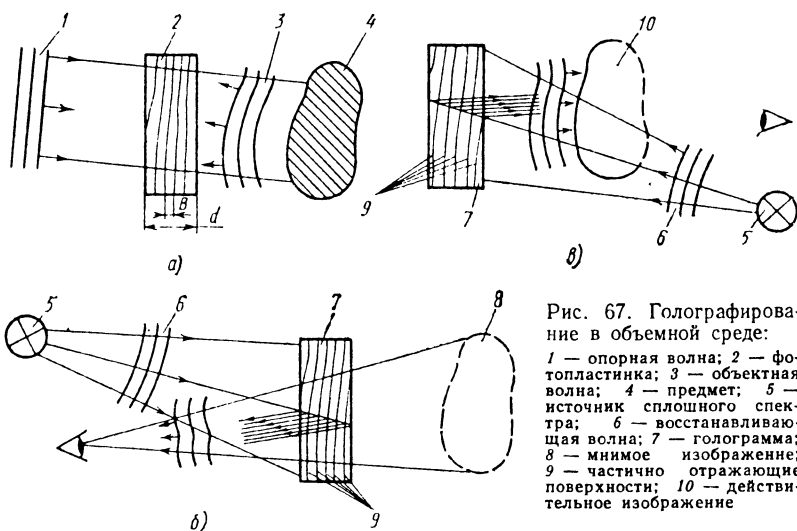


Рис. 67. Голографирование в объемной среде:

1 — опорная волна; 2 — фотопластинка; 3 — объектная волна; 4 — предмет; 5 — источник сплошного спектра; 6 — восстанавливающая волна; 7 — голограмма; 8 — мнимое изображение; 9 — частично отражающие поверхности; 10 — действительное изображение

пуклые участки изображения кажутся вогнутыми, а вогнутые — выпуклыми. Такое изображение называют псевдоскопическим.

Рассмотрим теперь голографию в объемной среде. На рис. 67, а представлена схема Ю. Н. Денисюка для получения трехмерной голограммы, а на рис. 67, б, в — два варианта восстановления волны. При записи голограммы объект освещается плоской волной лазерного излучения через светочувствительную среду (фотопластинку) на просвет. Волна, идущая от лазера, является опорной, а волна, рассеянная на объекте, — объектной. Опорная и объектная волны идут практически навстречу друг другу и падают на фотопластинку с противоположных сторон. В пространстве образуется объемная интерференционная картина, которая регистрируется в объеме светочувствительной среды. Ширина интерференционных полос  $B$  примерно равна  $\lambda/2$  и, например, при  $\lambda = 0,63$  мкм (He — Ne-лазер) даже для серийных фотопластинок с толщиной эмульсии  $d \approx 15$  мкм в ней регистрируется более сорока интерференционных полос.

После экспонирования и обработки фотопластинки получается трехмерная голограмма, в которой на месте пучностей (максимумов интенсивности) в интерференционной картине образуются частично отражающие поверхности. При освещении такой голограммы излучением источника сплошного спектра в направлении опорной волны (рис. 67, б) имеет место отражение света от всех частично отражающих поверхностей голограммы. Отраженные волны интерferируют между собой и усиливают друг друга только при условии синфазности, т. е. при разности хода, кратной длине световой волны. Это условие выполняется для тех

лучей и тех длин волн, которые содержались в опорном пучке при получении голограммы. Эти лучи после отражения от частично отражающих поверхностей голограммы формируют одну восстановленную волну, являющуюся копией объектной волны. Остальные лучи от источника сплошного спектра за счет многолучевой интерференции гасят друг друга. Ширина спектра  $\Delta\lambda$  в восстановленной волне может быть оценена по следующей формуле:

$$\Delta\lambda = \lambda^2/(2nd),$$

где  $\lambda$  — длина волны излучения при получении голограммы;  $n$ ,  $d$  — показатель преломления и толщина светочувствительного слоя соответственно.

Освещение голограммы с противоположной стороны в направлении волны, комплексно сопряженной опорной, позволяет восстановить единственную волну, комплексно сопряженную объектной. Эта волна строит неискаженное действительно псевдоскопическое изображение объекта. Важными достоинствами трехмерных голограмм Ю. Н. Денисюка являются возможность их восстановления в белом свете и наличие только одной восстановленной волны.

Если светочувствительную среду экспонировать в свете трех длин волн (синей, зеленой и красной), то излучение на каждой длине волны образует свою интерференционную картину, которая регистрируется на голограмме. Освещение такой голограммы излучением на тех же трех длинах волн позволяет восстановить цветное изображение объекта.

Как в двумерных, так и в трехмерных голограммах регистрируется амплитуда и фаза объектной волны, причем амплитуда кодируется на голограмме через контраст интерференционных полос, а фаза через форму и частоту полос. Если интерференционная структура регистрируется в виде функции плотности почернения и голограмма осуществляет преимущественно амплитудную модуляцию восстанавливающей волны, то голограмму называют амплитудной. В фазовых голограммах интерференционная картина кодируется в виде рельефа поверхности голограммы или через соответствующие изменения показателя преломления по объему голограммы. Фазовая голограмма осуществляет преимущественно фазовую модуляцию восстанавливающей волны.

Основными характеристиками голограмм являются дифракционная эффективность, увеличение и разрешающая способность изображения. Дифракционная эффективность  $D$  — это отношение мощности излучения в заданном дифракционном порядке к мощности излучения, падающего на голограмму при восстановлении. Можно показать, что максимальное значение  $D$  для амплитудных двумерных голограмм в первом порядке дифракции не превышает 6,25 %. Для фазовых трехмерных голограмм теоретическое значение  $D$  равно 100 %.

Линейное  $\beta$  и продольное  $\alpha$  увеличения голограммы — это отношения, соответственно, поперечных или продольных размеров восстановленного изображения к соответствующим поперечным или продольным размерам объекта. Увеличения  $\beta$  и  $\alpha$  связаны между собой следующей формулой:

$$\alpha = \beta^2/\mu, \quad (83)$$

где  $\mu = \lambda_v/\lambda_r$ ;  $\lambda_v$  — длина волны восстанавливающего излучения;  $\lambda_r$  — длина волны опорного излучения.

Видимое увеличение  $\Gamma$  голограммы, определяемое как отношение угловых размеров изображения к угловым размерам объекта:

$$\Gamma = \mu/m, \quad (84)$$

где  $m$  — величина, характеризующая изменение масштаба голограммы после ее регистрации.

Из формулы (84) следует, что за счет  $\mu$  и  $m$  можно добиться значительного видимого увеличения. Однако из формулы (83) видно, что продольные и поперечные размеры изображения увеличиваются по-разному и, следовательно, получить увеличенное неискаженное объемное изображение с помощью голограммы невозможно.

Предельное разрешение  $\omega_{\min}$  голограммы — это минимальное угловое расстояние между двумя точками объекта, которые видны раздельно в полученном с помощью голограммы изображении. Предельное разрешение лимитируется дифракцией света на границах голограммы и в случае круглой голограммы оценивается по формуле (77). Реальная разрешающая способность голограммы существенно зависит от разрешающей способности светочувствительного слоя.

Голограммы обладают рядом интересных свойств. При замене темных мест голограммы на светлые фаза восстановленной волны изменяется на  $\pi$ , однако распределение яркости в восстановленном изображении при этом не изменяется. Если при регистрации голограммы свет от каждой точки объекта освещает всю поверхность голограммы, то каждый малый участок голограммы способен восстановить все изображение объекта.

Голографический метод находит широкое применение при интерференционном контроле формы и деформаций объектов, в устройствах пространственной фильтрации и опознавания образов, в системах оптической памяти и хранения информации, в технологии изготовления дифракционных решеток и интегральных микросхем. Перспективным является создание голографического кино и телевидения.

## ЧАСТЬ II. ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА

---

### ГЛАВА 6. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ЗАКОНЫ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

#### 21. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Значительная часть вопросов прикладной оптики вполне удовлетворительно может быть разрешена с помощью положений геометрической оптики, хотя в некоторых случаях правильное решение возможно лишь с позиций квантовой и волновой теории света. Геометрическую оптику можно рассматривать как предельный случай физической оптики, когда  $\lambda \rightarrow 0$ . Положения геометрической оптики имеют чисто геометрический характер.

Под *светящейся точкой* понимают источник излучения, не имеющий размеров. *Световой луч* — это линия, вдоль которой распространяется энергия излучения. Световому лучу в физической оптике соответствует нормаль к поверхности световой волны. *Оптической длиной луча* называют сумму произведений расстояний, последовательно проходимых лучом в различных средах, на показатели преломления соответствующих сред. Если поверхность волны — сфера, то все нормали к ней, а следовательно, и все лучи сходятся в одной точке, а именно в центре сферы. Совокупность таких лучей называется *гомоцентрическим пучком*, т. е. пучком, имеющим общий центр.

Пучок, лучи которого расходятся из общего центра, называется *расходящимся гомоцентрическим пучком* (рис. 68, а), если же лучи идут по направлению к центру пучка, то пучок называется *сходящимся гомоцентрическим* (рис. 68, б). Если гомоцентрический пучок распространяется от светящейся точки, находящейся в бесконечности, то он будет параллельным (рис. 68, в). Центр гомоцентрического пучка, входящего в оптическую систему, называется *предметной точкой*, а центр гомоцентрического пучка, вышедшего из оптической системы, называется *изображением предметной точки*.

Всякий предмет и его изображение в геометрической оптике рассматриваются как совокупность предметных точек и их изображений. Поэтому для того, чтобы найти изображение того или иного предмета, нужно найти изображения его отдельных точек. Если после прохождения через оптическую систему пучки лучей сохраняют гомоцентричность, то каждой точке предмета соответствует только одна точка изображения. Две точки, одна из которых является изображением другой, называют *сопряженными* (рис. 69).

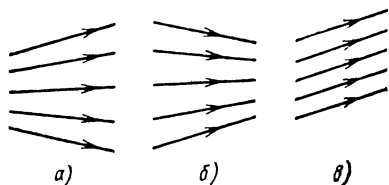


Рис. 68. Гомоцентрические пучки лучей

В геометрической оптике изображение точки принято отмечать той же буквой, что и предмет, но со штрихом. Это относится и к другим обозначениям. Изображение, образованное пересечением самих лучей, называют *действительным*, а изображение, образованное пересечением их геометрических продолжений, — *мнимым*.

Действительное изображение может быть спроецировано на экран, например на фотопластинку. Мнимое изображение спроецировать на экран нельзя, но оно может быть рассмотрено глазом так же, как и действительное изображение.

Все пространство, в котором распространяются пучки лучей, можно разделить на две части. Пространство, в котором находятся точки предметов, называют *пространством предметов*. Пространство, в котором расположены изображения точек пространства предметов, называют *пространством изображений*.

Оптической системой в геометрической оптике называют совокупность оптических деталей (призм, линз, зеркал и т. п.), предназначенную для формирования пучков световых лучей.

Любая оптическая деталь ограничивается поверхностью. Поверхности могут быть *плоскими*, *сферическими*, *асферическими* и др. Оптическую систему называют *центрированной*, если центры сферических поверхностей или оси симметрии других поверхностей лежат на одной прямой, которую называют *оптической осью*. Любая плоскость, содержащая оптическую ось, называется *меридиональной*.

В геометрической оптике для оценки отрезков и углов используют правила знаков (ГОСТ 7427—76). За положительное направление света принимают направление распространения его слева направо. Для каждого отрезка указывается направление отсчета. Для определения знаков углов выбирают оси, от которых отсчитывают углы. Отрезки вдоль оптической оси считаются положительными, если их направление совпадает с положительным направлением света, а отрицательными — при обратном направлении. Отрезки, перпендикулярные к оптической оси, считают положительными, если они расположены над оптической осью,

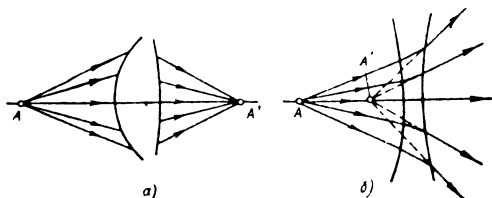


Рис. 69. Предметная точка  $A$  и ее изображение:

$a$  — действительное;  $b$  — мнимое

и отрицательными, если они расположены под осью. Радиусы кривизны, отрезки, характеризующие положение предметов и изображений, отсчитывают от вершин соответствующих поверхностей. Угол считается положительным, если для описания части плоскости между его сторонами ось, от которой ведется отсчет, нужно вращать вокруг вершины угла по часовой стрелке, и отрицательным — в противном случае.

## 22. ЗАКОНЫ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

Теория геометрической оптики основана на использовании четырех физических законов.

**Закон прямолинейного распространения света.** Согласно этому закону свет между двумя точками в однородной и изотропной среде (в среде, оптические свойства которой не зависят от положения точки и от направления луча) распространяется по прямой, соединяющей указанные точки. На основе закона прямолинейного распространения света обычно объясняют возникновение теней и полутеней, явления солнечных и лунных затмений. Все самые точные физические и астрономические измерения основаны на применении этого закона.

Наглядно закон прямолинейного распространения света можно проиллюстрировать, если непрозрачный предмет осветить источником, размеры которого малы по сравнению с расстоянием до предмета. В этом случае наблюдается подобие между контуром предмета и его тенью на экране, которое соответствует геометрическому проецированию с помощью прямых линий.

Закон прямолинейного распространения света неприменим в тех случаях, когда пучок лучей проходит через диафрагму с очень малым отверстием, край любой диафрагмы или когда на пути пучка помещена малая непрозрачная преграда. В этих случаях свет распространяется далеко за край тени или полутени вследствие явления дифракции. Угол отклонения  $\psi$ , вызванный дифракцией, зависит от многих факторов и для круглого отверстия определяется формулой  $\sin \psi \approx \lambda/D$ , где  $\lambda$  — длина волны, а  $D$  — диаметр диафрагмы. Подавляющее большинство оптических систем имеет большие поперечные размеры по сравнению с длиной волн, поэтому при разработке теории этих систем явление дифракции можно не учитывать. При  $\lambda = 546$  нм и  $D = 80$  мм угол отклонения  $\Psi$  составляет всего  $\sim 2''$ .

**Закон независимости распространения световых пучков.** Сущность закона заключается в том, что отдельные лучи и пучки, встречаясь и пересекаясь друг с другом, не оказывают взаимного влияния. В геометрической оптике считают, что если несколько пучков падают на одну и ту же площадку или сходятся в одной точке, то действия этих пучков складываются. Интерференцией при этом пренебрегают. Явления интерференции и дифракции необходимо учитывать при анализе процесса образования изобра-



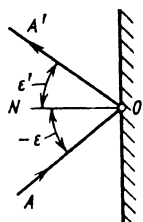


Рис. 70. Отражение луча от зеркальной поверхности

жения, так как это позволяет объяснить распределение световой энергии в кружке рассеяния и судить о качестве изображения.

**Закон отражения света.** Если лучи, распространяясь в однородной оптической среде, встречаются зеркальные или полированные поверхности, то они полностью или частично отражаются в соответствии с законом отражения, который формулируется следующим образом:

1. Луч падающий  $AO$ , нормаль  $NO$  и луч отраженный  $OA'$  лежат в одной плоскости (рис. 70).

2. Угол отражения  $\epsilon'$  по абсолютной величине равен углу падения  $\epsilon$ .

3. Луч падающий и луч отраженный обратимы. Следовательно, если падающий луч направить по пути  $A'O$ , то он отразится в направлении  $OA$ . Принцип действия зеркал и отражательных призм, используемых в качестве деталей оптических приборов, основан на законе отражения света.

**Закон преломления света.** Лучи света при переходе из одной прозрачной среды в другую на границе их раздела не только частично отражаются, но и преломляются. Установленный Снеллиусом и Декартом закон преломления формулируется следующим образом:

1. Луч падающий  $AO$ , нормаль  $NO$  к поверхности раздела в точке падения и преломленный луч  $OA'$  лежат в одной плоскости (рис. 71).

2. Произведение показателя преломления среды на синус угла, образованного лучом с нормалью, считается постоянным при переходе луча из одной среды в другую, т. е.

$$n \sin \epsilon = n' \sin \epsilon'. \quad (85)$$

3. Луч падающий и луч преломленный обратимы. В тех случаях, когда свет распространяется из более плотной оптической среды в менее плотную ( $n' < n$ ) при определенных значениях

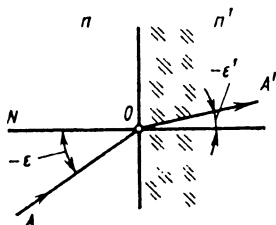


Рис. 71. Преломление луча на границе двух сред

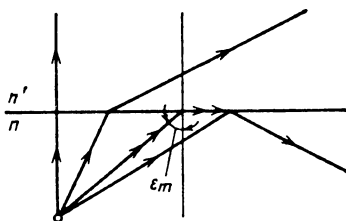


Рис. 72. Полное внутреннее отражение лучей

углов падения  $\varepsilon_m$  может произойти явление полного внутреннего отражения, заключающееся в том, что пучок не проходит во вторую среду, а отражается от границы их раздела (рис. 72). Предельное значение угла падения  $\varepsilon_m$ , при котором луч начинает скользить по границе раздела, определяют по формуле

$$\sin \varepsilon_m = n'/n. \quad (86)$$

Явление полного внутреннего отражения широко используется при создании различных оптических деталей, например, отражательных призм, световодов и т. п.

Следует заметить, что закон отражения может быть представлен как частный случай закона преломления при условии  $n' = -n$ , тогда  $\sin \varepsilon = -\sin \varepsilon'$  или  $\varepsilon = -\varepsilon'$ .

### 23. ПРЕЛОМЛЕНИЕ ЛУЧЕЙ ПЛОСКОЙ И СФЕРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТЯМИ

Рассмотрим преломление луча плоской границей раздела двух сред при условии, что  $n < n'$  (рис. 73). Согласно закону преломления

$$\sin \varepsilon' = (n/n') \sin \varepsilon. \quad (87)$$

Так как  $\varepsilon = \sigma$  и  $\varepsilon' = \sigma'$ , то  $\sin \sigma' = (n/n') \sin \sigma$ . Из рис. 73 следует, что  $s \operatorname{tg} \sigma = s' \operatorname{tg} \sigma'$ , следовательно,  $s' = s \operatorname{tg} \sigma / \operatorname{tg} \sigma'$ . Отрезок  $s$  и угол  $\sigma$  определяют положение предметной точки  $A$ , а отрезок  $s'$  и угол  $\sigma'$  — соответственно положение точки  $A'$  — изображения этой точки. При  $\sigma = 0$  угол  $\sigma' = 0$ , т. е. лучи, перпендикулярные к плоской поверхности, проходят через нее без изменения направления. Предположим, что из точки  $A$  выходит гомоцентрический пучок лучей. Сохраняется ли гомоцентричность этого пучка при преломлении его плоской поверхностью? Из рис. 73 следует, что

$$\sin \sigma = \sin \varepsilon = \frac{h}{\sqrt{h^2 + s^2}} \quad \text{и} \quad \sin \sigma' = \sin \varepsilon' = \frac{h}{\sqrt{h^2 + s'^2}}.$$

Подставляя эти значения синусов в формулу (87), получим

$$s' = \frac{n'}{n} \sqrt{s^2 + \left(1 - \frac{n^2}{n'^2}\right) h^2}. \quad (88)$$

Из формулы (88) следует, что гомоцентричность пучка лучей не сохраняется, так как  $s'$  является нелинейной функцией вы-

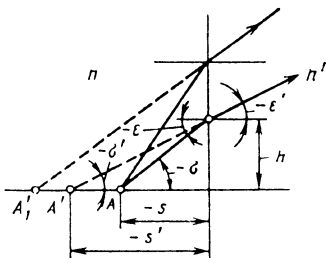
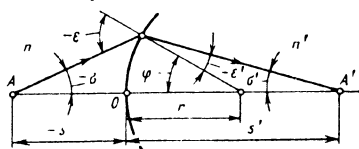


Рис. 73. Преломление луча плоской границей двух сред

Рис. 74. Преломление луча сферической поверхностью



соты  $h$ . Изображение точки, образуемое пучком лучей, преломленным плоской поверхностью, будет нерезким, так как этой предметной точке соответствует множество точек изображений.

При преломлении лучей сферической поверхностью (рис. 74), разделяющей оптические среды с показателями преломления  $n$  и  $n'$ , справедливы следующие соотношения:

$$\left. \begin{aligned} \sin \varepsilon &= (r - s) \sin \sigma / r; \\ \sin \varepsilon' &= (r - s') \sin \sigma' / r; \\ n \sin \varepsilon &= n' \sin \varepsilon'; \\ s' &= r - \frac{n}{n'} (r - s) \frac{\sin \sigma}{\sin \sigma'}; \\ \sigma' &= \sigma - \varepsilon + \varepsilon'. \end{aligned} \right\} \quad (89)$$

Из этих выражений следует, что гомоцентричность пучка лучей не нарушается ( $s' = \text{const}$ ), если выполняется следующее условие синусов:

$$n \sin \sigma / (n' \sin \sigma') = \text{const}. \quad (90)$$

При  $s = -\infty$  в формулах (89)  $\sin \varepsilon = h/r$ .

## 24. ОТРАЖЕНИЕ ЛУЧЕЙ ПЛОСКОЙ И СФЕРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТЯМИ

Пусть на зеркало из предметной точки  $A$  падает гомоцентрический пучок лучей (рис. 75). Отразившись от зеркала, эти лучи образуют снова гомоцентрический пучок лучей с центром в точке  $A'$ , которая лежит на перпендикуляре  $AN$ , причем  $AN = NA'$ . Отраженные лучи образуют расходящийся пучок, т. е. изображение  $A'$  точки  $A$  мнимое. Глаз, помещенный на пути этих лучей, увидит светящуюся точку за зеркалом. Угол  $\omega$  между направлениями падающего и отраженного лучей называют углом отклонения. Плоскость зеркала является биссектрисой этого угла. Если перед зеркалом поместить предмет (рис. 75), то для каждой точки предмета получится свое изображение. Глаз, помещенный на пути отраженных лучей, увидит изображение, пере-

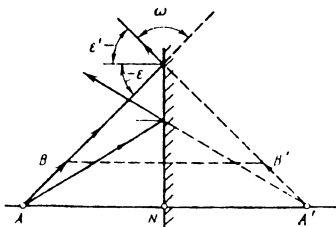


Рис. 75. Схема действия плоского зеркала

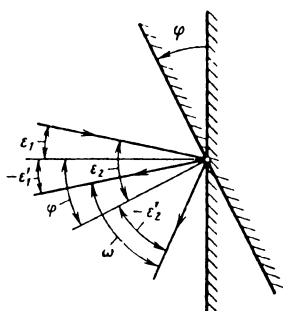


Рис. 76. Поворот плоского зеркала→

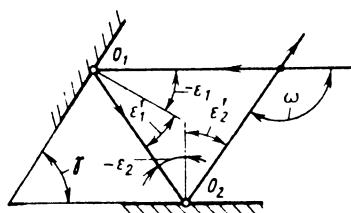


Рис. 77. Система из двух плоских зеркал

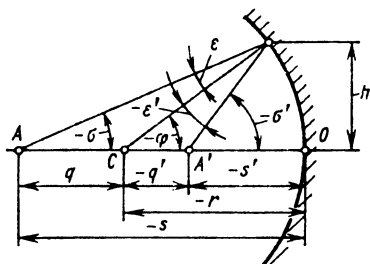


Рис. 78. Отражение луча сферическим зеркалом

вернутое в одной плоскости. Такое изображение называется зеркальным. Если последовательно по ходу лучей применить второе плоское зеркало, то зеркальное изображение вновь обращается в прямое.

Плоское зеркало дает мнимое симметрично предмету расположенное зеркальное изображение. Чтобы изменить направление визирования, в оптических приборах часто используют вращающиеся зеркала. Угол  $\varphi$  поворота зеркала и угол  $\omega$  отклонения отраженного луча связаны следующей зависимостью:  $\omega = 2\varphi$  (рис. 76). В системе из двух плоских зеркал, расположенных под углом  $\gamma$  (рис. 77), угол отклонения  $\omega$  не зависит от направления падающего луча и определяется следующей зависимостью:

$$\omega = 2\gamma. \quad (91)$$

При повороте системы из двух зеркал угол  $\omega$  остается неизменным. Это свойство пары соединенных в одном блоке зеркал используют при настройке и регулировке оптических приборов. Отражение лучей от сферической поверхности можно рассматривать как частный случай преломления при условии, что  $n' = -n$ .

Для вогнутой сферической отражающей поверхности радиуса  $r$  (рис. 78) справедливы следующие соотношения:

$$q = r - s; \quad \sin \epsilon = (q/r) \sin \sigma;$$

$$\sigma' = \sigma + 2\epsilon';$$

$$q' = r \sin \epsilon' / \sin \sigma';$$

$$s' = r - q'. \quad (92)$$

Отрезок  $s'$  и угол  $\sigma'$  определяют положение изображения  $A'$  предметной точки  $A$ . Из формул (92) видно, что отрезок  $s'$

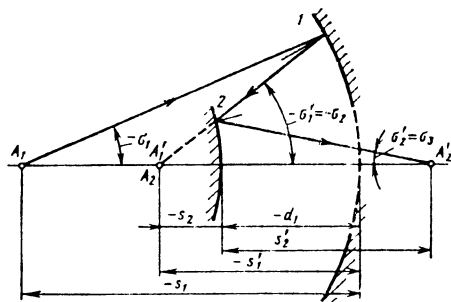
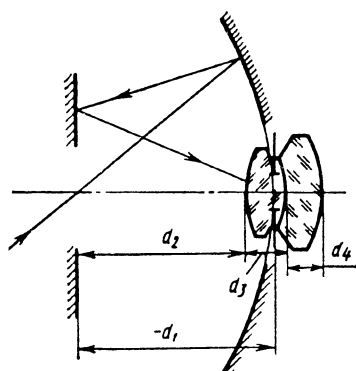


Рис. 79. Система из двух сферических зеркал



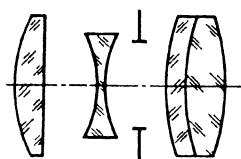
$$\begin{aligned}
 r_1^* &= -140,0 & n_1 &= 1 \\
 r_2 &= \infty & d_1 &= -105 & n_2 &= -1 \\
 r_3 &= 29,4 & d_2 &= 75,3 & n_3 &= 1 \\
 r_4 &= -15,7 & d_3 &= 45,4 & n_4 &= 1,4874 \\
 r_5 &= -40,3 & d_4 &= 24,6 & n_5 &= 1,8060 \\
 & & n_6 &= 1
 \end{aligned}$$

\*Эллипсоид вращения:  $a = 157,5$ ;  
 $b = 148,5$

Рис. 80. Зеркально-линзовый широкоугольный объектив

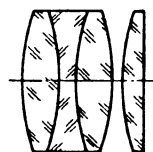
является нелинейной функцией угла  $\sigma$ , следовательно, сферическая отражающая поверхность нарушает гомоцентричность пучка лучей после его отражения. Значения угла  $\sigma'$  и отрезка  $s'$  для данной поверхности являются исходными для расчета хода лучей через последующую отражающую или преломляющую поверхность сложной системы.

Рассмотрим систему, включающую две отражающие поверхности 1 и 2 (рис. 79). В этом случае  $\sigma_2 = \sigma'_1$ , а  $s_2 = s'_1 - d_1$ . При рассмотрении нескольких отражающих поверхностей расстояние



$$\begin{aligned}
 r_1 &= 27,6 & n_1 &= 1 \\
 r_2 &= \infty & d_1 &= 4,0 & n_2 &= 1,6131 \\
 r_3 &= -60,4 & d_2 &= 4,0 & n_3 &= 1 \\
 r_4 &= 23,7 & d_3 &= 1,8 & n_4 &= 1,5780 \\
 r_5 &= 152,0 & d_4 &= 5,8 & n_5 &= 1 \\
 r_6 &= 23,0 & d_5 &= 1,3 & n_6 &= 1,5780 \\
 r_7 &= -37,0 & d_6 &= 4,9 & n_7 &= 1,6130 \\
 & & n_8 &= 1
 \end{aligned}$$

а)



$$\begin{aligned}
 r_1 &= 11,86 & n_1 &= 1 \\
 r_2 &= -5,76 & d_1 &= 3,0 & n_2 &= 1,5163 \\
 r_3 &= 5,76 & d_2 &= 1,0 & n_3 &= 1,6178 \\
 r_4 &= -11,86 & d_3 &= 3,0 & n_4 &= 1,5163 \\
 r_5 &= 8,10 & d_4 &= 0,4 & n_5 &= 1 \\
 r_6 &= \infty & d_5 &= 2,0 & n_6 &= 1,5891 \\
 & & n_7 &= 1
 \end{aligned}$$

б)

Рис. 81. Линзовые системы:

а — объектив типа «Индустар»; б — ортоскопический окуляр

между их вершинами считается положительным, если последующая поверхность расположена справа от предыдущей, и отрицательным — если слева. Если предметная точка  $A$  находится в бесконечности, то  $s_1 = -\infty$  и угол  $\sigma_1 = 0$ . Тогда для определения  $\epsilon_1$  в формулах (92) задают высоту  $h_1$  падения луча, параллельного оптической оси, на первую поверхность и вычисляют по формуле  $\sin \epsilon_1 = -\sin \varphi_1 = -h_1/r_1$ .

Принятые ранее правила знаков дают возможность представить оптические системы, состоящие из деталей с преломляющими и отражающими поверхностями, через их конструктивные параметры (радиусы кривизны, толщину, показатели преломления, вид асферических поверхностей). Примеры такого представления показаны на рис. 80, 81.

## ГЛАВА 7. ИДЕАЛЬНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

### 25. ПОНЯТИЕ ОБ ИДЕАЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ. КАРДИНАЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ

Под *идеальной оптической системой* понимают такую систему, которая любую точку пространства предметов изображает стигматически, т. е. она не нарушает гомоцентричности прошедших через нее широких пучков лучей в пределах большой области пространства. Теория идеальной оптической системы имеет чисто геометрический характер. Она является частным случаем более общей геометрической задачи о преобразовании одного пространства в другое, которое называют *коллинеарным преобразованием*. Каждому множеству точек одного пространства соответствует множество точек в другом пространстве, которое можно назвать изображением первого. В основе коллинеарного соответствия лежат следующие соображения:

каждой точке пространства предметов соответствует только одна точка в пространстве изображений; эти две точки являются сопряженными;

всякой прямой линии пространства предметов соответствует только одна сопряженная с ней прямая линия в пространстве изображений.

Таким образом, всякой плоскости пространства предметов соответствует только одна сопряженная плоскость в пространстве изображений. В сопряженных плоскостях, которые перпендикулярны оптической оси, сохраняется строгое подобие.

Выберем в предметной плоскости  $Q$ , перпендикулярной к оси, предмет в виде линейного отрезка  $y$  (рис. 82). Изображением этого предмета будет соответствующий отрезок  $y'$ . Отношение размера изображения к размеру предмета называют линейным увеличением идеальной системы:

$$\beta = y'/y. \quad (93)$$

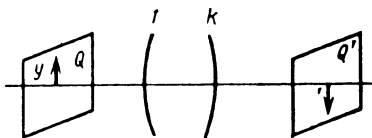


Рис. 82. К определению линейного увеличения оптической системы

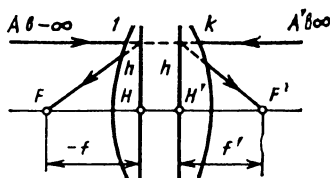


Рис. 83. Кардинальные точки оптической системы

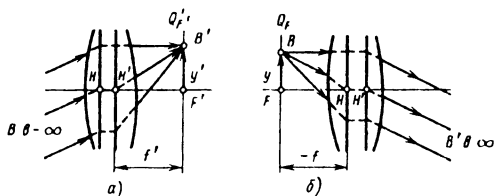
Для данной пары сопряженных плоскостей  $Q, Q'$ , перпендикулярных к оптической оси, линейное увеличение является постоянным и не зависит от размера предмета. Для другой пары сопряженных плоскостей линейное увеличение будет иметь другое значение. Если  $\beta < 0$ , то изображение по отношению к предмету будет *перевернутым*, при  $\beta > 0$  — изображение *прямое*. Линейное увеличение определяет *масштаб изображения*. Теория идеальной центрированной оптической системы была разработана Гауссом, поэтому ее часто называют оптикой Гаусса.

Перейдем к определению понятий кардинальных (основных) элементов идеальной оптической системы. Для этого представим оптическую систему, состоящую из ряда поверхностей, в которой  $I$  и  $k$  (рис. 83) являются первой и последней поверхностями, и рассмотрим три характерных положения предметной точки и ее изображения.

1. Светящаяся точка  $A$  находится на оптической оси в бесконечности. Ее изображение будет в точке  $F'$ , которую называют *задним фокусом* оптической системы. Плоскость, проходящая через задний фокус и перпендикулярная оптической оси, называется *задней фокальной плоскостью* оптической системы. Эта плоскость является изображением бесконечно удаленной плоскости. Пучок лучей, выходящий из бесконечно удаленной точки на оптической оси, приходит в оптическую систему в виде пучка, параллельного оптической оси. Следовательно, задний фокус обладает тем свойством, что через него проходит всякий луч, входящий в оптическую систему параллельно оптической оси. Если предметная точка  $B$  (рис. 84, а), удаленная в бесконечность, находится вне оптической оси, то лучи, выходящие из этой точки, образуют наклонный пучок параллельных лучей. Этот пучок по выходе из оптической системы собирается в сопряженной точке  $B'$ , которая находится вне оптической оси, в задней фокальной плоскости  $Q'_{F'}$ .

2. При перемещении предметной точки  $A$  вправо точка  $A'$  (см. рис. 83) будет перемещаться также вправо и удалится в бесконечность. В этом случае точка  $A$  переместится в точку  $F$ . Точку  $F$  на оптической оси в пространстве предметов, сопряженную с бесконечно удаленной точкой оптической оси в пространстве изображений, называют *передним фокусом* оптической системы. Пло-

Рис. 84. Схема для определения свойств фокальных плоскостей



скость  $Q_F$ , перпендикулярную оптической оси и проходящую через передний фокус, называют *передней фокальной плоскостью*. Передняя фокальная плоскость сопряжена с бесконечно удаленной плоскостью пространства изображений. Следовательно, пучок лучей, выходящий из любой точки  $B$  передней фокальной плоскости  $Q_F$  (кроме переднего фокуса), выходит из системы наклонным пучком параллельных лучей (рис. 84, б). Всякий луч, входящий в оптическую систему через передний фокус, выходит из системы параллельно ее оптической оси.

3. Выберем пару сопряженных и перпендикулярных оптической оси плоскостей, в которых линейное увеличение равно плюс единице (см. рис. 83). Эти плоскости называют *передней и задней главными плоскостями*. Точки их пересечения с оптической осью называют *передней  $H$  и задней  $H'$  главными точками*. Так как линейное увеличение в главных плоскостях равно  $+1$ , то всякий отрезок в одной плоскости изображается равным и одинаково расположенным отрезком в другой плоскости. Отсюда следует, что входящий и выходящий лучи пересекают соответствующие главные плоскости на равных высотах  $h$ .

Расстояние  $HF$  от передней главной точки  $H$  до переднего фокуса  $F$  является *передним фокусным расстоянием* оптической системы, а расстояние  $H'F'$  от задней главной точки  $H'$  до заднего фокуса  $F'$  — *задним фокусным расстоянием*. Фокусные расстояния обозначают соответственно  $f$  и  $f'$ . Их отсчитывают от главных точек.

Если оптическая система находится в однородной среде, например в воздухе ( $n = n' = 1$ ), то  $f' = -f$ , т. е. заднее и переднее фокусные расстояния равны по абсолютному значению. В общем случае при  $n' \neq n$

$$-f/f' = n/n'. \quad (94)$$

Так как  $n > 0$  и  $n' > 0$ , то фокусные расстояния оптической системы всегда имеют разные знаки. Как правило, для характеристики оптической системы используют заднее фокусное расстояние, поэтому, если  $f' > 0$ , то система считается *положительной*, если  $f' < 0$ , то — *отрицательной*. В отрицательных системах задний фокус находится перед оптической системой.

Фокусы, фокальные плоскости, главные плоскости, главные точки и фокусные расстояния называют *кардинальными элементами оптической системы*.



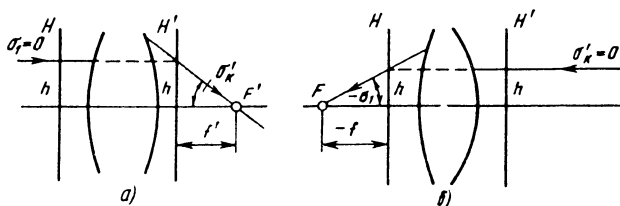


Рис. 85. Схемы для определения фокусных расстояний:  
а — заднего; б — переднего

Положения фокусов и главных плоскостей определяют путем расчета или графического построения хода лучей, параллельных оптической оси, в прямом и обратном направлениях (рис. 85). Как следует из рис. 85, при высоте  $h$  падения лучей в прямом и обратном ходе получаем следующие формулы для определения фокусных расстояний:

$$f' = h / \operatorname{tg} \sigma'_k; \quad f = h / \operatorname{tg} \sigma_r.$$

## 26. ЗАВИСИМОСТИ МЕЖДУ ПОЛОЖЕНИЯМИ И РАЗМЕРАМИ ПРЕДМЕТА И ИЗОБРАЖЕНИЯ. УГЛОВОЕ И ПРОДОЛЬНОЕ УВЕЛИЧЕНИЯ

Введение кардинальных элементов позволяет легко определить положение и размер изображения графическим способом. Для этого необходимо построить ход двух лучей, выходящих из одной внеосевой точки  $B$  предмета  $AB$  (рис. 86). Проведем один луч параллельно оптической оси, а другой — через передний фокус  $F$ . На пересечении этих лучей в пространстве изображений будет находиться изображение  $B'$  предметной точки  $B$ . Из подобия треугольников следует, что

$$-y'/y = -f/-z = z'/f'.$$

Отсюда можно получить формулу Ньютона:

$$zz' = ff'. \quad (95)$$

Отрезки  $a$  и  $a'$ , определяющие положение предмета и изображения относительно соответствующих главных плоскостей, находятся из формулы отрезков:

$$f'/a' + f/a = 1, \quad (96)$$

которую можно получить, подставив в (95)  $z$  и  $z'$ , выраженные через  $a$  и  $a'$  согласно рис. 86.

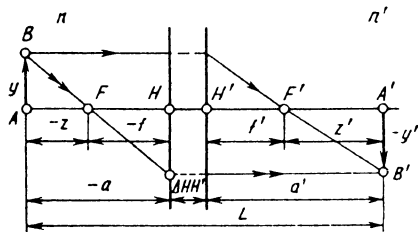


Рис. 86. Графическое определение положения и размера изображения

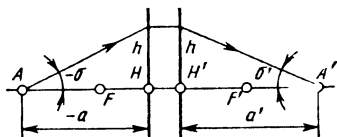


Рис. 87. Схема для вывода формулы углового увеличения и формулы углов

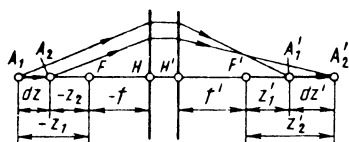


Рис. 88. Схема для определения продольного увеличения

При  $f' = -f$  формула (96) принимает вид

$$1/a' - 1/a = 1/f'. \quad (97)$$

Линейное увеличение  $\beta$  может быть выражено через отрезки  $z$ ,  $z'$  и  $f'$ :

$$\beta = -f/z = -z'/f'. \quad (98)$$

Если в формуле (98)  $z$  и  $z'$  заменим на  $a - f$  и  $a' - f'$ , получим

$$a = \frac{(\beta - 1)f}{\beta} = \frac{n(1 - \beta)}{n'\beta} f'; \quad (99)$$

$$a' = (1 - \beta) f'. \quad (100)$$

При  $n = n'$  отрезок  $a = (1 - \beta) f'/\beta$ .

Если расстояние между плоскостями предмета и изображения равно  $L$ , а между главными точками  $\Delta_{HH'}$ , то при заданных  $L$ ,  $\Delta_{HH'}$  и  $\beta$  в случае, если  $n = n'$ , будем иметь, что

$$f' = -(L - \Delta_{HH'}) \beta / (1 - \beta)^2; \quad (101)$$

$$a' = -(L - \Delta_{HH'}) \beta / (1 - \beta); \quad (102)$$

$$a = -(L - \Delta_{HH'}) / (1 - \beta). \quad (103)$$

Линейное увеличение через отрезки  $a$  и  $a'$  определяют по формуле

$$\beta = -fa'/f'a = na'/n'a. \quad (104)$$

Приведенные выше формулы (95)–(104) при известных исходных данных позволяют найти положение (отрезки  $z'$ ,  $a'$ ) и размер изображения ( $y'$ ).

Введем понятие еще о двух увеличениях оптической системы.

*Угловым увеличением  $\gamma$*  оптической системы называют отношение тангенсов углов, образованных сопряженными лучами с оптической осью:

$$\gamma = \tan \sigma' / \tan \sigma. \quad (105)$$

Из рис. 87 следует, что

$$\gamma = a/a'. \quad (106)$$

Используя формулы (104) и (106), получим, что

$$\gamma = \frac{n}{n'\beta} = -\frac{f}{f'\beta}. \quad (107)$$

Формула (107) устанавливает связь между угловым и линейным увеличениями.

Точки предмета и изображения, лежащие на оптической оси, для которых  $\gamma = +1$ , называются *узловыми точками* оптической системы. Из формулы (107) видно, что узловые точки совпадают с главными ( $\beta = +1$ ) в том случае, если оптическая система находится в однородной среде. В этом случае сопряженные лучи, проходящие через главные точки  $H$  и  $H'$ , параллельны друг другу.

*Продольным увеличением*  $\alpha$  оптической системы называют отношение размера изображения бесконечно малого отрезка, расположенного вдоль оптической оси, к размеру этого отрезка (рис. 88):

$$\alpha = dz'/dz.$$

Продифференцируем формулу Ньютона (95) по  $z$  и  $z'$ . После умножения и деления найденного выражения на  $ff'$  и замены отношений  $z'/f'$  и  $f/z$  через  $\beta$  получим, что

$$\alpha = -(f'/f) \beta^2. \quad (108)$$

На основании выражений (107) и (108) можно записать:

$$\gamma\beta = -f/f'; \quad (109)$$

$$\gamma\alpha = \beta. \quad (110)$$

Равенство (110) устанавливает связь между тремя увеличениями  $\beta$ ,  $\gamma$  и  $\alpha$ . При  $f' = -f$

$$\gamma\beta = 1; \quad (111)$$

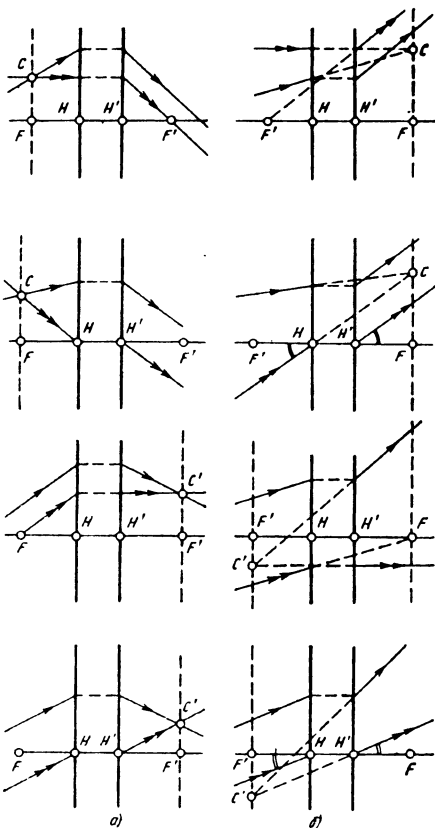
$$\alpha = \beta^2. \quad (112)$$

## 27. ПОСТРОЕНИЕ И РАСЧЕТ ХОДА ЛУЧЕЙ ЧЕРЕЗ ИДЕАЛЬНУЮ ОПТИЧЕСКУЮ СИСТЕМУ

В практической работе конструкторов оптических приборов довольно широко используются свойства кардинальных элементов и основные математические зависимости идеальной оптической системы. Графическое решение задач позволяет наиболее наглядно найти оптимальный вариант. Четыре способа построения хода лучей через положительную и отрицательную оптические системы показаны на рис. 89. Построения выполнены в предположении, что оптическая система расположена в однородной среде, т. е.  $n = n'$ ,  $f' = -f$ , а следовательно, узловые  $N$ ,  $N'$  и главные  $H$ ,  $H'$  точки совпадают. Дадим некоторые пояснения к рис. 89. Точки, общие для заданного и вспомогательного лучей в передней фокальной плоскости, условно обозначены буквой  $C$ , а точки, общие для тех же лучей в задней фокальной плоскости, обозначены соответственно через  $C'$ . Лучи, выходящие из точек  $C$ , после прохождения системы будут параллельными между собой.

Рис. 89. Четыре способа построения хода лучей через находящуюся в однородной среде оптическую систему:

$a$  — положительную;  $b$  — отрицательную



Если главные плоскости сливаются (система тонкая), то построения будут проще.

Часто оптические системы состоят из большого числа отдельных компонентов, которые удалены друг от друга на значительные расстояния. В этом случае многие задачи геометрической оптики удобнее решать путем расчета хода лучей. Например, в центрированных оптических системах положение изображения предмета, перпендикулярного к оптической оси, можно определить путем расчета луча, проходящего через осевую точку  $A$  этого предмета. Положение луча, выходящего из точки  $A$  и падающего на высоте  $h$  на оптическую систему (см. рис. 87), определяется углом  $\sigma$  с оптической осью. Найдем угол  $\sigma'$ . Согласно рис. 87 имеем

$$a = h/\operatorname{tg} \sigma \quad \text{и} \quad a' = h/\operatorname{tg} \sigma'.$$

Поставив  $a$  и  $a'$  в формулу отрезков (96), после преобразования получим

$$\operatorname{tg} \sigma' = (-f/f') \operatorname{tg} \sigma + h\Phi/n',$$

где  $\Phi = n'/f'$  называют *оптической силой* системы.

Последнюю формулу называют *формулой углов*. В общем виде для системы из нескольких компонентов она имеет следующий вид:

$$\operatorname{tg} \sigma_{k+1} = (-f_k/f'_k) \operatorname{tg} \sigma_k + h_k\Phi_k/n_{k+1}. \quad (113)$$

В формуле (113) отношение  $-f_k/f'_k$  можно заменить отношением показателей преломления, тогда

$$\operatorname{tg} \sigma_{k+1} = \frac{n_k}{n_{k+1}} \operatorname{tg} \sigma_k + h_k\Phi_k/n_{k+1}. \quad (114)$$

Если оптическая система находится в воздухе, то из (114) следует, что

$$\operatorname{tg} \sigma_{k+1} = \operatorname{tg} \sigma_k + h_k \Phi_k. \quad (115)$$

Высоты  $h$  падения лучей на компоненты зависят от углов, а также от расстояний между этими компонентами:

$$h_{k+1} = h_k - d_k \operatorname{tg} \sigma_{k+1}. \quad (116)$$

Равенство (116) называют *формулой высот*. Последовательно применяя формулы углов и высот, можно рассчитать ход луча через идеальную оптическую систему любой сложности.

## 28. МНОГОКОМПОНЕНТНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ. ЭКВИВАЛЕНТНОЕ ФОКУСНОЕ РАССТОЯНИЕ

В практике расчета оптических систем большую роль играют двухкомпонентные системы (рис. 90). Рассмотрим действие такой системы при условии, что фокусные расстояния компонентов и их взаимное расположение известны. Определить положение фокальных и главных плоскостей системы, которая по своему действию эквивалентна любому числу заданных компонентов, можно путем расчета лучей, параллельных оптической оси, в прямом и обратном ходе.

Последовательно применяя формулы углов (113) и высот (116) для двухкомпонентной системы, получим

$$\operatorname{tg} \sigma_1 = 0; \quad \operatorname{tg} \sigma_2 = h_1 \Phi_1 / n_2;$$

$$h_2 = h_1 [1 - (\Phi_1 / n_2) d];$$

$$\operatorname{tg} \sigma_3 = h_1 \left[ \frac{\Phi_1}{n_3} + \left( 1 - \frac{\Phi_1}{n_2} d \right) \frac{\Phi_2}{n_3} \right].$$

Эквивалентное фокусное расстояние системы

$$f' = h_1 / \operatorname{tg} \sigma_3,$$

тогда

$$n_3 / f' = \Phi_1 + \Phi_2 - (\Phi_1 \Phi_2 / n_2) d.$$

Отношение  $n_3 / f'$  является оптической силой  $\Phi$  всей системы, поэтому

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - (\Phi_1 \Phi_2 / n_2) d. \quad (117)$$

Расстояние от второго компонента до эквивалентного заднего фокуса системы  $a'_{F'}$  =  $h_2 / \operatorname{tg} \sigma_3$ , или

$$a'_{F'} = f' [1 - (\Phi_1 / n_2) d], \quad (118)$$

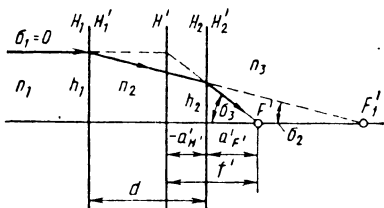


Рис. 90. Система из двух компонентов

а расстояние от этого компонента до задней главной плоскости системы

$$a'_{H'} = a'_{F'} - f'. \quad (119)$$

Из расчета хода луча в обратном ходе, т. е. справа налево, в соответствии с формулами (113) и (116) получим, что

$$\left. \begin{aligned} -n_1/f &= \Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - (\Phi_1\Phi_2/n_2)d; \\ a_F &= f[1 - (\Phi_2/n_2)d]; \\ a_H &= a_F - f. \end{aligned} \right\} \quad (120)$$

Если оба компонента оптической системы находятся в однородной среде, например в воздухе, то

$$\left. \begin{aligned} \Phi &= -1/f = 1/f' = \Phi_1 + \Phi_2 - \Phi_1\Phi_2d; \\ a_F &= f(1 - \Phi_2d); \\ a_H &= a_F - f; \\ a'_{F'} &= f'(1 - \Phi_1d); \\ a'_{H'} &= a'_{F'} - f'. \end{aligned} \right\} \quad (121)$$

Для трехкомпонентной системы, все компоненты которой находятся в воздухе, эквивалентную оптическую силу  $\Phi$  и отрезок  $a'_{F'}$  определяют по следующим формулам:

$$\begin{aligned} \Phi &= \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 - (\Phi_2 + \Phi_3)\Phi_1d_1 - (\Phi_1 + \\ &\quad + \Phi_2 - \Phi_1\Phi_2d_1)\Phi_3d_2; \\ a'_{F'} &= (1/\Phi)[1 - \Phi_1(d_1 + d_2) - \Phi_2d_2(1 - \Phi_1d_1)]. \end{aligned}$$

Если в рассматриваемой системе компоненты соприкасаются ( $d_1 = d_2 = 0$ ), то оптическая сила  $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3$ , а отрезок  $a'_{F'}$  равен эквивалентному фокусному расстоянию системы  $f'$ .

Найти параметры эквивалентной системы можно графически путем построения хода луча, параллельного оптической оси, в прямом и обратном направлениях.

## 29. ПАРАКСИАЛЬНАЯ ОБЛАСТЬ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ. ПАРАКСИАЛЬНЫЕ И НУЛЕВЫЕ ЛУЧИ

Реальные оптические системы, состоящие из сферических и плоских преломляющих и отражающих поверхностей, в общем случае не дают стигматических изображений, т. е. не удовлетворяют положениям идеальной оптической системы. Вместо точечных изображений получаются кружки рассеяния. Гомоцентричность пучка лучей сохраняется только при условии, что углы  $\sigma$  и  $\epsilon$ , образуемые реальными лучами с оптической осью и с нормалью к поверхности, бесконечно малы. При бесконечно малых углах  $\sigma$ ,  $\epsilon$ , а следовательно, и  $\sigma'$ ,  $\epsilon'$  справедливы следующие выражения:

$$\sin \sigma / \sin \sigma' \approx \sigma / \sigma' = s' / s \approx \text{const}; \quad (122)$$

для сферической преломляющей поверхности

$$n'/s' - n/s = (n' - n)/r; \quad (123)$$

для плоской преломляющей поверхности

$$n'/s' - n/s = 0; \quad (124)$$

для отражающей сферической поверхности

$$1/s' + 1/s = 2/r. \quad (125)$$

В выражениях (122)—(125) отрезки  $s$  и  $s'$  определяют соответственно положения осевой предметной точки и ее изображения относительно поверхности. Как видно из (122)—(125), отрезок  $s'$  остается постоянным для заданного отрезка  $s$ , т. е. все лучи, исходящие из предметной точки под любыми, но малыми углами, после преломления пересекаются в одной точке — точке изображения. Лучи, образующие малые углы  $\sigma$  и  $\sigma'$  с оптической осью и малые углы  $\epsilon$  и  $\epsilon'$  с нормалью к преломляющей поверхности, называют *параксиальными лучами*, а область в окрестности оси, внутри которой распространяются эти лучи, — *параксиальной областью*. Углы  $\sigma$  и  $\sigma'$  для параксиальной области обозначают  $\alpha$  и  $\alpha'$ . Соотношения (123)—(125) называют *уравнениями параксиальных лучей* и используют для расчета хода лучей.

Для удобства выполнения расчетов вводится понятие нулевых лучей. *Нулевым лучом* называют фиктивный луч, преломляющийся (отражающийся) так же, как и параксиальный, на поверхностях, но встречающийся с ними на конечных расстояниях от оптической оси и отсекающий на оптической оси те же отрезки, что и параксиальный луч.

Путем расчета хода нулевого луча через оптическую систему определяют фокусные расстояния и фокальные отрезки, а также положение изображения и линейное увеличение системы для случая, когда предмет находится на конечном расстоянии.

Формулы для расчета хода нулевого луча:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \sigma_{k+1} &= \frac{n_k}{n_{k+1}} \operatorname{tg} \sigma_k + h_k \frac{n_{k+1} - n_k}{n_{k+1} r_k}; \\ h_{k+1} &= h_k - d_k \operatorname{tg} \sigma_{k+1}. \end{aligned} \quad (126)$$

Из выражения (126) получим *формулу радиуса*:

$$r_k = \frac{n_{k+1} - n_k}{n_{k+1} \operatorname{tg} \sigma_{k+1} - n_k \operatorname{tg} \sigma_k}, \quad (127)$$

которую используют для вычисления радиусов поверхностей при заданном ходе луча. Для упрощения написания в формулах (126), (127)  $\operatorname{tg} \sigma$  рекомендуется заменять  $\sigma$ .

### 30. ПОЛОЖЕНИЕ ГЛАВНЫХ ПЛОСКОСТЕЙ И ФОКУСНЫЕ РАССТОЯНИЯ ПРЕЛОМЛЯЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ В ПАРАКСИАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ

В параксиальной области для реальных центрированных оптических систем справедливы все формулы и положения идеальной оптической системы. Представим малый предмет как бы

наложенным на поверхность у ее вершины. Очевидно, что изображение этого предмета по положению и размеру совпадает с самим предметом. Следовательно, в вершине поверхности  $O$  (рис. 91) находится совмещенная пара сопряженных точек, линейное увеличение в которых равно единице, т. е. здесь находятся совпадающие главные точки преломляющей поверхности. Главные плоскости совпадают и лежат в плоскости, касательной к сфере в точке  $O$ . Если предметную точку  $A$  перемещать вдоль оптической оси так, чтобы она удалась в бесконечность, то точка  $A'$  совпадает с задним фокусом  $F'$  преломляющей поверхности, т. е.

$$s = -\infty; \quad s' = f'. \quad (128)$$

Подставив (128) в (123) и решив полученное выражение относительно  $f'$ , получим формулу для определения заднего фокусного расстояния преломляющей поверхности:

$$f' = n'r/(n' - n). \quad (129)$$

При перемещении точки  $A'$  вдоль оси в бесконечность сопряженная точка  $A$  совпадает с передним фокусом  $F$  поверхности, т. е.

$$s = f; \quad s' = \infty. \quad (130)$$

Учитывая выражения (130), из формулы (123) найдем выражение для переднего фокусного расстояния сферической поверхности:

$$f = -nr/(n' - n). \quad (131)$$

Разделив (129) на (131), получим

$$f'/f = -n'/n. \quad (132)$$

Это важное выражение записано здесь для одной преломляющей поверхности, но оно справедливо и для любой сложной оптической системы.

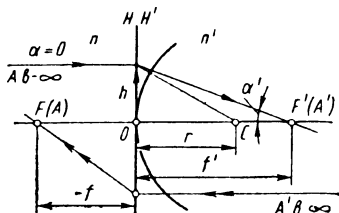


Рис. 91. Схема для определения фокусных расстояний сферической преломляющей поверхности радиусом  $r$

## ГЛАВА 8. ОГРАНИЧЕНИЕ ПУЧКОВ ЛУЧЕЙ В ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

### 31. ДИАФРАГМЫ И ИХ НАЗНАЧЕНИЕ.

#### АПЕРТУРНАЯ ДИАФРАГМА. ВХОДНОЙ И ВЫХОДНОЙ ЗРАЧКИ

*Диафрагмами* называют оправы оптических деталей и специальные непрозрачные экраны с отверстиями, которые ограничивают прохождение пучков лучей через оптическую систему. Обычно диафрагмы имеют отверстия круглой формы, цен-



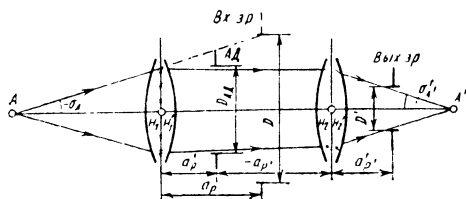


Рис. 92. Апертурная диафрагма, входной и выходной зрачки

трированные относительно оптической оси, а плоскости диафрагм расположены перпендикулярно оптической оси. В визуальных оптических системах, действующих совместно с глазом, зрачок глаза также является диафрагмой, размер и положение которой учитывают при про-

ектировании прибора. От размеров и положения диафрагм зависят важные характеристики оптической системы: 1) освещенность изображения, распределение освещенности по полю в пространстве изображения; 2) поле системы в угловой или линейной мере, определяющее область пространства предметов или участок плоской поверхности, которые изображаются системой; 3) разрешающая способность системы.

В оптических системах используются диафрагмы трех видов: апертурная, полевая и виньетирующая.

*Апертурной диафрагмой* называют диафрагму, ограничивающую пучок лучей, выходящих из осевой точки предмета (рис. 92). Такая диафрагма, определяющая количество энергии излучения, проходящей через оптическую систему, влияет на освещенность изображения.

*Входным зрачком* оптической системы является параксиальное изображение апертурной диафрагмы в пространстве предметов, получаемое в обратном ходе лучей через предшествующую диафрагме часть оптической системы. Луч, идущий из крайней точки предмета через центр входного зрачка (центральный луч наклонного пучка лучей, поступающего во входной зрачок), называют *главным лучом* в пространстве предметов. Изображение апертурной диафрагмы в пространстве изображений, полученное в прямом ходе лучей через следующую за диафрагмой часть оптической системы, называют *выходным зрачком*. На рис. 92, где апертурная диафрагма АД расположена между компонентами системы, входной зрачок Вх. зр. является мнимым, а выходной зрачок Вых. зр. — действительным. Если апертурная диафрагма находится перед оптической системой или после нее, входной и выходной зрачки соответственно совпадают с отверстием диафрагмы и являются действительными.

Входной, выходной зрачки и апертурная диафрагма сопряжены между собой. Например, если выходной зрачок находится после системы, то входным зрачком будет изображение выходного зрачка через систему в обратном ходе лучей. Отношение диаметра  $D'$  выходного зрачка к диаметру  $D$  входного зрачка равно линейному увеличению  $\beta_p$  оптической системы в зрачках:  $\beta_p = D'/D$ .

Входной и выходной зрачки видны из осевой точки предмета и изображения соответственно под наименьшим углом.

*Апертурным углом  $\sigma_A$  в пространстве предметов* называют угол между оптической осью и лучом, выходящим из осевой точки предмета и идущим на край апертурной диафрагмы.

*Апертурным углом  $\sigma'_A$  в пространстве изображений* называют угол между оптической осью и лучом, проходящим через край апертурной диафрагмы и осевую точку изображения.

Значения входного  $\sigma_A$  и выходного  $\sigma'_A$  апертурных углов связаны через линейное увеличение  $\beta$  оптической системы:

$$\beta = n_1 \operatorname{tg} \sigma_A / (n_3 \operatorname{tg} \sigma'_A),$$

где  $n_1$  и  $n_3$  — показатели преломления пространств предметов и изображений соответственно.

При заданном положении апертурной диафрагмы, характеризуем расстояниями  $a'_P$  и  $a_P$  от первого и второго компонентов до диафрагмы соответственно (см. рис. 92), расстояния  $a_P$  и  $a'_P$ , определяющие положения входного зрачка относительно первого компонента и выходного зрачка относительно второго компонента, находят из формулы отрезков (96):

$$\begin{aligned} a_P &= n_1 a'_P f'_1 / [n_2 (f'_1 - a'_P)]; \\ a'_P &= n_3 a_P f'_2 / (n_2 f'_2 + n_3 a_P), \end{aligned}$$

где  $f'_1$  и  $f'_2$  — задние фокусные расстояния первого и второго компонента соответственно;  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $n_3$  — показатели преломления до первого компонента, между компонентами и после второго компонента соответственно.

Диаметры входного зрачка  $D$  и выходного зрачка  $D'$  определяют по формулам:

$$D = D_{Ad} / \beta_{P_1}; \quad D' = D_{Ad} \beta_{P'_2},$$

где  $\beta_{P_1} = n_1 a'_P / n_3 a_P$  и  $\beta_{P'_2} = n_2 a'_P / n_3 a_P$  — линейное увеличение во входном и выходном зрачке соответственно согласно формуле (104). Тогда линейное увеличение в зрачках  $\beta_P = \beta_{P_1} \beta_{P'_2}$ . При определении положений и диаметров зрачков система считается идеальной.

Апертурная диафрагма может быть расположена перед оптической системой, внутри нее или за нею. Например, в телескопической системе Кеплера апертурной диафрагмой (входным зрачком) является оправа объектива; в фотографических и проекционных объективах апертурная диафрагма, как правило, находится внутри системы, а в микроскопе — после объектива. Если апертурная диафрагма установлена в передней или задней фокальной плоскости системы, то главные лучи в пространстве изображений и пространстве предметов соответственно параллельны оптической оси. Такие системы называют *телецентрическими*. Телецентрический ход главного луча в пространстве предметов используют

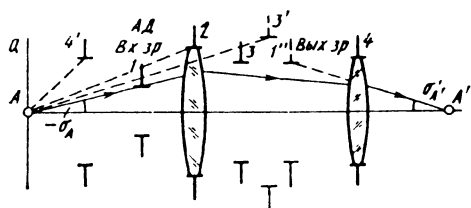


Рис. 93. Графическое определение апертурной диафрагмы

в измерительных микроскопах для исключения влияния неточности фокусировки на правильность результатов измерений.

В сложной оптической системе для определения апертурной диафрагмы необходимо построить в пространстве предметов изо-

бражения всех диафрагм, расположенных внутри или после системы. Та из диафрагм, которая находится перед системой, или то из полученных изображений диафрагм, которое имеет наименьший угловой размер при рассмотрении из осевой точки плоскости предметов, является входным зрачком системы. Диафрагма, изображение которой есть входной зрачок, — апертурная диафрагма, а ее изображение через следующую за ней оптическую систему или ее часть — выходной зрачок системы. Пример системы, содержащей два компонента с оправками 2, 4 и две диафрагмы 1, 3, одна из которых расположена перед системой, а другая — внутри нее, показан на рис. 93. Изображения оправ компонентов и диафрагм в пространстве предметов, образованные в обратном ходе лучей через предшествующие им части системы, обозначены соответствующими цифрами со штрихом (оправа 2 первого компонента и диафрагма 1 находятся в пространстве предметов). Из рис. 93 видно, что из диафрагм 1 и 2, расположенных перед системой, и изображений диафрагм 3' и 4' в пространстве предметов наименьший угловой размер при рассмотрении из осевой точки A предметной плоскости имеет диафрагма 1, которая является апертурной диафрагмой и входным зрачком, а ее изображение 1'', образованное всей системой в прямом ходе лучей, — выходным зрачком системы (мнимым).

### 32. ПОЛЕВАЯ ДИАФРАГМА. ЛИНЕЙНОЕ И УГЛОВОЕ ПОЛЯ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

*Поле оптической системы* — одна из основных характеристик системы — оценивается в линейной (или угловой) мере в зависимости от того, где расположен предмет относительно системы — на конечном расстоянии (или в бесконечности). *Полевая диафрагма*, ограничивающая размер линейного поля оптической системы в пространстве изображений, располагается в плоскости предмета или в одной из плоскостей действительного изображения, с ней сопряженных.

Например, в оптической системе, показанной на рис. 94, полевая диафрагма ПД может быть помещена в плоскости предмета Q, или в плоскостях Q' и Q'' промежуточного и окончательного изображений.

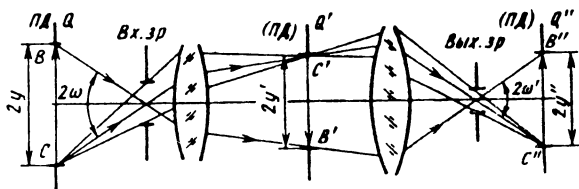


Рис. 94. Схема действия полевой диафрагмы

*Линейным полем  $2y$  оптической системы в пространстве предметов* называют наибольший размер изображаемой части плоскости предмета, расположенной на конечном расстоянии (рис. 94). Аналогично, *линейным полем оптической системы в пространстве изображений* называется наибольший размер изображения, находящегося на конечном расстоянии.

*Угловым полем  $2\omega$  оптической системы в пространстве предметов* называют удвоенный угол между оптической осью и лучом в пространстве предметов, проходящим через центр апертурной диафрагмы и край полевой диафрагмы. Другими словами, угловое поле  $2\omega$  есть угол между главными лучами в пространстве предметов.

*Угловым полем  $2\omega'$  оптической системы в пространстве изображений* называют удвоенный угол между оптической осью и лучом в пространстве изображений, проходящим через центр апертурной диафрагмы и край полевой диафрагмы. Угловое поле  $2\omega'$  — угол, образованный главными лучами, идущими в пространстве изображений. Между угловыми полями в пространствах предметов и изображений для системы, находящейся в однородной среде, имеет место следующая зависимость:

$$\operatorname{tg} \omega' = \gamma_P \operatorname{tg} \omega = \operatorname{tg} \omega / \beta_P,$$

где  $\gamma_P$  и  $\beta_P$  — угловое и линейное соответственно увеличения системы в зрачках.

### 33. ВИНЬЕТИРУЮЩАЯ ДИАФРАГМА.

#### ВХОДНОЕ И ВЫХОДНОЕ ОКНА. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЕЙСТВУЮЩЕГО ОТВЕРСТИЯ ВХОДНОГО ЗРАЧКА

Любую диафрагму, кроме апертурной и полевой, ограничивающую пучки лучей, идущих из внесосевых точек предмета, называют *виньетирующей*. Эта диафрагма, неодинаково задерживая пучки лучей из осевой и внесосевых точек предмета, виньетирует — срезает наклонные пучки лучей, что приводит к уменьшению освещенности от центра к краям плоскости изображения.

*Входным и выходным окнами* оптической системы называют параксиальное изображение виньетирующей диафрагмы в пространствах предметов и изображений соответственно. Обычно виньетирующими диафрагмами в оптических системах являются

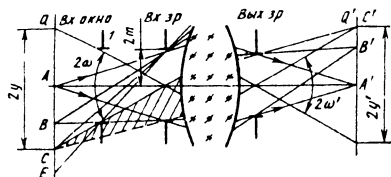


Рис. 95. Схема оптической системы с виньетированием

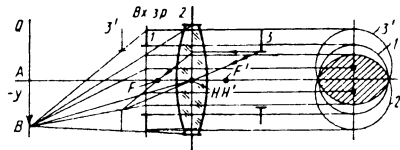


Рис. 96. Схема определения коэффициента виньетирования

оправы линз и зеркал. В этом случае входное окно представляет собой изображение виньетирующей диафрагмы в обратном ходе лучей, образованное частью системы, расположенной до диафрагмы, а выходное окно — изображение виньетирующей диафрагмы в прямом ходе лучей, образованное частью системы, находящейся за диафрагмой. Входным окном оптической системы может быть виньетирующая диафрагма, расположенная перед системой, или изображение виньетирующей диафрагмы, находящейся внутри или после системы. Входное окно *Вх. окно* ограничивает пучки лучей, выходящих из внеосевых точек плоскости предмета, которые расположены между точками *B* и *C*, и им симметричных, находящихся выше оптической оси (рис. 95). Часть пучка лучей, выходящих из точки *C*, показанная на рис. 95 заштрихованной, не попадает в систему, задерживаясь окном, в результате чего освещенность изображения в точке *C'* будет меньше освещенности изображений в точках *B'* и *A'*.

Виньетирование характеризуется коэффициентом виньетирования  $k_Q$ , равным отношению площадей  $Q_\omega$  и  $Q_0$  сечений наклонного и осевого пучков лучей во входном зрачке системы:  $k_Q = Q_\omega / Q_0$ , где  $Q_\omega$  — площадь действующего отверстия входного зрачка для наклонного пучка лучей. Приближенно виньетирование может быть определено через коэффициент линейного виньетирования  $k_\omega$ , равный отношению размера  $2m$  входного зрачка для наклонного пучка лучей (см. рис. 95) к диаметру  $D$  входного зрачка:  $k_\omega = 2m/D$ . На рис. 95 угловые поля  $2\omega$ ,  $2\omega'$  и линейные поля  $2y$ ,  $2y'$  оптической системы в пространствах предметов и изображений показаны при коэффициенте виньетирования, равном 0,5. Обычно в оптических системах  $k_Q$  принимается меньшим единицы, например, в визуальных системах допустимым считается виньетирование, равное 50 %, а в сложных перископических системах — 20 %. В особых случаях допускается повышенное виньетирование для увеличения поля системы. Например, максимально возможное поле оптической системы, показанной на рис. 95, определяется лучом, идущим из точки *E* через край входного окна и зрачка при коэффициенте виньетирования, близком к нулю.

В широкоугольных и сверхширокоугольных оптических системах явление виньетирования вызывает недопустимое уменьше-

ние освещенности к краям поля изображения. Как показал М. М. Русинов [7], в таких системах удастся избежать резкого снижения освещенности от центра к краям, если добиться того, чтобы коэффициент виньетирования был больше единицы. Выполнение такого условия обеспечивается с помощью так называемого абберационного виньетирования. Это связано с тем, что в системах, содержащих передний отрицательный мениск, площадь сечения наклонного пучка лучей во входном зрачке больше площади сечения осевого пучка лучей.

Определение коэффициента виньетирования рассмотрим на примере оптической системы, показанной на рис. 96.

При определении площади действующего отверстия входного зрачка для наклонного пучка лучей необходимо:

1. Построить изображения всех диафрагм, расположенных внутри системы или за ней, в пространстве предметов (например, изображение  $3'$  виньетирующей диафрагмы 3; изображение виньетирующей оправы 2 совпадает с ней);

2. Спроецировать полученные изображения и диафрагмы, находящиеся в пространстве предметов (оправа 2 на рис. 96), в плоскость входного зрачка 1 с центром проекции во внеосевой точке  $B$  в плоскости предмета  $Q$ .

Площадь, являющаяся общей площадью для всех проекций в плоскости входного зрачка (показана на рис. 96 заштрихованной), есть площадь действующего отверстия входного зрачка для наклонного пучка лучей. Отношение найденной площади к площади входного зрачка будет равно коэффициенту виньетирования. Если предметная плоскость оптической системы находится в бесконечности, то проецирование осуществляется прямыми, параллельными главному лучу.

#### 34. КОЭФФИЦИЕНТ ПРОПУСКАНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ. ОСВЕЩЕННОСТЬ ИЗОБРАЖЕНИЯ. СВЕТОФИЛЬТРЫ

При прохождении потока излучения через оптическую систему возможны следующие потери: а) в результате отражения при преломлении; б) на поглощение при отражении от металлических поверхностей; в) в результате поглощения и рассеяния внутри оптического материала. Коэффициенты отражения  $\rho$ , поглощения  $\alpha$  и пропускания  $\tau$  оцениваются следующими равенствами:

$$\rho = \Phi_{ep}/\Phi_e; \quad \alpha = \Phi_{ea}/\Phi_e; \quad \tau = \Phi_{et}/\Phi_e,$$

где  $\Phi_{ep}$ ,  $\Phi_{ea}$ ,  $\Phi_{et}$  — отраженный, поглощенный и прошедший через оптическую систему потоки излучения соответственно;  $\Phi_e$  — поток излучения, поступивший в оптическую систему.

Так как  $\Phi_{ep} + \Phi_{ea} + \Phi_{et} = \Phi_e$ , то  $\rho + \alpha + \tau = 1$   
или  $\tau = 1 - \rho - \alpha$ .

*Коэффициент отражения  $\rho$  на преломляющих поверхностях обычно определяется по приближенной формуле Френеля (24):*

$$\rho = (n' - n)^2 / (n' + n)^2,$$

где  $n$  и  $n'$  — показатели преломления оптических сред.

Потери вследствие отражения при преломлении максимальны на границе воздух—стекло и составляют примерно  $\rho = 0,05$  (5 %) для крона ( $n = 1,5 \div 1,6$ ) и  $\rho = 0,06$  (6 %) для флинта ( $n = 1,6 \div 1,7$ ). Потери при отражении от поверхности склейки или оптического контакта деталей из двух различных стекол при разности показателей преломления, меньшей 0,2, не учитывают.

Для уменьшения коэффициента отражения на преломляющие поверхности наносят одну или несколько тонких прозрачных интерференционных пленок, толщина и показатели преломления которых определяются из условия гашения вследствие интерференции отраженной части потока излучения. Коэффициент отражения от одной преломляющей поверхности при однослойном покрытии уменьшается в среднем до 0,02 (2 %), а при двух- и трехслойном просветлении — до 0,01 (1 %) и 0,005 (0,5 %) соответственно.

Коэффициент отражения зеркальных поверхностей, покрытых металлическим слоем, зависит от длины волны излучения и материала покрытия. Для алюминиевого зеркального покрытия коэффициент отражения в видимой области спектра (для  $\lambda = 0,5$  мкм) равен 0,93. При покрытии алюминиевого отражающего слоя тонкой просветляющей пленкой коэффициент отражения поверхности повышается до 0,98.

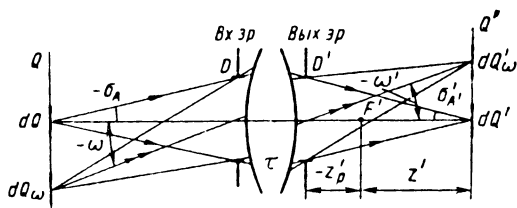
Потери потока излучения в результате поглощения (без учета рассеяния) внутри оптического материала учитываются *коэффициентом поглощения  $\alpha$* , характеризующим поглощение в слое материала толщиной в 1 см. При расчетах обычно принимают  $\alpha = 0,01$ , т. е. при прохождении слоя стекла в 1 см поглощается 1 % потока излучения.

Общее выражение для *коэффициента пропускания  $\tau$*  оптической системы имеет вид

$$\tau = (1 - \rho_1) \dots (1 - \rho_m) (1 - \alpha_1)^{d_1} \dots (1 - \alpha_n)^{d_n} \rho_{a1} \dots \rho_{ap} \tau_{c1} \dots \tau_{cq}, \quad (133)$$

где  $\rho$  — коэффициент отражения при преломлении;  $m$  — число преломляющих поверхностей, граничащих с воздухом;  $\alpha$  — коэффициент поглощения на 1 см хода луча в оптической детали;  $d$  — толщина оптической детали по оси, см;  $n$  — число преломляющих деталей системы;  $\rho_a$  — коэффициент отражения зеркальных покрытий;  $p$  — число отражающих поверхностей;  $\tau_c$  — коэффициент пропускания светоделительных покрытий;  $q$  — число поверхностей со светоделительными покрытиями.

Рис. 97. Схема для определения освещенности изображения



Формула для вычисления коэффициента пропускания оптической системы с учетом приведенных данных для коэффициентов отражения и поглощения имеет следующий вид:

$$\tau = 0,95^{N_k} 0,94^{N_\phi} 0,98^{N_1} 0,99^{N_2} 0,995^{N_3} 0,99^d 0,98^s,$$

где  $N_k$  и  $N_\phi$  — число непросветленных кроновых и флинтовых поверхностей, граничащих с воздухом;  $N_1$ ,  $N_2$ ,  $N_3$  — число просветленных поверхностей с одно-, двух- и трехслойным соответственно покрытием;  $d$  — суммарная толщина оптических деталей вдоль оси, см;  $s$  — число алюминированных отражающих слоев с просветляющим покрытием.

После прохождения через оптическую систему с коэффициентом пропускания  $\tau$  поток излучения  $\Phi'_e$ , поступающий на изображение малой площадки  $dQ'$  (рис. 97), определяется в соответствии с формулами (29), (38):

$$\Phi'_e = \pi L'_e dQ' \sin^2 \sigma'_A,$$

где  $L'_e$  — энергетическая яркость выходного зрачка системы;  $\sigma'_A$  — апертурный угол в пространстве изображений.

С учетом выражений (29), (42) энергетическая освещенность на оси изображения, образованного оптической системой:

$$E'_e = (n'/n)^2 \pi L_e \sin^2 \sigma'_A, \quad (134)$$

где  $n$  и  $n'$  — показатели преломления пространств предметов и изображений соответственно. Для большинства оптических систем, действующих в воздухе,  $n = n' = 1$ , и поэтому первый множитель в выражении (134) равен единице.

Если предмет линейчатый, например штрих шкалы, сетки и т. п., освещенность изображения подсчитывают по формуле [26]

$$E'_e = \pi L_e \beta \sin^2 \sigma'_A,$$

где  $\beta$  — линейное увеличение системы.

При точечном предмете расчет проводят по формуле

$$E'_e = \pi L_e \beta^2 \sin^2 \sigma'_A.$$

Принимая во внимание, что при малых углах  $\sin \sigma' \approx \tan \sigma'$ , и заменяя в выражении (134)  $\sin \sigma'_A$  через  $\tan \sigma'_A = D'/2(z' - z_p)$ ,



где  $z' = -f'\beta$ ;  $z'_p = -f'\beta_p$ ;  $D' = D\beta_p$  (см. рис. 97), получим, что

$$E'_e = \frac{\pi L_e}{4} \left( \frac{D}{f'} \right)^2 \frac{\beta_p^2}{(\beta_p - \beta)^2}. \quad (135)$$

В формуле (135)  $D$  — диаметр входного зрачка;  $f'$  — заднее фокусное расстояние оптической системы;  $\beta$  и  $\beta_p$  — линейное увеличение и линейное увеличение в зрачках системы соответственно.

При линейном увеличении в зрачках системы, равном единице, выражение (135) принимает вид:

$$E'_e = \frac{\pi L_e}{4} \left( \frac{D}{f'} \right)^2 \frac{1}{(1 - \beta)^2}. \quad (136)$$

Если предмет находится на значительном расстоянии от оптической системы, линейное увеличение системы стремится к нулю (при  $s = \infty$  величина  $\beta = 0$ ) и формула (136) преобразуется к виду:

$$E'_e = \frac{\pi L_e}{4} \left( \frac{D}{f'} \right)^2. \quad (137)$$

Множитель  $D/f'$  в формулах (135)—(137), являющийся отношением диаметра входного зрачка к заднему фокусному расстоянию системы, называют *относительным отверстием оптической системы*. Из формул (135)—(137) следует, что освещенность изображения, образованного оптической системой, прямо пропорциональна квадрату ее относительного отверстия. Обычно относительное отверстие системы обозначается в виде  $1 : K$ , где  $K = f'/D$  — *диафрагменное число* — величина, обратная относительному отверстию.

Относительное отверстие системы, определенное с учетом коэффициента пропускания, а также экранирования входного зрачка, имеющего место, например, в зеркально-линзовых системах, называется *эффективным*. Диаметр входного зрачка  $D_{эв}$  оптической системы без экранирования, эквивалентной по энергетическим характеристикам системе с экранированным зрачком:

$$D_{эв} = \sqrt{D_1^2 - D_2^2},$$

где  $D_1$  и  $D_2$  — диаметры наружной и внутренней границ входного зрачка.

*Эффективное диафрагменное число*  $K_{эф}$  подсчитывают по формуле:

$$K_{эф} = K/\sqrt{\tau},$$

где  $\tau$  — коэффициент пропускания системы.

Квадрат относительного отверстия системы  $(D/f')^2$  называют *геометрической светосилой*, а произведение коэффициента пропускания и геометрической светосилы —  $\tau (D/f')^2$  — *физической светосилой*. Светосила телескопических систем, у которых  $f' = \infty$ ,

характеризуется квадратом диаметра выходного зрачка, выраженного в миллиметрах [26]. Формулы (134)—(137) справедливы, когда излучатель, а следовательно, и его изображение находятся на оптической оси системы.

Освещенность участков изображения, расположенных вне оси, например площадки  $dQ'_\omega$  (см. рис. 97), являющейся изображением площадки  $dQ_\omega$ , уменьшается пропорционально четвертой степени косинуса угла  $\omega'$  поля в пространстве изображений в соответствии с зависимостью (43):

$$E'_{\omega} = E'_e \cos^4 \omega',$$

где  $E'_e$  — освещенность изображения на оси, определяемая выражениями (134)—(137).

При наличии в системе виньетирования

$$E'_{\omega} = k_Q E'_e \cos^4 \omega',$$

где  $k_Q$  — коэффициент виньетирования.

Если угловое увеличение оптической системы в зрачках  $\gamma_p$  равно единице, тогда при  $\omega' = \omega$

$$E'_{\omega} = k_Q E'_e \cos^4 \omega,$$

где  $\omega$  — половина углового поля системы в пространстве предметов.

*Светофильтр* — ограниченная параллельными плоскостями оптическая деталь, предназначенная для количественного и качественного изменения потока излучения, проходящего через нее. Светофильтры изготовляют из цветного стекла, пластмасс, желатины. Существуют также жидкостные и газовые светофильтры. Если коэффициент пропускания светофильтра не зависит от длины волны излучения, проходящего через него, такой светофильтр называют нейтральным. Если материал светофильтра обладает избирательным пропусканием, светофильтр называют селективным. Существуют светофильтры, поглощающие излучение (абсорбционные), а также интерференционные светофильтры, служащие для выделения излучения в узком спектральном диапазоне с высоким коэффициентом пропускания. Интерференционные светофильтры содержат несколько тонких пленок, нанесенных на прозрачную для данного излучения подложку.

Спектральный коэффициент пропускания селективного светофильтра

$$\tau(\lambda) = d\Phi'_e / d\Phi_e,$$

где  $d\Phi_e$  и  $d\Phi'_e$  — монохроматические потоки излучения (входящий в светофильтр и прошедший через него соответственно).

С учетом выражений (26) и (27) коэффициент пропускания светофильтра в спектральном диапазоне длин волн  $\lambda_1$ — $\lambda_2$  подсчитывают по следующей зависимости:

$$\tau(\lambda_1 - \lambda_2) = \Phi'_e(\lambda_1 - \lambda_2) / \Phi_e(\lambda_1 - \lambda_2) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau(\lambda) \varphi_e(\lambda) d\lambda \bigg/ \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi_e(\lambda) d\lambda.$$

Спектральный коэффициент пропускания  $\tau(\lambda)$  светофильтра с учетом потерь в результате отражения излучения от передней и задней его поверхностей и поглощения излучения внутри светофильтра согласно выражению (133):

$$\tau(\lambda) = (1 - \rho)^2 \tau_\alpha(\lambda), \quad (138)$$

где  $\rho$  — коэффициент отражения на границе воздух—стекло;  $\tau_\alpha(\lambda) = 10^{-K(\lambda)d}$  — коэффициент пропускания стекла толщиной  $d$ ;  $K(\lambda)$  — спектральный показатель поглощения, характеризующий поглощение на 1 мм длины хода луча в светофильтре, 1/мм.

Пропускание светофильтра принято характеризовать оптической плотностью

$$D(\lambda) = -\lg \tau(\lambda). \quad (139)$$

Чем больше оптическая плотность светофильтра, тем меньше его коэффициент пропускания, и наоборот. Принимая во внимание выражение (138), формулу (139) преобразуем к виду

$$D(\lambda) = D_\rho(\lambda) + D_\alpha(\lambda),$$

где  $D_\rho(\lambda) = -2 \lg(1 - \rho)$  — часть оптической плотности, учитывающая потери при отражении от двух поверхностей светофильтра;  $D_\alpha(\lambda) = K(\lambda)d$  — часть оптической плотности, учитывающая потери в результате поглощения.

Светофильтры, применяемые в фотографии, характеризуются кратностью — числом, показывающим, во сколько раз надо увеличить экспозицию при съемке с данным светофильтром по сравнению с экспозицией при съемке без светофильтра.

## ГЛАВА 9. АБЕРРАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

### 35. ПОНЯТИЕ ОБ АБЕРРАЦИЯХ. МОНОХРОМАТИЧЕСКИЕ И ХРОМАТИЧЕСКИЕ АБЕРРАЦИИ

В области параксиальных лучей образуется идеальное изображение. Однако практическое использование оптических систем, ограниченных параксиальной областью, ничтожно мало. При увеличении площади сечения пучков лучей и расширении области пространства, изображаемой реальной оптической системой, ход лучей в системе и строение пучков значительно отличаются от того, которое имеет место в идеальной системе. В результате реальные оптические системы дают изображение, лишь более или менее приближающееся к идеальному. В связи с этим необходим критерий оценки, по которому можно судить о степени приближения реальной системы к идеальной и который оценивается качеством изображения. Одним из таких критериев яв-

ляются *абберации* — погрешности изображений. Эти погрешности обусловлены отклонениями лучей от тех направлений, по которым они должны были бы идти в идеальной оптической системе. Таким образом, абберации можно рассматривать как нарушение гомоцентричности пучков лучей или сферичности волновых поверхностей, а также как нарушение расположения точки изображения при действии реальной оптической системы по отношению к идеальной.

Абберации оптических систем делят на монохроматические и хроматические. *Монохроматическими* абберациями называют погрешности изображения, которые имеют место для лучей определенной длины волны. Сущность *хроматических* аббераций заключается в том, что при прохождении через преломляющие поверхности излучения сложного спектрального состава оно разлагается на составные спектральные части вследствие дисперсии света. В этом случае изображение представляет собой сумму большого числа монохроматических изображений, которые не совпадают между собой ни по положению, ни по размерам. Изображение становится окрашенным.

Для математического описания монохроматических аббераций их делят на абберации третьего порядка и абберации высшего порядка, а хроматические — на абберации первого порядка, третьего порядка и абберации высшего порядка. В свою очередь среди монохроматических аббераций третьего порядка различают: 1) сферическую абберацию; 2) кому; 3) астигматизм; 4) кривизну изображения и 5) дисторсию. Хроматические абберации первого порядка включают: 1) хроматизм положения; 2) вторичный спектр и 3) хроматизм увеличения. Хроматические абберации третьего порядка можно разделить на: 1) сферохроматическую абберацию; 2) цветную кому; 3) цветной астигматизм; 4) цветную кривизну и 5) хроматическую дисторсию.

Полное описание аббераций может быть получено с помощью эйконалов. *Эйконалы* — это функции от некоторых параметров, которые выражают оптические длины луча между специальным образом выбранными точками. Оптическая длина луча опреде-

ляется суммой  $\sum_{k=p+1}^{\infty} n_k l_k$  произведений показателей преломления  $n_k$  на отрезки  $l_k$ , отсчитываемые вдоль пути луча, идущего от предметной точки к точке изображения.

**Монохроматические абберации.** В общем случае геометрический смысл аббераций ясен из рис. 98. Перед условно показанной оптической системой располагается предмет  $A_0B_0(y)$ , идеальное изображение которого  $A'_0B'_0(y')$ . В связи с тем, что реальная оптическая система нарушает гомоцентричность лучей, в общем случае внемеридиональный луч, вышедший из точки  $B_0$ , после оптической системы в точку  $B'_0$  не приходит, а пересекает плоскость идеального изображения в точке  $B'$ . Тогда геометрической абер-

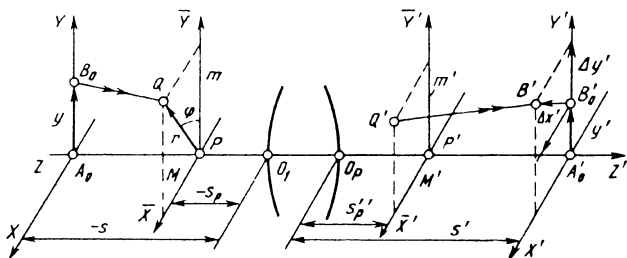


Рис. 98. Геометрическое представление аберраций

рацией будет отрезок  $B_0B'$ . Обычно находят проекции аберраций на две плоскости: *меридиональную*  $\Delta y'$  и *сагиттальную*  $\Delta x'$ . Тогда координатами точки  $B'$  будут  $y' + \Delta y'$  и  $\Delta x'$ . На рассматриваемом рисунке  $XA_0Y$  и  $X'A_0'Y'$  — плоскости предмета и изображения;  $\bar{X}P\bar{Y}$  и  $\bar{X}'P'\bar{Y}'$  — плоскости входного и выходного зрачков; положения предметной плоскости и плоскости изображения относительно первой и последней поверхностей оптической системы определяются соответственно отрезками  $s$  и  $s'$ , а положения зрачков относительно тех же поверхностей — отрезками  $s_p$  и  $s'_p$ .

Меридиональная  $\Delta y'$  и сагиттальная  $\Delta x'$  составляющие поперечной аберрации внемеридионального луча являются функциями координат луча в плоскости предмета и входного зрачка ( $y, m, M$ ), а также зависят от конструктивных параметров оптической системы, положения предметной плоскости и входного зрачка ( $s_p$ ). Теория аберраций устанавливает связь между составляющими аберраций  $\Delta y'$  и  $\Delta x'$  и координатами луча  $y, m$  и  $M$ :

$$\begin{aligned}\Delta y' &= f(y, m, M); \\ \Delta x' &= F(y, m, M).\end{aligned}\quad (140)$$

Вследствие симметрии системы относительно оптической оси функции (140) не содержат членов четных порядков:

$$\begin{aligned}\Delta y' &= \Delta y'_{III} + \Delta y'_{V} + \Delta y'_{VII} + \dots; \\ \Delta x' &= \Delta x'_{III} + \Delta x'_{V} + \Delta x'_{VII} + \dots\end{aligned}$$

Составляющие аберраций  $\Delta y'_{III}$  и  $\Delta x'_{III}$  называют аберрациями третьего порядка,  $\Delta y'_{V}$  и  $\Delta x'_{V}$  — пятого порядка и т. д. К *абберациям высших порядков* относятся составляющие аберраций выше третьего порядка.

Наибольшее применение в вычислительной оптике получили разложения Зейделя (или аберрации третьего порядка), которые записываются в следующем виде:

$$\begin{aligned}\Delta y'_{III} &= Am(m^2 + M^2) + By(3m^2 + M^2) + Cy^2m + Ey^3; \\ \Delta x'_{III} &= AM(m^2 + M^2) + 2BymM + Dy^2M,\end{aligned}\quad (141)$$

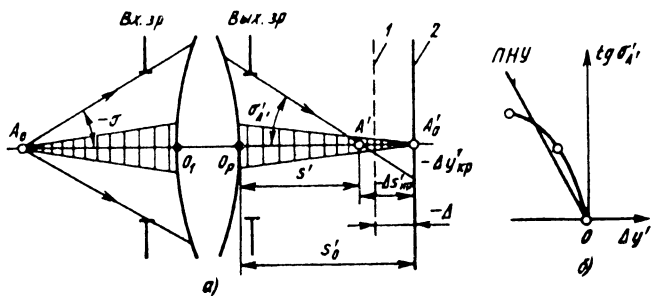


Рис. 99. Схема для определения сферической аберрации

где  $A, B, C, D, E$  — коэффициенты, зависящие от конструктивных параметров, а также от положения плоскостей предмета и входного зрачка.

Каждый из коэффициентов в формулах (141) определяет отдельную аберрацию, для которой характерна своя *фигура рассеяния*.

Рассмотрение фигур рассеяния, возникающих при аберрациях третьего порядка, удобно проводить в полярных координатах и при условии, что присутствует только один какой-нибудь коэффициент. В этом случае  $m = r \cos \varphi$  и  $M = r \sin \varphi$ , где  $\varphi$  — угол между радиус-вектором и осью ординат.

**Сферическая аберрация.** Положим, что  $B = C = D = E = 0$ ,  $A \neq 0$ . Из формул (141) следует, что

$$\Delta y'_{III} = Am(m^2 + M^2);$$

$$\Delta x'_{III} = AM(m^2 + M^2).$$

Переходя к полярным координатам, после несложных преобразований получаем уравнение окружности

$$(\Delta y'_{III})^2 + (\Delta x'_{III})^2 = (Ar^3)^2 = R^2.$$

Следовательно, изображение точки при наличии сферической аберрации получается в виде плоского круга (диска), радиус которого пропорционален третьей степени радиуса-вектора  $r$ , определяющего точку встречи луча с плоскостью входного зрачка, а центр совпадает с началом координат. Особенностью сферической аберрации третьего порядка является то, что она не зависит от размера предмета, т. е. она постоянна по всему полю.

Величину  $\Delta s' = s' - s'_0$  называют *продольной сферической аберрацией*, а  $\Delta y' = \Delta s' \operatorname{tg} \sigma'_A$  — *поперечной сферической аберрацией*.

Из рассмотрения рис. 99, а следует, что если плоскость изображения перемещать вдоль оптической оси от плоскости идеального изображения 2, то можно значительно уменьшить размер кружка рассеяния. Плоскость 1, в которой кружок рассеяния имеет минимальный размер, называется *плоскостью наилучшей*

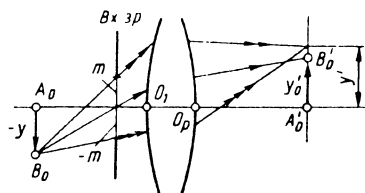


Рис. 100. Ход лучей в оптической системе при наличии комы

установки (ПНУ). При наличии в оптической системе сферической aberrации только третьего порядка смещение ПНУ на величину  $\Delta = 3/4 \Delta s_{кр}$  позволяет получить  $\Delta y' = 1/4 \Delta y'_{кр}$ , где  $\Delta s_{кр}$ ,  $\Delta y'_{кр}$  — продольная и поперечная сферические aberrации для луча, проходящего через край входного зрачка.

На рис. 99, б показан график зависимости поперечной сферической aberrации от выходного апертурного угла. Пользуясь этим графиком, можно определить положение ПНУ.

**Кома.** Aberrация определяется коэффициентом  $B$ . Из формул (141) имеем

$$\Delta y'_{III} = By(3m^2 + M^2);$$

$$\Delta x'_{III} = 2BymM.$$

После перехода к полярным координатам и некоторых преобразований получим уравнение окружности с радиусом  $R = = r^2 y B$ , центр которой смещен на  $2R$  от точки  $B'_0$ :

$$(\Delta y'_{III} - 2r^2 y B)^2 + \Delta x'_{III} = (r^2 y B)^2 = R^2.$$

Геометрический смысл aberrации иллюстрирует рис. 100. Кома является aberrацией широкого наклонного пучка лучей, которая вносит асимметрию в строение пучков.

**Астигматизм и кривизна поля.** Пусть  $A = B = E = 0$ ,  $C \neq 0$  и  $D \neq 0$ . Из формул (141) следует, что

$$\Delta y'_{III} = Cmy^2;$$

$$\Delta x'_{III} = DM y^2.$$

Переходя к полярным координатам, после преобразования получаем уравнение эллипса

$$(\Delta y'_{III}/a)^2 + (\Delta x'_{III}/b)^2 = 1,$$

где  $a$  и  $b$  — полуоси эллипса;  $a = C r y^2$ ,  $b = D r y^2$ .

Размер и форма фигуры рассеяния изменяются при изменении плоскости установки. Явление астигматизма заключается в том, что лучи одного и того же пучка, идущие в двух взаимно перпендикулярных плоскостях (меридиональной и сагиттальной), после прохождения оптической системы не собираются в одной точке, а имеют различные точки сходимости. Поэтому в плоскости, в которой лежит точка сходимости меридиональных лучей, эллипс вырождается в отрезок прямой, перпендикулярной меридиональной плоскости. В плоскости, проходящей через точку сходимости сагиттальных лучей, фигура рассеяния — прямая, лежащая в меридиональной плоскости. В плоскости, лежащей

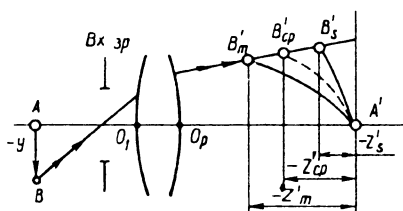


Рис. 101. Поверхности изображений, образуемых астигматическими пучками

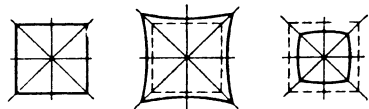


Рис. 102. Искажение изображений дисторсией

посередине между этими плоскостями, эллипс превращается в круг. Положение точек сходимости  $B'_m$  и  $B'_s$  меридиональных и сагиттальных лучей относительно плоскости идеального изображения характеризуют отрезками  $z'_m$  и  $z'_s$  (рис. 101). Разность  $z'_s - z'_m$  называют *астигматической разностью* или *астигматизмом*.

Возьмем предмет  $AB$  высотой  $y$ , расположенный в меридиональной плоскости (рис. 101). Каждой точке отрезка  $y$  будет соответствовать меридиональное и сагиттальное изображения, например  $B'_m$  и  $B'_s$ . Соединяя соответствующие точки, получим отрезки  $y'_m$  и  $y'_s$ , которые представляют собой меридиональное и сагиттальное изображения предмета  $y$ . Если между кривыми  $y'_m$  и  $y'_s$ , представляющими собой изображения  $y$ , провести промежуточную (среднюю) линию, то получим кривую  $y'_{cp}$ , которая характеризует кривизну изображения. При вращении кривых  $y'_m$ ,  $y'_s$  и  $y'_{cp}$  вокруг оптической оси получим астигматические поверхности вращения и поверхность кривизны изображения, касательные к плоскости идеального изображения в точке  $A'$  на оси.

Таким образом, если коэффициенты  $C$  и  $D$  не равны нулю, то изображение предмета лежит на искривленных поверхностях (параболоидах), а не на плоскости.

**Дисторсия.** Аберрация определяется коэффициентом  $E$  и координатой  $y$ :

$$\Delta y_{III} = Ey^3.$$

Дисторсия проявляется в том, что вследствие непостоянства линейного увеличения для различных углов поля нарушается подобие изображения предмету. Прямые линии искривляются, вместо правильного квадрата получаются фигуры, показанные на рис. 102. Дисторсия не зависит от координат луча в плоскости входного зрачка, следовательно, пучок лучей, вышедший из некоторой предметной точки, после системы сместится на отрезок  $\Delta y_{III}$ , но его гомоцентричность не нарушается и изображение получается резким.

На практике в чистом виде отдельные аберрации, а тем более отдельные аберрации третьего порядка не встречаются, поэтому фигуры рассеяния имеют сложную форму. Кроме того, в реальных оптических системах проявляются и аберрации высших порядков, и фигуры рассеяния принимают еще более сложную форму.



Следует заметить, что число aberrаций в зависимости от их порядка определяется выражением

$$N = (t + 1)(t + 7)/8,$$

где  $N$  — число aberrаций,  $t$  — порядок aberrаций. Например, если  $t = 3$ , то  $N = 5$ , при  $t = 5$   $N = 9$ , а если  $t = 7$ , то  $N = 14$  и т. д. Качество изображения ухудшается также вследствие aberrаций, проявляющихся при работе оптической системы в широком спектральном диапазоне.

**Хроматические aberrации.** В отличие от монохроматических хроматические aberrации проявляются уже в параксиальной области. Параксиальные изображения предмета, которые дают оптические системы в лучах с разными длинами волн, различаются как по положению, так и по размерам в зависимости от оптических характеристик материалов, из которых изготовлены оптические детали. К основным оптическим характеристикам материалов (сред) относятся показатель преломления  $n$ , средняя дисперсия  $n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2}$ , коэффициенты дисперсии  $v = (n_{\lambda_0} - 1)/(n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2})$ , относительная частная дисперсия  $\gamma = (n_{\lambda_1} - n_{\lambda_0})/(n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2})$ , где  $\lambda_0$  — средняя длина волны спектрального интервала;  $\lambda_1$  — длина волны, соответствующая коротковолновой границе спектрального интервала;  $\lambda_2$  — длина волны, соответствующая длинноволновой границе спектрального интервала. Выбор спектрального интервала определяется назначением оптической системы. Например, для визуальных оптических приборов, работающих в видимой области спектра,  $\lambda_1 = \lambda_F = 479,99$  нм (синие-голубая часть спектра),  $\lambda_2 = \lambda_C = 643,85$  нм (красная часть спектра),  $\lambda_0 = \lambda_e = 546,07$  нм (желтая часть спектра).

Характеристики оптических материалов приведены в государственных стандартах (см. ГОСТ 3514—76, ГОСТ 13659—78 и Советско-немецкий каталог оптического бесцветного стекла).

В параксиальной области различают следующие хроматические aberrации: хроматизм положения, хроматизм увеличения и вторичный спектр. Коротко рассмотрим их.

**Хроматизм положения.** Эта aberrация определяется расстоянием  $\Delta s'_{\lambda_1, \lambda_2}$  между параксиальными изображениями для двух цветов  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , т. е.  $\Delta s'_{\lambda_1, \lambda_2} = s'_{\lambda_1} - s'_{\lambda_2}$  (рис. 103). Возникновение этой aberrации можно объяснить, используя формулу (123):

$$n'/s' - n/s = (n' - n)/r.$$

Так как  $s' = F_1(n, n', \dots)$ ,  $n = F_2(\lambda)$  и  $n' = F_3(\lambda)$ , то  $s' = F(\lambda)$ .

Для простой тонкой линзы хроматизм положения определяется соотношениями:

$$\begin{aligned} \Delta s'_{\lambda_1, \lambda_2} &= -f'/v, \text{ если } s_1 = -\infty; \\ \Delta s'_{\lambda_1, \lambda_2} &= -(s')^2/(f'v), \text{ если } s_1 \neq \infty. \end{aligned} \quad (142)$$

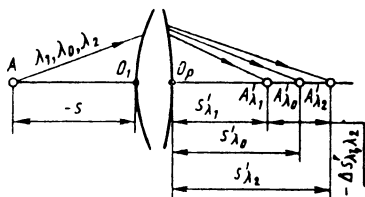


Рис. 103. Хроматизм положения

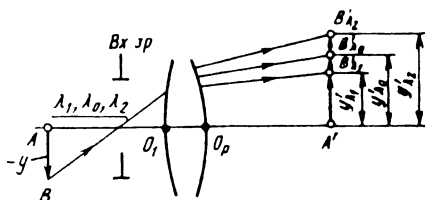


Рис. 104. Хроматизм увеличения

Из формул (142) следует, что для простой тонкой линзы хроматизм положения исправить невозможно. Простейшей системой, позволяющей устранить эту aberrацию, является двухлинзовый склеенный объектив. Оптические силы линз этого объектива определяются из совместного решения системы двух уравнений, задающих условие масштаба и условие ахроматизации:

$$\Phi_1 + \Phi_2 = 1; \Phi_1/v_1 + \Phi_2/v_2 = 0.$$

Хроматизм положения для системы, состоящей из  $k$  бесконечно тонких линз, вычисляют по формуле:

$$\Delta s'_{\lambda_1, \lambda_2} = -(h_1^2 \Phi_1/v_1 + h_2^2 \Phi_2/v_2 + \dots + h_k^2 \Phi_k/v_k) \alpha'^2.$$

**Хроматизм увеличения.** Эта aberrация определяется отрезком  $\Delta y'_{\lambda_1, \lambda_2}$ , который находится как разность размеров  $A'B'_{\lambda_1}$  и  $A'B'_{\lambda_2}$  изображений для крайних длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , т. е.  $\Delta y'_{\lambda_1, \lambda_2} = y'_{\lambda_1} - y'_{\lambda_2}$  (рис. 104). Хроматизм увеличения выражают в относительной мере  $\Delta y'_{\lambda_1, \lambda_2}/y'_{\lambda_0}$ . Для одиночной линзы хроматизм увеличения может быть вычислен по формулам:

$$\Delta y'_{\lambda_1, \lambda_2}/y'_{\lambda_0} = s_p/(f'_{\lambda_0} v), \text{ если } s = -\infty;$$

$$\Delta y'_{\lambda_1, \lambda_2}/y'_{\lambda_0} = -s_p s_1 / [(s_p - s_1) f'_{\lambda_0} v], \text{ если } s_1 \neq \infty,$$

где  $s_p$  — положение входного зрачка относительно первой поверхности линзы;  $s_1$  — положение предмета относительно той же поверхности.

**Вторичный спектр.** В оптических системах, называемых *ахроматами*, параксиальные изображения осевых точек совмещаются только для лучей с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  (рис. 105, кривая 1). Остаточный хроматизм  $\Delta s'_{\lambda_0, \lambda_1} = s'_{\lambda_0} - s'_{\lambda_1}$  при условии  $\Delta s'_{\lambda_1, \lambda_2} = s'_{\lambda_1} - s'_{\lambda_2} = 0$  называют вторичным спектром.

Для тонкого двухлинзового склеенного объектива значение вторичного спектра может быть вычислено по формуле

$$\Delta s'_{\lambda_0, \lambda_1} = -f'_{\lambda_0} (\gamma_1 - \gamma_2) / (v_1 - v_2).$$

Применение оптических материалов с близкими по значению относитель-

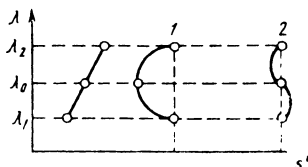


Рис. 105. График хроматической aberrации положения

ными частными дисперсиями, но с различными коэффициентами дисперсий, например, флюорита, фтористого лития, стекол ОФ4, СТК9 и др. позволяет устранить вторичный спектр. Оптические системы с исправленным вторичным спектром называют *апохроматами* (рис. 105, кривая 2). Апохроматы создают практически неокрашенное изображение. Более полное представление об aberrациях можно найти в работах [7, 24].

### 36. РАСЧЕТ АБЕРРАЦИЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Значения aberrаций оптической системы получают как разность координат идентичных точек реального и идеального изображений. Координаты реального изображения определяют путем расчета хода лучей через реальную оптическую систему, а координаты идеального изображения — по формулам оптики нулевых лучей (см. п. 29).

В настоящее время расчет хода лучей через реальные оптические системы выполняют на ЭВМ большей частью по формулам Федерера [26]. Исходными данными для расчета являются конструктивные параметры оптической системы ( $r$ ,  $d$ ,  $n$ ), положение входного зрачка (отрезок  $s_p$ ) или апертурной диафрагмы, положение предметной плоскости (отрезок  $s_i$ ) и размеры предмета (последние связаны с размерами полевой диафрагмы).

При вычислении aberrаций оптических систем не ограничиваются расчетом хода пучка лучей, идущего из края поля, а проводят также расчет для точек предмета, расположенных ближе к оптической оси,  $y_i = y_{\max} \sqrt{i/k}$ , где  $y_{\max}$  — максимальный размер предмета;  $k$  — число точек на предметной плоскости;  $i = 1, 2, \dots, k$  — номер рассматриваемой точки. Если предметная плоскость расположена в бесконечности, то для расчета наклонных пучков предусматривается задание направляющего косинуса  $\mu_{\max} = -\sin \omega$  ( $\omega$  — половина углового поля), и разбиение предметной плоскости осуществляется по формуле  $\mu_i = \mu_{\max} \sqrt{i/k}$ . Вычисления для широкоугольных оптических систем следует проводить от меньшего поля к большему, так как возможны непрохождения лучей крайних пучков через оптическую систему.

При расчете хода лучей обычно ограничиваются рассмотрением двух предметных точек ( $k = 2$ ), а именно для зоны поля  $i = 1$ , для края поля  $i = 2$ . Для широкоугольных оптических систем в программах предусматривается разбиение поля на большее число точек.

Для каждой точки предмета рассчитывается пучок лучей, по которому судят, как оптическая система изображает данную точку. В зависимости от требований к оптической системе рассматривается набор лучей, который определяется относительным отверстием системы и требованиями к исправлению остаточных aberrаций (подробнее см. работу [7]).

Подавляющее число оптических систем являются осесимметричными. Для них во многих случаях значения аберраций оценивают путем расчета лучей в меридиональной плоскости. Каждый луч в пространстве предметов должен быть задан ординатой  $y$  точки предмета, расположенной на расстоянии  $s_1$  относительно вершины первой поверхности системы, и направляющими косинусами  $v_1 = \cos \gamma$  и  $\mu_1 = \cos \beta$  ( $\gamma$  и  $\beta$  — углы, образованные рассматриваемым лучом с осями  $OZ$  и  $OY$  соответственно). Если направляющие косинусы не заданы, то надо задать ординату  $m_1$  точки встречи луча с плоскостью входного зрачка и отрезок  $s_P$ , характеризующий положение плоскости входного зрачка относительно вершины первой поверхности системы. Тогда

$$v_1 = \frac{s_P - s_1}{\sqrt{(s_P - s_1)^2 + (m_1 - y)^2}}; \quad \mu_1 = \frac{m_1 - y}{\sqrt{(s_P - s_1)^2 + (m_1 - y)^2}}.$$

Знак корня совпадает со знаком разности  $s_P - s_1$ . Заметим, что  $v_1^2 + \mu_1^2 = 1$ .

При бесконечно удаленном предмете положение луча определяется значениями  $s_P$ ,  $m_1$ ,  $\mu_1 = -\sin \omega$  и  $v_1 = \cos \omega$ .

Расчет хода любого луча состоит из двух этапов: первый — определение координат  $y$  и  $z$  встречи луча с оптической поверхностью, причем начало координат расположено в вершине этой поверхности; второй — вычисление направляющих косинусов луча после этой поверхности.

Для расчета хода луча через последующую поверхность исходными данными являются результаты, полученные при предыдущем расчете, а также конструктивные параметры, относящиеся к этой поверхности ( $r_k$ ,  $d_{k-1}$ ,  $n_k$ ,  $n_{k+1}$ ). Начало координат при этом переносится в вершину рассматриваемой поверхности.

Такой поэтапный расчет хода луча через все поверхности оптических деталей завершается получением координат  $y_p$  и  $z_p$  точки пересечения луча с последней  $p$ -й поверхностью и направляющих косинусов  $v_{p+1}$  и  $\mu_{p+1}$ .

Ордината  $y'$  точки пересечения луча с плоскостью изображения

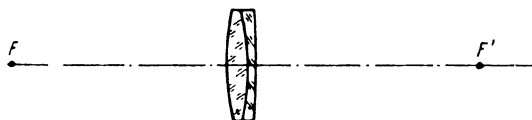
$$y' = y_p + \frac{s' - z_p}{v_{p+1}} \mu_{p+1}.$$

Описанный расчет хода лучей выполняется на ЭВМ по специальным программам. Эти программы усложняются при необходимости расчета хода внемеридиональных лучей. Появляется третья координата  $x$  и третий направляющий косинус  $\lambda$ .

Рассмотрим особенности использования программ для расчета хода лучей и вычисления аберраций оптических систем. Для экономии времени на заполнение бланка задания или ввода исходных данных с экрана дисплея, а также для уменьшения числа ячеек оперативной памяти машины, отводимых для хранения исходных данных на расчет каждого луча, в некоторых про-

# Объектив

$$f' = 160; \quad 1: f'/D = 1:5; \quad 2\omega = 6^\circ$$



		$n_e$	$\gamma$	Марка стекла	$D_{сб}$	Стрелка по $D_{сб}$
$r_1 = 101,88$		$n_1 = 1$				
$r_2 = -65,78$	$d_1 = 5$	$n_2 = 1,51830$	63,86	КВ	31,94	1,26
$r_3 = -200,96$	$d_2 = 3$	$n_3 = 1,65219$	33,65	ГФ1	31,86	2,06
		$n_4 = 1$			31,88	0,63

$$f' = 159,776; \quad S_F = -158,192; \quad S' = 156,204$$

Входной зрачок совпадает с первой поверхностью,  $S_p = 0$

Диаметр входного зрачка 31,8 мм

Выходной зрачок расположен перед последней поверхностью,

$$S_{p'} = -5,17 \text{ мм}$$

Диаметр выходного зрачка 32,12 мм

Увеличение в зрачках 1,01

Рис. 106. Фрагмент оптического выпуска двухлинзового склеенного объектива

граммах приняты регламентированное число пучков лучей и определенный набор лучей в каждом пучке. В этом случае для оптических систем с предметной плоскостью, расположенной на конечном расстоянии, необходимо задать максимальный размер предмета  $y_{\max}$  и синус максимального апертурного угла  $\sin \sigma_{\max}$ . Если предметная плоскость расположена на бесконечно большом расстоянии, то необходимо задать синус половины максимального угла поля в пространстве предметов ( $-\sin \omega_{\max}$ ) и радиус входного зрачка системы  $m_{кр}$ . По заданному числу пучков (разбиений предметной плоскости) и числу лучей в половине входного зрачка машина рассчитывает координаты и вычисляет направляющие косинусы лучей осевого и наклонных пучков.

Этот способ используется при расчете хода лучей через центрированную оптическую систему круговой симметрии. В этих системах для осевой точки предметов достаточно рассчитать для меридиональной плоскости плоский пучок лучей, проходящий через половину входного зрачка. Разбиение осуществляется ана-

логично разбиению по полю, а именно:  $m_i = m_{кр} \sqrt{i/k}$ , где  $i$  — номер луча;  $k$  — число лучей в половине осевого пучка. Для наклонных пучков лучей, кроме главного, проходящего через центр входного зрачка ( $m = 0$ ), рассчитывают  $k$  лучей для верхней части,  $k$  лучей для нижней части входного зрачка, а также  $k$  лучей в сагиттальной плоскости при  $m = 0$ . Для более точного задания лучей каждый из наклонных пучков дополнительно характеризуется тремя коэффициентами виньетирования или пропускания для верхней и нижней частей входного зрачка.

По результатам расчета хода лучей через оптическую систему определяют остаточные aberrации. В зависимости от положения плоскости изображения aberrации оценивают в линейной или угловой мере. Если плоскость изображения расположена на конечном расстоянии от оптической системы, то продольные и поперечные aberrации выражаются в линейной мере (в миллиметрах). Если же плоскость изображения расположена на большом расстоянии от оптической системы, то продольные aberrации выражаются в «обратных миллиметрах», а для оптических систем, действующих совместно с глазом, — в диоптрийной мере. Поперечные aberrации оценивают в угловой мере.

На основе приведенных вычислений оформляется оптический выпуск [26], который содержит чертеж (рис. 106) оптической системы, таблицы aberrаций (табл. 11) и графики остаточных aberrаций (рис. 107).

Чертеж оптической системы обычно располагается в левой верхней части поля формата выпуска. Над чертежом оптической схемы в зависимости от типа прибора приводятся три его основные характеристики, например, для двухлинзового объектива (рис. 106) — фокусное расстояние, относительное отверстие и угловое поле в пространстве предметов; для микрообъектива — линейное увеличение, числовая апертура в пространстве предметов и линейное поле. Под чертежом даются основные результаты расчета параксиального луча. Так, для системы, у которой предметная плоскость расположена в бесконечности, а плоскость изображений — на конечном расстоянии от последней поверхности системы, указываются передний и задний фокальный отрезки и фокусное расстояние оптической системы. Под этими данными в колонках приводятся конструктивные параметры оптической системы: радиусы  $r$ , расстояния  $d$  между вершинами поверхностей вдоль оптической оси, показатели преломления  $n$  для основной длины волны, коэффициенты дисперсии и марки стекол. В следующих колонках на строках радиусов указываются световые и полные диаметры оптической поверхности. В некоторых случаях приводятся и стрелки по световому и полному диаметру каждой поверхности.

После конструктивных параметров обычно приводится текстовой материал, в котором указываются дополнительные сведения, например, уравнения асферических поверхностей, если они при-

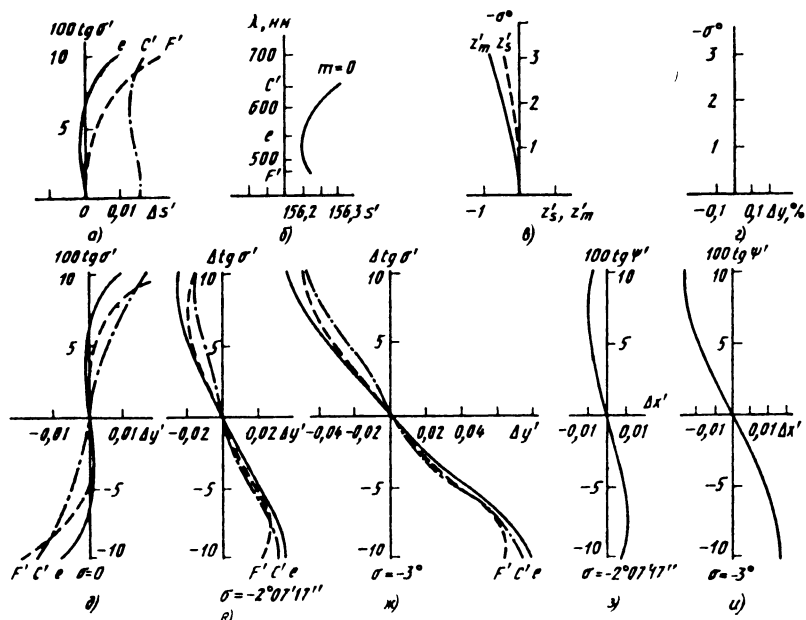


Рис. 107. Графики aberrаций двухлинзового склеенного объектива:

а — продольной сферической aberrации для трех волн; б — хроматизма положения; в — характеризующие сагиттальную и меридиональную кривизну поверхности изображения; г — дисторсии; д — поперечной сферической aberrации для трех волн; е, ж — поперечной aberrации широкого наклонного пучка в меридиональном сечении для трех длин волн для зоны и края поля соответственно; з, и — сагиттальной составляющей поперечной aberrации широкого сагиттального пучка для зоны и края поля соответственно

существуют в оптической системе, положение апертурной диафрагмы, положение плоскостей входного и выходного зрачков, увеличение в зрачках и т. п.

Результаты вычислений для всех лучей каждого пучка для заданных длин волн сводятся в таблицы, которые располагаются в правой части формата.

Например, результаты aberrационного расчета оптической системы, представленной на рис. 106, приведены в табл. 11. В таблице «Точка на оси» указана ордината  $m$  луча на входном зрачке. Далее приведены результаты расчета лучей основной длины волны  $\lambda_e = 546,07$  нм; здесь  $\text{tg } \sigma'$  — тангенс угла, образованного выходящим из объектива лучом, с оптической осью;  $s'$  — расстояние от последней поверхности объектива до точки пересечения луча с оптической осью;  $\Delta s'$  — продольная и  $\Delta y'$  — поперечная сферические aberrации;  $\eta$  — отступление от условия изопланатизма. В следующих колонках даны результаты расчета для дополнительных длин волн  $\lambda_{F'} = 479,99$  нм и  $\lambda_{C'} = 643,85$  нм. В последней колонке этой таблицы приведена хроматическая

разность сферических aberrаций. Следует помнить, что для параксиального луча ( $m = 0$ ) — это хроматизм положения.

В таблице «Главные лучи» для каждого угла  $\sigma$  поля в пространстве предметов приведены положение входного  $s_p$  и выходного  $s'_p$  зрачков; удаление точки схода бесконечно тонких сагиттальных и меридиональных пучков лучей от плоскости изображения  $z'_s$ ,  $z'_m$  и их разность; ордината точки пересечения главного луча с плоскостью изображения  $y'_e$ ; дисторсия  $\Delta y'$  и хроматизм увеличения.

В таблицах «Аберрации наклонных пучков в меридиональном сечении» для зоны и края поля приведены ординаты  $y'$  точек пересечения лучей заданных длин волн с плоскостью изображений и поперечные aberrации  $\Delta y'$  относительно главного луча основной длины волны. В последней колонке указана хроматическая разность ординат точек пересечения лучей крайних длин волн с плоскостью изображения.

Луч, проходящий через точку на входном зрачке с координатами  $m = 0$  и  $M \neq 0$ , по выходе из системы лежит в косом сечении, и его направление в пространстве определяется проекциями  $\sigma'$  и  $\psi'$  угла соответственно на плоскости  $YOZ$  и  $XOZ$ . По выходе из системы луч пересекает плоскость изображения в точке с координатами  $y'$  и  $x'$ . Аберрации оцениваются относительно главного луча. В таблице «Аберрации наклонных пучков в сагиттальном сечении» приведены результаты расчета этих лучей.

По данным расчета (см. табл. 11) строят графики остаточных aberrаций (см. рис. 107), которые являются составной частью оптического выпуска. По результатам, приведенным в таблице «Точка на оси», построены графики на рис. 107, а, б, д. Из рис. 107, б следует, что в объективе хроматизм положения недоисправлен. Из рис. 107, а, д видно, что в объективе для всех лучей, идущих через край входного зрачка, сферическая aberrация «переисправлена». Сферохроматизм для длин волн  $\lambda_F$  и  $\lambda_C$  исправлен для луча, идущего выше зонального. Размер кружка рассеяния для точки на оси определяется лучами, проходящими через края входного зрачка. Кружок для основной длины волны определяется величиной  $2\Delta y'_e = 0,02$  мм, а в рассматриваемом спектральном диапазоне диаметр кружка  $2\Delta y'_F = 0,034$  мм.

По результатам, приведенным в таблице «Главные лучи», построены графики на рис. 107, в, г. На основании рассмотренных графиков и таблицы можно сделать вывод, что в оптической системе большая aberrация кривизны как в меридиональном, так и в сагиттальном сечениях, а дисторсия мала.

Графики aberrаций широких наклонных пучков в меридиональном сечении представлены на рис. 107, е, ж для зоны и края поля соответственно. Как следует из этих графиков, размер пятна рассеяния в меридиональном сечении определяется лучами основной длины волны, проходящими через верхний и нижний края



Таблицы аберраций												
Точка на оси												
m	$\epsilon$				$F'$				$C'$			
	100 tg $\sigma'$	s'	$\Delta s'$	$\Delta y'$	$\eta$ , %	s'	$\Delta s'$	$\Delta y'$	s'	$\Delta s'$	$\Delta y'$	$s'_{F'} - s'_{C'}$
0,00	0,000	156,204	0,000	0,000	0,000	156,216	0,012	0,000	156,359	0,155	0,000	-0,143
11,24	7,052	156,215	0,011	0,001	0,027	156,277	0,073	0,005	156,328	0,124	0,009	-0,051
15,90	9,990	156,307	0,103	0,010	0,045	156,425	0,221	0,022	156,374	0,170	0,017	0,051
Точка вне оси												
Главные лучи												
$\sigma$	$s_P$	$s_{P'}$	$z'_s$	$z'_m$	$z'_s - z'_m$	$y'_e$	$\Delta y'$		$y'_F - y'_{C'}$			
							мм	%				
$-2^\circ 07' 17''$	0,00	-5,170	-0,183	-0,392	0,209	5,918	-0,000	-0,002	0,000			
$-3^\circ 00' 00''$	0,00	-5,169	-0,366	-0,782	0,416	8,373	-0,001	-0,007	0,001			
Аберрации наклонных пучков в меридиональном сечении $\sigma = -2^\circ 07' 17''$												
m	$\epsilon$				$F'$				$C'$			
	100 tg $\sigma'$	100 $\Delta$ tg $\sigma'$	$y'$	$\Delta y'$	$y'$	$\Delta y'$	$y'$	$\Delta y'$	$y'$	$\Delta y'$	$y'_F - y'_{C'}$	
15,90	6,36	10,02	5,895	-0,023	5,905	-0,013	5,904	-0,014			0,001	

11,24	3,41	7,07	5,896	-0,023	5,898	-0,019	5,905	-0,014	-0,006
0,00	-3,67	0,00	5,918	0,000	5,918	-0,000	5,918	0,000	-0,000
-11,24	-10,73	-7,07	5,949	0,031	5,944	0,026	5,942	0,024	0,002
-15,90	-13,67	-10,01	5,953	0,035	5,939	0,021	5,948	0,030	-0,009

$\sigma = -3^{\circ} 00' 00''$

$m$	$\epsilon$				$F'$		$C'$		$y'_F - y'_C$
	100tg $\sigma'$	100 $\Delta$ tg $\sigma'$	$y'$	$\Delta y'$	$y'$	$\Delta y'$	$y'$	$\Delta y'$	
15,90	4,86	10,05	8,314	-0,059	8,322	-0,051	8,323	-0,050	-0,001
11,24	1,90	7,09	8,325	-0,048	8,327	-0,046	8,334	-0,039	-0,007
0,00	-5,19	0,00	8,373	-0,000	8,377	-0,000	8,373	0,000	-0,001
-11,24	-12,27	-7,08	8,434	0,061	8,428	0,055	8,427	0,055	0,001
-15,90	-15,22	-10,03	8,450	0,077	8,435	0,062	8,446	0,073	-0,011

Абerrации наклонных пучков в сагитальном сечении ( $m = 0$ )

$M$	$\sigma = -2^{\circ} 07' 17''$				$\sigma = -3^{\circ} 00' 00''$			
	100tg $\sigma'$	100tg $\psi'$	$\Delta y'$	$\Delta x'$	100tg $\sigma'$	100tg $\psi'$	$\Delta y'$	$\Delta x'$
11,24	-3,66	7,06	0,002	-0,012	-5,18	7,07	0,002	-0,025
15,90	-3,66	10,00	0,003	-0,008	-5,17	10,01	0,004	-0,027

входного зрачка. Выбирая соответствующие величины из таблиц, получим размер пятна в меридиональном сечении для зоны поля 0,058 мм, а для края поля 0,136 мм. Наибольший вклад в размер этого пятна вносит кривизна поля — наклон характеристических кривых в начале координат.

Из рис. 107, *и* видно, что размер пятна рассеяния в сагиттальном сечении определяется крайними лучами и равен  $2\Delta x' = 0,054$  мм.

Смещение плоскости установки для данного объектива не даст существенного уменьшения пятна рассеяния, так как при перемещении плоскости изображения в сторону объектива размер пятна рассеяния для наклонных пучков будет уменьшаться, а пятно рассеяния в центре поля будет увеличиваться на такое же значение.

### 37. СУММИРОВАНИЕ АБЕРРАЦИЙ

Обычно при расчете сложной оптической системы ее разбивают на отдельные узлы, расчет которых осуществляется по программам автоматизированного расчета, или эти узлы выбирают из каталогов или оптических выпусков ранее рассчитанных оптических систем. Для определения aberrаций всей системы проводят суммирование aberrаций от каждого узла в общей плоскости изображения. Предварительно необходимо убедиться в том, что выходные характеристики каждого предшествующего узла соответствуют входным характеристикам последующего, т. е. что плоскость изображения, формируемая предыдущим узлом, является предметной для последующего компонента; поле в пространстве изображения предыдущего узла соответствует полю в пространстве предметов последующего; выходной зрачок предыдущего узла является входным зрачком последующего (апертурный угол в пространстве изображений предшествующего узла равен апертурному углу в пространстве предметов последующего).

Известно, что aberrации оптической системы можно разделить на две группы: продольные aberrации, вычисляемые вдоль оптической оси, и поперечные aberrации, вычисляемые в направлении, перпендикулярном оптической оси системы.

Рассмотрим суммирование продольных aberrаций. Если предшествующий узел имеет продольную aberrацию  $\Delta s_{k-1}$ , то от действия последующего  $k$ -го узла согласно формуле (112) связи между продольным и линейным увеличениями эта aberrация станет равной  $\Delta s'_{k-1}\beta_k^2$ , к которой добавится aberrация  $k$ -го узла. В итоге суммарная aberrация после  $k$ -го узла будет

$$\overline{\Delta s'_k} = \Delta s'_{k-1}\beta_k^2 + \Delta s'_k. \quad (143)$$

Если система состоит из  $p$  узлов (компонентов), то на основании формулы (143) суммарная продольная абберрация всей системы

$$\Delta s' = \Delta s'_1 \prod_2^p \beta^2 + \Delta s'_2 \prod_3^p \beta^2 + \dots + \Delta s'_p, \quad (144)$$

где  $\prod_2^p \beta^2$  — произведение квадратов линейных увеличений всех компонентов от 2-го до  $p$ -го.

При суммировании поперечных абберраций для  $k$ -го компонента получим, что

$$\overline{\Delta y'_k} = \Delta y'_{k-1} \beta_k + \Delta y'_k, \quad (145)$$

а для оптической системы из  $p$  компонентов, используя формулу (145), найдем

$$\Delta y'_p = \Delta y'_1 \prod_2^p \beta + \Delta y'_2 \prod_3^p \beta + \dots + \Delta y'_{p-1} \beta_p + \Delta y'_p. \quad (146)$$

Следует заметить, что при использовании формул (144) и (146) суммирование должно выполняться по ходу одного луча.

Абберрации отдельных узлов рассматривают при условии, что изображение находится над оптической осью ( $y' > 0$ ). Однако при компоновке системы это условие не всегда выполняется. Это приводит к изменению знаков у поперечных абберраций. Поэтому в формулах (145), (146) следует учитывать знак линейного увеличения.

Оптические системы могут включать компоненты, между которыми лучи имеют параллельный ход. В таких системах промежуточные плоскости изображения расположены в передней фокальной плоскости одного компонента и в задней фокальной плоскости другого компонента. Для этих систем формулы (144), (146) неприменимы, так как для первого из этих компонентов линейное увеличение имеет бесконечно большое значение, а для второго  $\beta = 0$ . В этом случае для первого компонента абберрации вычисляют в обратном ходе лучей ( $\overleftarrow{\Delta s}'$ ,  $\overleftarrow{\Delta y}'$ ), а для второго — в прямом ходе лучей. Затем эти два компонента рассматривают как один компонент с линейным увеличением  $\beta = f'_2/f_1$  ( $f_1$  и  $f'_2$  — переднее и заднее фокусные расстояния компонентов). Абберрации такого сложного компонента вычисляют по следующим формулам:

$$\Delta s' = (f'_2/f_1)^2 \overleftarrow{\Delta s}'_1 + \Delta s'_2; \quad (147)$$

$$\Delta y' = (f'_2/f_1) \overleftarrow{\Delta y}'_1 + \Delta y'_2 = - (f'_2/f_1) \overleftarrow{\Delta y}'_1 + \Delta y'_2. \quad (148)$$

Из формул (147) и (148) следует, что если два компонента одинаковы и установлены навстречу друг другу в параллельном ходе лучей, то суммарные абберрации для точки предмета, расположенной на оптической оси системы, равны удвоенному значению абберраций второго компонента. Если апертурная диафрагма

расположена посредине между этими компонентами, то такая двухкомпонентная система не вносит дисторсии и комы.

Для действующих совместно с глазом оптических систем, из которых выходят параллельные пучки лучей, суммирование aberrаций проводится в плоскости изображения, расположенной в передней фокальной плоскости окуляра, по формулам

$$\overline{\Delta s'} = \overline{\Delta s'_p} + \overleftarrow{\Delta s'_{ок}}; \quad \overline{\Delta y'} = \overline{\Delta y'_p} - \overleftarrow{\Delta y'_{ок}},$$

где  $\overline{\Delta s'_p}$  и  $\overline{\Delta y'_p}$  — суммарные aberrации всех компонентов, предшествующих окуляру;  $\overleftarrow{\Delta s'_{ок}}$  и  $\overleftarrow{\Delta y'_{ок}}$  — aberrации окуляра, вычисленные в обратном ходе лучей.

Продольные aberrации всего визуального прибора (хроматизм положения, астигматизм, кривизна изображения) оценивают в диоптрийной мере:

$$L = -\frac{\overline{\Delta s'}}{f_{ок}^{'2}} 1000 = -\frac{\overline{\Delta s'_p} + \overleftarrow{\Delta s'_{ок}}}{f_{ок}^{'2}} 1000,$$

где  $f_{ок}'$  — фокусное расстояние окуляра, мм.

Угловую aberrацию в радианах вычисляют по формуле

$$\Delta \sigma' = \overline{\Delta y'} / f_{ок}' = (\overline{\Delta y'_p} - \overleftarrow{\Delta y'_{ок}}) / f_{ок}'.$$

### 38. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О МЕТОДАХ АБЕРРАЦИОННОГО РАСЧЕТА ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Проектирование оптических систем по требуемым техническим условиям включает четыре основных этапа: 1) габаритный расчет; 2) выбор исходного варианта; 3) aberrационный анализ исходного варианта и коррекция aberrаций; 4) оценка качества изображения.

На первом этапе проектирования обосновывается выбор принципиальной оптической схемы прибора, устанавливается взаимное расположение компонентов, а также определяются фокусные расстояния, относительные отверстия, относительные диаметры и поля компонентов. Предполагается, что оптическая система идеальная, а компоненты бесконечно тонкие. На втором этапе осуществляется выбор принципиальных конструкций (числа линз, их взаимного расположения) компонентов оптической системы. Этот выбор определяется характеристиками компонентов. Некоторые компоненты могут быть выбраны из каталогов.

Третий этап заканчивается определением конструктивных параметров оптических компонентов системы, которые обеспечивают необходимое качество изображения или требуемую структуру выходящих пучков лучей. Успешное выполнение aberrационного расчета зависит от квалификации оптика-конструктора, рационального выбора исходного варианта и от правильно выбранного метода расчета.

При абберационном расчете чаще всего используют метод проб, комбинированный метод и методы автоматизированного расчета.

**Метод проб.** Последовательно изменяя значения отдельных параметров исходной системы, рассчитывают на ЭВМ ход лучей, по которым определяют абберации, и сравнивают их с абберациями исходной системы, т. е. устанавливается влияние изменений конструктивных параметров на абберации, а при необходимости и на другие величины, которые характеризуют свойства оптической системы. Затем путем интерполяции или экстраполяции находят вариант оптической системы, который удовлетворяет техническому заданию.

**Комбинированный метод.** В начале расчета по этому методу предполагают, что в оптической системе присутствуют лишь абберации третьего порядка, и расчет выполняют на основании теории аббераций третьего порядка. После нахождения конструктивных параметров оптической системы, имеющей заданные значения аббераций третьего порядка, выполняют поверочный абберационный расчет. В результате этого расчета устанавливают точные значения аббераций ( $\Delta s'$ ,  $\Delta y'$ ,  $\Delta x'$ ). Если действительные значения аббераций близки к требуемым, то на этом расчет можно закончить. В противном случае необходимо определить абберации высших порядков ( $\Delta s'_{в.п.}$ ,  $\Delta y'_{в.п.}$ ,  $\Delta x'_{в.п.}$ ) как разности

$$\Delta s'_{в.п.} = \Delta s' - \Delta s'_{III};$$

$$\Delta y'_{в.п.} = \Delta y' - \Delta y'_{III};$$

$$\Delta x'_{в.п.} = \Delta x' - \Delta x'_{III},$$

где  $\Delta s'_{III}$ ,  $\Delta y'_{III}$ ,  $\Delta x'_{III}$  — абберации третьего порядка. После этого расчет повторяется уже с учетом аббераций высшего порядка.

Применение ЭВМ значительно сокращает время абберационной коррекции оптических систем. При автоматизированной коррекции с помощью ЭВМ находятся числовые значения параметров выбранной разработчиком оптической системы, при которых характеристики системы ( $f'$ ,  $2\omega$  ( $2y$ ),  $A$ ,  $\beta$ , ...) имеют заданные значения, а абберации либо минимальны, либо также имеют заданные значения.

Наиболее распространенными методами, которые используются при автоматизированной коррекции, являются:

универсальные методы, основанные на различных способах постепенных приближений;

методы, основанные на решении систем уравнений, в которых установлена связь между конструктивными параметрами оптической системы и абберациями.

Методы постепенных приближений можно применять в системах любого типа и любой степени сложности. Составить уравне-

ния, связывающие конструктивные параметры с аберрациями, можно только для области третьих порядков и для более простых типов систем (например, двухлинзовых, трехлинзовых склеенных конструкций или двухкомпонентных конструкций, которые образованы одиночными или склеенными тонкими линзами).

В настоящее время в практике аберрационного расчета оптических систем широко используются программы автоматизированной коррекции аберраций, разработанные А. П. Грамматиным, С. А. Родионовым и Н. В. Цено. Применение этих программ основано на творческом участии разработчика, так как он должен правильно выбрать исходную систему, назначить корректируемые функции, установить их требуемые значения и назначить допуски на них, определить параметры, которые могут служить коррекционными, а также задать ограничения на их значения.

Как правило, полная коррекция оптической системы на ЭВМ требует многократного использования программы автоматизированного расчета. А так как в основе методов автоматизированной коррекции лежат итерационные способы, то нет гарантии получения решения даже в тех случаях, когда решения существуют. Это можно объяснить неудачным выбором значений параметров исходной системы, неудачным назначением требуемых значений корректируемых функций или допусков на них, а также неудачным выбором коррекционных параметров.

Выбирая аберрации, подлежащие коррекции, прежде всего нужно учитывать назначение оптической системы, а также ее коррекционные возможности. Например, для большинства осветительных систем достаточно ограничиться коррекцией сферической аберрации и комы. Двухлинзовый склеенный компонент при заданном фокусном расстоянии имеет лишь два коррекционных параметра (углы  $\alpha_2$  и  $\alpha_3$  первого вспомогательного луча в линзах). Толщину линз и константы стекол в качестве параметра использовать не рекомендуется. Поэтому такая конструкция обеспечивает получение точных значений только двух аберраций. При расчете важно установить необходимое и достаточное число корректируемых функций. Практика расчета показывает, что начинать нужно с минимально необходимого числа. Обычно на первой стадии расчета ограничиваются коррекцией аберраций для предельных значений апертуры и поля, после чего требуется установить, не превышают ли аберрации для промежуточных значений допустимых величин. Если промежуточные значения аберраций больше, то проводится дальнейшая коррекция за счет увеличения числа корректируемых аберраций.

Иногда на первой стадии расчета задают большое число корректируемых аберраций, и появление значительных аберраций для промежуточных значений  $\omega$ ,  $m$  и  $M$  практически исключается. Этот подход потребует больших затрат машинного времени. Кроме того, невозможно установить, какие аберрации не поддаются коррекции.

В качестве коррекционных параметров чаще всего используют радиусы оптических поверхностей. Толщину линз, воздушные промежутки, показатели преломления для основной длины волны, коэффициенты дисперсии и коэффициенты в уравнениях асферических поверхностей также можно использовать в качестве коррекционных параметров. Для того чтобы значения коррекционных параметров не выходили за границы требуемых интервалов, в программах автоматизированного расчета предусматривается задание ограничений:

$$p_{i \min} \leq p_i \leq p_{i \max},$$

где  $p_{i \min}$  и  $p_{i \max}$  — соответственно наименьшее и наибольшее допустимые значения параметра. Эти значения устанавливает разработчик оптической системы. Более подробные сведения об автоматизированной коррекции оптических систем можно найти в работах [7, 24].

### 39. ОЦЕНКА КАЧЕСТВА ИЗОБРАЖЕНИЯ

Качество изображения при действии оптической системы определяется состоянием ее абберационной коррекции, контрастом изображения и точностью изготовления, сборки и юстировки отдельных элементов и прибора в целом. Это качество так же, как принципиальная схема прибора и исходные данные для ее расчета (увеличение, угловое или линейное поле, габаритные размеры, освещенность изображения), должно быть согласовано с назначением прибора при учете типа используемого приемника излучения.

Если прибор действует совместно с глазом, то остаточные aberrации его оптической системы должны быть согласованы с aberrациями глаза наблюдателя, которые имеют следующие значения: хроматизм положения  $2'—3'$  для лучей цвета  $F—C$  и  $3'—4'$  для лучей цвета  $D—G'$ , хроматизм увеличения 0,5 % для лучей  $F—C$ , сферическая aberrация  $1'—2'$ , кома  $\sim 1'$ , астигматизм 0,2—0,3 дптр и дисторсия 0,5 %.

При aberrационном расчете визуальных оптических приборов aberrации выбранного окуляра, вычисленные в обратном ходе лучей, должны быть скомпенсированы aberrациями части оптической системы, предшествующей окуляру. Зная фокусное расстояние окуляра, можно определить допустимые остаточные aberrации оптической системы в плоскости изображения, расположенной в передней фокальной плоскости окуляра.

Для проекционных оптических систем (диа- и эпипроекторы) допустимые остаточные aberrации на экране в линейной мере можно определить, зная расстояние до экрана и угловые aberrации глаза.

Важным критерием количественной оценки качества изображения является разрешающая способность изображения, опре-



деляющая число линий или предметных точек, которые может раздельно изобразить оптическая система на отрезке длиной 1 мм (например, для фотографических объективов). Разрешающая способность также может быть оценена в угловой мере, которая определяет минимальный размер изображаемого предмета (например, для объективов зрительных труб).

Исходя из теории дифракции (см. гл. 5), разрешающая способность  $N_0$  объектива определяется радиусом  $\delta'_0$  центрального кружка дифракционной картины изображения точки:

$$N_0 = 1/\delta'_0, \quad (149)$$

где  $\delta'_0 = 1,22\lambda f'/D$ ;  $\lambda$  — длина волны, мм;  $f'$  — фокусное расстояние объектива, мм;  $D$  — диаметр входного зрачка объектива, мм.

Однако в реальных объективах изображение точки в большой степени зависит от наличия остаточных аберраций. При этом диаметр кружка в пятне рассеяния увеличивается при удалении точки от центра поля.

За счет перераспределения освещенности между центральным кружком и кольцами изображения двух соседних точек будут менее контрастными, что ухудшает качество изображения, но в некоторых случаях сохраняет приемлемую разрешающую способность.

Значение  $N_0$  реальных объективов меньше вычисленного по формуле (149) в 2 раза и более.

Для оценки фотообъективов обычно используется фотографическая разрешающая способность  $N_\phi$ , которая зависит не только от  $N_0$ , но и от разрешающей способности  $N_c$  светочувствительного слоя.

Для ее приблизительного определения служит формула

$$1/N_\phi = 1/N_0 + 1/N_c.$$

Угловую разрешающую способность  $\psi$  (для оценки объективов, например, зрительных труб) определяют на основании (149) по формуле

$$\psi = 1,22\lambda/D.$$

Для  $\lambda = 554$  нм теоретическая разрешающая способность, выраженная в угловых секундах:

$$\psi'' = 140''/D,$$

где  $D$  — диаметр входного зрачка, мм.

Так как разрешающая способность не дает полной картины в оценке качества изображения, был сделан ряд предложений по выбору более объективных критериев. К ним относится критерий Релея, определяющий практически идеальное изображение при выполнении условия, при котором волновая аберрация в длинах волн  $l/\lambda \leq 0,25$ .

К числовым критериям оценки качества изображения можно отнести и число Штреля, оценивающее отношение освещенностей

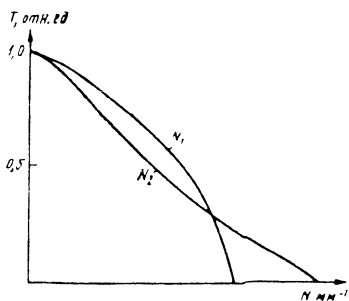


Рис. 108. ФПМ двух объективов

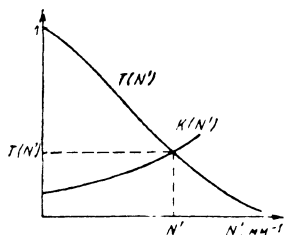


Рис. 109. Разрешающая способность по Фуко:

$T(N')$  — ФПМ объектива;  
 $K(N')$  — функция порогового контраста приемника

в центрах кружков рассеяния реальной и идеальной оптической систем. Кривую распределения освещенности в изображении границы между темным и светлым полем объекта абсолютного контраста называют пограничной. Наклон пограничной кривой зависит от размера пятна рассеяния. Чем больше пятно рассеяния, тем шире граница перехода от темной к светлой части и, следовательно, тем положе пограничная кривая. Простота получения пограничной кривой позволяет проверить кино-фотообъектив в рабочих условиях, т. е. оценить объектив с учетом свойств фотоматериала.

Наиболее полное представление о качестве изображения можно получить, если оптическую систему (например, объектив) рассматривать как фильтр пространственных частот. Предмет, который изображается объективом, можно представить как совокупность элементарных объектов, имеющих синусоидальное изменение яркости с частотой, зависящей от размеров этих объектов. Объектив при формировании изображения пропускает сигналы синусоидальной формы, изменяя их по амплитуде и фазе. Таким образом, распределение освещенности в изображении будет отличаться от распределения яркости в предмете. Следовательно, качество изображения можно оценить по тому, как объектив передает различные пространственные частоты.

Заметим, что в объективах, имеющих малые остаточные аберрации, фазовые изменения сигналов практически не влияют на качество изображения. Поэтому для оценки их действия используется амплитудно-частотная часть оптической передаточной функции, которую называют функцией передачи модуляции (ФПМ) или частотно-контрастной характеристикой (ЧКХ). ФПМ показывает, как изменяется амплитуда колебаний освещенности в изображении по сравнению с амплитудой колебаний яркости на предмете.

Для экспериментальной оценки ФПМ объективов в качестве предмета используют синусоидальную (косинусоидальную) ре-

шетку, у которой светимость (яркость) распределена по закону:

$$L(x) = L_{\phi} + L_a \cos 2\pi N x,$$

где  $L_{\phi}$  — яркость равномерного фона;  $L_a$  — амплитуда колебания яркости на предмете вдоль оси  $x$ ;  $N$  — частота решетки. Таким образом, предельные значения яркости  $L_{\max} = L_{\phi} + L_a$  и  $L_{\min} = L_{\phi} - L_a$ .

Следовательно, контраст предмета

$$K = (L_{\max} - L_{\min}) / (L_{\max} + L_{\min}) = L_a / L_{\phi}.$$

Оценивая распределение освещенности в плоскости изображения (микрофотометрированием), определяют контраст изображения решетки:

$$K' = (E_{\max} - E_{\min}) / (E_{\max} + E_{\min}) = (L_a / L_{\phi}) |T(N)|$$

или

$$|T(N)| = K' / K.$$

Величину  $|T(N)|$ , зависящую от пространственной частоты решетки  $N$ , называют функцией передачи модуляции.

Графики ФПМ для двух различных фотообъективов приведены на рис. 108. Если судить только по разрешающим способностям  $N_1$  и  $N_2$  объективов, то предпочтение следует отдать первому, однако на низких частотах второй объектив предпочтительнее первого, и окончательная оценка с учетом назначения объективов может оказаться не в пользу первого объектива.

Фотопленка, используемая с объективом, также имеет свою ФПМ. Пересечение графиков ФПМ объектива и пленки (рис. 109) определяет фотографическую разрешающую способность системы.

## ГЛАВА 10. ОПТИЧЕСКИЕ ДЕТАЛИ

### 40. ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ

Для изготовления оптических деталей применяют оптическое стекло бесцветное и цветное, кварцевое оптическое стекло, кристаллы, пластмассы и другие материалы. В основном оптические детали изготовляют из оптического бесцветного стекла (ГОСТ 3514—76, ГОСТ 13659—78). Применимость оптических материалов в том или ином случае определяется в зависимости от следующих основных характеристик: 1) показателя преломления; 2) средней дисперсии; 3) коэффициента дисперсии; 4) относительной частной дисперсии; 5) термооптической постоянной; 6) спектрального диапазона пропускания и коэффициента пропускания.

Основным показателем преломления для видимой области спектра принят показатель преломления  $n_e$  для длины волны 546,07 нм. Средней дисперсией называют разность показателей преломления для определенных длин волн. Основной средней дисперсией является разность  $n_F - n_C$ . Коэффициентом дисперсии называется отношение вида  $v_d = (n_{\lambda_1} - 1)/(n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2})$ . Величину  $v_e = (n_e - 1)/(n_F - n_C)$  называют основным коэффициентом дисперсии или числом Аббе. Относительной частной дисперсией является отношение  $\Delta n/(n_F - n_C)$  или  $\Delta n/(n_F - n_C)$ , где  $\Delta n$  — частная дисперсия, например,  $\Delta n = n_F - n_D$ .

Поведение оптического материала при изменении температуры характеризуется термооптической постоянной  $V_{t,\lambda} = [\beta_{t,\lambda}/(n_\lambda - 1)] - \alpha_t$ , где  $\beta_{t,\lambda} = \Delta n_\lambda/\Delta t$  — температурный коэффициент, или изменение показателя преломления материала при повышении температуры на 1°;  $\alpha_t$  — коэффициент линейного расширения при температуре  $t$ .

При выборе марок оптического стекла необходимо учитывать особенности условий эксплуатации деталей, руководствуясь физико-химическими свойствами стекла, например, спектральным диапазоном пропускания, температурным коэффициентом линейного расширения, химической устойчивостью и т. д.

Цветные оптические стекла (ГОСТ 9411—81Е), используемые для изготовления светофильтров, обозначают двумя-тремя буквами и цифрой. Первая, вторая буквы являются начальными буквами названия цвета, например, УФ — ультрафиолетовые,

СЗ — сине-зеленые, Ж — желтые, К — красные, ИК — инфракрасные, Н — нейтральные, Т — темные, Б — белые, М — молочные (диффузно рассеивающие падающее излучение), последняя буква С — начальная буква слова стекло. Цифра обозначает порядковый номер стекла по увеличению плотности окраски. Цветные стекла характеризуются спектральной зависимостью коэффициента пропускания  $\tau$  ( $\lambda$ ) от длины волны  $\lambda$ .

Оптическое кварцевое стекло (ГОСТ 15130—79) применяется для изготовления деталей, предназначенных для УФ- и ИК-областей спектра, а также при необходимости обеспечить малое значение температурного коэффициента линейного расширения или высокую термостойкость оптических деталей.

Для деталей, используемых в УФ- и ИК-областях спектра, применяются оптические кристаллы [25], например, фтористый литий, фтористый кальций (флюорит), германий, кремний и др., преимуществами которых по сравнению с другими оптическими материалами являются многообразие их физических свойств и эксплуатационных характеристик. Вместе с тем при выборе оптических кристаллов необходимо учитывать недостатки, затрудняющие их применение, например, оптическую и механическую неоднородность, невысокую твердость, гигроскопичность некоторых кристаллов, ограниченность размеров, высокую стоимость.

При изготовлении ответственных оптических деталей, например астрономических зеркал, пробных стекол, используется литал, материал с показателем преломления 1,54—1,55, имеющий небольшой температурный коэффициент линейного расширения.

Для неответственных оптических деталей, например луп, линз Френеля, применяют полимерные материалы: полиметилметакрилат, фторопласты, полиэтилен и др., показатель преломления которых находится в пределах 1,49—1,58.

#### 41. ЛИНЗЫ

*Линзой* называют оптическую деталь, ограниченную двумя преломляющими поверхностями, из которых хотя бы одна является поверхностью вращения. Наиболее распространенными в оптических системах являются линзы со сферическими центрированными поверхностями. Реже применяют линзы, одна или обе поверхности которых — асферические, например параболическая, эллиптическая, цилиндрическая и др. Типы линз показаны на рис. 110.

Конструктивными параметрами линз, определяемыми при расчете оптических систем, являются радиусы кривизны поверхностей  $r_1$ ,  $r_2$ , толщина вдоль оптической оси  $d$  и показатель преломления  $n$  материала линзы. Если линза расположена в воздухе ( $n_1 = n_3 = 1$ ), то заднее  $f'$  и переднее  $f$  фокусные расстояния линзы, задний  $s_{f'}$  и передний  $s_f$  фокальные отрезки, отрезки  $s_H$

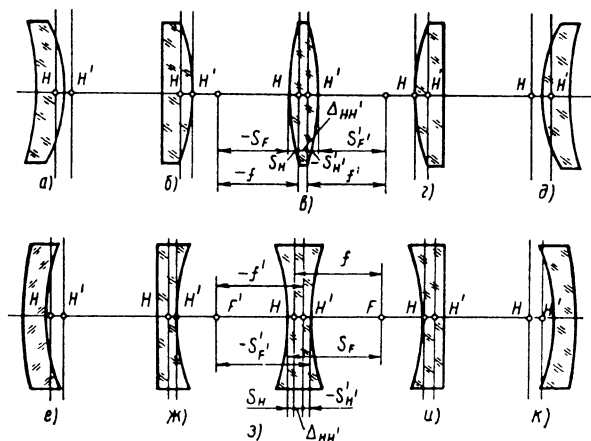


Рис. 110. Типы линз

и  $s_H$ , определяющие положение главных плоскостей относительно вершин преломляющих поверхностей, расстояние  $\Delta_{HH'}$  между главными плоскостями и *оптическую силу*  $\Phi$  линзы определяют по формулам:

$$\frac{1}{f'} = (n - 1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + \frac{(n - 1)^2 d}{nr_1 r_2}; \quad (150)$$

$$f = -f'; \quad (151)$$

$$s'_{F'} = f' \left( 1 - \frac{n - 1}{nr_1} d \right); \quad (152)$$

$$s_F = -f' \left( 1 + \frac{n - 1}{nr_2} d \right); \quad (153)$$

$$s'_{H'} = -f' \frac{(n - 1) d}{nr_1}; \quad (154)$$

$$s_H = -f' \frac{(n - 1) d}{nr_2}; \quad (155)$$

$$\Delta_{HH'} = d \left[ 1 - (f'/n) (n - 1) (1/r_1 - 1/r_2) \right]; \Phi = 1/f'. \quad (156)$$

Оптическая сила  $\Phi$  линзы, расположенной в неоднородной среде:

$$\Phi = n_3/f' = -n_1/f,$$

где  $n_1$  и  $n_3$  — показатели преломления пространства предметов и изображений соответственно.

Единицей оптической силы является диоптрия — величина, равная оптической силе расположенной в воздухе линзы с фокусным расстоянием в 1 м. Для определения оптической силы в диоптриях пользуются формулой  $\Phi = 1000/f'$ , дптр, где  $f'$  — фокусное расстояние, мм.

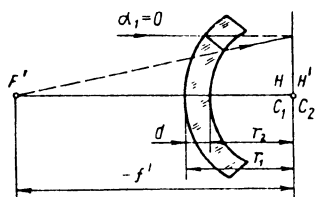


Рис. 111. Концентрическая линза

Чтобы пересчитать линзу на другое фокусное расстояние, отличающееся от первоначального в  $k$  раз, нужно умножить на коэффициент  $k$  радиусы кривизны и толщину линзы. Аналогично пересчитывается на другое фокусное расстояние сложная оптическая система, состоящая из нескольких линз.

Все линзы делят на три группы: 1) положительные (собираательные) линзы, имеющие положительные задние фокусные расстояния; 2) отрицательные (рассеивающие) линзы, имеющие отрицательные задние фокусные расстояния; 3) телескопические (афокальные) линзы, оптическая сила которых равна нулю. Толщина положительных линз, как правило, на оси больше, чем на краю, а отрицательных линз — наоборот. Возможные формы линз и положения их главных точек показаны на рис. 110,  $a-d$  для положительных, а на рис. 110,  $e-k$  — для отрицательных линз. На рис. 110,  $g, z$  изображены двояковыпуклая и двояковогнутая линзы соответственно. Линзы, радиусы кривизны которых имеют один знак (рис. 110,  $a, d, e, k$ ), называют менисками. Для плосковыпуклой (рис. 110,  $b$ ) и плосковогнутой (рис. 110,  $ж$ ) линз, расположенных в воздухе, формулы (150)–(156) при  $r_1 = \infty$  примут вид:

$$\begin{aligned} f' = -f = -\frac{r_2}{n-1}; \quad s_{F'} = f'; \quad s_F = \frac{r_2}{n-1} + \frac{d}{n}; \\ s_{H'} = 0; \quad s_H = \frac{d}{n}; \\ \Delta_{HH'} = \frac{(n-1)d}{n}. \end{aligned} \quad (157)$$

Применение указанных формул к выпуклоплоской (рис. 110,  $z$ ) и вогнутоплоской (рис. 110,  $u$ ) линзам дает следующий результат (при  $r_2 = \infty$ ):

$$\begin{aligned} f' = -f = \frac{r_1}{n-1}; \quad s_{F'} = \frac{r_1}{n-1} - \frac{d}{n}; \\ s_F = f; \quad s_{H'} = -\frac{d}{n}; \quad s_H = 0; \quad \Delta_{HH'} = \frac{(n-1)d}{n}. \end{aligned} \quad (158)$$

Из формул (157) и (158) видно, что фокусные расстояния линз, одна из поверхностей которых плоская, определяются радиусом кривизны другой поверхности и показателем преломления линзы и не зависят от ее толщины. Одна из главных точек таких линз совпадает с вершиной выпуклой или вогнутой поверхности, а другая расположена внутри линзы на расстоянии  $d/n$  от плоской поверхности.

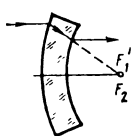


Рис. 112. Телескопическая линза

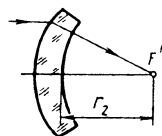


Рис. 113. Сферо-эллиптическая линза

Линза (рис. 111), у которой центры кривизны  $C_1$ ,  $C_2$  поверхностей совпадают, называется концентрической. Для такой линзы при  $d = r_1 - r_2$  формулы (150), (154)—(156) после преобразования принимают вид

$$\Phi = \frac{1}{f'} = -\frac{(n-1)d}{nr_1r_2}; \quad s'_{H'} = r_2;$$

$$s_H = r_1; \quad \Delta_{HH'} = 0.$$

Линзу, оптическая сила которой равна нулю, называют телескопической. Параллельные лучи, входящие в такую линзу, остаются параллельными (рис. 112) после прохождения через нее. Из формулы (150) при  $\Phi = 1/f' = 0$  получаем соотношение между конструктивными параметрами этой линзы:

$$r_1 - r_2 = (n - 1) d/n.$$

Очевидно, что в такой линзе задний фокус первой поверхности совпадает с передним фокусом второй поверхности.

Рассмотренные выше линзы содержат сферические и плоские поверхности. Использование линз с асферическими поверхностями позволяет улучшить качество изображения и характеристики или упростить оптическую систему прибора. В качестве примера линзы с асферической поверхностью на рис. 113 показана линза с передней эллипсоидной поверхностью и задней сферической поверхностью, центр кривизны которой совпадает с фокусом эллипсоида и задним фокусом линзы. Применение такой линзы дает возможность получить гомоцентрический пучок лучей в пространстве изображений для бесконечно удаленной предметной точки.

Различают световой и полный диаметры линзы. Под световым диаметром понимается минимальный внутренний диаметр оправы линзы, обеспечивающий прохождение через линзу всех требуемых по расчету лучей. Полный диаметр линзы определяется в зависимости от способа ее крепления в оправе. Между толщиной  $d$  линзы по оси, толщиной  $t$  по краю и полным диаметром  $D_n$  линзы рекомендуются следующие соотношения [25]:

для положительных линз  $4d + 10t \geq D_n$ ;  $t \geq 0,05D_n$ ;

для отрицательных линз  $12d + 3t \geq D_n$ ;  $d \geq 0,05D_n$ .

Радиусы кривизны поверхностей линз выбирают в соответствии с ГОСТ 1807—75. Чертежи линз, как и других оптических деталей, оформляются с учетом требований ГОСТ 2.412—81 «Правила выполнения чертежей и схем оптических изделий».



## 42. ПЛОСКИЕ И СФЕРИЧЕСКИЕ ЗЕРКАЛА

Плоские зеркала с наружным или внутренним отражающим покрытием, нанесенным соответственно на переднюю или заднюю поверхность плоскопараллельной стеклянной пластинки — подложки, применяются в оптических системах для изменения направления или смещения оптической оси, разделения пучка лучей, для оборачивания изображения. Плоское зеркало образует мнимое изображение предмета. Отражение лучей от зеркальных поверхностей подчиняется закону отражения, согласно которому угол падения равен углу отражения ( $-\epsilon = \epsilon'$ ), а точки предмета и изображения находятся на нормали к плоскости зеркала на равных расстояниях  $-s = s'$  по обе стороны от него (рис. 114). Угол отклонения луча плоским зеркалом  $\omega_i = 180^\circ - 2|\epsilon_i|$ .

Изображение, образованное нечетным числом плоских зеркал, является зеркальным. Для получения прямого изображения необходимо использовать четное число плоских зеркал в системе. Плоское зеркало не нарушает гомоцентричности отраженных пучков лучей, образуя идеальное изображение, размеры которого равны размерам предмета. При повороте плоского зеркала на угол  $\varphi$  (см. рис. 76), отраженный от зеркала луч отклоняется от первоначального направления на угол, равный  $2\varphi$ , который не зависит от направления падения луча.

При прохождении луча через систему из двух плоских зеркал, угол между которыми равен  $\gamma$ , а нормали к обоим зеркалам находятся в одной плоскости — плоскости главного сечения (рис. 115), луч отклоняется от первоначального направления на угол  $\omega$ , равный удвоенному углу между зеркалами  $\omega = 2\gamma$ . Этот угол не зависит от направления падающего луча. При повороте системы из двух зеркал вокруг линии их пересечения — ребра — угол отклонения луча остается постоянным, а направление выходящего из системы луча сохраняется неизменным и не зависит от поворота системы. Это свойство делает оптические системы, содержащие двойные зеркала, нечувствительными к разьстировкам, возникающим при эксплуатации прибора. Два пло-

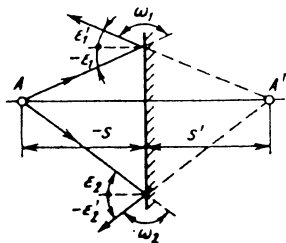


Рис. 114. Отражение от плоского зеркала

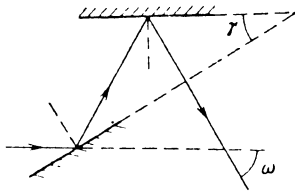


Рис. 115. Схема отражения от двух плоских зеркал

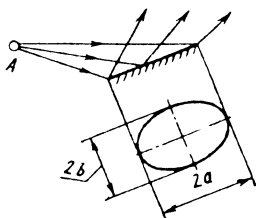


Рис. 116. Размеры плоского зеркала

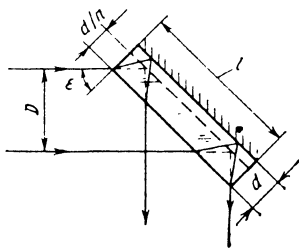


Рис. 117. Плоское зеркало с внутренним отражающим покрытием

ских зеркала, образующих между собой угол, равный  $90^\circ$ , отклоняют отраженный луч, находящийся в плоскости главного сечения, на  $180^\circ$ , т. е. отраженный луч идет в обратном направлении. Аналогично система, образованная тремя плоскими зеркалами, углы между которыми попарно равны  $90^\circ$  (зеркальный прямоугольный тетраэдр), отражает падающий луч в направлении, обратном направлению падения луча.

Размеры плоского зеркала определяются формой падающего на него пучка лучей и углом наклона зеркала к оси пучка. Зеркало, отражающее расходящийся (сходящийся) пучок лучей, имеет форму эллипса (рис. 116) с большой и малой осями ( $2a$  и  $2b$ ). Конструктивно зеркало обычно выполняют в виде прямоугольника.

Размер  $l$  зеркала с внутренней отражающей поверхностью, необходимый для отражения пучка лучей диаметром  $D$ , падающего на зеркало под углом  $\epsilon$  (рис. 117), определяют по формуле

$$l = (D/\cos \epsilon) + (2d/n) \operatorname{tg} \epsilon,$$

где  $d$  — толщина подложки;  $n$  — показатель преломления материала подложки.

Сферические зеркальные поверхности находят применение в оптических системах различного назначения (в осветительных и проекционных системах, в объективах фотоэлектрических следящих устройств и т. п.). Сферические зеркала, действие которых эквивалентно действию линз, позволяют получить более компактные системы по сравнению с линзовыми системами. Применение зеркальных поверхностей в ряде случаев более предпочтительно, чем применение преломляющих поверхностей вследствие отсутствия хроматических аберраций. Для сферических зеркал справедливы формулы, полученные ранее для преломляющих поверхностей, если рассматривать отражение лучей от зеркал как частный случай преломления, когда  $n' = -n$ . Формула (123) для отражающей сферической поверхности (рис. 118) принимает вид

$$1/s' + 1/s = 2/r. \quad (159)$$

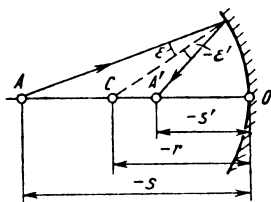


Рис. 118. Отражение от сферического зеркала

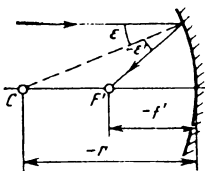


Рис. 119. К определению фокусного расстояния вогнутого зеркала

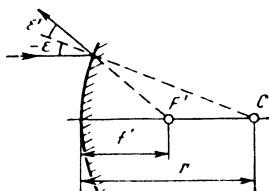


Рис. 120. К определению фокусного расстояния выпуклого зеркала

Заднее фокусное расстояние  $f'$  вогнутого (рис. 119) и выпуклого (рис. 120) сферических зеркал получается после подстановки в формулу (159)  $s = \infty$ ,  $s' = f'$ :

$$f' = r/2. \quad (160)$$

Переднее фокусное расстояние сферического зеркала  $f = f'$ ; при этом учитывается, что  $n' = -n$ .

Оптическая сила  $\Phi = n'/f'$ , где  $n'$  — показатель преломления после зеркала ( $n' = -1$ ), для вогнутого зеркала имеет положительное, а для выпуклого зеркала отрицательное значение. Формулы (159), (160) строго справедливы лишь в окрестности оптической оси, т. е. в параксиальной области.

#### 43. ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНЫЕ ПЛАСТИНЫ, КЛИНЬЯ, ПРИЗМЫ

*Плоскопараллельная пластина* — оптическая деталь, содержащая две параллельные между собой плоские преломляющие грани — входную и выходную. Плоскопараллельные пластины применяют в оптических приборах как защитные стекла, сетки, светофильтры и т. п. Луч, падающий на пластину по направлению нормали, проходит ее без преломления. Прохождение через пластину наклонного луча, образующего с нормалью угол  $\epsilon_1 = \sigma_1$ , показано на рис. 121. Если пластина находится в однородной среде ( $n_1 = n_3$ ), то  $\sigma_3 = \sigma_1$ , т. е. луч после прохождения через плоскопараллельную пластину параллелен падающему лучу. При малых углах падения ( $\sigma_1 < 30^\circ$ ) для пластины, расположенной в воздухе ( $n_1 = n_3 = 1$ ;  $n_2 = n$ ), продольное смещение  $L$ , поперечное смещение  $e$  луча и расстояние  $s_2'$  от выходной поверхности пластины до точки пересечения вышедшего луча с нормалью (оптической осью) определяются следующими равенствами:

$$L = (n - 1) d/n; e = (n - 1) d \sigma_1/n; s_2' = s_1 - d/n; \quad (161)$$

где  $s_1$  — расстояние от входной поверхности до точки пересечения с осью луча, падающего на пластину.

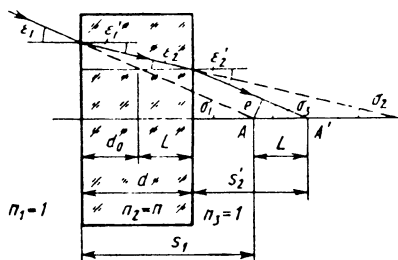


Рис. 121. Преломление луча плоскопараллельной пластиной

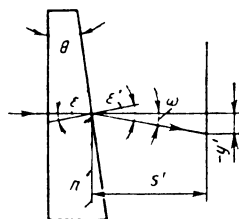


Рис. 122. Ход луча в преломляющем клине

Гомоцентрический пучок сходящихся или расходящихся лучей после прохождения через плоскопараллельную пластину становится негомоцентрическим, а изображение предметной точки получается нерезким. После прохождения через пластину наклонного пучка параллельных лучей сохраняется параллельность лучей, при этом каждый луч пучка имеет одинаковое продольное и поперечное смещение относительно первоначального направления.

Для упрощения габаритных расчетов оптических систем, содержащих плоскопараллельные пластины, используется прием, называемый приведением пластины к воздуху или редуцированием, который состоит в замене пластины эквивалентной воздушной плоскопараллельной пластиной. В этом случае лучи проходят через редуцированную пластину без преломления на ее гранях, а при переходе к реальной пластине учитывается вносимое ею продольное смещение луча  $L$ . Для определения толщины редуцированной пластины обратимся к рис. 121. Так как редуцированная пластина воздушная и луч проходит через нее без преломления, то очевидно, что выходная грань редуцированной пластины смещена влево относительно выходной грани реальной пластины на величину продольного смещения луча  $L$ . Толщина редуцированной пластины  $d_0$  с учетом формулы (161):

$$d_0 = d - L = d/n. \quad (162)$$

**Оптический клин** — деталь (рис. 122), содержащая две плоские преломляющие поверхности, двугранный угол  $\theta$  между которыми (угол преломления клина) не превышает нескольких градусов ( $\theta \leq 6^\circ$ ). Клинья применяют в измерительных устройствах, а также в качестве компенсаторов для получения малых угловых и линейных смещений изображения. Угол отклонения луча клином

$$\omega = (n - 1) \theta. \quad (163)$$

При вращении клина вокруг оптической оси луч, прошедший через клин, описывает коническую поверхность, а в плоскости,

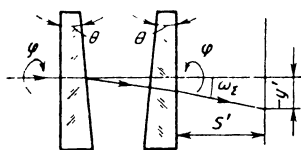


Рис. 123. Смещение изображения путем вращения двух клиньев

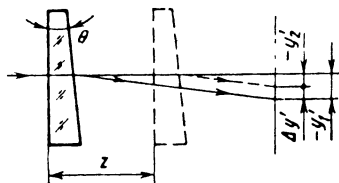


Рис. 124. Смещение луча при поступательном перемещении клина

перпендикулярной оси и отстоящей от клина на расстояние  $s'$ , — окружность радиусом  $y' = (n - 1) \theta s'$ .

Прямолинейное движение изображения в плоскости, перпендикулярной оптической оси, может быть получено вращением вокруг оси в противоположных направлениях на равные углы  $\varphi$  двух одинаковых клиньев (рис. 123) или перемещением клина вдоль оптической оси (рис. 124). Поперечное смещение изображения в этих случаях определяется соответственно по равенствам

$$\Delta y' = s' \omega_{\Sigma} \cos \varphi; \quad \Delta y' = (n - 1) \theta z, \quad (164)$$

где  $\omega_{\Sigma}$  — суммарный угол отклонения луча двумя клиньями;  $s'$  — расстояние от второго клина до плоскости, перпендикулярной оси;  $z$  — осевое перемещение клина.

Из равенства (164) следует, что при перемещении клина вдоль оптической оси (рис. 124) поперечное смещение изображения не зависит от положения плоскости, в которой наблюдается смещение, относительно клина.

Если луч, проходящий через клин, является полихроматическим, то монохроматические составляющие этого луча, преломляясь на гранях клина, отклонятся на разные углы вследствие зависимости показателя преломления от длины волны излучения. Угловой дисперсией называют величину, равную изменению угла отклонения луча  $\Delta \omega$  при изменении длины волны излучения  $\Delta \lambda$ . Из формулы (163) следует, что  $\Delta \omega = \Delta n \theta$ . Заменяя  $\theta$  через  $\omega/(n - 1)$ , получим, что  $\Delta \omega = \omega/v$ , где  $v$  — коэффициент дисперсии материала клина.

*Призма* — оптическая деталь, содержащая плоские преломляющие и отражающие поверхности (грани), которые образуют между собой двугранные углы. Прохождение луча через преломляющую призму показано на рис. 125, где  $\theta$  — преломляющий угол призмы;  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon'_1$  и  $\epsilon_2$ ,  $\epsilon'_2$  — углы падения и преломления луча на первой и второй преломляющих гранях. Угол отклонения луча призмой, т. е. угол между направлениями входящего в призму и выходящего из нее лучей,  $\omega = -\epsilon_1 + \epsilon'_1 + \epsilon_2 - \epsilon'_2$ .

Из рассмотрения углов треугольника  $ABC$  следует, что  $\theta = \epsilon_2 - \epsilon'_1$ , поэтому  $\omega = -\epsilon_1 + \epsilon'_2 - \theta$ .

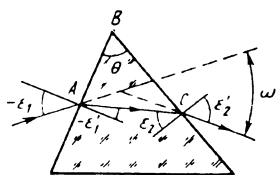
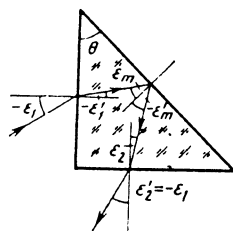


Рис. 125. Ход луча в преломляющей призме

Рис. 126. Полное внутреннее отражение от грани призмы



Кроме преломляющих призм, входящих в состав, например, спектральных приборов, в оптических системах применяют отражательные и разделительные призмы.

Отражательные призмы используют для оборачивания изображения, «излома» оптической оси системы в целях придания прибору компактной конструкции, изменения направления линии визирования без поворота всей системы (качающиеся призмы), компенсации поворота изображения в приборах с подвижными оптическими элементами.

Разделительные призмы применяются для разделения пучка лучей на несколько частей, объединения нескольких пучков лучей в один пучок, срезания части изображения (дальномерные и отсчетные системы).

В отражательной призме могут быть использованы отражающие грани без зеркального покрытия, если углы падения лучей на эти грани будут больше угла полного внутреннего отражения  $\epsilon_m$  (рис. 126), определяемого по формуле (86). Например, для призмы, выполненной из стекла марки К8, угол  $\epsilon_m$  равен  $41^\circ 12'$  (для  $n_c$ ). Предельное значение угла падения  $\epsilon_1$  луча на входную грань призмы (рис. 126) при условии полного внутреннего отражения от последующей грани находят из условия

$$\sin \epsilon_1 = n \sin \epsilon'_1 = n \sin (\epsilon_m - \theta),$$

где  $n$  — показатель преломления материала призмы;  $\theta$  — преломляющий угол.

В отражательных призмах угол падения луча на входную грань равен углу преломления того же луча на выходной грани ( $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  на рис. 126).

Действие отражательных призм аналогично действию зеркал, однако применение призм в ряде случаев является более предпочтительным, так как, во-первых, обеспечивается конструктивная нерасстраиваемость системы вследствие постоянства углов между отражающими гранями и, во-вторых, при полном внутреннем отражении от граней призм отсутствуют световые потери на этих гранях.

Призмы бывают с одной или несколькими отражающими гранями, простые и составные, состоящие из нескольких одиночных призм. При нечетном числе отражающих граней призмы образуются зеркальное изображение предмета, а при четном числе —

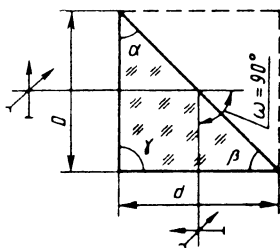


Рис. 127. Призма AP-90°

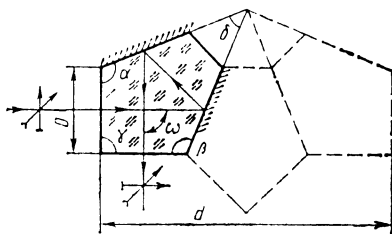


Рис. 128. Пентапризма и ее развертка

прямое изображение. Указанное правило справедливо при отражении лучей в одной плоскости. Для получения прямого изображения при нечетном числе отражающих граней одну из них заменяют двумя гранями, образующими между собой прямой двугранный угол в виде «крыши».

Призмы обозначают двумя прописными буквами русского алфавита и числом, указывающим угол отклонения осевого луча в градусах. Первая буква обозначает число отражающих граней: А — одну, Б — две, В — три. При наличии в призме «крыши» после первой буквы ставят строчную букву к, например Ак. Вторая буква характеризует конструкцию призмы: Р — равнобедренная, С — ромбическая, П — пентапризма, У — полупентапризма, Л — призма Лемана, М — дальномерная. Составные призмы обозначают прописной буквой, характеризующей ее название (А — призма Аббе, П — Пехана, Б — башмачная призма), и числом, указывающим угол отклонения луча в градусах. Отражательные призмы характеризуются коэффициентом призмы  $c = d/D$ , где  $d$  — длина хода осевого луча в призме;  $D$  — диаметр пучка лучей, проходящих через призму.

Рассмотрим примеры отражательных призм. В призме AP — 90° (рис. 127) угол отклонения осевого луча  $\omega = 90^\circ$ , углы  $\alpha = \beta = 45^\circ$ . Коэффициент призмы  $c$  равен 1. Призма AP — 90° образует зеркальное изображение предмета (одна отражающая грань). Пентапризма БП — 90° (рис. 128) имеет две отражающие грани и создает прямое изображение предмета. Угол отклонения  $\omega$  осевого луча равен  $90^\circ$ , углы  $\alpha = \beta = 112^\circ 30'$ ,  $\gamma = 90^\circ$  и угол  $\delta = 45^\circ$ . Коэффициент пентапризмы  $c$  равен 3,414. Призма AP — 0°, называемая призмой Дове (рис. 129), имеет одну отражающую грань и создает зеркальное изображение. Углы  $\alpha$  и  $\beta$  равны  $45^\circ$ , коэффициент призмы  $c = 2n/(\sqrt{2n^2 - 1} - 1)$ , где  $n$  — показатель преломления материала призмы. При повороте призмы Дове вокруг оптической оси изображение поворачивается с удвоенной угловой скоростью, например при повороте призмы на  $90^\circ$  (рис. 129, б) относительно положения, показанного на

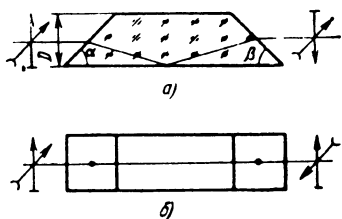


Рис. 129. Призма Дове

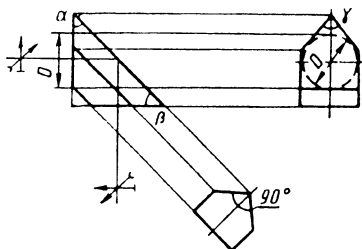


Рис. 130. Призма с крышей

рис. 129, а, изображение повернется на  $180^\circ$ . Эта особенность призмы используется для компенсации вращения изображения в панорамных приборах. Призма Дове помещается только в пучках параллельных лучей. Размещение ее в сходящихся пучках приводит к нарушению их гомоцентричности.

Призма АКР —  $90^\circ$  (рис. 130) представляет собой равнобедренную призму  $AP - 90^\circ$ , у которой гипотенузная отражающая грань заменена двумя гранями с углом между ними, равным  $90^\circ$ . Углы  $\alpha = \beta = 45^\circ$  и  $\gamma = 70^\circ 32'$ , коэффициент призмы  $c = 1,732$ .

При расчете размеров отражательных призм поступают следующим образом. Для определения длины хода в призме осевого луча призму разворачивают в плоскопараллельную пластину, последовательно находя изображения призмы в ее отражающих гранях. Примеры разверток призм  $AP - 90^\circ$  и БП —  $90^\circ$  показаны на рис. 127, 128 штриховыми линиями.

Полученную в результате развертывания призмы эквивалентную плоскопараллельную пластину редуцируют к воздуху [см. формулу (162)]. Световой диаметр  $D_{св}$  пучка лучей, проходящих через призму (рис. 131), описывается соотношением

$$D_{св} = D + 2(t + d/n) \operatorname{tg} \sigma,$$

где  $D$  и  $t$  — диаметр и отрезок, определяющий положение входного зрачка, соответственно;  $d/n$  — толщина редуцированной пластины;  $\sigma$  — угол падения луча на призму. Световой диаметр  $D_{св}$  пучка лучей, проходящих через призму, можно найти и графически, для чего используют следующее свойство призмы: угол  $\gamma$ ,

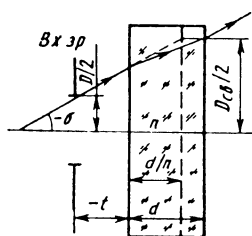


Рис. 131. К определению диаметра пучка лучей, проходящих через призму

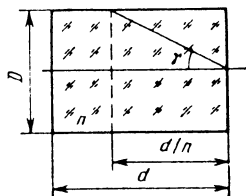


Рис. 132. Редуцированная развертка призмы



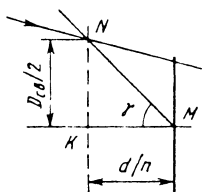


Рис. 133. Графический способ определения светового диаметра призмы

Ход луча в той части оптической системы, где необходимо расположить призму известного типа, показан на рис. 133. Для нахождения диаметра  $D_{св}$  из осевой точки  $M$  выходной грани призмы проводят прямую под углом  $\gamma$  к оси. Точка  $N$  пересечения этой прямой с лучом определяет положение входной грани редуцированной развертки призмы. Расстояние  $NK$  от точки  $N$  до оси равно половине диаметра  $D_{св}$  пучка лучей, проходящих через призму, а расстояние  $KM$  — толщине редуцированной развертки призмы. После нахождения  $D_{св}$  и  $d$  определяют остальные размеры призмы, пользуясь известными соотношениями [25]. Если диаметр пучка лучей на входной грани призмы окажется меньше диаметра пучка лучей на выходной грани, то последний и используется при определении размеров призмы.

#### 44. ЛИНЗЫ ФРЕНЕЛЯ, АКСИКОНЫ, ОПТИЧЕСКИЕ РАСТРЫ

*Линзы Френеля* — оптические детали, содержащие ступенчатые концентрические, спиральные или параллельные поверхности (рис. 134), профиль которых рассчитывается из некоторого условия, например получения безаберрационного изображения осевой точки предмета. Одна из поверхностей линзы Френеля может быть плоской или сферической. Линзы Френеля, изготавливаемые обычно горячим прессованием из пластмасс, например из полиметилметакрилата с  $n_D = 1,4903$ ;  $\nu_D = 57,8$ , применяют в качестве конденсорных линз, луп, зеркал, призм. Преимуществом линз Френеля является малая толщина, позволяющая уменьшить осевые размеры и массу оптической системы. Угол  $\phi$  наклона профиля конических кольцевых участков ступенчатой осесимметричной преломляющей поверхности (рис. 135), разделяющей среды с показателями преломления  $n_1 = 1$  и  $n_2 = n$ , найденный из условия сохранения после преломления гомоцентричности



Рис. 134. Линза Френеля

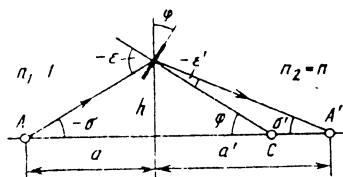


Рис. 135. Участок профиля линзы Френеля

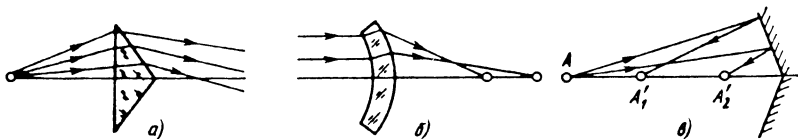


Рис. 136. Типы аксиконов:

*а* — конический аксикон; *б* — положительный мениск; *в* — коническое зеркало

пучка лучей, идущих из предметной точки *A*, определяется выражением [26]

$$\operatorname{tg} \varphi = (n \sin \sigma' - \sin \sigma) / (n \cos \sigma' - \cos \sigma), \quad (165)$$

где углы  $\sigma$  и  $\sigma'$  находят для различных зон  $h$  по известным отрезкам  $a$  и  $a'$ .

Световой диаметр  $D_{\text{св}}$  линзы Френеля, равный  $2h$  при максимальном угле падения луча  $-\varepsilon_m = 90^\circ$ , определяют по формуле

$$D_{\text{св}} = [a - a' + \sqrt{(a - a')^2 - 4aa'(n^2 - 1)}] / \sqrt{n^2 - 1}.$$

Заднее фокусное расстояние линзы Френеля

$$f' = hn / [(n - 1) \operatorname{tg} \varphi_0],$$

где  $\operatorname{tg} \varphi_0$  рассчитывают по формуле (165) для малого значения  $h$ . Границы между соседними зонами линз Френеля образуют экранирующую сетку. Экранирование поверхностей Френеля, расчет хода луча через такие поверхности и aberrации линз Френеля рассмотрены в работе [7].

Аксиконом называют оптическую осесимметричную деталь или систему, позволяющую получить изображение точечного источника излучения в виде отрезка вдоль оптической оси в пространстве изображений. В этом случае в плоскости изображения образуется круг большого диаметра. Существуют аксиконы в виде линзы, имеющей одну плоскую, а вторую коническую или сферическую поверхность, в виде положительного мениска, а также аксиконы с отражающей конической поверхностью (рис. 136). Аксиконы применяют для компенсации сферической aberrации, создания систем, не требующих фокусировки при изменении положения предмета, для получения заданного распределения освещенности в плоскости изображения, формирования пучка лучей с нулевой интенсивностью в центральной части пучка. Схема системы, содержащей конический аксикон и наклонное плоское зеркало (рис. 137), предназначена для выделения пучка лазерного излучения основной моды с кольцеобразной формой поперечного сечения (с наружным и внутренним диаметрами  $D_2$  и  $D_3$  соответственно) в целях обеспечения его последующего прохождения через оптическую двухзеркальную систему с центральным экранированием. Применение аксикона в данном случае объясняется тем, что основная мода содержит большую часть энергии в центральной части диаметром  $D_1$ .

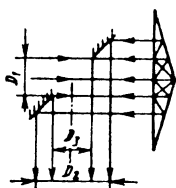


Рис. 137. Система с аксиконом для образования пучка с поперечным сечением кольцеобразной формы

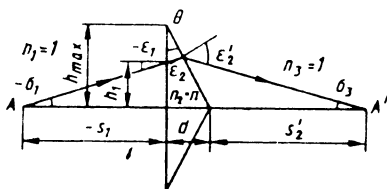


Рис. 138. Прохождение луча через конический аксикон

Прохождение луча, вышедшего из предметной точки  $A$ , расположенной на расстоянии  $s_1$  от аксикона, через его меридиональное сечение с размером  $d$  по оптической оси показано на рис. 138. Передняя поверхность аксикона плоская, а задняя — коническая. Положение точки  $A'$  относительно вершины конуса, т. е. отрезок  $s_2'$ , и наибольшая сферическая абберация, вносимая рассматриваемым аксиконом, определяются соотношениями [26]:

$$s_2' = \left[ h_1 - (h_{\max} - h_1) \frac{\sin \theta \sin \sigma_1}{n \cos \varepsilon_2} \right] (\operatorname{ctg} \sigma_3 - \operatorname{tg} \theta);$$

$$\Delta s' = h_{\max} (\operatorname{ctg} \sigma_3 - \operatorname{tg} \theta),$$

где  $h_1$  — высота падения луча на плоскую поверхность;  $h_{\max}$  — половина диаметра основания конуса;  $\theta$  — угол наклона образующей конической поверхности;  $\sigma_1$  и  $\sigma_3$  — углы с оптической осью поступающего на аксикон и выходящего из него лучей соответственно;  $\varepsilon_2$  — угол падения луча на коническую поверхность.

Наименьшее расстояние  $s_{\min}$  от аксикона до осевой точки предмета, при котором отсутствует полное внутреннее отражение от задней поверхности,

$$s_{\min} = h_{\max} \operatorname{ctg} \sigma_1.$$

*Оптический растр* представляет собой блок, состоящий из множества линзовых или зеркальных элементов. Расстояние  $t$  между осями двух соседних элементов называется периодом растра. Число изображений предмета, образованных растром, равно числу его элементов (рис. 139). Оптические растры используют в осветительных системах, применяемых в микроэлектронном производстве, например в системах осветителей установок для контактной и проекционной печати, в которых требуется получение равномерной освещенности в плоскости экспонирования или в плоскости

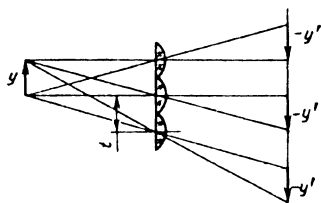


Рис. 139. Оптический растр

фотошаблона соответственно. Равномерность освещенности получается вследствие интегрирования в заданной плоскости освещенностей, создаваемых отдельными элементами раstra. Оптические растры, содержащие зеркальные элементы сферической или цилиндрической формы, применяют в качестве экранов направленного отражения, позволяющих увеличить кажущуюся яркость изображения. Расчет и применение оптических растров рассмотрены в работе [4].

#### 45. ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ

Оптическое волокно — стеклянный пруток обычно круглого поперечного сечения диаметром от 5—6 мкм до 0,3 мм с полированными боковой поверхностью и торцами, предназначенный для передачи излучений оптического диапазона на основе явления полного внутреннего отражения от боковой поверхности. Волокна собираются в жгуты-световоды, которые могут изгибаться без нарушения пропускания излучения при минимальном радиусе кривизны изгиба, превышающем в 50 раз (при изгибе в горячем состоянии) и 300 раз (при изгибе в холодном состоянии) диаметр отдельного волокна. Для обеспечения условий полного внутреннего отражения и уменьшения потерь излучения оптическое волокно делают составным. Оно состоит из сердцевины, выполненной из материала с большим показателем преломления, например стекла Ф8 ( $n_e = 1,6291$ ), ВС 682 ( $n_e = 1,6855$ ), и оболочки из материала с малым показателем преломления, например стекла ВО 488 ( $n_e = 1,4898$ ), ВО 513 ( $n_e = 1,5150$ ). Оболочка предохраняет поверхность сердцевины от повреждений, загрязнений и препятствует рассеянию и проникновению излучения из соседних волокон.

Ход луча через цилиндрический световод с прямыми торцами, расположенный в воздухе ( $n_1 = 1$ ), показан на рис. 140. Показатели преломления сердцевины и оболочки обозначены  $n_2$  и  $n_3$ , углы падения и преломления луча на входном торце  $\sigma_1 = \epsilon_1$  и  $\epsilon'_1$ , а углы падения и отражения луча от поверхности оболочки  $\epsilon_2$  и  $\epsilon'_2$  соответственно. Если входной и выходной торцы световода находятся в одинаковых средах, то угол  $\sigma'$  луча с осью на выходе

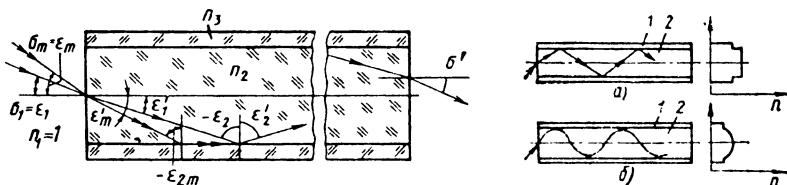


Рис. 140. Прохождение луча через цилиндрический световод

Рис. 141. Распространение света в световоде:

а — ступенчатом; б — градиентном; 1 — оболочка; 2 — сердцевина

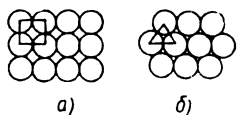


Рис. 142. Виды укладки волокон:

а — квадратная; б — гексагональная

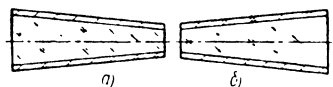


Рис. 143. Конические световоды:  
а — фоконы; б — афоконы

из световода равен углу  $\sigma_1$  луча с осью на входе. В зависимости от материалов сердцевины и оболочки различают световоды стеклянные (сердцевина и оболочка из стекла), стеклополимерные (сердцевина из стекла, оболочка из пластмассы), полимерные (сердцевина из пластмассы, оболочка из других материалов), кварцевые (сердцевина из кварца). Существуют ИК-световоды, сердцевина которых прозрачна для ИК-излучения. Для пропускания излучения в УФ-, видимом и ИК-диапазонах используют полихроматические световоды, прозрачные в спектральном диапазоне 0,18—5 мкм.

Различают ступенчатые (рис. 141, а) и градиентные (рис. 141, б) световоды. В ступенчатых световодах, выполненных из материала с постоянным показателем преломления, световые лучи распространяются по траектории, представляющей собой ломаную линию (рис. 141, а). Показатель преломления градиентных световодов, называемых градиентами или селфоками, плавно уменьшается от центра к краю, вследствие чего лучи, распространяющиеся вдоль световода, имеют плавную траекторию (рис. 141, б). Преимуществом градиентов по сравнению со ступенчатыми световодами является уменьшение рассеяния света вследствие отсутствия резкой границы раздела световода со средой.

Поперечное сечение световодов может иметь круглую, прямоугольную, шестигранную и другую более сложную форму.

В зависимости от упорядоченности укладки пучков волокон на входном и выходном торцах различают световоды регулярные, предназначенные для передачи изображения, и нерегулярные — для передачи потока излучения. Для круглых волокон используют квадратную укладку (центры волокон образуют квадраты, рис. 142, а), гексагональную укладку (центры волокон находятся в вершинах равносторонних треугольников, рис. 142, б). Гексагональная укладка более рациональная, она обеспечивает минимальное нерабочее пространство между волокнами и большую устойчивость отдельных волокон в пучке. Сплошная укладка возможна при шестигранной форме поперечного сечения волокон.

По площади поперечного сечения обоих торцов различают цилиндрические (см. рис. 140) и конические (рис. 143) световоды. Последние, состоящие из сужающихся или расширяющихся к выходному торцу волокон, называют фоконами (рис. 143, а) или афоконами (рис. 143, б) соответственно. По форме торцовых

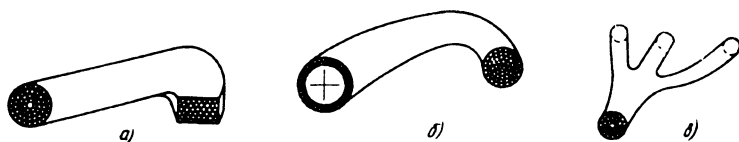


Рис. 144. Типы световодов:

а — ленточный; б — кольцевой; в — расщепленный

поверхностей (при равенстве площадей обоих торцов) световоды бывают простые (оба торца имеют круглую или прямоугольную форму), ленточные (с круговым и прямоугольным торцами), кольцевые (один или оба торца имеют форму кольца), расщепленные, содержащие один входной и несколько выходных торцов (рис. 144).

По гибкости пучков волокон световоды делят на гибкие и жесткие. Спеченные пучки волокон образуют волоконные блоки, из которых изготовляют вакуумно-плотные пластины, передающие изображение с одной своей поверхности на другую, например, используемые в качестве планшайб передающих трубок и кинескопов.

Распространение световых лучей внутри световодов можно рассматривать на основе законов геометрической оптики, но при условии, что диаметр световода в несколько раз превышает длину световой волны. Если диаметр световода соизмерим с длиной световой волны, то в световоде могут распространяться только вполне определенные типы волн (моды). Световоды, применяемые на практике, являются многомодовыми: число мод в них намного больше единицы. Вследствие неравенства углов падения различных мод на границу световода скорости их распространения вдоль оси световода будут неодинаковыми, что приведет к искажению передаваемых по многомодовым световодам оптических сигналов. Другой причиной искажения передаваемых по световодам монохроматических оптических сигналов является дисперсия материала световода.

К основным оптическим характеристикам световодов относятся числовая апертура, коэффициент пропускания и разрешающая способность.

Числовой апертурой световода называют произведение  $n \times \sin \sigma_m$ , где  $n$  — показатель преломления среды в пространстве предметов,  $\sigma_m$  — наибольший апертурный угол между лучом, идущим в световод, и нормалью к торцу световода (см. рис. 140), определяющий максимальный телесный угол конического пучка лучей, пропускаемых световодом при условии полного внутреннего отражения от оболочки. Предельный угол  $\epsilon_{2m}$  падения луча на границу между сердцевинной и оболочкой определяется условием  $\sin \epsilon_{2m} \geq n_3/n_2$ , где  $n_2$  и  $n_3$  — показатели преломления сердцевины и оболочки соответственно. Для цилиндрического свето-

вода с прямыми торцами, расположенного в воздухе,  $\sin \sigma_m = \sqrt{n_2^2 - n_3^2}$ . Для  $n_2 = 1,75$  (тяжелый флинт) и  $n_3 = 1,52$  (легкий крон) числовая апертура равна 0,86, т. е. световод пропускает конический пучок с плоским углом при вершине конуса, равным  $120^\circ$ . Из световодов другой формы предельный апертурный угол имеет афокон. Числовая апертура световода должна превышать апертуру пучков лучей, падающих на его входной торец.

Потери потока излучения, прошедшего через световод, складываются из потерь вследствие отражений на входном и выходном торцах, а также из-за поглощения и рассеяния материалом световода. Уменьшение потерь в результате отражения излучения от торцов на входе и выходе из световода обеспечивается полировкой торцов, а также применением просветляющих покрытий, использованием иммерсионных сред и согласующих линз. Потери характеризуются коэффициентом пропускания  $\tau$ , равным отношению потока излучения, выходящего из световода, к потоку излучения, входящему в него. В настоящее время получены световоды с коэффициентом пропускания 0,9 и 0,5 при длине волокон 1 и 3 м соответственно. Для характеристики пропускания длинных световодов используют величину, называемую показателем ослабления  $\mu$  и связанную с коэффициентом пропускания  $\tau$  соотношением  $\mu = -10 \lg \tau$ .

Длина практически полученных световодов достигает километра и более, а показатель ослабления составляет несколько единиц децибел на километр (дБ/км).

Разрешающая способность световода, измеряемая числом линий на 1 мм, примерно равна половине числа волокон, размещенных на 1 мм, и зависит от диаметра волокна, толщины оболочки и способа укладки волокон. Разрешающая способность световодов достигает 20—100 лин/мм.

Световоды с упорядоченным и соответствующим расположением волокон на входном и выходном торцах применяют для передачи и преобразования изображения. Световоды с произвольным размещением волокон используют для передачи энергии излучения, например в осветительных системах. Обычно световоды, входящие в состав оптических систем, используют совместно с другими деталями: линзами, призмами и т. п.

## ГЛАВА 11. ГЛАЗ КАК ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

### 46. УСТРОЙСТВО, ХАРАКТЕРИСТИКИ И СВОЙСТВА ГЛАЗА. ТРЕБОВАНИЯ, ПРЕДЪЯВЛЯЕМЫЕ К ВИЗУАЛЬНОМУ ОПТИЧЕСКОМУ ПРИБОРУ

Глаз (рис. 145) представляет собой шаровидное тело, покрытое непрозрачной оболочкой — *склерой* 9, переднюю прозрачную часть которой называют *роговицей* 3. За роговицей находится *хрусталик* 2, разделяющий внутреннюю полость глаза

на переднюю камеру 4, заполненную водянистой влагой, и заднюю камеру 6, заполненную стекловидным телом.

Хрусталик — это двояковыпуклая линза из хрящевидного вещества, кривизна поверхностей которой может меняться под действием окружающих ее мышц 5, что приводит к изменению оптической силы хрусталика. Перед хрусталиком расположена диафрагма — радужная оболочка 1, через отверстие переменной диаметра которой, называемое

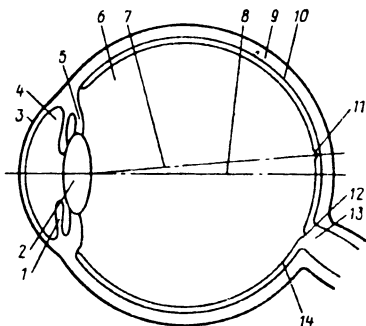


Рис. 145. Строение глаза

зрачком, свет поступает в глаз. Внутренняя поверхность задней камеры покрыта сетчаткой 14, являющейся разветвлением зрительного нерва 13. Между сетчаткой и склерой расположена сосудистая оболочка 10. Сетчатка содержит светочувствительные элементы — палочки диаметром около 2 мкм и колбочки диаметром около 5 мкм. Место входа зрительного нерва представляет собой слепое пятно 12, в котором светочувствительные элементы отсутствуют. Над слепым пятном, в месте пересечения с сетчаткой зрительной оси 7, наклоненной к оптической оси 8 глаза на угол  $5^\circ$ , находится желтое пятно 11 овальной формы площадью около  $1 \text{ мм}^2$ , которому соответствует поле зрения около  $6^\circ$ . Средняя часть желтого пятна — центральная ямка, содержащая только колбочки, является участком наиболее ясного видения ( $\sim 2,5^\circ$ ).

Оптическая система глаза образует на сетчатке действительное перевернутое изображение предмета.

Основными характеристиками глаза являются фокусное расстояние  $f'$ , диаметр  $D_r$  зрачка глаза, угловое поле. Заднее фокусное расстояние  $f'$ , определяющее масштаб изображения на сетчатке, для среднестатистического глаза в покое равно 22,8 мм (оптическая сила глаза составляет 58,6 дптр). Так как система глаза действует в неоднородной среде:  $n = 1$ ,  $n' = 1,33$  (где  $n'$  — показатель преломления стекловидного тела), то переднее фокусное расстояние глаза  $f = -17,1 \text{ мм}$ .

Диаметр зрачка глаза изменяется от 1,5 до 8 мм в зависимости от условий освещенности. Таким образом, относительное отверстие глаза может меняться в пределах от 1 : 15 до 1 : 2,8. Освещенность сетчатки глаза при этом согласно формуле (137) будет меняться примерно в 30 раз. Угловое поле глаза в горизонтальной и вертикальной плоскости составляет  $150^\circ$  и  $125^\circ$  соответственно, большая часть которого используется для ориентации. Расстояние между центрами зрачков глаз (глазной базис), составляющее 56—72 мм, в среднем при расчетах принимается равным 65 мм.



Свойство глаза приводить изображения предметов, расположенных на различных расстояниях, на поверхность сетчатки называют *аккомодацией*. Эта способность обеспечивается изменением оптической силы хрусталика под действием окружающих его мышц. Различают *дальнюю и ближнюю точки ясного зрения*. Первая определяется при отсутствии напряжения аккомодационных мышц, когда глаз ориентирован на бесконечность, а вторая — при наибольшем напряжении мышц, когда фокусное расстояние глаза уменьшается до 18,9 мм и глаз способен видеть точку, расположенную на расстоянии 92 мм от передней поверхности роговицы. Расстояние между ближней и дальней точками, выраженное в диоптриях, называют *объемом аккомодации* (около 11 дптр). Наиболее удобное расстояние для чтения, точной работы при освещенности не менее 50 лк, составляющее 250—300 мм для нормального глаза, называют *расстоянием наилучшего зрения*.

Способность глаза приспосабливаться к различной интенсивности светового воздействия называют *адаптацией*. При малых яркостях предметов ( $10^{-7}$  —  $1$  кд/м<sup>2</sup>) световое раздражение воспринимается в основном палочками, а при яркостях  $1$  —  $10^5$  кд/м<sup>2</sup> — только колбочками. Адаптация обеспечивается также изменением диаметра зрачка, регулирующим световой поток, поступающий в глаз.

Свойство глаза видеть раздельно две близко расположенные точки предмета называют *разрешающей способностью*, которая характеризуется угловым пределом разрушения  $\varphi_r$ , равным в среднем одной угловой минуте. Это следует из дифракционной теории ( $\varphi = 140''/D_r$  при зрачке диаметром около 2 мм), и согласуется с угловыми размерами колбочек диаметром 0,005 мм при фокусном расстоянии глаза около 20 мм. Значение разрешающей способности глаза зависит от условий наблюдения и составляет, например, 2—3' при наблюдении изображений на экране, 1' — при наблюдении в обычные оптические приборы, а для отдельных наблюдателей при использовании высококачественных оптических приборов и дальних размеров разрешающая способность достигает 30 и 10". Последнее объясняется большой чувствительностью глаза относительно поперечного смещения двух участков линии, что связано с мозаичным расположением колбочек.

Способность обоих глаз соединять два изображения одного предмета в единый зрительный образ называют *бинокулярным зрением*. Восприятие предмета при условии отсутствия двоения изображения обеспечивается за счет *конвергенции* — схождения зрительных осей глаз, вследствие чего изображения образуются на определенных участках сетчатки — *соответственных точках*. Наибольший угол конвергенции равен 32°.

Способность трехмерного восприятия пространства при наблюдении двумя глазами называют *стереоскопическим зрением*. Возникновение стереоэффекта иллюстрирует схема на рис. 146, где точки *A* и *B*, расположенные на разных расстояниях от наблю-

дателя, видны из левого и правого глаза под углами  $\epsilon_A$  и  $\epsilon_B$ , разность которых  $\Delta\epsilon$  является стереоскопическим параллаксом. Если угол  $\Delta\epsilon$  больше угла  $\Delta\epsilon_{\min}$ , называемого пределом стереоскопического восприятия, то точки  $A$  и  $B$  наблюдаются расположенными на разных расстояниях  $R$  и  $R - \Delta R$ . Минимальное расстояние  $R_{\min}$ , за пределами которого глаз не различает разнородность наблюдаемых точек, называют *радиусом стереоскопического зрения*,  $R_{\min} = b/\Delta\epsilon_{\min} \approx 1300 \text{ м}$  ( $b = 65 \text{ мм}$ ,  $\Delta\epsilon_{\min} = 10'' = 0,5 \cdot 10^{-4}$ ). Если нормальный глаз аккомодирован на бесконечность, то изображение фокусируется на сетчатке. Такой глаз называют *эмметропическим*. Если изображение удаленного предмета не совпадает с сетчаткой, глаз является *ametropическим*. Различают два типа аметропии: *близорукость* (миопию) и *дальнозоркость* (гиперметропию). В первом случае задний фокус глаза расположен перед сетчаткой, во втором — за сетчаткой. Для коррекции близорукости применяют отрицательные линзы, а для исправления дальнозоркости — положительные.

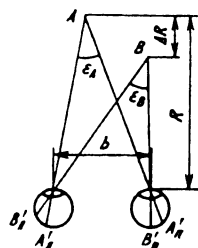


Рис. 146. Схема стереоскопического зрения

Анализ характеристик и свойств глаза позволяет сформулировать основные требования, предъявляемые к визуальной оптической системе, т. е. к системе, действующей совместно с глазом.

1. Изображение, образованное оптической системой, должно находиться в пределах объема аккомодации глаза. Для обеспечения наблюдения без напряжения, т. е. при условии аккомодации глаза на бесконечность, пучки лучей, выходящих из оптической системы, должны быть параллельными.

2. Положение и размер выходного зрачка оптической системы должны быть согласованы со зрачком глаза. Удаление выходного зрачка системы от заднего торца оправы должно быть не менее 10 мм из условия совмещения выходного зрачка со зрачком глаза. Диаметр выходного зрачка системы выбирают в диапазоне 2—4 мм для приборов, используемых днем, и 4—7 мм для приборов, действующих в сумеречных условиях.

3. Так как визуальные оптические системы проектируются в расчете на нормальное зрение, то для удобства их использования наблюдателями с различным зрением окуляры этих систем должны перемещаться вдоль оси для изменения структуры выходящих из системы пучков лучей.

#### 47. ВИДИМОЕ УВЕЛИЧЕНИЕ И РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ ОПТИЧЕСКОГО ПРИБОРА СОВМЕСТНО С ГЛАЗОМ

*Видимым увеличением* Оптической системы называют отношение тангенса угла  $\omega'$ , под которым предмет виден через прибор (рис. 147, а), к тангенсу угла  $\omega$ , под которым

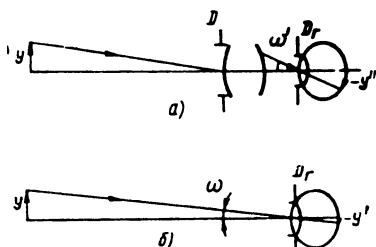


Рис. 147. Схема наблюдения предмета: а — через оптический прибор; б — невооруженным глазом

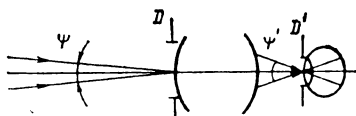


Рис. 148. Схема для определения разрешающей способности оптической системы совместно с глазом

предмет виден невооруженным глазом (рис. 147, б):

$$\Gamma = \operatorname{tg} \omega' / \operatorname{tg} \omega = y'' / y'. \quad (166)$$

Физический смысл видимого увеличения состоит в том, что эта величина показывает, во сколько раз размер  $y''$  изображения, образованного на сетчатке глаза при наблюдении через прибор, больше размера  $y'$  изображения, полученного на сетчатке при наблюдении без прибора.

Разрешающая способность  $\psi$  оптической системы, действующей совместно с глазом, определяется (рис. 148) следующим равенством:

$$\psi = \psi' / \gamma_P = n' \beta_P \psi' / n,$$

где  $\gamma_P$  и  $\beta_P$  — угловое и линейное увеличения соответственно в зрачках;  $n$  и  $n'$  — показатели преломления пространств предметов и изображений.

Глаз будет видеть отдельно две точки с угловым расстоянием  $\psi$  между ними, если угол  $\psi'$  между лучами, выходящими из системы, будет больше или равен угловому пределу разрешения глаза  $\psi_r$ . Следовательно,

$$\psi \geq \frac{\psi_r}{\gamma_P} \geq \frac{n' \beta_P \psi_r}{n} \geq \frac{n' D' \psi_r}{n D}, \quad (167)$$

где  $D$  и  $D'$  — диаметры входного и выходного зрачков системы.

Так как для визуальной системы угловое увеличение в зрачках  $\gamma_P$  равно видимому увеличению  $\Gamma$ , то из формулы (167) следует, что

$$\psi \geq 60'' / \Gamma, \quad (168)$$

т. е. угловой предел разрешения прибора совместно с глазом в  $\Gamma$  раз меньше предела разрешения невооруженного глаза.

## ГЛАВА 12. ТЕЛЕСКОПИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

### 48. ЗРИТЕЛЬНЫЕ ТРУБЫ КЕПЛЕРА И ГАЛИЛЕЯ

В простейшем виде телескопическая система (ТС) состоит из двух компонентов, расположенных так, что задний фокус первого компонента (объектива) совмещается с передним фокусом второго компонента (окуляра). Основное свойство ТС сводится к тому, что параллельные пучки, входящие в систему, выходят из нее также параллельными. Таким образом, представляя собой афокальную систему, ТС однозначно характеризуется тем, что обладает постоянством увеличения независимо от удаления предметов.

Большая группа ТС, предназначенная для визуального наблюдения удаленных предметов, получила название зрительных труб. Различают зрительные трубы с положительным окуляром (труба Кеплера) и отрицательным окуляром (труба Галилея).

Схема трубы Кеплера и ход лучей осевого и внеосевого пучков в этой ТС показаны на рис. 149. Осевой пучок, представленный крайними апертурными лучами 1 и 5, входит в ТС параллельно оптической оси и полностью заполняет входной зрачок диаметра  $D$ , который в общем случае не совпадает с оправой объектива.

Внеосевой параллельный пучок, составляющий с оптической осью на входе ТС угол  $\omega$ , представлен тремя лучами: верхним 2,

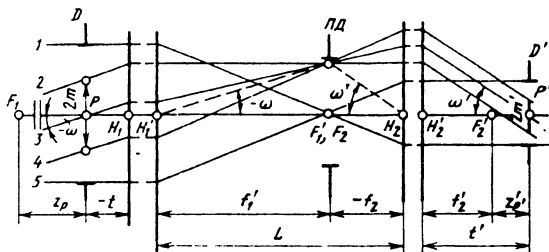


Рис. 149. Оптическая схема трубы Кеплера

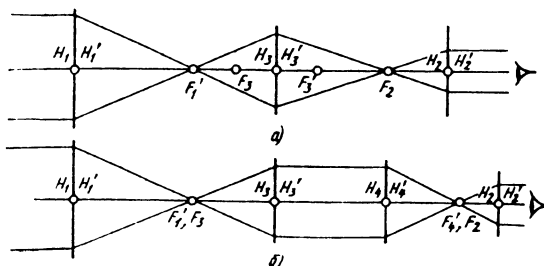


Рис. 150. Схема зрительной трубы Кеплера с оборачивающей системой:

а — однокомпонентной; б — двухкомпонентной

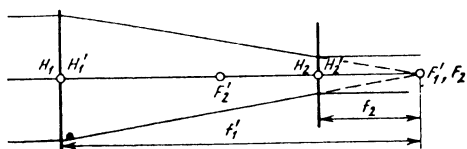


Рис. 151. Оптическая схема Галилея

т. е. внеосевой пучок частично виньетировается. После прохождения через окуляр наклонный пучок остается параллельным, но изменяет угол наклона  $\omega'$  с оптической осью. При этом главный луч пересекает оптическую ось в точке  $P'$ , являющейся центром выходного зрачка диаметра  $D'$ .

Угловое поле ТС ограничивает полевая диафрагма ПД, расположенная в передней фокальной плоскости окуляра. Диаметр полевой диафрагмы  $D_{\text{ПД}}$ , в пределах которого объектив строит изображение удаленных предметов, связан с фокусными расстояниями объектива и окуляра (рис. 149) через соответствующие полевые углы:

$$D_{\text{ПД}} = 2f'_1 \operatorname{tg} \omega = 2f'_2 \operatorname{tg} \omega'. \quad (169)$$

В простейшей трубе Кеплера изображение получается перевернутым, поэтому для реализации прямого изображения используются дополнительные системы с одним (рис. 150, а) или двумя (рис. 150, б) компонентами. В зрительной трубе Галилея (рис. 151) изображение получается прямым, однако она имеет ограниченное применение из-за отсутствия промежуточного действительного изображения, а также значительного виньетирования наклонных пучков.

#### 49. УВЕЛИЧЕНИЕ И РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ ТЕЛЕСКОПИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Основной характеристикой ТС служит видимое (угловое) увеличение  $\Gamma_T$ , которое для системы в воздухе определяется выражением

$$\Gamma_T = -f'_1/f'_2 = \operatorname{tg} \omega' / \operatorname{tg} \omega = D/D'. \quad (170)$$

В последнем равенстве для суждения о характере увеличения необходимо проследить ход осевого луча: прохождение его по разные стороны от оптической оси на входе и выходе соответствует перевернутому изображению.

Одной из основных характеристик ТС является диаметр  $D'$  выходного зрачка, который обычно располагается за задним фокусом окуляра. Его удаление для простейшей ТС подсчитывают по формуле

$$z'_{P'} = z_P / \Gamma_T^2. \quad (171)$$

Когда удаление выходного зрачка требуется получить на заданном расстоянии от окуляра, применяют дополнительную (коллективную) линзу, устанавливаемую в передней фокальной плоскости окуляра или вблизи ее. Отрицательная коллективная линза удаляет выходной зрачок от окуляра на величину  $f_2/(f_k)^2$ , положительная — наоборот, приближает. Применение коллективных линз не влияет на другие характеристики ТС, вызывая лишь изменение диаметров окулярных линз. Диаметр выходного зрачка зрительных труб определяет относительную субъективную яркость восприятия глазом наблюдаемых предметов. Исходя из субъективной яркости, различают: нормальные увеличения, когда диаметр выходного зрачка ТС равен диаметру зрачка глаза, и увеличение больше и меньше нормального. При этом следует иметь в виду два варианта: точечный предмет и предмет конечных размеров.

Для протяженных предметов субъективная яркость определяется освещенностью изображения наблюдаемых предметов на сетчатке глаза, и поэтому при использовании зрительной трубы субъективная яркость всегда меньше, чем без ее использования.

В случае точечного предмета при нормальном увеличении субъективная яркость, определяемая отношением потоков, прошедших соответственно зрительную трубу и невооруженный глаз, возрастает в квадрат отношения  $(D/D_{г\lambda})$ . Для увеличения, меньше нормального, не весь поток, прошедший ТС, попадает в глаз наблюдателя и, следовательно, для оценки субъективной яркости необходимо учесть уменьшение действующего диаметра входного зрачка.

Разрешающая способность зрительной трубы в основном определяется объективом. Окуляру отводится вспомогательная роль: он позволяет глазу рассмотреть то, что разрешает объектив. Для этого его увеличение, определяющее диаметр выходного зрачка ТС, должно соответствовать нормальному или превышать его. При увеличении, меньше нормального, глаз не в состоянии реализовать разрешение, обеспечиваемое объективом. Таким образом, в зависимости от выходного зрачка ТС для определения ее разрешающей способности необходимо использовать одну из формул:

$$\psi'' = 120/D; \quad \psi'' = 60/\Gamma_T,$$

где  $D$  подставляют в миллиметрах.

Первая приведенная формула получается из общего дифракционного соотношения (74), если принять  $\lambda = 0,56$  мкм, перевести радианы в секунды; а в качестве критерия разрешения взять условие провала интенсивности между дифракционными максимумами в 5 % (астрономический критерий).

Вторая формула аналогична (168) и определяет угловой предел разрешения прибора совместно с глазом.

## 50. ОБЪЕКТИВЫ И ОКУЛЯРЫ ЗРИТЕЛЬНЫХ ТРУБ. ФОКУСИРОВКА ОКУЛЯРОВ

Основными компонентами ТС служат объективы и окуляры, которые в зависимости от предъявляемых требований могут иметь различную оптическую схему. Основными характеристиками объективов ТС являются фокусное расстояние  $f'_1$ , относительное отверстие  $D/f'_1$  и угловое поле  $2\omega$ .

Наибольшее распространение получили двухлинзовые объективы (рис. 152, а—е). Конструктивно они выполняются как склеенными, так и несклеенными. В двухлинзовом объективе (дублете) одна из линз имеет положительную оптическую силу и выполняется из стекол типа крон, обладающих малой дисперсией; другая линза имеет отрицательную оптическую силу и выполняется из стекол типа флинт с большой дисперсией. Только в этом случае достигается исправление хроматизма положения при положительной оптической силе всего объектива. Выбором соответствующей формы линз удается выполнить коррекцию сферической aberrации, а при подборе марок стекол можно повлиять и на другие aberrации, в частности на кому. Склейка двух линз позволяет уменьшить потери света на отражение, однако при использовании современных методов просветления оптических поверхностей это не так существенно, как было раньше.

В склеенном дублете — ахромате достигается хорошее исправление aberrаций для относительного отверстия до 1 : 5 и угловое поле  $2\omega \leq 10^\circ$  (при  $f'_1 \leq 200$  мм). Вариант «флинт впереди» позволяет несколько расширить полевые углы. Несклеенный дублет имеет больше свободных параметров, обладает предпочтительными возможностями по исправлению aberrаций. Кроме того, такая конструкция позволяет при сборке получать точно заданное значение фокусного расстояния за счет изменения расстояния между линзами.

Трехлинзовый объектив (рис. 152, з) обеспечивает более высокую коррекцию aberrаций, особенно хроматических, применительно к системам большого увеличения, например, для геоде-

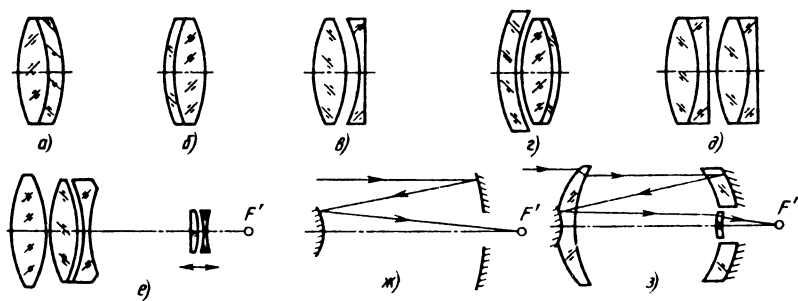


Рис. 152. Объективы телескопических систем

зических инструментов. Для сокращения длин зрительных труб в указанных приборах часто используют телеобъективы (рис. 152, е), у которых в сходящемся пучке лучей после первого компонента из трех линз устанавливается еще второй двухлинзовый компонент. Перемещение этого компонента вдоль оптической оси может быть использовано для фокусировки зрительной трубы. Четырехлинзовый объектив из двух склеенных дублетов (рис. 152, д) позволяет повысить относительное отверстие и полевой угол в зрительных трубах малого увеличения.

Наконец, зеркальные и зеркально-линзовые объективы дают значительное сокращение длины ТС, что имеет существенное значение, например, для астрономических приборов.

В чисто зеркальных объективах для достижения высокого качества изображения часто используются асферические поверхности. Например, в объективе Кассегрена (рис. 152, ж) большому зеркалу придают форму параболоида, а малому — гиперболоида. Так как изготовление точных асферических поверхностей вызывает значительные технологические трудности, то во многих случаях эквивалентный результат по качеству изображения удастся получить в более сложных зеркально-линзовых объективах без применения асферических поверхностей (рис. 152, з).

К основным характеристикам окуляров ТС относят фокусное расстояние  $f'_2$ , относительное отверстие  $D'/f'_2$  и угловое поле  $2\omega'$ , а также задний фокальный отрезок  $s_{F'}$ , определяющий положение выходного зрачка (рис. 153). В отличие от объективов ТС окуляры функционируют в более трудных условиях при прохождении через них пучков со значительными углами наклона к оптической оси. Аберрационные возможности окуляров достаточно хорошо исследованы и систематизированы по типам.

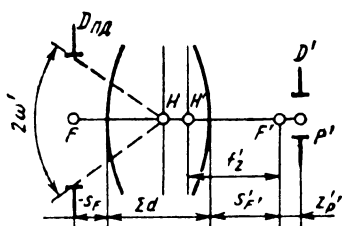


Рис. 153. Схема окуляра телескопической системы

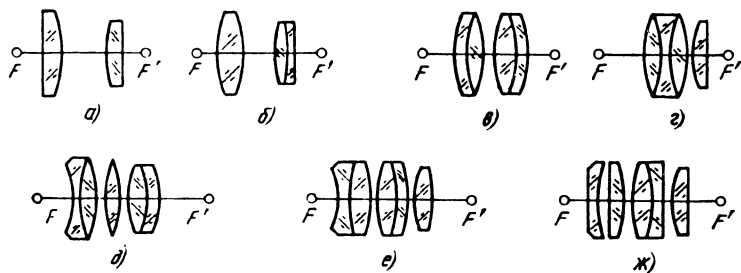


Рис. 154. Основные типы окуляров зрительных труб:

а — Рамсдена; б — Кельнера; в — симметричного; г — ортоскопического; д — Эрфле; е — с удаленным зрачком; ж — широкоугольного



Т а б л и ц а 12. Основные данные окуляров зрительных  
труб ( $f' = 25$  мм)

Наименование окуляра	Угловое поле $2\omega'$ , °	Фокальные отрезки, мм		Длина окуляра $\sum d$ , мм
		$-s_F$	$s_{F'}$	
Рамсдена	30—40	6,3	7,1	27,5
Кельнера	45—50	7,4	9,0	31
Симметричный	40—50	18,9	18,9	18,1
Ортоскопический	$<40$	14,3	19,2	20,5
Эрфле	$<65$	8,9	23,2	35,9
С удаленным зрачком	$<50$	7,3	17	40,4
Широкоугольный	$<90$	7,0	17	42,2

Оптические схемы окуляров основных типов приведены на рис. 154, а их данные для  $f'_2 = 25$  мм указаны в табл. 12. Для окуляров принят нормальный ряд значений фокусных расстояний: 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40 и 50 мм. Окуляры ТС обычно имеют перемещения вдоль оптической оси (фокусировку) для компенсации в диапазоне  $\pm 5$  дптр близорукости или дальновзоркости глаза наблюдателя. Для определения значения перемещения окуляра на 1 дптр служит формула  $\Delta = 0,001f_2^2$ . При близорукости окуляр вдвигается, при дальновзоркости — выдвигается.

## 51. ТИПОВЫЕ СХЕМЫ ЗРИТЕЛЬНЫХ ТРУБ И ИХ РАСЧЕТ

Зрительные трубы предназначены как для наблюдения одним глазом (монокулярные), так и для наблюдения одновременно двумя глазами (бинокулярные). Бинокулярное зрение меньше утомляет наблюдателя и обладает стереоскопичностью, т. е. способностью к оценке удаленности предметов.

Типовые схемы зрительных труб с призмёнными оборачивающими системами приведены на рис. 155, 156. Наиболее простой является первая схема с призмённой оборачивающей системой,

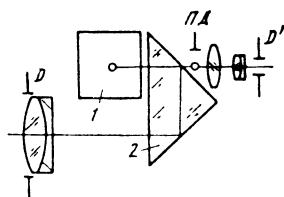


Рис. 155. Оптическая схема бинокля

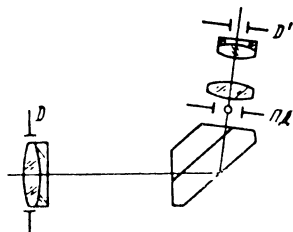


Рис. 156. Оптическая схема призмённого монокуляра

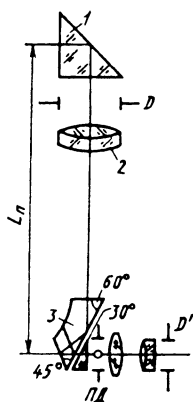


Рис. 157. Перископическая система зрительной трубы с призмной оборачивающей системой

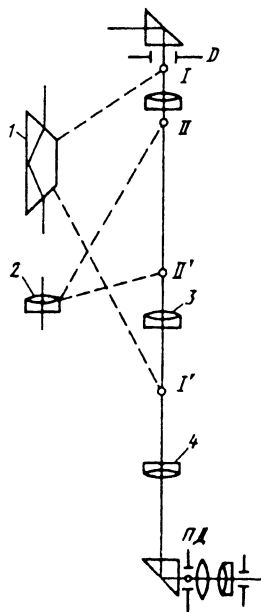


Рис. 158. Перископическая система зрительной трубы с линзовой оборачивающей системой

используемая в бинокле (см. рис. 155). Оборачивающая система состоит из двух прямоугольных равнобедренных призм 1, 2, расположенных между объективом и его фокальной плоскостью так, что ребра их прямых углов взаимно перпендикулярны, а гипотенузные грани обращены друг к другу. Указанная система обладает четырехкратным отражением лучей от граней призм и дает полное оборачивание изображения. Такой же эффект оборачивания изображения достигается в призмном монокуляре одной призмой с крышей (см. рис. 156), при этом угол отклонения отраженных лучей может быть равен  $90^\circ$  или отличаться от него.

В оптических схемах перископов используются как призмные (рис. 157), так и линзовые (рис. 158) оборачивающие системы. В качестве призмной оборачивающей системы перископа служит составная «башмачная» призма 3 (рис. 157). Большая призма имеет угол  $60^\circ$  между верхней и первой отражательной гранью. С ребром «крыши» первая отражательная грань составляет угол  $45^\circ$ . Для получения развертки в эквивалентную плоскопараллельную пластину, добавляется небольшая прямоугольная призма с преломляющим углом  $30^\circ$ . Апертурная диафрагма из конструктивных соображений обычно располагается между головной призмой 1 и объективом 2.

Использование линзовой оборачивающей системы позволяет получить значительную перископичность  $L_n$  (порядка десятка метров) за счет нескольких линзовых оборачивающих систем.

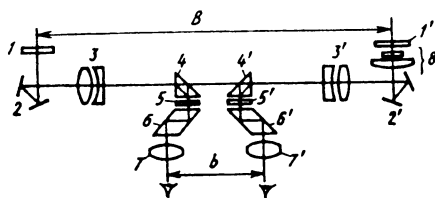


Рис. 159. Схема оптического дальномера

Для получения кругового панорамного обзора по горизонту без изменения ориентации изображения, возникающего при повороте головной призмы, используют компенсирующий поворот призмы Дове в обратную сторону на половинный угол (см. рис. 158).

Призма Дове *I* устанавливается в параллельном пучке лучей (положение *I* или *I'*), где она не вносит аббераций. Для визирования пространства в вертикальной плоскости головная призма выполняется в виде куб-призмы с возможностью ее поворота вокруг горизонтальной оси.

В некоторых случаях возникает необходимость менять увеличение в процессе наблюдения пространства предметов. При этом возможно как ступенчатое, так и непрерывное (панкратическое) изменение увеличения. Ступенчатое изменение увеличения осуществляют за счет сменных объективов и окуляров, а также с помощью сменных линз 3, 4 оборачивающей системы. Можно использовать дополнительную ТС, включаемую перед объективом, или дополнительную линзу 2, переставляемую из положения *II* в положение *II'*.

Для получения непрерывного изменения увеличения используют объективы с изменяющимся фокусным расстоянием либо линзовые оборачивающие системы с изменяющимся увеличением. И в том и в другом случаях необходимо перемещать по определенному закону не менее двух компонентов зрительной трубы.

Примером бинокулярного прибора является дальномер (рис. 159). Дальномер состоит из двух идентичных ветвей, каждая из которых включает защитные стекла 1 и 1', угловые отражатели из двух плоских зеркал 2 и 2', объективы 3 и 3', крышеобразные прямоугольные отражательные призмы 4 и 4', пластины с дальномерными марками 5 и 5', ромбические призмы 6 и 6' и окуляры 7 и 7'. Система из двух линз 8 служит для измерения угла сходимости лучей, попадающих в прибор от различно удаленных предметов.

Специфической характеристикой бинокулярного прибора является пластика *p*, определяющая увеличение стереоскопического восприятия пространства предметов:

$$p = B\Gamma_r/b,$$

где *B* — база прибора; *b* — глазной базис.

К бинокулярным приборам предъявляются два дополнительных требования: оптические оси обеих входных ветвей должны быть параллельны и обладать равными увеличениями. Экспериментально установлены следующие допустимые значения: в гори-

зонтальной плоскости расходимость  $1^\circ$ , сходимость  $0,5^\circ$ ; в вертикальных плоскостях сходимость  $10'$ .

В заключение рассмотрим последовательность габаритного расчета простой трубы Кеплера, которая должна удовлетворять следующим исходным данным: видимое увеличение  $\Gamma_T = -6$ ;  $2\omega = 8^\circ$ ;  $D' = 5$  мм; длина трубы  $L = (140 \div 155)$  мм.

1. Определяются фокусные расстояния объектива и окуляра из решения системы двух уравнений:

$$\begin{cases} \Gamma_T = -f'_1/f'_2; \\ L = f'_1 + f'_2; \end{cases}$$

$$f'_1 = 120 \text{ мм}; \quad f'_2 = 20 \text{ мм}.$$

2. Вычисляется угловое поле окуляра и выбирается его тип с учетом получения удаления выходного зрачка около 10 мм:

$$\operatorname{tg} \omega' = \Gamma_T \operatorname{tg} \omega = (-6) (-0,07) = 0,42;$$

$$2\omega' = 45^\circ 34'.$$

Из простейших окуляров полученному угловому полю удовлетворяет окуляр Кельнера. При входном зрачке, совпадающем с объективом, подсчет удаления выходного зрачка  $t'$  от последней поверхности окуляра дает

$$t' = s'_{F'} + z'_{P'} = 7,2 + 3,3 = 10,5 \text{ мм}.$$

Задний фокальный отрезок  $s'_{F'}$  взят для третьего набора окуляра Кельнера, который ближе других подходит по удалению выходного зрачка. С учетом аберраций в зрачках действительное удаление составляет 9,4 мм.

3. Устанавливается тип объектива по относительному отверстию и угловому полю:

$$D = \Gamma_T D' = 30 \text{ мм}; \quad D : f'_1 = 1 : 4.$$

Этим данным удовлетворяет двухлинзовый склеенный объектив. Длина оптической системы в первом приближении равна 155 мм.

4. Находятся диаметры полевой диафрагмы и окулярных линз:

$$D_{\text{пд}} = 2f'_1 \operatorname{tg} \omega = 2 \cdot 120 \operatorname{tg} 4^\circ = 16,8 \text{ мм}.$$

Диаметр первой (коллективной) линзы окуляра определяется прохождением наклонного луча 4 (см. рис. 149):

$$\begin{aligned} D_{\text{к}} &= -2(f'_1 - s_{F'}) \operatorname{tg} \omega + 2m(s_{F'}/f'_1) = \\ &= -2(120 + 6)(-0,07) + 27,5(6/120) = 18,65 \text{ мм}. \end{aligned}$$

Диаметр второй (глазной) линзы окуляра, найденный из условий прохождения этого луча со стороны выходного зрачка (в обратном ходе), составляет 10,4 мм.

Следует отметить особенность расчета зрительной трубы с электронно-оптическим преобразователем (ЭОП), который рас-

полагается между соответствующими фокусами объектива и окуляра ТС. Объектив образует изображение на светочувствительной поверхности входного окна ЭОП — фотокатоде. Выходящие из фотокатода электроны под действием высокого напряжения переносятся и фокусируются на люминоформном экране выходного окна ЭОП, образуя таким образом видимое и прямое изображение. С помощью окуляра (лупы), передний фокус которого совмещается с выходным окном ЭОП, изображение на люминоформном экране рассматривается глазом наблюдателя. Использование ЭОП позволяет усилить яркость изображения, а также вести наблюдения в инфракрасных лучах. Видимое увеличение зрительной трубы с ЭОП и ее длину определяют по формулам:

$$\Gamma_T = -\beta_{\text{ЭОП}} f_1 / f_2', \quad L = f_1' + L_{\text{ЭОП}} + f_2',$$

где  $\beta_{\text{ЭОП}}$  — линейное увеличение ЭОП.

Так как ЭОП дает перевернутое изображение, то в итоге получается прямое изображение и не требуется специальных призмных или линзовых оборачивающих систем.

Полевой угол зрительной трубы зависит от фокусного расстояния объектива и диаметра фотокатода ЭОП:  $\text{tg } \omega = D_{\text{ЭОП}} / 2f_1$ . Так как входной и выходной зрачки не являются сопряженными, то выходным зрачком служит зрачок глаза наблюдателя, диаметр и удаление которого необходимо учитывать при определении диаметра окулярных линз. Разрешающая способность зрительной трубы с ЭОП не зависит непосредственно от ее увеличения и ограничивается разрешающей способностью светочувствительной поверхности фотокатода.

## ГЛАВА 13. ЛУПА И МИКРОСКОП

### 52. ЛУПА И ЕЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ. ТИПЫ ЛУП

*Лупа*, называемая иногда простым микроскопом, представляет собой самый простой оптический прибор, который служит для расширения возможностей глаза при наблюдении мелких близко расположенных предметов. Рассматриваемый предмет помещают между самой лупой и ее фокусом (рис. 160) или в ее передней фокальной плоскости. Во втором случае глаз рассматривает предмет без аккомодации, так как в него поступают параллельные пучки лучей. Изображение, даваемое лупой, мнимое, прямое и увеличенное.

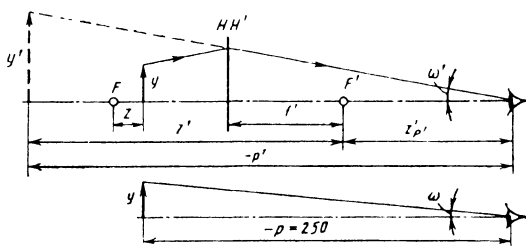
Основными характеристиками лупы являются видимое увеличение  $\bar{\Gamma}$  и линейное поле  $2y$ .

На основании формулы (166) видимое увеличение лупы

$$\bar{\Gamma} = \text{tg } \omega' / \text{tg } \omega.$$

Из рис. 160 следует, что  $\text{tg } \omega' = y' / (-p')$ .

Рис. 160. Схемы для вывода формулы видимого увеличения лупы



Учитывая (98), находим  $y' = -y(z'/f')$ , где  $z' = p' + z_{p'}$ . Тогда

$$\operatorname{tg} \omega' = \frac{y}{f'} \left( 1 + \frac{z_{p'}}{z' - z_{p'}} \right).$$

Угловую величину отрезка  $y$  определяют по формуле  $\operatorname{tg} \omega = -y/p$ , где  $p = -250$  мм. После подстановки значений тангенсов в выражение (166) получим

$$\bar{\Gamma} = \frac{250}{f'} \left( 1 + \frac{z_{p'}}{z' - z_{p'}} \right).$$

Если  $p' = \infty$ , т. е. предмет помещен в передней фокальной плоскости, изображение лежит в бесконечности и глаз работает без аккомодации, то видимое увеличение лупы

$$\bar{\Gamma} = 250/f'.$$

Линейное поле лупы и ограничение пучков лучей в ней определяют при рассмотрении действия лупы совместно с глазом. Апертурной диафрагмой и одновременно выходным зрачком системы лупа — глаз является зрачок глаза. Полевая диафрагма, расположенная в передней фокальной плоскости лупы, чаще всего отсутствует, поэтому поле лупы резко не ограничивается. Оправа лупы является виньетирующей диафрагмой и выходным окном. Угловое поле лупы  $2\omega'$  в пространстве изображений при отсутствии виньетирования определяется лучом, идущим через верхний край выходного зрачка:

$$\operatorname{tg} \omega' = (D_{\text{л}} - D_{\text{гл}})/2(f' + z_{p'}), \quad (172)$$

а соответствующее выражению (172) линейное поле в пространстве предметов

$$2y = 2f' \operatorname{tg} \omega' = f'(D_{\text{л}} - D_{\text{гл}})/(f' + z_{p'}).$$

Глубина резкого изображения, даваемого лупой, складывается из двух величин — аккомодационной и волновой:

$$T = T_{\text{ак}} + T_{\text{в}} = 250/\bar{\Gamma}^2 + \lambda/2A^2,$$

где  $A = D_{\text{гл}}/2f'$ .

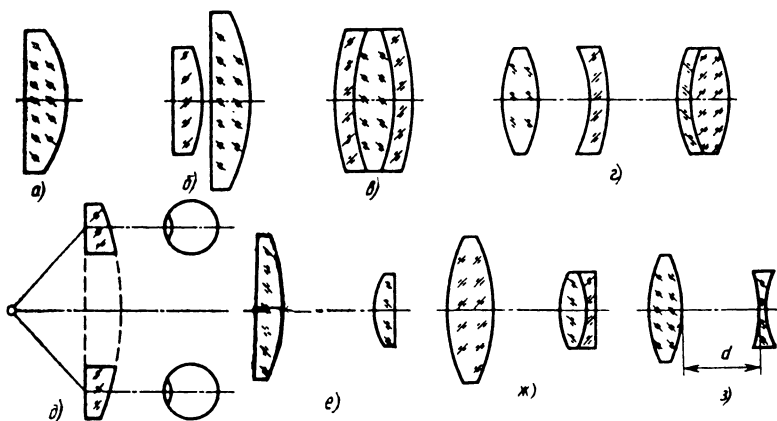


Рис. 161. Типы луп

Рассмотрим основные типы луп. Для небольших увеличений (до  $7\times$ ) в качестве лупы обычно применяют простую плосковыпуклую линзу (рис. 161, а). У таких луп линейное поле  $2y$  при удовлетворительном качестве изображения не превышает  $\frac{1}{3}$  фокусного расстояния или в угловой мере определяется углом  $12^\circ$ . Лупы среднего и большого увеличения, требующие устранения сферической и хроматической aberrаций, состоят из двух и более линз. Если в качестве лупы использовать две одиночные линзы, расположенные почти вплотную друг к другу (рис. 161, б), то наблюдение можно вести либо через одну из линз, либо через обе сразу. Такая лупа имеет три различных увеличения:  $\bar{\Gamma}_1$ ,  $\bar{\Gamma}_2$  и  $\bar{\Gamma}_3 = \bar{\Gamma}_1 + \bar{\Gamma}_2$ , где  $\bar{\Gamma}_1$  и  $\bar{\Gamma}_2$  — видимые увеличения первой и второй отдельных линз.

Для увеличения поля применяют апланатические лупы, которые состоят из трех склеенных линз. Например, апланатическая лупа по Штейнгелю (рис. 161, в) имеет увеличение до  $15\times$ , а ее угловое поле составляет около  $20^\circ$ . У такой лупы хорошо исправлена сферическая aberrация, хроматизм увеличения и aberrация широких наклонных пучков. Четырехлинзовые анастигматические лупы (рис. 161, г) являются наиболее совершенными лупами с увеличением до  $40\times$ . Лупы этого типа по качеству изображения соответствуют объективам микроскопов. Бинокулярные лупы обычно состоят из двух одиночных линз, расположенных так, что наблюдение через них ведется одновременно двумя глазами (рис. 161, д). Эти лупы дают объемные изображения. В качестве луп большого увеличения можно также использовать окуляры Рамсдена и Кельнера (рис. 161, е, ж).

На практике, когда расстояние от предмета до лупы велико, применяют телескопические лупы, которые состоят из двух

линз — положительной и отрицательной, раздвинутых на расстояние  $d$  (рис. 161, э). Увеличение такой лупы

$$\Gamma = 250/f' = 250\Phi,$$

где  $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - \Phi_1\Phi_2d$ .

Обычно конструктивно телелупы выполняются таким образом, что расстояние  $d$  можно изменять, при этом лупа будет иметь переменное увеличение.

### 53. МИКРОСКОП, ЕГО РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ И ПОЛЕЗНОЕ УВЕЛИЧЕНИЕ

Микроскоп используется для рассматривания мелких предметов, не различимых с помощью лупы, а также для микропроекции и микрофотографии. Оптическая схема микроскопа состоит из двух сложных систем, объектива и окуляра (рис. 162). Основными характеристиками микроскопа являются видимое увеличение  $\bar{\Gamma}$ , линейное поле в пространстве предметов  $2y$ , числовая апертура  $A$  либо диаметр выходного зрачка  $D'$ .

По отношению ко всему микроскопу рассматриваемый предмет расположен в передней фокальной плоскости, тогда видимое увеличение микроскопа можно определить так же, как и у лупы

$$\bar{\Gamma} = 250/f'_m. \quad (173)$$

Фокусное расстояние микроскопа  $f'_m$  определяется зависимостью

$$f'_m = - (f'_{об}f'_{ок})/\Delta, \quad (174)$$

где  $\Delta$  — расстояние между задним фокусом объектива и передним фокусом окуляра, которое называют оптической длиной тубуса. Подставив (174) в (173), получим, что

$$\bar{\Gamma} = -250\Delta/(f'_{об}f'_{ок}). \quad (175)$$

Но линейное увеличение объектива  $\beta_{об} = -\Delta/f'_{об}$ , а  $\bar{\Gamma}_{ок} = 250/f'_{ок}$ . Следовательно, формулу (175) можно записать в виде

$$\bar{\Gamma} = \beta_{об}\bar{\Gamma}_{ок}. \quad (176)$$

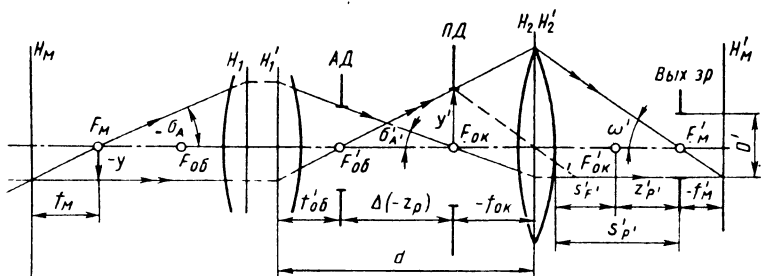


Рис. 162. Оптическая схема микроскопа



Линейное поле микроскопа ограничивается полевой диафрагмой, расположенной в передней фокальной плоскости окуляра. В этой плоскости получается действительное промежуточное изображение предмета  $y' = y \beta_{об}$ ; с другой стороны, диаметр  $2y'$  полевой диафрагмы зависит от углового поля окуляра  $2\omega'$ :  $y' = f'_{ок} \operatorname{tg} \omega'$ . Приравняв правые части этих выражений, получим  $y = f'_{ок} (\operatorname{tg} \omega') / \beta_{об}$ .

Так как  $f'_{ок} = 250/\bar{\Gamma}_{ок}$ , то линейное поле микроскопа будет

$$2y = 500 \operatorname{tg} \omega' / (\beta_{об} \bar{\Gamma}_{ок}),$$

или, принимая во внимание (176), получим

$$2y = 500 (\operatorname{tg} \omega') / \bar{\Gamma}.$$

При больших увеличениях микроскопа  $\bar{\Gamma}$  линейное поле меньше 1 мм.

Числовая апертура микроскопа характеризует его светосилу и разрешающую способность. Под числовой апертурой  $A$  понимают произведение показателя преломления  $n$  среды, в которой помещен предмет (препарат), на синус апертурного угла  $\sigma_A$ :

$$A = n \sin \sigma_A.$$

Значение  $A$  может быть повышено благодаря применению иммерсионных объективов, рассчитанных при условии, что показатель преломления среды (иммерсии), в которой находится препарат, больше единицы. В качестве иммерсии применяют глицерин, монобромнафталин, воду и др.

Выходным зрачком микроскопа является изображение апертурной диафрагмы через окуляр. Апертурной диафрагмой может служить оправа одной из последних линз объектива или специальная диафрагма, установленная между последней линзой и задним фокусом объектива. Иногда апертурную диафрагму располагают в задней фокальной плоскости объектива, и тогда входной зрачок микроскопа находится в бесконечности.

Установим зависимость между числовой апертурой, диаметром выходного зрачка и видимым увеличением микроскопа. По условию синусов, которое для объективов микроскопов всегда выполняется, имеем

$$n \sin \sigma_A / (n' \sin \sigma'_A) = \beta_{об},$$

а так как  $n' = 1$ , то  $\sin \sigma'_A = (n \sin \sigma_A) / \beta_{об}$ . Из рис. 162 находим  $D' = 2f'_{ок} \operatorname{tg} \sigma'_A \approx 2f'_{ок} \sin \sigma'_A$ . Подставив вместо  $\sin \sigma'_A$  его значение, находим

$$D' = 2f'_{ок} (n \sin \sigma_A) / \beta_{об}. \quad (177)$$

Подставив в формулу (177) значения  $\beta_{об}$  из выражения (176) и учитывая, что  $\bar{\Gamma}_{ок} = 250/f'_{ок}$ , окончательно получим

$$D' = \frac{500n \sin \sigma_A}{\bar{\Gamma}} = \frac{500A}{\bar{\Gamma}}.$$

Удаление выходного зрачка  $s'_{p'}$  от последней поверхности окуляра

$$s'_{p'} = z'_{p'} + s'_{F'},$$

где  $s'_{F'}$  — задний фокальный отрезок окуляра;  $z'_{p'}$  определяют по формуле Ньютона (95):  $z'_{p'} = -f_{ок}^2/z_p$ . В микроскопе без перефокусировки глубина изображения

$$T = n\lambda/(2A^2) + 250\bar{\Gamma}^2,$$

где  $A$  — числовая апертура объектива.

*Разрешающая способность* микроскопа характеризуется величиной, обратной линейному пределу разрешения  $\delta$ , под которым понимается минимальное расстояние между точками, раздельно видимыми в микроскоп. Из дифракционной теории образования изображения с помощью микроскопа известно, что

$$\delta = \lambda/2A, \quad (178)$$

где  $\lambda$  — длина волны монохроматического света, в котором осуществляется наблюдение;  $A$  — числовая апертура объектива. Из формулы (178) следует, что для повышения разрешающей способности необходимо уменьшать  $\lambda$  или увеличивать апертуру.

Наименьшее разрешаемое расстояние между двумя точками в пространстве изображений  $\delta' = (\lambda/2A) \bar{\Gamma}$ .

Чтобы отрезок  $\delta'$  был различим глазом, он должен соответствовать разрешающей способности глаза. Если  $\delta'$  рассматривается с расстояния наилучшего видения, то линейный размер этого изображения должен составлять  $250 \sin 2' = 0,15$  мм, или  $250 \sin 4' = 0,3$  мм. Разрешающую способность глаза вследствие недостаточного контраста изображения и малого диаметра выходного зрачка выбирают равной  $2'—4'$ . Можно составить неравенство

$$0,15 < (\lambda/2A) \bar{\Gamma} < 0,3.$$

Полагая  $\lambda = 589$  нм, найдем для  $\bar{\Gamma}$  следующее неравенство:

$$500A < \bar{\Gamma} < 1000A. \quad (179)$$

Видимое увеличение, удовлетворяющее неравенству (179), называют *полезным увеличением* микроскопа. Использование увеличения, меньшего, чем нижний предел, не дает возможности различать все детали, которые разрешает объектив. Увеличение, больше полезного, не дает никакой дополнительной информации об объекте. Кроме того, при таком увеличении выходной зрачок становится меньше 0,5 мм.

#### 54. ОБЪЕКТИВЫ, ОКУЛЯРЫ И ОСВЕТИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ МИКРОСКОПОВ

Микроскопы имеют очень широкое применение при решении многих научно-технических задач, так как использование в различных сочетаниях объектива и окуляров позволяет получить широкий диапазон их характеристик.

**Объектив.** Важнейшим узлом микроскопа является объектив. От его апертуры и коррекции aberrаций зависит разрешающая способность и качество изображения всего микроскопа. Основными характеристиками микрообъективов являются линейное увеличение и числовая апертура  $A$ , значения которых гравированы на их оправе. Объективы современных микроскопов имеют увеличение 1—120 $\times$  и числовую апертуру 0,01—1,4. Оптическая схема объектива тем сложнее, чем выше его апертура и увеличение, а также чем совершеннее коррекция остаточных aberrаций.

Объективы микроскопов можно классифицировать по следующим признакам:

- по спектральной области, для которой они рассчитаны (видимая, ультрафиолетовая);

- способу освещения наблюдаемых объектов;

- длине тубуса;

- наличию покровного стекла и иммерсионной жидкости — сухие системы (без иммерсии), с водной иммерсией, масляной или однородной иммерсией, глицериновой иммерсией;

- конструктивным особенностям (линзовые, зеркально-линзовые, зеркальные);

- характеру исправления aberrаций (монокроматы, ахроматы, апохроматы, суперапохроматы, планахроматы и т. д.);

- по линейному увеличению и числовой апертуре ( $\beta \leq 10\times$  и  $A \leq 0,2$ ;  $\beta \leq 40\times$  и  $A \leq 0,65$ ;  $\beta > 40\times$  и  $A > 0,65$ ).

Широко используются линзовые объективы, которые отличаются повышенной технологичностью по сравнению с зеркальными и зеркально-линзовыми объективами. У линзовых объективов отсутствует центральное экранирование, которое снижает контраст изображения. Зеркальные и зеркально-линзовые объективы имеют ряд своих преимуществ перед линзовыми системами. Например, рабочее расстояние у этих объективов может быть в несколько раз больше фокусного расстояния, а широкая область ахроматизации позволяет без перефокусировки микроскопа наблюдать объекты в УФ- и ИК-областях спектра. Роль зеркальных и зеркально-линзовых объективов возросла в связи с развитием ИК-техники, высокотемпературной металлографии и микроанализаторов.

Дадим некоторые пояснения названий микрообъективов. *Монокроматы* — это объективы, у которых aberrации исправлены для узкой спектральной области. Объективы, у которых ахроматизация выполнена для двух длин волн, называются *ахроматами*. У *апохроматов* спектральная область шире и ахроматизация выполняется для трех длин волн. В *суперапохроматах* ахроматизация выполнена для видимой и УФ-областей спектра. *Планахроматы* и *планапохроматы* отличаются плоской поверхностью изображения, так как в них исправлена кривизна изображения и астигматизм.

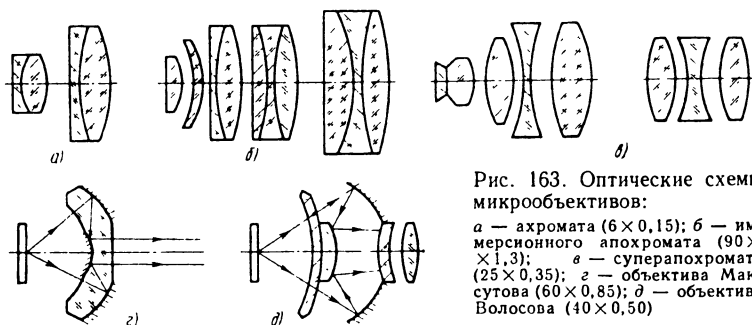


Рис. 163. Оптические схемы микрообъективов:

*a* — ахромата ( $6 \times 0,15$ ); *б* — иммерсионного апохромата ( $90 \times 1,3$ ); *в* — суперахромата ( $25 \times 0,35$ ); *г* — объектива Максутова ( $60 \times 0,85$ ); *д* — объектива Волосова ( $40 \times 0,50$ )

Оптические схемы некоторых микрообъективов приведены на рис. 163. Оценка качества изображения микрообъективов проводится в волновой мере. Например, у ахроматов для всей спектральной области, на которую они рассчитаны, aberrации не более  $0,5\lambda$ .

**Окуляры.** Применяемые в микроскопе окуляры можно разделить на две группы: визуальные окуляры, которые служат для наблюдения изображения глазом; окуляры, используемые в микропроекционных устройствах и микрофотографии. Применение окуляра определяется типом объектива и характером исправления aberrаций. Все окуляры должны давать плоскую поверхность изображения, если они используются с plano-объективами. В визуальных окулярах можно допустить некоторую кривизну поля, благодаря аккомодационной способности глаза, а также из-за возможности перефокусировки при визуальном наблюдении.

Чаще всего в микроскопах используют следующие типы окуляров: Гюйгенса, Кельнера, ортоскопические, компенсационные, симметричные, панкратические, специальные и отрицательные (гомалы). Видимое увеличение окуляров составляет  $4-30\times$ , угловое поле  $40-70^\circ$  и соответствующее линейное поле  $24-16$  мм.

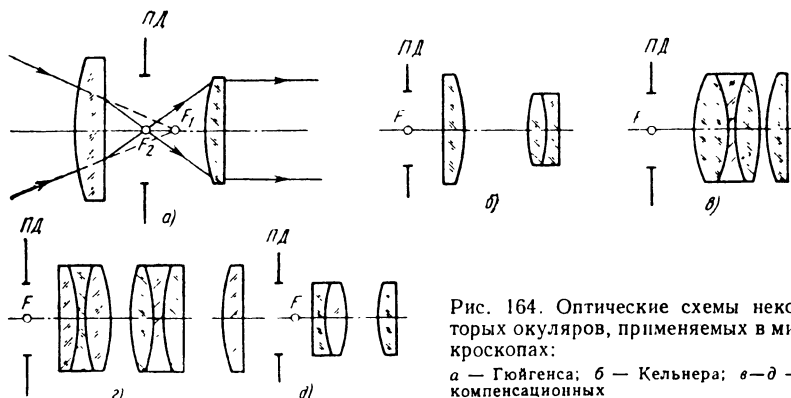


Рис. 164. Оптические схемы некоторых окуляров, применяемых в микроскопах:

*a* — Гюйгенса; *б* — Кельнера; *в* — *д* — компенсационных

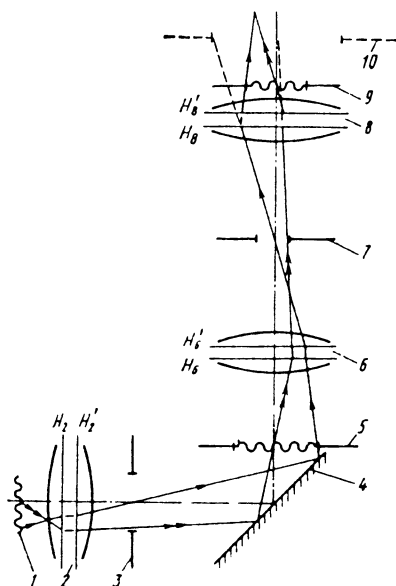


Рис. 165. Осветительная система Келера для наблюдения в проходящем свете

Оптические схемы некоторых окуляров приведены на рис. 164.

Отечественная промышленность выпускает окуляры Гюйгенса со следующими увеличениями: 4, 5, 7, 10 и 15 $\times$ , линейное поле их соответственно равно 24, 23, 18, 14 и 8 мм, а угловое поле не более 30°. Угловое поле окуляров Кельнера составляет 40—50°. Компенсационные окуляры применяются с микрообъективами больших увеличений. Гомалы — отрицательные оптические системы — используются в микроскопах вместо окуляров главным образом для фото-

графирования. Панкратические окуляры служат для плавного изменения увеличения в 5—10 раз без перефокусировки объективов. При разработке новых моделей микроскопов большое внимание уделяется унификации и стандартизации оптических узлов микроскопа. Ряд увеличений объективов и окуляров строится на основе геометрической прогрессии предпочтительных чисел (ГОСТ 6636—69), что сокращает номенклатуру изделий без ущерба для потребителей. В настоящее время используются объективы, рассчитанные на три длины тубуса  $L$ : 160, 190 мм и  $\infty$ . Объективы для  $L = 160$  мм используют в биологических микроскопах для исследования в проходящем свете объектов, расположенных под покровным стеклом. Объективы для  $L = 190$  мм применяют в рудных и других микроскопах, работающих в отраженном свете для исследования непрозрачных объектов. Объективы для  $L = \infty$  предназначены в основном для работы в отраженном свете.

**Осветительные системы.** В микроскопах, особенно с большим увеличением, для интенсивного освещения препаратов применяют специальные осветительные системы, работающие по методу светлого и темного полей. Освещение по методу темного поля осуществляется лучами, диффузно отраженными от объекта. Если объект отсутствует, то лучи, идущие от осветительной системы, в объектив не поступают.

Наиболее распространенная осветительная система Келера (рис. 165) работает в проходящем свете. Источник света 1 с помощью коллектора 2 проецируется в плоскость ирисовой апер-

турной диафрагмы 5 конденсора 6, который, в свою очередь, проецирует диафрагму 5 в плоскость входного зрачка 10 микрообъектива 8. После микрообъектива изображение источника получается в плоскости апертурной диафрагмы 9 микроскопа. Ирисовая полевая диафрагма 3



Рис. 166. Осветительная система Келера для наблюдения в отраженном свете

проецируется в предметную плоскость 7 микроскопа. Зеркало 4 служит для изменения направления оптической оси. Если изменить диаметр диафрагмы 5, то изменится апертура конденсора. При изменении диаметра диафрагмы 3 изменяется диаметр площадки в предметной плоскости 7, освещаемой осветителем, но сохранится апертура конденсора. Описанные свойства осветительной системы делают ее универсальной.

Схема освещения непрозрачного предмета по способу Келера показана на рис. 166. Источник света 1 коллектором 2 проецируется в плоскость ирисовой апертурной диафрагмы 3. Конденсоры 4 и 6 проецируют эту диафрагму в плоскость апертурной диафрагмы 8 микрообъектива 9. Отверстие коллектора 2 проецируется конденсором 4 в плоскость ирисовой полевой диафрагмы 5, а затем конденсором 6 и микрообъективом 9 — в предметную плоскость микроскопа. После отражения от исследуемого непрозрачного объекта 10 лучи света проходят микрообъектив 9, полупрозрачную пластинку 7 и попадают в окуляр.

## ГЛАВА 14. ФОТОГРАФИЧЕСКИЙ ОБЪЕКТИВ

### 55. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОГРАФИЧЕСКОГО ОБЪЕКТИВА

Фотографическим объективом (ФО) называют оптическую систему, предназначенную для получения действительных изображений предметов на поверхностях светочувствительных приемников.

К основным характеристикам ФО относятся фокусное расстояние, относительное отверстие и угловое поле. Кроме того, имеют важное значение фотометрические характеристики и показатели качества оптического изображения.

*Фокусное расстояние  $f'$*  (рис. 167) определяет масштаб изображения и длину системы. При съемке предметов на конечном

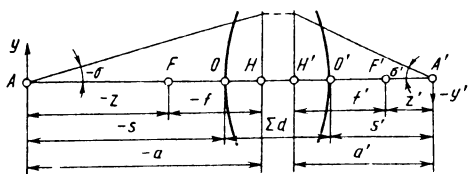


Рис. 167. Схема фотографического объектива с обозначением основных отрезков

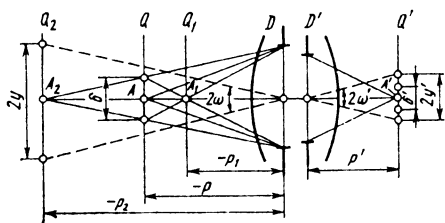


Рис. 168. Схема для определения глубины изображаемого пространства

расстоянии масштаб изображения равен линейному увеличению  $\beta$ , которое зависит от фокусного расстояния:  $\beta = f'/z$  (при  $n' = n$ ). Для удаленных предметов их изображение получается уменьшенным:  $y' = -f' \tan \omega$ , где  $\omega$  — угловой размер предмета. Таким образом, чем больше фокусное расстояние, тем больше и масштаб изображения.

Относительное отверстие  $D : f'$  влияет на глубину изображаемого пространства и глубину резкости, а также на освещенность изображения.

Глубиной изображаемого пространства (рис. 168) называют расстояние вдоль оптической оси между двумя плоскостями  $Q_1$  и  $Q_2$  в пространстве предметов, в пределах которых объекты съемки в плоскости изображения получают достаточно четкими, т. е. размер пятна рассеяния не превышает заданного значения  $\delta'$ . Из геометрического построения следует, что расстояния до передней  $p_1$  и задней  $p_2$  границ глубины резко изображаемого пространства определяются следующими выражениями:

$$p_1 = \frac{D}{D + \delta} p; \quad p_2 = \frac{D}{D - \delta} p,$$

где  $\delta$  — поперечный отрезок в плоскости наводки  $Q$ , сопряженный с пятном рассеяния в плоскости изображения ( $\delta = \delta'/\beta$ );  $D$  — диаметр входного зрачка объектива;  $p$  — расстояние до плоскости наводки  $Q$ .

Если  $p \gg f'$  и  $\delta \ll D$ , то для глубины изображаемого пространства получим формулу

$$p_1 - p_2 = 2 (p^2 \delta' / f'^2) (f' / D). \quad (180)$$

Откуда следует, что глубина изображаемого пространства прямо пропорциональна квадрату расстояния до плоскости наводки, размеру пятна рассеяния и обратно пропорциональна квадрату фокусного расстояния и относительному отверстию объектива. Если задняя граница глубины изображаемого пространства находится в бесконечности, то расстояние до плоскости наводки, называемое гиперфокальным,  $p = Df'/\delta'$ . При этом расстояние до передней границы вдвое меньше гиперфокального расстояния.

Глубина резкости  $\Delta'$  (рис. 169) — это расстояние вдоль оптической оси от плоскости изображения  $Q'$ , в пределах которого сохраняется допустимый размер пятна рассеяния  $\delta'$ :

$$\pm \Delta' = (p'/D') \delta' \approx (f'/D') \delta'. \quad (181)$$

Освещенность изображения осевой точки предмета в общем случае определяется формулой (137), которая для бесконечно удаленного предмета принимает вид:

$$E_0' = \frac{\pi}{4} L [\tau (D/f')^2].$$

Из последней формулы следует, что освещенность изображения прямо пропорциональна квадрату относительного отверстия. Эту величину называют геометрической светосилой  $\Phi O$ , а с учетом коэффициента пропускания  $\tau$  — эффективной светосилой. На оправках  $\Phi O$  приводится шкала эффективных диафрагменных чисел. Шкала оцифрована так, что числа составляют геометрическую прогрессию со знаменателем  $\sqrt{2}$ , например, 1; 1,4; 2; 2,8 и т. д. Таким образом, переход к соседнему делению сопровождается двукратным изменением освещенности изображения.

Освещенность по полю  $E_\omega'$  уменьшается с возрастанием пологого угла и уменьшением коэффициента виньетирования  $k_Q$  согласно формуле (43):

$$E_\omega' = k_Q E_0' \cos^4 \omega.$$

В некоторых случаях, используя метод абберационного расчета, предложенный Русиновым, падение освещенности по полю можно уменьшить, например, до  $\cos^2 \omega$ .

Как известно, коэффициент пропускания определяется отношением светового потока, прошедшего через  $\Phi O$ , к световому потоку, поступившему на него. Различают суммарный (интегральный) коэффициент пропускания  $\tau$  и спектральный  $\tau(\lambda)$ , относящийся к узкому спектральному диапазону. При подсчете коэффициента  $\tau$  учитывается коэффициент поглощения света  $\alpha$  в стеклах оптических деталей и коэффициент отражения света  $\rho$  на границах преломляющих и зеркальных поверхностей. Для современных  $\Phi O$  требуется, чтобы  $\tau \geq 85\%$ .

Угловое поле  $\Phi O$  связано с его линейным полем (размером кадра), ограничиваемым той частью плоскости изображения, для которой удовлетворяются заданные требования по качеству изображения и освещенности. Переход от линейного поля к угловому выполняется по формуле (для удаленных предметов)

$$2\omega \approx 2\omega' = 2 \arctg (\sqrt{a^2 + b^2}/f'),$$

где  $2a$ ,  $2b$  — размеры кадра.

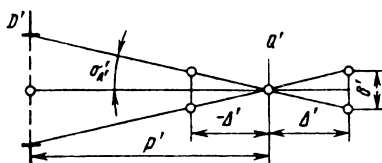


Рис. 169. Схема для определения глубины резкости фотографического объектива



Таблица 13. Фотографическая разрешающая способность светосильных фотообъективов

Оценка качества изображения	$N_{\Phi}$ , мм <sup>-1</sup>		
	в центре поля	по полю	на краю поля
Отличное	$\geq 50$	$> 35$	$> 35$
Хорошее	$\geq 50$	$> 35$	30—25
Среднее	50—45	35—30	25—22
Удовлетворительное	45—40	30—25	~20
Пониженное	—	25—20	$< 20$

Для сопоставления основных оптических характеристик ФО их условно разделяют на следующие группы:

длиннофокусные, у которых фокусные расстояния больше 100 мм и превышают примерно трехкратную длину диагонали линейного поля;

светосильные с относительным отверстием выше 1 : 2,8;

широкоугольные, угловое поле которых больше 60°;

нормальные (универсальные), у которых все три вышеприведенные характеристики не достигают указанных значений.

Критерии количественной оценки качества изображения, создаваемого оптическими системами, в том числе и фотообъективом, изложены в гл. 9, п. 39.

Значения фотографической разрешающей способности  $N_{\Phi}$  светосильных фотообъективов (табл. 13) в известной мере позволяют судить о качестве изображения, получаемого с помощью этих объективов.

Более объективное представление о качестве изображения получается с помощью функции передачи модуляции.

## 56. ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ ЦВЕТНОСТЬ ОБЪЕКТИВА

Развитие цветной фотографии обусловило создание фотообъективов с новым качественным свойством правильной цветопередачи.

*Цветностью* фотообъектива называют его свойство изменять соотношение между спектральными составляющими потока излучения, проходящего через объектив. Обычно это относят к зональным потокам, соответствующим основным цветам — синему, зеленому и красному. Это свойство обусловлено зависимостью коэффициента пропускания от длины волны.

Все фотографические материалы, предназначенные для цветной фотографии, состоят из трех светочувствительных слоев, в которых образуются соответственно три цветных изображения. Если коэффициент пропускания фотообъектива применительно к каждому из трех слоев различен, то это приводит к различиям в экспонировании трех слоев фотоматериала и, следовательно, к изменениям цветовоспроизведения деталей объекта съемки.

Цветопередачу фотообъективов оценивают расчетным путем и измеряют экспериментально на фотометрах или колориметрах.

Для трехслойного цветного фотоматериала каждый объектив характеризуется тремя значениями коэффициента пропускания, соответствующими работе объектива на три слоя фотоматериала.

Коррекция цветопередачи выполняется с помощью просветляющих пленок.

## 57. ТИПЫ ФОТООБЪЕКТИВОВ

В отличие от других объективов, например объективов зрительных труб, ФО должны создавать качественное изображение в пределах значительных угловых полей светочувствительной, обычно плоской поверхности приемника. Это требование приводит к необходимости использования многолинзовых систем, абберационный расчет которых представляет весьма сложную задачу, даже с учетом возможностей современной вычислительной техники.

К наиболее распространенным объективам универсального типа относятся четырехлинзовые анастигматы типа «Индустар» (рис. 170, а). Наиболее высокое качество изображения достигнуто в ФО «Индустар-61»:  $N_{\phi} = 46/27 \text{ мм}^{-1}$  (в центре и на краю соответственно) при  $f' = 52 \text{ мм}$ ;  $1 : 2,8$ ;  $2\omega = 45^\circ$ .

Из светосильных широко известны шестилинзовые объективы типа «Юпитер» (рис. 170, б). Например, «Юпитер-3» имеет  $N_{\phi} = 37/24 \text{ мм}^{-1}$  при  $f' = 52 \text{ мм}$ ;  $1 : 1,5$ ;  $2\omega = 45^\circ$ .

Широкоугольность ФО обеспечивается в схемах типа «Мир» и «Руссар», для которых характерно наличие глубоких менисковых линз. Так, для объектива «Мир» (рис. 170, в)  $N_{\phi} = 55/35 \text{ мм}^{-1}$  при  $f' = 37 \text{ мм}$ ;  $1 : 2,8$ ;  $2\omega = 62^\circ$ .

Следует отметить сверхширокоугольные аэрофотосъемочные объективы, к которым предъявляются требования получения достаточной освещенности на краю поля. Примером может служить «Руссар-62»:  $f' = 50 \text{ мм}$ ;  $1 : 9$ ;  $2\omega = 136^\circ$ ; освещенность на краю поля составляет 17,5 % освещенности в центре поля. Такие характеристики удалось получить за счет применения дополнительного глубокого асферического мениска, расположенного впереди системы.

Длиннофокусные ФО часто имеют оптическую схему, аналогичную схемам рассмотренных универсальных и светосильных объективов типа «Индустар» и «Юпитер», в которых для увеличе-

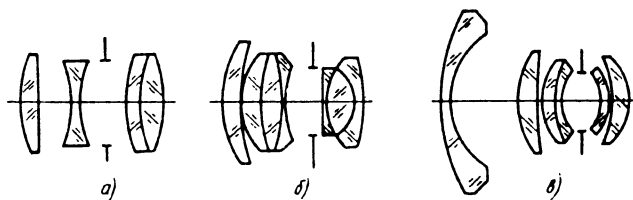


Рис. 170. Различные типы фотографических объективов

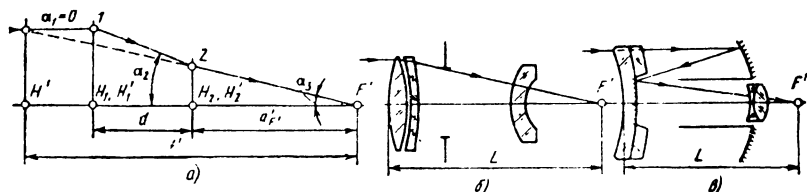


Рис. 171. Телеобъектив:

*a* — принципиальная схема; *б* — линзовый телеобъектив; *в* — зеркально-линзовый объектив

ния фокусного расстояния соответственно уменьшаются угловые поля. В длиннофокусных ФО предпочтительно использование схемы телеобъектива (рис. 171, *a*), которая состоит из двух компонентов (положительного 1, отрицательного 2), удаленных на значительное расстояние  $d$  друг от друга. Благодаря этому главная задняя плоскость  $H'$  эквивалентной системы выносится вперед и общая длина ФО  $L \approx d + a_{f'}$  становится меньше его фокусного расстояния  $f'$ . Примером может служить телеобъектив «Танр-3» (рис. 171, *б*):  $N_{\phi} = 45/38 \text{ мм}^{-1}$  при  $f' = 300 \text{ мм}$ ;  $1 : 4,5$ ;  $2\omega = 8^\circ$  и  $L' = 288 \text{ мм}$ .

К категории телеобъективов следует отнести зеркально-линзовые ФО, для которых достигается значительное сокращение длины  $L$ . Так, в зеркально-линзовом объективе МТО-1000, предложенном Максutowым (рис. 171, *в*),  $N_{\phi} = 34/18 \text{ мм}^{-1}$  при  $f' = 1000 \text{ мм}$ ;  $1 : 10$ ;  $2\omega = 3^\circ$  и  $L = 196 \text{ мм}$ .

Сложные многолинзовые системы используются в панкратических ФО, у которых непрерывное изменение  $f'$ , а следовательно, и увеличения достигается посредством перемещения отдельных (обычно двух) компонентов. Различают объективы с механической и оптической компенсацией смещения изображения. В первых — перемещения компонентов связаны между собой нелинейной зависимостью, которая обеспечивается соответствующим кулачковым устройством. При оптической компенсации оба компонента перемещаются одинаково (рис. 172).

Если ФО предназначен для фотографирования в жидкой среде (гидросъемочный объектив), то перед объективом помещается защитный элемент — иллюминатор, обычно плоский (рис. 173).

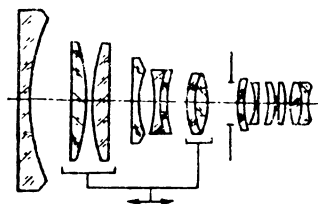


Рис. 172. Схема панкратического объектива

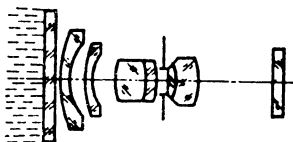


Рис. 173. Схема гидросъемочного объектива

Плоский иллюминатор универсален, так как может быть использован для различных гидросъемочных объективов в отличие от сферического, пригодного для конкретного объектива. Для гидросъемочных объективов необходим специальный абберационный расчет, учитывающий увеличение выходного полевого угла при переходе к воздуху, внесение значительной положительной дисторсии и хроматизма увеличения. В качестве примера приведем данные объектива «Гидроруссар-8»:  $f = -28,8$  мм;  $f' = 21,6$  мм;  $1 : 3,5$ ;  $2\omega = 72^\circ$ ;  $2y' = 39,3$  мм.

## ГЛАВА 15. ОСВЕТИТЕЛЬНЫЕ И ПРОЕКЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ

### 58. ВИДЫ ОСВЕТИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Осветительная система предназначена для создания необходимой освещенности предмета, рассматриваемого или проецируемого оптическим прибором. Она должна собрать возможно большую часть общего светового потока, даваемого источником света, обеспечить ему требуемое направление.

Для освещения предметов конечных размеров используются следующие три схемы:

освещаемый предмет находится в бесконечности; источник света расположен в передней фокальной плоскости осветительной оптической системы, которую в этом случае называют *коллиматором* или *прожектором*;

оптическая система проецирует источник света непосредственно на освещаемый предмет;

осветительная система образует изображение источника в плоскости входного зрачка последующей оптической системы.

Рассмотрим более подробно эти схемы.

**Прожекторы.** Для освещения удаленных предметов, а также для оптической сигнализации служат прожекторы. Прожектор состоит из источника света, лучи от которого с помощью оптической системы собираются и направляются в пределах сравнительно небольшого телесного угла (рис. 174).

Основными оптическими характеристиками прожектора являются сила света, коэффициент усиления, угол рассеяния и дистанция оформления пучка.

На оптической оси системы имеется точка  $M_0$ , удаленная от прожектора на расстояние  $r_0$ . В точке  $M_0$  собираются лучи, выходящие из разных точек источника и заполняющие весь входной зрачок прожектора. Расстояние  $r_0$  называется *дистанцией оформления пучка*. Точка  $M_1$  находится ближе к прожектору, источник света используется полностью, а действующий диаметр входного

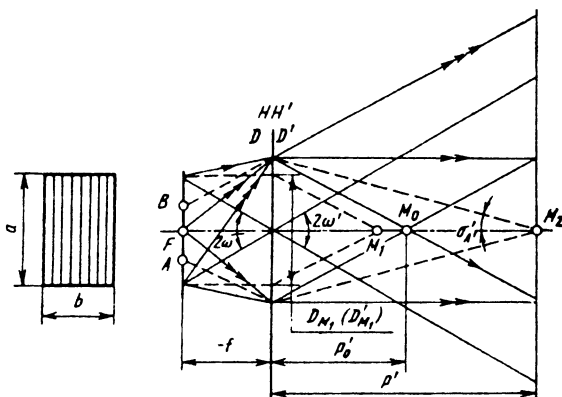


Рис. 174. Ход лучей в прожекторе

(выходного) зрачка уменьшается до значения  $D_{M_1}$  ( $D'_{M_1}$ ). В точке  $M_2$ , удаленной от прожектора на расстояние  $p' > p_0$ , источник используется частично (участок  $AB$ ), а отверстие — полностью. Освещенность в точке  $M_2$  будет меньше, чем в точке  $M_0$ . Расстояния  $p'_0$  рассчитывают по формуле

$$p'_0 = Df'/b,$$

где  $D$  — диаметр входного зрачка;  $b$  — наименьший размер источника.

Освещенность в середине плоскости, удаленной на расстояние  $p' \geq p'_0$  от прожектора:

$$E_{\text{пр}} = \pi \tau L \sin^2 \sigma'_A = \pi \tau L \frac{D^2}{4p'^2} = \tau L Q'_{\text{зр}} / p'^2 = I_{\text{пр}} / p'^2, \quad (182)$$

где  $Q'_{\text{зр}}$  — площадь выходного (входного) зрачка;  $\tau = \tau_{\text{о.с}} \tau_{\text{атм}}$ ;  $\tau_{\text{о.с}}$  — коэффициент пропускания оптической системы;  $\tau_{\text{атм}}$  — коэффициент пропускания атмосферы;  $I_{\text{пр}} = \tau L Q'_{\text{зр}}$  — сила света прожектора.

Освещенность в той же плоскости, создаваемая непосредственно источником:

$$E_{\text{ист}} = I_{\text{ист}} / p'^2 = \tau_{\text{атм}} L Q_{\text{ист}} / p'^2. \quad (183)$$

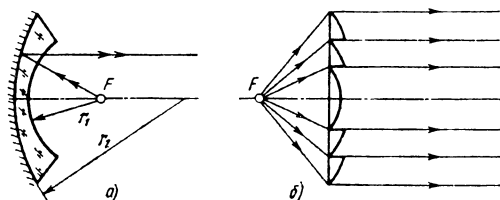
Отношение освещенностей, которые определяются формулами (182) и (183), называют коэффициентом усиления прожектора:

$$k_{\text{пр}} = \frac{E_{\text{пр}}}{E_{\text{ист}}} = \frac{I_{\text{пр}}}{I_{\text{ист}}} = \frac{\tau_{\text{о.с}} L Q'_{\text{зр}}}{L Q_{\text{ист}}} = \tau_{\text{о.с}} \left( \frac{D}{d} \right)^2,$$

где  $d$  — диаметр источника.

Коэффициент усиления прожектора может достигать значения  $k_{\text{пр}} = 10\,000$ .

Рис. 175. Оптические системы прожекторов



Угол рассеяния прожектора  $2\omega'$  зависит от размеров  $a$  и  $b$  светового тела источника, а также от сферической aberrации оптической системы. В меридиональной плоскости значения углов рассеяния определяют по формулам:

$$2\omega'_a \approx a/f'; \quad 2\omega'_b \approx b/f'; \quad 2\omega'_d \approx d/f'.$$

Если используется точечный источник, то угол рассеяния появляется за счет дифракции:

$$2\omega' \approx \lambda/D,$$

где  $\lambda$  — длина волны света.

Наличие в оптической системе остаточной сферической aberrации является причиной увеличения угла рассеяния.

Оптические системы прожекторов могут быть *зеркальными*, *зеркально-линзовыми* и *линзовыми*. Зеркальная система представляет собой сферическое или параболическое зеркало с наружным отражающим покрытием. Примером зеркально-линзового прожектора является зеркало Манжена (рис. 175, а), для которого  $r_1 = f'$  и  $r_2 = 1,5f'$  при  $n = 1,5$ . В прожекторах с большим углом охвата применяются линзы Френеля (рис. 175, б).

**Конденсоры.** Осветительная оптическая система, создающая действительное изображение источника света на конечном расстоянии от нее, называется конденсором.

Конструкция конденсора определяется его основными оптическими характеристиками: *линейным увеличением*  $\beta$  и *углом охвата*  $2\sigma_A$ . Эти характеристики для каждой конструкции конденсора имеют свои предельные значения.

Простейший сферический однолинзовый конденсор (рис. 176, а) представляет собой двояковыпуклую линзу. Его угол охвата  $2\sigma_A = (20 \div 25)^\circ$  и наиболее предпочтительное увеличение равно  $-1$ . Двухлинзовый конденсор обеспечивает угол охвата до  $50^\circ$ . Наибольшее применение имеет конденсор из двух одинаковых плоско-выпуклых линз (рис. 176, б). Линейное увеличение такого конденсора составляет  $-(1 - 3)^\times$ . Для обеспечения больших линейных увеличений порядка  $-(10 - 15)^\times$  используют двухлинзовый конденсор, у которого первая линза — апланатический мениск, а вторая — двояковыпуклая (рис. 176, в). Трехлинзовый конденсор (рис. 176, г) имеет угол охвата  $60 - 70^\circ$ , его линейное увеличение составляет  $-(1,5 - 6)^\times$ . Угол охвата у четырехлинзового конденсора (рис. 176, д) свыше  $80 - 90^\circ$ , линейное увеличе-

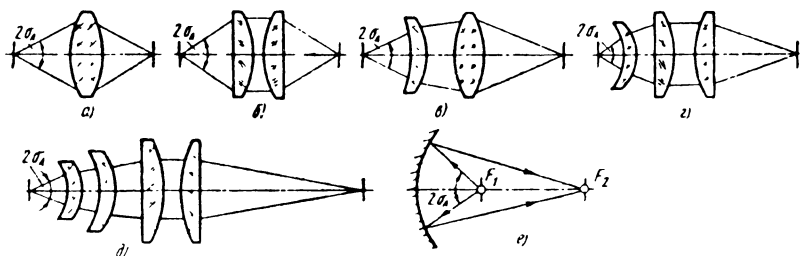


Рис. 176. Оптические системы конденсоров

ние не превышает  $—6\times$ . Дальнейшее увеличение угла охвата конденсора до  $110^\circ$  и более достигается за счет применения линз с асферическими поверхностями.

Угол охвата до  $180^\circ$  и более имеют зеркальные конденсоры. В зеркальных системах отсутствуют хроматические aberrации. Они имеют меньшую массу по сравнению с линзовыми системами при равных относительных отверстиях и больший коэффициент пропускания. Простейший конденсор — вогнутое сферическое зеркало с углом охвата до  $110^\circ$  и линейным увеличением до  $—5\times$  — применяется редко вследствие большой сферической aberrации, приводящей к значительным потерям светового потока. Чаще всего используется эллипсоидное зеркало. В эллипсоидных конденсорах наиболее полно используется световой поток, а угол охвата достигает  $140^\circ$  (рис. 176, e). В кинопроекторах применяют сфероэллипсоидные конденсоры, представляющие собой стеклянные детали с преломляющей сферической поверхностью и эллипсоидной отражающей поверхностью ( $2\sigma_A \leq 140^\circ$ ,  $\beta$  до  $—8\times$ ).

**Растровые осветители.** Для освещения удаленных объектов в дальномерах и локаторах используются лазеры с афокальной насадкой. Лучшие результаты в отношении равномерности освещенности могут быть получены в осветительных системах, содержащих линзовые растры. Растровые осветители широко используются в микроэлектронном производстве для установок контактной печати, фотоповторителей, фотонаборных машин и установок неконтактного размножения фотошаблонов.

## 59. ЭПИСКОПИЧЕСКАЯ И ДΙΑСКОПИЧЕСКАЯ ПРОЕКЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ

Оптические системы, предназначенные для получения изображения предмета на экране, называют проекционными (например, кинопроекционные аппараты, диаскопы и т. п.). Их разделяют на два вида: эпископические и диаскопические. Если предмет непрозрачен, то изображение образуется лучами света, отраженными от предмета. Этот вид проекции называют эпископической или проекцией в отраженном свете. Если предмет прозрачен,

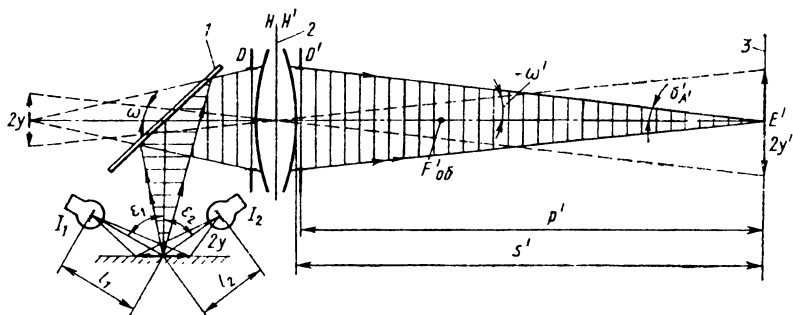


Рис. 177. Принципиальная схема эпископической проекционной системы

то изображение образуется лучами света, проходящими сквозь предмет. Такой вид проекции называют диаскопической или проекцией в проходящих лучах света. Оптическая схема любой проекционной системы состоит из источника света, осветительной системы и проекционного объектива.

Основными оптическими характеристиками проекционных систем являются *размер экрана или масштаб изображения  $\beta$* , *расстояние  $p'$  от проекционного объектива до экрана*, *размер проецируемого предмета ( $a \times b$ )*, *освещенность изображения  $E'$* .

**Эпископическая проекционная система.** Принцип действия эпископической проекционной системы иллюстрирует рис. 177. Непрозрачный плоский предмет освещается с помощью ламп с определенной силой света  $I_1, I_2$ . Лучи, отраженные от предмета, попадают на плоское зеркало 1 с наружным отражающим слоем и, пройдя через проекционный объектив 2, образуют на экране 3 увеличенное изображение предмета.

Габаритный и световоэнергетический расчеты рассматриваемой системы можно вести в следующем порядке. По техническим условиям на проектирование обычно задают перечисленные выше характеристики. Фокусное расстояние объектива определяют по заданному масштабу увеличения и расстоянию от объектива до экрана по следующей формуле:

$$f' = a'/(1 - \beta) \approx p'/(1 - \beta) \approx s'/(1 - \beta),$$

где  $p' \approx a'$  — расстояние от выходного зрачка объектива до экрана (проекционное расстояние);  $s'$  — расстояние от последней поверхности объектива до экрана.

Угловое поле объектива находят из заданных размеров кадрового окна:

$$\operatorname{tg} \omega = \sqrt{a^2 + b^2}/2p'.$$

Зная фокусное расстояние и угловое поле, можно выбрать тип проекционного объектива с наибольшим относительным отверстием. При малом относительном отверстии потребуются мощ-



ные лампы, что вызывает сильный нагрев прибора. По относительному отверстию объектива определяют диаметр его выходного зрачка.

Если поверхность проецируемого предмета равномерно рассеивающая, то ее яркость [см. формулу (40)]

$$L_{\text{пр}} = \rho_{\text{пр}} (E_{\text{пр}}/\pi),$$

где  $\rho_{\text{пр}}$  — коэффициент отражения поверхности предмета;  $E_{\text{пр}}$  — освещенность предмета.

Освещенность в середине предмета

$$E_{\text{пр}} = \sum_{k=1}^{k=m} E_k = \sum_{k=1}^{k=m} \frac{I_k \cos \varepsilon_k}{l_k^2}, \quad (184)$$

где  $m$  — число симметрично расположенных источников света;  $I_k$  — сила света  $k$ -го источника;  $\varepsilon_k$ ,  $l_k$  — угол и расстояние, определяющие положение данной лампы.

Освещенность на экране (при увеличении в зрачках  $\beta_p = 1$ ) определяется одним из следующих соотношений:

$$\begin{aligned} E' &= \tau \pi L_{\text{пр}} \sin^2 \sigma_{\text{А}}' = \tau \rho_{\text{пр}} E_{\text{пр}} \sin^2 \sigma_{\text{А}}' = \frac{\tau \rho_{\text{пр}} E_{\text{пр}}}{4} \left( \frac{D'}{p'} \right)^2 \approx \\ &\approx \frac{\tau \rho_{\text{пр}} E_{\text{пр}}}{4} \left( \frac{D}{f'} \right)^2 \frac{1}{(1 - \beta)^2}, \end{aligned} \quad (185)$$

где  $\tau$  — коэффициент пропускания системы, состоящей из зеркала и объектива ( $\tau = \rho_{\text{з}} \tau_{\text{об}}$ );  $\sigma_{\text{А}}'$  — задний апертурный угол проекционного объектива;  $D$  и  $D'$  — диаметры входного и выходного зрачков соответственно.

Из формулы (185) находят необходимую освещенность предмета:

$$E_{\text{пр}} = 4E' (1 - \beta)^2 f'^2 / (\tau \rho_{\text{пр}} D^2). \quad (186)$$

В формуле (186) можно считать, что  $\tau = 0,5 \div 0,7$ , а  $\rho_{\text{пр}} = 0,8 \div 0,9$ . Необходимое число ламп при выбранном их расположении находим из формулы (184). Если лампы одинаково расположены и имеют равные силы света, то из (184) получим

$$mI = (l^2 / \cos \varepsilon) E_{\text{пр}}, \quad (187)$$

где  $m$  — число ламп.

Далее, выбрав подходящую лампу, из формулы (187) находят число ламп. Для лучшего использования светового потока ламп рекомендуется применять конденсоры.

**Диаскопические проекционные системы.** Проекционные системы для диапроекции включают следующие элементы: источник света, осветительную систему, кадровое окно, проекционный объектив и экран. Возможны два варианта действия осветительной части диаскопа: 1) изображение источника света получается

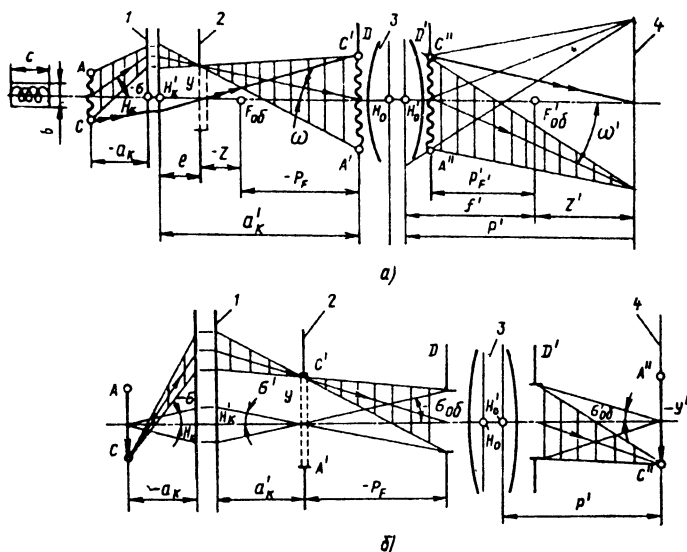


Рис. 178. Оптические системы для диапроекции при изображении источника света:

$a$  — во входном зрачке объектива;  $b$  — в плоскости кадрового окна; 1 — конденсор; 2 — кадровое окно; 3 — объектив; 4 — экран

в плоскости входного зрачка проекционного объектива (рис. 178,  $a$ ); 2) изображение источника получается в плоскости кадрового окна, т. е. на диапозитиве (рис. 178,  $б$ ), а следовательно, переносится в плоскость экрана, т. е. совмещается с изображением предмета. В такой схеме в качестве источника необходимо применять сплошной равномерный излучатель (например, угольную дугу). Второй вариант освещения нельзя использовать, если диапозитив длительное время находится в кадровом окне вследствие сильного нагрева диапозитива. Наиболее часто вторая схема применяется в стационарных кинопроекторах.

Рассмотрим более подробно обе оптические схемы диаскопической системы.

Для первой схемы (см. рис. 178,  $a$ ) возможны два варианта заполнения входного зрачка:

изображение источника света  $AC$  вписано во входной зрачок объектива. В этом случае линейное увеличение осветительной системы

$$|\beta_K| = D/\sqrt{c^2 + b^2}, \quad (188)$$

где  $D$  — диаметр входного зрачка объектива;  $c$ ,  $b$  — размеры тела накала источника;

изображение источника света перекрывает входной зрачок объектива, при этом световой поток, падающий на экран, имеет

наибольшее значение, часть источника света не используется системой. В этом случае линейное увеличение определяется по формуле

$$|\beta_k| = D/b, \quad (189)$$

где  $b$  — наименьший размер источника.

В схеме, изображенной на рис. 178, а, источник света проецируется во входной зрачок объектива, а его изображение, образованное объективом, совпадает с плоскостью выходного зрачка. Тогда для этой схемы диапроекции справедливы следующие соотношения:

яркость источника света в выходном зрачке объектива

$$L' = \tau L,$$

где  $\tau$  — коэффициент пропускания оптической системы;  $L$  — яркость источника света;

сила света вдоль оптической оси системы

$$I' = L' Q''_{\text{ист}},$$

где  $Q''_{\text{ист}}$  — действительная площадь на выходном зрачке объектива, определяемая изображением источника света;

освещенность в центре экрана на расстоянии  $p'$  от выходного зрачка объектива

$$E' = I'/p'^2 = \tau L Q''_{\text{ист}}/p'^2;$$

если линейное увеличение осветительной системы соответствует (188), то диаметр выходного зрачка объектива

$$D' = \sqrt{(k^2 + 1) Q''_{\text{ист}}/k} = p' \sqrt{(k^2 + 1) E'/(k\tau L)},$$

где  $k = c/b$ ;

диаметр входного зрачка  $D = D'/\beta_p$ , где  $\beta_p$  — увеличение в зрачках.

Если линейное увеличение  $\beta_k$  соответствует выражению (189), то

$$Q''_{\text{ист}} = \pi (D')^2/4; \quad D' = \sqrt{4Q''_{\text{ист}}/\pi} \approx 1,13p' \sqrt{E'/\tau L};$$

угловое поле объектива со стороны экрана измеряется углом

$$\text{tg } \omega' = \beta_{\text{об}} \sqrt{a^2 + d^2}/(2p'), \quad (190)$$

где  $a, d$  — размеры кадрового окна;

угол охвата  $2\sigma$  находят из соотношения

$$\sin \sigma = \beta_p \beta_k \sin \omega'.$$

Для системы, в которой  $\beta_k$  определяется по формуле (189):

$$\sin \sigma \approx \frac{\beta_{\text{об}} \sqrt{a^2 + d^2}}{b} \sqrt{\frac{E'}{\pi \tau L}}.$$

Чем больше угол охвата, тем сложнее конструкция осветительной части системы.

Фокусное расстояние проекционного объектива при условии, что зрачки объектива лежат вблизи главных плоскостей (см. рис. 178, а), определяется зависимостью

$$f' \approx p'/(1 - \beta_{об}). \quad (191)$$

Положение диапозитива относительно передней фокальной плоскости объектива

$$z = f'/\beta_{об}.$$

Отрезки, определяющие положение источника и фокусное расстояние осветительной системы:

$$a'_k = e - z - p_F; \quad a_k = a'_k/\beta_k; \quad f'_k = a'_k/(1 - \beta_k),$$

где  $p_F$  — расстояние от входного зрачка до передней фокальной плоскости проекционного объектива.

Для проекционной системы, представленной на рис. 178, б, угол охвата определяют по формуле

$$\sin \sigma = - \frac{\beta_{об}\beta_k}{2(1 - \beta_{об})} \left( \frac{D}{f'} \right).$$

## 60. ОБЪЕКТИВЫ ПРОЕКЦИОННЫХ СИСТЕМ

Качество изображения, получаемого на экране, в большой мере зависит от свойств проекционного объектива, который должен обеспечивать:

соответствие распределения освещенности в изображении на экране распределению яркости на диапозитиве (следовательно, объектив не должен иметь виньетирования);

четкое изображение на экране, а также правильную передачу контраста;

сохранение геометрического подобия изображения проецируемого предмету.

Основными характеристиками проекционных объективов являются *фокусное расстояние, относительное отверстие и угловое поле*. Характеризуются они также и *разрешающей способностью*.

Угловое поле и фокусное расстояние определяют по формулам (190) и (191), а относительное отверстие выбирают в соответствии с заданной освещенностью экрана и яркостью источника:

$$(D/f')^2 = 4E' (1 - \beta_{об})^2 / (\pi \tau L).$$

Проекционные объективы имеют большую светосилу, а по конструкции близки к фотографическим. Так как проекционное расстояние  $p'$  значительно больше фокусного расстояния, то эти объективы, как и фотографические, корригируются для бесконечно удаленного предмета.

Разрешающая способность проекционного объектива

$$N_{об} \geq \beta_{об} / (\psi l_{\min}),$$

Таблица 14. Характеристики некоторых отечественных проекционных объективов [6]

Шифр или марка объектива	Тип объектива	Фокусное расстояние $f'$ , мм	Относительное отверстие	Разрешающая способность в центре/на краю поля, $\text{мм}^{-1}$	Освещенность на краю, доля освещенности в центре, %
Для проекции 16-миллиметровых фильтров					
PO-102	Апланат	35	1 : 1,65	100/40	32
PO-101		50	1 : 1,65	100/40	18
PO-104		65	1 : 1,5	—	—
PO-110	Анастигмат	35	1 : 1,2	90/45	36
ОКП 1-25		50			35
PO-109					17
ОКПЗ-50			15		
«Варио-Ликар-П» (160ПФП-1-1)		35—65	1 : 1,4	100/50	25
Для проекции 35-миллиметровых фильтров					
П-4	Апланат	90—100—110	1 : 2	90/35	22
		120—130—140			
		150—165—180			
П-6			90	1 : 1,6	90/40
		100—110—120	90/40		
		130—140	80/45		
PO-108	Апланат	90	1 : 2,0	93/40	22
PO-107	Анастигмат	143	1 : 2,2	75/45	16
PO-506		80	1 : 2	100/50	28
PO-503		120	1 : 2	100/55	20
ОКП2-85		85	1 : 1,8	100/55	30
ОКП4-110		110	1 : 1,8	100/64	27
Для проекции широкоформатных 70-миллиметровых фильмов					
ОКП2-70	Анастигмат	70	1 : 1,8	90/50	30
ОКП2-75		75	1 : 2	100/55	28
ОКП2-80		80	1 : 2	100/60	27
ОКПЗ-90		91	1 : 1,8	90/55	28
ОКП2-100		100	1 : 2	100/65	26
ОКП2-110		110	1 : 2	80/50	—
ОКП2-120		120	1 : 2	90/55	30

где  $\psi$  — угловой предел разрешения глаза ( $\psi = 1'$ );  $l_{\min}$  — минимальное расстояние от экрана до ближайшего ряда зрителей. Современные светосильные кинопроекторные анастигматы визуально разрешают около  $100 \text{ мм}^{-1}$  в центре поля и около  $80 \text{ мм}^{-1}$  по краю поля.

Проекторные объективы по области их применения можно разделить на три группы: кинопроекторные; для диакопической проекции; для эпикопической проекции.

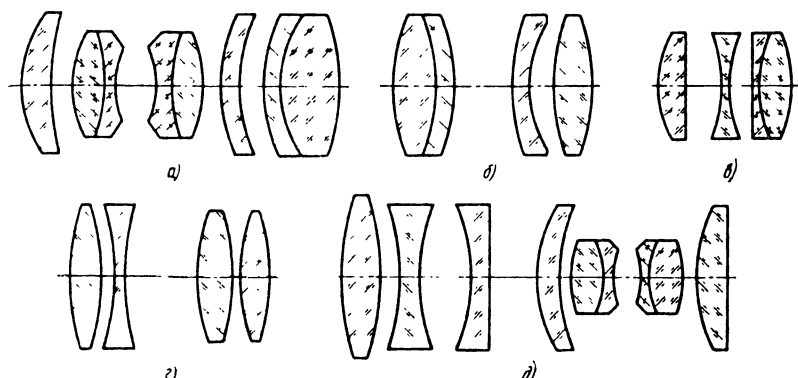


Рис. 179. Оптические схемы некоторых проекционных объективов:

а — ОКП-35-1; б — П-5; в — «Индустар-51»; г — «Сатурн-2»; д — «Варио-Ликар-П»

Среди проекционных объективов различного назначения наибольшее распространение получили объективы для проекции нормальных и широкоэкранных 35-миллиметровых фильмов, а также кинофильмов других форматов — узкоплёночных 16-миллиметровых, любительских 8-миллиметровых и широкоформатных 70-миллиметровых. В качестве кинопроекторных применяют светосильные и сверхсветосильные объективы с относительным отверстием от 1 : 2 до 1 : 1,2. Для проекции на экран прозрачных (диапозитивов) и непрозрачных (рисунков, чертежей) плоских объектов применяют различные объективы как специально для этих целей разработанные, так и выпускаемые серийно для комплектации других приборов. Оптические схемы некоторых проекционных объективов представлены на рис. 179, в табл. 14 приведены характеристики объективов.

## ГЛАВА 16. ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ ЛАЗЕРОВ

### 61. ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ ФОКУСИРОВАНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Излучение лазера формируется в виде светового пучка. Оно отличается от плоской волны неоднородностью распределения интенсивности, кривизной фазового фронта и расширением пучка при его распространении. Для получения пучка с заданными параметрами необходимо преобразовывать выходное или принимаемое излучения лазера. При разработке оптических систем для преобразования лазерного излучения требуется учитывать основные свойства излучения лазера — его строгую монохроматич-

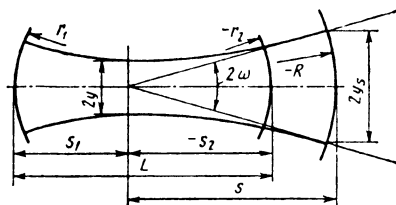


Рис. 180. Структура лазерного пучка

вблизи оси можно считать сферическим. В некотором сечении лазерный пучок имеет минимальный размер (*перетяжку*), где волновой фронт вырождается в плоскость. Положение перетяжки относительно вершин зеркал резонатора определяют по формулам

$$s_1 = L(r_2 + L)/(2L - r_1 + r_2); \quad (192)$$

$$s_2 = L(r_1 - L)/(2L - r_1 + r_2), \quad (193)$$

где  $L$  — расстояние между зеркалами;  $r_1, r_2$  — радиусы кривизны зеркал.

Диаметр перетяжки находят из выражения

$$2y = \sqrt{2\lambda R_0/\pi}, \quad (194)$$

где  $R_0$  — конфокальный параметр резонатора, определяемый по формуле:

$$R_0 = \frac{2\sqrt{(r_1 - L)(r_2 + L)(L - r_1 + r_2)L}}{2L - r_1 + r_2}. \quad (195)$$

Если одно из зеркал резонатора плоское, то из (192) и (193) следует, что перетяжка совпадает с этим зеркалом.

Пучок лучей, выходящих из лазера, имеет плоский волновой фронт, если оба зеркала резонатора плоские.

Радиус  $R$  волнового фронта и диаметр  $2y_s$  сечения пучка в произвольном месте соответственно равны:

$$R = (1 + \xi^2) R_0/(2\xi);$$

$$2y_s = 2y\sqrt{1 + \xi^2}, \quad (196)$$

где  $\xi = 2s/R_0$  — относительная координата сечения;  $s$  — расстояние от плоской перетяжки.

Угол расходимости  $2\omega$  лазерного пучка для основной моды

$$2\omega = 2\sqrt{2\lambda/(\pi R_0)} = 2\lambda/(\pi y). \quad (197)$$

Для получения больших значений энергетической освещенности, создаваемой лазером, поток его излучения необходимо сконцентрировать в пятно минимальных размеров. Этим пятном, очевидно, может быть перетяжка лазерного пучка, преобразованного оптической системой (рис. 181). После прохождения лазерного пучка через отрицательную тонкую систему (рис. 181, б)

ность, узкую направленность, высокую интенсивность и когерентность. Лазерный пучок, выходящий из резонатора, состоящего из двух сферических или из сферического и плоского зеркал, не является пучком гомотцентрических лучей (рис. 180). Лучи направлены по нормальям к волновому фронту, который

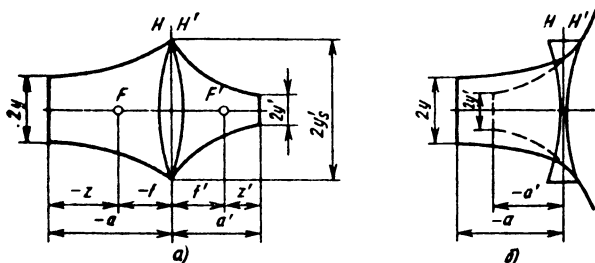


Рис. 181. Преобразование лазерного пучка тонкой линзой:  
а — положительной; б — отрицательной

угол расходимости преобразованного пучка увеличивается, а перетяжка получается мнимой.

Ниже приведены расчетные формулы, позволяющие определить параметры преобразованного лазерного пучка ( $R'_3$ ,  $R'$ ,  $a'$ ,  $z'$ ) после прохождения через тонкую оптическую систему с фокусным расстоянием  $f'$ :

$$R'_3 = \frac{R_3}{(1 + a/f')^2 + [R_3/(2f')]^2}; \quad (198)$$

$$R'_3 = 4R_3 f'^2 / (4z^2 + R_3^2); \quad (199)$$

$$1/R' = 1/R + 1/f';$$

$$1 - a'/f' = \frac{1 + a/f'}{(1 + a/f')^2 + [R_3/(2f')]^2}; \quad (200)$$

$$z' = -4zf'^2 / (4z^2 + R_3^2), \quad (201)$$

где  $R_3$ ,  $R'_3$  — конфокальные параметры,  $R, R'$  — радиусы кривизны волнового фронта, входящего и выходящего из системы  $a$ ,  $a'$ ,  $z$ ,  $z'$  — расстояния, характеризующие положение перетяжек относительно главных плоскостей и соответствующих фокальных плоскостей оптической системы.

Диаметр перетяжки  $2y'$  и угол расходимости  $2\omega'$  преобразованного пучка равны соответственно:

$$2y' = \sqrt{2\lambda R'_3 / \pi}; \quad (202)$$

$$2\omega' = 2 \sqrt{2\lambda / (\pi R'_3)} = \frac{2\lambda}{\pi y'}. \quad (203)$$

Линейное и угловое увеличения в перетяжках:

$$\beta_{\pi} = 2y'/2y = \sqrt{R'_3/R_3}; \quad (204)$$

$$\gamma_{\pi} = \omega'/\omega = \sqrt{R_3/R'_3}. \quad (205)$$



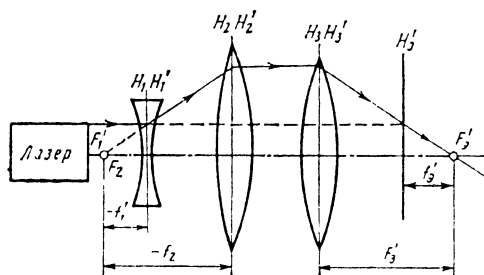


Рис. 182. Оптическая система для фокусирования лазерного излучения

Из (201) следует, что  $z' = 0$ , если  $z = 0$ , т. е. если перетяжка лазерного пучка находится в передней фокальной плоскости системы, то перетяжка преобразованного пучка будет расположена в задней фокальной плоскости. Чтобы уменьшить размер сечения перетяжки преобразованного пучка, необходимо

уменьшить конфокальный параметр этого пучка, что может быть достигнуто за счет увеличения фокусного расстояния. Для полного использования потока излучения лазера диаметр входного зрачка оптической системы должен быть не меньше диаметра сечения лазерного пучка в плоскости входного зрачка. При увеличении расстояния  $a$  возрастает диаметр входного зрачка, а следовательно, и относительное отверстие системы, поэтому оптическую систему приходится размещать вблизи лазера.

Ниже приведен наиболее приемлемый порядок габаритного расчета системы, фокусирующей лазерные излучения. Расчет выполняется при условии, что тип лазера выбран и, следовательно, известны его параметры. Кроме того, по техническим условиям известен диаметр перетяжки преобразованного пучка.

Таким образом, при расчете фокусирующей системы определяют:

диаметр перетяжки и конфокальный параметр по формулам (194) и (195);

конфокальный параметр  $R'_3$  преобразованного пучка из выражения (202) по заданному диаметру  $2y'$  перетяжки;

фокусное расстояние  $f'$  оптической системы из выражений (198) или (199) (расстояния  $a$  или  $z$  выбирают из конструктивных соображений);

диаметр входного зрачка  $D$  (для тонкой системы  $D_{т.с.} = D$ ) по формуле (196) с учетом, что  $D \geq 2y_s$ ;

положение  $a'$  или  $z'$  перетяжки преобразованного пучка по формулам (200) и (201).

При малом значении фокусного расстояния системы для удобства эксплуатации рекомендуется применять оптическую систему, состоящую из двухкомпонентной афокальной насадки и объектива (рис. 182). Такая система позволяет увеличить расстояние от последнего компонента до перетяжки преобразованного пучка лучей. Эквивалентное фокусное расстояние этой системы

$$f'_3 = -(f_1/f_2)f_3 = \gamma f_3,$$

где  $f_1, f_2, f_3$  — фокусные расстояния компонентов;  $\gamma$  — угловое увеличение насадки. Размер пятна фокусируемого излучения  $\delta = 2f_3' \operatorname{tg} \omega = 2f_3' \operatorname{tg} \omega'$ .

Расчет двух-, трехкомпонентных оптических систем, используемых для фокусирования лазерного излучения, выполняется путем последовательного применения формул (198)—(202) для каждого компонента.

## 62. ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ УМЕНЬШЕНИЯ РАСХОДИМОСТИ ЛУЧЕЙ ЛАЗЕРА

Увеличение пространственной плотности потока излучения лазера при передаче его энергии на большие расстояния обуславливает необходимость уменьшения угла расходимости. Идеальный» лазер, имеющий плоский волновой фронт, генерирует пучок лучей, угол расходимости которого определяется дифракцией [см. (74)]:

$$2\omega_d = 1,22\lambda/d,$$

где  $d$  — диаметр выходного торца лазера. Применяемые на практике лазеры имеют углы расходимости, больше  $2\omega_d$ , и для различных типов лазеров эти углы составляют от нескольких минут до нескольких градусов. Для уменьшения угла расходимости лазерных пучков используются двухкомпонентные линзовые (рис. 183) или зеркальные насадки, состоящие из первого отрицательного и второго положительного компонентов (перевернутая телескопическая система).

Основными характеристиками афокальной насадки для лазера являются угловое увеличение  $\gamma$ , угловое поле  $2\omega'$ , диаметр входного зрачка  $D$ , положение входного зрачка  $a_p$  относительно первого компонента, длина насадки  $L$ , длина волны  $\lambda$  излучения лазера.

Угловое увеличение  $\gamma$  рассчитывают с учетом выражений (197), (203)—(205) по формуле

$$\gamma = 2\omega'/2\omega = 2y/2y' = \sqrt{R_3/R_3'}, \quad (206)$$

где  $2y = 2y_1$  и  $2y' = 2y_2'$ ,  $R_3 = R_{31}$  и  $R_3' = R_{32}$  — диаметры перетяжек и конфокальные параметры лазерного и преобразованного пучков лучей.

Угловое поле  $2\omega'$  определяется углом

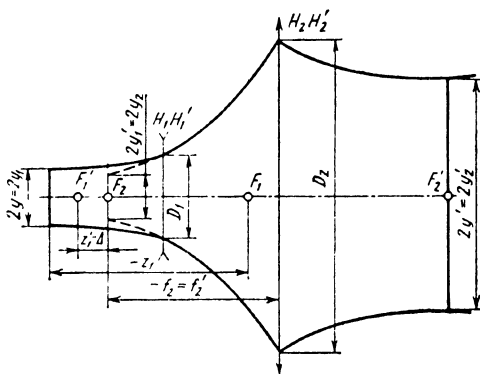


Рис. 183. Двухкомпонентная система для уменьшения расходимости лазерного пучка

расходимости пучков лучей в пространстве изображений. Диаметр входного зрачка  $D$  равен диаметру выходного торца лазера  $d$  и диаметру  $2y$  перетяжки лазера. Положение  $a_p$  входного зрачка определяется отрезком  $a_1$  от перетяжки лазера до первого компонента. Длина насадки  $L = f'_1 + f'_2$ , где  $f'_1$  и  $f'_2$  — задние фокусные расстояния компонентов насадки.

Для обеспечения минимальной расходимости пучка после оптической системы необходимо совместить перетяжку пучка, преобразованного первым компонентом, с передней фокальной плоскостью второго компонента. Расстояние  $\Delta$  (оптический интервал), определяющее смещение заднего фокуса первого компонента относительно переднего фокуса второго компонента, согласно (201)

$$\Delta = z'_1 = - \frac{z_1}{(z_1/f'_1)^2 + (R_{s1}/2f'_1)^2}. \quad (207)$$

Угловое увеличение  $\gamma_\Delta$  расфокусированной системы:

$$\gamma_\Delta = \sqrt{R_{s1}/R'_{s2}} = R_{s1}f'_1 / \left( f'_2 \sqrt{4z_1^2 + R_{s1}^2} \right). \quad (208)$$

При  $\Delta = 0$  угловое увеличение афокальной насадки определяется зависимостью

$$\gamma = -f_1/f'_2. \quad (209)$$

Из анализа формул (206), (208), (209) видно, что угол расходимости пучка после расфокусированной системы меньше, чем после афокальной насадки.

Таким образом, при расчете рассматриваемой двухкомпонентной системы для уменьшения расходимости пучка лазера на основании формул, полученных из дифракционной теории, определяют следующие величины (при условии, что тип лазера,  $\lambda$ ,  $R_s$ ,  $2y$ ,  $2\omega$  — известны):

- 1) угловое увеличение  $\gamma$  насадки по формуле (206);
- 2) диаметр  $D_1$  первого компонента по формуле (196), где  $\xi = 2a_1/R_s$ ;  $a_1$  — положение перетяжки лазера относительно главных плоскостей первого компонента (выбирается из конструктивных соображений);
- 3) фокусное расстояние первого компонента  $f'_1$  (отношение  $D_1/f'_1$  желательно иметь не выше, чем 1 : 5);
- 4)  $\Delta$  — оптический интервал находят по формуле (207), где  $z_1 = a_1 + f'_1$ ;  $R_{s1} = R_s$ ;
- 5) конфокальный параметр  $R'_{s1}$  пучка, преобразованного первым компонентом, по формуле:

$$R'_{s1} = \frac{R_{s1}}{(1 + a_1/f'_1)^2 + [R_{s1}/(2f'_1)]^2};$$

6) диаметр  $2y_1'$  перетяжки пучка, преобразованного первым компонентом:

$$2y_1' = \sqrt{2\lambda R_{s1}/\pi};$$

7) фокусное расстояние второго компонента из (208):

$$f_2' = f_1' R_{s1} / (\gamma_\Delta \sqrt{4z_1^2 + R_{s1}^2});$$

8) диаметр  $D_2$  второго компонента по формуле, аналогичной (196):

$$D_2 \geq 2y_2 \sqrt{1 + \xi_2^2} = 2y_1' \sqrt{1 + \xi_2^2},$$

где  $\xi_2 = 2a_2/R_{s2} = -2f_2'/R_{s1}$ .

Расчет насадки на основе законов геометрической оптики аналогичен расчету телескопической системы для конкретного лазера ( $\lambda$ ,  $D$ ,  $2\omega$  — известны).

Ниже приведены расчетные формулы:

$$\begin{aligned} \gamma &= 2\omega'/2\omega; \\ D' &= D/\gamma; \\ D_1 &= D + 2a_p\omega; \\ D_2 &= D'; \\ f_1' &= D_1 K; \\ f_2' &= -f_1'/\gamma; \\ L &= f_1' + f_2', \end{aligned}$$

где  $K$  — диафрагменное число, которое не должно быть больше 3 (иногда до 2).

В данной главе было рассмотрено преобразование лазерных пучков только в гауссовом приближении. Оптическая система считается идеальной, если входящий в нее световой пучок снова преобразовывается в чисто гауссов пучок. Это возможно только при условии, что оптическая система не вносит дополнительных искажений в форму волнового фронта. При расчете оптических систем, когда необходимо знать точную структуру лазерного пучка, формируемого системой, может быть рекомендован метод скалярной теории дифракции, описанный в литературе [23].

## ГЛАВА 17. ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

### 63. НАЗНАЧЕНИЕ И ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Под фотоэлектрической оптической системой понимают систему, в которой для регистрации излучения источника применяется фотоэлектрический приемник, а концентрация излучения на приемник осуществляется оптической системой. Оптическая система содержит объектив 2, образующий изображение источ-

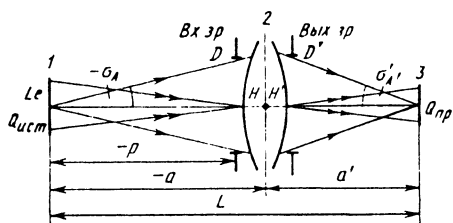
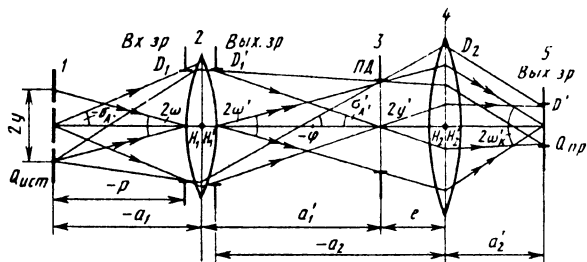


Рис. 184. Схема оптической фотоэлектрической системы

Рис. 185. Схема оптической фотоэлектрической системы с приемником излучения в выходном зрачке:

1 — источник; 2 — объектив; 3 — плоскость анализатора, 4 — конденсор; 5 — приемник



ника излучения 1 в плоскости чувствительного слоя приемника 3 (рис. 184) или в плоскости анализатора изображения, служащего, например, для отделения излучения фона, определения координат излучающего объекта и т. п. При наличии анализатора между ним и приемником помещается конденсор, фокусирующий излучение, прошедшее через объектив, на приемник (рис. 185). Оптическая система может включать светофильтры, пропускающие излучение в требуемом диапазоне длин волн.

Оптическая система выполняет следующие функции:

обеспечивает поступление на приемник потока излучения, необходимого для получения сигнала  $i$ , большего минимального сигнала  $i_{\min}$ , который определяет надежное действие системы и превышает с некоторым запасом сигнал, соответствующий порогу чувствительности приемника;

образует изображение источника требуемого размера и качества;

обеспечивает фильтрацию излучения фона и помех.

Выбор приемника излучения зависит от спектрального состава излучения источника, его мощности, а также спектральной характеристики пропускания среды, находящейся между источником и приемником.

#### 64. СВЕТОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ С УЧЕТОМ СПЕКТРАЛЬНЫХ И ИНТЕГРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Диаметр  $D$  входного зрачка объектива, обеспечивающий поступление на приемник необходимого (для надежной работы системы) потока излучения, определяется светоэнергетиче-

ским расчетом системы. Перед расчетом должны быть известны или выбраны источник и приемник излучения. При нахождении диаметра входного зрачка следует учитывать спектральные характеристики источника излучения и приемника, а также оптических сред, расположенных между ними. Исходными данными для расчета являются температура  $T$  и площадь излучающей поверхности  $Q_{\text{ист}}$  источника, а также спектральный коэффициент излучения  $\epsilon(\lambda)$  источника, спектральные коэффициенты пропускания атмосферы  $\tau_a(\lambda)$ , светофильтра  $\tau_{\text{сф}}(\lambda)$ , оптической системы  $\tau_{\text{о.с}}(\lambda)$ , коэффициент пропускания модулятора (анализатора)  $\tau_m$ , спектральная чувствительность  $S(\lambda)$  приемника, наименьшее значение реакции приемника  $i_{\text{min}}$ .

Светоэнергетический расчет проводится в предположении, что источник излучения имеет равномерную яркость в пределах апертурного угла  $\sigma_A$  системы и располагается на ее оптической оси, оптическая система не имеет виньетирования, а весь поток излучения, прошедший через систему, попадает на светочувствительную площадку приемника. Монохроматический поток излучения источника, поступающий во входной зрачок системы, согласно выражению (41)

$$d\Phi_e = \pi dL_e Q_{\text{ист}} \sin^2 \sigma_A, \quad (210)$$

где  $dL_e$  — энергетическая яркость источника для рассматриваемой длины волны.

В соответствии с равенствами (39) и (50)

$$dL_e = l_e(\lambda) d\lambda = (m_e(\lambda)/\pi) d\lambda = (\epsilon(\lambda) m_e^0(\lambda)/\pi) d\lambda. \quad (211)$$

Спектральную плотность энергетической светимости  $m_e^0(\lambda)$  черного тела вычисляют по формуле Планка (46) или находят с помощью единой изотермической кривой по формуле (49).

Монохроматический поток излучения, входящий на светочувствительную площадку приемника  $d\Phi'_e = \tau_a(\lambda) \tau_{\text{сф}}(\lambda) \times \tau_{\text{о.с}}(\lambda) \tau_m d\Phi_e$ , вызывает реакцию

$$di = S(\lambda) d\Phi'_e = s(\lambda) S_{\text{max}} d\Phi'_e, \quad (212)$$

где  $s(\lambda)$  — относительная спектральная чувствительность;  $S_{\text{max}}$  — максимальная спектральная чувствительность приемника.

Получение сигнала, превышающего наименьшую реакцию  $i_{\text{min}}$  при поступлении на площадку приемника потока излучения во всем спектральном диапазоне  $\lambda_1$ — $\lambda_2$  действия фотоэлектрической системы, будет обеспечено, если при нахождении апертурного угла системы в пространстве предметов выполнить условие:

$$\sin^2 \sigma_A \geq \frac{i_{\text{min}}}{\tau_m Q_{\text{ист}} S_{\text{max}} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \epsilon(\lambda) m_e^0(\lambda) \tau_a(\lambda) \tau_{\text{сф}}(\lambda) \tau_{\text{о.с}}(\lambda) s(\lambda) d\lambda}. \quad (213)$$

Интеграл в формуле (213) определяют графическим способом: он равен площади (в соответствии с масштабом построения),

ограниченной кривой  $\varphi(\lambda) = \varepsilon(\lambda)m_e^0(\lambda)\tau_a(\lambda)\tau_{сф}(\lambda)\tau_{о.с}(\lambda) \times s(\lambda)$ , ординаты которой получены перемножением ординат отдельных графиков  $\varphi_1(\lambda) = \varepsilon(\lambda)$ ,  $\varphi_2(\lambda) = m_e^0(\lambda)$ , ..., построенных в спектральном диапазоне  $\lambda_1 \leftarrow \lambda_2$ . Диаметр входного зрачка оптической системы

$$D \geq 2p \operatorname{tg} \sigma_A, \quad (214)$$

где  $p$  — расстояние от плоскости входного зрачка до источника излучения.

В паспорте на приемник излучения приводятся характеристика относительной спектральной чувствительности  $s(\lambda)$  и интегральная чувствительность  $S$ , определенная по излучению стандартного источника известного спектрального состава  $m_e(\lambda)$ . Спектральная чувствительность  $S(\lambda)$  приемника, учитывающая спектральный состав и мощность конкретного источника излучения в диапазоне  $\lambda_1 \leftarrow \lambda_2$ , определяется зависимостью

$$S(\lambda) = \frac{s(\lambda) S \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} m_e(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\lambda) m_e(\lambda) d\lambda}.$$

Если паспортная интегральная чувствительность  $S$  определена по световому потоку от стандартного источника света  $A$  (газонаполненная 100-ваттная лампа накаливания с нитью из вольфрама с  $T = 2854$  K), то

$$S(\lambda) = \frac{680s(\lambda) S \int_{0,38}^{0,77} V(\lambda) m_e(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\lambda) m_e(\lambda) d\lambda},$$

где  $V(\lambda)$  — относительная спектральная световая эффективность излучения; величина  $S$  выражена в А/лм или В/лм, а  $S(\lambda)$  — в А/Вт или В/Вт.

В случае, когда известны интегральные характеристики: энергетическая яркость  $L_e$  или энергетическая сила света  $I_e$  источника, коэффициенты пропускания атмосферы  $\tau_a$ , светофильтра  $\tau_{сф}$ , оптической системы  $\tau_{о.с}$ , модулятора  $\tau_m$ , интегральная чувствительность  $S$  приемника, то апертурный угол системы в пространстве предметов находят по формуле с учетом выражений (210) — (212):

$$\sin^2 \sigma_A \geq i_{\min}/(\pi L_e Q_{\text{ист}} S) \geq i_{\min}/(\pi I_e S), \quad (215)$$

где  $\tau = \tau_a \tau_{сф} \tau_{о.с} \tau_m$  — интегральный коэффициент пропускания оптических сред, расположенных между источником излучения и приемником.

Переход от интегральной чувствительности  $S^*$  приемника, приведенной в паспорте и определенной для излучения стандартного источника в диапазоне длин волн  $\lambda' - \lambda''$ , к интегральной чувствительности  $S$  для излучения конкретного источника в диапазоне длин волн  $\lambda_1 - \lambda_2$  осуществляется по формуле

$$S = \frac{S^* \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\lambda) m_e(\lambda) d\lambda \int_{\lambda'}^{\lambda''} m_e^*(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} m_e(\lambda) d\lambda \int_{\lambda'}^{\lambda''} s(\lambda) m_e^*(\lambda) d\lambda}, \quad (216)$$

где  $m_e^*(\lambda)$  и  $m_e(\lambda)$  — спектральные плотности энергетической светимости стандартного и конкретного источников соответственно.

В случае стандартного источника света зависимость (216) преобразуется к виду:

$$S = \frac{S^* 680 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\lambda) m_e(\lambda) d\lambda \int_{0,38}^{0,77} V(\lambda) m_e^*(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} m_e(\lambda) d\lambda \int_{0,38}^{0,77} s(\lambda) m_e^*(\lambda) d\lambda}.$$

#### 65. ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА С ПРИЕМНИКОМ ИЗЛУЧЕНИЯ, РАСПОЛОЖЕННЫМ В ПЛОСКОСТИ ИЗОБРАЖЕНИЯ ИСТОЧНИКА

Исходными данными для светозенергетического и габаритного расчетов оптической однокомпонентной фотоэлектрической системы, в которой плоскость светочувствительной площадки приемника расположена в плоскости изображения источника (см. рис. 184), являются: энергетическая яркость  $L_e$ ; энергетическая светимость  $M_e$  или энергетическая сила света  $I_e$  источника; площадь излучающей поверхности источника  $Q_{ист}$ ; площадь чувствительной площадки приемника  $Q_{пр}$ ; интегральная чувствительность приемника  $S$ ; коэффициенты пропускания оптических сред и устройств  $\tau_a$ ,  $\tau_{сф}$ ,  $\tau_{о.с.}$ ,  $\tau_m$ , расположенных между источником и приемником; расстояние  $a$  от оптической системы до источника. В результате светозенергетического и габаритного расчетов определяют диаметр входного зрачка  $D$  и фокусное расстояние  $f'$  оптической системы, а также расстояние  $a'$ , характеризующее положение приемника относительно системы.

Диаметр входного зрачка, являющийся определяющим для получения требуемого значения потока излучения на приемнике, находят по формулам (214), (215), при этом предполагают, что  $p \approx a$ . Фотоэлектрическая система, рассчитанная по интегральным характеристикам, будет действовать надежно, если спектральный состав излучения не изменяется оптическими средами, а коэф-



фициенты пропускания сред и интегральная чувствительность приемника рассчитаны для излучения данного спектрального состава. При невыполнении этих условий необходимо при использовании формул (213), (214) учитывать спектральные характеристики излучения источника, пропускания оптических сред и чувствительности приемника.

Значение линейного увеличения  $\beta$  оптической системы определяют из условия полного использования потока излучения, идущего на приемник. Это условие выполняется, если изображение источника не выходит за пределы чувствительной площадки приемника. Кроме того, необходимо учитывать, что чувствительность приемника по площадке неравномерная, поэтому необходимо обеспечить максимальное заполнение чувствительной площадки изображением источника. Очевидно, что оба эти требования выполняются при подобии форм источника и площадки приемника. Например, при круглой форме чувствительной площадки приемника диаметром  $d_{\text{пр}}$  и источнике излучения произвольной формы, вписывающемся в окружность диаметром  $d_{\text{ист}}$ , линейное увеличение оптической системы будет

$$\beta = -d_{\text{пр}}/d_{\text{ист}},$$

причем знак минус показывает, что изображение источника перевернутое. Расстояние  $a'$  и фокусное расстояние  $f'$  системы находят по формулам (100)—(102):

$$\begin{aligned} a' &= \beta a = -L\beta/(1 - \beta); \\ f' &= a\beta/(1 - \beta) = a'/(1 - \beta) = -L\beta/(1 - \beta)^2, \end{aligned}$$

где  $L$  — расстояние между источником и приемником.

Если изображение источника больше чувствительной площадки приемника ( $Q'_{\text{ист}} > Q_{\text{пр}}$ ), то диаметр входного зрачка системы определяют, используя апертурный угол  $\sigma'_{\text{А}}$  в пространстве изображений:

$$D = D'/\beta_P; \quad D' \approx 2a' \operatorname{tg} \sigma'_{\text{А}},$$

где  $D'$  — диаметр выходного зрачка;  $\beta_P$  — линейное увеличение системы в зрачках. Значение апертурного угла  $\sigma'_{\text{А}}$  находят из условия:

$$\sin^2 \sigma'_{\text{А}} \geq \frac{i_{\min}}{\tau_a \tau_{\text{сф}} \tau_o. \text{с} \tau_m \pi L_e Q_{\text{пр}} S}, \quad (217)$$

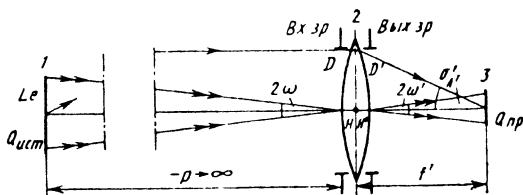
полученного из соотношений:  $i = \Phi'_e S \geq i_{\min}$ ;  $\Phi'_e = E'_e Q_{\text{пр}}$ ;  $E'_e = \tau_a \tau_{\text{сф}} \tau_o. \text{с} \tau_m \pi L_e \sin^2 \sigma'_{\text{А}}$ , где  $\Phi'_e$  — поток излучения, поступивший на площадку приемника;  $E'_e$  — освещенность этой площадки.

Диаметр  $D$  входного зрачка системы можно определить непосредственно по формуле:

$$D \geq \frac{2f'(\beta_P - \beta)}{\beta_P} \sqrt{\frac{i_{\min}}{\tau_a \tau_{\text{сф}} \tau_o. \text{с} \tau_m \pi L_e Q_{\text{пр}} S}}, \quad (218)$$

Рис. 186. Схема оптической фотоэлектрической системы для регистрации излучения удаленного источника:

1 — источник; 2 — объект; 3 — приемник



так как согласно выражению (135)

$$E'_e = \frac{\tau_a \tau_{cf} \tau_{o.c} \tau_{m\pi} L_e}{4} \left( \frac{D}{f'} \right)^2 \frac{\beta_P^2}{(\beta_P - \beta)^2}.$$

Если изображение источника меньше площадки приемника ( $Q'_{ист} < Q_{пр}$ ), то в выражениях (217), (218) вместо  $Q_{пр}$  подставляют  $Q'_{ист}$ .

В случае удаленного источника излучения (рис. 186), когда приемник расположен в задней фокальной плоскости оптической системы, фокусное расстояние системы определяют из условия согласования углового поля  $2\omega$  системы в пространстве предметов и линейного поля  $2y'$  в пространстве изображений, которое должно соответствовать диаметру чувствительной площадки приемника  $d_{пр}$ :

$$f' \leq d_{пр} / (2 \operatorname{tg} \omega).$$

Диаметр входного зрачка системы находят из условий:

$$D \geq 2f' \sqrt{\frac{i_{\min}}{\tau_a \tau_{cf} \tau_{o.c} \tau_{m\pi} L_e Q_{пр} S}} \geq 2f' \sqrt{\frac{i_{\min}}{\tau_a \tau_{cf} \tau_{o.c} \tau_{m\pi} M_e Q_{пр} S}}, \quad (219)$$

которые получаются из соотношений:  $i = \Phi'_e S \geq i_{\min}$ ;  $\Phi'_e = E'_e Q_{пр}$ ;  $E'_e = \tau_a \tau_{cf} \tau_{o.c} \tau_{m\pi} L_e (D/f')^2 / 4$ , где  $M_e$  — энергетическая светимость равновязкостного источника.

При необходимости учета спектральных характеристик излучения источника, пропускания сред и чувствительности приемника зависимость (219) представляют в следующем виде:

$$D \geq 2f' \sqrt{\frac{i_{\min}}{\tau_m Q_{пр} S_{\max} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_a(\lambda) \tau_{cf}(\lambda) \tau_{o.c}(\lambda) m_e(\lambda) s(\lambda) d\lambda}}}. \quad (220)$$

Если площадь изображения источника  $Q'_{ист}$  меньше площади чувствительной поверхности приемника, то в выражения (219) и (220) вместо  $Q_{пр}$  подставляют  $Q'_{ист}$ .

Рассмотрим частные случаи удаленного источника излучения.

1. Удаленный источник излучения с угловым размером  $2\alpha$ . Заменяв в выражении (219)  $Q_{пр}$  на  $Q_{пр} = \pi d_{пр}^2 / 4$ , где  $d_{пр} = f' 2\alpha$ , получим, что

$$D \geq \frac{2}{\pi \alpha} \sqrt{\frac{i_{\min}}{\tau_a \tau_{cf} \tau_{o.c} \tau_{m\pi} L_e S}}. \quad (221)$$

2. Бесконечно удаленный точечный источник излучения с энергетической силой света  $I_e$ . Светоэнергетический расчет ведется по значению энергетической освещенности  $E_e$  во входном зрачке системы. На основании равенства (37)

$$E_e = \tau_a I_e / p^2, \quad (222)$$

где  $\tau_a$  — коэффициент пропускания атмосферы;  $p$  — расстояние от входного зрачка до источника. С учетом того, что  $Q_{\text{ист}}/p^2 = = Q_{\text{пр}}/f'^2$  (см. рис. 186), выражение (219) примет вид:

$$D \geq 2p \sqrt{\frac{i_{\min}}{\tau_a \tau_{\text{сф}} \tau_{\text{о.с}} \tau_{\text{м}} \pi L_e Q_{\text{ист}} S}} \geq 2p \sqrt{\frac{i_{\min}}{\tau_a \tau_{\text{сф}} \tau_{\text{о.с}} \tau_{\text{м}} \pi I_e S}}. \quad (223)$$

Подставив в выражение (223)  $I_e$ , найденное по формуле (222), получим

$$D \geq 2 \sqrt{\frac{i_{\min}}{\tau_{\text{сф}} \tau_{\text{о.с}} \tau_{\text{м}} \pi E_e S}}. \quad (224)$$

Энергетическая освещенность  $E_e$  от источника излучения, звездная величина которого равна  $m$ :

$$E_e = E/K,$$

где  $K$  — световая эффективность излучения, лм/Вт;  $E$  — освещенность, создаваемая звездой у границы земной атмосферы, определяемая выражением:

$$\lg E = (m + 13,89) / (-2,5).$$

Звездная величина  $m$  используется в астрономии для характеристики блеска звезды, под которым понимается освещенность, измеренная в люксах, на плоскости, перпендикулярной направлению падения лучей.

## 66. ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА С ПРИЕМНИКОМ ИЗЛУЧЕНИЯ, РАСПОЛОЖЕННЫМ В ПЛОСКОСТИ ВЫХОДНОГО ЗРАЧКА СИСТЕМЫ

Фотоэлектрические системы, в которых чувствительная площадка приемника расположена в плоскости изображения источника, имеют недостаток, заключающийся в том, что при больших угловых размерах источника или при подвижном источнике, перемещающемся в пространстве предметов в пределах значительного углового поля  $2\omega$ , размер чувствительной площадки приемника должен быть также большим, что обуславливает нестабильность сигнала вследствие изменения чувствительности по площадке приемника, значительные собственные шумы и технологические трудности изготовления крупногабаритных приемников. Надежное действие фотоэлектрической системы обеспечивает двухкомпонентная система, в которой чувствительная площадка приемника помещается в плоскости выходного зрачка системы, где образуется интегральное изображение источника (см.

рис. 185). Объектив создает промежуточное изображение источника в плоскости анализатора, выполняющего роль полевой диафрагмы. Конденсор, расположенный за анализатором, проецирует выходной зрачок объектива в плоскость чувствительной площадки приемника (плоскость выходного зрачка системы). Применение конденсора позволяет уменьшить необходимый размер чувствительной площадки приемника, в результате чего уменьшается влияние неравномерной чувствительности по площадке и снижаются собственные шумы приемника.

Светоэнергетический расчет системы с конденсором заключается в нахождении диаметра входного зрачка объектива, обеспечивающего поступление на приемник потока излучения, необходимого для получения заданного сигнала.

Значение апертурного угла системы в пространстве предметов  $\sigma_d$ , определяющего диаметр  $D_1$  входного зрачка объектива, находят по формуле (213) с учетом спектральных характеристик источника, оптических сред и приемника или по формуле (215) по интегральным характеристикам. Диаметр  $D_1$  подсчитывают по формуле (214). В случае удаленного источника излучения расчет диаметра входного зрачка объектива выполняется по формуле (221), учитывающей угловой размер  $2\alpha$  источника. При бесконечно удаленном точечном источнике излучения диаметр входного зрачка объектива определяют по формуле (224) с учетом освещенности в плоскости входного зрачка.

Габаритный расчет системы состоит в определении фокусных расстояний объектива и конденсора, а также взаимного расположения объектива, конденсора и приемника. Линейное увеличение объектива  $\beta_1$  (при расположении источника излучения на конечном расстоянии от системы) находится как отношение диаметра  $2y'$  полевой диафрагмы—анализатора—к линейному полю  $2y$  объектива в пространстве предметов:

$$\beta_1 = -2y'/2y.$$

Тогда при известном расстоянии  $a_1$  от объектива до источника излучения расстояние  $a'_1$  от объектива до плоскости анализатора и фокусное расстояние объектива  $f'_1$  определяют по формулам (104) и (100):

$$a'_1 = \beta_1 a_1; \quad f'_1 = a_1 \beta_1 / (1 - \beta_1) = a'_1 / (1 - \beta_1).$$

В случае удаленности предмета ( $-a_1 \rightarrow \infty$ ) анализатор помещают в задней фокальной плоскости объектива, заднее фокусное расстояние которого находят по формуле:

$$f'_1 = D_{\text{пд}} / (2 \operatorname{tg} \omega) = y' / \operatorname{tg} \omega,$$

где  $2\omega$  — угловое поле объектива в пространстве предметов.

Линейное увеличение конденсора  $\beta_2$  определяется из условия сопряжения выходного зрачка объектива с выходным зрачком системы. Линейное увеличение в зрачках системы

$$\beta_P = \beta_P \beta_2 = D'_1 D' / (D_1 D'_1) = D' / D_1,$$

где  $\beta_{P1}$  — линейное увеличение в зрачках объектива;  $D_1'$  и  $D'$  — диаметры выходных зрачков объектива и всей системы соответственно. При  $\beta_{P1} = 1$

$$\beta_P = D'/D_1 = d_{\text{пр}}/D_1,$$

где  $d_{\text{пр}}$  — диаметр чувствительной площадки приемника.

Расстояние  $a_2$  между главными плоскостями конденсора и объектива:

$$-a_2 = a_1' + e,$$

где  $e$  — расстояние между плоскостью анализатора и главными плоскостями конденсора, выбираемое по возможности малым из условия уменьшения светового диаметра конденсора  $D_K$ .

Фокусное расстояние конденсора  $f_2'$  определяют из условия, обеспечивающего получение параллельного или сходящегося пучка лучей после конденсора:  $f_2' \leq e$ .

Расстояние  $a_2'$ , характеризующее положение выходного зрачка системы (плоскости размещения чувствительной площадки приемника) относительно главных плоскостей конденсора, и заднее фокусное расстояние конденсора  $f_2'$  рассчитывают по формулам, аналогичным (104), (100):

$$a_2' = \beta_2 a_2; \quad f_2' = a_2 \beta_2 / (1 - \beta_2) = a_2' / (1 - \beta_2).$$

Угловое поле конденсора в пространстве изображений  $2\omega_K'$ :

$$\text{tg } \omega_K' = \gamma_P \text{ tg } \omega,$$

где  $\gamma_P$  — угловое увеличение в зрачках системы.

Для системы, расположенной в однородной среде, при  $\beta_{P1} = 1$

$$\text{tg } \omega_K' = \text{tg } \omega / \beta_2 = \text{tg } \omega / \beta_2 = D_1 \text{ tg } \omega / d_{\text{пр}}.$$

Если плоскость анализатора находится в совмещенных задней фокальной плоскости объектива и передней фокальной плоскости конденсора, то

$$\text{tg } \omega_K' = \text{tg } \omega (f_1'/f_2').$$

Диаметр конденсора  $D_2$  при отсутствии виньетирования для края поля определяется ходом крайнего луча наклонного пучка (идущего на рис. 185 через нижний край выходного зрачка объектива и верхний край полевой диафрагмы):

$$D_2 = D_{\text{пд}} + 2e \text{ tg } \varphi,$$

где  $\text{tg } \varphi = (D_1' + D_{\text{пд}}) / 2a_1'$ .

## 67. ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА С ЛАЗЕРОМ

Лазер с афокальной насадкой используют для освещения удаленных объектов в дальномерах, локаторах, приборах лазерной телефонной связи и т. п. Рассмотрим особенности расчета

фотоэлектрической системы, содержащей лазер в качестве источника излучения, на примере локатора. Оптическая система локатора (рис. 187) состоит из передающей части, содержащей лазер 1 и афокальную насадку 2, и принимающей части — объектив 3 и фотоприемник 4.

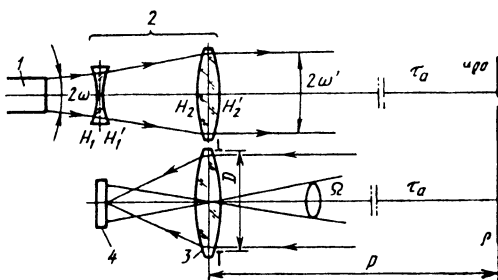


Рис. 187. Схема оптической фотоэлектрической системы с лазером

Передающая часть предназначена для образования узконаправленного потока излучения с требуемым углом расходимости пучка лучей в направлении объекта. Принимающая часть служит для преобразования отраженного объектом потока излучения в электрический сигнал, содержащий информацию, например, о дальности, скорости, угловых координатах объекта.

Диаметр освещаемого пятна на объекте

$$d_n = 2\omega' r, \quad (225)$$

где  $2\omega'$  — угол расходимости пучка лучей лазера после насадки;  $r$  — расстояние до объекта. Энергетическая сила света в направлении оптической оси передающей части определяется согласно (31) выражением

$$I_e = \tau_{o.c1} \Phi_e / \Omega, \quad (226)$$

где  $\Phi_e$  — поток излучения лазера;  $\Omega = \pi\omega'^2$  — телесный угол расходимости пучка лучей после насадки;  $\tau_{o.c1}$  — коэффициент пропускания афокальной насадки. Энергетическая освещенность объекта, полученная с помощью передающей части:

$$E_e = \tau_a \cos \varepsilon I_e / r^2, \quad (227)$$

где  $\tau_a$  — коэффициент пропускания атмосферы на расстоянии  $r$ ;  $\varepsilon$  — угол между направлением пучка лучей и нормалью к поверхности объекта.

Энергетическая яркость освещенного объекта как вторичного источника излучения согласно формуле (40)

$$L_e = \rho E_e / \pi,$$

где  $\rho$  — коэффициент диффузного отражения поверхности объекта.

Энергетическая сила света  $I'_e$ , отраженного объектом излучения, определяется в соответствии с выражением (32):

$$I'_e = L_e Q_{об} \cos \varepsilon, \quad (228)$$

где  $Q_{об} = \pi d_n^2 / 4$  — площадь освещенной части поверхности объекта.

Поток излучения, поступающий от объекта во входной зрачок объектива принимающей части диаметром  $D$ :

$$\Phi'_e = E'_e Q_{\text{вх. зр}}, \quad (229)$$

где  $E'_e = \tau_a I'_e / \rho^2$  — энергетическая освещенность входного зрачка объектива;  $Q_{\text{вх. зр}} = \pi D^2 / 4$  — площадь входного зрачка.

На фотоприемник принимающей части поступает поток излучения

$$\Phi''_e = \tau_{0. \text{с} 2} \Phi'_e, \quad (230)$$

где  $\tau_{0. \text{с} 2}$  — коэффициент пропускания принимающей части.

С учетом зависимостей (40), (226)–(229) формулу (230) можно записать в следующем виде:

$$\Phi''_e = \frac{\tau_{0. \text{с} 1} \tau_a^2 \tau_{0. \text{с} 2} \rho Q_{06} \cos^2 \varepsilon D^2}{4\pi \omega'^2 \rho^4} \Phi_e. \quad (231)$$

Для надежной работы принимающей части необходимо, чтобы значение потока излучения  $\Phi''_e$ , поступающего на приемник, превышало значение порогового потока  $\Phi_{e \text{ пор}}$  приемника:

$$\Phi''_e = k \Phi_{e \text{ пор}}, \quad (232)$$

где  $k$  — требуемое отношение сигнал/шум.

Выражения (231) и (232) позволяют определить диаметр входного зрачка принимающей части, обеспечивающей получение на приемнике необходимого потока излучения при известном расстоянии  $\rho$  от системы до объекта, или рассчитать дальность действия локатора при выбранном диаметре входного зрачка объектива принимающей части по формулам:

$$D \geq 2\omega' \rho^2 \sqrt{\frac{\pi k \Phi_{e \text{ пор}}}{\tau_{0. \text{с} 1} \tau_a^2 \tau_{0. \text{с} 2} \rho Q_{06} \cos^2 \varepsilon \Phi_e}}; \quad (233)$$

$$\rho \leq \sqrt[4]{\frac{\tau_{0. \text{с} 1} \tau_a^2 \tau_{0. \text{с} 2} \rho Q_{06} \cos^2 \varepsilon D^2 \Phi_e}{4\pi k \Phi_{e \text{ пор}} \omega'^2}}. \quad (234)$$

Из выражения (234) следует, что дальность действия локатора возрастает при увеличении потока излучения лазера  $\Phi_e$ , диаметра входного зрачка принимающей части, а также при уменьшении угла расходимости пучка лучей лазера в случае освещения всей поверхности объекта.

Подставив в формулу (233)  $Q_{06} = \pi d_n^2 / 4$ , с учетом равенства (225) получим выражение

$$D \geq 2\rho \sqrt{\frac{k \Phi_{e \text{ пор}}}{\tau_{0. \text{с} 1} \tau_a^2 \tau_{0. \text{с} 2} \rho \cos^2 \varepsilon \Phi_e}},$$

более удобное для практических вычислений при больших величинах  $\rho$ .

Необходимо отметить, что расчет диаметра входного зрачка принимающей части системы можно проводить также по формуле (219), где  $f'$  — фокусное расстояние объектива;  $Q_{\text{пр}}$  — площадь чувствительной площадки приемника при условии, если изображение объекта перекрывает чувствительную площадку приемника. Если изображение объекта диаметром  $d_n' = d_n \beta$ , где  $\beta \approx f'/p$ , вписывается в чувствительную площадку приемника, то в выражение (219) вместо  $Q_{\text{пр}}$  подставляют  $Q_n' = \pi d_n^2 / 4$ .

## ГЛАВА 18. ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ КОНТРОЛЬНО-ЮСТИРОВОЧНЫХ И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ

### 68. ОСНОВНЫЕ ПРИБОРЫ И ПРИСПОСОБЛЕНИЯ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ В ОПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЯХ

Оптические приборы нашли широкое применение в измерениях при контроле линейных и угловых размеров, а также при определении характеристик оптических систем.

**Оптическая скамья.** Универсальным прибором для оптических измерений является оптическая скамья. На оптической скамье можно смонтировать любой оптический прибор, а также проводить различные измерения как всего оптического прибора, так и отдельных его оптических узлов. Оптическая скамья состоит из станины с направляющими, на которых с помощью рейтеров можно устанавливать и взаимно перемещать как измерительные, так и контролируемые приборы. В комплект оптических скамей входит широкий набор различных рейтеров, в которых с помощью специальных крепежных приспособлений можно укреплять любые контролируемые приборы и детали. Для точных установок контролируемых деталей рабочие столики рейтеров имеют микроподачи в двух взаимно перпендикулярных плоскостях с ценой деления 0,01 мм. В комплект оптической скамьи входят следующие оптические приборы.

**Коллиматор** — это оптический прибор, который предназначен для имитации объекта, расположенного на бесконечно большом расстоянии. Обычно коллиматор (рис. 188) состоит из двухлинзового объектива 5 с малым относительным отверстием и малым углом поля, а также объекта 4 (точки, шкалы, миры), расположенного в передней фокальной плоскости объектива. Для подсветки объекта используется осветитель, состоящий из источника света 1 и конденсора 2, проецирующего изображение тела накала во входной зрачок контролируемой оптической системы. Если это осуществить не удастся или требуется более равномерное распределение освещенности в плоскости объекта, то между конденсором и объектом (ближе к объекту) устанавливается рассеивающий светофильтр 3 (молочное или матовое стекло).



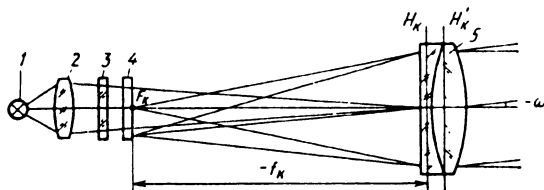


Рис. 188. Оптическая схема коллиматора

Когда в качестве объекта используется светящаяся точка, то рекомендуется тело накала проецировать конденсором на отверстие в диафрагме, имитирующее этот объект. Фокусное расстояние объектива коллиматора должно быть в 3—5 раз больше фокусного расстояния контролируемого объектива. В этом случае погрешность установки сетки изменяется пропорционально квадрату отношения фокусных расстояний объективов, т. е. погрешность в установке сетки уменьшается в 9—25 раз. Угловое поле коллиматора в минутах можно определить по известному фокусному расстоянию объектива коллиматора  $f'_k$  и световому диаметру его сетки  $D_c$ :

$$2\omega \approx (D_c/f'_k) 3438'.$$

Предел разрешения объектива коллиматора прямо пропорционален длине волны света и обратно пропорционален относительному отверстию объектива (см. п. 19):

$$\delta = 1,22\lambda f'_k/D_k.$$

Отечественная промышленность для лабораторных исследований серийно выпускает оптические скамьи ОСК-2 и ОСК-3, в основном различающиеся коллиматорами. В комплект ОСК-2 входит коллиматор с фокусным расстоянием объектива 1600 мм и световым диаметром 150 мм, а в комплект ОСК-3 входит объектив с фокусным расстоянием 1000 мм и световым диаметром 100 мм. Таким образом, предел разрешения в предметной плоскости коллиматора ОСК-2 для длины волны света  $\lambda_e$   $\delta \approx 7,2$  мкм, а для ОСК-3  $\delta \approx 6,7$  мкм.

В качестве объектов в коллиматоре широко используются миры. Мира представляет собой матрицу  $5 \times 5$  — набор из 25 элементов, расположенных пятью столбцами в каждой из пяти строк. Каждый элемент в свою очередь состоит из четырех квадратов с параллельными штрихами. Причем направление штрихов в каждом последующем квадрате сдвинуто на угол  $45^\circ$  относительно направления штрихов предыдущего квадрата. Ширина темных и светлых полос в пределах одного элемента — величина постоянная и определяется номером миры и номером элемента. Число штрихов на 1 мм от элемента № 1 до элемента № 25 увеличивается. Миры изготовляют фотоспособом. Основной ха-

рактической стороной является база — расстояние между двумя штрихами, расположенными по краям миры. Эти штрихи находятся на месте цифр 3, 15 и 11, 23, определяющих номер элемента миры. База и определяет номер миры. В комплект оптической скамьи входят шесть мир. Некоторые характеристики этих мир приведены в табл. 15.

Таблица 15. Миры штриховые

Номер миры	Число штрихов на 1 мм в элементе		База миры, мм
	№ 1	№ 25	
1	50	200	1,2
2	25	100	2,4
3	12,5	50	4,8
4	6,5	25	9,6
5	3,1	12,5	19,2
6	1,56	6,3	38,4

Зная фокусное расстояние объектива и число штрихов  $N$  на 1 мм в данном элементе, можно определить угол разрешения этого элемента миры в секундах:

$$\alpha = 206\,265 / (Nf'_k). \quad (235)$$

Если испытуемый прибор формирует изображение на конечном расстоянии, то этот прибор можно оценивать по числу линий на 1 мм или по пределу разрешения в линейной мере. В этом случае необходимо учитывать, с каким масштабом (увеличением) переносится мира в плоскость изображения испытуемого прибора. Если прибор — телескопическая система, то разрешающая способность или предел разрешения оценивается в угловой мере в пространстве предметов по формуле (235) или по таблицам, прилагаемым к оптической скамье.

В оптических измерениях для контроля высокоточных оптических систем и их элементов используются коллиматоры, фокусное расстояние которых достигает десятков метров. Так как на точность измерений оказывает влияние изменение температуры, то длиннофокусные коллиматоры снабжаются теплозащитными кожухами или их размещают в помещении, где поддерживаются постоянные температура и давление.

*Автоколлиматор*, или автоколлимационная зрительная труба, представляет собой сочетание коллиматора и автоколлимационного окуляра. Системы наиболее часто встречающихся автокол-

лимационных окуляров приведены на рис. 189. Здесь звездочкой отмечена поверхность, на которой нанесена сетка. Принцип

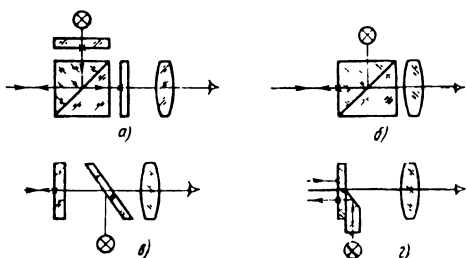


Рис. 189. Автоколлимационные окуляры:

а — куб с двумя сетками; б — куб с одной сеткой; в — Гаусса длиннофокусный; г — Аббе

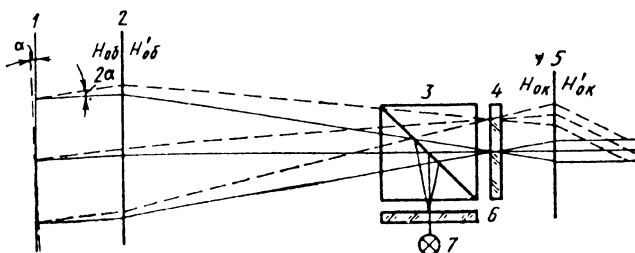


Рис. 190. Оптическая схема автоколлиматора с призмой и двумя сетками

работы автоколлиматора ясен из рис. 190, на котором приведена схема автоколлимационной трубы с призмой и двумя сетками. Источник света 7 освещает установленную строго в фокальной плоскости объектива 2 сетку 6, которая представляет собой прозрачное перекрестие на темном фоне. Световой пучок, отразившись от полупрозрачной плоскости делительного кубика (призмы 3), пройдя объектив 2, превращается в параллельный пучок лучей. После отражения от зеркальной поверхности 1 лучи проходят объектив 2, призму 3 и собираются на поверхности измерительной сетки 4, расположенной в задней фокальной плоскости объектива и в передней фокальной плоскости окуляра 5. Если зеркальная поверхность строго перпендикулярна оптической оси автоколлиматора, то изображение перекрестия совпадает с центром измерительной сетки. В случае наклона зеркальной поверхности на угол  $\alpha$  лучи, отраженные от этой поверхности, отклоняются на угол  $2\alpha$  и создают изображение перекрестия, смещенное относительно центра измерительной сетки на  $\Delta = f'_k \operatorname{tg} 2\alpha$ . Измерив значение смещения перекрестия, можно определить наклон поверхности в секундах по формуле

$$\alpha = 206\,265 \Delta / (2f'_k).$$

В качестве автоколлиматора в ОСК-2 и ОСК-3 используется зрительная труба с видимым увеличением  $20\times$ , фокусным расстоянием объектива 500 мм и диаметром объектива 50 мм. Для более точных измерений можно использовать коллиматор, в котором вместо объекта используется автоколлимационный окуляр. С помощью автоколлиматора можно измерять малые углы наклона плоских поверхностей, параллельность их установки, перпендикулярность друг другу и проводить многие другие измерения.

В комплект оптических скамей входят микроскоп со сменными объективами и окулярами, в том числе винтовой окуляр-микрометр, и диоптрийная трубка, которая при добавлении дополнительного объектива превращается в динаметр.

На оптических скамьях можно определять фокусное расстояние объектива, его разрешающую способность, проверять центровку компонентов оптической системы, измерять остаточные

Т а б л и ц а 16. Технические характеристики гониометров

Характеристика	ГС-30	ГС-10	ГС-5	ГС-1М
Увеличение трубы, X	25		41	69
Фокусное расстояние объектива, мм	250		400	674
Световой диаметр объектива, мм	40		50	70
Цена деления лимба	1°	20'		10'
Погрешность показания прибора, "	±30	±10	±5	±1
Габаритные размеры, мм:				
высота	330	300	400	—
длина	560		795	—
Расстояние между объективами коллиматора и трубы, мм	200		250	—
Масса, кг	14	20	49	—

аберрации, определять коэффициент пропускания оптической системы и даже распределение освещенности в изображении точки при наличии приемника световой энергии и калибровочных отверстий, определять положение главных точек в объективе, вершинные фокусные расстояния и проводить многие другие измерения.

**Гониометр.** Для определения угловых величин в широких пределах с высокой точностью используются гониометры. Они состоят из коллиматора, автоколлимационной зрительной трубы, лимба, связанного с осью вращения рабочего столика, алидады, закрепленной на оси зрительной трубы, и отсчетного микроскопа. С помощью гониометра можно измерять углы призм, показатели преломления и дисперсию материала призм. Основные характеристики гониометров приведены в табл. 16.

**Сферометры.** Для измерения радиусов кривизны оптических поверхностей предназначены сферометры. Основные элементы сферометра: измерительный стержень, отсчетный микроскоп со спиральным окуляр-микрометром, сменные измерительные кольца, осветитель. Измерение осуществляется в следующей последовательности. На выбранное измерительное кольцо устанавливается плоская поверхность и выставляется на ноль отсчетное устройство. Затем на это кольцо устанавливается контролируемая деталь и определяется размер стрелки прогиба сферической поверхности. Зная радиус  $R$  измерительного кольца и размер стрелки  $h$ , находят радиус контролируемой поверхности:

$$r = R^2/2h + h/2 \pm \rho,$$

где  $\rho$  — радиус шарика измерительного кольца, мм. Для вогнутой поверхности в последней формуле берут знак плюс, для выпуклой — знак минус.

## Технические характеристики сферометров ИЗС-7 и ИЗС-8

	ИЗС-7	ИЗС-8
Пределы измерения радиусов кривизны, мм	10—1000	80—40 000
Пределы измерения стрелок прогиба, мм		$\pm 15$
Цена деления отсчетного устройства, мм . . .		0,001
Предельная погрешность, %, результата измерения радиуса кривизны в диапазоне, мм:		
10—37,5 . . . . .	$\pm 0,07$	—
37,5—1000 . . . . .	$\pm 0,04$	—
80—750 . . . . .	—	$\pm 0,04$
750—1000 . . . . .	—	$\pm 0,05$
(1—5) $10^3$ . . . . .	—	$\pm 0,15$
(5—40) $10^3$ . . . . .	—	$\pm 0,5$
Габаритные размеры, мм . . . . .	380×240×210	320×320×180

### 69. ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ПРИБОРОВ

Интерференционные приборы (интерферометры) широко применяются для высокоточного измерения перемещений деталей, их линейных и угловых размеров, контроля формы и микрогеометрии поверхностей, исследования качества оптических систем, измерения показателя преломления жидкостей и газов, контроля тонкослойных покрытий, анализа спектрального состава излучения и т. п. С появлением высококогерентных лазерных излучателей область применения интерферометров значительно расширилась, так как появилась возможность получать интерференционную картину при большой оптической разности хода интерферирующих пучков. Большинство известных в настоящее время интерферометров построено на базе классических схем интерферометров Физо, Майкельсона, Цендера—Маха, Релея и Фабри—Перо.

В интерферометре Физо (рис. 191, а) пучок света от квази-монохроматического источника 1 (например, натриевой лампы)

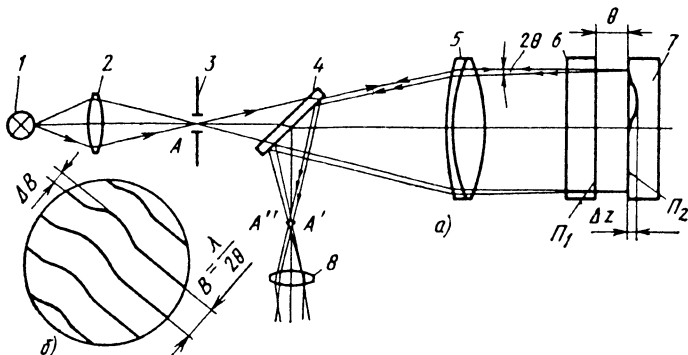


Рис. 191. Интерферометр Физо:

а — оптическая схема; б — наблюдаемая интерференционная картина

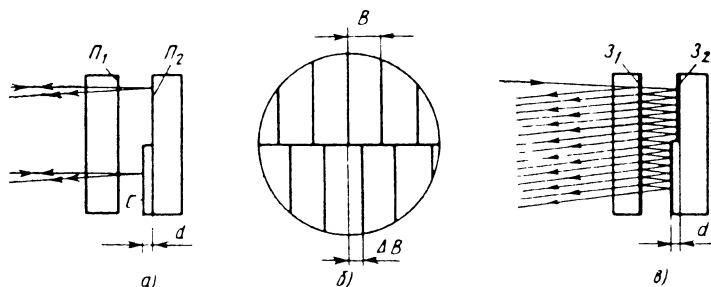


Рис. 192. Контроль толщины слоев на интерферометре Физо:  
 а — схема двухлучевой интерференции; б — вид интерференционной картины; в — схема многолучевой интерференции

собирается с помощью конденсорной линзы 2 на отверстие А в диафрагме 3, проходит через светоделительную пластину 4 и падает на объектив 5. Параллельный пучок лучей, вышедший из объектива 5, отражается от плоской поверхности  $\Pi_1$  образцовой пластины 6 и поверхности  $\Pi_2$  детали 7. Отраженные от поверхностей  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$  световые пучки проходят в обратном ходе через объектив 5 и отражаются от светоделительной поверхности пластины 4. Эти пучки строят два изображения ( $A'$  и  $A''$ ) отверстия диафрагмы.

Взаимодействие двух пучков приводит к образованию интерференционной картины, которая имеет вид равноотстоящих полос (рис. 191, б). Ширина полос зависит от угла  $\theta$  между поверхностями  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$ , который изменяют наклоном детали 6 или 7. Для визуального наблюдения интерференционных полос глаз располагают вблизи изображений  $A'$  и  $A''$  отверстия диафрагмы 3. Юстировку интерферометра выполняют с помощью окуляра 8, позволяющего наблюдать резкие изображения  $A'$ ,  $A''$  и совмещать их наклоном детали 6 или 7. При наличии на поверхности  $\Pi_2$  дефекта размером  $\Delta z$  интерференционные полосы искривляются на величину  $\Delta B$ , причем

$$\Delta z = (\lambda/2) (\Delta B/B), \quad (236)$$

где  $\lambda$  — длина световой волны.

Измерив  $\Delta B$  и  $B$ , по формуле (236) можно оценить погрешности формы плоской поверхности  $\Pi_2$ . Если на поверхность  $\Pi_2$  нанесен слой С (рис. 192, а), то в интерферометре Физо наблюдаются две системы полос, одна из которых образована пучками, отраженными от  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$ , а вторая — пучками, отраженными от  $\Pi_1$  и наружной поверхности слоя С (рис. 192, б). Измерив сдвиг полос  $\Delta B$  и ширину полос  $B$ , по формуле (236) можно определить толщину слоя ( $d = \Delta z$ ), меньшую  $\lambda/2$ , с погрешностью не более  $\lambda/20$ .

Нанося на  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$  со слоем тонкие высокоотражающие зеркальные покрытия  $З_1$  и  $З_2$  (рис. 192, в), можно обеспечить по-

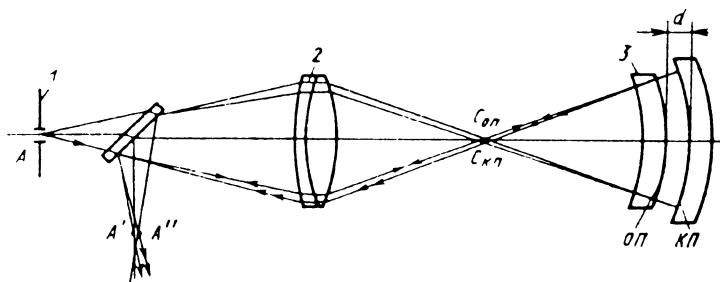


Рис. 193. Контроль сферических поверхностей на интерферометре Физо

лучение очень резких многолучевых интерференционных полос, что позволяет измерить толщину слоя с погрешностью, составляющей единицы и доли нанометров.

Советские ученые Ю. В. Коломийцов и И. И. Духопел усовершенствовали интерферометр Физо (см. рис. 191) применительно к контролю формы сферических поверхностей. В этом варианте прибора (рис. 193) деталь 3 выполняют в виде апланатического мениска с образцовой поверхностью (ОП), радиус кривизны которой связан с радиусом кривизны контролируемой поверхности (КП) соотношением

$$r_{\text{оп}} \approx r_{\text{кп}} - d,$$

где  $d$  — расстояние между ОП и КП.

Объектив 2 строит изображение диафрагмы 1 в центре  $C_{\text{оп}}$  кривизны ОП. Если центры  $C_{\text{кп}}$  и  $C_{\text{оп}}$  кривизны КП и ОП совмещены, то наблюдается бесконечно широкая полоса. При смещении КП перпендикулярно оптической оси объектива наблюдают интерференционные полосы, а вдоль оптической оси — кольца. Контроль формы КП удобно вести по интерференционным полосам, причем как и в случае плоских поверхностей, искривления полос связаны с погрешностями формы КП соотношением (236).

Модернизированный интерферометр Физо (рис. 194, а) позволяет выполнять уникальные измерения длины концевых мер. В приборе используют источник, например кадмиевую лампу, излучающий несколько узких спектральных линий. Поворотом спектральной призмы 10 в отверстие диафрагмы 8 направляется излучение только одной длины волны. В блоке 9 осуществляется анализ интерференционной картины. Измеряемая концевая мера 11 притирается одной своей поверхностью к поверхности  $\Pi_2$  детали 7. Интерференционная картина включает две системы сдвинутых друг относительно друга интерференционных полос, одна из которых образована пучками, отраженными от  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$ , а вторая — пучками, отраженными от  $\Pi_1$  и верхней поверхности  $\Pi_3$  концевой меры (рис. 194, б). Длина  $L$  концевой меры должна быть

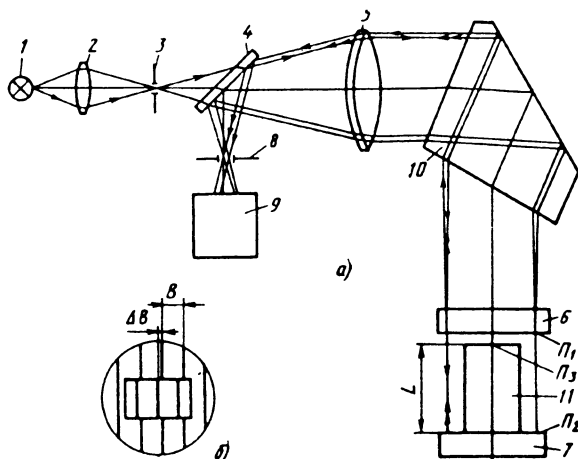


Рис. 194. Измерение длины концевых мер на модернизированном интерферометре Физо:

*а* — оптическая схема интерферометра; *б* — интерференционная картина; 1—6 — то же, что и на рис. 191

известна с погрешностью 1—2 мкм, а измерения на интерферометре позволяют уточнить  $L$  с погрешностью не более 0,02—0,03 мкм. Цена одной интерференционной полосы равна  $\lambda/2$ , и поэтому для неизвестной концевой меры можно написать следующее уравнение:

$$L = (m + \Delta B/B) (\lambda/2),$$

где  $m$  — целое число;  $B$  — ширина полос;  $\Delta B$  — смещение одной системы полос относительно другой.

Для интерференционных картин, полученных на двух длинах волн, можно записать следующее соотношение:

$$L = \left(m_1 + \frac{\Delta B_1}{B_1}\right) \frac{\lambda_1}{2} = \left(m_1 + m_2 + \frac{\Delta B_2}{B_2}\right) \frac{\lambda_2}{2}, \quad (237)$$

где  $m_1, m_2$  — целые числа.

Выбирая  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  близкими, можно обеспечить  $m_2 = 1$ . Измерив  $\Delta B_1/B_1$  и  $\Delta B_2/B_2$ , с помощью формул (237) можно вычислить  $m_1$  и искомую длину  $L$ . Для исключения возможных неоднозначностей используют излучение на нескольких длинах волн (до шести и более) с последующей обработкой результатов измерения.

Интерферометр Майкельсона (рис. 195, *а*) наряду с интерферометром Физо является базовым для многих интерференционных приборов. Конденсорная линза 2 проецирует источник света 1 на отверстие диафрагмы 3. Выходящий из объектива 4 параллельный пучок частично отражается от светоделительной поверхности СД пластины 5 и частично проходит через нее; прошедший пучок отражается от зеркальной поверхности  $З_1$  детали 6, а отражен-



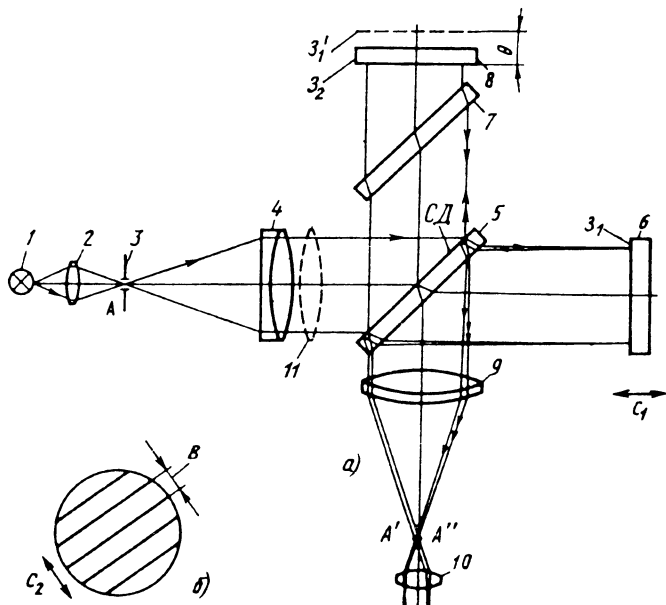


Рис 195. Интерферометр Майкельсона:

*a* — оптическая схема; *б* — наблюдаемая интерференционная картина

ный — проходит компенсатор 7 и отражается от зеркальной поверхности  $3_2$  детали 8. Два пучка, отраженные от зеркал  $3_1$  и  $3_2$ , с помощью *СД* направляются на объектив 9 и строят два изображения  $A'$  и  $A''$  отверстия  $A$  диафрагмы 3. При выполнении условия когерентности эти пучки интерферируют между собой.

Окуляр 10 позволяет наблюдать изображения  $A'$  и  $A''$  при их совмещении путем наклона одного из зеркал. Компенсатор 7 уравнивает оптический путь в стекле интерферирующих пучков, что необходимо при использовании источника белого света. Если диафрагма 3 имеет малые размеры, в интерферометре наблюдают равноотстоящие полосы равной оптической толщины (рис. 195, б), локализованные вблизи зеркал. Заменяя мысленно зеркало  $3_1$  его изображением  $3'_1$ , построенным пластинами 5 и 7, возникновение интерференционной картины в интерферометре Майкельсона можно объяснить как интерференцию на воздушном клине между поверхностями  $3'_1$  и  $3_2$ . При введении объектива 11, проецирующего диафрагму 3 на одно из зеркал, через окуляр 10 можно наблюдать интерференционные кольца равного наклона, локализованные в бесконечности. В этом случае поверхности  $3'_1$  и  $3_2$  расположены параллельно друг другу.

Интерферометр Майкельсона имеет многочисленные применения, одно из которых — измерение линейных перемещений. Пред-

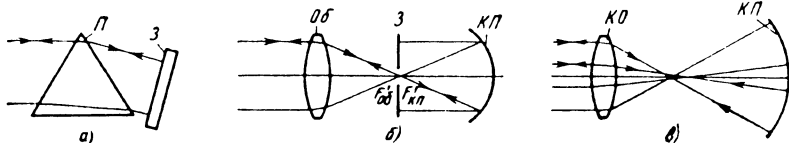


Рис. 196. Контроль на интерферометре оптических деталей:

а — призмы; б — вогнутых параболоидов; в — произвольных асферических поверхностей

положим, что зеркало  $З_1$  жестко связано с деталью, поступательно перемещающейся вдоль нормали к поверхности зеркала (стрелка  $C_1$ ). Интерференционные полосы будут смещаться вдоль стрелки  $C_2$ , перпендикулярной полосам (рис. 195, б). При смещении зеркала на  $\lambda/2$  полосы сдвигаются на отрезок, равный ширине полос  $B$ . С помощью фотоэлектрических устройств обеспечивается измерение смещения полос с погрешностью в сотые доли  $B$ , что соответствует погрешностям перемещения зеркала в тысячные доли микрометра. При значительных перемещениях зеркала необходимо использовать лазерные источники, позволяющие получать контрастную интерференционную картину при больших оптических разностях хода.

Интерферометр Майкельсона позволяет контролировать качество оптических деталей. В этом случае вместо зеркала  $З_1$  используют оптическую систему (рабочую ветвь), которая содержит контролируемую деталь и обеспечивает автоколлимационный ход лучей. На рис. 196 изображены схемы рабочих ветви при контроле призмы  $\Pi$ , вогнутых параболоидов и произвольных асферических поверхностей. При контроле вогнутых параболоидов (рис. 196, б) в рабочую ветвь вводится безабберационный объектив  $Об$ , который собирает параллельный пучок в фокус  $F_{КП}$  контролируемого параболоида  $КП$ ; автоколлимационный ход лучей обеспечивается плоским зеркалом  $З$ . В схеме на рис. 196, в использован компенсационный объектив  $КО$ , который направляет лучи строго по нормальям контролируемой поверхности  $КП$ . Контроль погрешностей оптических деталей выполняется по искривлению интерференционных полос, ширина которых регулируется наклоном второго зеркала  $З_2$  интерферометра (см. рис. 195).

Широкое распространение для изучения газовых неоднородностей и диагностики плазмы получил интерферометр Цендера—Маха (рис. 197). Параллельный пучок лучей разделяется полупрозрачной пластиной 1 на два пучка, которые после отражения от зеркал

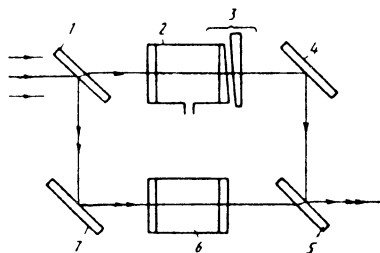


Рис. 197. Оптическая схема интерферометра Цендера—Маха

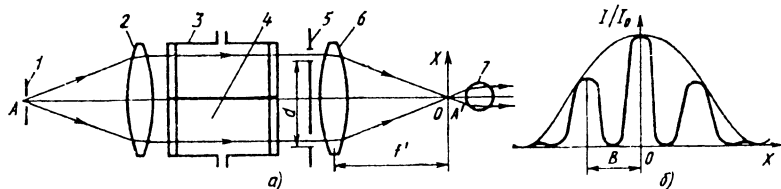


Рис. 198. Интерферометр Релея:

*a* — оптическая схема; *б* — интерференционная картина

4, 7 вновь соединяются светоделительной пластиной 5 и интерферируют между собой. Поворотами зеркал интерферометра можно изменять угол между интерферирующими пучками и регулировать ширину и направление полос. Аэродинамическая труба 6 с исследуемым газовым потоком вводится в рабочую ветвь интерферометра. В ветви сравнения установлена газовая камера 2, снабженная клиновым компенсатором 3, для выравнивания толщины стекла в обеих ветвях. В газовой камере в широких пределах изменяется давление воздуха, что позволяет компенсировать изменение плотности воздуха в аэродинамической трубе. Расшифровка интерферограмм дает функцию распределения давления газового потока.

Интерферометр Релея (рис. 198, *a*) находит применение для измерения показателей преломлений жидкостей и газов методом сравнения. Дифракта 1 в виде узкой щели, перпендикулярной плоскости рисунка, установлена в фокальной плоскости объектива 2. Параллельный пучок лучей, выходящий из объектива 2, падает на объектив 6, перед которым установлена дифракта 5 с двумя щелями, параллельными щели 1. Дифрагировавшие на двух щелях пучки интерферируют между собой, и в фокальной плоскости объектива 6 образуется результирующая интерференционная картина (рис. 198, *б*), которая наблюдается через цилиндрический окуляр 7. Ширина интерференционных полос  $B$  определяется в соответствии с формулой для главных максимумов дифракционной решетки:

$$B = (\lambda/d) f', \quad (238)$$

где  $d$  — расстояния между щелями;  $f'$  — фокусное расстояние объектива 6.

Подставляя в формулу (238) для примера  $\lambda = 0,55$  мкм,  $d = 40$  мм и  $f' = 600$  мм, получим  $B = 0,008$  мм. Для наблюдения столь узких полос необходимо большое увеличение окуляра 7, в качестве которого обычно применяют цилиндрическую стеклянную палочку диаметром 2—3 мм (увеличение около  $150\times$ ). Интерферометр Релея не содержит разделительных пластин или зеркал, смещение и наклон которых могли бы вызвать сдвиг интерференционных полос. Это делает интерферометр очень устой-

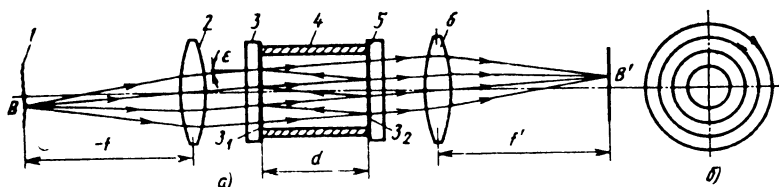


Рис. 199. Интерферометр Фабри—Перо:  
 а — оптическая схема; б — интерференционная картина

чивым к механическим вибрациям. При выполнении измерений кювета 3 заполняется известным, а кювета 4 — исследуемым газом или раствором. Разность показателей преломления сравниваемых сред измеряют по смещению интерференционных полос.

В интерферометре Фабри—Перо (рис. 199, а) в отличие от всех рассмотренных выше интерферометров формируется многолучевая интерференционная картина. Основными деталями интерферометра являются две стеклянные или кварцевые пластины 3 и 5 с плоскими зеркальными поверхностями  $Z_1$  и  $Z_2$ , установленными параллельно друг другу. Отклонение от плоскостности поверхностей  $Z_1$  и  $Z_2$  не должно превышать значения  $\lambda/200$ . Освещение зеркал осуществляется излучением протяженного источника 1, помещенного в фокальной плоскости объектива 2. Интерференционная картина в виде многолучевых колец равного наклона (рис. 199, б) регистрируется в задней фокальной плоскости объектива 6. Для обеспечения параллельности поверхностей  $Z_1$  и  $Z_2$  обычно используют кольцо 4 из инвара или кварца с тремя выступами на торцах, к которым прижимают пластины 3 и 5.

Расстояние  $d$  между зеркалами  $Z_1$  и  $Z_2$  в различных вариантах прибора изменяется от 1 до 100 мм и более. На интерферометре выполняют тонкие спектроскопические исследования путем измерения функции контраста интерференционных колец и последующего вычисления спектральной плотности излучения. Область свободной дисперсии  $\Delta\lambda$ , в пределах которой сохраняется достаточно высокий контраст интерференционных колец, оценивают по формуле

$$\Delta\lambda = \lambda^2/(2d),$$

где  $\lambda$  — средняя длина волны излучения.

При  $d = 5$  мм и  $\lambda = 0,5$  мкм получаем  $\Delta\lambda \approx 0,025$  нм. Следовательно, для исследования спектра излучения на интерферометре Фабри—Перо необходимо сначала выделить достаточно узкую область  $\Delta\lambda$  с помощью более грубого спектрального прибора.

## 70. ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ КОНТРОЛЬНО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ, ПРИМЕНЯЕМЫХ В ПРИБОРОСТРОЕНИИ И МАШИНОСТРОЕНИИ

Многие измерения, которые проводят при контроле изделий, относятся к линейным и угловым. Значительная часть этих измерений выполняется с помощью оптических приборов.

**Окулярный микрометр.** Наибольшее распространение при таких измерениях находит винтовой окулярный микрометр МОВ-1-15 $\times$  (рис. 200). Окулярный винтовой микрометр состоит из кожуха 9, основания 4 с хомутиком, который надевается на тубус микроскопа и закрепляется винтом с накаткой, окуляра 7 с диоптрийным механизмом, шкалы 8, укрепленной в кожухе 9, отсчетного приспособления, состоящего из винта 2, ограничительной гайки 3, отсчетного барабана 1 и ползуна 5 с сеткой 6. В передней фокальной плоскости окуляра расположена неподвижная стеклянная пластина 8 со шкалой с интервалом между делениями, равным 1 мм. В этой же плоскости находится вторая, подвижная, стеклянная пластина (сетка 6) с перекрестием и индексом в виде биссектора. Эта пластина связана с точным микрометрическим винтом так, что при его вращении перекрестие и биссектор перемещаются в поле окуляра относительно неподвижной шкалы. Шаг винта равен 1 мм. Таким образом, при повороте барабана на один оборот биссектор и перекрестие переместятся на одно деление неподвижной шкалы. Следовательно, неподвижная шкала служит для отсчета числа полных оборотов барабана винта. Барабан винта разделен на 100 частей. Поворот барабана на одно

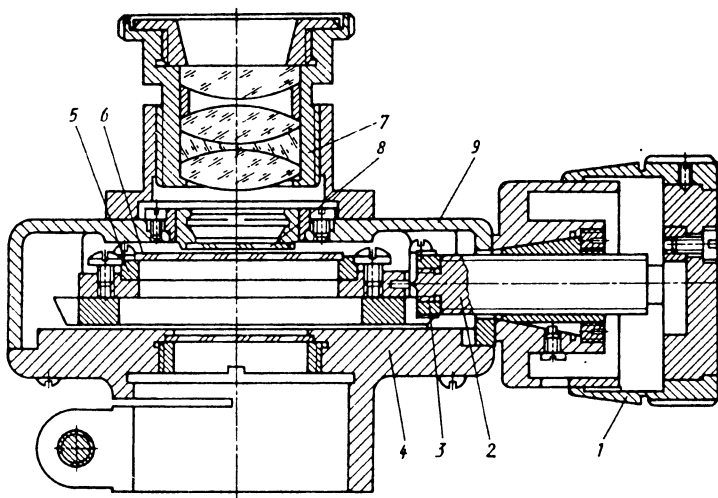


Рис. 200. Разрез окуляр-микрометра МОВ-1-15 $\times$

Т а б л и ц а 17. Основные характеристики приборов контактного действия для сравнительных измерений

Параметр	Оптиметр				Ультра-оптиметр ИКП-2	Пружинно-оптическая измерительная головка			Интерферометр контактный	
	вертикальный		горизонтальный			01 П	02 П	05 П	верти-кальный ИКПВ	горизон-тальный ИКПГ
	ИКВ	ИКВ-3	ИКГ							
Предел измерения по шкале, мкм	± 100				± 25	± 12	± 25	± 62	± 10	
Цена деления шкалы, мкм	1				0,2	0,1	0,2	0,5	0,05—0,2	
Наибольшая длина измеряемого изделия, мм	180	200	350		200	Зависит от используемой стойки				
Погрешность показания прибора, мкм	± 0,2 на участке шкалы до 0,06 мм и ± 0,3 на участке шкалы свыше 0,06 мм				$\pm \left( 0,04 + \frac{n}{2000} \right)$	± 0,06	± 0,1	± 0,25	$\pm \left( 0,03 + 1,5ni \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)$	
Габаритные размеры, мм	300 × × 300 × × 500	200 × × 260 × × 630	600 × × 400 × × 340		200 × × 260 × × 760	360 × 180 × 70				
Масса прибора, кг	18	40	40		18	1,5			40	75

Обозначения в формулах:  $n$  — число делений шкалы;  $i$  — цена деления шкалы, мкм;  $\lambda$  — длина световой волны;  $\Delta \lambda$  — погрешность измерения  $\lambda$ .

деление соответствует перемещению перекрестия на 0,01 мм. Таким образом, шкала барабана служит для отсчета сотых долей миллиметра. Полный отсчет по шкалам окулярного микрометра складывается из отсчета по неподвижной шкале и отсчета по барабану винта. Поворотом барабана винта поочередно совмещают перекрестие с краями изображения измеряемого объекта. Разность отсчетов этих двух измерений и определяет размер изображения измеряемого объекта  $y'$ . Зная линейное увеличение предшествующей окуляру части оптической системы  $\beta$ , можно определить размер измеряемого объекта  $y = y' / |\beta|$ . Цена деления всего прибора определяется значением  $0,01/|\beta|$ .

**Оптиметры, оптикаторы, контактные интерферометры.** При измерении изделий, размеры которых больше размера поля прибора, используются сравнительный и непосредственный методы измерения предмета. При сравнительном методе определяется отклонение линейных размеров изделия относительно концевых мер, калибров или детали-образца. На основе этого метода построены оптиметры, пружинно-оптические головки, контактные интерферометры. В контактных интерферометрах перемещение измерительного стержня приводит к сдвигу интерференционных полос. В пружинно-оптических головках, оптикаторах смещение измерительного стержня вызывает закручивание спирали, поворачивающей зеркало на угол, пропорциональный перемещению стержня. Основные характеристики приборов контактного действия для сравнительных измерений даны в табл. 17.

В оптикаторах освещенная источником прямоугольная щель с тонкой нитью по середине с помощью объектива и зеркала проецируется на измерительную шкалу. Поворот зеркала вызывает перемещение щели по шкале. Изображение нити служит индексом для отсчета. Установив индекс на ноль по детали-образцу, определяют отклонение размера контролируемой детали от эталона.

В оптиметрах с помощью рычагов осуществляется поворот зеркала на угол, пропорциональный смещению измерительного стержня. Принцип действия оптиметра основан на сочетании автоколлиматора с качающимся зеркалом (см. автоколлиматор). Оптическая схема вертикального проекционного оптиметра ИКВ-3 приведена на рис. 201. Лучи света от источника 1 через систему, состоящую из конденсора 2, теплофильтра 3, линзы 4 и призмы 5, освещают шкалу, нанесенную на стеклянную плоскопараллельную пластину 16 и расположенную в передней фокальной плоскости объектива 14.

Шкала имеет двести делений, расположенных симметрично по обе стороны от нуля по сто делений с каждой стороны. Пройдя пластину 16 и отразившись от зеркала 15, лучи попадают в объектив 14. Выйдя из объектива параллельным пучком и отразившись от зеркала 13, лучи попадают на качающееся зеркало 11. После отражения от зеркала 11 лучи возвращаются на пластину 16,

на которой формируют изображение шкалы в плоскости индекса. Совмещенное изображение шкалы и индекса проецируется объективом 6 через систему зеркал 8—10 на экран 12. На экране видны удлиненные штрихи, оцифрованные через десять малых делений. Каждое малое деление соответствует 1 мкм. Отсчет осуществляется по индексу, причем десятые доли микрометра отсчитываются на глаз. Для юстировки прибора в схеме предусмотрен дополнительный объектив 7. Основные данные оптиметров приведены в табл. 17.

**Длиномеры.** Для непосредственного измерения изделий с высокой точностью используются длиномеры. Отечественная промышленность выпускает как вертикальные, так и горизонтальные длиномеры.

Оптическая схема горизонтального длиномера ИКУ-2 показана на рис. 202. Осветительная система 1—5, 6, 7, 9, 12 освещает миллиметровую шкалу 10. Изображение части этой шкалы проецируется элементами 11 и 13 на неподвижную шкалу 14 — шкалу десятых долей миллиметра, изготовленную в виде двойных штрихов. Изображение шкал 10 и 14 элементами 15, 16, 19 и 27 проецируется в верхнюю часть экрана 8. Вторая осветительная часть системы 1, 28 и 29—31 освещает сетку 23, расположенную в передней фокальной плоскости автоколлимационного объектива 22. Сетка представляет собой шкалу из 200 делений по 100 делений с каждой стороны от нуля с одной стороны и индексом — на другой. Механические и оптические параметры подобраны таким образом, что смещение изображения шкалы на одно деление соответствует осевому перемещению измерительного штифта на 0,001 мм. После автоколлимации от измерительного зеркала 26 изображение шкалы накладывается на индекс шкалы 23 и проецируется системой 17, 18 и 2 на нижнюю часть экрана 8. При осевом перемещении штифта измерительной пиноли зеркало 26 будет отклоняться на некоторый угол, вследствие чего изображение части шкалы 23 будет перемещаться относительно индекса. Это перемещение будет фиксироваться на экране. С помощью

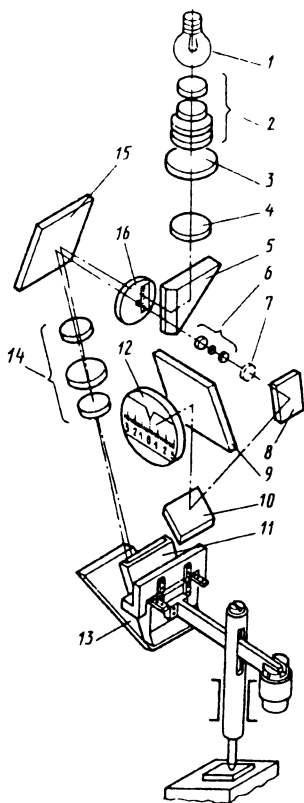


Рис. 201. Оптическая схема оптиметра



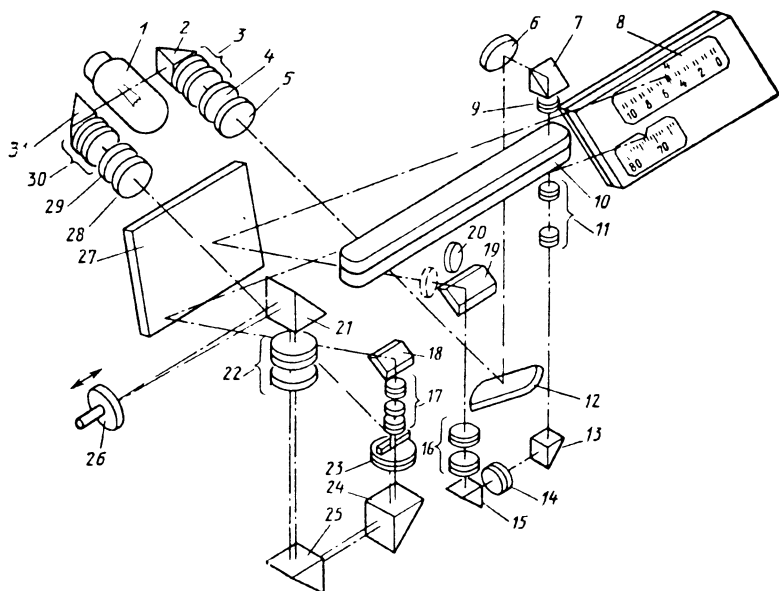


Рис. 202. Оптическая схема длинмера:

1 — источник света; 2, 7, 13, 15, 21, 24, 25, 31 — призмы; 3, 30 — конденсоры; 4, 29 — теплофильтры; 5, 28 — светофильтры; 6, 12, 18, 19, 26, 27 — зеркала; 8 — экран; 9 — линза осветителя; 10 — миллиметровая шкала; 11, 16, 17 — проекционные объективы; 14 — шкала с ценой деления 0,1 мм; 20 — дополнительная линза для юстировки прибора; 22 — объектив автоколлиматора; 23 — сетка

горизонтального длинмера можно измерять как наружные, так и внутренние линейные размеры непосредственно по шкале прибора или путем сравнения с другими мерами.

#### Основные характеристики длинмеров

	ИЗВ-2	ИКУ-2
Пределы непосредственных измерений, мм . . .	0—100	
Пределы измерения длин, мм:		
наружных . . . . .	0—250	0—500
внутренних . . . . .	—	13,5—150
Цена деления отсчетного устройства, мм . . . .	0,001	
Погрешность прибора, мм, при измерении наружных размеров:		
без учета поправок по аттестату шкалы	$\pm [0,0014 + L/(1,4 \cdot 10^5)]$	
при введении поправок по аттестату шкалы	$\pm [0,001 + L/(2 \cdot 10^5)]$	
Погрешность прибора, мм, при измерении внутренних размеров:		
без учета поправок по аттестату шкалы	—	$\pm [0,0019 + L/(1,4 \cdot 10^5)]$
при введении поправок по аттестату шкалы . . . . .	—	$\pm [0,0015 + L/(2 \cdot 10^5)]$
Габаритные размеры прибора, мм . . . . .	260×450×600	1150×460×520
Масса прибора, кг . . . . .	36	150

Здесь  $L$  — измеряемый размер, мм.

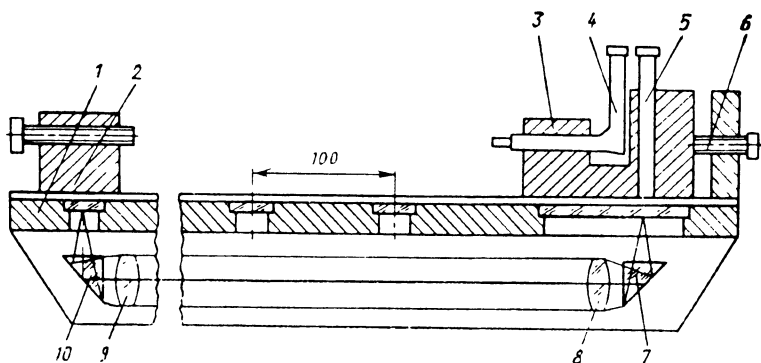


Рис. 203. Схематический разрез измерительной машины

**Измерительные машины.** Для измерения более протяженных изделий используются измерительные машины. Особенности их заключаются в следующем. В станине 1 прибора через 100 мм вмонтированы стеклянные пластины, на которые нанесены двойные штрихи. Расстояние между биссекторами соседних пластин равно 100 мм (рис. 203). Пинольную бабку 2 устанавливают на деление дециметровой шкалы, приблизительно соответствующей размеру измеряемого изделия. Двойной штрих, над которым находится пинольная бабка, оптической системой 7—10 проецируется на измерительную шкалу, расположенную под измерительной бабкой 3. Измерительная шкала имеет длину 100 мм с ценой деления 0,1 мм.

Между пинольной и измерительной бабками помещают измеряемую деталь. При помощи микрометрического винта 6 приводятся в соприкосновение наконечник пиноли, измеряемая деталь и наконечник оптиметра. Отсчет до десятых долей миллиметра снимается по измерительной шкале с помощью отсчетного микроскопа 5, а сотые и тысячные доли миллиметра определяются по оптиметру 4.

Основные характеристики измерительных машин приведены в табл. 18. Для всех моделей машин погрешность измерения в миллиметрах при непосредственных измерениях длины  $L \leq 100$  мм определяют по формуле  $\pm(0,001 + 0,5 \cdot 10^{-5}L)$ , а при  $L > 100$  мм — по формуле  $\pm(0,001 + 10^{-5}L)$ . При сравнительных измерениях длины  $L$  погрешность измерения составляет  $\pm(0,0003 + 0,5 \times 10^{-5}L)$  мм при  $L \leq 100$  мм и  $\pm(0,0003 + 10^{-5}L)$  мм при  $L > 100$  мм.

Если вместо оптиметра в измерительную бабку установить автоколлимационный микроскоп — трубку Забелина, то можно бесконтактным методом определить радиусы кривизны оптических поверхностей. Следует иметь в виду, что отсчет в этом случае проводится по шкале с ценой деления 0,1 мм.

Т а б л и ц а 18. Основные характеристики измерительных машин

Характеристика	ИЗМ-10м	ИЗМ-11	ИЗМ-12	ИЗМ-13
Наибольший измеряемый наружный размер, мм	1000	2000	4000	6000
Габаритные размеры машины, мм	2000×500× ×650	3000×500× ×700	5000×500× ×800	7100×500× ×900
Масса машины, кг	280	600	1000	1550

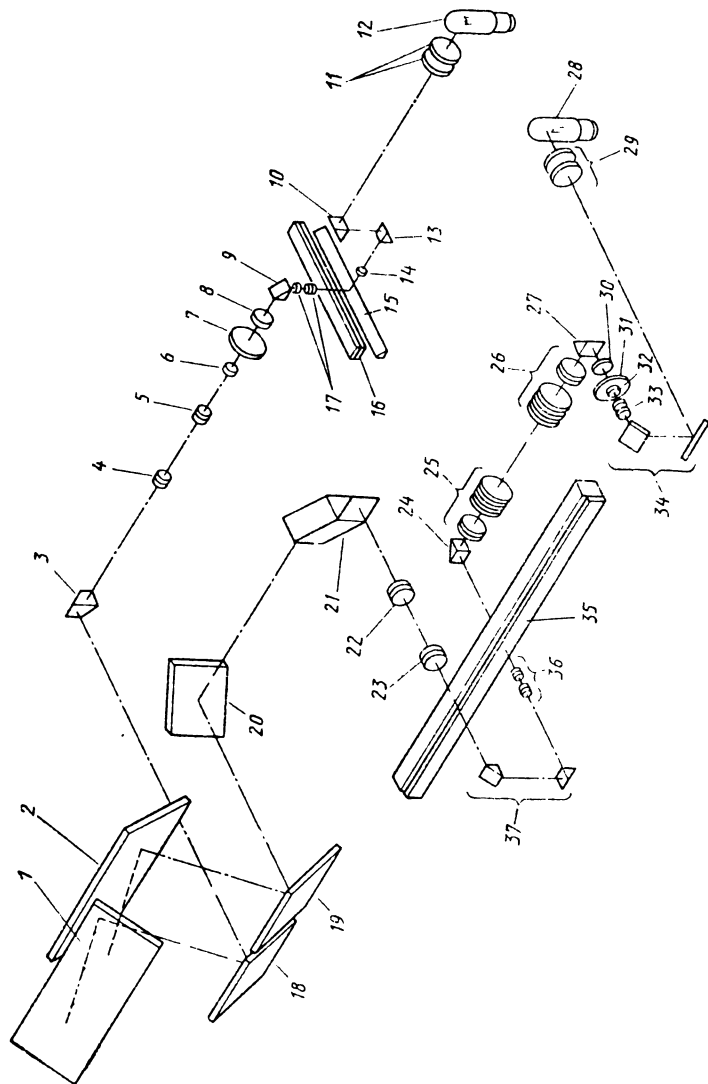
При измерении вертикальных отрезков на недоступных для непосредственного измерения объектах пользуются катетометрами. Принцип действия этих приборов заключается в том, что оптическая ось визирного устройства, выставленная по уровню, наводится на края измерительного изделия. Размер измеряемого объекта определяют по разности отсчетов. Основные характеристики катетометра КМ-9: предел измерения по вертикали 0—100 мм; предел вращения колонки 0—360°; предельная погрешность отсчета по масштабной сетке микроскопа  $\pm 0,0018$  мм; цена деления цилиндрического уровня зрительной трубы 4" на 2 мм; увеличение зрительной трубы без насадочных линз 17,1×; увеличение отсчетного микроскопа 40×; погрешность измерения вертикальных отрезков при расстоянии до объекта 470—760 мм составляет  $\pm 0,025$  мм; при расстоянии 610—1000 мм погрешность равна  $\pm 0,030$  мм, а при расстоянии 890—2000 мм — не превышает  $\pm 0,035$  мм; габаритные размеры прибора 560××640×1650 мм, масса 150 кг.

**Универсальный измерительный микроскоп.** Для линейных и угловых измерений разнообразных изделий в прямоугольных и полярных координатах используются универсальные измерительные микроскопы. Пределы измерения углов на микроскопах УИМ-21, УИМ-23 и УИМ-24 0—360°; цена деления шкалы определения координат 0,001 мм; цена наименьшего деления угломерной окулярной головки 1'. Остальные характеристики этих микроскопов приведены ниже.

#### Основные характеристики универсальных микроскопов

	УИМ-21	УИМ-23	УИМ-24
Предел измерения длин, мм:			
в продольном направлении . . .	0—200		0—500
в поперечном направлении . . .	0—100		0—200
Габаритные размеры, мм	1145×1060×705	1150×1150×1500	1500×1300×1600
Масса, кг . . . . .	414	540	1550

Рис. 204. Опти-  
ческая схема отсчет-  
ных проекционных  
систем переме-  
щения кареток



Универсальный измерительный микроскоп УИМ-24 содержит две самостоятельные оптические системы. Первая система включает проектор и визирный микроскоп, предназначенные для точной наводки на измеряемое изделие. Вторая оптическая система (рис. 204) состоит из отсчетно-проекционных систем продольного и поперечного хода кареток. Источник света 12 и система, состоящая из конденсора 11, призм 10 и 13, коллектива 14 и призмы 15, служат для освещения миллиметровой шкалы 16 поперечного хода. Изображения штрихов миллиметровой шкалы поперечного хода системой, состоящей из объектива 17 и призмы 9, проецируются в плоскость штрихов круговой шкалы 7 и сетки с биссектором, близко расположенной к круговой шкале (на рисунке не показана). Плоскопараллельная пластина 8 является оптическим компенсатором. При наклоне ее относительно оптической оси происходит смещение изображения миллиметрового штриха в пределах 0,1 мм. Круговая шкала имеет 100 делений, следовательно, цена деления шкалы 0,001 мм. Далее изображения штрихов миллиметровой шкалы системой, состоящей из коллектива 6 и линз оборачивающей системы 4 и 5, призмы 3 и зеркал 2 и 18, проецируются на экран 1.

Аналогично построена оптическая схема отсчетной проекционной системы шкалы продольного хода. Оптическая система, состоящая из источника света 28, конденсора 29, зеркал 34 и объектива 33, служит для освещения сеток с биссектором 32 и круговой шкалой 31. Рядом с круговой шкалой расположена плоскопараллельная пластина 30, являющаяся оптическим компенсатором. Изображения штриховой сетки и круговой шкалы системой, состоящей из призм 27, объективов 26, 25 и призм 24, проецируются в плоскость миллиметровой шкалы 35 продольного хода. Далее через систему, состоящую из объектива 36, призмы 37, линз оборачивающей системы 22 и 23, призмы 21 и зеркал 2, 19 и 20, изображение штрихов сетки, а также круговой и миллиметровой шкал проецируются на экран 1.

Дополнительно к универсальному измерительному микроскопу УИМ-24 выпускаются круглый стол СТ-24 и измерительная бабка ИБ-24. Эти приспособления позволяют повысить точность угловых измерений, так как цена наименьшего деления отсчетного устройства равна 5", а погрешность измерительной бабки и стола не превышает  $\pm 10''$ . Круглый стол СТ-24 предназначен для измерения углов различных изделий: калибров, шаблонов, лимбов и т. п., а также для измерений в полярных координатах. Измерительная бабка ИБ-24 используется для угловых измерений изделий, устанавливаемых в центрах. Измерительная бабка служит, в частности, для измерения метчиков с нечетным числом канавок, ходовых винтов с гайкой, червячных и цилиндрических фрез и т. п.

## ГЛАВА 19. ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ПЕРСПЕКТИВНЫХ НАПРАВЛЕНИЙ

### 71. ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ УСТРОЙСТВ ЗАПИСИ И СЧИТЫВАНИЯ ИНФОРМАЦИИ ЭВМ

Переработка больших объемов информации на современном уровне развития становится возможной лишь на основе использования ЭВМ с запоминающими устройствами, отличающимися увеличенной емкостью и быстродействием. Наиболее перспективными по сравнению с полупроводниковыми и магнитными являются оптические запоминающие устройства, так как оптическая память позволяет вести параллельную обработку информации, имеет высокую надежность хранения, большой объем памяти и обеспечивает быстрый доступ к массивам информации.

В цифровых вычислительных машинах оптические запоминающие устройства (ЗУ) можно использовать в качестве банков данных (внешних ЗУ): оперативных запоминающих устройств (ОЗУ), а также регистраторов большого объема. Во внешних ЗУ и регистраторах скорость поиска нужных данных принципиально не ограничивается. Для обеспечения высокого быстродействия в ОЗУ используют электронный дефлектор, позволяющий отклонять пучки лучей света с помощью электрического сигнала, а также специальный носитель информации, которым может быть среда, обеспечивающая быструю запись, хранение и стирание информации. При современном уровне развития технологии производства цифровых вычислительных машин стоимость оптических ЗУ по сравнению с полупроводниковой памятью все еще высока, поэтому оптические ЗУ используют только в тех случаях, когда не представляется возможным реализовать требуемые параметры с помощью других ЗУ.

Существуют битовая и голографическая формы записи информации на носителях. При битовой форме информация фиксируется в битах (двоичных разрядах) на носителе (например, на фотоматериале). В этом случае нулю может соответствовать светлый участок фотоматериала в определенном месте, а единице — почернение фотоматериала или наоборот. При голографической форме записи на носителе фиксируется голограмма информационной страницы, на которой представлен массив информации в битах. Большим преимуществом голографической формы записи является то, что дефекты носителя, приводящие, например, к потере части голограммы, не вызывают потери информации. Однако получение голографической памяти реализуется с помощью более сложных оптических схем, чем в случае битовой записи информации.

Перейдем к рассмотрению основных типов ЗУ. К ним в первую очередь относятся акустооптические дефлекторы. Основой акустооптического дефлектора является плоскопараллельная пластинка

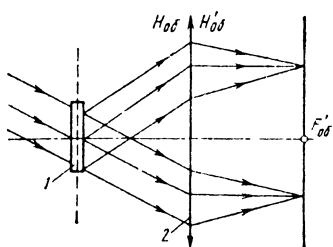


Рис. 205. Однообъективный де-  
флектор

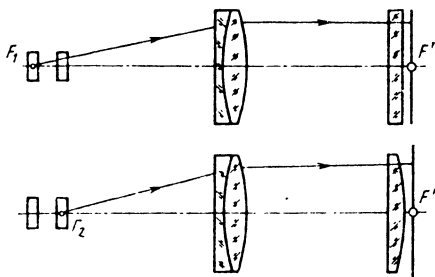


Рис. 206. Двухкоординатный дефлектор

(ячейка), изготовленная из материала, в котором под действием акустического поля определенной частоты возникает пространственное распределение показателя преломления, что создает подобие фазовой дифракционной решетки. Монохроматический пучок лучей, идущий из лазера, проходя через пластинку, дифрагирует, отклоняясь от первоначального направления на некоторый угол, который пропорционален частоте электрического поля. Следовательно, изменение частоты электрического поля преобразуется в угол отклонения пучка лучей. Для того чтобы отклонить пучок лучей по двум взаимно перпендикулярным направлениям, используют две ячейки, расположенные одна за другой. Если в оптических устройствах записи информации необходимо осуществить перемещение, а не поворот пучка лучей, то для этого ячейка 1 (рис. 205) располагается в передней фокальной плоскости объектива 2, который преобразует поворот пучка лучей в линейное перемещение сфокусированного пятна. С помощью вышедшего из дефлектора пучка лучей можно осуществить восстановление голограмм, которые расположены на плоском носителе. Для этого необходимо, чтобы ось пучка лучей строго сохраняла свое направление в пространстве при переходе от одной голограммы к другой. Объектив 2 должен иметь хорошую коррекцию сферической аберрации.

Введение в объектив одной дополнительной цилиндрической линзы обеспечивает получение в двух взаимно перпендикулярных сечениях требуемой параллельности главных лучей при наличии двух последовательно расположенных ячеек. В этом случае в одном из сечений передняя фокальная плоскость объектива совмещается с серединой первой ячейки, а в другом сечении — с серединой второй ячейки. На рис. 206 приведены две проекции этой схемы [7].

Дефлектор характеризуют числом дискретных положений пучка лучей, которое может быть получено с помощью одной ячейки. Это число определяется угловой разрешающей способностью ячейки, а также максимальным углом отклонения, который

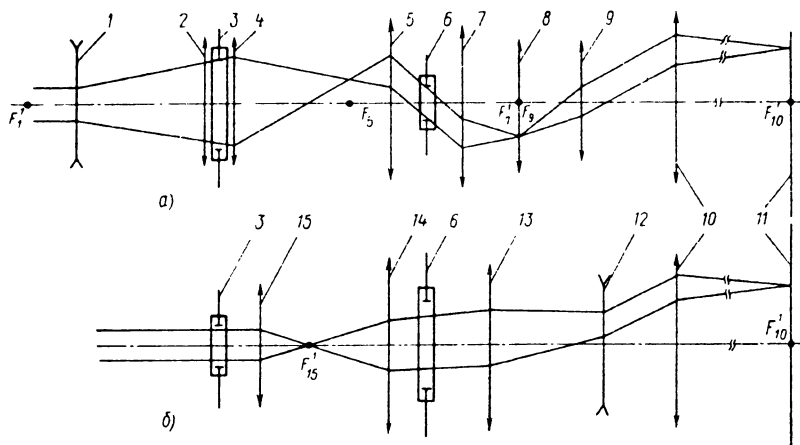


Рис. 207. Двухкоординатный акустооптический дефлектор

обеспечивает ячейка. Минимальный разрешаемый ячейкой угол в секундах составляет

$$\alpha = 4 \cdot 10^5 \lambda / D,$$

где  $\lambda$  — длина волны;  $D$  — диаметр ячейки.

По условиям современной технологии нельзя получить диаметр ячейки больше 20 мм, чему при  $\lambda = 628$  нм соответствует  $\alpha = 13''$ . Максимальный угол отклонения, реализуемый в дефлекторе, не превышает  $4^\circ$ . Современные дефлекторы разрешают не более 500 позиций по одной координате. Для преобразования углового отклонения пучка лучей в линейное перемещение применяют длиннофокусные объективы, что приводит к увеличению размеров оптических систем дефлекторов. Этого можно избежать за счет применения телеобъективов, которые имеют меньшие размеры, но более сложную оптическую схему (см. п. 57).

Для расширения лазерных пучков и получения диаметра их сечения, соответствующего диаметру ячейки, в оптическую схему дефлектора вводят телескопические системы. На рис. 207 приведены два взаимно перпендикулярных сечения оптической системы акустооптического дефлектора. Узкий пучок лучей, вышедший из лазера, расширяется до необходимого размера с помощью телескопической системы Галилея, которая состоит из отрицательной 1 и положительной 2 цилиндрических линз, а затем проходит через первую акустооптическую ячейку 3 (рис. 207, а). Здесь осуществляется поворот пучка лучей. Телескопическая система Кеплера, состоящая из положительных цилиндрических линз 4 и 5, вновь сжимает пучок до первоначального размера, а также дает изображение светового окна ячейки 3 на световом окне ячейки 6. Эта ячейка отклоняет пучок лучей в плоскости, перпендикулярной плоскости чертежа. За ячейкой 6 расположена еще одна теле-



скопическая система, состоящая из положительных цилиндрических объективов 7, окуляра и 9 коллектива 8. Назначение коллектива заключается в уменьшении поперечных размеров оптической системы.

Телескопическая система, состоящая из элементов 7—9, служит для уменьшения угла поворота пучка лучей до приемлемого значения, что позволяет разработать объектив более простой конструкции при высоком качестве изображения. Параллельный пучок лучей, вышедший из телескопической системы 7—9, фокусируется объективом 10 на плоскость 11, в которой располагается матрица голограмм, каждая из которых содержит одну страницу информации. Размеры светового пятна в плоскости 11 голограммы должны быть равны размерам отдельной голограммы, а шаг между соседними положениями светового пятна должен быть постоянным и равным расстоянию между соседними голограммами.

В другом сечении (рис. 207, б) пучок лучей, вышедший из лазера, проходит первую ячейку 3 без отклонения. Телескопическая система, состоящая из положительных цилиндрических линз 14 и 15, расширяет пучок лучей до размера второй ячейки 6 и изображает световое окно первой ячейки 3 в плоскости светового окна ячейки 6. Телескопическая система Галилея, которая состоит из положительной 13 и отрицательной 12 цилиндрических линз, служит для согласования перемещения светового пятна с углами поворота пучка, осуществляемого ячейкой 6. Эта система вместе со сферическим объективом 10 образует телеобъектив. Согласование между перемещениями светового пятна в плоскости 11 голограммы и углами поворота лучей, осуществляемых ячейками 3 и 6, достигается юстировкой при сборке путем перемещения вдоль оси цилиндрического коллектива 9, что вызывает некоторое изменение эквивалентного фокусного расстояния оптической системы, расположенной после ячейки 3.

Важное значение в запоминающих устройствах имеют управляемые транспаранты, представляющие собой элементы преимущественно на жидко-кристаллической основе, в которых под действием электрического сигнала изменяется коэффициент пропускания или коэффициент отражения отдельных участков рабочей поверхности. Конструктивно управляемый транспарант представляет собой две плоскопараллельные пластины, между которыми помещен тонкий слой жидкого кристалла. Если на транспарант светопропускающего типа подать электрический сигнал, то образуется маска, элементарные участки которой соответствуют информационным битам; участки, пропускающие свет, воспроизводят единицы, а более темные участки — нули. В транспарантах отражающего типа участки с большим коэффициентом отражения соответствуют единицам, а участки с пониженным коэффициентом отражения — нулям. Современные управляемые транспаранты могут хранить информацию объемом в несколько тысяч бит.

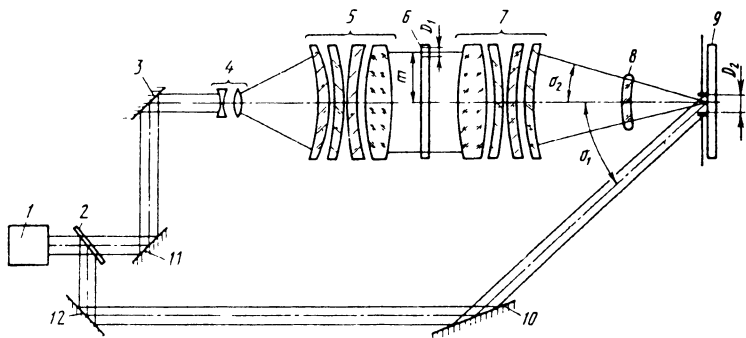


Рис. 208. Устройство записи информации на голограмму

Запоминающие устройства включают также матрицы фотоприемников, которые предназначены для считывания информации путем преобразования световых сигналов в электрические. Используются матрицы фотоприемников, которые могут быть выполнены в виде ПЗС-структур (ПЗС — приборы с зарядовой связью, см. п. 11). В этом случае емкость матрицы может достигать больших значений (например, десятки тысяч элементов, каждому из которых соответствует один бит информации).

Перспективными оптическими ЗУ являются световые матрицы и линейки, состоящие из большого числа излучателей. Чаще всего в качестве излучателей используются полупроводниковые лазеры. В таких матрицах информация в виде электрических сигналов преобразуется в монохроматическое излучение. Каждому излучателю соответствует один бит информации. Заметим, что отсутствие излучения соответствует нулю, а наличие — единице. Наличие в ЗУ световой матрицы и управляемого транспаранта позволяет обеспечить ассоциативную обработку информации.

Оптические системы ЗУ имеют сложные схемы [7]. Для иллюстрации на рис. 208 приведена оптическая схема устройства записи информации, а на рис. 209 — оптическая схема устройства считывания информации с голограммы. Поясним работу первой оптической системы (см. рис. 208). Пучок лучей лазера 1 проходит через светоделитель 2 и, отразившись от зеркал 3 и 11, преобразуется в более широкий пучок с помощью перевернутой трубы Галилея (окуляр 4 и объектив 5). Преобразованным широким пучком освещается управляемый транспарант 6, на котором информация, подлежащая записи, воспроизводится в битовой форме. Одному биту соответствует ячейка диаметром  $D_1$ . Общее число бит на транспаранте в ЗУ типа «Банк данных» равно  $96 \times 96 = 9216$ .

Объектив 7 осуществляет преобразование Фурье изображения транспаранта, т. е. преобразует изображение управляемого транспаранта, расположенного во входном зрачке объектива, в голо-

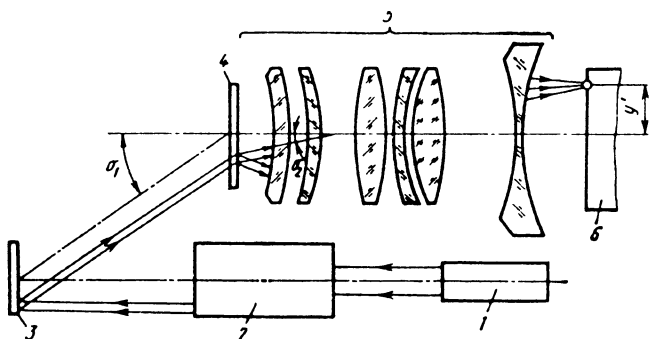


Рис. 209. Устройство считывания информации с голограммы

грамму, которая образуется в результате интерференции пучка лучей, прошедшего через транспарант, и опорного пучка лучей. Последний попадает в плоскость образования интерферограммы после отражения от светоделительного слоя пластины 2 и зеркал 10 и 12. Полученная интерферограмма фиксируется на расположенном в задней фокальной плоскости объектива 7 фотослое голографической информационной кассеты 9.

Общий объем информации, хранящейся на одной кассете, составляет  $6 \cdot 10^8$  бит, так как на одной голограмме, которая соответствует одному кадру, фиксируется 9216 бит информации, а общее число записываемых на рабочем поле кассеты кадров составляет  $256 \times 256$ . Рабочее поле кассеты имеет размеры  $120 \times 120$  мм. Плотность голографической записи информации больше примерно в 600 000 раз по сравнению с плотностью записи на перфокартах, что легко подсчитать, если вспомнить, что на обычной перфокарте, площадь которой примерно равна рабочему полю кассеты, записывается всего 960 бит. Диафрагма диаметром  $D_2$  служит для исключения возможности засветки соседних кадров светом, рассеянным дефектами поверхностей линз и дефектами стекла. Диаметр  $D_2 = 2f'\lambda/D_1$ , где  $f'$  — фокусное расстояние объектива 7;  $\lambda$  — длина волны;  $D_1$  — диаметр ячейки транспаранта 6.

Рассмотрим оптическую схему устройства считывания информации (рис. 209). Пучок лучей от лазера 1 проходит дефлектор 2, который осуществляет двухкоординатное пространственное перемещение пучка, что обеспечивает большую скорость выборки требуемого кадра информационной кассеты 4. Для восстановления изображения управляемого транспаранта пучок лучей должен падать на голограмму под тем же углом  $\sigma_1$ , под которым падал опорный пучок лучей в устройстве записи. В этом случае восстановленное изображение локализуется на бесконечности с угловым полем  $2\sigma_2$ , которое равно удвоенному апертурному углу объектива записи 7 (см. рис. 208). Объектив 5 (см. рис. 209) проецирует восстановленное изображение на матрицу приемников 6. В рас-

смаатриваемой схеме отражательная дифракционная решетка 3 служит для обеспечения косоо падения пучков лучей на информационную кассету после дефлектора с одинаковым в двух взаимно перпендикулярных направлениях расстоянием между соседними позициями пучка лучей.

Для обеспечения взаимной независимости устройств записи и воспроизведения фокусные расстояния объективов записи и воспроизведения должны быть постоянными. Поэтому в схемах объективов предусматривают элемент 8 (см. рис. 208), осевая подвижка которого вызывает нужное изменение фокусного расстояния, не ухудшая качества изображения.

Сложность оптических схем объективов 5 и 7 (см. рис. 208, 209) объясняется их высокими относительными отверстиями (1 : 2—1 : 1,5).

## **72. СИСТЕМЫ ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ**

Оптическая обработка информации — сравнительно новое научно-техническое направление, которое сформировалось в конце 60-х годов на стыке физической оптики и аналоговой вычислительной техники. Методы и устройства оптической обработки информации (оптические процессоры) обладают рядом важных достоинств, основными из которых являются:

1) возможность параллельной (без сканирования) обработки информации;

2) большая информационная емкость (фотопленка размерами  $240 \times 240$  мм с разрешающей способностью  $1000 \text{ мм}^{-1}$  содержит столько же информации, сколько ее умещается в магнитной ленте, воспроизводимой за 1000 ч);

3) высокое быстродействие (скорость обработки в оптическом процессоре определяется только скоростью света);

4) выполнение за один такт работы таких сложных операций, как преобразование Фурье, свертка, корреляция и т. п.

Оптическая обработка информации находит широкое применение в системах распознавания образов и улучшения качества изображений, в робототехнике, при биологических и медицинских исследованиях и во многих других областях науки и техники. В системах обработки информации в качестве носителя информации используют световую волну, основными характеристиками которой являются амплитуда, фаза и поляризация. Изменение этих характеристик по заданному закону называют модуляцией оптического сигнала. Транспарант, модулирующий амплитуду волны, имеет переменный коэффициент пропускания и называется амплитудным модулятором. Фазовый модулятор представляет собой прозрачную пластину с постоянной прозрачностью, но с изменяющейся толщиной или с переменным показателем преломления. В общем случае транспарант может модулировать и амплитуду и фазу. Модуляция поляризации используется реже и прак-

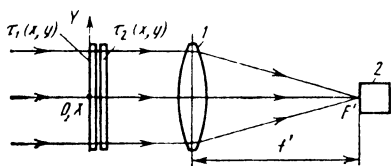


Рис. 210. Оптический интегратор произведения двух функций

тически всегда сводится к последующей модуляции амплитуды световой волны. Модуляторы амплитуды, фазы и поляризации могут быть управляемыми и их часто называют пространственно-временными модуляторами света.

В оптических процессорах исходная информация вводится с помощью двухмерных модуляторов-транспарантов. Если на амплитудно-фазовый транспарант падает плоская монохроматическая волна, то после него комплексная амплитуда сигнала повторяет комплексную функцию амплитудного пропускания транспаранта. Все дальнейшие преобразования сигнала — это фактически преобразования функции пропускания транспаранта. На фотопластинах и фотопленках на основе галогосеребряной эмульсии могут быть изготовлены пространственные модуляторы однократного использования с очень высокой пространственной частотой (более 3000 лин/мм). В управляемых транспарантах функция пропускания изменяется под действием электрического поля, акустического или светового сигналов. Разрешающая способность управляемых транспарантов составляет 320—1800 мм<sup>-1</sup>.

Результатами преобразований в оптических процессорах являются световые картины, регистрируемые с помощью устройств вывода. Обычно регистрацию (детектирование) выходного сигнала осуществляют путем преобразования световой информации (интенсивности света) в систему электрических сигналов. Для этой цели используют фотоэлектронные умножители, фотодиоды, передающие телевизионные камеры и другие виды фотодетекторов.

Принцип действия большой группы систем оптической обработки информации основан на законах геометрической оптики и рассчитан на использование некогерентного излучения. Простейшей некогерентной системой оптической обработки информации является объектив в сочетании с транспарантами, энергетические коэффициенты пропускания которых связаны с обрабатываемыми данными (рис. 210). Если два транспаранта с энергетическими коэффициентами пропускания  $\tau_1(x, y)$  и  $\tau_2(x, y)$  соот-

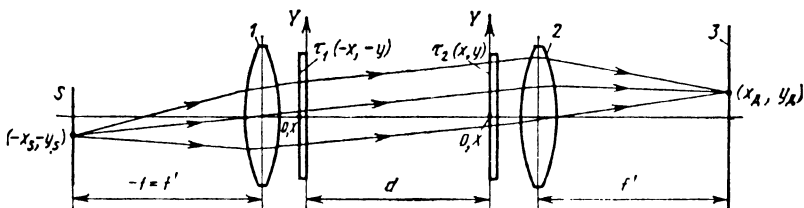


Рис. 211. Оптическая система для осуществления свертки двух функций

ветственно расположены вплотную друг к другу, то их суммарный коэффициент пропускания равен произведению  $\tau_1 \tau_2$ . При прохождении параллельного светового пучка через систему двух транспарантов и объектив  $I$  интенсивность светового пучка преобразуется в электрический сигнал фотодетектора 2, установленного в фокальной плоскости объектива. Выходной сигнал фотодетектора представляет собой результат выполнения следующей интегральной операции:

$$I = C \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tau_1(x, y) \tau_2(x, y) dx dy,$$

где  $C$  — постоянная величина.

Для получения результата выполнения более общей операции свертки двух функций один из транспарантов в схеме на рис. 210 необходимо перемещать с постоянной скоростью и измерять сигнал фотодетектора как функцию времени. Однако более удобно осуществлять свертку двух функций без перемещения — по схеме, представленной на рис. 211. Протяженный источник света  $S$  находится в передней фокальной плоскости объектива  $I$ , за которым расположен транспарант с энергетическим коэффициентом пропускания  $\tau_1(-x, -y)$ . На расстоянии  $d$  от первого транспаранта устанавливают второй транспарант с энергетическим коэффициентом пропускания  $\tau_2(x, y)$ . Лучи света, выходящие из точки источника с координатами  $(-x_s, -y_s)$ , дают на втором транспаранте распределение интенсивности, пропорциональное  $\tau_1[-x + (d/f')x_s, -y + (d/f')y_s]$ . После прохождения транспаранта с коэффициентом пропускания  $\tau_2(x, y)$  световые лучи фокусируются объективом 2 в точку с координатами  $(x_d = -x_s, y_d = -y_s)$  плоскости фотодетектора 3, причем фокусные расстояния  $f'$  объективов 1 и 2 предполагаются равными. Таким образом, распределение интенсивности в плоскости фотодетектора можно записать в следующем виде:

$$I(x_s, y_s) = C \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tau_1[(d_1/f')x_s - x, (d/f')y_s - y] \tau_2(x, y) dx dy. \quad (239)$$

Выражение (239) без учета постоянного коэффициента  $C$  представляет собой свертку функций  $\tau_1(x, y)$  и  $\tau_2(x, y)$ . Регистрацию распределения  $I(x_s, y_s)$  в плоскости детектора можно выполнить с помощью фотопленки с последующим измерением ее оптической плотности или с использованием различных электронных фотоприемников.

Рассмотренные типовые некогерентные системы обработки информации просты по конструкции и удобны в эксплуатации, но имеют два существенных недостатка. Во-первых, вследствие некогерентного освещения входные и выходные данные не могут принимать отрицательных значений, так как интенсивность света

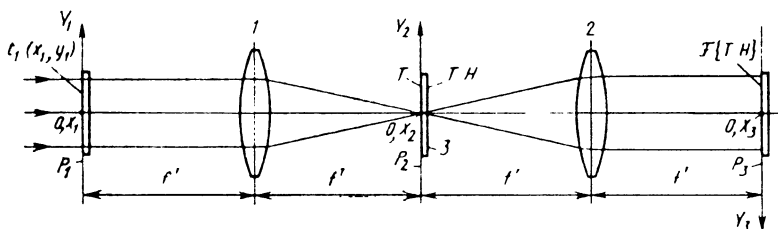


Рис. 212. Типовая схема когерентной системы обработки информации

всегда неотрицательна. Во-вторых, на работу этих систем оказывают отрицательное воздействие дифракционные эффекты, возникающие при прохождении светового пучка через модуляторы-транспаранты. Поэтому структуру транспарантов необходимо выбирать такой, чтобы влияние дифракционных эффектов было незначительным.

Работа большинства когерентных систем обработки информации основана на преобразовании Фурье, выполняемым с помощью объектива. Типовая когерентная система представлена на рис. 212. Плоская волна когерентного излучения освещает транспарант с амплитудным коэффициентом пропускания  $t_1(x_1, y_1)$ , расположенный в передней фокальной плоскости  $P_1$  объектива 1. В его задней фокальной плоскости  $P_2$  образуется распределение комплексной амплитуды, пропорциональное преобразованию Фурье функции  $t_1(x_1, y_1)$ , которое с учетом формулы (72) можно написать в следующем виде:

$$T\left(\frac{x_2}{\lambda f'}, \frac{y_2}{\lambda f'}\right) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t_1(x_1, y_1) \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda f'}(x_2 x_1 + y_2 y_1)\right] dx_1 dy_1.$$

Предположим для простоты последующих выкладок, что любые преобразования Фурье, реализуемые с помощью линз, выполняются точно, и поэтому пренебрежем постоянными множителями перед интегралами и постоянными составляющими амплитудных коэффициентов пропускания. Плоскость  $P_2$ , в которой образуется преобразование Фурье  $T\left(\frac{x_2}{\lambda f'}, \frac{y_2}{\lambda f'}\right)$ , называют частотной плоскостью или плоскостью пространственных частот, само распределение  $T\left(\frac{x_2}{\lambda f'}, \frac{y_2}{\lambda f'}\right)$  — Фурье-образом функции амплитудного пропускания  $t_1(x_1, y_1)$  входного транспаранта, а величины  $f_x = x_2/(\lambda f')$ ,  $f_y = y_2/(\lambda f')$  — пространственными частотами. Для воздействия на амплитуду и фазу Фурье-образа в плоскость  $P_2$  помещают пространственный фильтр 3. Запишем выражение для амплитудного коэффициента пропускания фильтра в виде

$$t_2(x_2, y_2) = H(f_x, f_y),$$

где  $H(f_x, f_y)$  — преобразование Фурье некоторой функции  $h(x_1, y_1)$ , называемой импульсным откликом фильтра; функция  $H$  — передаточная функция фильтра.

На выходе фильтра образуется распределение комплексной амплитуды в виде произведения Фурье-образов, т. е.  $TH$ . Поскольку плоскость  $P_2$  совпадает с передней фокальной плоскостью

объектива 2, то распределение комплексной амплитуды в его задней фокальной плоскости представляет собой Фурье-образ произведения  $TH$ . Из теории преобразования Фурье известно, что Фурье-образ произведения Фурье-образов двух функций представляет собой свертку этих функций, т. е.

$$\mathcal{F}\{T(f_x, f_y)H(f_x, f_y)\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(x, y)h(x_3 - x, y_3 - y)dx dy,$$

где  $\mathcal{F}$  — обозначение операции преобразования Фурье.

В плоскости  $P_3$  использована инверсная система координат, т. е. направление осей координат  $X_3Y_3$  изменено на  $180^\circ$  по отношению к координатным осям  $X_1Y_1$  в плоскости  $P_1$ . Необходимость перехода к инверсной системе координат в плоскости  $P_3$  очевидна из того, что в плоскости  $P_3$  образуется перевернутое изображение транспаранта, расположенного в плоскости  $P_1$ . Для интенсивности света, регистрируемой в плоскости  $P_3$ , можно записать следующее выражение, представляемое собой квадрат модуля свертки двух функций:

$$I(x_3, y_3) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(x, y)h(x_3 - x, y_3 - y)dx dy \right|^2. \quad (240)$$

При отсутствии пространственного фильтра в плоскости  $P_2$  выражение (240) описывает изображение входного транспаранта, повернутое на  $180^\circ$ . Наибольшие трудности при создании когерентных систем оптической обработки информации связаны с созданием амплитудно-фазовых фильтров, устанавливаемых в плоскости  $P_2$ . Комплексную функцию пропускания фильтров сначала рассчитывают, а затем воспроизводят экспериментально, причем погрешности воспроизведения фазовой характеристики фильтра очень велики. С развитием голографии появилась возможность создания комплексных пространственных фильтров оптическим путем в виде чисто поглощающих элементов. Соответствующая голографическая схема получения фильтра представлена на рис. 213. Транспарант с амплитудной функцией про-

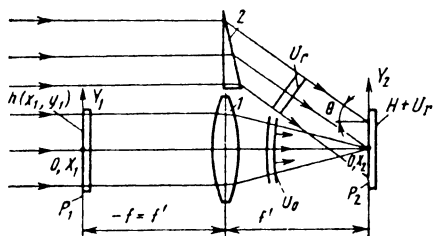


Рис. 213. Голографическая схема регистрации пространственного фильтра



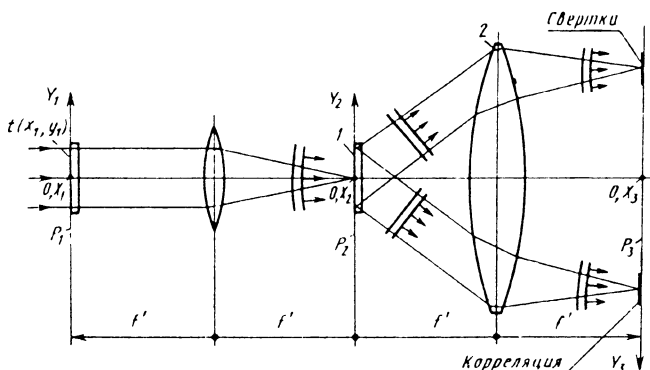


Рис. 214. Когерентная система обработки информации с голографическим фильтром

пускания  $h(x_1, y_1)$  помещают в переднюю фокальную плоскость  $P_1$  объектива 1 и освещают плоской монохроматической волной. Прошедшая через объектив волна является объектной и создает в задней фокальной плоскости  $P_2$  распределение комплексной амплитуды  $U_o(x_2, y_2) = H\left(\frac{x_2}{\lambda f'}, \frac{y_2}{\lambda f'}\right)$ , являющееся Фурье-образом функции  $h(x_1, y_1)$ . Одновременно часть плоской волны с помощью призмы 2 отклоняется на угол  $\theta$  и используется в качестве опорной волны  $U_r$ , создающей в плоскости  $P_2$  следующее фазовое распределение:

$$U_r(x_2, y_2) = \exp\left(-i2\pi \frac{\sin \theta}{\lambda} y_2\right).$$

Опорная и объектная волны интерферируют между собой, и в плоскости  $P_2$  регистрируется распределение интенсивности  $I(x_2, y_2)$  образующейся интерференционной картины. При линейном режиме регистрации амплитудный коэффициент пропускания  $t_\Phi(x_2, y_2)$  получаемого пространственного фильтра повторяет распределение интенсивности  $I(x_2, y_2)$  и с учетом формулы (79) может быть записан в следующем виде:

$$t_\Phi(x_2, y_2) = |U_r + U_o|^2 = 1 + |H|^2 + H \exp\left(i2\pi \frac{\sin \theta}{\lambda} y_2\right) + H^* \exp\left(-i2\pi \frac{\sin \theta}{\lambda} y_2\right). \quad (241)$$

Устанавливая фильтр с амплитудным пропусканием  $t_\Phi(x_2, y_2)$  в плоскость  $P_2$  когерентной системы обработки информации (рис. 214), на входе которой в плоскости  $P_1$  введен транспарант с амплитудным пропусканием  $t_1(x_1, y_1)$ , обеспечивают в плоскости фильтра 1 распределение комплексной амплитуды  $T\left(\frac{x_2}{\lambda f'}, \frac{y_2}{\lambda f'}\right)$ .

На выходе фильтра образуется распределение в виде произведения  $Tt_\Phi$ , т. е.

$$Tt_\Phi = T + |H|^2 T + HT \exp \left( i2\pi \frac{\sin \theta}{\lambda} y_2 \right) + \\ + H^* T \exp \left( -i2\pi \frac{\sin \theta}{\lambda} y_2 \right). \quad (242)$$

Объектив 2 в своей задней фокальной плоскости  $P_3$  формирует преобразование Фурье распределения комплексной амплитуды  $Tt_\Phi$ , причем Фурье-образ первых двух слагаемых выражения (242) локализуется вблизи оптической оси и не представляет интереса. Преобразование Фурье третьего слагаемого соответствует свертке функций  $t$  и  $h$ , смещенной в плоскости  $X_3Y_3$  по оси  $Y_3$  на  $(-f' \sin \theta)$ , т. е. функции

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(x, y) h(x_3 - x, y_3 + f' \sin \theta - y) dx dy.$$

Фурье-образ четвертого слагаемого в выражении (242) образует функцию взаимной корреляции функций  $t$  и  $h$ , смещенную по оси  $Y_3$  на  $f' \sin \theta$ , т. е.

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(x, y) h^*(x - x_3, y - y_3 + f' \sin \theta) dx dy.$$

Таким образом, компоненты, соответствующие свертке и взаимной корреляции функций  $t$  и  $h$ , образуются в различных областях плоскости  $P_3$  и их можно наблюдать и регистрировать отдельно. Погрешности результатов преобразований в реальных оптических процессорах сравнительно велики — 1—10 %. Тем не менее погрешности в большинстве практических случаев оказываются вполне допустимыми.

Важнейшими преимуществами когерентных систем оптической обработки информации являются улучшение качества изображений и распознавание образов. Задача улучшения качества изображений возникает, например, при регистрации изображений объектов через атмосферу — источник ослабления и случайных фазовых возмущений волнового фронта. Возможны также дефекты изображений, связанные с расфокусировкой, «смазом» и наличием периодической структуры.

Улучшение качества изображения обеспечивает схема на рис. 212. В плоскость  $P_1$  помещают транспарант с искаженным изображением и освещают его плоской монохроматической волной. В плоскость  $P_2$  вводят пространственный фильтр и в плоскости  $P_3$  регистрируют улучшенное изображение. Известно большое количество типовых фильтров, позволяющих устранить различные дефекты изображений. Так, контраст мелких деталей изображений можно повысить, ослабив низкочастотные компо-

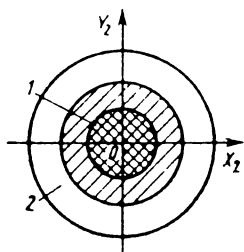


Рис. 215. Пространственный фильтр для повышения резкости изображения

ненты в спектре объекта. Для этого достаточно поместить непрозрачный круглый диск вблизи оптической оси в плоскости  $P_2$ . Для компенсации расфокусировки эффективен фильтр, имеющий поглощающий центральный круг 1 и прозрачное кольцо 2, сдвигающее на  $180^\circ$  фазу первого максимума исходной оптической передаточной функции системы регистрации изображения (рис. 215). Под оптической передаточной функцией системы понимают Фурье-образ распределения интенсивности изображения точечного источника света. Для компенсации других

искажений используют пространственные фильтры с более сложной функцией пропускания. Распознавание образов (изображений объектов, букв, цифр, символов и т. д.) удобно выполнять по схеме, представленной на рис. 214. В плоскость  $P_2$  устанавливают голографический фильтр 1, амплитудный коэффициент пропускания  $t_f$  которого соответствует интенсивности интерференционной картины, полученной при взаимодействии Фурье-образа  $H$  эталонного образа и плоской опорной волны [формула (241)]. В плоскость  $P_1$  поочередно вводят транспаранты с различными образами. Задача распознавания состоит в нахождении образа, который соответствовал бы эталонному образу, записанному на пространственном фильтре. Пусть в плоскость  $P_1$  введен образ, преобразование Фурье которого совпадает с функцией  $H$ , использованной при записи пространственного фильтра. Так как пространственный фильтр представляет собой голограмму, полученную при взаимодействии комплексного поля  $H$  и плоской волны, то при освещении фильтра полем  $H$  после фильтра восстанавливается плоская волна, которая фокусируется объективом 2 в яркое световое пятно, соответствующее автокорреляции функции  $h(x_1, y_1)$ . Изображение, соответствующее автовертке, оказывается более размытым и при распознавании интереса не представляет. Таким образом, наличие в плоскости  $P_1$  транспаранта с функцией пропускания  $h(x_1, y_1)$  приводит к образованию в плоскости  $P_3$  яркого автокорреляционного пика. В этом случае говорят, что фильтр согласован с образом на входе (согласованная фильтрация), и по наличию яркого пятна в выходной плоскости осуществляется распознавание входного образа, причем его расположение в плоскости  $P_1$  однозначно связано с положением автокорреляционного пика в плоскости  $P_3$ .

При поступлении на вход сигнала, отличного от  $h(x_1, y_1)$ , яркого пятна в плоскости  $P_3$  не образуется. Недостатком когерентно-оптического распознавания образов является высокая чувствительность яркости автокорреляционного пика к измене-

нию масштаба и поворотам входного образа. Неверные угловая ориентация (погрешность  $2-3^\circ$ ) или увеличение (погрешность  $1-2\%$ ) образа на входе приводят к резкому уменьшению реакции на выходе системы распознавания. Обычно окончательное решение о распознавании принимают после механического поиска нужного положения среди различных масштабов и ориентаций входного образа.

Кроме рассмотренных примеров применения оптических процессоров для выполнения операций перемножения функций, преобразования Фурье, свертки и корреляции, эти процессоры могут быть использованы для сложения, вычитания, дифференцирования и интегрирования функций, для выполнения преобразования Френеля, Гильберта и ряда других важнейших математических операций. Роль систем оптической обработки информации постоянно возрастает и области их применения расширяются.

### 73. СИСТЕМЫ ОПТИЧЕСКОЙ СВЯЗИ

В системах оптической связи информация из одного пункта в другой передается с помощью электромагнитных волн оптического диапазона. Можно выделить два основных вида систем оптической связи. Первый из них строится по принципу передачи информации в свободном пространстве. Второй вид систем базируется на возможности распространения светового излучения с малыми потерями вдоль тонких световых волокон (световодов). Для пояснения работы систем волоконно-оптической связи необходимо рассмотреть вопросы, связанные с вводом светового излучения в световоды, его распространением при многократном отражении без потерь внутри световодов и выводом излучения из них.

В качестве источников излучения в системах связи практически всегда используют лазеры. Это связано с высокой монохроматичностью и малой расходимостью лазерного излучения, а также с возможностью формирования сверхкоротких импульсов. Частота лазерного излучения (несущая частота) очень велика ( $10^{14}-10^{18}$  Гц) и на несколько порядков превышает несущие частоты радиопередатчиков (не более  $10^{10}$  Гц). Поэтому информация по каналам оптической связи может быть передана в полосе, превышающей полосу микроволновой передачи на несколько порядков, что позволяет передать очень большой объем информации в короткий промежуток времени. Малая расходимость лазерного излучения позволяет направить энергию излучателя в строго заданном направлении, что обеспечивает пространственную скрытность и высокую помехозащищенность систем оптической связи. Кроме того, масса и размеры приемопередающих оптических устройств значительно меньше соответствующих параметров устройств радиодиапазона.

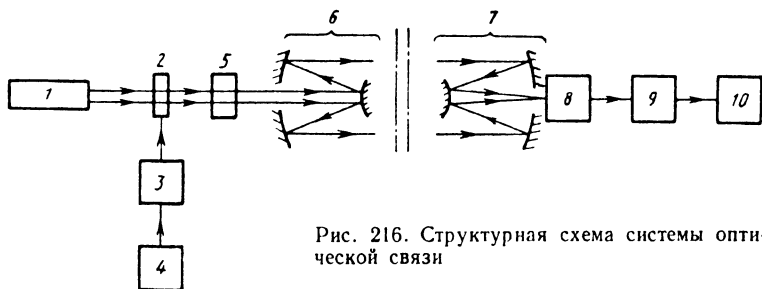


Рис. 216. Структурная схема системы оптической связи

Структурная схема системы оптической связи представлена на рис. 216. Передаваемая информация с помощью генератора 4 информационного сигнала и кодирующего устройства 3 преобразуется в вид, удобный для модуляции излучения лазера 1, и поступает на управляющий вход модулятора 2. С помощью сканирующего устройства 5 и передающей оптической системы 6 модулированное лазерное излучение направляется в приемную оптическую систему 7, которая концентрирует его на фотоприемник 8. После блока декодирования 9 происходит восстановление передаваемого информационного сигнала в блоке 10 восстановления информации. Вместо сканирующего устройства 5 в реальных системах связи могут быть использованы устройства нацеливания, обеспечивающие соответствующие развороты всего передающего блока.

Лазерный излучатель выбирают в зависимости от размещения системы связи (наземный или космический варианты), спектрального диапазона работы, импульсного или непрерывного режима, требуемой выходной мощности, расходимости пучка и т. д. Наиболее подходящими для широкополосных систем связи невысокой мощности (десятки милливатт) являются гелий-неоновые лазеры, обладающие высокими спектральными характеристиками, малой расходимостью выходящего пучка и большим сроком службы. В мощных системах (свыше 100 мВт) применяют лазеры на ионах аргона или углекислого газа. Последние являются наиболее перспективными.

Твердотельные лазеры характеризуются высокой импульсной мощностью и возможностью получения импульсов очень малой длительности. Однако малый КПД и трудности реализации непрерывного режима работы до определенной степени ограничивают их применение в системах связи. Полупроводниковые лазеры обладают высоким КПД и малыми габаритными размерами, но имеют широкий спектр и большой угол расходимости выходного излучения. Полупроводниковые и твердотельные лазеры на иттрий-алюминиевом гранате с присадкой неодима считаются перспективными в системах оптической связи.

Выбор вида модуляции зависит от требований, предъявляемых к оптической системе связи по скорости передачи информации

и помехозащищенности. Важное значение при этом имеют условия распространения излучения по линии связи, т. е. турбулентность атмосферы, помеховые оптические сигналы и т. д. На выбор вида модуляции влияют также типы используемых лазеров и фото-приемников.

В системах оптической связи, так же как и в радиосистемах, используют аналоговые, импульсные и цифровые методы модуляции. При аналоговом методе модуляции пропорционально амплитуде информационного сигнала плавно изменяются амплитуда, интенсивность, фаза, частота или поляризация излучения лазерного передатчика. При импульсной модуляции по закону модулирующего сигнала изменяется амплитуда, ширина, фаза, частота или интервалы следования импульсов лазера. При цифровых методах модуляции для каждого отсчета информации формируют дискретную группу символов, или код, который обычно представляют двоичной последовательностью единиц и нулей.

При кодово-импульсной модуляции интенсивности для передачи единицы в двоичном коде информационного сигнала используется максимум интенсивности излучения, а для передачи нуля — минимум. Кодово-импульсная частотная модуляция характеризуется дискретным сдвигом частоты излучения лазера, причем одному значению частоты соответствует единица, а другому — ноль двоичного кода сигнала. При кодово-импульсной поляризационной модуляции единице и нулю сигнала соответствуют две линейно ортогональные поляризации или две круговые поляризации с противоположным направлением вращения.

Системы с амплитудной модуляцией просты в исполнении, но в них неэффективно используется мощность лазерного передатчика и велики искажения сигнала при распространении по линии связи. Модуляция фазы и частоты лазерного излучения связаны со значительными техническими трудностями. Импульсные методы модуляции позволяют существенно повысить помехозащищенность канала связи за счет применения эффективных мер подавления шумов при приеме сигналов. Импульсные методы модуляции обеспечивают также наиболее высокую скорость передачи информации.

В оптическом диапазоне модуляция излучения реализуется на основе различных физических принципов. Для модуляции интенсивности и частоты излучения используют электрооптический, пьезоэлектрический и акустооптический эффекты. Частотную модуляцию излучения обеспечивают также, используя эффекты Зеемана и Штарка, или путем изменения длины резонатора лазера. Для реализации фазовой и поляризационной модуляций обычно используют магнитооптический и электрооптический эффекты.

Сканирующие устройства (дефлекторы) применяют в тех случаях, когда требуется большая скорость и высокая точность отклонения светового пучка. Широкое распространение получили

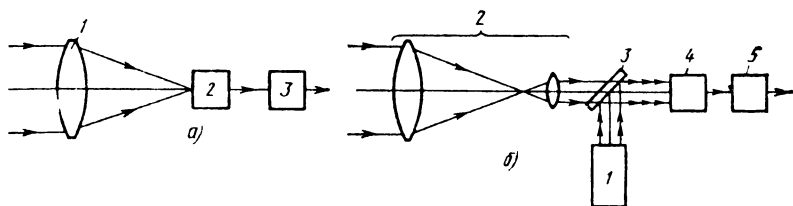


Рис. 217. Схема включения фотоприемника:  
 а — прямого усиления; б — гетеродинная

механические дефлекторы, основанные на сканировании светового пучка, отраженного от вращающихся зеркал (призм) или прошедшего через систему вращающихся клиньев. Более перспективными являются электрооптические и ультразвуковые дефлекторы. В электрооптических дефлекторах под действием электрического поля изменяется показатель преломления дефлектора, что приводит к отклонению светового пучка. Ультразвуковые дефлекторы представляют собой кювету с жидкостью или кристалл, в которых возбуждается ультразвуковая волна. В результате в направлении, перпендикулярном распространению светового пучка, возникает переменное давление, что приводит к изменению показателя преломления дефлектора. Вследствие этого световой пучок, распространяющийся перпендикулярно градиенту изменения показателя преломления, отклоняется в сторону возрастания последнего.

Передающие и приемные оптические системы могут быть зеркальными, линзовыми или зеркально-линзовыми. Так как в качестве излучателей в системах связи используют лазеры, на выходе которых пучок излучения близок к параллельному, передающие системы обычно выполняют афокальными. Приемные оптические системы могут быть как фокусирующими, так и афокальными. Диаметр главного зеркала приемных систем может достигать 10 м. В этом случае применяют составные зеркала, состоящие из нескольких сферических зеркал. Юстировка составных зеркал достаточно сложна.

Фотоприемник системы связи может быть включен по схеме прямого усиления, а также по гетеродинной или гомодинной схеме. В случае прямого усиления (рис. 217, а) объектив 1 фокусирует излучение на чувствительную площадку фотоприемника 2, выходной сигнал которого пропорционален интенсивности принимаемого излучения. Электрический фильтр 3 имеет полосу пропускания, соответствующую полосе информационного сигнала. Информация о частоте и фазе принимаемого оптического излучения полностью теряется.

В оптическом гетеродинном приемнике (рис. 217, б) для преобразования входного сигнала используют дополнительный лазер 1, называемый гетеродином, частота излучения которого от-

личается от несущей частоты входного сигнала. Входное излучение, прошедшее афокальную оптическую систему 2, и излучение гетеродина, которые должны быть когерентны между собой, одновременно подаются на фотоприемник 4 с помощью светоделиителя 3. В результате интерференции излучения гетеродина и входного сигнала образуется сигнал на разностной частоте (сигнал биений), который проходит через фильтр 5 и содержит передаваемую по каналу связи полную информацию.

Гетеродинный прием обеспечивает более высокую чувствительность по сравнению с методом прямого усиления и сохраняет информацию о частоте и фазе принимаемого излучения. Поэтому гетеродинный метод целесообразно использовать для приема сигналов, модулированных по частоте или фазе. Трудности реализации гетеродинного метода связаны с обеспечением когерентности излучений лазерного передатчика и лазерного гетеродина. При гомодинном включении фотоприемника также используется принцип оптического смешения, и функциональные схемы гомодинного и гетеродинного приемников одинаковы. Однако частота дополнительного лазера при гомодинном приеме совпадает с несущей частотой входного излучения. Выходной сигнал гомодинного фотоприемника является непосредственно информационным сигналом, и дополнительной демодуляции не требуется.

Оптические системы связи пригодны для передачи телеграфных, телефонных, телевизионных и других сигналов. Эти системы перспективны в космонавтике для передачи информации с Земли на спутники и космические аппараты дальних полетов. Одной из основных трудностей при использовании систем оптической связи является ослабление и искажение оптического излучения при прохождении через атмосферу. Для уменьшения ее вредного влияния используют излучение, соответствующее окнам прозрачности атмосферы.

#### 74. ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

Волоконные световоды находят широкое применение в системах оптической связи, вычислительной технике, медицине и т. п. При этом световоды с волокнами диаметром, сравнимым с длиной волны излучения, применяют для передачи изображения с преобразованием информации, например, в устройствах памяти, переключающих устройствах, волоконных лазерах. Световоды с волокнами, диаметр которых существенно превышает длину волны излучения, используют для передачи изображения без его преобразования или с преобразованием формы, а также для передачи энергии излучения.

В зависимости от вида преобразования изображения возможны следующие области применения световодов:

- передача изображения на расстояние, в том числе с изменением направления;
- поворот и обращение изображения;



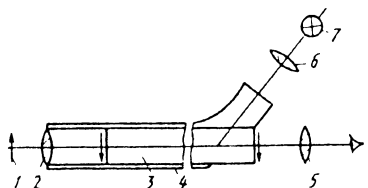


Рис. 218. Схема наблюдательного световода

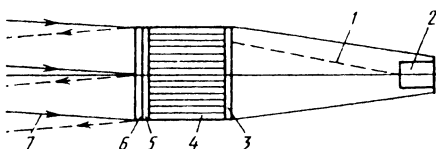


Рис. 219. Схема фотохромной ЭЛТ

разбиение изображения по заданному закону;  
сканирование изображения;  
изменение размеров и формы изображения;  
расщепление и размножение изображения;  
повышение качества изображения;  
кодирование и декодирование изображения;  
преобразование изображения;  
передача световой энергии.

В качестве устройств для передачи изображения световоды используются для наблюдения труднодоступных мест, например дефектов в полостях отливок и труб, для осмотра сварных швов в трубах, в гибких медицинских эндоскопах для осмотра внутренних органов человека и т. п.

В наблюдательном световоде (рис. 218) объектив 2 образует изображение предмета 1 на входном торце световода 3. Окуляр 5 служит для наблюдения изображения на выходном торце световода. Наблюдаемый предмет освещается с помощью волокон, расположенных в наружной части 4 световода, которые передают световые лучи от источника 7 и конденсора 6.

Жесткие световоды в виде блока спеченных волокон применяются в визуальных системах отображения информации с фотохромными электронно-лучевыми трубками (ЭЛТ). Фотохромные материалы (пленки, стекла) по сравнению с обычными светочувствительными материалами имеют преимущества обратимости процесса регистрации изображения и способности к самопроявлению, что позволяет стирать и осуществлять запись нового изображения без специальной обработки. На основе фотохромных материалов разработаны проекционные индикаторные системы в аудиторном (проекция на экран) или в панельном вариантах. В последнем случае основным элементом системы является фотохромная ЭЛТ, схема которой показана на рис. 219.

Пучок электронов 1 электронной пушки 2 образует изображение на люминофоре 3, излучающем в УФ-области спектра. Излучение люминофора передается по световоду 4 через полупрозрачную (для УФ-излучения) пластину 5 на фотохромную пленку 6, где записывается изображение. Визуализация картины осуществляется с помощью светового пучка 7, который, отразившись от полупрозрачной пластины, модулируется по амплитуде в со-

ответствии с изображением, записанным на пленке. Разрешающая способность изображения, записанного с использованием фотохромных ЭЛТ, составляет примерно  $1 \text{ мм}^{-1}$ .

Волоконно-оптическое устройство для вращения изображений в отличие от механических устройств, в которых вращение изображений обеспечивается путем перемещения или вращения оптических деталей, имеет большее быстродействие и более широкий диапазон изменения скорости вращения. Устройство (рис. 220) содержит входной 1 и выходной 3 волоконные преобразователи изображения и отклоняющую систему (дефлектор) 2, например электрооптический или оптико-акустический дефлектор. Преобразователи изображения выполнены из световодов, расположение которых на входном и выходном торцах обеспечивает преобразование кольца в линию (строку) на входном и линии (строки) в кольцо на выходном преобразователе. Для обеспечения действия устройства при сдвиге изображения на входном торце преобразователя 3 используется расширение входного торца путем раздвоения световодов, образующих выходной торец. Принцип действия устройства основан на отклонении пучков лучей при поступлении на дефлектор управляющего сигнала (напряжения), в результате чего изображение на входном торце преобразователя 3 сдвигается относительно исходного положения, а после прохождения лучей через преобразователь 3 изображение на выходном торце поворачивается на некоторый угол относительно положения, занимаемого изображением на входном торце преобразователя 1. Устройство позволяет вращать изображение на выходном торце путем подачи переменного сигнала на дефлектор.

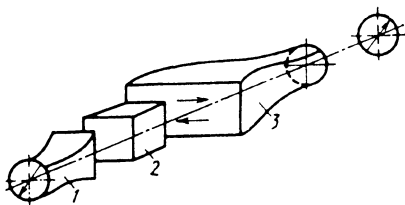


Рис. 220. Схема волоконно-оптического устройства для вращения изображений

Возможность преобразования одной формы изображения в другую, например, окружности в линию, сплошного изображения в дискретно расположенное в пространстве, позволяет заменять сканирование по окружности линейным сканированием. В световодах переменных поперечных размеров — фоконах, афоконах, фоклинах осуществляется преобразование линейных размеров изображения (уменьшение, увеличение).

С помощью световодов решается задача разведения элементов единого изображения на отдельно расположенные приемники, например, для разведения спектральных линий монохроматора на отдельные ФЭУ.

Световоды находят применение в устройствах распознавания изображений, основанных на оптической корреляции, при которой вычисляются коэффициенты корреляции изображения с образцом, являющимся критерием распознавания. Коррелируемое

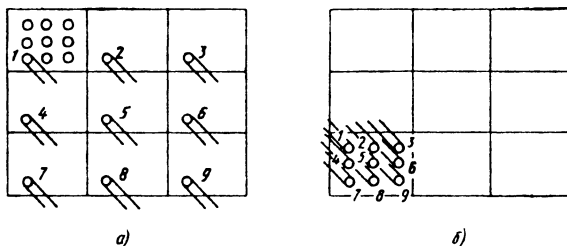


Рис. 221. Схема размножения изображения

изображение проецируется на размножитель, образующий множество уменьшенных копий изображений. Полученные копии изображения проецируются одновременно на накопитель, содержащий большое число предварительно записанных изображений. Сравнение копий с изображениями, хранящимися в накопителе, осуществляется путем пропускания потока излучения через пары сопоставляемых изображений. Отсутствие в размножителе механических деталей позволяет проводить мгновенную корреляцию.

Размножение изображения выполняется с помощью световодов (рис. 221), выходное сечение (рис. 221, б) пучка которых разделяется на ряд квадратов, соответствующих числу размножаемых изображений. Световоды, идущие от входного торца (рис. 221, а) размножителя, разветвляются с окончанием в квадратах при сохранении последовательности строк и столбцов. В результате на выходном торце размножителя образуется требуемое число уменьшенных копий изображения, равное числу изображений, содержащихся в накопителе.

Возможность придать любую форму входному и выходному торцам жестких световодов позволяет использовать их для повышения характеристик оптических систем, например, улучшения качества изображения путем исправления аберраций системы. Схема применения фоконной линзы для исправления кривизны и дисторсии изображения объектива типа «Сферогон» с фокусным расстоянием 17,5 мм, относительным отверстием 1 : 3 и угловым полем в пространстве предметов  $82^\circ$  [5] приведена на рис. 222.

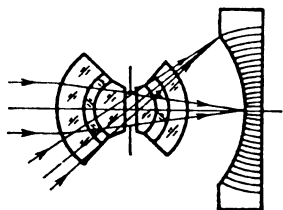


Рис. 222. Схема исправления кривизны и дисторсии изображения широкоугольного объектива

Фоконная линза, входной торец которой имеет форму поверхности изображения, образуемого

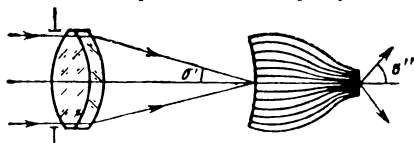
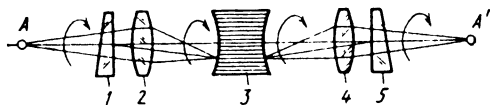


Рис. 223. Схема применения фокона для повышения светосилы оптической системы

Рис. 224. Схема снятия мозаичности структуры световода с изображения



объективом, а выходной торец — плоский, позволяет исправить кривизну изображения, повысить разрешающую способность на краю поля и уменьшить дисторсию объектива с 30 до 2 %. Использование фокона позволяет улучшить и такую важную характеристику оптических систем, как светосила, влияющую на освещенность изображения, определяемую квадратом апертуры пучков лучей, выходящих из системы. Объектив, апертурный угол  $\sigma'$  которого расширяется до угла  $\sigma''$  фоконем, уменьшающим масштаб изображения, образуемого объективом, показан на рис. 223.

При передаче информации с помощью неподвижного световода имеет место мозаичность изображения, проявляющаяся в виде темной сетки защитных оболочек между волокнами. Причинами мозаичной структуры являются также неоднородность пропускания отдельных волокон, выравнивание яркости в пределах каждого волокна, наличие темных пятен вследствие обрыва волокон. Мозаичность структуры передаваемого световодами изображения является основным недостатком по сравнению с обычными оптическими линзовыми и зеркальными системами.

Существенное повышение разрешающей способности и улучшение качества изображения, передаваемого световодом, достигается путем быстрого перемещения входного торца световода по изображению. При этом частота пробега изображения одним волокном должна быть выше предельной частоты мельканий, различаемых глазом человека — используется частота  $50 \text{ с}^{-1}$ . Схема снятия мозаичности структуры световода 3 с изображения с помощью двух синхронно вращающихся клиньев 1 и 5, установленных перед объективом 2 и после объектива 4, приведена на рис. 224.

Волоконные световоды находят применение в системах оптической обработки информации для передачи сигналов. При использовании управляемой волноводной связи могут быть реализованы логические функции. Схема переключения излучения из одного волокна в другое (рис. 225) основана на использовании эффекта Керра, который заключается в изменении показателя преломления оболочек по сравнению с показателем преломления

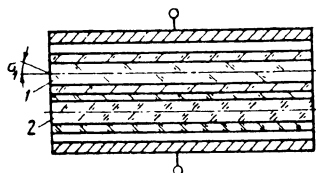
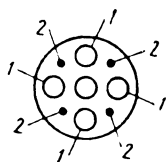


Рис. 225. Схема переключения излучения в соседнее волокно

Рис. 226. Схема оптического переключателя



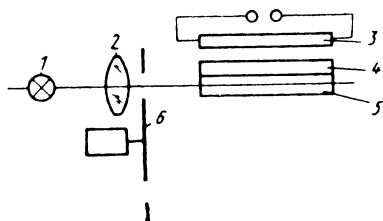


Рис. 227. Волоконный оптический триггер

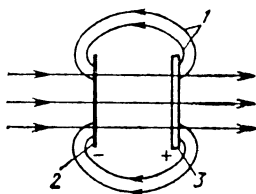


Рис. 228. Схема запоминающего устройства

сердцевины. Материалы сердцевины и оболочек подбирают таким образом, чтобы при возрастании напряжения на электродах показатель преломления оболочек приближался к показателю преломления сердцевины, вследствие чего числовая апертура волокна 1 уменьшается. Поэтому под действием напряжения лучи, проходящие через волокно 1 под углами  $\sigma_1$ , близкими к углу полного внутреннего отражения, преломятся на границе раздела и пройдут в волокно 2. На рис. 226 показана схема оптического переключателя, в котором с использованием рассмотренного выше принципа обеспечивается переключение излучения из центрального волокна в любое из периферийных волокон 1 путем подачи управляющего напряжения на соответствующую пару соседних электродов 2. Для изготовления указанных волокон необходимо использовать материалы с большими электрооптическими постоянными.

В логических оптических схемах в качестве триггера используется волоконный лазер (рис. 227). Импульсная газоразрядная лампа 3 накачивает волокно 4 до уровня несколько ниже порога генерации. Объектив 2 фокусирует пучок лучей высокоинтенсивного источника 1, модулированный прерывателем 6, на торец волокна 5. Волноводная связь между волокнами 4 и 5 приводит к переходу части потока излучения в волокно 4, в результате чего уровень накачки превышает порог генерации и волокно 4 начинает испускать импульсы излучения. Аналогичный результат получается при введении дополнительной энергии накачки подсветкой волокна 4 с торца.

Световоды используются в быстродействующем запоминающем оптоэлектронном устройстве для хранения информации (рис. 228). Устройство содержит оптрон с обратной фотонной связью, которая реализуется с помощью световодов 1, передающих на фотокатод 2 часть потока излучения, выходящего с люминесцирующего экрана (анода) 3. Преимуществом устройства является возможность независимого осуществления процессов записи и считывания информации, что обеспечивается развязкой входа и выхода. Устройство, информационная емкость которого достигает  $10^4$ — $10^5$  байт/см<sup>2</sup>, пригодно для создания оперативной памяти.

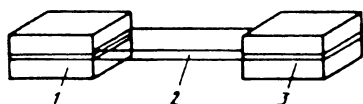


Рис. 229. Схема применения световода для управления логическим элементом

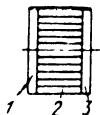


Рис. 230. Устройство интерференционного волоконного светофильтра

Жесткие световоды для преобразования изображений, выполненные из спеченных волокон и содержащие входной и выходной торцы различных размеров и формы, позволяют передавать изображение в виде прямоугольника, креста и т. п. на площадку приемника круглой формы.

Световоды применяются в логических элементах на основе полупроводниковых лазеров, активной средой которых является слой *PN*-перехода толщиной в несколько микрометров и шириной порядка долей миллиметра. Например, световод 2 прямоугольной формы (рис. 229) используется для направления энергии излучения управляющего лазера 1 в активную среду управляемого лазера 3.

Применение световодов с диаметром, сравнимым с длиной волны излучения, позволяет создать интерференционный волоконный светофильтр, полоса пропускания которого не смещается (как у обычных интерференционных светофильтров) при изменении угла падения пучка лучей на светофильтр. Действие такого светофильтра основано на свойстве одномодового световода распространять излучение вне зависимости от угла падения. Светофильтр (рис. 230) состоит из световода 2 диаметром в несколько миллиметров, спеченного из волокон диаметром  $\sim 1,5$  мкм. Световод имеет частично отражающие покрытия 1 и 3 на входном и выходном торцах. Длина волны и ширина полосы пропускания, соответствующие максимуму пропускания, зависят от коэффициента отражения покрытий и длины световода. В одномодовом световоде, в котором излучение распространяется в виде волны одного типа, спектральная полоса пропускания остается постоянной при изменении угла падения.

В настоящее время выпускаются три типа волоконных световодов на основе кварцевого стекла для диапазона длин волн 0,8—0,9 мкм:

1) многокомпонентные градиентные световоды для передачи информации на расстояния до 40 км со скоростью 140 Мбайт/с;

2) многомодовые световоды для передачи информации на короткие расстояния (табл. 19);

3) одномодовые световоды для передачи информации на расстояния свыше 40 км со скоростью более 140 Мбайт/с.

Получено оптическое волокно *ELTOF-1* с сердцевинной из кварцевого стекла и оболочкой из высокопрочного боросиликатного стекла, на основе которого разработаны световоды с потерями не более 0,9 дБ/км на длине волны 1,06 мкм.

Т а б л и ц а 19. Характеристики многомодовых волоконных световодов [20]

Характеристика	Изменение показателя преломления			
	ступенчатое		плавное	
Материал	Кварцевое стекло	Многокомпонентное стекло	Кварцевое стекло	Многокомпонентное стекло
Числовая апертура	0,17—0,20	0,15—0,25	0,17	—
Диаметр, мкм:				
сердцевины	50—80	90	85	30
оболочки	125—150	125	125	200
Диаметр защитной оболочки, мм	1	—	0,9	—
Потери, дБ/км	<10	4—8	<10	6—8
Длина волны, мкм	0,8—0,85	0,8—0,83	0,82	0,8—0,85
Длина световода, км	1	—	1	—

Разрабатываются волоконные световоды из кварцевого стекла для диапазона длин волн 1,2—1,6 мкм с потерями 0,3—0,5 дБ/км, позволяющие создавать дальние линии связи с расстояниями между ретрансляторами порядка 100 км. Волоконные световоды для среднего ИК-диапазона длин волн 2—15 мкм с ожидаемыми потерями  $10^{-1}$ — $10^{-2}$  дБ/км могут обеспечить передачу информации на расстояния свыше 1000 км без ретрансляторов.

Световоды широко применяют в осветительных системах. Например, с использованием световодов изготавливаются конденсоры с углом охвата, близким к  $180^\circ$ , что повышает эффективность применения источника излучения. На основе световодов, передающих энергию от одного источника к нескольким приемникам, созданы системы автоматического контроля и регулирования процессов. Световоды используются также для освещения труднодоступных участков панелей приборов.

#### 75. ОПТИЧЕСКИЕ И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЭКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАДАЧ

В решении задач, связанных с повышением эффективности мероприятий в области изучения и охраны окружающей среды, освоения и использования природных ресурсов, большая роль принадлежит оптическим и оптико-электронным приборам и системам дистанционного зондирования. К их числу в первую очередь относятся радиометры, спектрометрические приборы, тепловизоры и фотоаппаратура, устанавливаемая на летательных аппаратах (см. например [8]).

Оптико-электронные радиометры (ОЭР) предназначены для измерения энергетической яркости природных образований

с борта летательных аппаратов. Типовая структурная схема ОЭР с опорным каналом (рис. 231) включает оптическую систему 1, передающую излучение объекта через модулятор 2 на чувствительную поверхность приемника 5. Одновременно от опорного источника 4 оптической системой 3 через модулятор 2 излучение собирается на том же приемнике 5. В результате с приемника снимается сигнал с амплитудой, пропорциональной разности потоков измеряемого и опорного излучателей. Этот сигнал далее усиливается и обычно преобразуется в напряжение постоянного тока в электронном канале 6. Выходной сигнал записывается регистрирующим устройством 7 или поступает в систему телеметрической передачи сигналов на приемную станцию Земли.

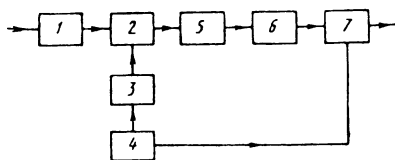


Рис. 231. Структурная схема радиометра с опорным каналом

В настоящее время используются как широкополосные несканирующие радиометры, так и узкополосные с оптико-механическим сканированием, а также с электронным сканированием с применением многоэлементных приемников.

Типовая функциональная схема узкополосного прибора с оптико-механической сканирующей системой (рис. 232) включает приемную оптическую систему, например зеркальный объектив 3, перед которым размещаются сканирующее зеркало 2 и герметизирующая пластина 1. Из опорного канала, состоящего из излучателя 4, входного окна 5 и зеркального объектива 6, излучение проходит через общий для обоих каналов модулятор 7, оптический фильтр 8 и попадает на приемник 9. Диск модулятора секторного типа обеспечивает при вращении поочередное поступление излучения от обоих каналов на приемник. Таким образом, регистрирующий электрический сигнал на выходе электронного блока 10 оказывается пропорциональным разности сигналов измерительного и опорного каналов.

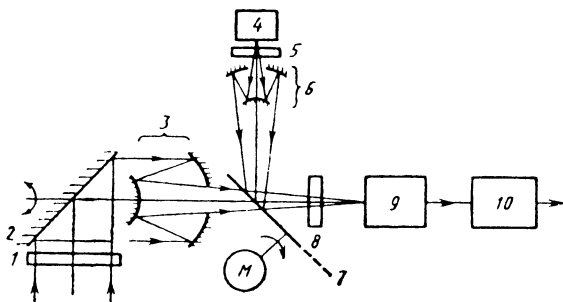


Рис. 232. Функциональная схема радиометра с оптико-механической сканирующей системой



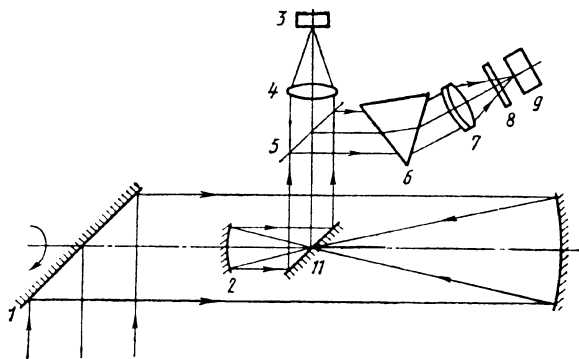


Рис. 233. Схема сканирующего спектрорадиометра

В отличие от радиометров, интегрально оценивающих излучение различных объектов в определенном спектральном диапазоне, спектрорадиометры (СР) позволяют одновременно выполнять просмотр пространственного распределения излучения и измерять его спектральный состав. Поэтому схема СР по сравнению со схемой радиометра содержит еще спектральный прибор, на входную щель которого падает излучение после модулятора. Спектральный прибор обычно снабжается приводом для сканирования по спектру от специального программного устройства.

Спектральный прибор как важнейшая составная часть СР достаточно хорошо освещен в отечественной литературе [8].

Основным элементом спектрального прибора служит диспергирующая система, в качестве которой в классических щелевых приборах применяются призмы из материалов с большой дисперсией и дифракционные решетки с большим числом штрихов. За последние годы получили применение спектральные приборы, основанные на новом принципе — селективной модуляции. Их различают по виду селективной модуляции (частотная или амплитудная) или типу модулятора (интерференционный, интерференционно-поляризационный и растровый). Эти новые спектральные приборы обладают рядом достоинств по сравнению с классическими, особенно в отношении светосилы. Выбор того или иного спектрального прибора осуществляется с учетом конкретно решаемых задач.

Схема сканирующего СР показана на рис. 233. Излучение от сканирующего вращающегося зеркала 1 падает на большое вогнутое зеркало приемного объектива 10. С помощью малого вогнутого зеркала 2 и плоского зеркала 11 пучок параллельных лучей направляется на спектроделитель 5, от которого пучки расходятся по двум каналам. Излучение видимого и ближнего ИК-диапазона поступает на призмную диспергирующую систему 6, после которой оно фокусируется объективом 7 на охлаждаемый многоэлементный приемник 9, предварительно пройдя

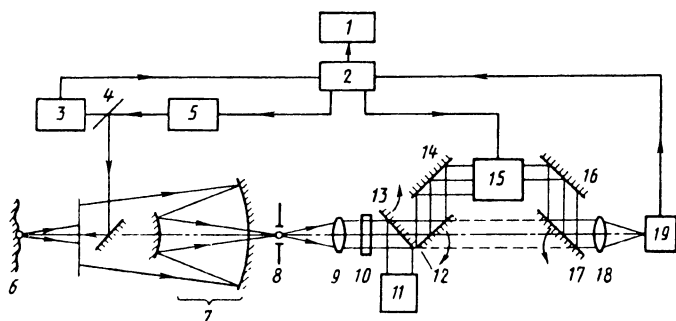


Рис. 234. Схема активного спектрорадиометра

через фильтр 8. Длинноволновое излучение собирается объективом 4 на охлаждаемый приемник 3.

В качестве второго прибора приведем схему активного СР, источником излучения в котором служит лазер (рис. 234). Излучение лазера 5 ( $\lambda = 0,425$  мкм) направляется на исследуемый участок местности 6. Возникающее под действием лазерного излучения флуоресцентное излучение собирается зеркальным объективом 7 и, проходя через полевую диафрагму 8, поступает на второй, линзовый объектив 9, формирующий параллельный пучок лучей.

После интерференционного фильтра 10 ( $\lambda_1 \div \lambda_2 = 0,49 \div 0,6$  мкм) параллельный пучок с помощью зеркал 12 и 14 направляется на дифракционную решетку 15, управляемую от ЭВМ 2. Далее зеркалами 16 и 17 излучение собирается объективом 18 на фотоумножитель 19. Сигнал с фотоумножителя поступает на ЭВМ, а от нее на дисплей 1. Контроль мощности лазера осуществляется с помощью приемника 3, расположенного за светоделителем 4. Для визуального контроля используется телевизионная камера 11, на которую пучок направляется поворотным зеркалом 13. Зеркала 12 и 17 также могут поворачиваться, чтобы излучение, минуя дифракционную решетку, непосредственно попадало на фотоумножитель 19.

В качестве третьего прибора рассмотрим схему Фурье — спектрорадиометра (ФСР), обладающего высокой светосилой и информативностью в широком спектральном диапазоне (рис. 235). В ФСР [8] обычно используется двухлучевой интерферометр Майкельсона, а разложение потока по спектру основано на методе селективной частотной модуляции. При изменении в интерферометре разности хода  $\Delta$  достигается получение определенной интерференционной кривой для каждой длины волны.

Для немонохроматического источника интерферограмма представляет собой сумму кривых, Фурье-анализ позволяет преобразовать интерферограмму в спектр, т. е. представить сигнал как функцию длины волны.

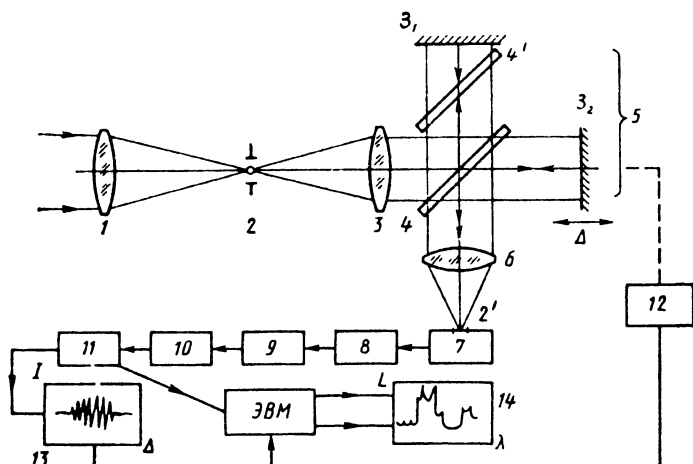


Рис. 235. Схема Фурье-спектрорадиометра

Излучение от исследуемого объекта фокусируется объективом 1 в плоскости диафрагмы 2 и затем коллимируется объективом 3. Параллельный пучок лучей проходит светоделительную 4 и компенсационную 4' пластины интерферометра Майкельсона 5. Отраженные от неподвижного  $3_1$  и подвижного  $3_2$  зеркал лучи собираются объективом 6 в плоскости приемно-усилительного устройства (приемник 7, усилитель переменного тока 8, синхронный детектор 9, фильтр низких частот 10 и регистратор 11). Это устройство фиксирует только переменную составляющую потока, представляющую собой преобразование Фурье для спектрального распределения яркости объекта по закону косинуса, т. е. интерферограмму 13. Последняя представляет собой зависимость изменения сложного электрического сигнала  $I$  от разности хода  $\Delta$ . Привод 12 осуществляет параллельное перемещение подвижного зеркала интерферометра с постоянной скоростью  $v$ , поэтому переменная составляющая потока получается модулированной с частотой  $f = v/\lambda$ . Интерферограмма передается на командно-приемную станцию, где она обрабатывается на ЭВМ. В результате получается спектрограмма 14, определяющая зависимость спектральной яркости объекта  $L$  от длины волны  $\lambda$ .

Погрешность измерения яркости на приборе не превышает 1 %, а спектральный предел разрешения находится в диапазоне  $5\text{--}1\text{ см}^{-1}$  ( $0,05\text{--}0,01\text{ мкм}$  при  $\lambda = 10\text{ мкм}$ ). К недостаткам прибора следует отнести большую сложность его устройства, а также необходимость стабилизации температуры для основных элементов конструкции.

Тепловизоры создают изображение в ИК-области спектра и преобразуют его в адекватное изображение видимой области,

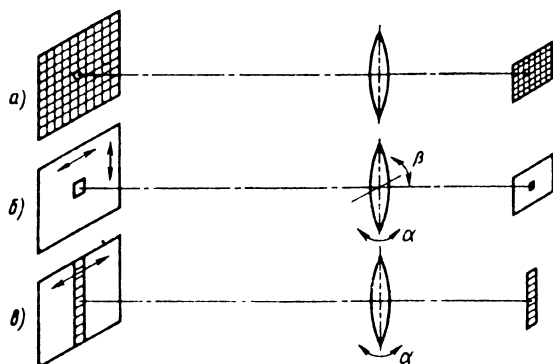


Рис. 236. Типы тепловизоров

т. е. обеспечивают визуализацию теплового поля нагретых предметов.

К особенности тепловых изображений следует отнести отсутствие теней, обычно присущих изображениям предметов в видимой области. Так как фиксируется лишь различие в излучательных способностях, то возможно обнаружение предметов, имеющих одинаковую температуру, но различные коэффициенты излучения. Тепловизоры позволяют повысить контраст изображения, так как постоянная составляющая оптического сигнала (фон) обычно убирается.

В тепловизорах преимущественно используются два диапазона ИК-спектра: 3,0—5,5 и 7,5—12,5 мкм, которые совпадают с «окнами» прозрачности атмосферы для ИК-лучей. В ряде случаев представляется рациональным создание тепловизоров, одновременно работающих в обоих указанных диапазонах спектра.

Следует заметить, что максимум излучения живых тканей расположен вблизи длины волны 10 мкм. Каждый квадратный сантиметр живой ткани излучает  $\approx 50$  мВт — энергию, достаточную для ее обнаружения благодаря наличию современных высокочувствительных полупроводниковых приемников.

Различают следующие типы тепловизоров: а) без сканирования с многоэлементными площадочными приемниками, воспринимающими одновременно информацию от всего предмета (рис. 236, а); б) с пространственным сканированием по двум координатам при наличии одноэлементного приемника, на который информация от предмета поступает последовательно (рис. 236, б); в) со сканированием по одной координате при наличии линейки приемников с комбинированным (одновременным-последовательным) поступлением информации от предмета (рис. 236, в).

Наибольшее распространение получили тепловизоры с оптико-механическим сканированием по двум координатам, осуществляемым за счет прокачки всей системы или движения ее отдельных

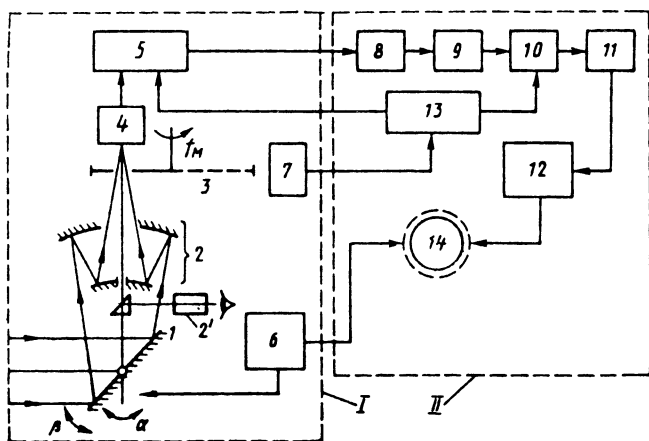


Рис. 237. Схема тепловизоров «Рубин»

элементов (зеркал, призм или клиньев). При неоднородной температуре предмета поток ИК излучения, попадающий на приемник при данном положении мгновенного полевых угла, преобразуется в электрический сигнал. Этот сигнал усиливается и воспроизводится на экране индикатора аналогично тому, как воспроизводятся телевизионные и радиолокационные сигналы. Обычно используется экран электронно-лучевой трубки, с которой производится фотографирование на фотопленку для последующего анализа и расшифровки изображения.

Основной тип отечественного тепловизора «Рубин» (рис. 237) состоит из двух частей: оптической головки I и блока регистрации II. Оптическая головка содержит двухзеркальный объектив 2 ( $f' = 115$ ;  $1 : 1,15$ ; пятно рассеяния  $< 0,1$  мм), перед которым находится сканирующее зеркало 1. Строчное сканирование происходит за счет поворота зеркала относительно вертикальной оси ( $\alpha = 10^\circ$ ), кадровое сканирование — за счет поворота зеркала относительно горизонтальной оси ( $\beta = \pm 5^\circ$ ).

Для наводки прибора на исследуемый предмет используется визир 2' ( $\Gamma = 2,5\times$ ). Приемником излучения служит фоторезистор с чувствительной площадкой  $0,3 \times 0,3$  мм. Модулятор 3 представляет собой диск с четырьмя вырезами, вращающийся с частотой 20 500 об/мин (частота прерываний потока  $f_m \approx 1360$  Гц). Сигнал несущей частоты, вырабатываемый приемником, пропорционален разности потоков излучения, падающих на приемник от объекта и модулятора. На вход предварительного усилителя 5 поступает сигнал от приемника 4 и блока опорного напряжения 13, связанного с датчиком опорного напряжения 7. Из усилителя 5 сигнал проходит через полосовой фильтр 8, в котором выделяется основная гармоника несущей частоты. После

дополнительного усиления в блоке 9 сигнал поступает на синхронный детектор 10 и низкочастотный фильтр 11. Напряжение с выходного фильтра поступает на усилитель постоянного тока 12, к которому подключены электроды системы 14 записи изображения. Лента из электрохимической бумаги движется между двумя электродами, которые касаются бумаги в одной точке, но с разных сторон. Эта точка касания перемещается поперек бумажной ленты, прочерчивая растр, подобный растру, создаваемому сканирующим визирным лучом. Протекание через бумагу тока приводит к ее почернению, причем теплые места предмета выглядят светлыми, а холодные темными. Согласование сканирования с системой записи производится датчиком фазирования 6.

Специфическим критерием качества тепловизора как измерительного прибора является температурное разрешение — способность различать минимальное (пороговое) значение изменения температур  $\Delta T_{\text{пор}}$  на поверхности протяженного предмета. Наиболее объективным является метод определения по измеренным сигналу и шуму в усилительном тракте при отсутствии ухудшения отношения сигнал/шум в системе индикации. Полной характеристикой температурного разрешения следует считать функцию  $\Delta T_{\text{пор}}$ . В паспортных данных обычно приводят значения  $\Delta T_{\text{пор}}$  для какой-либо одной или нескольких температур. Если температура, при которой определено значение  $\Delta T_{\text{пор}}$ , не указывается, то предполагается, что она определена для нижней граничной температуры, т. е. когда тепловизор обладает минимальной чувствительностью. Значение  $\Delta T_{\text{пор}}$  для современных тепловизоров, например типа «Рубин», составляет 0,05—0,2 °C.

Тепловизоры находят широкое применение в народном хозяйстве. Тепловая аэрофотосъемка позволяет обнаружить загрязнение водоемов сточными водами, обнаружить и уточнить контуры лесных и подземных пожаров, состояние снежно-ледового покрова на местности и решать другие важные задачи по исследованию природных ресурсов Земли.

Тепловизоры широко используются для проведения неразрушающего контроля в ряде отраслей промышленности, в частности в радиоэлектронике. Тепловизоры обеспечивают обнаружение дефектов в процессе производства и эксплуатации радиоэлектронной аппаратуры по неравномерному распределению температуры на поверхностных элементах. Тепловизоры позволяют выявить неисправные элементы микросхем сложных плат ЭВМ, для которых обычные способы чрезвычайно сложны и трудоемки.

Наконец, неопределима роль тепловизоров в медицине, где их используют при проведении массовых профилактических осмотров, позволяющих выявить ранние формы рака, злокачественные поражения сосудистой системы конечностей и др.

Одним из эффективных средств изучения поверхности Земли является фото-телевизионная съемка с летательных аппаратов. Полнота получаемой информации во многом определяется опти-

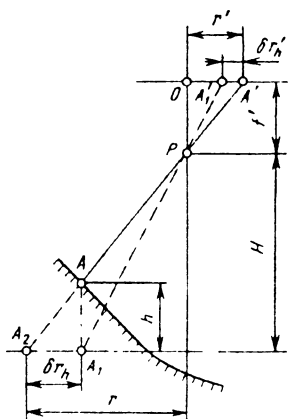


Рис. 238. Схема съемки местности с резко выраженным рельефом

фотоаппаратах применяется гамма объективов с различными фокусными расстояниями. Например, в топографическом аэрофотоаппарате АФА-ТЭ используются объективы с  $f' = 55 \div 500$  мм. Исходя из разрешающей способности снимка, зависящей от разрешающей способности объектива и фотоматериала, от линейного и углового смаза изображения, неточности расположения фотоматериала (отклонение от плоскостности прижимной доски и погрешность в ее установке, неточность выравнивания пленки), от кривизны поля изображения, контраста изображения, от воздействия температуры и давления, разрешающей способности стереоскопического зрения и т. п., можно установить связь между заданным масштабом карты  $1 : M_k$  и масштабом снимка  $1 : M$ . Допустим, что разрешающая способность снимка, полученная на основе статистической обработки реальных снимков наземных мир или звездного неба, равна  $20 \text{ мм}^{-1}$ , разрешающая способность стереоскопического зрения  $0,07 : 0,1 \text{ мм}$ . В этом случае можно масштаб карты увеличить в 1,5—2 раза по сравнению с масштабом снимка.

Для топографической аэрофотосъемки фокусное расстояние объектива должно быть согласовано с рельефом снимаемой местности.

В схеме для фотографирования местности с резко выраженным рельефом (рис. 238) объектив показан центром входного зрачка  $P$ . Если превышение точки  $A$  над некоторой исходной плоскостью равно  $h$ , то при центральном проецировании изображение точки  $A$  на снимке будет в точке  $A'$ , а не в точке  $A'_1$ , для которой предметной точкой является точка  $A_1$  — ортогональная проекция точки  $A$  на плоскость начала отсчета превышений. Точка  $A'$  является

ческой системой фото-телевизионных устройств — фотографическим объективом, образующим изображение на светочувствительном слое фотопленки или приемника излучения.

Рассмотрим обоснование основных характеристик объектива на примере его использования в аэрофотосъемке. Фокусное расстояние  $f'$  аэрофотосъемочного объектива связано с требуемым масштабом плановой обзорной (кадровой или щелевой) съемки  $1 : M$  следующей зависимостью:

$$f' = H/M, \quad (243)$$

где  $H$  — высота полета самолета.

Масштаб съемки  $1 : M$  и высота полета самолета  $H$  варьируются в широких пределах, поэтому в аэро-

центральной проекцией как точки  $A$ , так и точки  $A_2$ , лежащей в плоскости начала отсчета превышений. Расстояние между точками  $A_1$  и  $A_2$ , равное  $\delta r_h$ , соответствующее превышению  $h$ , на снимке изображается отрезком  $\delta r'_h$ . Этот отрезок представляет собой поправку на рельеф:

$$\delta r'_h = r' h / H, \quad (244)$$

где  $r' = r f' / H$  — расстояние от изображения точки до главной точки снимка  $O$ ;  $r$  — расстояние на местности, соответствующее отрезку  $r'$  на снимке.

Если принять величину  $\delta r'_h$  за погрешность, то ее значение уменьшается [см. формулу (244)] с увеличением высоты  $H$ . Поэтому для ограничения  $\delta r'_h$  при выдерживании заданного масштаба снимка следует использовать объектив с большим фокусным расстоянием. Если величину  $\delta r'_h$  принять за поправку, взяв, например, ее наибольшее значение (по модулю) в 2 мм, то для  $r'_{\max}$  и наибольшего значения  $h_{\max}$  получим возможность под- считать наименьшую высоту полета самолета:

$$H_{\min} = r'_{\max} h_{\max} / \delta r'_{\max}. \quad (245)$$

Отсюда при заданном масштабе съемки получим фокусное расстояние объектива. Минимальная высота  $H_{\min}$  полета самолета в зависимости от превышения  $h$  точек местности для поправки на рельеф  $\delta r'_h = 2$  мм ( $r'_{\max} = 90$  мм) имеет следующие значения:

$h$ , м . . . . .	20	50	100	200	500	1 000
$H_{\min}$ , м . . . . .	900	2250	4500	9000	22 500	45 000

Пользуясь формулой (243), с учетом приведенных значений, например, найдем, что для масштаба  $1 : M = 1 : 12\,500$  и при колебаниях рельефа в пределах одного снимка порядка 50 м следует использовать объектив с  $f' = 180$  мм.

Точность определения превышений по аэрофотоснимкам, образующим стереоскопические пары, зависит от значения фокусного расстояния объектива.

В стереопаре на рис. 239 изображениями точки  $A$ , лежащей в плоскости начала отсчета превышений, будут точки  $A'_л$  и  $A'_п$  (л — левый и п — правый). Разность абсцисс изображений одной и той же точки, измеренных относительно главных точек на обоих снимках с учетом знаков, называют *продольным параллаксом*  $p$ , который равен базису фотографирования  $b$  в масштабе съемки. Для точки  $A$ , расположенной в исходной плоскости, продольный параллакс

$$p_A = b_0 = B f' / H,$$

где  $B$  — базис фотографирования;  $b_0$  — базис фотографирования в масштабе съемки для точки  $A$ . Для точки  $C$ , находящейся над исходной плоскостью на расстоянии  $h$ :

$$p_C = b_C = B f' / (H - h),$$



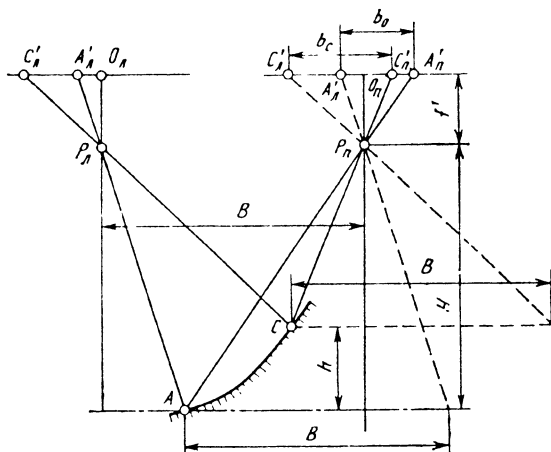


Рис. 239. Схема образования стереопары

$b_c$  — базис фотографирования в масштабе съемки для точки  $C$ .  
По измеренной разности продольных параллаксов

$$\Delta p = p_c - p_A = Bf'h/H (H - h) \approx b_0 h/H$$

определяют превышение наблюдаемой точки (в данном случае точки  $C$ ) над исходной плоскостью.

Искомое превышение

$$h = \Delta p H / b_0. \quad (246)$$

Для определения базиса  $b_0$  фотографирования в масштабе съемки рассмотрим рис. 240. На нем показаны два соседних положения аэрофотоаппарата, в которых получается стереопара. При этом базис фотографирования

$$B = (1 - k) l H / f', \quad (247)$$

где  $k$  — степень продольного перекрытия ( $k = 0,6$  для равнинной местности,  $k = 0,8$  для горной местности);  $l$  — размер стороны кадра (в данном случае рассматривается квадратный кадр, т. е.  $l = l_x = l_y$ ).

Следовательно, базис фотографирования в масштабе съемки

$$b_0 = Bf'/H = l(1 - k). \quad (248)$$

Из формулы (246) следует, что погрешность в определении превышения

$$\delta h = H \delta \Delta p / b_0, \quad (249)$$

где  $\delta \Delta p$  — погрешность измерения разности продольных параллаксов, зависящая от качества изображения и средств измерения.

Примем, например, что  $\delta \Delta p = 0,03$  мм. Из формулы (248) при  $l = 180$  мм и  $k = 0,6$  получим, что  $b_0 = 72$  мм, при  $l = 180$  мм и  $k = 0,8$  базис  $b_0 = 36$  мм.

Для масштаба съемки  $1 : M = 1 : 12\,500$ ,  $b_0 = 72$  мм,  $\delta h = 1$  м и  $\delta \Delta p = 0,03$  мм из формул (243) и (249) получим, что  $H = 2400$  м и  $f' = 190$  мм.

Из формул (243) и (248) следует, что фокусное расстояние  $f'$  зависит от степени перекрытия  $k$ . С увеличением  $k$  уменьшаются базисы фотографирования  $B$  и  $b_0$  (при сохранении масштаба съемки). Для той же точности измерения разности параллаксов ( $\delta \Delta p$ ) и допустимой погрешности в определении превышений  $\delta h$  из формулы (249) вытекает необходимость уменьшения высоты полета  $H$ , что обуславливает необходимость применения объектива с меньшим фокусным расстоянием.

В то же время из формулы (244) следует, что погрешность в координате снимка  $\delta r_h$ , обусловленная рельефом, будет тем меньше, чем больше высота полета  $H$ , а следовательно, и фокусное расстояние  $f'$ .

Противоречивые требования уменьшения высоты полета, что влечет за собой уменьшение фокусного расстояния при сохранении масштаба съемки, в целях уменьшения погрешности в оценке превышений между отдельными точками, с одной стороны, и увеличения высоты полета и соответственно увеличения фокусного расстояния для уменьшения погрешности, обусловленной рельефом, с другой стороны, удовлетворяются их взаимным согласованием при условии внесения поправки на рельеф.

В рассмотренных примерах получены фокусные расстояния соответственно 190 и 180 мм.

Если принять фокусное расстояние объектива  $f' = 150$  мм, то при масштабе съемки  $1 : 12\,500$  высота полета самолета  $H = 1875$  м, погрешность в определении превышений  $\delta h = 0,8$  м, а поправка на рельеф  $\delta r_h = 2,4$  мм.

Угловое поле определяет размеры снимка при выбранном формате при условии, что по всей площади снимка абберационные и другие характеристики, например распределение освещенности по полю кадра, обеспечивают приемлемое качество изображения. В кадровых аппаратах формат снимка квадратный (иногда прямоугольный) и обычно имеет размеры  $6 \times 6$ ,  $7 \times 8$ ,  $13 \times 18$ ,  $18 \times 18$ ,  $18 \times 24$ ,  $23 \times 23$  и  $30 \times 30$  см, что соответствует линейным полям изображения (по диагонали) 84,6—423 мм.

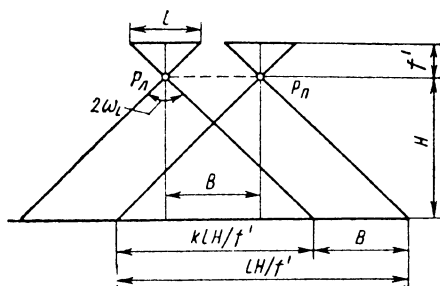


Рис. 240. Схема для определения базиса фотографирования

Угловое поле  $2\omega$  и фокусное расстояние объектива  $f'$  связаны следующей зависимостью:

$$2f' \operatorname{tg} \omega = \sqrt{l_x^2 + l_y^2},$$

де  $l_x$  и  $l_y$  — стороны прямоугольного снимка.

Если снимок квадратный ( $l_x = l_y = l$ ), то формула примет следующий вид:

$$2f' \operatorname{tg} \omega = \sqrt{2} l. \quad (250)$$

Для топографических аэрофотоаппаратов в СССР размеры снимка  $18 \times 18$  см.

В аэрофотообъективах угловые поля в пространствах предметов и изображений обычно равны ( $2\omega = 2\omega'$ ).

Увеличение углового поля положительно влияет на эффективность аэрофотосъемки и фотограмметрической обработки.

Из рис. 240 получим, что

$$\operatorname{tg} \omega_l = l/2f', \quad (251)$$

где через  $\omega_l$  обозначена половина углового поля объектива, соответствующего стороне снимка  $l$  по направлению полета самолета.

Используя формулу (247), получим, что базис фотографирования

$$B = 2H (1 - k) \operatorname{tg} \omega_l.$$

Отсюда следует, что базис фотографирования пропорционален  $\operatorname{tg} \omega_l$ . При сохранении высоты полета  $H$ , степени перекрытия  $k$  и замене объектива с  $2\omega = 60^\circ$  на объектив с  $2\omega = 120^\circ$  базис фотографирования  $B$  увеличивается приблизительно в 3 раза, а следовательно, соответственно уменьшается число снимков в маршруте со всеми отсюда вытекающими положительными последствиями.

Однако экономическая эффективность повышения углового поля объектива противоречит точностным требованиям, связанным с уменьшением погрешности из-за рельефа.

Прямой путь для определения углового поля следующий. Не ограничивая значения поправки на рельеф [см. формулу (244)], по формулам (247) и (248) следует получить базис фотографирования  $B$  (масштаб съемки  $f' : H$ , размер снимка  $l$  и степень перекрытия  $k$  заданы) и базис фотографирования в масштабе съемки  $b_0$ . Затем по формулам (243) и (247) вычисляют высоту полета  $H$  и фокусное расстояние объектива  $f'$ . Используя формулу (250), получая угловое поле  $2\omega$ . Ориентируясь на использование широкоугольных объективов, оценивают возможность использования объективов с большим значением  $2\omega$ . Заметим, что характеристики выпускаемых объективов соответствуют формуле (250).

**Пример.** Рассмотрим объектив «Руссар-29» ( $f' = 70$  мм,  $2\omega = 122^\circ$ ,  $l = 180$  мм), для которого, используя формулу (248) для  $k = 0,6$ , получим  $b_0 = 72$  мм. При допустимой погрешности в определении превышений  $\delta h = 1$  м и погрешности измерения разности продольных параллаксов  $\delta \Delta p = 0,03$  мм по формуле (249) находим, что высота съемки  $H = 2400$  м. Следовательно, масштаб съемки  $f' : H = 1 : 3480$ . При этом для  $h_{\max} = 50$  (в границах снимка) согласно формуле (244) поправка на рельеф  $\delta r'_h \approx 2$  мм.

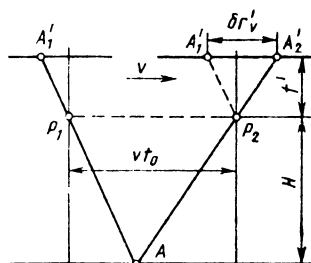


Рис. 241. Соседние положения аэрофотоаппарата при плановой съемке

Если требуется уменьшить погрешность в определении превышений от неточности измерения разности продольных параллаксов, то следует уменьшить высоту полета  $H$  [см. формулу (249)] и соответственно увеличить масштаб съемки. В этом случае поправка на рельеф будет большой.

Метрологическое качество аэрофотосъемки определяется не только характеристиками объектива, аэрофотоаппарата (степень выравнивания светочувствительного слоя, наличие выравнивающего стекла и др.) и пленки или другого светочувствительного материала (деформация пленки, разрешающая способность и др.), но и допустимым смазом изображения, а также экспозиционными параметрами: яркостью земной поверхности  $L$ , светочувствительностью фотоматериала  $S$ , кратностью светофильтра  $q$ , коэффициентом пропускания  $\tau$  среды (атмосферы и др.), значением эффективного времени экспонирования  $t_{эф}$ . К экспозиционным параметрам принадлежит и такая основная характеристика объектива, как относительное отверстие  $D/f'$ . Рассмотрим возможность определения оптимальной величины  $D/f'$ .

При фотографировании с самолета [9], имеющего скорость  $v$ , за полное время экспонирования  $t_n$  на фотоснимке возникает смаз изображения (рис. 241), характеризуемый отрезком:

$$\delta r'_v = v t_n f' / H, \quad (252)$$

где  $f'/H$  — масштаб фотографирования.

Допустимый смаз изображения во многих случаях ограничивается разрешающей способностью системы объектив — светочувствительный слой. Эта величина не должна превышать половины линейного разрешения

$$\delta r'_v \leq 1/2 N_\Phi. \quad (253)$$

Здесь  $N_\Phi$  — разрешающая способность системы объектив — фотослой в статических условиях, определяемая, например, по приближенной формуле:

$$1/N_\Phi = 1/N_o + 1/N_c,$$

Т а б л и ц а 20. Разрешающая способность светочувствительности аэрофотоплёнок

Параметр	Тип пленки				
	18	17	20	15	13
Разрешающая способность фотослоя $N_c$ , мм <sup>-1</sup>	250	120	140	85	70
Светочувствительность $S_{0,85}$ , ед. ГОСТ	90	350	350	700	2000

$N_o$  и  $N_c$  — разрешающие способности объектива и светочувствительного слоя соответственно.

Разрешающая способность фотослоя  $N_c$  зависит от его светочувствительности  $S_{0,85}$  (табл. 20). Из табл. 20 следует, что с возрастанием светочувствительности пленки ее разрешающая способность падает.

Разрешающая способность объективов, используемых для топографических целей, составляет 50 мм<sup>-1</sup> в центре поля со снижением до 30—20 мм<sup>-1</sup> по полю и до 15 мм<sup>-1</sup> на краю поля изображения [6,9].

Выбрав тип пленки и зная разрешающую способность объектива, можно определить допустимое полное время экспонирования  $t_{\Pi}$  (скорость самолета  $v$  и масштаб съемки  $1 : M$  заданы).

Например, для пленки «Изопанкром 20»  $N_c = 140$  мм<sup>-1</sup> при разрешающей способности объектива  $N_o = 50$  мм<sup>-1</sup> получим, что разрешающая способность системы объектив — фотослой  $N_{\phi} \approx 37$  мм<sup>-1</sup>, допустимый смаз изображения  $\delta r'_v = 0,013$  мм. Принимая скорость самолета  $v = 850$  км/ч и  $1 : M = 1 : 34\,500$ , по формуле (252) получим, что допустимое полное время экспонирования  $t_{\Pi} = 1/190$  с, а для масштаба  $1 : M = 1 : 12\,500$   $t_{\Pi} = 1/500$  с.

Относительное отверстие объектива определяют, используя основную экспонометрическую формулу (см., например, [9, 14]):

$$t_{\phi\phi} = \frac{40K^2q}{k_{\omega}\pi L_{cp} \cos^4 \omega' S_{0,85}}, \quad (254)$$

где  $K = f'/D$  — диафрагменное число;  $q$  — кратность светофильтра (для аэрофотосъемки  $q = 2 \div 3,8$ );  $k_{\omega}$  — коэффициент виньетирования объектива на краю его углового поля в пространстве изображений  $2\omega'$ ;  $L_{cp}$  — средняя яркость фотографируемого участка местности. Множитель  $\cos^4 \omega'$  имеет место для объективов, в которых не используется эффект абберационного виньетирования (см. п. 55). В этом случае угол  $\omega'$  относится к «средней» зоне поля изображения.

Для земной поверхности справедлива формула  $\pi L_{cp} = \rho_{cp} E$ , где  $E$  — освещенность земной поверхности;  $\rho_{cp}$  — среднее значение коэффициента ее отражения в пределах фотографируемого уча-

стка [12]. Средние коэффициенты отражения земной поверхности для земных ландшафтов и освещенности земной поверхности при различной высоте Солнца и при различном состоянии облачности приведены в работе [12].

Коэффициент пропускания  $\tau$  определяется коэффициентом пропускания объектива  $\tau_{об} = 0,65 \div 0,75$  и коэффициентом пропускания атмосферы  $\tau_{атм}$ , значения которых в вертикальном направлении в зависимости от длины волны и высоты съемки см., например, в работе [12]:  $\tau = \tau_{об}\tau_{атм}$ .

Вычисления, выполненные по формуле (254), показывают, что объективы с относительными отверстиями (1 : 4)—(1 : 9) обеспечивают съемку земной поверхности при допустимом смазе изображения  $\delta r'_v \leq 0,1$  мм.

Заметим, что  $t_{эф} = t_d \eta_{опт}$ , где  $\eta_{опт}$  — оптический КПД фотозатвора [14].

## 76. ОПТИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА, ПРИМЕНЯЕМЫЕ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ И КОНТРОЛЯ МИКРОСХЕМ

Интегральные микросхемы являются основной элементной базой радиоэлектронной аппаратуры. Сложность микросхем и требования к точности их изготовления постоянно возрастают. Характерные размеры микросхем составляют единицы и доли микрометров, что стимулирует внедрение в технологию изготовления микросхем оптических средств, обладающих высокой разрешающей способностью. Наиболее распространенным способом формирования рисунка является контактная или проекционная фотолитография, включающая формирование фотомаски (фотошаблона) на стеклянной подложке (обычно стекло К8) и создание через эту маску рельефа требуемой конфигурации в металлических, полупроводниковых и диэлектрических слоях, нанесенных на полупроводниковую подложку.

В контактной фотолитографии фотошаблон прикладывают к рабочей пластине со слоем фоторезиста. При освещении фотошаблона излучением ртутной или ксеноновой лампы его рисунок переносится на слой фоторезиста, покрывающего полупроводниковую подложку с защитным слоем диоксида или нитрида кремния. При последующей физико-химической обработке выполняется травление ненужных участков фоторезиста и образование защитной маски с рисунком и размерами, повторяющими рисунок фотошаблона. На участках подложки без защитного слоя (окна) проводится диффузия материалов для создания активных областей и напыление металлических контактных слоев.

При проекционной фотолитографии изображение фотошаблона проецируется на поверхность подложки, покрытой защитным и фоторезистивным слоями. Проекционный объектив должен обеспечивать высокое качество изображения (разрешающая способность до  $1500 \text{ мм}^{-1}$ ) на всей поверхности подложки, диаметр

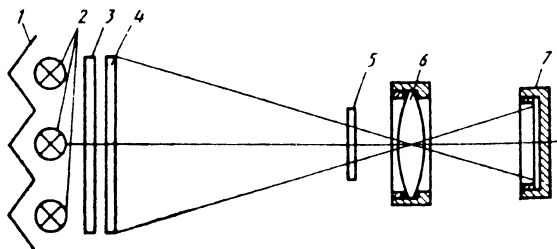


Рис. 242. Схема редуccionной камеры:

1 — отражающий экран; 2 — источники света; 3 — рассеиватель; 4 — промежуточный фотошаблон; 5 — светофильтр; 6 — объектив с затвором; 7 — фотопластина в кассете

которой изменяется в диапазоне 25—80 мм и более. Именно сложность создания таких объективов сдерживает развитие проекционной фотолитографии. Однако теоретически она обеспечивает более высокое разрешение по сравнению с контактной фотолитографией, поскольку в последней всегда имеют место вредные дифракционные эффекты, возникающие в практически не устранимом зазоре между фотошаблоном и фоторезистом из-за пылинок, кривизны поверхностей и т. п. Кроме того, в проекционной фотолитографии отсутствует механический контакт фотошаблона со слоем фоторезиста, что полностью устраняет возможность повреждения фотошаблона.

Оптические средства являются основными при изготовлении фотошаблонов. На первых этапах развития фотолитографии (60-е годы) рисунок фотошаблона изготавливали путем вычерчивания или вырезания оригинала на лаковой пленке специальным резцом с помощью ручного или автоматического координатографа. Более совершенные фотошаблоны получают с использованием оптических генераторов изображений, управляемых с помощью ЭВМ. Типовой генератор изображений содержит источник света, например ртутную лампу сверхвысокого давления, наборную диафрагму изменяемой конфигурации, высококачественный объектив, проецирующий с уменьшением обычно в 10 раз отверстие диафрагмы на фотопластинку, координатный стол, перемещающийся по сигналам лазерных интерферометров, и ЭВМ. Рисунок на фотопластинке обеспечивается перемещением изображения освещенной диафрагмы. Работа генераторов изображения другого типа базируется на использовании сфокусированного светового пучка, сканирующего по поверхности фотопластинки. Потенциально генераторы изображений со сканирующим пучком обеспечивают меньшую трудоемкость, но недостатки изготовления реальных конструкций препятствуют их широкому применению.

Полученный с помощью генератора изображений фотошаблон является промежуточным. Дальнейший этап — получение уменьшенного изображения шаблона с помощью редуccionной камеры (рис. 242), включающей объектив, работающий как фотографи-

ческая проекционная система. Эти объективы должны обеспечивать высококачественное изображение на большом поле, что требует применения многолинзовых планхроматов с высоким разрешением. Сменные объективы редуционных камер работают при увеличениях в диапазоне 5—100 и обеспечивают поле изображения диаметром до 120 мм. Относительное отверстие обычно составляет  $1/5,6$ — $1/2,8$ , фокусное расстояние 20—190, а разрешающая способность достигает 450 лин/мм и более. Рабочую длину волны обычно выбирают равной

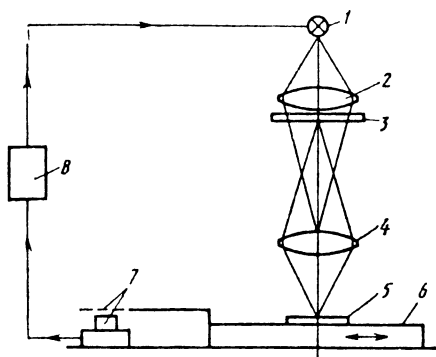


Рис. 243. Принципиальная схема фотоповторителя:

1 — источник света; 2 — конденсор; 3 — промежуточный фотошаблон; 4 — объектив; 5 — фотопластинка; 6 — плита координатного стола; 7 — измерительная система; 8 — система управления

546 нм (ртутная лампа). На последнем этапе изготовления фотошаблона выполняют мультиплицирование, при котором один и тот же участок рисунка промежуточного фотошаблона многократно повторяют в различных местах фотопластинки. Существует два базовых метода мультиплицирования. Первый из них основан на одновременной съемке набора одинаковых изображений, полученных с помощью линзового растра. При втором методе используется последовательная мультипликация единичного изображения с помощью прецизионных фотокамер, называемых фотоповторителями. Растровые фотокамеры обеспечивают масштабы уменьшения примерно 200 : 1 и 300 : 1 и имеют шаг между элементами растра примерно 0,8×0,8 мм. Разрешающая способность каждой отдельной линзы не ниже 250 мм<sup>-1</sup>. Разрабатывают также голографические системы мультиплицирования в виде набора голограмм. Однако их разрешающая способность уступает линзовым и не превышает 100 мм<sup>-1</sup>. В целом растровые мультипликаторы не полностью удовлетворяют требованиям современной микроэлектроники и применяются только для изготовления простых фотошаблонов.

Наиболее универсальным является фотоповторитель, принципиальная схема которого представлена на рис. 243. Перемещение координатного стола осуществляют с погрешностью не более 0,1—2 мкм, что можно выполнить с помощью датчиков на основе дифракционных решеток и лазерных интерферометров.

Кроме традиционной фотолитографической технологии изготовления микросхем разрабатывают принципиально новые методы. Один из них основан на использовании действительного



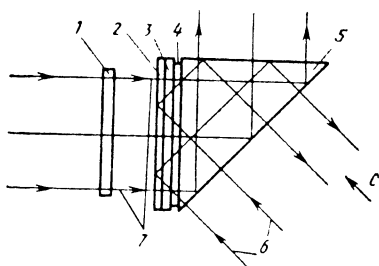


Рис. 244. Схема получения голограмм с использованием призмы полного внутреннего отражения:

1 — фотошаблон (объект); 2 — фотослой; 3 — стеклянная подложка; 4 — иммерсионная жидкость; 5 — призма; 6 — опорная волна; 7 — объектная волна

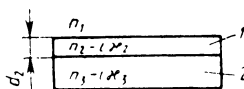


Рис. 245. Система слой—подложка

изображения фотомаски, восстановленного с голограммы при ее освещении пучком, сопряженным опорному пучку. В плоскость действительного изображения вводится подложка со слоем фоторезиста. На рис. 244 представлена одна из возможных схем получения голограмм, пригодных для изготовления микросхем. Опорная волна проходит через призму, слой иммерсионной жидкости и входит в фотослой через заднюю поверхность подложки. На границе фотослой — воздух происходит полное внутреннее отражение. При интерференции предметной волны, прошедшей через фотошаблон, с отраженной опорной волной образуется пропускающая голограмма, а с падающей опорной волной — отражательная голограмма. Для получения действительного изображения фотошаблона голограмму освещают волной, распространяющейся антипараллельно опорной волне (по стрелке  $C$ ). Обе голограммы, пропускающая и отражательная, зарегистрированные в эмульсии, восстанавливают действительное изображение фотошаблона в месте его первоначального расположения. При этом недифрагировавший свет полностью отражается на границе эмульсия—воздух и не мешает регистрации действительного изображения. В реальном устройстве по данной схеме реализовано предельное разрешение  $500 \text{ мм}^{-1}$ , однако теоретическая разрешающая способность намного выше.

Оптические методы играют важную роль при технологическом и аттестационном контроле микросхем. Простейшим типовым элементом любой микросхемы является система слой — подложка, например слой диоксида или нитрида кремния на кремниевой подложке. В микроэлектронике обычно применяют подложки с плоскими поверхностями. Погрешности формы полупроводниковых подложек для микросхем и стеклянных подложек для фотошаблонов контролируют на интерферометрах типа Физо или Майкельсона. Допустимые отклонения от плоскостности обычно не превышают 2—5 колец. Параметрами системы слой — подложка (рис. 245) являются толщина  $d_2$  слоя 1, его оптические постоянные ( $n_2$  — показатель преломления,  $\kappa_2$  — главный показатель поглощения), а также оптические постоянные  $n_3$ ,  $\kappa_3$  подложки 2.

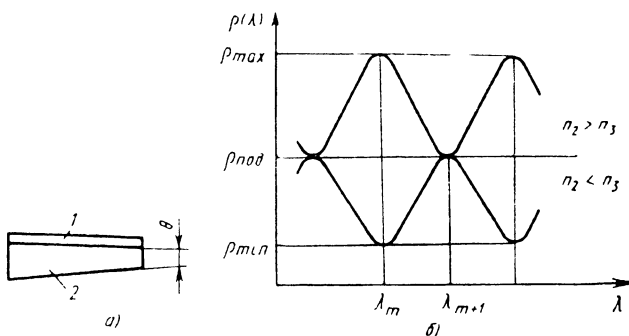


Рис. 246. Спектрофотометрические измерения параметров слоя.

*a* — клиновидная подложка; *б* — график спектрального коэффициента отражения

Из большого количества известных оптических методов контроля параметров системы слой — подложка наибольшее распространение получили *спектрофотометрия* и *эллипсометрия*. Спектрофотометрический метод позволяет определить толщину и оптические постоянные слоя по экспериментально измеренному спектральному коэффициенту отражения  $\rho(\lambda)$  или пропускания  $\tau(\lambda)$  системы слой — подложка. Рассмотрим случай прозрачного слоя 1 на прозрачной подложке 2. При получении  $\rho(\lambda)$  подложку делают клиновидной с углом  $\theta = (3 \div 5)^\circ$  (рис. 246, *a*), что позволяет исключить влияние нерабочей поверхности подложки. Формула для коэффициента отражения системы слой — поверхность подложки при нормальном освещении, полученная с учетом многолучевой интерференции в слое, имеет следующий вид:

$$\rho(\lambda) = \frac{r_{12}^2 + r_{23}^2 + 2r_{12}r_{23} \cos[(4\pi/\lambda)n_2d_2]}{1 + r_{12}^2r_{23}^2 + 2r_{12}r_{23} \cos[(4\pi/\lambda)n_2d_2]}, \quad (255)$$

где  $r_{12}$ ,  $r_{23}$  — амплитудные коэффициенты отражения границ раздела воздух — слой и слой — подложка. Графики, соответствующие формуле (255) при  $n_2 > n_3$  и  $n_2 < n_3$ , приведены на рис. 246, *б*. Здесь  $\rho_{\text{под}}$  — коэффициент отражения чистой поверхности подложки. Измеряя длины волн ( $\lambda_m$ ,  $\lambda_{m+1}$ ), соответствующие двум экстремумам  $\rho(\lambda)$ , и значение экстремума  $\rho_m$ , можно определить параметры прозрачного слоя по следующим формулам:

$$n_2 = \sqrt{n_1 n_3 \frac{1 + \sqrt{\rho_m}}{1 - \sqrt{\rho_m}}}; \quad d_2 = \frac{\lambda_m \lambda_{m+1}}{4n_2 (\lambda_{m+1} - \lambda_m)},$$

где  $\rho_m = \rho_{\text{мин}}$  при  $n_2 < n_3$ ;  $\rho_m = \rho_{\text{макс}}$  при  $n_2 > n_3$ .

Погрешность спектрофотометрических измерений составляет (0,5—1) %, причем оптическая толщина слоев должна быть не менее  $\lambda_1/4$ , где  $\lambda_1$  — длина волны первого экстремума. В случае

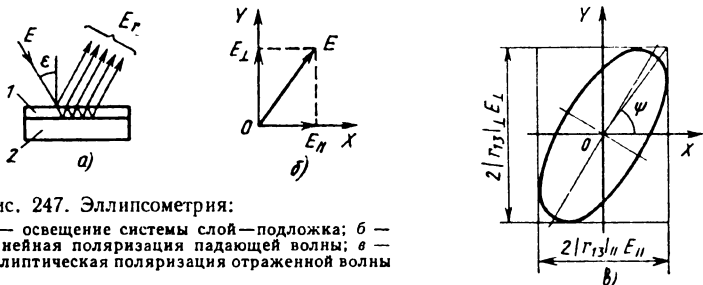


Рис. 247. Эллипсометрия:

*a* — освещение системы слой—подложка; *б* — линейная поляризация падающей волны; *в* — эллиптическая поляризация отраженной волны

измерений в видимой области минимальные оптические толщины исследуемых слоев составляют примерно 100 нм.

В основе эллипсометрии лежит измерение изменений параметров поляризованного света после отражения от системы слой — поверхность подложки или прохождения через нее. Эллипсометрический метод является наиболее чувствительным при определении толщины и оптических постоянных слоев с толщинами от единицы до 100 нм и более. Пусть на систему слой — поверхность подложки падает линейно поляризованная монохроматическая волна (рис. 247), причем  $E_{\parallel}$  и  $E_{\perp}$  — составляющие волны в плоскости падения и ей перпендикулярной, соответственно. Амплитудные коэффициенты отражения  $(r_{13})_{\parallel}$  и  $(r_{13})_{\perp}$  системы слой — поверхность подложки различны и поэтому отраженный свет будет в общем случае эллиптически поляризованным (рис. 247, в). Для описания изменения состояния поляризации используют основное уравнение эллипсометрии, которое обычно записывают в следующем виде:

$$(r_{13})_{\parallel}/(r_{13})_{\perp} = \operatorname{tg} \psi \exp i\Delta,$$

где  $\operatorname{tg} \psi = |r_{13}|_{\parallel}/|r_{13}|_{\perp}$ ;  $\Delta = (\delta\varphi_{13})_{\parallel} - (\delta\varphi_{13})_{\perp}$ ;  $(\delta\varphi_{13})_{\parallel}$  и  $(\delta\varphi_{13})_{\perp}$  — скачки фазы волны при отражении для соответствующей поляризации.

Эллипсометрические параметры  $\psi$  и  $\Delta$  через формулы Френеля (20) и (22) связаны неявными математическими уравнениями с параметрами слоя  $d_2$ ,  $n_2$ ,  $\kappa_2$ . Численное решение системы этих уравнений, выполненное с помощью ЭВМ, позволяет определить параметры слоя с погрешностью около 10 %. Эллипсометрические измерения выполняют на приборах, называемых эллипсометрами. Один из возможных вариантов оптической схемы эллипсометра представлен на рис. 248. Осветитель 1 создает монохроматический параллельный пучок лучей, который проходит через поляризатор 2, делающий свет линейно поляризованным. Отраженный от образца со слоем 3 эллиптически поляризованный свет проходит компенсатор 4 (обычно пластина  $\lambda/4$ ) и становится снова линейно поляризованным. Гашение света обеспечивают анализатором 5 и фиксируют детектором 6. Эллипсометрические параметры определяют по углам поворота элементов 2, 4 и 5. Большой трудностью

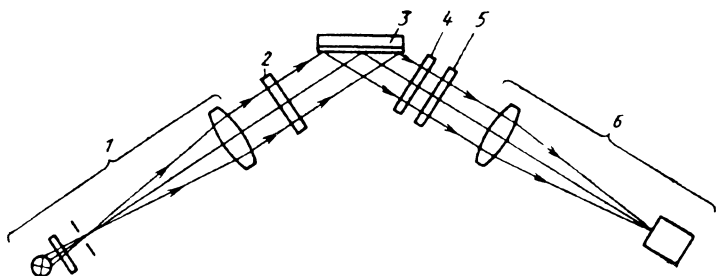


Рис. 248. Оптическая система эллипсометра

при выполнении эллипсометрических измерений на практике является исключение возможных неоднозначностей результатов измерений.

При аттестационном контроле фотошаблонов и готовых микросхем, а также совмещении фотошаблона с имеющимся на пластине изображением широко применяют визуальные методы контроля с использованием микроскопов и проекционных устройств. Одним из наиболее распространенных приборов среди них является бинокулярный стереоскопический микроскоп. Современные прецизионные измерительные микроскопы позволяют автоматически определять взаимное расположение и размеры элементов фотошаблонов, кристаллов и других объектов с выводом информации на дисплей и цифропечать. Увеличение таких микроскопов достигает  $800\times$ , а погрешность измерений не превышает  $0,1$  мкм.

Проекционные устройства для визуального контроля при большом увеличении называют проекционными микроскопами. В микроэлектронной промышленности широкое распространение получили эпископические проекторы. Точность контроля при работе с проекционным экраном несколько ниже, чем при наблюдении в окуляр микроскопа. Поэтому разрабатывают комбинированные устройства в виде микроскопа-проектора. Проектор применяют для предварительного контроля, а микроскоп — для окончательного.

Кроме традиционных контрольных приборов, микроскопов и проекторов большое внимание уделяется созданию устройств пространственной фильтрации, позволяющих выделять дефекты на изображении контролируемой детали. Устройства оптической фильтрации разделяют на некогерентные и когерентные. В некогерентных устройствах формируют изображение контролируемого фотошаблона и на него проецируют негативное образцовое изображение. Дефекты фотошаблона выявляют по суммарному изображению.

Когерентные устройства пространственной фильтрации строят на основе двукратного преобразования Фурье входного изображения. Рассмотрим одно из возможных устройств для контроля

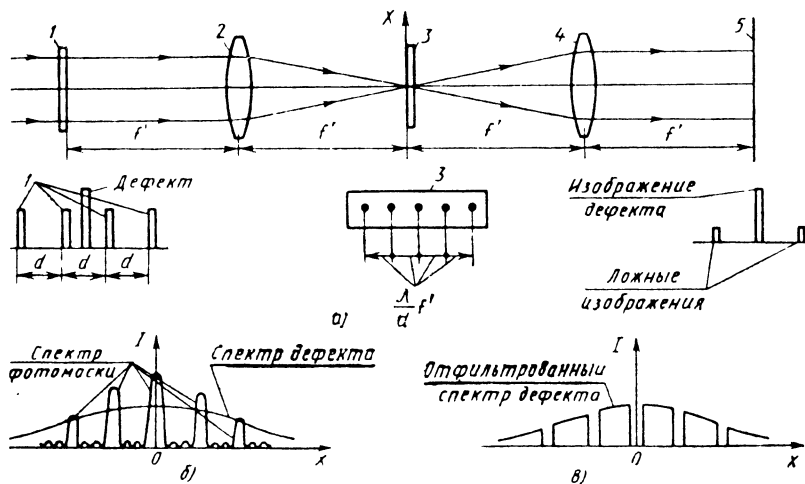


Рис. 249. Пространственная фильтрация фотомаски с дефектом:  
 а — оптическая система устройства; б — пространственные спектры фотомаски и дефекта; в — отфильтрованный спектр дефекта

периодической структуры фотомасок (рис. 249, а). Для простоты считаем, что фотомаска 1 представляет собой систему периодически расположенных щелей, а дефект — одна дополнительная щель. При освещении фотомаски 1 параллельным пучком лазерного излучения в результате дифракции света на щелях и прохождения дифрагированных пучков через объектив 2 в его задней фокальной плоскости формируется Фурье-спектр фотомаски и дефекта (рис. 249, б). Если непрозрачные участки фильтра 3 расположены на месте дифракционных максимумов Фурье-спектра фотомаски, то на выходе фильтра остается спектр, соответствующий дефекту (рис. 249, в). Обратное преобразование Фурье, выполняемое с помощью объектива 4, позволяет получить изображение дефекта в задней фокальной плоскости 5 этого объектива. Наличие ложных изображений дефекта, обусловленное дискретностью его спектра, является недостатком метода. Рассмотренный метод позволяет выявить неперіодические дефекты, загрязнения и отклонения от номинального значения периода структуры. Предельное разрешение выявляемых дефектов около 2,5 мкм.

В контрольно-измерительных устройствах, применяемых в настоящее время при производстве микросхем, выделенные дефекты классифицируются визуально оператором. Создание автоматизированных средств распознавания дефектов является актуальной задачей технологического обеспечения микроэлектронной промышленности.

## 77. ОПТИЧЕСКИЕ МЕДИЦИНСКИЕ ПРИБОРЫ

Современный этап развития медицины характеризуется активным использованием в исследовательских, диагностических и лечебных целях достижений технических наук и применением новых технических методов для решения важнейшей задачи — повышения объективности исследований. Оптическим приборам отводится ведущее место, так как они позволяют проводить визуальное исследование внутренних полостей тела человека и разнообразные терапевтические и хирургические манипуляции под визуальным контролем. Широко, например, используются офтальмологические приборы, а также эндоскопические приборы для гастроэнтерологии.

Оптическая система глаза состоит, как известно, из нескольких преломляющих сред: роговицы, влаги передней камеры, хрусталика и стекловидного тела (см. п. 46). Исследование физической рефракции, т. е. преломляющей силы всей оптической системы глаза и отдельных его элементов — трудная задача, которая может быть решена с помощью сложных методов и приборов. При этом основная трудность заключается в исследовании глубоко лежащих анатомо-оптических элементов, в частности, хрусталика. Физическая рефракция изучается в основном с помощью оптических, рентгенологических и ультразвуковых методов.

К оптическим относятся методы изучения анатомо-оптических элементов глаза с помощью различных оптических приборов. Одним из первых таких приборов был офтальмометр Гельмгольца, не получивший широкого распространения вследствие большой сложности и невысокой точности результатов измерений. Позднее Чернинг предложил другой прибор — так называемый офтальмофакометр. Этот прибор в модифицированном виде используется и в настоящее время — в основном для исследования оптической системы хрусталика. Гораздо большее распространение получили различные фотографические методы, позволяющие объективно и более точно исследовать оптическую систему глаза, например, фотоофтальмометр, в котором осуществляется фоторегистрация зеркальных отражений от роговицы и хрусталика. Современные офтальмометры предназначены для определения радиуса кривизны и рефракции передней поверхности роговицы глаза, степени и вида роговичного астигматизма, а также направления глазных сечений астигматической роговицы.

В оптические схемы всех офтальмометров (в зависимости от их моделей), имеющих как подвижные, так и неподвижные концевые марки, входят элементы удвоения, что необходимо, так как изображения марок постоянно перемещаются вследствие движения глаза. В качестве примера рассмотрим оптическую схему офтальмометра ОФ-3 (рис. 250). Прибор состоит из двух марок 1 с системой подсветки, включающей источник света 3 и проекционное

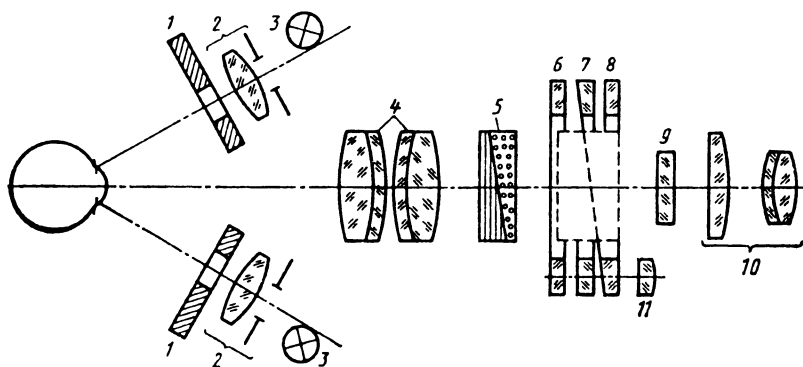


Рис. 250. Оптическая схема офтальмометра ОФ-3

устройство 2, а также систем наблюдения и отсчета. В систему наблюдения входит объектив 4, элемент удвоения 5 (призма Волластона), сетка 9 и окуляр 10. Значения рефракции и астигматизма отсчитываются по шкалам 6—8 с помощью лупы 11. Особенностью данной оптической системы является использование в качестве элемента удвоения призмы Волластона, помещаемой в сходящемся пучке и перемещающейся вдоль оптической оси.

В рассматриваемой области медицинских исследований применяются также астигметры для установления степени астигматизма и аккомодометры, определяющие объем аккомодации глаз. Наиболее точным методом исследования оптической системы глаза является стереофотограмметрический метод, позволяющий определять размеры, форму и положение элементов глаза по его стереофотоснимкам. Этот метод реализован в стереофотограмметрической камере (рис. 251). Две фотографические камеры 1, II снабжены объективами 2, призмами 5, прикладными рамками 4 и кассетами 3. Лучи от глаза 1 попадают на отражательные поверхности призм и, отразившись от них, поступают в объективы, после действия которых дают изображение глаза в плоскостях светочувствительного слоя (прикладных рамок). Стереофотограмметрический офтальмометр представляет собой сочетание описанной выше стереофотограмметрической камеры и щелевого осветительного устройства.

Медицинские камеры широко применяются для фотографирования глазного дна. Камера состоит из осветительной и фотографической частей с визуальной ветвью, позволяющей врачу исследовать глазное дно пациента и выбрать участок глазного дна для съемки. Фотографическая часть включает двухкомпонентный фотографический объектив с относительным отверстием не выше, чем 1 : 20; входной зрачок находится перед объективом на расстоянии не менее 15—30 мм. В процессе съемки входной зрачок должен быть совмещен со зрачком глаза.

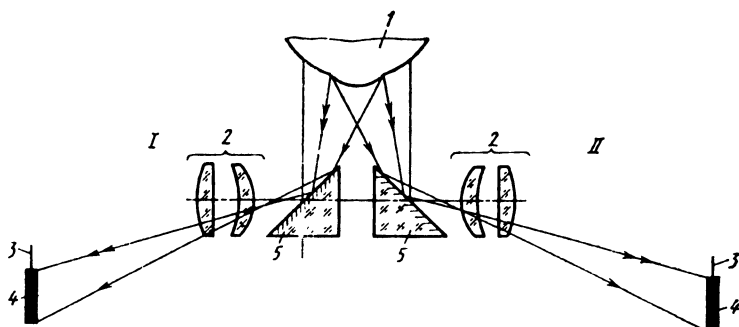


Рис. 251. Оптическая схема стереофотограмметрической камеры

Обычно оптическую систему приборов такого типа рассчитывают совместно с эмметропическим глазом (нормальный глаз, аккомодированный на бесконечность). При этом предусматривается возможность изменения увеличения с тем, чтобы обеспечить получение изображения глазного дна в плоскости пленки, от чего зависят размеры и сложность конструкции прибора. В современных медицинских камерах угловое поле не превышает  $30^\circ$ , так как при дальнейшем увеличении поля резко возрастают полевые аберрации, для компенсации которых приходится усложнять конструкцию объектива, что приводит к уменьшению освещенности изображения и появлению рефлексов от поверхностей оптической системы. Угловое поле можно увеличить до  $45^\circ$ , если в качестве первой линзы использовать апланатический мениск при последующей линзе с асферическими поверхностями. Объектив должен иметь разрешающую способность не менее  $50 \text{ мм}^{-1}$  в центре поля и не менее  $45 \text{ мм}^{-1}$  по краю.

Осветительная часть медицинской камеры должна обеспечивать равномерное и достаточное освещение фотографируемого участка глазного дна. Перечисленным выше требованиям к обеим частям отвечает оптическая схема прибора, которая представлена на рис. 252. Лучи света, идущие от лампы 2, после отражения от сферического зеркала 1 и прохождения конденсора 3 проецируют нить лампы 2 на нить лампы подсветки 4. После прохождения конденсора 5 и отражения от зеркала 6 лучи сходятся в плоскости диафрагмы 7. Конденсор 8 проецирует изображение этой диафрагмы на центральную зеркальную часть диафрагмы 11. После этого лучи, пройдя первый компонент фотообъектива 10, собираются во входном зрачке глаза 9 и освещают глазное дно. Причем лучи подсветки занимают на роговице центральную часть, в то время как лучи формирования изображения, отраженные от глазного дна, проходят через кольцообразную неосвещенную зону роговицы вокруг ее освещенной центральной части. Далее лучи проходят через прозрачную зону диафрагмы 11 за счет дей-



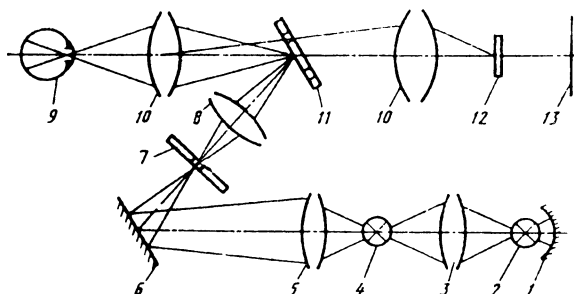


Рис. 252. Принципиальная схема медицинской камеры для фотографирования глазного дна

ствия первого компонента фотообъектива и направляются вторым компонентом 10 через прозрачную часть диафрагмы 12 в плоскость фотопленки 13.

На диафрагме 12 имеется небольшое темное пятно для устранения рефлексов, которые образуются при падении освещающих лучей на поверхностях первого компонента объектива. Так как осветительный канал совмещен с фотографическим, то зрачок глаза используется полностью. Схема объектива компактна, но несколько усложнена вследствие необходимости устранения рефлексов как от роговицы глаза, так и от всех поверхностей первого компонента объектива. Для устранения рефлексов в осветительном канале предусмотрены светоэкранирующие диафрагмы.

Оптическая схема медицинской камеры, в которой подсветка глазного дна осуществляется с помощью независимого осветительного канала (рис. 253), состоит из компонентов 1—6, ранее описанных по рис. 252, призмы 7, глаза 8, объектива 9 и фотопленки 10, размещаемой в плоскости изображения. Эта камера проще по оптической схеме и конструкции, однако качество фотоснимков значительно ниже, чем у медицинской камеры с подсветкой глазного дна через фотообъектив (см. рис. 252).

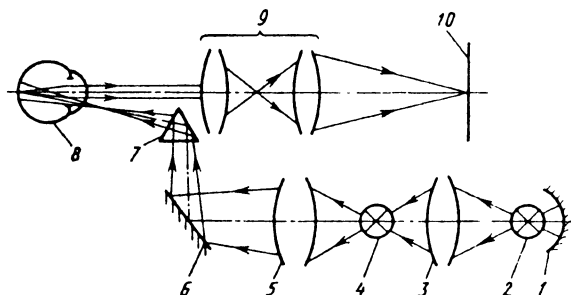


Рис. 253. Медицинская камера с независимым осветительным каналом

Освещенность фотографируемого участка глазного дна при использовании прибора, представленного на рис. 253, определяется по формуле

$$E = (n^2 \tau / p^2) L Q'_{\text{ист}},$$

где  $n$  — усредненный показатель преломления оптических сред глаза;  $\tau$  — коэффициент пропускания оптической системы и оптических сред глаза;  $p$  — расстояние от сетчатки глаза до фотографируемого участка глазного дна;  $L$  — яркость источника;  $Q'_{\text{ист}}$  — площадь изображения источника на зрачке глаза.

Если источник выбран, то известен полный световой поток  $\Phi$  и размеры тела накала, а следовательно, может быть определена площадь излучающей поверхности  $Q_{\text{ист}}$ . Тогда яркость

$$L = \Phi / (\pi Q_{\text{ист}}).$$

Изображение источника на зрачке глаза определяется зависимостью

$$Q'_{\text{ист}} = \frac{\pi D_{\text{гл}}^2}{4} \sqrt{\frac{D_{\text{гл}}^2}{4} - \frac{D_{\text{вх. зр}}^2}{4}}.$$

Приняв  $D_{\text{гл}} = 6$  мм,  $D_{\text{вх. зр}} = 2,6$  мм,  $n = 1,34$ ,  $p = 23$  мм,  $\tau_{\text{гл}} = 0,5$ ,  $\tau_{\text{о. с}} = 0,8$  и выбрав лампу НФК 120, имеющую полный световой поток  $\Phi = 2500$  лм, длину колбы 59 мм и диаметр колбы лампы 24 мм на фотографируемом участке глазного дна, получим освещенность  $E = 2270$  лк, что обеспечивает нормальное наблюдение и фотографирование глазного дна (рекомендованный интервал освещенностей для этих условий 1000—4000 лк).

Среди инструментальных методов исследования состояния здоровья человека важное место занимает эндоскопия, которая в связи с использованием волоконной оптики получает особенно широкое применение.

В настоящее время в гастроэнтерологии используются эндоскопы следующих типов: эзофагоскопы — для исследования пищевода; гастроскопы — для исследования желудка; дуоденоскопы — для исследования двенадцатиперстной кишки, лапароскопы (перитонеоскопы) — для исследования органов брюшной полости и т. д.

Эндоскопы разделяются на смотровые (исследовательские) и биопсийные. В зависимости от конструкции головной части оптической системы различают эндоскопы с постоянным и переменным углом наблюдения, а также панорамные. Известны эндоскопы жесткие и гибкие. Оптическая схема эндоскопа может быть линзовой (рис. 254, а), а в гибких эндоскопах она имеет также волоконный элемент (рис. 254, б). Принципиальная схема эндоскопа включает головной объектив 1, систему для переноса изображения 2 и окуляр 3. Головной объектив формирует изображение  $A'B'$  предмета  $AB$ , затем уменьшенное изображение с помощью системы для переноса передается в переднюю фокальную плоскость окуляра. Чтобы картина, рассматриваемая через окуляр,

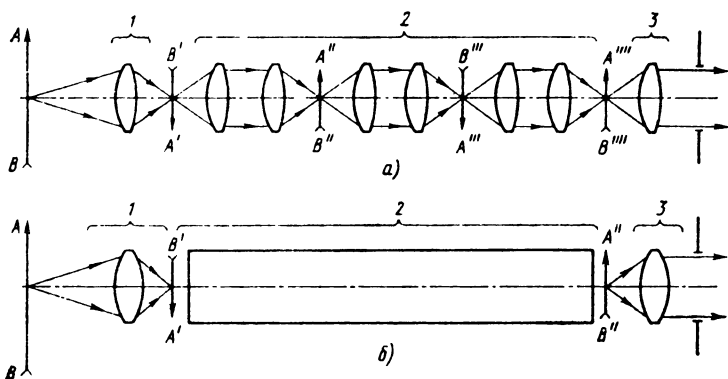


Рис. 254. Принципиальная оптическая схема эндоскопа:  
а — линзового; б — с волоконным элементом

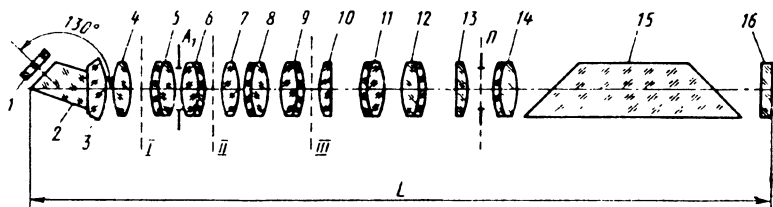


Рис. 255. Пример оптической схемы линзового эндоскопа

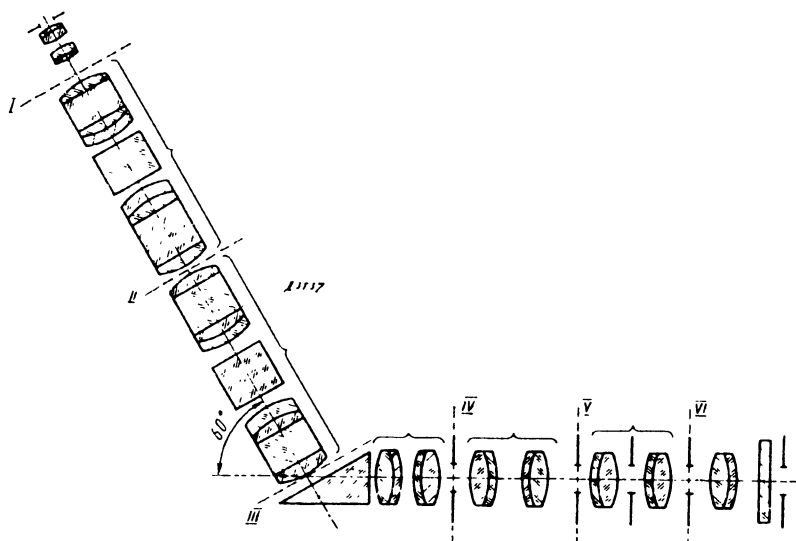


Рис. 256. Оптическая схема холедохоскопа:  
I—VI — плоскости промежуточных изображений

имела прямое изображение, необходимо иметь нечетное число оборачиваний или перекручиваний волокнистого жгута на  $180^\circ$  вокруг его оси.

К внешним габаритным параметрам эндоскопов относятся длина  $L$ , максимальный диаметр  $D$  и угол наблюдения (например,  $L = 80$  мм,  $D = 1,6$  мм;  $L = 600$  мм;  $D = 6$  мм).

Оптическую схему всего эндоскопа можно рассматривать как сложную телескопическую систему ( $s_1 = -\infty$ ) или как сложный микроскоп ( $s_1 \neq -\infty$ ), к оптическим характеристикам которых относятся видимое увеличение  $\Gamma$ , угловое или линейное поле  $2\omega$  ( $2y$ ) и диаметр выходного зрачка (см. гл. 12). К светотехническим параметрам относятся коэффициенты пропускания и рассеяния. Качество получаемого изображения характеризуется значениями остаточных aberrаций и разрешающей способностью.

Приведем описание двух схем эндоскопов [29].

В большинстве эндоскопов для наблюдения используются оптические трубки. В этом случае оптическая система (рис. 255) обычно имеет переднее защитное стекло 1, головную призму 2, объектив 3, первый коллектив 4, оборачивающие системы 5, 6, 8, 9, 11, 12, коллективы 7, 10 и 13, окуляр 14, призму для обращения изображения 15 и заднее защитное стекло 16. Световые лучи проходят через защитное стекло 1, отклоняются призмой 2 и попадают в объектив 3, который дает уменьшение изображения объекта в плоскости I. Затем оборачивающими системами изображение передается вдоль оптической оси последовательно в плоскости II и III, как правило, без изменения увеличения. После этого изображение рассматривается глазом через окуляр 14, который позволяет видеть его увеличенным.

Оптические схемы эндоскопов должны иметь малые диаметры при большой длине. Кроме того, высокие требования предъявляются к характеристикам эндоскопов, особенно к размеру углового поля и качеству изображения. Общее увеличение оптической трубки эндоскопа на заданном расстоянии обычно составляет  $1,1 : 2,2$ . При изменении расстояния до предмета увеличение заметно меняется. Угловое поле в пространстве предметов для эндоскопов обычно составляет  $40-90^\circ$ , чаще  $50-60^\circ$ .

Оптическая схема прибора для обследования печени — холедохоскопа типа Х-ВВ-1, снабженного волоконным световодом, представлена на рис. 256. Прибор выполнен в виде двух жестких колен, соединенных между собой под углом  $120^\circ$ . Внутри них смонтированы все системы эндоскопа: оптическая, осветительная и промывная. Оптическая схема прибора за счет использования в ней новых стержневидных компонентов обладает высокими характеристиками. Объектив ( $f' = 2$  мм,  $2\omega = 50^\circ$ ) позволяет получить без дополнительной фокусировки глубину резкости от 5 до 30 мм по всему диапазону рабочих расстояний. В осветительную систему прибора входит гибкий волоконный световод диаметром 3,5 мм, который проложен внутри прибора.

1. **Авиационные системы информации оптического диапазона: Справочник/** Ю. В. Байбородин, В. А. Волков, В. К. Вялов и др. Под ред. Л. З. Криксунова. М.: Машиностроение, 1985. 264 с.
2. **Афанасьев В. А.** Оптические измерения. М.: Высшая школа, 1981. 230 с.
3. **Бабенко В. С.** Оптика телевизионных устройств. М.: Радио и связь, 1982. 256 с.
4. **Валюс Н. А.** Растровые оптические приборы. М.: Машиностроение, 1966. 208 с.
5. **Вейнберг В. Б., Саттаров Д. К.** Оптика световодов. М.: Машиностроение, 1977. 320 с.
6. **Волосов Д. С.** Фотографическая оптика: Теория, основы проектирования, оптич. характеристики. М.: Искусство, 1978. 544 с.
7. **Вычислительная оптика: Справочник/** М. М. Русинов, А. П. Грамматин, П. Д. Иванов и др. Под общ. ред. М. М. Русинова. Л.: Машиностроение, 1984. 424 с.
8. **Елизаренко А. С., Соломатин В. А., Якушенков Ю. Г.** Оптико-электронные системы в исследованиях природных ресурсов. М.: Недра, 1984. 216 с.
9. **Заказнов Н. П.** Прикладная геометрическая оптика. М.: Машиностроение, 1984. 184 с.
10. **Ишанин Г. Г., Панков Э. Д., Радайкин В. С.** Источники и приемники излучения. М.: Машиностроение, 1982. 222 с.
11. **Климков Ю. М.** Прикладная лазерная оптика. М.: Машиностроение, 1985. 128 с.
12. **Криксунов Л. З.** Справочник по основам инфракрасной техники. М.: Сов. радио, 1978. 400 с.
13. **Коломийцов Ю. В.** Интерферометры. Л.: Машиностроение, 1976. 396 с.
14. **Кулагин С. В., Апарин Е. М.** Проектирование фото- и киноприборов. М.: Машиностроение, 1986. 279 с.
15. **Лабораторные оптические приборы/** Г. И. Федотов, Л. А. Новицкий, А. С. Гоменюк и др. Под ред. Л. А. Новицкого. М.: Машиностроение, 1979. 448 с.
16. **Майоров С. А., Очин Е. Ф., Романов Ю. Ф.** Оптические аналоговые вычислительные машины. Л.: Энергоатомиздат, 1983. 118 с.
17. **Матвеев А. Н.** Оптика. М.: Высшая школа, 1985. 352 с.
18. **Нагибина И. М.** Интерференция и дифракция света. Л.: Машиностроение, 1985. 332 с.
19. **Онегин Е. Е.** Точное машиностроение для микроэлектроники. М.: Радио и связь, 1986. 88 с.
20. **Оптическая связь.** М.: Радио и связь, 1984. 384 с.
21. **Оптические приборы в машиностроении. Справочник.** М.: Машиностроение, 1974. 238 с.
22. **Пахомов И. И., Рожков О. В., Рождествин В. Н.** Оптико-электронные квантовые приборы. М.: Радио и связь, 1982. 456 с.

23. Пахомов И. И., Цибуля А. Б. Расчет оптических систем лазерных приборов. М.: Радио и связь, 1986. 152 с.
24. Прикладная оптика/А. С. Дубовик, М. И. Апенко, Г. В. Дурейко и др.: Учебное пособие для вузов. М.: Недра, 1982. 612 с.
25. Справочник конструктора оптико-механических приборов/В. А. Панов, М. Я. Кругер, В. В. Кулагин и др. Под общ. ред. В. А. Панова. Л.: Машиностроение, 1980. 742 с.
26. Теория оптических систем/Б. Н. Бегунов, Н. П. Заказнов, С. И. Кирюшин, В. И. Кузичев. М.: Машиностроение, 1981. 432 с.
27. Федоров Б. Ф. Аппаратура космического фотографирования. М.: Недра, 1985. 219 с.
28. Фотолитография и оптика/Под ред. Я. А. Федотова и Г. Поля. М.: Сов. радио, Берлин: Техника, 1974. 392 с.
29. Цепелев Ю. А., Горохов Л. И. Эндоскопические приборы для гастроэнтерологии. М.: Медицина, 1975. 87 с.

## А

- Аберрации оптических систем 122—146
- — — монохроматические 122—128
- — — — высшего порядка 123—124
- — — — третьего порядка 123—124
- — — —, расчет 130—138
- — — — хроматические 122—123, 128—130
- — — — первого порядка 123—130
- — — — третьего порядка 123
- Аберрация сферохроматическая 123
- Автоколлиматор 225
- Адаптация глаза 168
- Аккомодация 168
- Аксиконы 160—161
- Аметропия 169
- Анализатор света 15
- Апертура числовая микроскопа 184
- — световода 165
- Апохроматы 130
- Астигматизм 123, 126, 127
- цветной 123
- Афокон 164
- Ахроматы 129
- Аэрофотосъемка 278—285

## Б

- Близорукость (миопия) 169
- Болометр 48

## В

- Вектор Пойнтинга 9—10
- Величины фотометрические и энергетические 31
- Видимость (контраст) интерференционной картины 60—61
- Виньетирование 116
- Волна объектная 87
- опорная 87
- световая (электромагнитная) 9, 11
- —, двойное лучепреломление 23—24
- — монохроматическая 11, 16
- — плоская 11
- —, условия пространственного синхронизма 26
- Волокно оптическое 163
- Вольтамперная характеристика приемника 47
- Вольтовые характеристики приемника 47
- Вторичный спектр 123, 129, 130
- Выпуск оптический 132—133
- — двухлинзового склеенного объектива 132, 136—137

## Г

- Гастроскоп 297
- Гиперметропия (дальнозоркость) 169
- Глаз аметропический 691

- как оптическая система 166—170
- эмметропический 169
- Глубина изображаемого пространства фотографического объектива 190
- резкости фотографического объектива 191
- Голограмма 87
- двумерная 88—89
- , свойства 92
- трехмерная 88, 90—92
- Голографирование в объемной среде 90—92
- Голография 74, 87—92
- Гониометр 227
- Графики абераций двухлинзового склеенного объектива 134

## Д

- Данные окуляров зрительных труб 176
- Дальнозоркость (гиперметропия) 169
- Дальномер оптический 178
- —, схема 178
- Детали оптические 147—166
- Дефлектор акустооптический 245—247
- — двухкоординатный 246—247
- Диаметр линзы полный 151
- — световой 151
- Диафрагма апертурная 111—114
- виньетирующая 115—117
- полевая 114—115
- Динод 50—51
- Дисперсия вещества 16
- средняя 147
- частная относительная 147
- Дистанция оформления пучка 195
- Дисторсия 123, 127—128
- хроматическая 128
- Дифракция 6, 74—92
- на круглом отверстии 81
- на нескольких равноотстоящих щелях 82
- на отверстиях в непрозрачном экране 74
- на прямоугольном отверстии 80
- на щели 80—81
- Фраунгофера 76—79
- — в бесконечности 77—78
- — в фокальной плоскости объекта 77—78
- Дифракционная картина Фраунгофера 77
- решетка амплитудная 82
- теория образования изображений 84—87
- Дифракционный интеграл Фраунгофера 76—77
- Длиномеры 239—241
- , оптическая схема 240
- , основные характеристики 240

## Дуоденоскоп 297

3

## Закон Кирхгофа 37

— Ламберта 33, 37

— Малюса 15

— независимости распространения световых пучков 95—96

— отражения света 96

— Планка 37

— преломления света 96—97

— прямолинейного распространения света 95

— Снеллиуса—Декарта 6

— Стефана—Больцмана 37

## Зеркала дихроические 71

— диэлектрические 71

— Манжена 197

— плоские 152—153

— сферические 152—154

— «холодные» 71

## Зрачок оптической системы входной 111—112

— — — — —, действующее отверстие 115—117

— — — — — выходной 111—112

## Зрение бинокулярное 168

— стереоскопическое 168

## И

## Излучатель силовый 40

## Излучение инфракрасное 7

— люминесцентное 36

— оптическое 7

— тепловое 36

## Измерение линейных перемещений 232—233

Измерения оптические, основные приборы и приспособления 223—225

— параметров слоя спектрофотометрические 289

## Изображение действительное 94

— мнимое 94

— перевернутое 102

— прямое 102

## Интегральная чувствительность приемника 45

Интегратор произведения двух функций оптический 252

## Интерференция в тонких слоях 70—73

— двухлучевая 63—68

— двух монохроматических волн 59—63

— многолучевая 68—69

— света 59—73

## Интерферометр двухлучевой зеркальный 64

— Жамена 64

— Кестерса 64

— контактный 237—239

— Майкельсона 64, 67—68, 232

— — — — —, измерение линейных перемещений 232—233

— — — — —, контроль качества оптических деталей 233

— Релея 234

— Фабри—Перо 64, 235

— Физо 66—67, 228

— — — — —, измерение длины концевых мер 231

— — — — —, контроль сферических поверхностей 230

— — — — — толшины слоев 229

— Цендера—Маха 64, 233—234

— — — — —, применение для изучения газовой неоднородности и диагностики плазмы 233—234

## Источники оптического излучения 36—44

— — — — — естественные 38

— — — — — искусственные 38

— — — — — образцовые 38

— — — — — технические 38—44

— — — — — тепловые 39—40

## К

## Картина Эйри 82

## Когерентность 5, 63

## Коллиматоры 195, 223—227

Кома 123, 126—128

— цветная 123

## Конвергенция 168

## Конденсоры 197—198

Контраст (видимость) интерференционной картины 60—61

Контроль на интерферометре Физо сферических поверхностей 230

— — — — — толшины слоев 229

Коэффициент виньетирования 116—117

— дисперсии 147

— основной 147

— использования потока приемником 48

— отражения оптической системы 117

— поглощения 117

— призмы 158

— пропускания 117—122

Кратность светофильтра 122

Кривизна изображения 123, 126—127

— — — — — цветная 123

Критерий астрономический 173

## Л

## Лазеры 5, 7, 42—44

Лампы дуговые, ксеноновые и ртутные 40

— накаливания 39

## Лапароскопы 297

Линза концентрическая 150

— сферо-эллиптическая 151

— телескопическая 151

Линзы 148—151

— отрицательные (рассеивающие) 150



- положительные (собирающие) 150
- телескопические (афокальные) 150
- , типы 149
- Френеля 160—161, 197
- Лупа 180
  - апланатическая 182
  - телескопическая 182
  - , типы 180, 182—183
  - , характеристики 180—181
- Луч световой 93
  - нулевой 109—110
  - , оптическая длина 93
  - параксиальный 109—110
- Лучепреломление двойное 23—24

## М

- Масштаб изображения 102
- Машины измерительные 241—242
- Методы абберационного расчета оптических систем 140—143
- Микрометр окулярный 236, 238
- Микроскоп 6, 183—189
  - универсальный измерительный 242, 244
- Миопия (близорукость) 169
- Миры 224—225
  - штриховые 225

## О

- Область параксиальная 110
- Обнаружительная способность приемника 47
- Объектив 6
  - зеркально-линзовый широкоугольный 100
  - микроскопа 185—187
  - типа «Идустар» 100
  - фотографический 189—195
  - , основные характеристики 189—192
- Объективы зрительных труб 174—175
  - проекционных систем 203—205
  - , оптические схемы 205
  - , относительное отверстие 203
  - , разрешающая способность 203
  - , угловое поле 202—203
  - , фокусное расстояние 203
  - , характеристики 203—204
- Ограничение пучков лучей в оптических системах 111—122
- Окно оптической системы входное 115—116
  - выходное 115—116
- Окуляр автоколлимационный 225
  - зрительных труб 174—176
  - Кельнера 182
  - микроскопа 185, 187—188
  - ортоскопический 100
  - Рамсдена 182
- Оптика 5

- Гаусса 102
- геометрическая 5, 11, 18, 93—146
  - , законы 95—97
  - , правила знаков 94—95
  - лучевая 5
  - нелинейная 27
  - прикладная 5
  - физическая 5, 8—92
- Оптикаторы 238—239
- Оптиметры 237—239
- Оптическая ось 94
  - сила системы 107
  - система 5, 94
  - , задний фокус 102
  - , задняя фокальная плоскость 102
  - идеальная 101—111
  - , кардинальные элементы 101—104
  - , линейное увеличение 101
  - , классификация 5, 6
  - , микроскоп 6, 180—189
  - , объектив 6, 189—195
  - отрицательная 103
  - , параксиальная область 109—110
  - , передний фокус 102
  - , передняя фокальная плоскость 103
  - положительная 103
  - проекционная 6, 195—205
  - реальная 109—111
  - телескопическая 6, 171—180
  - телецентрическая 113
  - центрированная 94
  - скамья 223—227
- Оптические детали 147—166
  - измерения, основные приборы и приспособления 223—228
  - материалы 147—148
  - переходы 42
  - системы для лазеров 205—211
  - для уменьшения расходимости лучей лазера 209—211
  - для фокусирования лазерного излучения 205—209
  - интерферометров 228—235
  - многокомпонентные 108—109
  - проекторов 197
  - устройств записи и считывания информации ЭВМ 245—251
  - фотоэлектрические 211—223
  - среды активные 25
  - анизотропные 21
- Оптический клин 155
  - растр 162
  - резонатор 44
- Осветители растровые 198
- Освещенность на поверхностях объектов 32
- Отверстие входного зрачка действу-

ющее 115—117  
— оптической системы относительное 120  
— — — — эффективное 120  
— — — — относительное объектива проекционного 203  
— — — — фотографического 190  
Оценка качества изображения 143—146

**П**  
Параметры лазеров 43  
— фотодиодов 55  
— фоторезисторов 53  
— фототранзисторов 55  
— фотоэлементов 50  
— ФЭУ 51  
Пентапризма 158  
Перископ 177  
Перитонескопы 297  
Пластина плоскопараллельная 154—155  
— фазовая 15  
— — волновая 16  
— — полуволновая 16  
— — четвертьволновая 16  
Плоскость задняя главная 103  
— меридиональная 94  
— наилучшей установки 125—126  
— передняя главная 103  
— — фокальная 102, 103  
Плотность оптическая светофильтра 122  
Поверхность волновая 12  
— — в кристаллах 24  
— Ламберта 33  
— оптической детали 94  
Показатель преломления материала 147  
— — — — основной 147  
— — — — среды 16  
— — — — комплексный 17  
Поле лупы линейное 180  
— оптической системы 114  
— — — — линейное 114—115  
— — — — микроскопа 184  
— — — — угловое 114—115  
— угловое объектива проекционного 203  
— — — — фотографического 189, 191  
Поляризатор интерференционный 71  
— света 15  
Поляризация света 11—16  
— — круговая 14  
— — левая 14  
— — линейная 14  
— — правая 14  
— — эллиптическая 14  
Порог чувствительности 47  
Постоянная времени приемника 47  
— Планка 10

— среды оптическая 17  
— термостатическая 147  
Поток излучения 28  
— —, спектральная плотность 28  
— световой 30  
Правила Забелина А. А. 63—64  
Преломление лучей плоской и сферической поверхностями 97—98  
— света 16—27  
Преобразователь электронно-оптический 51—52, 179—180  
Преобразование коллинеарное 101  
— Фурье с помощью объектива 79  
Приборы и приспособления для оптических измерений 223—228  
— оптические медицинские 293—299  
— с зарядовой связью 55—57  
Приемники излучения 36, 44—58  
— — тепловые 45, 48—49  
— — фотоэлектрические 45, 49—57  
— —, характеристики 45—48  
Призма 156  
— АР—90° 158  
— АР—90° 159  
— Дове 158—159  
— Николя 24—25  
—, обозначения 158  
— с крышей 159  
Принцип Гюйгенса—Френеля 74—76  
Природа света 8—11  
Проекционные системы 195, 198—205  
— — диаскопические 198, 200—203  
— — эпископические 198—200  
Прожекторы 195—197  
Просветление однослойное 70  
— двухслойное 71  
— трехслойное 71  
Пространства изображений и предметов сопряженные 101  
Пространство изображений 94  
— предметов 94  
Прохождение луча через цилиндрический световод 163  
— потока излучения через селективно поглощающие среды 35—36  
Пучок гомоцентрический 93  
— — расходящийся 93  
— — сходящийся 93  
**Р**  
Радиометры оптико-электронные 270—271  
— — —, структурная и функциональная схемы 271  
Радиус стереоскопического зрения 169  
Развертка призмы редуцированная 159  
Разделение лучей в пластине 65  
Разложения Зейделя 124—125  
Разность астигматическая 127  
Разрешающая способность глаза 168  
— — голограммы 91

- — микроскопа 183, 185
- — оптического прибора совместно с глазом 169—170
- — по Фуко 145
- — световода 166
- — светочувствительности аэрофото-плёнок 284
- — телескопической системы 172—173
- — фотографическая 146
- — — светосильных фотообъективов 192
- Разрешение голограммы предельное 92
- Распространение света в изотропной среде 16—27
- — в световоде 163
- —, отражение и преломление на границе двух сред 16—27
- Расстояние фокусное заднее 103
- — микроскопа 193
- — переднее 103
- — проекционных объективов 203
- — эквивалентное 108—109
- Растр оптический 162—163
- Расчет фотоэлектрической системы светозеркальный 212—215
- Рэлея формула 16

## С

- Свет линейно- или плоскополяризованный 15
- поляризованный 14
- Световая (энергетическая) характеристика приемника 47
- эффективность излучения 32—33
- Световоды волоконные 163—166, 263
- — градиентные 164
- — кольцевые 165
- — конические 164
- — ленточные 165
- — многомодовые 165
- — простые 165
- — расщепленные 165
- — ступенчатые 164
- —, типы 165
- —, характеристики 270
- — цилиндрические 164
- Светоделители интерференционные 71
- Светодиоды 38, 40—42
- Светосила геометрическая 120
- физическая 120
- Светофильтр 121—122
- Светофильтры интерференционные 71—73
- — отрезающие 71—73
- — полосовые 71—73
- — узкополосные 71—73
- Система диспергирующая 272
- зрительной трубы перископическая 177
- накачки лазера 44

- обработки информации с голографическим фильтром когерентная 256
- оптическая 5
- — для осуществления свертки двух функций 252
- —, классификация 5—6
- —, микроскоп 6, 183—189
- —, объектив
- — проекционная 6
- — — диакопическая 198, 200—203
- — — эпископическая 198—200
- — телескопическая 6, 171—180
- — осветительная Келера 188—189
- Системы волоконно-оптические 263—270
- оптические 205—211
- — для диапроекции 201
- — для лазеров 205—211
- — для уменьшения расходимости лучей лазера 209—211
- — конденсоров 197—198
- — многокомпонентные 108—109
- — приборов 147—299
- — прожекторов 197
- — фотоэлектрические 211—223
- — — с лазером 220—223
- — — с приемником излучения в плоскости выходного зрачка системы 218—220, в плоскости изображения источника 215—218
- — оптической обработки информации 251—259
- — связи 259—263
- — —, структурная схема 260
- — осветительные 195—198
- —, виды 195—198
- — микроскопов 185, 188—189
- — проекционные 195—205
- Скамья оптическая 223—227
- Скорость света в вакууме 16
- Состояние с инверсной населенностью лазера 42
- Спектр вторичный 123, 129, 130
- пространственный 77
- Спектральная плотность потока излучения 28
- характеристика потока излучения 29
- чувствительность 46
- — относительная 46
- — фотоэмульсий 57
- Спектральный коэффициент пропускания потока излучения 35
- Спектрометр 272—273
- Среды лазера активная 44
- Строение глаза 166—167
- Суммирование аберраций 138—140
- Сферометры 227—228
- , характеристики ИЗС-7 и ИЗС-8 228

Схема включения фотоприемника 262  
 — волоконно-оптического устройства для вращения изображения 265  
 — для вывода формулы углового увеличения и формулы углов 105  
 — для определения освещенности изображения 119  
 — — — продольного увеличения оптической системы 105  
 — — — разрешающей способности оптической системы совместно с глазом 170  
 — — — сферической аберрации 125  
 — запоминающего устройства 268  
 — зрительной трубы Галилея 172  
 — — — Кеплера 171  
 — интерференционная для получения полос равной толщины 66—67, равного наклона 65—66  
 — исправления кривизны и дисторсии изображения широкоугольного объектива 266  
 — когерентной системы обработки информации типовая 254  
 — наблюдательного световода 264  
 — наблюдения предмета 170  
 — оптическая автоколлиматора 226  
 — — бинокля 176—177  
 — — дальномера 240  
 — — коллиматора 224  
 — — микроскопа 183  
 — — отсчетных проекционных систем перемещения кареток 243  
 — — призмного монокуляра 176—177  
 — оптического переключателя 267  
 — оптической фотоэлектрической системы 212, с лазером 220—223  
 — — — — —, функции 212  
 — переключения излучения в соседнее волокно 267  
 — применения световода для управления логическим элементом 269  
 — — фокона для повышения светосилы оптической системы 266  
 — размножения изображения 266  
 — регистрации пространственного фильтра голографическая 255  
 — снятия мозаичности структуры световода с изображения 267  
 — спектрорадиометра активного 273  
 — — сканирующего 272  
 — фотохромной ЭЛТ 264  
 Схемы для вывода формулы видимого увеличения лупы 181  
 — оптические проекционных объективов 205  
 Съемка фототелевизионная с летательных аппаратов 277—285

## Т

Телеобъектив 194  
 Телескопическая система 171—180  
 Теория образования изображения дифракционная 84—87  
 Тепловизоры 274—277  
 Термисторы 45  
 Термоэлементы 45  
 Точка предметная 93  
 — —, изображение 93  
 — освещающая 93  
 Точки оптической системы главные 103  
 — — — узловые 106  
 Триггер волоконный оптический 268  
 Труба зрительная бинокулярная 176  
 — — Галилея 171—172  
 — — Кеплера 171—172  
 — — —, габаритный расчет 179—180  
 — — монокулярная 176  
 — — с электронно-оптическим преобразователем 179—180  
 — — —, типовые схемы 176—180

## У

Увеличение голограммы 91  
 — лупы видимое 180  
 — микроскопа видимое 183  
 — — полезное 183—185  
 — оптической системы видимое 169  
 — — — линейное 101  
 — — — продольное 104, 106  
 — — — угловое 104—105  
 — телескопической системы 172—173  
 Угол апертурный 113  
 — Брюстера 20  
 — охвата конденсора 197  
 — рассеяния проектора 197  
 Уравнение Гельмгольца 12  
 — сферической волны 12—13  
 Уравнения Максвелла 8—9  
 — параксиальных лучей 110  
 Условия пространственного синхронизма световой волны 26  
 Устройства оптические для изготовления и контроля микросхем 285—292  
 Устройство записи информации на голограмму 249  
 — интерференционного волоконного световодного 269  
 — считывания информации с голограммы 250

## Ф

Фигура рассеяния 125  
 Фильтр для повышения резкости изображения пространственный 258  
 — пространственных частот 145  
 Фильтры световые теплозащитные 71  
 Фокон 164  
 Фокус задний 102  
 — передний 102

Фокусировка окуляров 174—176  
Фокусное расстояние заднее 103  
— — микроскопа 183  
— — объектива фотографического 189—190  
— — переднее 103  
— — эквивалентное 108—109  
Формула Рэлея 16  
— высот 108  
— радиуса поверхности при заданном ходе луча 110  
— углов хода луча через идеальную оптическую систему 107  
Формулы Федера 130  
— Френеля 19—21  
Фотографическая цветность объектива 192—193  
Фотодиод 54—55  
— инверсный 55—56  
Фотоматериалы 57—58  
Фотометрия 28—58  
—, основные соотношения 33—34  
Фотообъектив 189—195  
— гидросъемочный 194  
— «Индустар» 193  
— «Мир» 193  
— панкратический 194  
— «Руссар» 193  
—, типы 193—195  
Фоторезистор 52—53  
Фототранзистор 54—55  
Фотоэлектрические оптические системы 211—223  
— — — с лазером 220—223  
Фронт волны 12  
Функция передачи модуляции 145  
Фурье-спектро радиометр 273—274  
Х  
Характеристика частотно-контрастная 145  
Характеристики измерительных машин 242  
— лупы 180  
— объектива проекционного 203—204  
— — фотографического 189—192  
— оптические интерференционных светофильтров 73

— сферометров ИЗС-7 и ИЗС-8 228  
— универсальных микроскопов 242  
Ход лучей через идеальную оптическую систему 106—108  
Холодохоскоп 298—299  
Хроматизм положения 123, 128, 129  
— увеличения 123, 129

## Ц

Цветность объектива фотографическая 192—193

## Ч

Частотная характеристика приемника 4  
Частотно-контрастная характеристика 145  
Черное тело 37—38  
Число Аbbe 147  
— диафрагменное 120  
— — эффективное 120  
— Штреля 144—145

## Ш

Шкала электромагнитных волн 12  
Штифт Нернста 39—40

## Э

Эзофагоспы 297  
Эйконалы 123  
Экспозиция энергетическая 30  
Электронно-оптический преобразователь 51—52, 179—180  
Эллипсоид Френеля 22  
Эндоскопия 297  
Эндоскопы 297—299  
—, типы 297  
Энергетическая освещенность 29, 32  
— светимость 28—29  
— сила света 29  
— экспозиция 30  
— яркость 29, 31  
Энергия накачки лазера 44  
Эффективность дифракционная 91  
— световая спектральная относительная 32

## Я

Явления оптические нелинейные 21—27  
Яркость источников излучения 31

## ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

---

### А

Аббе 7

Архимед 6

### Б

Басов Н. Г. 7

Бутаева Ф. А. 7

### В

Вавилов С. И. 7

Вудынский М. М. 7

### Г

Габор Д. 87

Галилей 6

Гальперин Д. Ю. 7

Гершель 7

Голицын Б. Б. 7

Грамматин А. П. 142

Гримальди 6

Гук Р. 6

Гюйгенс Х. 6

### Д

Декарт 6

Денисюк Ю. Н. 7, 87

### Е

Евклид 6

### З

Заказнов Н. П. 4

### И

Иоффе А. Ф. 7

### К

Кеплер И. 6

Кравец Т. П. 7

### Л

Лазарев П. П. 7

Лебедев П. Н. 7

Лейт Э. 87

Ломоносов М. В. 6

### М

Максутов Д. Д. 7

Малюс 14, 15

Мах 233

### Н

Ньютон И. 6

### П

Перо 7

Планк М. 7, 10

Прохоров А. М. 7

### Р

Релей 7

Родионов С. А. 142

Рождественский А. С. 7

Русинов М. М. 7

### С

Слюсарев Г. Г. 7

Снеллиус 6

### Т

Таунс Ч. 7, 42

Тудоровский А. И. 7

Турыгин И. А. 7

### У

Упатниекс Ю. 87

### Ф

Фабри 7

Фабрикант В. А. 7

Фраунгофер 7

Френель 7, 19, 22

Фурье 78

### Ц

Цено Н. В. 142

Цендер 233

### Ч

Чурниловский В. Н. 7

### Ш

Шапочкин Б. А. 4

### Э

Эйлер Л. 6

Эйнштейн А. 10

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	3
Введение . . . . .	5
<b>часть I. ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА . . . . .</b>	<b>8</b>
<b>Г л а в а 1. Природа света и законы его распространения . . . . .</b>	<b>8</b>
1. Квантовая и волновая природа света . . . . .	8
2. Световые волны. Поляризация света . . . . .	11
3. Распространение света в изотропной среде. Отражение и преломление на границе двух сред . . . . .	16
4. Прохождение света через кристаллы. Нелинейные оптические явления . . . . .	21
<b>Г л а в а 2. Фотометрия . . . . .</b>	<b>28</b>
5. Фотометрические величины и их единицы . . . . .	28
6. Основные соотношения фотометрии . . . . .	33
7. Прохождение потока излучения через селективно поглощающие среды . . . . .	35
<b>Г л а в а 3. Источники и приемники оптического излучения . . . . .</b>	<b>36</b>
8. Тепловое излучение . . . . .	36
9. Тепловые и газоразрядные источники излучения. Светодиоды . . . . .	38
10. Лазеры . . . . .	42
11. Приемники излучения . . . . .	44
<b>Г л а в а 4. Интерференция света . . . . .</b>	<b>59</b>
12. Интерференция двух монохроматических волн . . . . .	59
13. Двухлучевая интерференция . . . . .	63
14. Многолучевая интерференция . . . . .	68
15. Практическое применение интерференции в тонких слоях . . . . .	70
<b>Г л а в а 5. Дифракция света и голография . . . . .</b>	<b>74</b>
16. Принцип Гюйгенса—Френеля . . . . .	74
17. Дифракция Фраунгофера . . . . .	76
18. Дифракция на отверстиях различной формы . . . . .	79
19. Дифракционная теория образования изображения . . . . .	84
20. Основные понятия голографии . . . . .	87
<b>часть II. ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА . . . . .</b>	<b>93</b>
<b>Г л а в а 6. Основные понятия и законы геометрической оптики . . . . .</b>	<b>93</b>
21. Основные понятия и определения . . . . .	93
22. Законы геометрической оптики . . . . .	95
23. Преломление лучей плоской и сферической поверхностями . . . . .	97
24. Отражение лучей плоской и сферической поверхностями . . . . .	98
<b>Г л а в а 7. Идеальная оптическая система . . . . .</b>	<b>101</b>
25. Понятие об идеальной оптической системе. Кардинальные элементы . . . . .	101
26. Зависимости между положениями и размерами предмета и изображения. Угловое и продольное увеличения . . . . .	104
27. Построение и расчет хода лучей через идеальную оптическую систему . . . . .	106
28. Многокомпонентные оптические системы. Эквивалентное фокусное расстояние . . . . .	108
29. Параксиальная область оптической системы. Параксиальные и нулевые лучи . . . . .	109
30. Положение главных плоскостей и фокусные расстояния преломляющей поверхности в параксиальной области . . . . .	110
<b>Г л а в а 8. Ограничение пучков лучей в оптических системах . . . . .</b>	<b>111</b>

31. Диафрагмы и их назначение. Апертурная диафрагма. Входной и выходной зрачки . . . . .	111
32. Полевая диафрагма. Линейное и угловое поля оптической системы . . . . .	114
33. Виньетирующая диафрагма. Входное и выходное окна. Определение действующего отверстия входного зрачка . . . . .	115
34. Коэффициент пропускания оптической системы. Освещенность изображения. Светофильтры . . . . .	117
<b>Глава 9. Аберрации оптических систем . . . . .</b>	<b>122</b>
35. Понятие об аберрациях. Монохроматические и хроматические аберрации . . . . .	122
36. Расчет аберраций оптической системы . . . . .	130
37. Суммирование аберраций . . . . .	138
38. Общие сведения о методах аберрационного расчета оптических систем . . . . .	140
39. Оценка качества изображения . . . . .	143
<b>ЧАСТЬ III. ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ПРИБОРОВ . . . . .</b>	<b>147</b>
<b>Глава 10. Оптические детали . . . . .</b>	<b>147</b>
40. Оптические материалы . . . . .	147
41. Линзы . . . . .	148
42. Плоские и сферические зеркала . . . . .	152
43. Плоскопараллельные пластины, клинья, призмы . . . . .	154
44. Линзы Френеля, аксиконы, оптические растры . . . . .	160
45. Волоконные световоды . . . . .	163
<b>Глава 11. Глаз как оптическая система . . . . .</b>	<b>166</b>
46. Устройство, характеристики и свойства глаза. Требования, предъявляемые к визуальному оптическому прибору . . . . .	166
47. Видимое увеличение и разрешающая способность оптического прибора совместно с глазом . . . . .	169
<b>Глава 12. Телескопические системы . . . . .</b>	<b>171</b>
48. Зрительные трубы Кеплера и Галилея . . . . .	171
49. Увеличение и разрешающая способность телескопической системы . . . . .	172
50. Объективы и окуляры зрительных труб. Фокусировка окуляров . . . . .	174
51. Типовые схемы зрительных труб и их расчет . . . . .	176
<b>Глава 13. Лупа и микроскоп . . . . .</b>	<b>180</b>
52. Лупа и ее характеристики. Типы луп . . . . .	180
53. Микроскоп, его разрешающая способность и полезное увеличение . . . . .	183
54. Объективы, окуляры и осветительные системы микроскопов . . . . .	185
<b>Глава 14. Фотографический объектив . . . . .</b>	<b>189</b>
55. Основные характеристики фотографического объектива . . . . .	189
56. Фотографическая цветность объектива . . . . .	192
57. Типы фотообъективов . . . . .	193
<b>Глава 15. Осветительные и проекционные системы . . . . .</b>	<b>195</b>
58. Виды осветительных систем и их характеристики . . . . .	195
59. Эпископическая и диаскопическая проекционные системы . . . . .	198
60. Объективы проекционных систем . . . . .	203
<b>Глава 16. Оптические системы для лазеров . . . . .</b>	<b>205</b>
61. Оптические системы для фокусирования лазерного излучения . . . . .	205
62. Оптические системы для уменьшения расходимости лучей лазера . . . . .	209
<b>Глава 17. Фотоэлектрические оптические системы . . . . .</b>	<b>211</b>
63. Назначение и принципиальная схема фотоэлектрической системы . . . . .	211



64. Светоэнергетический расчет фотоэлектрической системы с учетом спектральных и интегральных характеристик . .	212
65. Фотоэлектрическая оптическая система с приемником излучения, расположенным в плоскости изображения источника . .	215
66. Фотоэлектрическая оптическая система с приемником излучения, расположенным в плоскости выходного зрачка системы . . . . .	218
67. Фотоэлектрическая оптическая система с лазером . . . . .	220
<b>Глава 18. Оптические системы контрольно-юстировочных и измерительных приборов . . . . .</b>	<b>223</b>
68. Основные приборы и приспособления, применяемые в оптических измерениях . . . . .	223
69. Оптические системы интерференционных приборов . . . .	228
70. Оптические системы контрольно-измерительных приборов, применяемых в приборостроении и машиностроении . . .	236
<b>Глава 19. Оптические системы перспективных направлений . . . .</b>	<b>245</b>
71. Оптические системы устройств записи и считывания информации ЭВМ . . . . .	245
72. Системы оптической обработки информации . . . . .	251
73. Системы оптической связи . . . . .	259
74. Волоконно-оптические системы . . . . .	263
75. Оптические и оптико-электронные приборы, применяемые для решения экологических задач . . . . .	270
76. Оптические устройства, применяемые для изготовления и контроля микросхем . . . . .	285
77. Оптические медицинские приборы . . . . .	293
Список литературы . . . . .	300
Предметный указатель . . . . .	302
Именной указатель . . . . .	309

# **ПРИКЛАДНАЯ ОПТИКА**

**УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ**

*Под редакцией д-ра техн. наук,  
проф. Н. П. ЗАКАЗНОВА*

Издание третье, стереотипное

ЛР № 065466 от 21.10.97  
Гигиенический сертификат 78.01.07.953.П.004173.04.07  
от 26.04.2007 г., выдан ЦГСЭН в СПб

**Издательство «ЛАНЬ»**  
lan@lpbl.spb.ru; www.lanbook.com  
192029, Санкт-Петербург, Общественный пер., 5.  
Тел./факс: (812)412-29-35, 412-05-97, 412-92-72.  
Бесплатный звонок по России: 8-800-700-40-71

Подписано в печать 28.04.09.  
Бумага офсетная. Гарнитура Литературная. Формат 84×108<sup>1</sup>/32.  
Печать офсетная. Усл. п. л. 16,80. Тираж 1500 экз.

Заказ № 1335

Отпечатано в полном соответствии  
с качеством предоставленных диапозитивов  
в ОАО «Издательско-полиграфическое предприятие «Правда Севера».  
163002, г. Архангельск, пр. Новгородский, 32.  
Тел./факс (8182) 64-14-54, тел.: (8182) 65-37-65, 65-38-78, 20-50-52  
www.ippps.ru, e-mail: zakaz@ippps.ru

# ГДЕ КУПИТЬ

## ДЛЯ ОРГАНИЗАЦИЙ:

Для того, чтобы заказать необходимые Вам книги,  
достаточно обратиться в любую из торговых компаний  
Издательского Дома «ЛАНЬ».

**по России и зарубежью**

«ЛАНЬ-ТРЕЙД»

192029, Санкт-Петербург, ул. Крупской, 13

тел.: (812) 412-85-78, 412-14-45, 412-85-82

тел./факс: (812) 412-54-93

e-mail: [trade@lanpbl.spb.ru](mailto:trade@lanpbl.spb.ru)

ICQ: 446-869-967

[www.lanpbl.spb.ru/price.htm](http://www.lanpbl.spb.ru/price.htm)

**в Москве и в Московской области**

«ЛАНЬ-ПРЕСС»

109263, Москва, 7-ая ул. Текстильщиков, д. 6/19

тел.: (499) 178-65-85

e-mail: [lanpress@ultimanet.ru](mailto:lanpress@ultimanet.ru)

**в Краснодаре и в Краснодарском крае**

«ЛАНЬ-ЮГ»

350072, Краснодар, ул. Жлобы, д. 1/1

тел.: (8612) 74-10-35

e-mail: [lankrd98@mail.ru](mailto:lankrd98@mail.ru)

## ДЛЯ РОЗНИЧНЫХ ПОКУПАТЕЛЕЙ:

интернет-магазины:

«Сова»: <http://www.symplex.ru>

«Ozon.ru»: <http://www.ozon.ru>

«Библион»: <http://www.biblion.ru>

также Вы можете отправить заявку

на покупку книги по адресу:

192029, Санкт-Петербург, ул. Крупской, 13



**ЕСТЕСТВЕННОНАУЧНАЯ  
ЛИТЕРАТУРА  
ДЛЯ ВЫСШЕЙ ШКОЛЫ**

Мы издаем новые  
и ставшие классическими учебники  
и учебные пособия по общим  
и общепрофессиональным  
направлениям подготовки.

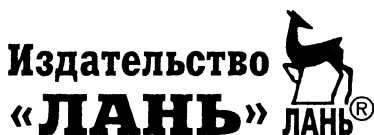
Большая часть литературы  
издательства «ЛАНЬ»  
рекомендована Министерством образования  
и науки РФ и используется вузами  
в качестве обязательной.

Мы активно сотрудничаем  
с представителями высшей школы,  
научно-методическими советами  
Министерства образования и науки РФ,  
УМО по различным направлениям  
и специальностям по вопросам грифования,  
рецензирования учебной литературы  
и формирования перспективных планов издательства

**Наши адреса и телефоны:**

РФ, 192029, Санкт-Петербург, Общественный пер., 5  
(812) 412-29-35, 412-05-97, 412-92-72, 336-25-09

[www.lanbook.com](http://www.lanbook.com)



Мы будем благодарны Вам  
за пожелания по издаваемой нами литературе,  
а также за предложения по изданию книг  
новых авторов или переизданию  
уже существующих трудов.

Мы заинтересованы в сотрудничестве  
с высшими учебными заведениями  
и открыты для Ваших предложений  
по улучшению нашего взаимодействия.

Теперь Вы можете звонить нам бесплатно  
из любых городов России по телефону

**8-800-700-40-71**

Дополнительную информацию  
и ответы на вопросы Вы также можете получить,  
обратившись по электронной почте:

**market@lpbl.spb.ru**

**ПРЕДСТАВЛЯЕМ  
НОВЫЕ УЧЕБНИКИ И УЧЕБНЫЕ ПОСОБИЯ**

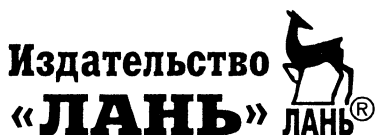
**Н. И. КАЛИТЕЕВСКИЙ**

**ВОЛНОВАЯ ОПТИКА**

**УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ**

В учебном пособии Н. И. Калитеевского «Волновая оптика» рассматриваются основы электромагнитной теории света. Должное внимание уделено эксперименту. Изложение свойств электромагнитных волн базируется на уравнениях Максвелла. Даны элементы кристаллооптики, электронная теория дисперсии; подробно исследуются такие важные физические явления, как интерференция и дифракция света; изложены основы теории относительности и элементы квантовой оптики; рассматриваются свойства лазеров и основы фотонной физики.

Учебное пособие рекомендовано для студентов технических вузов и университетов, обучающихся по специальности «Оптика».



ПРЕДСТАВЛЯЕМ  
НОВЫЕ УЧЕБНИКИ И УЧЕБНЫЕ ПОСОБИЯ

В. М. ЧУРКИН

**РЕШЕНИЕ ЗАДАЧ  
ПО ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ МЕХАНИКЕ  
ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ СТАТИКА**

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

Настоящее пособие предназначено для самостоятельной работы над курсом теоретической механики. Книга содержит решения 214 задач отдела «Статика твердого тела» «Сборника задач по теоретической механике» И. В. Мещерского.

В разделе «Введение» приводятся краткие сведения из теории, которые можно использовать в качестве дополнительного справочного материала при изучении решений представленных в пособии задач. В конце пособия имеется таблица, позволяющая по номеру задачи из сборника И. В. Мещерского быстро находить ее решение в данном пособии. Решение каждой задачи пособия составлено таким образом, чтобы можно было его изучать, не обращаясь к решениям предыдущих задач подобного типа.

Учебное пособие будет полезно преподавателям и студентам университетов, технических вузов, школьникам старших классов.

ПРЕДСТАВЛЯЕМ  
НОВЫЕ УЧЕБНИКИ И УЧЕБНЫЕ ПОСОБИЯ

**СБОРНИК ЗАДАЧ  
ПО ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ МЕХАНИКЕ**

ПОД РЕДАКЦИЕЙ К. С. КОЛЕСНИКОВА

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

Сборник задач составлен на основе опыта работы кафедры теоретической механики МВТУ им. Н. Э. Баумана. В основу задач авторы стремились положить схемы машин для наполнения курса теоретической механики инженерным содержанием, а также для развития у студентов понимания роли моделей реальных объектов в проведении расчетов и исследований.

Некоторые задачи имеют комплексный характер и рассчитаны на применение теорем из различных разделов курса, их расположение по главам условное. В сборник включены главы «Электромеханика», «Автоматическое управление и регулирование», «Гидромеханика», в которых подобраны задачи, решаемые на основании теорем теоретической механики при использовании сравнительно простых физических предположений. Для задач повышенной трудности, отмеченных звездочкой, в гл. 22 приведены краткие решения.

Учебное пособие предназначено для студентов университетов и технических высших учебных заведений.





ПРЕДСТАВЛЯЕМ  
НОВЫЕ УЧЕБНИКИ И УЧЕБНЫЕ ПОСОБИЯ

И. Ф. ГИНЗБУРГ

**ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ  
ТВЕРДОГО ТЕЛА  
ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ  
И СТАТИСТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ С ОТДЕЛЬНЫМИ  
ЗАДАЧАМИ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА**

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

Учебное пособие «Введение в физику твердого тела» составлено на основе курса лекций, читаемых автором в Новосибирском университете студентам отделения информатики физического факультета. Курс содержит две части, первая из которых посвящена квантовой механике (нерелятивистской теории), вторая — статистической физике. В предлагаемом пособии обсуждается меньше частных тем, чем в общих курсах квантовой механики и статистической физики для физиков. Однако изучаемые вопросы рассматриваются на высоком теоретическом уровне. Существенную часть курса составляют задачи.

Курс включает в себя три приложения, которые содержат принципы построения программ для упражнений по квантовой механике и примерный перечень типичных заданий; сведения о элементарных частицах и взаимодействиях; описание некоторых нерешенных проблем фундаментальной физики; математические дополнения и сведения из аналитической механики.

Учебное пособие предназначено для студентов университетов, педагогических и технических вузов.

