

# ОПТИКА. РУКОВОДСТВО ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ

*Рекомендовано  
Учебно-методическим объединением  
по естественно-научному образованию в качестве пособия  
для студентов учреждений высшего образования,  
обучающихся по специальностям «физика  
(по направлениям)», «ядерная физика и технологии»,  
«физика наноматериалов и нанотехнологий»,  
«компьютерная физика»*

УДК 535(075.8)(076.5)

ББК 22.34я75-3

О-62

А в т о р ы:

**И. А. Капуцкая, И. Н. Медведь,  
Н. Г. Кембровская, Н. В. Чертко**

Р е ц е н з е н т ы:

кафедра физико-химических методов сертификации продукции  
Белорусского государственного технологического университета  
(заведующий кафедрой кандидат физико-математических наук  
доцент *С. С. Ветохин*);

доктор физико-математических наук профессор  
*Л. П. Свирина*

**Оптика.** Руководство для самостоятельной работы : пособие /  
О-62 И. А. Капуцкая [и др.]. – Минск : БГУ, 2022. – 119 с. : ил.  
ISBN 978-985-881-337-6.

Приведены основные определения раздела физики «Оптика», опи-  
саны оптические явления, наблюдаемые в повседневной жизни.

УДК 535(075.8)(076.5)

ББК 22.34я75-3

ISBN 978-985-881-337-6

© БГУ, 2022

## ВВЕДЕНИЕ

Оптика – раздел физики, изучающий свойства и физическую природу света, его распространение в различных средах и взаимодействие с веществом, а также способы генерации и регистрации света.

Оптическое излучение, или свет, представляет собой электромагнитные волны. Световые волны перекрывают очень широкий диапазон длин волн в интервале  $10^{-9}$ – $10^{-4}$  м, хотя волны только узкого диапазона – от 380 до 760 нм в вакууме – непосредственно воспринимаются зрительной системой человека<sup>1</sup>. Таким образом, в понятие оптического диапазона, помимо видимого излучения, включают еще ультрафиолетовое (УФ) и инфракрасное (ИК).

Многие оптические явления, например образование теней предметов, формирование изображений в зеркалах и линзах, можно объяснить, не учитывая волновую природу света. Рассмотрением таких вопросов занимается геометрическая оптика.

Волновые свойства света обнаруживаются, например, в явлениях интерференции и дифракции на препятствиях, размеры которых сравнимы с длиной волны излучения. Такие явления – предмет изучения волновой оптики.

Кроме того, в некоторых явлениях свет ведет себя как поток частиц, обладающих импульсом и энергией, например при поглощении и излучении, в фотоэффекте. Свет как поток частиц, называемых фотонами, и явления с участием фотонов исследует квантовая оптика. Двойственная природа света, т. е. наличие у света одновременно и корпускулярных, и волновых свойств, называется корпускулярно-волновым дуализмом.

---

<sup>1</sup> Маскевич А. А. Оптика : учеб. пособие. Гродно, 2010. С. 6, 15.

## ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА

### 1.1. Законы геометрической оптики

Геометрическая оптика описывает явления и процессы, в которых ни корпускулярная природа, ни волновые свойства света не проявляются: это распространение света в прозрачных средах, преломление и отражение на границах сред, отражение от зеркальных поверхностей. Геометрическая оптика оперирует понятием светового луча, под которым понимается направление переноса световой энергии, и базируется на эмпирических законах, приведенных ниже.

1. **Закон прямолинейного распространения света.** В оптически однородных средах (т. е. средах, оптические свойства которых одинаковы во всех точках) свет распространяется прямолинейно. Закон прямолинейного распространения света лежит в основе принципов построения изображений в оптических системах. Ограничивает применение закона явление дифракции света на препятствиях, размеры которых сравнимы с длиной волны света.

2. **Закон независимости световых пучков.** Световой пучок — совокупность световых лучей, распространяющихся на малых расстояниях друг от друга. Пучки могут быть параллельными, расходящимися, сходящимися. Закон независимости световых пучков гласит, что световые пучки проходят друг сквозь друга, не взаимодействуя между собой. Закон ограничен явлением интерференции.

3. **Закон обратимости светового луча.** Световой луч, отраженный из какой-либо точки в обратном направлении, возвращается в исходную точку по той же траектории (если потерями световой энергии можно пренебречь).

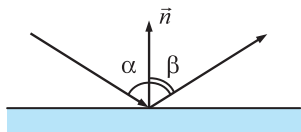


Рис. 1

4. **Закон отражения света.** Луч падающий, луч отраженный и перпендикуляр, восстановленный в точку падения луча к границе раздела двух сред, лежат в одной плоскости; угол падения луча ( $\alpha$ ) равен углу отражения ( $\beta$ ) (рис. 1).

**Зеркальным** называется отражение, после которого пучок параллельных падающих лучей остается параллельным (рис. 2). Зеркальное отражение наблюдается на поверхностях, неровности которых много меньше длины волны света ( $l \ll \lambda$ ).



*Диффузным (рассеянным)* называется отражение, после которого пучок параллельных падающих лучей становится непараллельным (рис. 3). Рассеянное отражение наблюдается на поверхностях, неровности которых сравнимы с длиной волны падающего света.

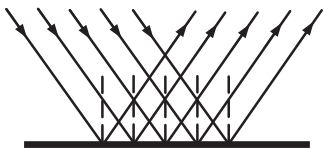


Рис. 2

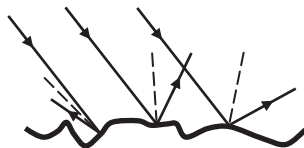


Рис. 3

**5. Закон преломления света.** *Преломлением* называется изменение направления распространения света при переходе через границу двух прозрачных сред, обусловленное изменением скорости света при переходе из одной среды в другую. *Абсолютным показателем преломления среды* называется скалярная физическая величина, равная отношению скорости света в вакууме к скорости света в этой среде:  $n = \frac{c}{v}$ . *Относительным показателем преломления второй среды относительно первой* называется скалярная физическая величина, равная отношению скорости света в первой среде к скорости света во второй среде:  $n_{21} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}$ .

Среда, в которой скорость света больше, называется оптически менее плотной, а среда, в которой скорость света меньше, — оптически более плотной. Например, скорость света в воде меньше, чем в воздухе, а их абсолютные показатели преломления соответственно  $n_{\text{вода}} = 1,3329$ ,  $n_{\text{воздух}} = 1,0003$  (при  $t = 20^\circ\text{C}$  и нормальном атмосферном давлении), т. е. вода оптически более плотная, чем воздух.

Закон преломления света: луч падающий, луч преломленный и перпендикуляр, восстановленный в точку падения света к границе раздела двух сред, лежат в одной плоскости; отношение синуса угла падения луча к синусу угла преломления равно относительному показателю преломления — величине, постоянной для двух данных сред:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2}.$$

На рис. 4 показано соотношение между величинами углов падения и преломления в зависимости от соотношения абсолютных показателей преломления (или скоростей света) в двух средах.

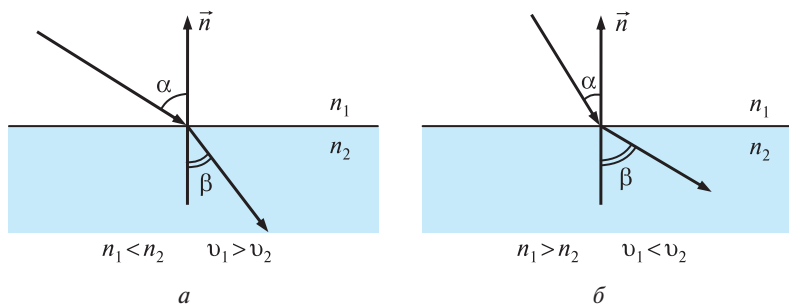


Рис. 4

При падении света из оптически менее плотной среды в оптически более плотную  $n_1 < n_2$ . По закону преломления  $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} > 1$ ,  $\sin \alpha > \sin \beta$  и  $\alpha > \beta$ , т. е. угол преломления меньше угла падения (рис. 4, а). При падении света из оптически более плотной среды в оптически менее плотную  $n_1 > n_2$ . Тогда  $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} < 1$ ,  $\sin \alpha < \sin \beta$  и  $\alpha < \beta$ , т. е. угол преломления больше угла падения (рис. 4, б).

Если не учитывать потерь световой энергии, то при падении на границу двух прозрачных сред часть энергии падающего света отражается, а часть энергии при преломлении проходит во вторую среду.

При падении света из оптически более плотной среды в оптически менее плотную  $\alpha < \beta$ , т. е. угол преломления больше угла падения (рис. 5, а). Если увеличивать угол падения, то, поскольку отношение показателей преломления для двух сред – величина постоянная, угол преломления будет увеличиваться до максимального значения  $\beta = 90^\circ$  (рис. 5, б).

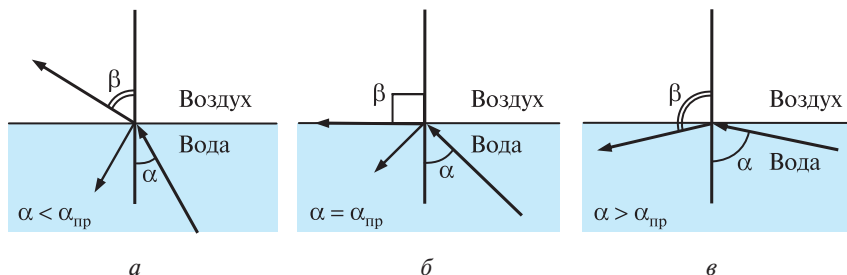


Рис. 5

*Предельным углом полного внутреннего отражения* называется угол падения, при котором преломленный луч идет вдоль границы двух сред,

т. е.  $\beta = 90^\circ$ . Из закона преломления  $\frac{\sin \alpha_{\text{пр}}}{\sin 90^\circ} = \sin \alpha_{\text{пр}} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} < 1$ .

Если при распространении света из оптически более плотной среды в оптически менее плотную угол падения больше предельного угла полного внутреннего отражения, то преломления света не происходит и световая энергия полностью отражается в оптически более плотную среду (рис. 5, в).

## 1.2. Построение изображений в плоских зеркалах и линзах

В геометрической оптике широко используется модель *точечного источника света* — светящегося тела, размерами которого можно пренебречь по сравнению с расстоянием, на котором оно рассматривается. Под точечным источником понимают либо излучающее свет тело, либо тело, отражающее лучи, упавшие на него. Если энергия, испускаемая точечным источником в единицу времени, одинакова по всем направлениям, то такой источник называется *изотропным*. Любое светящееся или отражающее свет тело можно представить как набор точечных источников.

*Оптической системой* называется совокупность элементов, изменяющих направление распространения световых пучков. С помощью оптической системы можно получить одно или несколько изображений точечного источника.

### 1.2.1. Действительное и мнимое изображение

*Действительным изображением* точечного источника называется точка пересечения лучей от источника, прошедших через оптическую систему. В точке действительного изображения собирается световая энергия лучей. Например, в точке действительного изображения Солнца, полученного с помощью собирающей линзы, собранная энергия может быть достаточной для того, чтобы поджечь какой-либо предмет. Согласно легенде этим воспользовался Архимед для уничтожения вражеских кораблей, стоявших на якоре во время осады Сиракуз.

Действительное изображение точечного источника (объекта) на какой-либо поверхности (экране) воспринимается человеческим глазом как светлая точка (набор светлых точек).

Особенность зрительного восприятия человека такова, что все попадающие в глаз лучи воспринимаются как прямолинейные. Другими словами, глаз не в состоянии зафиксировать изменение направления светового луча на пути от источника, и все достигшие глаза лучи автоматически «продлеваются» до какой-либо точки — «источника» лучей. Если расходящийся пучок лучей попадает в глаз человека, то зрительная система воспринимает их как выходящие из одной точки.

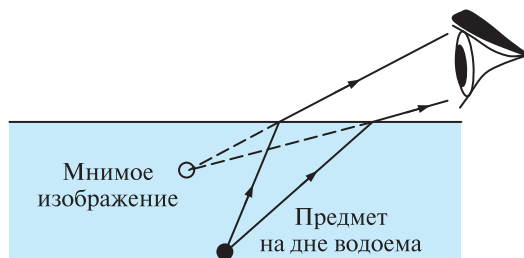


Рис. 6

*Мнимым изображением* точечного источника называется точка пересечения продолжений расходящихся лучей, вышедших из оптической системы. Особенности зрительной системы человека объясняется тот факт, что дно водоема кажется ближе к поверхности воды (рис. 6).

### 1.2.2. Плоское зеркало

*Плоское зеркало* — модель, представляющая собой плоскость, от которой происходит зеркальное отражение световых лучей. Модель плоского зеркала применяется для описания отражения света от плоской поверхности неподвижной воды, тел с полированной поверхностью или поверхностью, покрытой отражающим слоем серебра, золота и т. д.

При падении лучей от точечного источника на зеркало происходит их отражение в соответствии с законом отражения света. Если расходящийся пучок отраженных от зеркала лучей попадает в глаз, то зрительная система воспринимает отраженные лучи как идущие из одной точки — мнимого изображения источника. Изображение точечного источника в плоском зеркале всегда мнимое, прямое и расположено на перпендикуляре к плоскости зеркала на таком же расстоянии от него, как и источник (рис. 7).

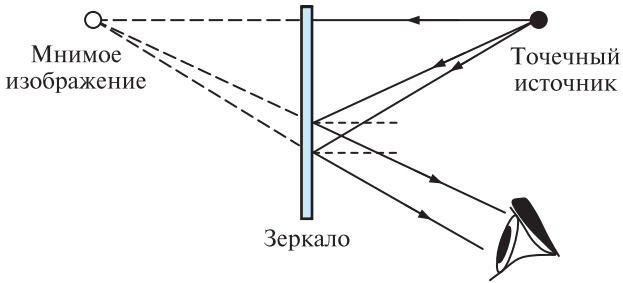


Рис. 7

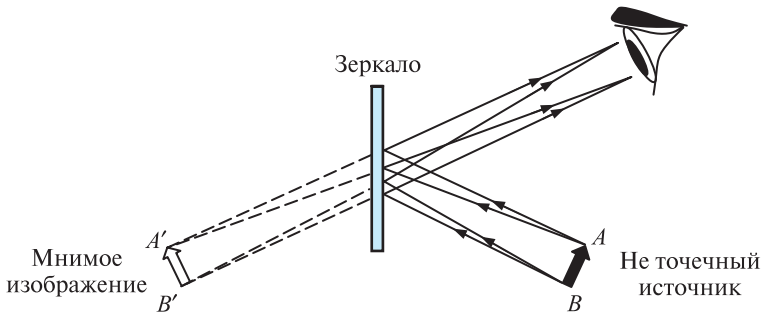


Рис. 8

Если источник не точечный, то его изображение состоит из мнимых изображений всех составляющих его точек (рис. 8).

### 1.2.3. Тонкие линзы

**Линзой** называется прозрачное тело, ограниченное двумя криволинейными (чаще всего сферическими) или криволинейной и плоской поверхностями (рис. 9).

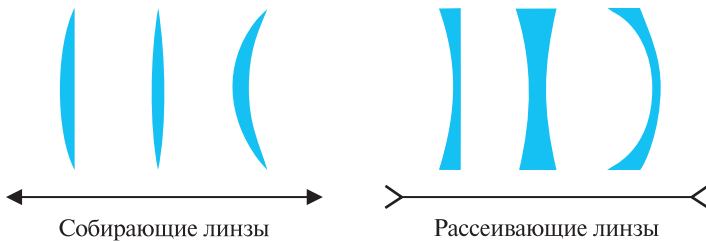


Рис. 9

Линзы показанной на рис. 9 формы будут собирающими или рассеивающими, если показатель преломления линз больше показателя преломления среды, в которой они расположены.

Линза называется *тонкой*, если толщина линзы много меньше радиусов кривизны ее поверхностей, так как в этом случае при построении хода лучей через нее можно пренебречь ее толщиной.

Для того чтобы построить изображение предмета в линзе, будем рассматривать *параксиальные лучи*, т. е. лучи, идущие очень близко к главной оптической оси линзы. Линза называется *собирающей*, если падающий на нее параллельный пучок лучей после линзы пересекается в одной точке (рис. 10, а). Линза называется *рассеивающей*, если параллельный падающий на линзу пучок лучей после линзы является расходящимся (рис. 10, б). Лучи, проходящие через *оптический центр линзы* (точка  $O$  на рис. 10, а, б), не преломляются.

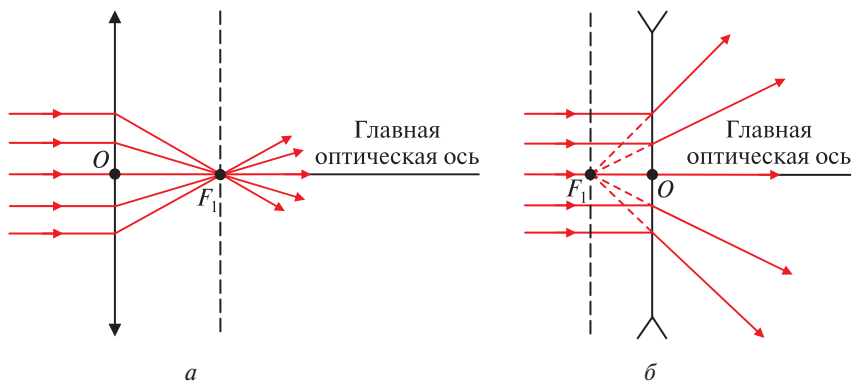


Рис. 10

*Оптической осью* называется любая прямая, проходящая через оптический центр тонкой линзы. При распространении света вдоль любой оптической оси тонкой линзы направление его распространения не изменяется. *Главная оптическая ось* — прямая, проходящая через центр линзы перпендикулярно линзе (см. рис. 10, а, б).

У линзы есть два фокуса — передний и задний. Лучи, падающие на линзу параллельно ее главной оптической оси, после преломления проходят через задний фокус линзы. У собирающей линзы задний фокус расположен за линзой (см. рис. 10, а), у рассеивающей — перед линзой, через него пройдут не сами преломленные лучи, а их продолжения (см. рис. 10, б). Расстояние от центра линзы до заднего фокуса назы-

ваются *задним фокусным расстоянием*. *Задней фокальной плоскостью* называется плоскость, проходящая через задний фокус перпендикулярно главной оптической оси.

Если лучи вышли из собирающей линзы параллельно главной оптической оси, значит, перед тем, как пройти сквозь линзу, они пересеклись в ее переднем фокусе (рис. 11, а). В случае рассеивающей линзы в переднем фокусе пересекаются не сами лучи, а их продолжения, передний фокус расположен за линзой (рис. 11, б).

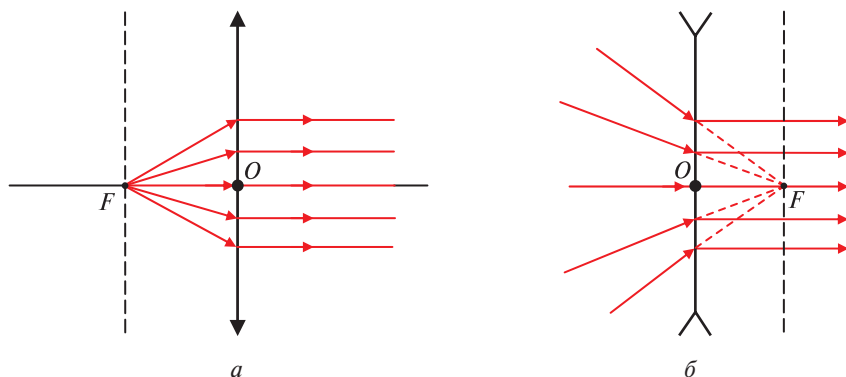


Рис. 11

*Передней фокальной плоскостью* называется плоскость, проходящая через передний фокус перпендикулярно главной оптической оси, а расстояние от центра линзы до переднего фокуса называется *передним фокусным расстоянием*. Если линза находится в однородной среде, то переднее и заднее фокусные расстояния равны.

Если лучи параллельны друг другу, но идут под некоторым углом к главной оптической оси, то для них выполняются следующие правила:

- 1) лучи, падающие на линзу параллельно друг другу, после преломления сходятся в задней фокальной плоскости (рис. 12, а, б);
- 2) лучи, выходящие из линзы параллельно друг другу, до линзы пересекались в ее передней фокальной плоскости (рис. 13, а, б).

При этом луч, проходящий через оптический центр линзы, идет не преломляясь. *Побочной оптической осью* называется любая прямая, проходящая через оптический центр линзы (кроме главной оптической оси). Построив побочную ось, можно построить ход всех параллельных ей лучей после преломления в линзе: они должны пройти через ту же точку в фокальной плоскости, что и побочная ось.

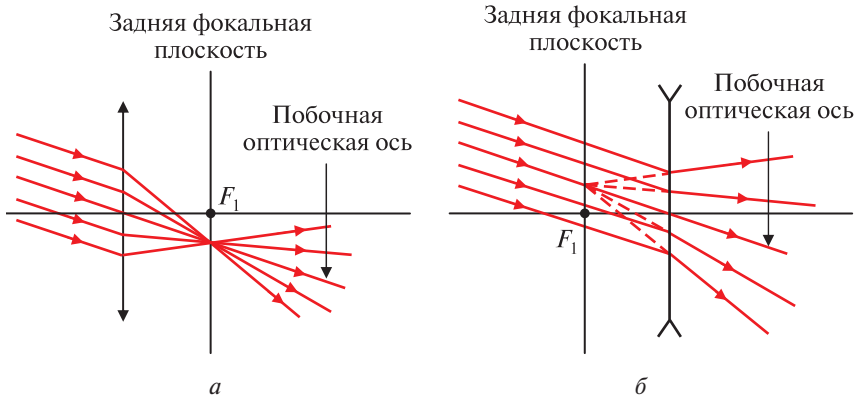


Рис. 12

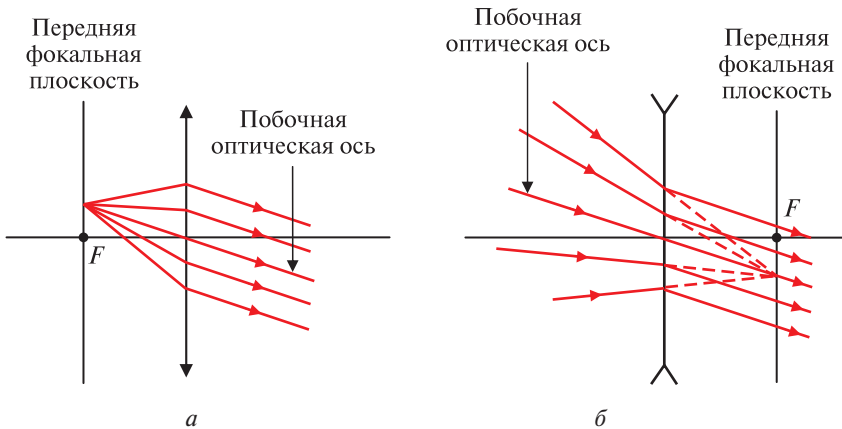


Рис. 13

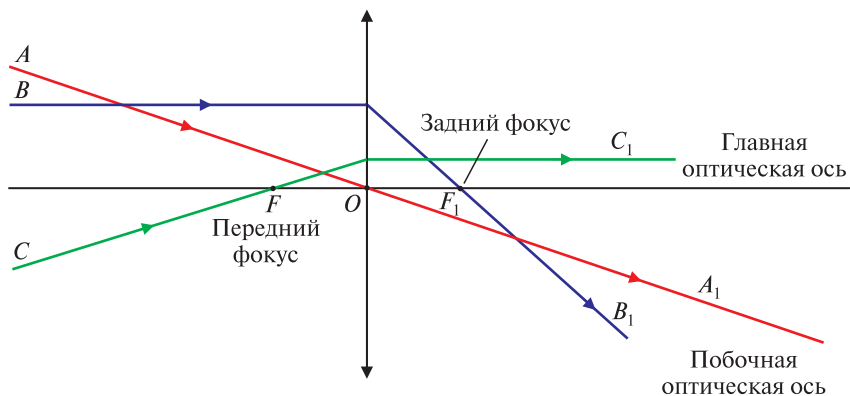
Помимо изложенных правил, для построения изображений в тонких линзах используют три характерных луча (рис. 14):

1) луч  $AA_1$ , проходящий через оптический центр  $O$  линзы, идет не преломляясь;

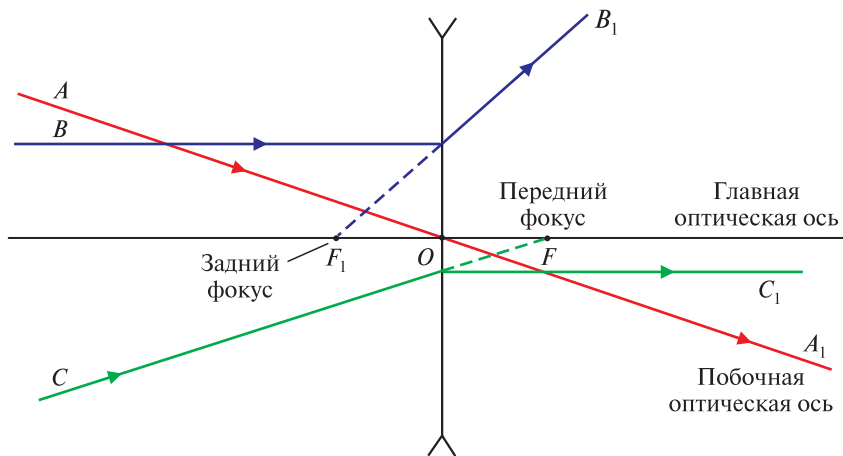
2) луч  $BB_1$ , падающий на собирающую линзу параллельно главной оптической оси, после преломления проходит через задний фокус  $F_1$  линзы (если линза рассеивающая, то через задний фокус проходит продолжение преломленного луча);

3) луч  $CC_1$ , проходящий через передний фокус  $F$  линзы, после преломления идет параллельно ее главной оптической оси.





a



б

Рис. 14

Оптической силой линзы называется величина, обратная фокусному расстоянию:  $D = \frac{1}{F}$ . Оптическая сила измеряется в диоптриях (дптр):  $[D] = 1/\text{м}$ .

Поскольку у рассеивающей линзы в фокусах пересекаются не сами лучи, а их продолжения, фокусы рассеивающей линзы называют мнимыми. В связи с этим оптическая сила рассеивающей линзы считается отрицательной величиной.

### 1.3. Центрированные оптические системы

Оптическая система называется *центрированной*, если центры кривизны входящих в нее сферических поверхностей (для плоской поверхности радиус кривизны  $R \rightarrow \infty$ ) лежат на одной прямой, которая называется главной оптической осью системы.

При расчетах центрированных систем используют следующие правила и понятия:

- 1) световые лучи проходят систему слева направо;
- 2) отсчитываемые расстояния (в том числе и радиусы кривизны поверхностей) по ходу лучей считаются положительными, а против хода лучей – отрицательными (*правило знаков*);

Например, для системы, представленной на рис. 15,  $R_1$  считается отрицательным, а  $R_2$  – положительным ( $R$  отсчитывается в направлении от поверхности к ее центру кривизны).

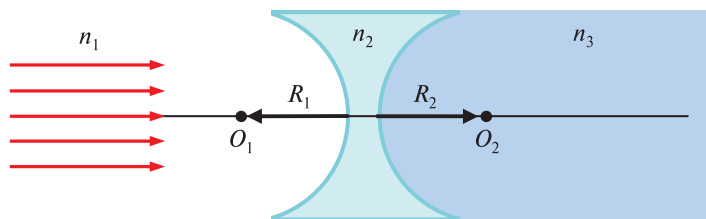


Рис. 15

Если  $R > 0$ , то поверхность выпуклая, если  $R < 0$ , то вогнутая;

3) рассматриваются *гомоцентрические* пучки лучей, выходящих из одной точки или пересекающихся в одной точке, причем только *параксиальные* (идушие вдоль оси) пучки, т. е. такие, для которых углы между направлениями лучей малы;

4) изображение называется *стигматическим*, если каждой его точке соответствует только одна точка источника. Любая реальная система дает изображение точки источника в виде пятна конечных размеров, поэтому стигматическое изображение является идеализацией;

5) согласно закону обратимости световых лучей стигматическое изображение точечного источника можно рассматривать как источник, а источник – как стигматическое изображение. Поэтому точечный источник и его изображение называются *сопряженными точками* оптической системы. Соответственные лучи между ними также называются *сопряженными*.

Оптическая сила *центрированных систем* рассчитывается в следующих частных случаях таким образом:

1) если тонкая линза находится в воздухе и точечный источник расположен на расстоянии  $a_1$  от нее, а его изображение — на расстоянии  $a_2$  от линзы, то эти расстояния связаны с оптической силой линзы формулой  $\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = D$ .

При этом расстояние  $a_1$  отсчитывается в направлении от источника до линзы, а расстояние  $a_2$  — от линзы до изображения. С учетом правила знаков величины  $a_1$  и  $a_2$  могут оказаться как положительными, так и отрицательными. Если  $a_1 > 0$ , то на линзу падает расходящийся пучок лучей, если  $a_1 < 0$  — сходящийся. Если  $a_1 > 0$  и  $a_2 > 0$ , то источник и его действительное изображение расположены по разные стороны линзы (рис. 16, а); если  $a_2 < 0$ , то преломленные лучи, идущие во второй среде, являются расходящимися, а мнимое изображение (его создают воображаемые продолжения преломленных лучей) расположено перед линзой (рис. 16, б);

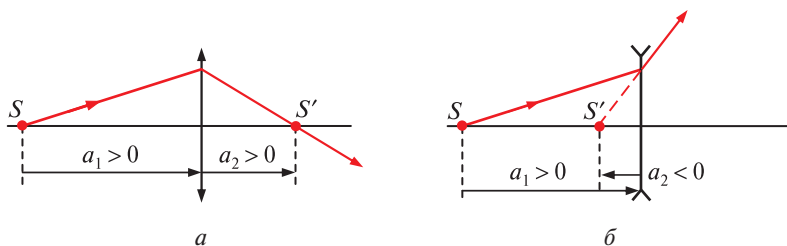


Рис. 16

2) если сферическая поверхность с радиусом кривизны  $R$  разделяет две среды с показателями преломления  $n_1$  (слева от поверхности) и  $n_2$  (справа от поверхности), то оптическая сила такой поверхности  $D = \frac{n_2 - n_1}{R}$ . Для поверхностей, представленных на рис. 15,  $D_1 = \frac{n_2 - n_1}{-|R_1|}$  и  $D_2 = \frac{n_3 - n_2}{|R_2|}$ ;

3) оптическая сила тонкой линзы складывается из оптических сил ограничивающих линзу поверхностей. Для линзы, представленной на рис. 15,  $D = D_1 + D_2 = -\frac{n_2 - n_1}{|R_1|} + \frac{n_3 - n_2}{|R_2|}$ . Переднее фокусное расстояние  $F = \frac{-n_1}{D}$ , заднее фокусное расстояние  $F_1 = \frac{n_3}{D}$ ;

4) если линза с радиусами кривизны поверхностей  $R_1$  и  $R_2$  и показателем преломления  $n$  имеет толщину  $h$ , то оптическая сила такой линзы определяется по формуле  $D = D_1 + D_2 - \frac{h}{n} D_1 D_2$ , где  $D_1$  и  $D_2$  – оптические силы преломляющих поверхностей толстой линзы. Та же формула используется для расчета оптической силы  $D_1$  и  $D_2$  системы двух линз, расположенных в среде с показателем преломления  $n$  на расстоянии  $h$  друг от друга.

## 1.4. Принцип Ферма

Согласно *принципу Ферма* свет распространяется между двумя заданными точками по такому пути, на прохождение которого требуется минимальное время по сравнению с любым другим путем между этими точками. В однородной среде кратчайшим расстоянием между двумя точками будет прямая, следовательно, свет будет распространяться прямолинейно, т. е. в соответствии с законом прямолинейного распространения. Из принципа Ферма вытекают также законы преломления и отражения света на границе раздела двух сред.

Возможны ситуации, когда существует несколько путей между двумя точками, на прохождение которых требуется одинаковое время. Например, время прохождения луча от источника  $S$  к изображению  $S'$  через линзу является стационарным и определяется как

$t = \frac{SM}{c} + \frac{MN}{v} + \frac{NS'}{c} = \frac{SA}{c} + \frac{AB}{v} + \frac{BS'}{c}$ , где  $v$  – скорость света в материале, из которого изготовлена линза (рис. 17).

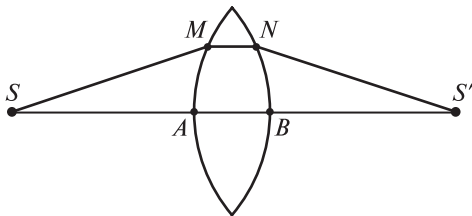


Рис. 17

Одновременность прохождения светом соответствующих путей называется *таутохронизмом*. Таутохронизм линзы имеет немаловажное значение: получение изображений в линзе является интерференционным эффектом (подробно об интерференции света в подп. 2.3).

## 1.5. Глаз как оптическая система

Глаз представляет собой оптическую систему, включающую следующие элементы: 1 – стекловидное тело; 2 – сетчатка; 3 – зрительный нерв; 4 – радужная оболочка; 5 – роговица; 6 – зрачок; 7 – хрусталик; 8 – кольцевая мышца (рис. 18).

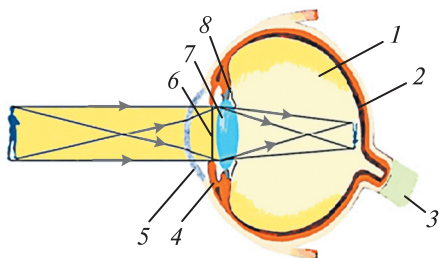


Рис. 18

Хрусталик выполняет роль собирающей линзы, формирующей изображение предмета на сетчатке глаза. При сокращении – расслаблении кольцевой мышцы кривизна поверхности хрусталика глаза человека изменяется, в результате меняется его фокусное расстояние, что и позволяет четко видеть предметы, находящиеся на различных расстояниях от глаза. Воздействие мышцы на хрусталик происходит автоматически, по принципу безусловного рефлекса. Процесс настройки оптической системы глаза на четкое изображение называется *аккомодацией*. Существует и второй механизм аккомодации, а именно за счет перемещения хрусталика относительно сетчатки. Оба механизма реализуются у птиц.

Ближний предел аккомодации глаза человека связан с максимальным напряжением кольцевой мышцы, дальний предел соответствует ее полному расслаблению. Принято считать, что у взрослого человека с нормальным зрением аккомодация осуществляется без большого напряжения на расстояние до 25 см. Это расстояние называется *расстоянием наилучшего зрения*.

Различные причины могут вызывать нарушение процесса аккомодации, в частности близорукость и дальнозоркость. Так, если пучок параллельных лучей попадает в глаз человека, то: 1) при нормальном зрении лучи пересекаются в точке на сетчатке, т. е. фокус глаза будет на сетчатке; 2) при близорукости (миопия) фокус окажется внутри глаза перед сетчаткой (рис. 19, а); 3) при дальнозоркости (гиперметропия) фокус глаза будет за сетчаткой (рис. 19, б).

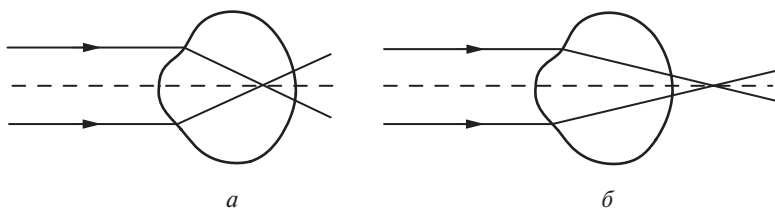


Рис. 19

Линейные размеры изображения на сетчатке зависят от угла зрения — угла между лучами от крайних точек предмета (рис. 20). При приближении предмета к глазу величина изображения на сетчатке возрастает и, соответственно, большее число фоторецепторов сетчатки получит световую энергию. При этом человек будет различать более мелкие детали предмета, поэтому если человек хочет рассмотреть предмет более подробно, то он располагает его ближе к глазу. Полученная фоторецепторами энергия преобразуется в электрическую и передается посредством зрительного нерва в зрительные центры мозга.

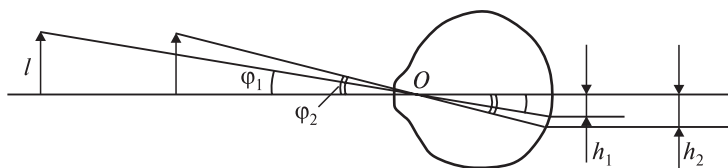


Рис. 20

Как показано на рис. 18, на сетчатке глаза формируется действительное уменьшенное перевернутое изображение предмета. То, что человек видит предмет перед собой не перевернутым, обусловлено особенностями обработки зрительной информации мозгом.

Как уже обсуждалось, если в результате отражения или преломления изменилось направление распространения лучей перед попаданием в глаз, то зрительная система человека практически не может это зарегистрировать. Следовательно, все попадающие в глаз лучи воспринимаются как прямолинейные, идущие из каких-либо точек пересечения их продолжений, т. е. вместо реальных размеров и расположения предмета зрительная система регистрирует его мнимое изображение. Например, человек видит мнимое изображение своего лица в небольшом зеркале таких же размеров, как и лицо, если расстояние до зеркала небольшое. Если держать это же зеркало в руках, то можно увидеть в нем целиком

высокое дерево на большом расстоянии у себя за спиной, но его мнимое изображение будет иметь очень малый размер.

При работе с оптическими приборами (например, микроскопом) на протяжении долгого времени необходимо, чтобы глаз меньше уставал. Это возможно при расслабленном состоянии мышц, поэтому расположение объектива и окуляра в оптической системе микроскопа подбирается так, чтобы глаз работал в режиме дальнего предела аккомодации.

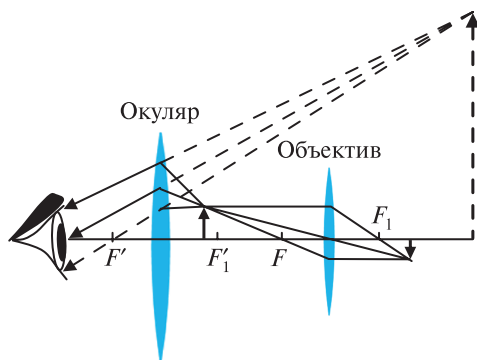


Рис. 21

На рис. 21 показана принципиальная оптическая схема микроскопа, который предназначен для наблюдения объектов малых размеров. С помощью этого прибора можно наблюдать и изучать увеличенное мнимое изображение объекта.

## ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

### 2.1. Световые волны

Волновая оптика изучает явления, в которых раскрывается волновая природа света: дифракция, интерференция и поляризация, распространение в анизотропных средах и т. п. При математических расчетах физических величин в волновой оптике используются уравнения Максвелла, а свойства среды при этом характеризуются диэлектрической и магнитной проницаемостями, которые в общем случае зависят и от частоты излучения.

**Электромагнитная волна** – это взаимосвязанные колебания электрических и магнитных полей, распространяющихся в пространстве с конечной скоростью. **Волновой фронт** – это множество точек, до которых дошел волновой процесс к данному моменту времени. По форме волнового фронта выделяют сферические, плоские, цилиндрические волны. Нормаль к волновому фронту совпадает с направлением распространения волны в данной точке.

Основной моделью, используемой в волновой оптике, является модель монохроматической волны. **Монохроматической волной** называют волну одной определенной частоты  $\nu$ , или длины волны  $\lambda$ . Реальные источники света всегда испускают излучение в некотором спектральном диапазоне  $\Delta\nu$ . Если ширина испускаемого спектрального диапазона  $\Delta\nu$  мала по сравнению со средней частотой излучения, то такое излучение называется квазимонохроматическим. Наибольшей *степенью монохроматичности* (определяется соотношением  $\Delta\nu/\nu$ ) характеризуется излучение газовых лазеров.

Для бегущей плоской монохроматической волны зависимость всех проекций вектора напряженности электрического поля  $\vec{E}$  от координат и времени имеет следующий вид:

$$E(x, t) = E_0 \cos(\omega t - kx + \varphi_0),$$

где  $E(x, t)$  – проекция вектора напряженности  $\vec{E}$  на ось  $x$ ;  $E_0$  – амплитуда;  $(\omega t - kx + \varphi_0)$  – фаза волны;  $\omega = 2\pi\nu$  – циклическая частота;  $k$  – модуль волнового вектора;  $\varphi_0$  – начальная фаза. Аналогичный вид имеют уравнения для проекций вектора индукции магнитного поля  $\vec{B}$ .

Волновой вектор  $\vec{k}$  определяет направление, в котором распространяется волна. Модуль волнового вектора называется **волновым числом**



$k = \frac{2\pi}{\lambda}$  (число волн на длине  $2\pi$ ). *Длина волны*  $\lambda = \nu T$  – это расстояние, на которое распространяется волна за период  $T$ . Скорость перемещения совокупности точек, для которых фаза волны одинакова (называемой поверхностью постоянной фазы), называется *фазовой скоростью*  $\nu = \frac{\omega}{k}$ .

Следует подчеркнуть, что для монохроматической волны не только ее частота, но также амплитуда и начальная фаза не зависят от времени, т. е. модель монохроматической волны – это бесконечная синусоида для каждого из векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{B}$ . Испускание реальных волн происходит в определенный момент времени, ни одна из них не длится бесконечно долго, следовательно, ни одна реальная волна не является строго монохроматической.

Основные свойства монохроматической электромагнитной (световой) волны:

1) волна является поперечной, если колебания векторов напряженности электрического поля и индукции магнитного поля перпендикулярны направлению распространения волны ( $\vec{E} \perp \vec{v}$  и  $\vec{B} \perp \vec{v}$ ) и образуют правую тройку векторов (рис. 22);

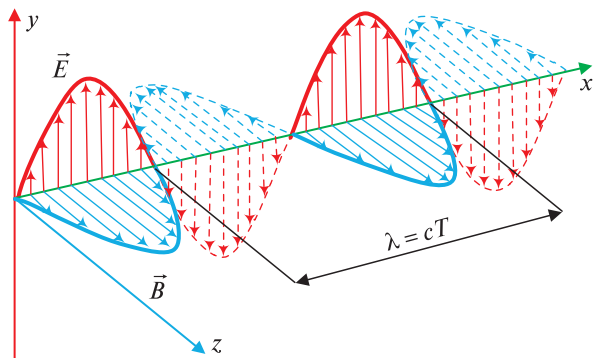


Рис. 22

2) волна является поляризованной, если колебания векторов каждого из полей – магнитного и электрического – происходят в одной плоскости, а эти плоскости перпендикулярны друг другу (см. рис. 22);

3) скорость распространения волны в среде  $\nu = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu}}$ , где  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – электрическая постоянная;  $\mu_0 = 1,257 \cdot 10^{-6}$  Гн/м –

магнитная постоянная;  $\epsilon$  и  $\mu$  – диэлектрическая и магнитная проницаемость среды. В вакууме  $\epsilon = 1$ ,  $\mu = 1$  и скорость света имеет наибольшее

значение:  $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \approx 3 \cdot 10^8$  м/с;

4) частота волны определяется частотой источника света, и потому остается неизменной при переходе волны в среду с другой оптической плотностью. Длина волны зависит от фазовой скорости:  $\lambda = \nu T = \frac{\nu}{\nu} = \frac{c}{n\nu}$  – и поэтому изменяется при переходе из одной среды в другую;

5) диэлектрическая проницаемость среды зависит от частоты распространяющейся волны, поэтому скорость световой волны в среде, а значит, и показатель преломления среды зависят от частоты световой волны.

## 2.2. Дисперсия света

*Дисперсией света* называются явления, обусловленные зависимостью абсолютного показателя преломления вещества (или фазовой скорости света) от частоты (или длины волны) световой волны.

Впервые явление дисперсии экспериментально исследовал И. Ньютон, изложивший результаты в 1704 г. в своей книге «Оптика».

И. Ньютон заметил, что при прохождении солнечного луча через стеклянную призму на стене наблюдается радужная полоска, т. е. происходит разложение белого света в спектр, в котором можно выделить красную, оранжевую, желтую, зеленую, голубую, синюю и фиолетовую составляющие (рис. 23). Он сделал вывод, что белый свет состоит из компонент, которые отличаются по степени преломляемости.



Рис. 23

*Спектром* называется набор монохроматических компонент в излучении.

Установлено, что спектр излучения нагретых тел (Солнце, нить лампы накаливания и т. д.) сплошной, т. е. составляющие его монохроматические компоненты непрерывно заполняют весь частотный диапазон (диапазон длин волн) видимого света. Зрительная система человека воспринимает такое излучение как белый свет, а его дисперсионный спектр представляет собой непрерывную радужную полосу переходящих друг в друга цветов.

В той или иной степени белым нам кажется свет, испускаемый, например, люминесцентной лампой. При пропускании такого света через призму может наблюдаться не сплошной спектр, а набор большого количества спектральных полос, образованных линиями, соответствующими волнам с различными значениями частот.

Световые волны с достаточно узкими диапазонами частот (длин волн) зрительная система человека воспринимает как различные цвета.

Основные цвета и примерные диапазоны длин волн в вакууме (в воздухе) следующие:

- фиолетовый —  $380 \text{ нм} < \lambda_{\text{ф}} < 450 \text{ нм}$ ;
- синий —  $450 \text{ нм} < \lambda_{\text{с}} < 480 \text{ нм}$ ;
- голубой —  $480 \text{ нм} < \lambda_{\text{г}} < 500 \text{ нм}$ ;
- зеленый —  $500 \text{ нм} < \lambda_{\text{з}} < 560 \text{ нм}$ ;
- желтый —  $560 \text{ нм} < \lambda_{\text{ж}} < 590 \text{ нм}$ ;
- оранжевый —  $590 \text{ нм} < \lambda_{\text{о}} < 620 \text{ нм}$ ;
- красный —  $620 \text{ нм} < \lambda_{\text{кр}} < 770 \text{ нм}$ .

Частота световых волн  $\nu = \frac{c}{\lambda}$ , где  $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$  — скорость света в вакууме. Самая маленькая частота, соответствующая диапазону видимого излучения, у красного света —  $\nu_{\text{кр}} \approx 4 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$ , самая большая у фиолетового —  $\nu_{\text{ф}} \approx 7 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$ .

### 2.3. Интерференция света

*Когерентными* называются волны одинаковой частоты с постоянной разностью фаз. Поскольку излучение реального источника не является строго монохроматическим, то волны, испускаемые двумя независимыми источниками, не могут быть когерентными.

*Интерференцией* называется наложение двух или нескольких когерентных волн, при котором в области их перекрытия возникает не зависящее от времени распределение амплитуд результирующих колебаний.

Световые колебания происходят с частотой  $\sim 10^{14}$  Гц, и ни один прибор, в том числе и глаз человека, не способен измерить напряженность поля в конкретный момент времени. Экспериментально измеряемыми величинами являются интенсивность света и освещенность поверхности, которые пропорциональны усредненному по некоторому промежутку времени (существенно большему, чем период световой волны) квадрату напряженности электрического поля. Если в область перекрытия когерентных световых волн поместить экран, то на нем будет наблюдаться чередование областей большей и меньшей освещенности, которое называется *интерференционной картиной* (на рис. 24 светлые пятна на экране — это области, для которых амплитуда результирующего колебания максимальна, а следовательно, максимальна и освещенность).

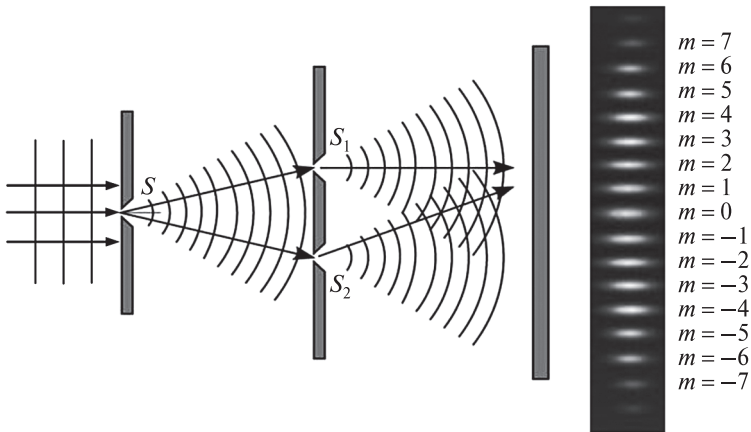


Рис. 24

*Максимуму интерференции* соответствует максимальная амплитуда результирующего колебания, которая наблюдается при разности фаз когерентных волн, равной нулю или кратной  $2\pi$ :  $\Delta\varphi_{\max} = 2\pi m$ , где  $m$  — целое число. В этом случае волны проходят до точки максимума пути, отличающиеся на целое число длин волн и разность хода  $\Delta_{\max} = m\lambda$ .

Если свет распространяется в какой-либо среде, то скорость его распространения меньше, чем в вакууме, поэтому вводится понятие оптической длины пути. *Оптической длиной пути* называется произведение геометрической длины пути на показатель преломления среды, в которой распространяется свет:  $l_{\text{опт}} = ln$ .

Минимуму интерференции соответствует минимальная амплитуда результирующего колебания, которая наблюдается при разности фаз  $\Delta\varphi_{\min} = (2m + 1)\pi$  и разности хода  $\Delta_{\min} = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}$ , где  $m$  — целое число.

## 2.4. Получение когерентных волн

Поскольку когерентные волны нельзя получить от разных независимых источников, то для наблюдения интерференционной картины используют два метода получения данных волн: 1) деление фронта волны; 2) деление амплитуды волны.

В методах деления фронта волны используют один источник света. Фронт волны, испускаемой этим источником, разделяют на части, направление распространения которых меняют так, чтобы в некоторой области пространства происходило их перекрытие. Поскольку перекрываются части волнового фронта одного и того же источника, выполняется условие когерентности.

На рис. 24 показано получение когерентных волн при делении фронта волны (схема опыта Юнга). Экран с узкой щелью  $S$  освещается солнечным светом. Щель  $S$  имеет прямоугольную форму и очень узка, поэтому она служит источником цилиндрических волн, сечение которых плоскостью показано на рис. 24. Второй экран имеет две щели —  $S_1$  и  $S_2$ , расположенные на одинаковом малом расстоянии от оси системы. Колебания от щели  $S$  достигают щелей во втором экране в одинаковой фазе, поэтому щели  $S_1$  и  $S_2$  служат вторичными когерентными источниками. В области перекрытия когерентных волн от источников  $S_1$  и  $S_2$  на экране наблюдается интерференционная картина в виде чередования темных (минимумов) и светлых (максимумов) полос.

Метод деления волнового фронта реализуется также с помощью зеркала Ллойда, билинзы Бийе, бизеркала Френеля, бипризмы Френеля, формирующих два действительных или мнимых источника когерентных волн —  $S_1$  и  $S_2$ . Все эти методы можно описать с помощью общей интерференционной схемы (рис. 25).

Расстояние между источниками  $S_1$  и  $S_2$   $d \ll L$ , где  $L$  — расстояние до экрана. В точку, расположенную в центре экрана на оси системы, волны от  $S_1$  и  $S_2$  попадают, пройдя одинаковые пути, т. е. разность хода волн равна нулю, поэтому в этой точке наблюдается центральный или нулевой максимум.

Если  $x_m$  — расстояние от центрального максимума до максимума  $m$ -го порядка,  $\theta_m$  — угол между направлениями на нулевой максимум

и максимум  $m$ -го порядка, то  $\operatorname{tg} \theta_m = \frac{x_m}{L}$  (см. рис. 25). Разность хода волн от  $S_1$  и  $S_2$  до точки максимума  $m$ -го порядка  $\Delta = d \sin \theta_m$ . Поскольку  $d \ll L$ , то  $\operatorname{tg} \theta_m \approx \sin \theta_m$ , тогда  $x_m = \frac{m\lambda L}{d}$ , а расстояние между любыми двумя соседними максимумами (*ширина интерференционной полосы*) одинаково:  $\Delta x = \frac{\lambda L}{d}$ .

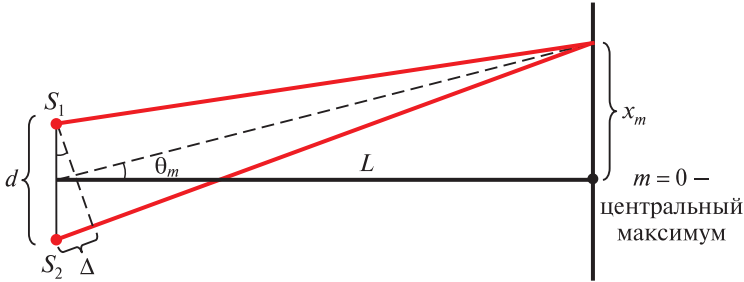


Рис. 25

*Деление амплитуды волны* наблюдается при интерференции света в тонких пленках (пленка горячего на воде, мыльные пузыри и т. д.).

В этом случае когерентными являются волны, отраженные от одной поверхности пленки, и волны, испытавшие преломление, а затем отраженные от другой поверхности пленки и вновь вышедшие в первую среду.

Например, если световая волна падает на верхнюю поверхность клиновидной пленки с малым углом  $\alpha$ , то возникают две когерентные волны: 1 – волна, отраженная от верхней поверхности; 2 – волна, прошедшая в пленку путь  $OCB$  и вышедшая из пленки (рис. 26).

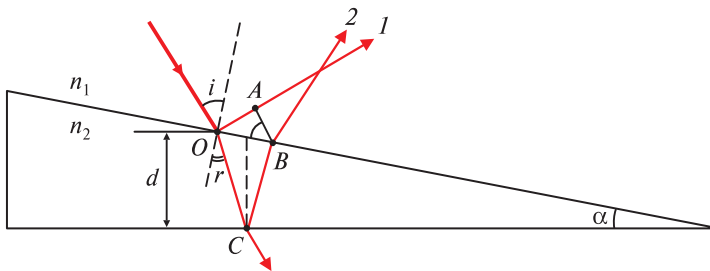


Рис. 26

Оптическая разность хода  $\Delta$  между когерентными волнами 1 и 2 (рис. 26)  $\Delta = n_2(|OC| + |CB|) - n_1|OA|$ .

Из геометрических соображений  $|OA| = 2d \cdot \operatorname{tg} r \cdot \sin i$ ,  $|OC| + |CB| = \frac{2d}{\cos r}$ , из закона преломления  $\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin i}{\sin r}$ , где  $d$  – толщина пленки;  $i$  – угол падения света на пленку;  $r$  – угол преломления;  $n_1$  – показатель преломления окружающей среды;  $n_2$  – показатель преломления материала пленки.

Тогда оптическая разность хода

$$\Delta = n_2(|OC| + |CB|) - n_1|OA| = 2dn_2 \cos r.$$

При вычислении  $\Delta$  необходимо учесть и то обстоятельство, что при отражении световой волны от границ раздела сред, для которых  $n_2 > n_1$ , фаза световых колебаний претерпевает изменение на  $\pi$ , что соответствует разности хода  $\frac{\lambda}{2}$ . Если показатель преломления пленки  $n_2 > n_1$ , то происходит скачок фазы для луча 1; в случае  $n_2 < n_1$  изменяет свою фазу при отражении в точке  $C$  луч 2. С учетом этого разность хода волн 1 и 2  $\Delta = 2dn_2 \cos r \pm \frac{\lambda}{2}$ .

При  $\Delta = m\lambda$ , если  $m$  – целое число, наблюдаются максимумы, а если полуцелое – минимумы интенсивности.

Полосы интерференции, удовлетворяющие условию максимума (или минимума) и соответствующие одной и той же толщине клина (пленки), в этом случае локализованы над или под поверхностью пленки и называются *полосами равной толщины*. Так, для правильного клина интерференционная картина представляет собой чередование светлых и темных полос, параллельных ребру клина. Локализация полос равной толщины зависит от угла падения  $i$  и угла клина  $\alpha$ .

При постоянном угле клина  $\alpha$  интерференционная картина расположена тем ближе к поверхности пленки, чем меньше угол падения. В случае нормального падения лучей ( $i = 0$ ) полосы равной толщины локализованы на поверхности пленки. Для постоянного угла падения ( $i = \text{const} \neq 0$ ) интерференционная картина полос равной толщины расположена тем дальше от поверхности, чем меньше угол клина  $\alpha$ . Если пленка является плоскопараллельной, т. е.  $d = \text{const}$  (плоскопараллельный воздушный слой или пленка оптически прозрачного вещества, тонкая плоскопараллельная стеклянная пластинка), когерентные волны после отражения и преломления каждого из лучей 1 и 2 являются параллельными (рис. 27).

Для получения интерференционной картины на пути когерентных волн помещают линзу. Линза не вносит дополнительной разности хода

между лучами, в фокальной плоскости линзы ставят экран, на котором наблюдают интерференционную картину (см. рис. 27).

Геометрическим местом точек пересечения всех интерферирующих пар волн, падающих от широкого источника на пластинку под одним и тем же углом  $i$  и собранных линзой  $L$  на экране  $\mathcal{E}$ , является окружность на экране с центром, соответствующим углу падения  $i = 0$ . Поэтому интерференционная картина будет представлять собой чередование светлых и темных полос. Такие полосы интерференции, удовлетворяющие условию максимума (или минимума) и соответствующие одному углу падения, получили название *полос равного наклона*.

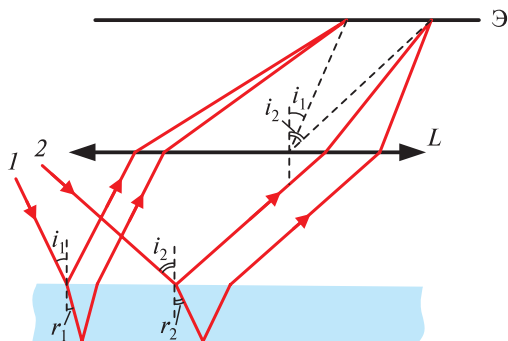


Рис. 27

Если луч отражается от оптически более плотной среды (верхняя поверхность), то происходит потеря половины длины волны. Поэтому при падении света из воздуха на оптически более плотную пленку условие максимума интерференции примет вид  $2dn = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}$ , где  $m = 1, 2, 3, \dots$ , а условие минимума —  $2dn = 2m\frac{\lambda}{2}$ .

## 2.5. Интерференция немонахроматического излучения. Наложение интерференционных картин

Если источник света  $S$  излучает в некотором диапазоне длин волн и его излучение можно представить как набор монохроматических компонент, то такой источник рассматривается как совокупность независимо излучающих монохроматических источников. Результирующую интерференционную картину можно показать как результат наложения интерференционных картин, создаваемых отдельными источниками.



Если источник излучает в некотором спектральном интервале  $(\lambda, \lambda + \Delta\lambda)$ , то максимумы нулевого порядка для всех длин волн будут совпадать. Поскольку ширина интерференционной полосы возрастает с ростом длины волны излучения (см. метод деления волнового фронта), то с увеличением порядка интерференции положения максимумов будут смещаться относительно друг друга (рис. 28). На некотором расстоянии от центра интерференционной картины может возникнуть ситуация, когда  $m$ -й максимум для излучения с длиной волны  $\lambda + \Delta\lambda$  совпадет с  $(m + 1)$ -м максимумом для излучения с длиной волны  $\lambda$  (рис. 29). В данном случае промежуток между этими максимумами будет заполнен максимумами для всех остальных длин волн. Отдельные интерференционные полосы будут неразличимы.

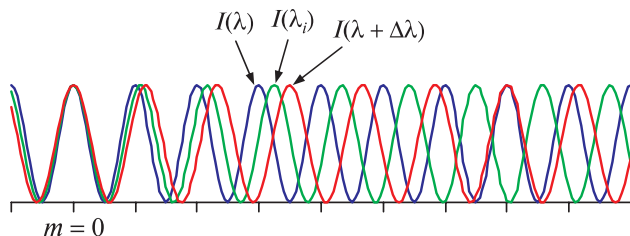


Рис. 28

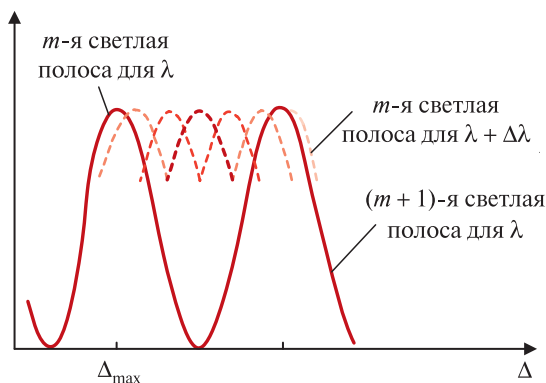


Рис. 29

Максимальный порядок  $m_{\max}$  интерференции, при котором полосы еще различимы, называется *предельным порядком интерференции*.

Если в спектре источника присутствуют только две компоненты излучения с близкими длинами волн —  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  (например, если в качестве

источника используется желтая линия натрия, состоящая из двух компонент с длинами волн  $\lambda_1 = 589,0$  нм и  $\lambda_2 = 589,6$  нм), то ширина полос каждой интерференционной картины имеет приблизительно одинаковое значение. Следовательно, если светлые полосы интерференционной картины, создаваемой излучением с длиной волны  $\lambda_1$ , совпадают со светлыми полосами картины, создаваемой излучением с длиной волны  $\lambda_2$ , то результирующая интерференционная картина наблюдается наиболее отчетливо. Если светлые полосы интерференционной картины от  $\lambda_1$  совпадают с темными полосами интерференционной картины от  $\lambda_2$ , то видимость интерференционной картины на экране ухудшается и в случае одинаковой интенсивности компонент  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  интерференционная картина не наблюдается.

## 2.6. Дифракция света

*Дифракцией света* называется любое отклонение от прямолинейного распространения света, которое нельзя объяснить законами геометрической оптики. Дифракция приводит к огибанию световыми волнами препятствий и проникновению света в область геометрической тени, где наблюдается система максимумов и минимумов освещенности.

Наиболее отчетливо дифракция наблюдается при размерах препятствий и отверстий, сравнимых с длиной волны света:  $L \approx \lambda$ .

Во многих случаях явление дифракции можно объяснить на основании принципа Гюйгенса – Френеля, который в 1678 г. голландец Х. Гюйгенс сформулировал для описания распространения волн любой природы, а в 1816 г. О. Френель дополнил принципом интерференции.

**Принцип Гюйгенса – Френеля:** каждая точка среды, до которой в некоторый момент времени  $t$  дошла световая волна, становится источником когерентных вторичных волн; поверхность, огибающая эти волны, дает положения волнового фронта в следующий близкий момент времени  $t + dt$ . Френель дополнил принцип представлением о том, что результирующую амплитуду в любой точке среды можно найти как результат интерференции вторичных волн.

При объяснении дифракции используют модели сферических или плоских световых волн. Например, если источник можно считать точечным, то форму излучаемых им световых волн принимают сферической (рис. 30, а), а если волна распространяется на большом расстоянии от источника, то ее волновой фронт можно считать плоским (рис. 30, б).

Фронт распространяющейся волны в каждый момент времени представляет собой поверхность, огибающую вторичные волны. На рис. 30, б

показано распространение волны в область геометрической тени за отверстием.

Если точка наблюдения находится на конечном расстоянии от преграды, то наблюдаемые явления называют *дифракцией Френеля*. Если падающие на преграду лучи можно считать параллельными друг другу (источник расположен далеко от преграды) и эти лучи остаются параллельными после дифракции, то наблюдаемые явления называют *дифракцией Фраунгофера*.

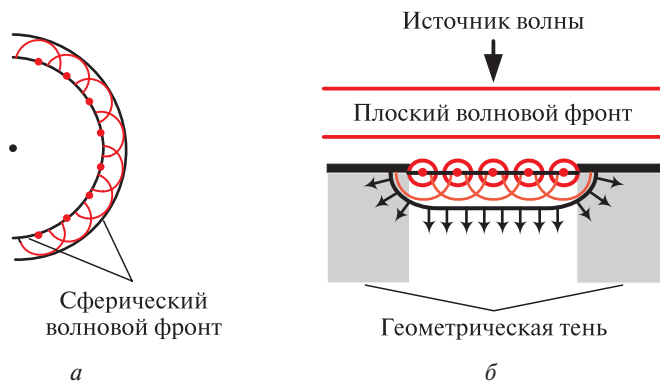


Рис. 30

Для описания первого типа дифракции Френель предложил достаточно простой метод расчета амплитуд и интенсивности, который получил название *метод зон Френеля*.

Сферический волновой фронт монохроматической волны разбивается на кольцеобразные зоны, а те – на узкие кольцевые подзоны, содержащие вторичные когерентные точечные источники. Расстояния от краев зон до точки наблюдения на экране отличаются на половину длины волны, а разность фаз равна  $\pi$ . Интенсивность в точке наблюдения рассчитывают по результирующей амплитуде, которую находят графически с учетом разности фаз.

При дифракции Фраунгофера дифракционная картина образуется параллельными пучками света, а источник и экран должны находиться на очень больших расстояниях друг от друга.

На практике в различных оптических приборах параллельные пучки света создаются при использовании двух линз: в фокусе первой из них помещают источник, а в фокальной плоскости второй располагают экран.

## 2.7. Дифракция Фраунгофера на щели

Рассмотрим дифракцию Фраунгофера на узкой длинной щели шириной  $b$ , на которую падает плоская световая монохроматическая волна, а дифракционная картина наблюдается на экране, расположенном в фокальной плоскости линзы (рис. 31).

Если фронт падающей волны плоский, то в качестве зон Френеля на нем выделяют параллельные длинные узкие полоски одинаковой ширины, чтобы оптическая разность хода между лучами, идущими от соседних зон, была равна  $\lambda/2$ .

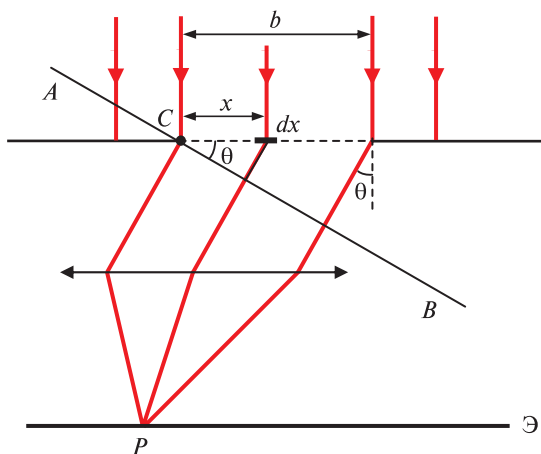


Рис. 31

Если точка наблюдения  $P$  лежит в фокальной плоскости линзы, то в нее попадают вторичные волны от этих зон. Пусть число зон (полосок)  $N$ , тогда ширина каждой полоски  $dx = b/N$ , площади зон одинаковы и, следовательно, амплитуды вторичных волн, приходящих в точку  $P$  от всех полосок, одинаковы.

Если напряженность плоской волны зависит от времени как  $E = E_0 \cos \omega t$ , где  $E_0$  — амплитуда;  $\omega$  — циклическая частота, то амплитуда вторичной волны от зоны шириной  $dx$   $dA_0 = E_0 dx$ . Рассмотрим распространение волн под углом  $\theta$  к направлению падающей волны.

Пусть плоскость  $AB$  перпендикулярна направлению распространения вторичных волн и составляет угол  $\theta$  с плоскостью фронта в щели. Разность хода между волной из точки  $C$  и волной от зоны  $dx$ , находящейся на расстоянии  $x$  от точки  $C$ ,  $\Delta = x \sin \theta$ , а разность фаз

между этими волнами  $\delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta = \frac{2\pi}{\lambda}x \sin\theta$ . Тогда уравнение волны, распространяющейся от зоны  $dx$ , будет иметь вид  $dE = dA_0 \cos(\omega t - \delta\varphi) = E_0 dx \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}x \sin\theta)$ .

Проинтегрируем по ширине щели и найдем результирующее колебание в точке  $P$ :

$$E = \int_0^b E_0 \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}x \sin\theta\right) dx =$$

$$= E_0 \frac{\sin\left(\pi b \sin\frac{\theta}{\lambda}\right)}{\pi b \sin\frac{\theta}{\lambda}} \cos\left(\omega t - \pi b \sin\frac{\theta}{\lambda}\right).$$

Для упрощения записи обозначим выражение  $\pi b \sin\frac{\theta}{\lambda} = U$ , тогда  $E = E_0 \frac{\sin U}{U} \cos(\omega t - U)$ , где  $E_0 \frac{\sin U}{U}$  — амплитуда результирующего колебания в точке  $P$ . Так как интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды, интенсивность в точке  $P$

$$I = I_0 \frac{\sin^2 U}{U^2} = I_0 \frac{\sin^2\left(\pi b \sin\frac{\theta}{\lambda}\right)}{\left(\pi b \sin\frac{\theta}{\lambda}\right)^2}.$$

Если ширина щели  $b$  и угол  $\theta$  малы, то и выражение  $\pi b \sin\frac{\theta}{\lambda} = U$  мало. Тогда  $\sin U \approx U$ , отношение  $\frac{\sin U}{U} \approx 1$  и в центре дифракционной картины будет максимальная интенсивность  $I = I_0$ .

Поскольку разбиение на зоны Френеля проводилось при условии, что разность хода от двух соседних зон равна  $\lambda/2$ , результирующая амплитуда для волн от двух соседних зон равна нулю, а значит, и интенсивность света от двух соседних зон равна нулю.

Следовательно, если число зон нечетное, то интенсивность какого-то максимума будет определяться лишь одной нескомпенсированной зоной Френеля, т. е. разность хода между крайними волнами от щели равна нечетному числу  $\lambda/2$ :  $\Delta = b \sin\theta = (2m+1)\lambda/2$ , где  $m = \pm 1, \pm 2, \dots$ , и положительные значения  $m$  определяют положение максимумов справа от центра картины, а отрицательные — слева от центра.

Таким образом, можно записать выражение для угла, определяющего направление на какой-то  $m$ -й максимум интерференции:

$$\sin \theta_{\max} = \frac{(2m+1)\lambda}{2b}.$$

На рис. 32 показано распределение в центральном и последующих максимумах интенсивностей, которые в зависимости от  $\sin\theta$  относятся как  $1,0 : 0,047 : 0,017 : 0,0083 \dots$ , т. е. основная часть световой энергии сосредоточена в центральном максимуме.

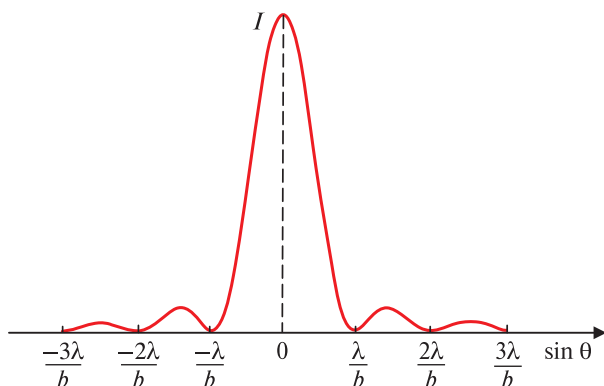


Рис. 32

Сужение щели приводит к уширению всех максимумов и уменьшению их яркости. При уширении щели ( $b > \lambda$ ) максимумы ярче, но дифракционные полосы становятся уже, а число самих полос – больше.

При ширине щели  $b$ , много большей длины волны  $b \gg \lambda$ , в центре получается резкое изображение источника света, т. е. наблюдается практически прямолинейное распространение света.

При падении белого света произойдет его разложение на составляющие. При этом фиолетовый свет будет отклоняться меньше, синий – больше и т. д., а красный – максимально. Главный максимум в этом случае будет белого цвета.

Если щель открывает четное число зон Френеля, то интенсивность будет равна нулю и наблюдается минимум в центре дифракционной картины. При этом разность хода между крайними волнами от щели  $\Delta = b \sin \theta = 2m(\lambda/2) = m\lambda$ , где  $m = \pm 1, \pm 2, \dots$ , а разность фаз между ними  $\Psi_m = 2\pi m$ . Отсюда следует выражение для угла, определяющего направление на  $m$ -й минимум интерференции:  $\sin \theta_{\min} = \frac{m\lambda}{b}$ .

## 2.8. Дифракционная решетка

**Дифракционная решетка** – это основанный на дифракции света оптический прибор, предназначенный для разложения некогерентного излучения в спектр.

Дифракционная решетка представляет собой систему большого количества параллельных штрихов одинаковой очень малой толщины, расположенных на одинаковом расстоянии друг от друга, нанесенных на прозрачную или зеркальную пластинку (рис. 33).

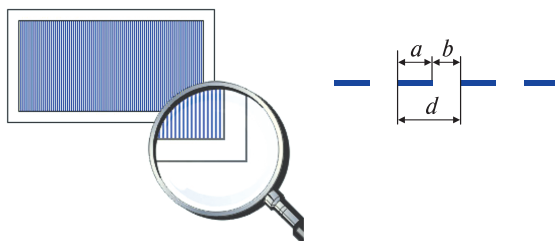


Рис. 33

Прозрачные промежутки шириной  $b$  между штрихами называются *щелями*, а расстояние между соседними щелями  $d$  – *периодом решетки*:  $d = \frac{l}{N}$ , где  $l$  – длина участка со штрихами;  $N$  – общее число штрихов на этой длине (см. рис. 33).

Для наблюдения дифракционной картины на экране за решеткой помещают собирающую линзу, в фокальной плоскости которой размещают экран.

При падении на решетку плоской монохроматической волны в соответствии с принципом Гюйгенса – Френеля каждая точка щели является источником вторичных когерентных волн. Если плоскость решетки совпадает с фронтом падающей плоской волны, отверстия становятся источниками когерентных волн с одинаковыми фазами. В этом случае вдоль направления падающей волны или главной оптической оси линзы распространяются когерентные волны с разностью фаз, равной  $\Delta\varphi = 0$ . Эти волны собираются на экране в главном фокусе линзы, и в результате их интерференции возникает нулевой ( $m = 0$ ), или центральный, максимум (рис. 34).

Когерентные вторичные волны, распространяющиеся параллельно друг другу под некоторым углом  $\varphi$  к направлению падающей волны,

идут параллельно одной из оптических осей линзы и собираются на экране в определенной точке ее фокальной плоскости. Результирующая амплитуда колебаний в этой точке является результатом интерференции вторичных волн, приходящих в эту точку от разных щелей. Таким образом, наблюдаемая на экране картина из системы чередующихся максимумов и минимумов освещенности фактически является дифракционно-интерференционной.

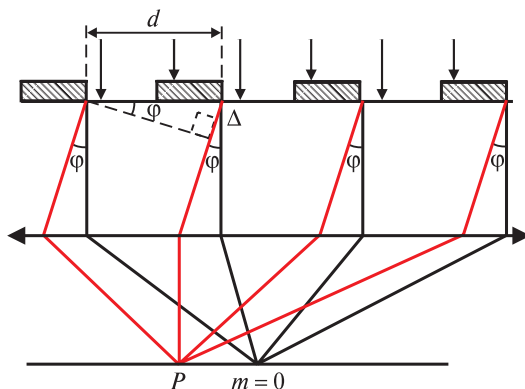


Рис. 34

Для того чтобы в некоторой точке  $P$  на экране наблюдался интерференционный максимум, разность хода  $\Delta$  между волнами, испущенными соседними щелями, должна быть равна целому числу длин волн:  $\Delta = d \sin \varphi = m\lambda$ , где  $\varphi$  – угол, определяющий направление на максимум  $m$ -го порядка дифракционной картины (см. рис. 34);  $\lambda$  – длина волны,  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Максимум наибольшего порядка, который можно наблюдать с помощью данной решетки, определяется из условия  $\varphi = 90^\circ$ , и  $m_{\max}$  рассчитывается как частное от  $\frac{d}{\lambda}$  без учета дробной части числа, полученного при делении. Таким образом, всего будет наблюдаться  $(2m_{\max} + 1)$  максимумов для излучения с длиной волны  $\lambda$ .

Поскольку для разных длин волн условие максимума интерференции (за исключением случая  $m = 0$ ) выполняется для разных углов к направлению падающей волны, падающее на решетку излучение раскладывается в спектр.

Выражение  $d \sin \varphi = m\lambda$  называют *формулой дифракционной решетки* для определения положения главных максимумов в спектре.



Максимум нулевого порядка представляет собой максимум интерференции для всех длин волн, поэтому зрительная система человека воспринимает его белым. Чем больше длина падающей волны, тем в соответствии с формулой дифракционной решетки дальше будет расположен от нулевого максимума максимум более высокого порядка для этой длины волн.

Найдем условие главных минимумов. Пусть в некоторой точке  $P$  (рис. 35) наблюдается минимум первого порядка интерференционной картины, соответствующий углу дифракции  $\varphi$ . Разность хода волн, распространяющихся от краев щели,  $\Delta = b \sin \varphi = \lambda$ .

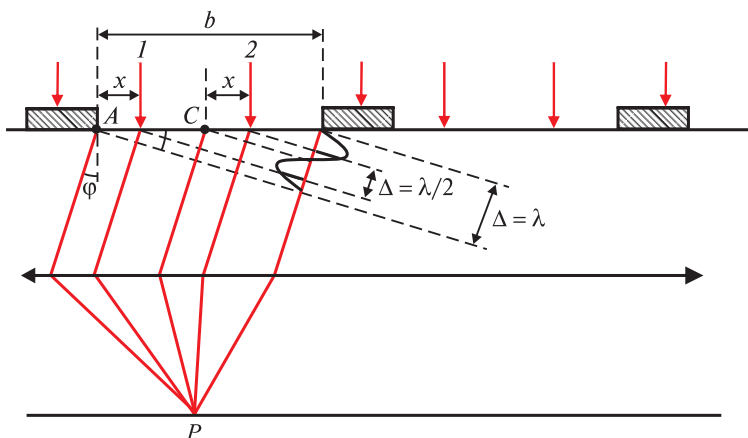


Рис. 35

Разобьем щель на две половины и рассмотрим две когерентные волны  $1$  и  $2$ , испущенные вторичными источниками, расположенными на любом одинаковом расстоянии  $x$  ( $x < \frac{b}{2}$ ) от точек  $A$  (левый край щели) и  $C$  (центр щели) соответственно (см. рис. 35). Поскольку разность хода волн, распространяющихся в точку наблюдения  $P$  от точек  $A$  и  $C$ , составляет  $\lambda/2$ , то разность хода волн  $1$  и  $2$  тоже  $\lambda/2$ , а следовательно, волны  $1$  и  $2$  приходят в противофазе и амплитуда их результирующих колебаний в точке  $P$  равна нулю. Таким образом, в точку наблюдения вместе с волной от первой половины щели приходит в противофазе волна от второй половины и при наложении этих волн наблюдается главный минимум интерференционной картины. Если разность хода волн от краев щели составляет целое число длин волн, т. е.  $\Delta = b \sin \varphi = m\lambda$ ,

то в результате сложения волн от различных участков щели мы также получим нулевую амплитуду результирующих колебаний, и в точке наблюдения будет главный минимум  $m$ -го порядка. Условие  $b \sin \varphi = m\lambda$ ,  $m = \pm 1, \pm 2, \dots$ , называется условием главных минимумов.

Если для некоторого угла дифракции  $\varphi$  одновременно выполняются условия главного минимума и главного максимума, то в спектре будет наблюдаться минимум (хотя волны от соответствующих точек щелей усиливают друг друга, но результирующие колебания от каждой из щелей имеют нулевую амплитуду и результат сложения колебаний от всех щелей равен нулю). Например, если  $\frac{d}{b} = 3$ , то в спектре отсутствуют главные максимумы третьего, шестого, девятого и т. п. порядков. Зависимость интенсивности света от угла дифракции при дифракции Фраунгофера на решетке из  $N = 5$  щелей и  $\frac{d}{b} = 3$  представлена на рис. 36.

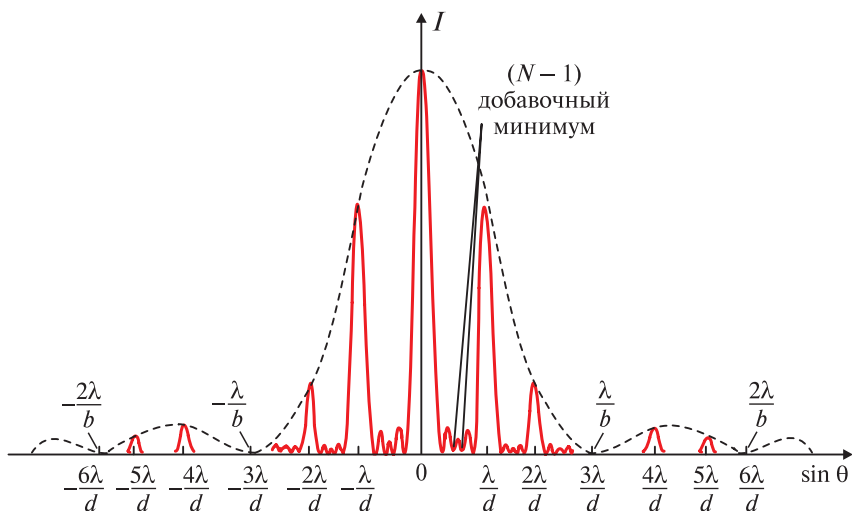


Рис. 36

Между каждыми двумя соседними главными максимумами располагается  $(N - 1)$  добавочных минимумов, разделенных вторичными максимумами (см. рис. 36). Соответственно, между соседними главными максимумами находится  $(N - 2)$  вторичных максимумов.

Условие добавочных минимумов можно получить графически методом векторных диаграмм.

Векторная диаграмма представляет собой цепочку векторов – амплитуд когерентных колебаний, приходящих в точку  $P$  от каждой из щелей:  $\vec{A}_1, \vec{A}_2, \dots, \vec{A}_N$ . По модулю эти векторы одинаковы, и каждый следующий отстает от предыдущего (или опережает) по фазе на угол  $\Psi$ . Это угол связан с оптической разностью хода:  $\Psi = \frac{2\pi\Delta}{\lambda} = \frac{2\pi d \sin \varphi}{\lambda}$ . Результирующий вектор  $\vec{A}$  представляет собой сумму векторов  $\vec{A}_1, \vec{A}_2, \dots, \vec{A}_N$  (рис. 37).

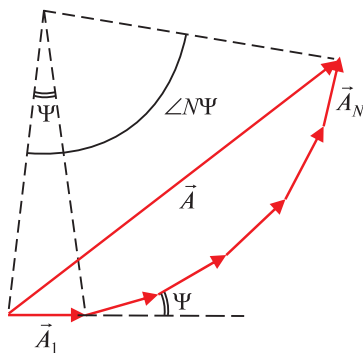


Рис. 37

При увеличении угла дифракции  $\varphi$  разность фаз  $\Psi$  будет возрастать, а цепочка будет закручиваться. Первый раз она замкнется и вектор  $\vec{A}$  обратится в нуль, когда  $N\Psi = 2\pi$ . При дальнейшем увеличении угла дифракции, а значит, и разности фаз  $\Psi$  и  $N\Psi$  цепочка будет периодически то размыкаться, то замыкаться. Если  $\Psi = 2\pi m$ , векторы  $\vec{A}_1, \vec{A}_2, \dots, \vec{A}_N$  располагаются вдоль одной прямой и наблюдаются главные максимумы. Если  $N\Psi = 2\pi m$ , где  $m$  принимает целочисленные значения, кроме  $0, N, 2N$ , цепочка замыкается и получаются добавочные минимумы. Таким образом, условие  $d \sin \varphi = \frac{m\lambda}{N}$  при  $m = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm(N-1), \pm(N+1), \dots, \pm(2N-1), \pm(2N+1), \dots$  — это условие добавочных минимумов.

Интенсивность главных максимумов убывает с ростом порядка максимума  $m$ . С увеличением числа щелей  $N$  главные максимумы становятся более узкими, а добавочные максимумы и минимумы практически сливаются в широкие темные промежутки между главными максимумами.

## 2.9. Виды поляризации электромагнитных волн

В качестве модели электромагнитной волны рассматривается монохроматическая волна с гармонически изменяющимися напряженностью электрического поля и индукцией магнитного поля. Такая волна является поперечной, т. е. колебания векторов напряженности электрического поля и напряженности магнитного поля перпендикулярны направлению распространения волны:  $\vec{E} \perp \vec{v}$  и  $\vec{H} \perp \vec{v}$  – и образуют правую тройку векторов (рис. 38).

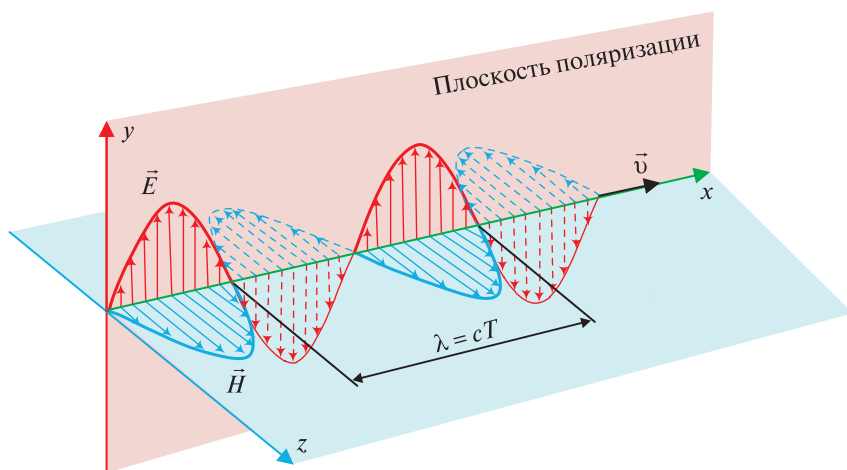


Рис. 38

При распространении плоской электромагнитной волны вдоль оси  $Ox$  колебания вектора  $\vec{E}$  происходят в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны, или вдоль направления оси  $Oy$ , поэтому такую волну называют *плоско-* или *линейно-поляризованной*. Плоскость, в которой происходят колебания вектора  $\vec{E}$ , называется *плоскостью поляризации*.

Одним из экспериментов, показавших, что в процессах взаимодействия света с веществом основную роль играет электрическая составляющая электромагнитной волны, стал опыт О. Винера (1890). В эксперименте при почти нормальном отражении света от поверхности хорошо отполированного металлического зеркала были получены стоячие световые волны, которые затем, проходя через слой фотоэмульсии, обусловили почернение фоточувствительного слоя.

При отражении от металла электрический вектор изменяет фазу на  $\pi$ , и поэтому на поверхности металла располагался узел стоячей волны для вектора  $\vec{E}$ . Соответственно, первая пучность стоячей волны для вектора  $\vec{E}$  располагалась на расстоянии, равном  $\lambda/4$  световой волны от зеркала, следующая — на расстоянии  $3\lambda/4$  от зеркала и т. д. (рис. 39).

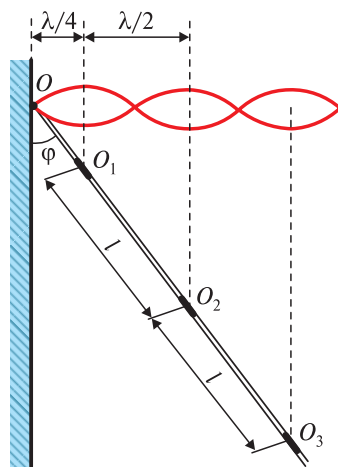


Рис. 39

На рис. 39 для наглядности показан довольно большой угол  $\varphi$ , а в экспериментах Винера фотоэмульсия на поверхности стеклянной пластинки размещалась под очень малым углом (около  $1^\circ$ ) к поверхности зеркала. При длине волны света  $\lambda = 0,5$  мкм и угле  $\varphi = 1^\circ$  расстояние между полосами почернения в фотоэмульсии было около 1 мм.

После проявления фотоэмульсии были зафиксированы параллельные друг другу почерневшие полосы на расстояниях 1–2 мм друг от друга в местах, соответствующих пучностям стоячей волны для вектора напряженности  $\vec{E}$ . Значит, фотографическое действие света было связано именно с вектором  $\vec{E}$ , который называют *световым вектором*. Полученные Винером данные позволили оценить длину световой волны, а также показать, что длина волны красного света примерно в два раза больше, чем синего.

В рамках дисциплины «Электричество и магнетизм» в качестве модели атома, излучающего электромагнитную волну, использовалась модель электрического диполя, электрический момент которого изменялся по гармоническому закону  $p = p_0 \sin \omega t$ . Если длина испускаемой

волны значительно больше размеров диполя  $\lambda \gg l$ , то диполь называется элементарным. Такая модель используется в оптике для описания излучения света атомами.

На рис. 40, *a* представлена зависимость интенсивности излучения диполя от угла  $\theta$  между его осью и направлением излучения (диаграмма направленности). Диполь не излучает вдоль направления колебаний, а максимальная интенсивность излучения диполя наблюдается в направлении, перпендикулярном его оси. Диаграмма направленности имеет форму тора (рис. 40, *б*).

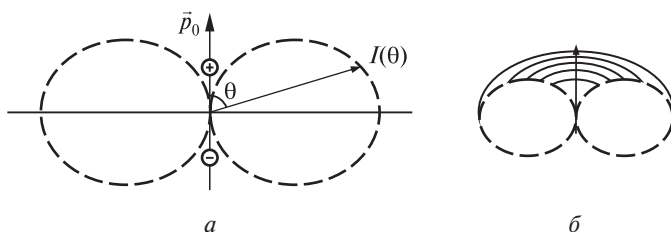


Рис. 40

Переменное электромагнитное поле имеет сложную структуру на малом расстоянии от диполя. На расстояниях, значительно превышающих длину волны и величину плеча диполя  $r \gg \lambda \gg l$  (так называемая волновая зона), распространяющееся электромагнитное поле представляет собой сферическую монохроматическую волну, частота которой равна частоте источника, а вектор напряженности колеблется в любой точке пространства в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны.

На очень больших расстояниях от диполя радиус сферической волны становится очень большим, поэтому такую волну можно считать плоской и линейно-поляризованной, т. е. колебания вектора напряженности волны происходят в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны.

Излучение реальных источников является суперпозицией волн от большого числа элементарных излучателей (атомов или молекул). В большинстве случаев эти элементарные излучатели можно представить как гармонические осцилляторы, испускающие линейно-поляризованное излучение. Однако вследствие хаотической ориентации элементарных излучателей и статистической природы излучения в выходящем излучении присутствуют линейно-поляризованные компоненты всех возможных ориентаций (в плоскости, ортогональной направлению распространения волны) со случайным распределением фаз.

По принципу суперпозиции результирующий вектор  $\vec{E}$  испускаемой источником волны будет изменяться хаотически как по направлению, так и по величине, причем на временных промежутках, значительно меньших, чем период волны. Такое излучение называют *неполяризованным* или *естественным*.

Если одно из направлений колебаний вектора  $\vec{E}$  преобладает, то такой свет называется *частично поляризованным*.

Для характеристики частично поляризованного излучения используется степень поляризации  $P$ , которая определяется как отношение интенсивности поляризованной компоненты  $I_{\text{п}}$  к суммарной интенсивности волны  $I$ , т. е. сумме интенсивностей поляризованной  $I_{\text{п}}$  и естественной  $I_{\text{е}}$  компонент: 
$$P = \frac{I_{\text{п}}}{I} = \frac{I_{\text{п}}}{I_{\text{п}} + I_{\text{е}}}.$$

Световое излучение называется *поляризованным*, если колебания вектора напряженности  $\vec{E}$  в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения, подчиняются строгой математической закономерности.

Если световой вектор совершает колебания в этой плоскости вдоль фиксированного направления, то такое излучение называется плоско- или линейно-поляризованным (рис. 41, а).

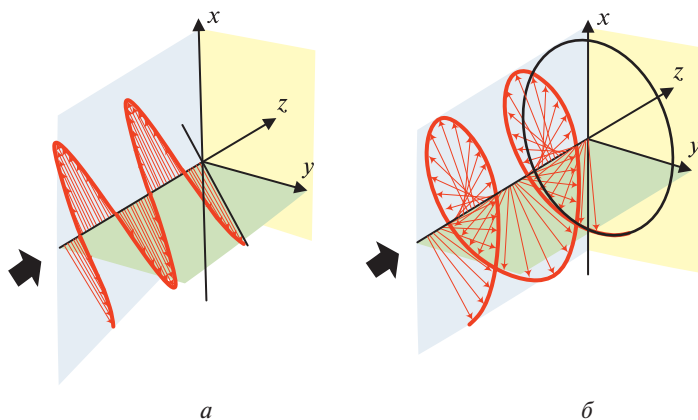


Рис. 41

При сложении двух монохроматических линейно-поляризованных волн одинаковой частоты, но с разной ориентацией векторов  $\vec{E}$  волна остается линейно-поляризованной только в случае совпадения начальных фаз. Если же фазы не совпадают, то за период волны направление

результатирующего вектора  $\vec{E}$  изменяется так, что конец этого вектора описывает эллипс. Такая поляризация называется *эллиптической*.

При определенных условиях (векторы  $\vec{E}$  волн колеблются в перпендикулярных направлениях, амплитуды одинаковы, а сдвиг фаз равен  $\pi/2$ ) эллипс вырождается в окружность и наблюдается *круговая поляризация* (рис. 41, б).

Эллиптическая или круговая поляризация может быть как правой (вектор  $\vec{E}$  вращается по часовой стрелке, если смотреть навстречу распространяющейся волне), так и левой (при вращении в противоположную сторону).

## 2.10. Изменение состояния поляризации света

Состояние поляризации света может меняться, например, в следующих случаях:

- 1) при отражении и преломлении света на границе раздела двух диэлектриков;
- 2) при рассеянии Рэлея;
- 3) при прохождении света через специальные оптические приборы – поляризаторы.

### 2.10.1. Поляризация света при отражении от границы раздела двух диэлектриков

При распространении света через границу раздела двух прозрачных немагнитных диэлектрических сред происходит отражение и преломление света согласно законам геометрической оптики. Поскольку свет является электромагнитной волной, для векторов электрического и магнитного поля должны выполняться граничные условия.

Используя граничные условия и законы отражения и преломления, французский физик О. Френель получил выражения, связывающие амплитуды колебаний вектора напряженности отраженной ( $r$ ) и преломленной ( $d$ ) волн с амплитудой колебаний вектора напряженности падающей волны ( $n$ ). В полученные уравнения входят углы падения ( $i$ ) и преломления ( $r$ ) света:

$$E_{\parallel}^r = \frac{\operatorname{tg}(i-r)}{\operatorname{tg}(i+r)} E_{\parallel}^n; \quad E_{\perp}^r = -\frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)} E_{\perp}^n;$$

$$E_{\parallel}^d = \frac{2\sin r \cos i}{\sin(i+r)\cos(i-r)} E_{\parallel}^n; \quad E_{\perp}^d = \frac{2\sin r \cos i}{\sin(i+r)} E_{\perp}^n.$$



Вектор напряженности падающего света можно представить в виде двух составляющих:  $\vec{E}^n = \vec{E}_{\parallel}^n + \vec{E}_{\perp}^n$ , где  $\vec{E}_{\parallel}^n$  соответствует колебаниям в плоскости падения (рисунка);  $\vec{E}_{\perp}^n$  – колебаниям, перпендикулярным плоскости падения (рисунка).

Из формул Френеля следует, что при падении естественного света из оптически менее плотной среды на границу с оптически более плотной средой отраженный свет и преломленный свет являются частично поляризованными. При этом амплитуда колебаний электрического вектора, перпендикулярного плоскости падения, больше в отраженной волне, а в преломленной волне больше амплитуда колебаний, параллельных плоскости падения.

На рис. 42 представлено падение естественного света из оптически менее плотной среды в оптически более плотную, т. е. при  $n_1 < n_2$ . Вектор, совершающий колебания в плоскости падения (плоскости рисунка), изображается стрелкой, а вектор, совершающий колебания в направлении, перпендикулярном рисунку, – точкой. Поскольку составляющие  $\vec{E}_{\parallel}$  и  $\vec{E}_{\perp}$  в отраженном и преломленном свете различны, то это отражено на рисунке следующим образом: в отраженном свете больше точек, чем стрелок, а в преломленном – наоборот.

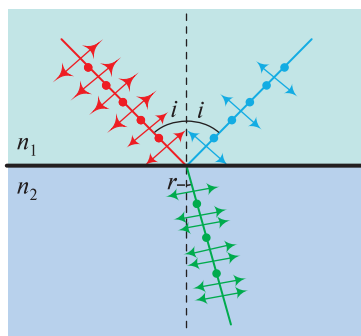


Рис. 42

Из формул Френеля следует, что если сумма углов падения и преломления  $i + r = \frac{\pi}{2}$ , т. е. отраженный луч перпендикулярен преломленному, то:

1) выполняется соотношение Брюстера – тангенс угла падения  $\text{tg } i_{\text{Бр}} = n_{21} = \frac{n_2}{n_1}$ , где  $i_{\text{Бр}}$  – угол падения, или угол Брюстера;

2) отраженный свет является линейно-поляризованным, т. е. в отраженном свете присутствует только составляющая  $\vec{E}_\perp$ , но ее интенсивность мала по сравнению с интенсивностью преломленного света;

3) преломленный свет частично поляризован с максимальной степенью поляризации.

Используя модель электрического диполя, изменение поляризации при отражении можно объяснить следующим образом. Волна, падающая на границу раздела сред 1 и 2, отражается и преломляется, т. е. возбуждает колебания атомов и в первой, и во второй среде. Эти колебания будут происходить в направлении, совпадающем с направлением вектора  $\vec{E}$  световой волны, т. е. в отраженном свете в первой среде колебания диполей перпендикулярны  $OB$ , а во второй среде колебания электрических диполей перпендикулярны  $OC$  (рис. 43).

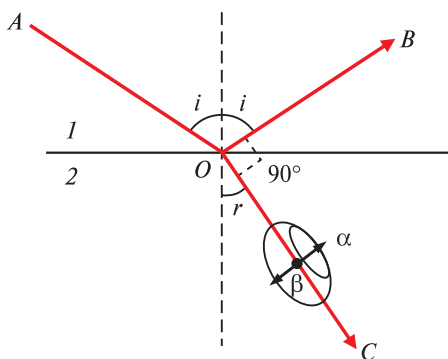


Рис. 43

Каждое из этих колебаний атомов можно представить как сумму двух колебаний, происходящих во взаимно перпендикулярных направлениях: одно из них ( $\alpha$ ) происходит в плоскости падения света (направление колебаний обозначено стрелкой на преломленном луче  $OC$ ), а второе ( $\beta$ ) – перпендикулярно плоскости рисунка (обозначено точкой).

Если свет падает под углом Брюстера, то  $OB \perp OC$ . Следовательно, колебания типа  $\alpha$  совпадают по направлению с  $OB$ . Но электрический диполь не излучает в направлении своей оси (см. рис. 40), значит, диполь, совершающий колебания  $OB$ , не излучает в направлении  $OB$ . Таким образом, вдоль направления  $OB$  идет только излучение диполей типа  $\beta$ , направление колебаний которых перпендикулярно  $OB$ . Отраженный свет оказывается линейно-поляризованным, колебание электрического вектора в нем происходит перпендикулярно к плоскости падения.

Например, при падении естественного света из воздуха на поверхность стекла ( $n_1 = 1$ ,  $n_2 = 1,5$ ) угол Брюстера  $\alpha_{\text{Бр}} = 56^\circ$ , степень поляризации преломленного света  $P = 8\%$ , коэффициент отражения как отношение интенсивности отраженного света к интенсивности падающего  $\rho = \frac{I_{\text{отр}}}{I_{\text{пад}}}$ .

$$\rho = \frac{I_{\text{отр}}}{I_{\text{пад}}}$$

Получить линейно-поляризованный свет с достаточно большой интенсивностью можно, используя несколько одинаковых и параллельно расположенных пластинок. Набор таких пластинок называется стопой Столетова (рис. 44).

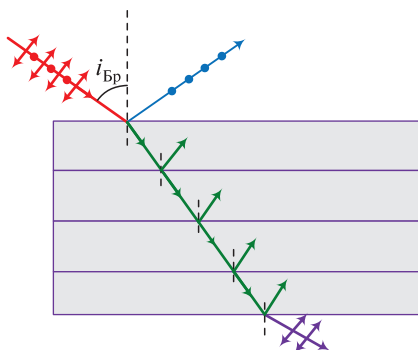


Рис. 44

При падении естественного света под углом Брюстера на стопу Столетова, сложенную из большого числа пластинок, степень поляризации вышедшего из системы света практически 100%, а интенсивность равна половине интенсивности падающего естественного света.

### 2.10.2. Поляризация при рассеянии Рэля

Поляризация света может наблюдаться при его рассеянии, называемом рассеянием Рэля, на частицах, размеры которых много меньше длины световой волны. Рэлей предположил, что в молекулах рассеивающего свет вещества под действием электромагнитной волны возникают вынужденные колебания зарядов, т. е. молекула становится гармоническим осциллятором, излучающим вторичные волны. Поскольку такой осциллятор совершает колебания в направлении, совпадающем с направлением вектора  $\vec{E}$  падающей волны, и не излучает в направлении своей оси, то рассеянный под углом  $90^\circ$  свет является излучением

диполей  $\beta$ , колеблющихся в плоскости, перпендикулярной плоскости рисунка. Это рассеянное излучение полностью поляризовано перпендикулярно плоскости падения (рис. 45).

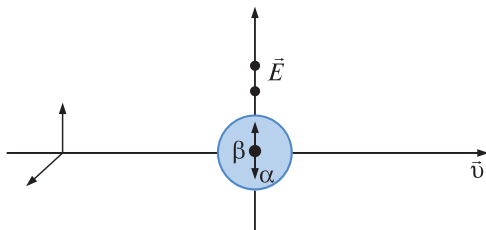


Рис. 45

В других направлениях, образующих с направлением падающего света углы, отличающиеся от  $90^\circ$ , рассеянный свет является частично поляризованным.

### 2.10.3. Определение степени поляризации света

Для получения поляризованного света и анализа вида поляризации используются поляризационные приборы различных типов. В большинстве случаев *поляризатором* называется прибор, который независимо от состояния поляризации излучения на входе дает на выходе линейно-или плоскополяризованный свет.

*Плоскостью поляризации*, или *пропускания (ПП)*, идеального поляризатора называется плоскость, которой должен быть параллелен электрический вектор световой волны, чтобы такая волна прошла через поляризатор без поглощения (изменения интенсивности).

При пропускании линейно-поляризованного света через реальный поляризатор, даже если электрический вектор параллелен ПП, интенсивность света на выходе из поляризатора будет меньше, чем интенсивность падающего света из-за потерь энергии при отражении и поглощении. В дальнейшем, если потери энергии не оговорены, поляризатор будем считать идеальным.

Если электрический вектор не параллелен ПП поляризатора, то через поляризатор проходит только составляющая электрического вектора, параллельная этому направлению.

Пусть направление колебаний светового вектора падающего света составляет угол  $\alpha$  с ПП поляризатора,  $E_0$  – амплитуда этого вектора. После выхода из поляризатора амплитуда светового вектора  $E = E_0 \cos \alpha$ ,

а так как интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды светового вектора, то интенсивность прошедшего света определяется по формуле  $I = I_0 \cos^2 \alpha$ , которая называется *законом Малюса*.

С помощью поляризатора можно исследовать поляризацию света, в этом случае он называется анализатором.

При определении степени поляризации чаще всего изменяют положение ПП анализатора, оставляя неизменным положение ПП поляризатора. При параллельных ПП поляризатора и ПП анализатора интенсивность вышедшего из анализатора света будет максимальной –  $I_{\max}$ , а если направления ПП перпендикулярны, то интенсивность будет минимальна –  $I_{\min}$ .

Степень поляризации света после прохождения поляризатора и анализатора определяется как  $P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$ .

Пусть на систему «поляризатор – анализатор» падает линейно-поляризованный свет. Если ПП поляризатора параллельна вектору  $\vec{E}$  падающего света и параллельна ПП анализатора, то на выходе из анализатора интенсивность света будет равна интенсивности падающего света, т. е. максимально возможной –  $I_{\max}$ . Если анализатор повернуть так, чтобы его ПП составила угол  $90^\circ$  с ПП поляризатора, то на выходе из анализатора интенсивность света будет  $I_{\min} = 0$ . Соответственно, степень поляризации линейно-поляризованного света  $P = 1$ .

В естественном свете результирующий вектор  $\vec{E}$  изменяется хаотически как по ориентации, так и по направлению. Для волн, составляющих естественный свет, угол  $\alpha$  между направлением светового вектора  $\vec{E}$  волны и ПП поляризатора принимает различные значения. Для расчета интенсивности по закону Малюса используют среднее значение  $\langle \cos^2 \alpha \rangle = 0,5$ , соответственно, интенсивность естественного света, прошедшего один поляризатор,  $I = 0,5I_{\text{ест}}$ .

При пропускании естественного света через поляризатор и анализатор с параллельными и перпендикулярными ПП  $I_{\max} = I_{\min}$  и, следовательно,  $P = 0$ . Для частично поляризованного света  $I_{\max} > I_{\min}$ , следовательно,  $0 < P < 1$ .

#### 2.10.4. Двойное лучепреломление

Если фазовая скорость распространения света в веществе или показатель преломления не зависят от направления распространения света, то такие вещества называют *оптически изотропными*. К оптически изотропным веществам относятся многие жидкости, стекла, кристаллы с кубической симметрией расположения частиц.

*Оптически анизотропной* называется среда, в которой скорость распространения световых волн зависит от направления их распространения и состояния их поляризации. Анизотропная среда характеризуется определенным порядком расположения частиц, и/или анизотропией самих частиц. К оптически анизотропным средам относится большинство различных прозрачных кристаллов. При прохождении света через такие кристаллы может наблюдаться явление двойного лучепреломления, т. е. падающий на кристалл луч разделяется в кристалле на два луча, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях.

*Оптической осью* кристалла называется направление в кристалле, скорость распространения световой волны вдоль которого не зависит от направления колебаний светового вектора  $\vec{E}$ . Оптическая ось — не фиксированная прямая в кристалле, а направление, т. е. любая прямая, параллельная оптической оси, также является оптической осью. Кристалл с одной оптической осью называется одноосным, а с двумя оптическими осями — двухосным.

*Главной плоскостью* называется плоскость, проходящая через оптическую ось и направление распространения падающей световой волны. Для каждого направления распространения волны существует своя главная плоскость.

Явление *двойного лучепреломления* заключается в том, что при падении световой волны, например, на одноосный кристалл исландского шпата при распространении света в кристалле возникает две волны, в общем случае расходящихся в разных направлениях и с разными скоростями. Это явление может наблюдаться даже в случае нормального падения.

Волна, распространяющаяся в одноосном кристалле вдоль направления падающей волны при угле падения, равном нулю, называется *обыкновенной*, а направление, вдоль которого она распространяется, называют *обыкновенным лучом*. Вторая преломленная волна называется *необыкновенной*, а направление, вдоль которого она распространяется, называют *необыкновенным лучом*.

Отличия обыкновенной волны от необыкновенной:

1) при заданном направлении распространения падающей волны направление распространения обыкновенной волны в кристалле определяется по законам преломления, а для определения направления распространения необыкновенной волны в общем случае эти законы неприменимы. Как правило, необыкновенный луч не лежит в плоскости падения;

2) обыкновенная волна поляризована перпендикулярно главной плоскости кристалла, а необыкновенная — в главной плоскости;

3) обыкновенная и необыкновенная волны распространяются в одном направлении и с одинаковой скоростью только вдоль направления оптической оси;

4) фазовая скорость, а следовательно, и показатель преломления обыкновенной волны не зависят от направления ее распространения в кристалле. Скорость распространения и показатель преломления необыкновенной волны зависят от направления распространения волны в кристалле.

Если для одноосного кристалла в направлении, перпендикулярном оптической оси, скорость обыкновенной волны больше скорости необыкновенной:  $v_o > v_e$  — и, соответственно, для показателей преломления  $n_o < n_e$ , то кристалл называют *положительным* (например, для кварца  $n_o = 1,544$ ,  $n_e = 1,553$ ), а при обратном соотношении  $v_o < v_e$  и  $n_o > n_e$  кристалл называют *отрицательным* (например, исландский шпат  $n_o = 1,6585$ ,  $n_e = 1,4863$ ).

Пространственное разделение волн с различным направлением поляризации при распространении в анизотропных кристаллах используется для получения поляризованного света из неполяризованного и преобразования состояния поляризации света.

На основании принципа Гюйгенса при двойном лучепреломлении каждая точка фронта волны, достигшая грани кристалла, становится источником двух волн: обыкновенной и необыкновенной. Скорость распространения обыкновенной волны  $v_o$  по всем направлениям одинакова, поэтому точка на грани кристалла становится источником сферической обыкновенной волны. Скорость необыкновенной волны  $v_e$  в направлении оптической оси совпадает со скоростью обыкновенной волны, а по другим направлениям отличается, поэтому в общем случае фронт необыкновенной волны от точки кристалла, которой достиг фронт падающей волны, не является сферической поверхностью, а образует эллипсоид вращения.

На рис. 46 показаны формы фронта от точечного источника для обыкновенной и необыкновенной волн в положительном (рис. 46, а) и отрицательном (рис. 46, б) кристаллах.

На рис. 47 представлено построение Гюйгенса для одноосного отрицательного кристалла при падении световой волны перпендикулярно его грани. Прямая  $OO'$  показывает направление оптической оси кристалла, главная плоскость кристалла совпадает с плоскостью рисунка. В момент падения плоский фронт падающей волны совпадает с гранью кристалла, а точки  $S$  и  $S_1$  становятся источниками вторичных волн.

Поскольку скорость обыкновенной волны одинакова по всем направлениям, то ее волновой фронт сферический, и на рис. 47 он изображен

частью окружности. Для необыкновенной волны скорость распространения вдоль оптической оси такая же, как для обыкновенной, по всем другим направлениям скорость необыкновенной волны больше (отрицательный кристалл). На рис. 47 волновой фронт необыкновенной волны в кристалле представлен проекцией эллипсоида на главную плоскость (плоскость рисунка). В точках пересечения с оптической осью кристалла волновые поверхности обыкновенной и необыкновенной волн (эллипсоид и сфера) соприкасаются, так как  $n_o = n_e$  и, следовательно,  $v_o = v_e$ .

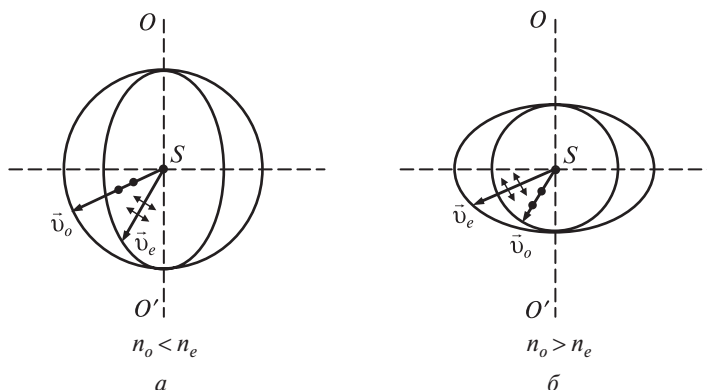


Рис. 46

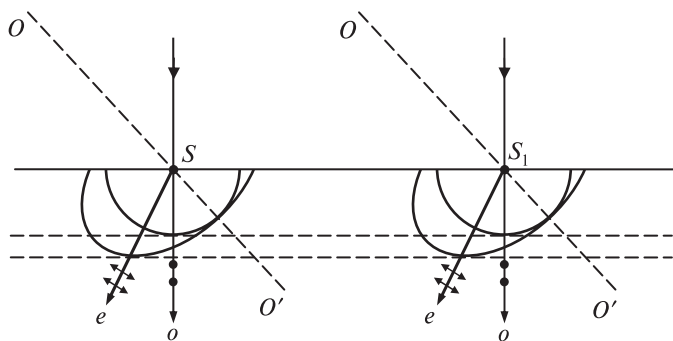


Рис. 47

Положение волнового фронта обыкновенной и необыкновенной волн в кристалле в какой-то момент времени  $t$  показано на рис. 47 пунктирными линиями, направления лучей обозначены как  $o$  для обыкновенной волны и  $e$  — для необыкновенной. Обыкновенные лучи всегда



перпендикулярны волновому фронту, а необыкновенные могут составлять с волновым фронтом угол, отличный от  $90^\circ$ .

Обыкновенная и необыкновенная волны поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях: колебания светового вектора  $o$ -волны происходят перпендикулярно главной плоскости кристалла, их направление указано точками на луче  $o$ , а колебания светового вектора  $e$ -волны — в главной плоскости, направление указано стрелками на луче  $e$ .

При нормальном падении света на кристаллическую пластинку, вырезанную под некоторым углом к оптической оси, на выходе из пластинки формируется два параллельных луча: обыкновенный, поляризованный в плоскости, перпендикулярной рисунку, и необыкновенный, поляризованный в плоскости рисунка (рис. 48, *а*). При нормальном падении света на кристаллическую пластинку, вырезанную вдоль оптической оси, обыкновенный и необыкновенный лучи идут не раздваиваясь, но так как скорости  $o$ - и  $e$ -волны в кристалле различны, то на выходе из пластинки волны имеют разные фазы (рис. 48, *б*).

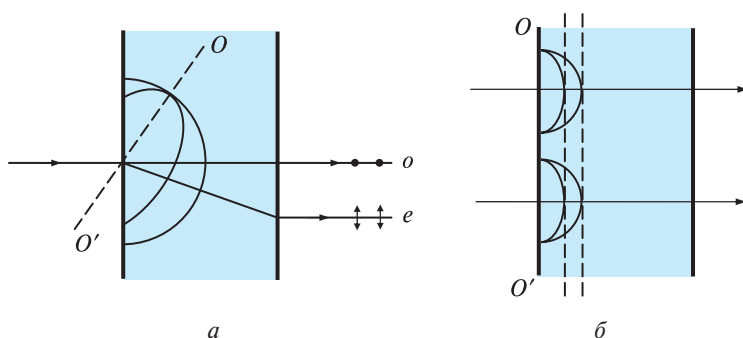


Рис. 48

На рис. 49 схематично изображено прохождение естественного света через систему из поляризатора и кристаллической пластинки. В естественном свете перед падением на поляризатор  $\Pi$  показаны все возможные направления вектора  $\vec{E}$ , из поляризатора выходит линейно-поляризованный свет.

После поляризатора линейно-поляризованный свет падает перпендикулярно пластинке толщиной  $d$ , вырезанной параллельно оптической оси.

Представим вектор напряженности падающей волны  $\vec{E}$  в виде векторов обыкновенной  $\vec{E}_o$  (вдоль оси  $x$ ) и необыкновенной  $\vec{E}_e$  (вдоль оси  $y$ ) волн на входе в пластинку (рис. 50) с величинами  $E_o = E_x \cos \omega t$ ,  $E_e = E_y \sin \omega t$ .

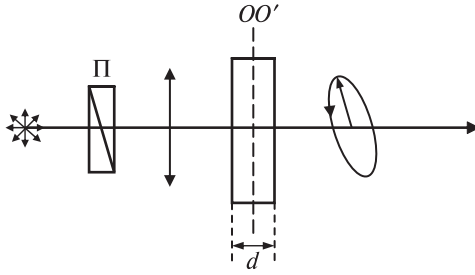


Рис. 49

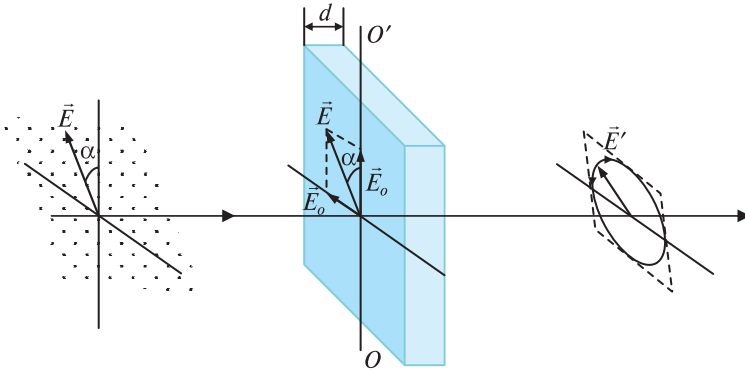


Рис. 50

В пластинке обыкновенная и необыкновенная волны распространяются в одном направлении, но с разными скоростями, и на выходе из нее возникает оптическая разность хода. Если кристалл положительный ( $n_o < n_e$ ), то оптическая разность хода  $\Delta = (n_e - n_o)d$  и, соответственно, разность фаз  $\Delta\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda}(n_e - n_o)$ .

Поскольку обыкновенная и необыкновенная волны поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях, то на выходе из кристалла в общем случае происходит сложение взаимно перпендикулярных колебаний с разными амплитудами и разностью фаз  $\Delta\varphi$ . Соответственно, формируется световая волна, конец светового вектора  $\vec{E}$  которой в общем случае описывает эллипс (см. рис. 50).

Таким образом, в результате прохождения через кристаллическую пластинку линейно-поляризованный свет превращается в эллиптически поляризованный.

Если на эту пластинку падает линейно-поляризованный свет, ПП которого образует углом  $45^\circ$  с ее оптической осью, то при этом амплитуды векторов  $\vec{E}$  обыкновенной и необыкновенной волн равны, а разность фаз  $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$ . В этом случае на выходе из пластинки получается свет с круговой поляризацией.

Если разность фаз  $\Delta\varphi = (2m+1)\pi/2$ , т. е. оптическая разность хода обыкновенной и необыкновенной волн  $\Delta = m\lambda \pm \frac{\lambda}{4}$ , то пластинка называется *четвертьволновой*. При падении на такую пластинку света с круговой поляризацией можно получить свет линейно- или эллиптически поляризованный.

Если оптическая разность хода обыкновенной и необыкновенной волн  $\Delta = m\lambda \pm \frac{\lambda}{2}$  и, соответственно, разность фаз  $\Delta\varphi = (2m+1)\pi$ , то пластинка называется *полуволновой*. При падении перпендикулярно пластинке линейно-поляризованного света на выходе из нее свет остается линейно-поляризованным, но ПП света имеет другое положение в пространстве. Происходит поворот ПП на угол  $2\varphi$ , где  $\varphi$  – угол между ПП падающего света и оптической осью пластинки.

При пропускании эллиптически поляризованного света через полуволновую пластинку происходит поворот плоскости эллипса и изменяется направление вращения светового вектора. Соответственно, разность фаз  $\Delta\varphi = 2\pi m$  и оптическая разность хода  $\Delta = m\lambda$ , при которых разность фаз и разность хода соответствуют целому числу длин волн, получается пластинка в целую длину волны, а свет, проходящий через такую пластинку, остается плоскополяризованным с колебаниями светового вектора в той же плоскости.

### 2.10.5. Поляризационные приборы

Поляризационные приборы можно разделить на две группы: 1) поляризаторы, формирующие линейно- или плоскополяризованное излучение; 2) установки для количественных поляризационно-оптических исследований, которые состоят из поляризаторов, монохроматоров, приемников света, электронной измерительной аппаратуры и т. д.

В поляризаторах в процессе формирования линейно- или плоскополяризованного излучения используются три физических явления: поляризация света при отражении и преломлении, двойное лучепреломление, линейный дихроизм.

При падении под углом Брюстера отраженный свет поляризован полностью, а преломленный – частично. Однако интенсивность полностью поляризованного отраженного света мала и в большой степени зависит от угла падения и длины волны. Чтобы получить полностью поляризованный преломленный свет, необходимо его пропустить через несколько прозрачных пластин (стопа Столетова), при этом также будут потери интенсивности.

Двойное лучепреломление используется в поляризационных призмах. Например, в призме Николя (или просто – николь (N)) используются явления двойного лучепреломления и полного отражения.

Николь создал в 1828 г. У. Николь из двух одинаковых призм с треугольным сечением, склеенных между собой канадским бальзамом. Призмы изготовлены из монокристалла исландского шпата так, чтобы торцы призм составляли угол  $68^\circ$  с направлением падающего света, а оптическая ось составляла угол  $48^\circ 15'$  с плоскостями граней призм (рис. 51).

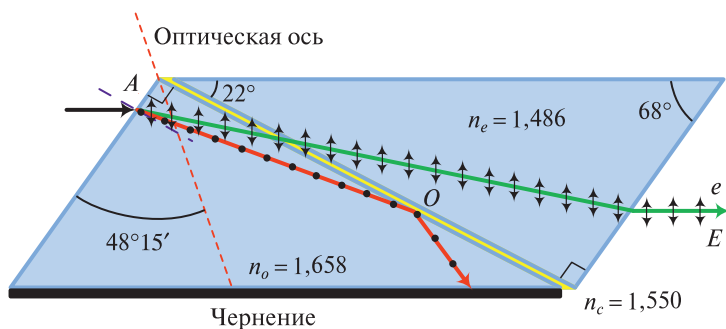


Рис. 51

Исландский шпат является отрицательным кристаллом, так как показатель преломления кристалла для обыкновенного луча  $n_o = 1,658$ , а для необыкновенного –  $n_e = 1,486$ . Две призмы соединены плоскопараллельным слоем канадского бальзама, который прозрачен для диапазона волн оптического диапазона и имеет показатель преломления  $n_c = 1,550$ .

На рис. 51 показано, что при падении света на боковую грань нижней призмы угол преломления для обыкновенного луча меньше, чем для необыкновенного. При указанном значении показателей преломления и углов призм обыкновенный луч при падении на плоскопараллельный слой канадского бальзама испытывает полное отражение и либо

выходит через нижнюю грань, либо поглощается в ней, если она покрыта зачерняющим веществом.

Необыкновенный луч, пройдя сквозь первую призму, падает на тонкий плоскопараллельный слой канадского бальзама и, пройдя сквозь него, распространяется во второй призме вдоль того же направления.

*Дихроизмом* называется явление различного поглощения света анизотропным веществом в зависимости от состояния его поляризации. На практике рассматриваются и используются три вида дихроизма: линейный, эллиптический и круговой.

*Линейным дихроизмом* называется явление анизотропного (различного) поглощения веществом света с взаимно перпендикулярными направлениями линейной поляризации. Например, при прохождении света через монокристалл турмалина толщиной около 1 мм обыкновенный луч поглощается практически полностью, а из кристалла выходит полностью поляризованный необыкновенный луч.

При прохождении света через кристалл сульфата йодистого хинина полное поглощение одного из лучей отмечается уже на расстояниях в 0,1 мм. Поэтому кристаллы сульфата йодистого хинина используются в поляроидных пленках, представляющих собой искусственно приготовленные целлулоидные пленки, на поверхность которых наносится большое количество одинаково ориентированных кристаллов сульфата йодистого хинина.

Анизотропное поглощение можно объяснить анизотропным строением кристаллической решетки монокристаллов и анизотропным распределением электронов в ней. Под действием вектора напряженности электрического поля световой волны возникают вынужденные колебания электронов вещества и, соответственно, происходит излучение колеблющимися электронами вторичных электромагнитных волн.

Из-за анизотропии монокристалла электроны могут совершать вынужденные колебания преимущественно в каком-то одном направлении. Если направление колебаний вектора напряженности световой волны совпадает с этим направлением, то за счет энергии световой волны возникают вынужденные колебания с максимальной амплитудой. Энергия вынужденных колебаний передается кристаллической решетке, и таким образом энергия световой волны переходит во внутреннюю энергию вещества или поглощается.

Если направление колебаний вектора напряженности световой волны перпендикулярно направлению максимальных возможных колебаний электронов в веществе, то вынужденные колебания происходят с небольшой амплитудой. В этом случае энергия световой волны пере-

ходит в энергию вторичных электромагнитных волн, а не передается кристаллической решетке, и поглощение света невелико.

*Эллиптический дихроизм* проявляется в различном поглощении веществом света с правой и левой эллиптической поляризацией.

*Круговой, или циркулярный, дихроизм* является частным случаем эллиптического и наблюдается при прохождении через вещество света с различными направлениями круговой поляризации. Этот эффект открыл Э. Коттон в 1911 г., поэтому его иногда называют эффектом Коттона.

Установки для количественных поляризационно-оптических исследований широко используются для исследования, например, строения и концентрации оптически активных веществ.

Вещество называется оптически активным, если при прохождении через него линейно-поляризованного света наблюдается поворот плоскости поляризации этого света.

Оптическая активность была обнаружена в 1811 г. Д. Ф. Араго у кварца, а в 1815 г. Ж. Б. Био открыл оптическую активность у чистых жидкостей (скипидара), растворов и паров многих, чаще всего органических, веществ.

При прохождении в веществе слоя толщиной  $l$  линейно-поляризованный свет остается таковым, но его ПП поворачивается на угол  $\varphi = \alpha l$ , где  $\alpha$  зависит от химического строения вещества, взаимодействия его молекул, конформации (строения) макромолекул, длины волны света, температуры.

Если линейно-поляризованный свет проходит толщину  $l$  оптически активной чистой жидкости или раствор оптически активного вещества в прозрачном растворителе, то угол поворота ПП определяется соотношениями  $\varphi = [\alpha]\rho l$  или  $\varphi = [\alpha]Cl$ , где  $[\alpha]$  – удельная постоянная вращения;  $\rho$  – плотность жидкости;  $C$  – концентрация оптически активного вещества в растворе. Экспериментально было установлено, что поворот ПП света в данном веществе может происходить либо по ходу часовой стрелки ( $\varphi > 0$ ), либо против хода часовой стрелки ( $\varphi < 0$ ), если смотреть навстречу направлению распространения света. Поэтому оптически активные вещества называют правовращающими в первом случае ( $\varphi > 0$ ) и левовращающими во втором ( $\varphi < 0$ ).

Установлено, что оптически активные вещества бывают двух типов. Вещества, относящиеся к первому типу (аминокислоты, сахара, камфора, винная кислота), оптически активны в любом агрегатном состоянии, а вещества второго типа – только в кристаллической фазе. Это объясняется тем, что вещества первого типа состоят из молекул с асимметричным строением, так как не имеют ни центра, ни плоскостей симметрии. Такие молекулы называются хиральными, а вещество, состоящее из хиральных молекул, проявляет оптическую активность во всех агрегатных состояниях. Хиральные молекулы могут существовать

в двух изомерных формах, зеркально симметричных друг другу (рис. 52) и имеющих одинаковые физические и химические свойства, но одна форма является правовращающей, а вторая — левовращающей.

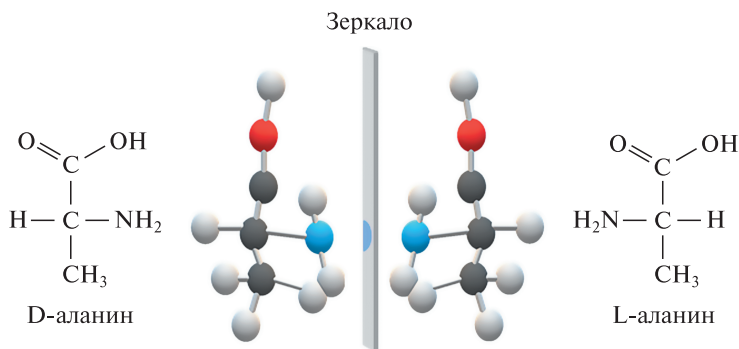


Рис. 52

Например, аминокислоты, из которых состоят белки всех живых существ на Земле, синтезируются в биологических процессах только в левовращающей форме. Простейшие аминокислоты можно получать химическим синтезом, но в этом случае возникает рацемат, не обладающий оптической активностью и состоящий на 50 % из правовращающих молекул, на 50 % — из левовращающих.

Оптически активные вещества второго типа обладают оптической активностью только в кристаллическом состоянии, например кристаллы кварца, теллура  $\text{RbNO}_3$ . Это обусловлено хиральной структурой кристалла в целом, так как в этом случае в кристаллической ячейке расположение атомов или молекул асимметрично либо асимметричны молекулы, расположенные в узлах кристаллической решетки.

Вращение ПП оптически активными веществами обратимо, т. е. если линейно-поляризованный свет проходит через вещество дважды: сначала в одном, а затем в обратном направлении, — то начальное положение ПП восстанавливается.

Оптическая активность вещества может возникать при помещении его в электрическое или магнитное поле. Например, М. Фарадей в 1845 г. обнаружил вращение плоскости линейно-поляризованного света веществом, помещенным в постоянное магнитное поле, при распространении света вдоль линий напряженности магнитного поля. На рис. 53 линейно-поляризованный свет после поляризатора падает на вещество и проходит в нем расстояние  $d$ .

При небольшой величине напряженности магнитного поля угол поворота ПП  $\psi = VHd$ , где константа  $V$  – постоянная Верде (постоянная магнитного вращения) – зависит от свойств вещества, длины волны излучения и температуры.

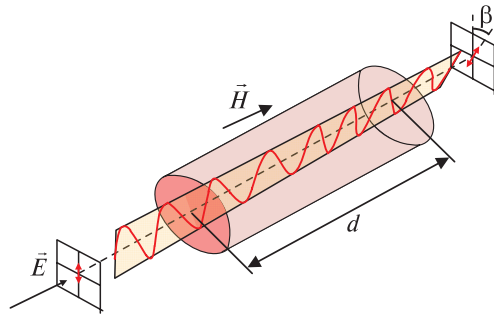


Рис. 53

Эффект Фарадея отличается от естественного вращения ПП оптически активными веществами тем, что не обладает свойством обратимости. Угол вращения ПП в магнитном поле не зависит от направления распространения света: вдоль направления линий магнитного поля или противоположно их направлению. Поэтому если через слой вещества, помещенного в магнитное поле, пропускать линейно-поляризованный свет несколько раз, то в одном направлении, то в другом, угол поворота ПП возрастает в соответствующее число раз.



## КВАНТОВЫЕ СВОЙСТВА СВЕТА

В XIX в. при проведении различных экспериментальных исследований обнаружили факты, которые не могли быть объяснены на основании данных геометрической и волновой оптики. Это, например, спектры излучения и поглощения газов и вещества в других агрегатных состояниях, спектр излучения черного тела, явление фотоэффекта.

### 3.1. Спектры поглощения и излучения одноатомных газов

И. Ньютон наблюдал непрерывные дисперсионные спектры солнечного света. Однако в 1802 г. У. Волластон сообщил о наблюдении темных линий в спектре Солнца, а в 1814 г. около 500 темных линий в спектре Солнца обнаружил и описал Й. Фраунгофер (в честь него эти линии называются линиями Фраунгофера).

Наличие темных линий означало отсутствие в сплошном спектре определенных длин волн или частот, поэтому их назвали линиями поглощения.

*Линейчатым спектром поглощения* называется набор отдельных линий поглощения, наблюдаемых на фоне непрерывного спектра излучения.

Для наблюдения спектра поглощения через стеклянный баллон с одноатомным газом или паром пропускают свет от источника, дающего непрерывный спектр, а затем излучение, прошедшее через газ или пар, пропускают через призму или дифракционную решетку.

В 1854–1859 гг. Г. Кирхгоф и Р. В. Бунзен при изучении спектров пламени, окрашенного парами металлических солей, обнаружили яркие линии в этих спектрах, а затем установили, что яркие линии в спектре пламени совпадают с темными линиями, проявляющимися при пропускании через пламя «внешнего» света. На основании этих исследований в 1859 г. Г. Кирхгоф сформулировал *закон обратимости спектральных линий*: линии поглощения атомарного газа соответствуют линиям его испускания (излучения) при других условиях.

*Линейчатым спектром излучения* называется набор отдельных линий, испускаемых атомарным газом или паром при получении энергии.

Одним из способов наблюдения спектров излучения водорода, других газов и паров, является следующий: через газоразрядную трубку, заполненную разреженным газом или паром, пропускают ток, а полученное излучение разлагают в спектр с помощью призмы или дифракционной решетки. На рис. 54 представлены открытые в начале XIX в. дискретные спектральные линии в спектрах излучения и поглощения атомарного водорода в видимой области. Позднее дискретные серии спектральных линий атомарного водорода были обнаружены и в других областях спектра.

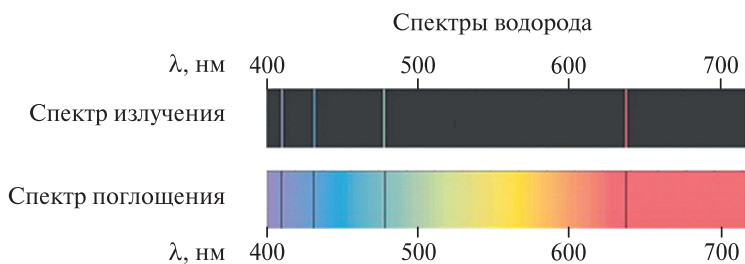


Рис. 54

В работах И. Бальмера (1885), Й. Ридберга (1890) и В. Ритца (1908) было показано, что частоты в разных диапазонах излучения атомарного водорода можно рассчитать по формуле  $\nu = R \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$ , где  $R = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$  – постоянная Ридберга. При различных значениях  $m$  и  $n$  наблюдаются:

- 1)  $m = 1, n = 2, 3, 4, 5, \dots$  – серия линий в ультрафиолете (серия Лаймана);
- 2)  $m = 2, n = 3, 4, 5, 6, \dots$  – серия линий в видимой области (серия Бальмера);
- 3)  $m = 3, n = 4, 5, 6, 7, \dots$  – серия линий в инфракрасной области (серия Пашена).

В результате исследования других атомарных газов было установлено, что всякий атомарный разреженный газ излучает или поглощает линейчатый спектр, причем для газов различных химических элементов линейчатые спектры уникальны – никогда не совпадают. Поскольку в разреженных газах атомы практически не взаимодействуют друг с другом, пришли к заключению, что свет излучают именно атомы, но причины возникновения линейчатых спектров излучения и поглощения были выяснены значительно позже.

### 3.2. Спектры излучения и поглощения абсолютно черного тела

Термин «абсолютно черное тело» был введен Г. Кирхгофом в 1862 г. *Абсолютно черным телом* называется модель в физике, тело или вещество, которое при любой температуре поглощает падающее на него электромагнитное излучение во всем диапазоне частот или длин волн. Таким свойством обладает, например, сажа.

Несмотря на то что тело называется абсолютно черным, при сообщении ему энергии, например при высоких температурах, оно испускает электромагнитное излучение, воспринимаемое зрительной системой человека как имеющее иной цвет (не черный), причем цвет излучения (и самого светящегося тела) определяется температурой тела. Например, при температуре  $\leq 1000$  К будет наблюдаться красный цвет, в диапазонах 2000–3000 К – желтый, 5500–6500 К – белый, при температуре  $\geq 15\,000$  К – голубой.

В 1890 г. М. Планк для объяснения закономерностей излучения абсолютно черного тела ввел понятие кванта как порции энергии, предположив, что электромагнитное излучение испускается такими порциями. Согласно гипотезе Планка энергия кванта определяется по формуле  $\epsilon = h\nu$ , где  $h \approx 6,63 \cdot 10^{-34}$  Дж·с;  $\nu$  – частота излучения.

### 3.3. Явление фотоэффекта

В 1888–1890 гг. А. Г. Столетовым было исследовано явление фотоэффекта и установлены его законы, которые также не могли быть объяснены в рамках классических представлений.

**Внешним фотоэффектом (фотоэлектронной эмиссией)** называется испускание электронов веществом под действием электромагнитного излучения. Электроны, вылетающие из вещества при внешнем фотоэффекте, называются *фотоэлектронами*, а электрический ток, создаваемый ими при упорядоченном движении во внешнем электрическом поле, – *фототоком*.

В настоящее время для исследования закономерностей фотоэффекта используют установку, схематически представленную на рис. 55, где 1 – катод К; 2 – двойной ключ для изменения полярности; 3 – источник монохроматического света; 4 – кварцевое окошко; 5 – анод; 6 – стеклянный вакуумный баллон; 7 – электроизмерительные приборы для снятия вольтамперной характеристики; 8 – потенциометр для регулирования напряжения; 9 – источник напряжения.

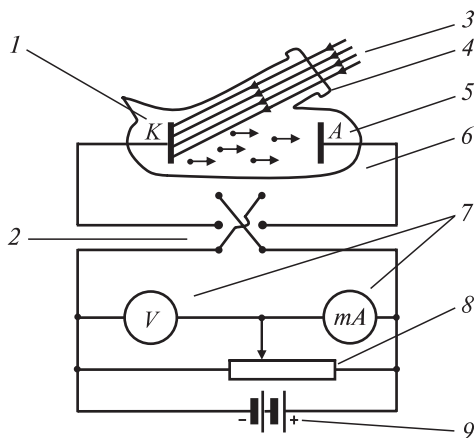


Рис. 55

Установка состоит из баллона, в котором создан высокий вакуум с кварцевым окном для прохождения внутрь электромагнитного излучения. Кварцевое стекло изготавливают из чистого оксида кремния  $\text{SiO}_2$  и применяют в оптике для исследований во всем оптическом диапазоне: ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной областях спектра.

При падении на металлический катод электромагнитного излучения в цепи, подключенной к аноду и катоду, появляется электрический ток, регистрируемый микроамперметром. Поскольку в баллоне создан вакуум, то электрический ток может быть только потоком электронов, движущихся от катода к аноду.

В результате экспериментов А. Г. Столетов получил вольтамперную характеристику фотоэффекта, т. е. зависимость силы фототока от величины приложенного напряжения при постоянной частоте и интенсивности падающего излучения (рис. 56).

Как видно из рис. 56, при отсутствии напряжения между анодом и катодом ( $U = 0$ ) сила фототока может быть не равна нулю. Это означает, что даже при отсутствии электрического поля между катодом и анодом часть вылетевших из катода электронов достигает анода. Для того чтобы фототок прекратился, необходимо подать на электроды некоторое отрицательное напряжение, в этом случае потенциал катода будет выше потенциала анода и поле между анодом и катодом будет тормозящим для электронов. При увеличении отрицательного напряжения ( $U < 0$ ) фототок будет уменьшаться, а при некотором напряжении, называемом задерживающим  $U_3$ , станет равным нулю.

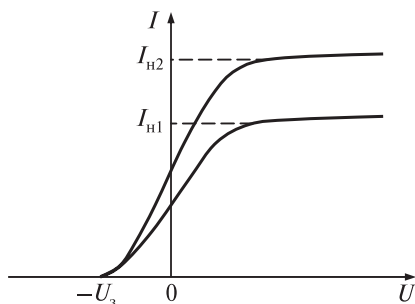


Рис. 56

При положительном напряжении между катодом и анодом ( $U > 0$ ) под действием электрического поля электроны движутся с ускорением, их скорость и, следовательно, сила тока возрастают. При некотором напряжении сила тока достигнет максимального значения (при неизменной частоте и интенсивности падающего на катод излучения), называемого током насыщения  $I_n$ .

Поскольку ток в вакууме — это поток движущихся электронов от катода к аноду, наличие тока насыщения, начиная с некоторого напряжения, означает, что все электроны, вылетевшие из катода, достигают анода.

При увеличении интенсивности падающего излучения ток насыщения также будет иметь большую величину (см. рис. 56).

Анализ вольтамперных характеристик, измеренных при различных интенсивностях и частотах падающего излучения для катодов из разных материалов, позволил А. Г. Столетову сформулировать закономерности, известные как *законы фотоэффекта*:

1) сила фототока насыщения  $I_n$  (следовательно, и количество фотоэлектронов, вылетающих в единицу времени с единицы площади поверхности катода) прямо пропорциональна интенсивности падающего монохроматического излучения (см. рис. 56).

Столетов установил, что при неизменной частоте падающего на катод излучения и при увеличении интенсивности растет величина тока насыщения, но величина задерживающего напряжения  $U_3$  не изменяется, т. е.  $U_3$  не зависит от интенсивности падающего излучения;

2) максимальная скорость фотоэлектронов не зависит от интенсивности падающего излучения;

3) максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно возрастает с увеличением частоты падающего монохроматического излучения.

В 1905 г. для объяснения фотоэффекта А. Эйнштейн использовал гипотезу Планка и предположил, что свет не только излучается порциями — квантами, но и распространяется в виде потока частиц — квантов, или фотонов, которые движутся со скоростью света. При падении на катод потока квантов они отдают свою энергию и перестают существовать, а часть энергии квантов получают электроны, вылетающие из катода.

Согласно уравнению Эйнштейна для внешнего фотоэффекта при получении энергии фотона одним электроном  $h\nu = A_{\text{в}} + \frac{mv_{\text{max}}^2}{2}$ , где  $A_{\text{в}}$  — работа выхода электрона из катода;  $E_k = \frac{mv^2}{2}$  — максимальная кинетическая энергия вылетевшего электрона. Это уравнение представляет собой закон сохранения энергии при явлении внешнего фотоэффекта.

*Работой выхода*  $A_{\text{в}}$  (в классической физике) называется минимальная энергия, которую необходимо сообщить электрону для вылета из металла. Работа выхода зависит от химического состава металла, состояния его поверхности, температуры. Как правило, значение работы выхода для различных металлов дается в справочниках в электрон-вольтах ( $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ ).

Установим причину, почему для вылета электрона из металлического катода необходима работа выхода. В классической физике модель любого металла — это кристаллическая решетка положительных ионов и большое количество свободных электронов с концентрацией  $n \sim 10^{28} - 10^{29} \text{ м}^{-3}$ , которые могут свободно перемещаться между ионами кристаллической решетки подобно «электронному газу», причем

средняя скорость хаотического движения электронов  $\langle v_x \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$

при комнатной температуре около 300 К составляет около 100 км/с.

Если в результате хаотического движения какие-то электроны вылетают из поля, создаваемого кристаллической решеткой положительных ионов в металле, то с точки зрения классической физики на поверхности металла возникает нескомпенсированный положительный заряд, а электроны образуют вблизи поверхности металла объемный отрицательный заряд. Эти заряды создают электрическое поле, которое препятствует дальнейшему вылету электронов из металла.

Необходимо отметить, что не каждый поглощенный фотон приводит к вылету (эмиссии) электрона. На практике эффективность вылета электронов характеризуется квантовым выходом — величиной, равной отношению числа вылетающих фотоэлектронов к числу поглощенных фотонов, и эта величина обычно меньше единицы.

Уравнение Эйнштейна позволило объяснить установленные экспериментально законы фотоэффекта.

Сила тока насыщения определяется числом электронов  $N_э$ , достигших анода за промежуток времени  $t$ :  $I_n = \frac{N_э |e|}{t}$ , где  $|e|$  – модуль заряда электрона.

Интенсивность падающего излучения  $I = \frac{W}{St}$ , где  $W$  – энергия излучения, падающего за время  $t$  на катод с площадью  $S$ . Энергию падающих фотонов можно записать как  $W = N_ф hv$ , где  $N_ф$  – число падающих фотонов;  $v$  – частота излучения. Тогда интенсивность излучения  $I = \frac{N_ф hv}{t}$ , и чем больше интенсивность или число упавших на катод электронов, тем больше число электронов, достигших анода.

Объясним тот факт, что задерживающее напряжение не зависит от интенсивности. При отрицательном напряжении между анодом и катодом электрическое поле тормозит вылетающие из катода электроны, и если работа выхода  $A_в = eU_з$  тормозящего поля равна кинетической энергии вылетающих электронов  $\frac{mv_{max}^2}{2} = eU_з$ , то они не долетают до анода и ток равен нулю.

При подстановке в уравнение Эйнштейна получим  $hv = A_в + eU_з$ , т. е. величина задерживающего напряжения линейно возрастает с увеличением частоты излучения и при этом не зависит от его интенсивности.

Соответственно, уравнение Эйнштейна также хорошо объясняет второй и третий законы фотоэффекта.

Для металла катода при постоянной температуре работа выхода также постоянна. Следовательно, при уменьшении частоты падающего излучения будет уменьшаться кинетическая энергия вылетающих электронов. Если величина кинетической энергии  $E_{max} = 0$ , то при некоторой (минимальной) частоте излучения, согласно уравнению Эйнштейна,  $h\nu_{min} = A_в$ , т. е. фотоэффект происходит, так как электрон выходит из металла, но не имеет кинетической энергии.

На практике для характеристики излучения используется не только частота, но и длина волны. Взяв соотношение между ними, можно записать  $\nu_{min} = \frac{c}{\lambda_{max}} = \frac{A_в}{h}$ , где  $c$  – скорость света в вакууме.

Для минимальной частоты  $\nu_{min}$  (максимальной длины волны  $\lambda_{max}$ ) используют термин «красная граница фотоэффекта», который возник по сравнению с диапазоном длин волн или частот света, воспринимаемых зрительной системой человека; для красного света самая

маленькая частота  $\nu_{\min} = \nu_{\text{кр}} \approx 7 \cdot 10^{14}$  Гц и самая большая длина волны  $\lambda_{\max} = \lambda_{\text{кр}} \approx 700$  нм.

Для многих металлов работа выхода составляет 3–5 эВ. Следовательно, для них минимальные частоты  $\nu_{\text{кр}}$  соответствуют ультрафиолетовой области спектра. У щелочных металлов (Na, K, Rb, Cs) и их оксидов работа выхода немногим больше 1 эВ и, соответственно, красная граница лежит в видимой или ближней инфракрасной области.

Используя уравнение  $h\nu = A_{\text{в}} + eU_3$ , можно получить зависимость задерживающего напряжения от частоты:  $U_3 = \frac{h\nu}{e} - \frac{A_{\text{в}}}{e} = \frac{h\nu}{e} - \frac{h\nu_{\min}}{e}$ , а также представить эту зависимость графически (рис. 57).

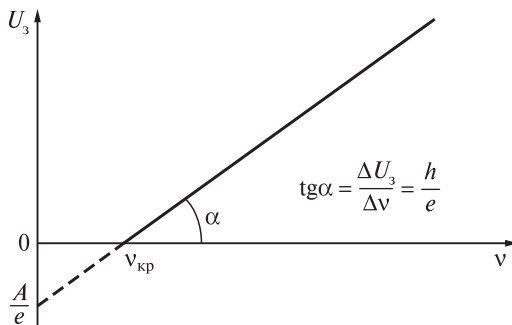


Рис. 57

По наклону прямой, изображающей зависимость задерживающего напряжения от частоты  $\nu$  (см. рис. 57), можно определить постоянную Планка. Точка пересечения прямой с осью абсцисс ( $\nu = \nu_{\text{кр}}$ ) позволяет определить величину красной границы фотоэффекта и работы выхода ( $A_{\text{в}} = h\nu_{\text{кр}}$ ) для исследуемого металла.

### 3.4. Объяснение линейчатых спектров атомарного водорода

К началу XX в. в физике сложились представления о том, что свет излучают именно атомы, и было установлено, что набор линий линейчатого спектра однозначно соответствует атомам какого-то химического элемента, но исчерпывающего объяснения этих закономерностей не было.

В 1911 г. на основании проведенных экспериментов Э. Резерфорд выдвинул гипотезу о планетарном строении атома, в центре которого



находится положительно заряженное ядро и вокруг него движется по круговым орбитам электроны. Однако если электроны движутся по круговым орбитам, то они движутся с ускорением, а ускоренно движущийся заряд должен излучать электромагнитные волны, которые уносят с собой энергию. Следовательно, теряющие энергию электроны будут приближаться к ядру и при этом должны излучать волны с уменьшающейся частотой. Таким образом, модель Резерфорда не могла объяснить стабильное существование атомов и линейчатые спектры излучения и поглощения.

В 1913 г. для объяснения связи между спектральными закономерностями для атома водорода и его строением по Резерфорду Н. Бор сформулировал следующие постулаты:

1) атом может находиться только в особых стационарных или квантовых состояниях, каждому из которых соответствует определенная энергия. В стационарном состоянии атом энергию не излучает, в основном состоянии с минимальной энергией атом может находиться практически бесконечно большое время, при получении соответствующей энергии атом переходит в другое стационарное состояние (возбужденное), но оно является нестабильным и через промежуток времени примерно  $10^{-8}$  с атом возвращается в основное (стабильное) состояние;

2) при переходе атома из одного стационарного состояния в другое испускается или поглощается квант (фотон) электромагнитного излучения. Энергия фотона равна разности энергий атома в двух стационарных состояниях:  $h\nu_{nm} = E_n - E_m$ , где  $n$  и  $m$  – номера стационарных состояний.

Если  $E_n > E_m$ , атом излучает энергию, при  $E_m > E_n$  атом поглощает энергию.

Постулаты Бора позволили сформировать простейшую модель наблюдаемых для разреженного атомарного водорода линейчатых спектров излучения и поглощения. Если атом в основном состоянии получает энергию, соответствующую разнице энергий в основном и каком-то из возбужденных состояний, то он переходит в это состояние (электрон в атоме переходит на соответствующую орбиту). Через промежуток времени около  $10^{-8}$  с, называемый временем жизни возбужденного состояния, происходит переход атома в возбужденные состояния с меньшими энергиями или в основное состояние. При каждом таком переходе излучается квант соответствующей частоты (длины волны).

Спектр излучения возникает, если атомарный водород в сосуде получает энергию, например при нагревании или пропускании электрического тока.

Спектр поглощения наблюдается, если через сосуд с газом пропускать от какого-либо источника излучение, в составе которого есть кванты, имеющие энергии, соответствующие разнице энергий различных квантовых состояний атома водорода. Атомы водорода поглощают эти кванты, и в излучении, прошедшем через газ, отсутствуют соответствующие частоты (длины волн), поэтому в спектре прошедшего через газ излучения наблюдаются темные линии.

Для атомарного водорода Бор получил формулу энергии атома в основном ( $n = 1$ ) состоянии:  $E_1 = -\frac{m|e|^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \approx -13,53$  эВ, а также формулу энергии атома водорода в любом возбужденном состоянии через его энергию в основном:  $E_n = \frac{E_1}{n^2}$ . Используя эти формулы и второй постулат, Бор рассчитал основные частоты для спектров атомарного водорода, которые почти совпали с частотами, измеренными экспериментально.

Теория атома водорода, предложенная Бором, включала как элементы классической физики (закон Ньютона), так и квантовые постулаты, т. е. содержала целый ряд противоречий. Эта теория не смогла объяснить обнаруженные экспериментально различия в интенсивности спектральных линий атомарного водорода, также не удалось рассчитать набор частот для излучения следующего простейшего атома — гелия.

Кроме того, было обнаружено, что каждая линия в регистрируемых спектрах водорода, воспринимаемая зрительной системой человека, состоит из компонент с близкими, но различными частотами (длинами волн), т. е. атом излучает не одну частоту (длину волны), как следовало из постулатов Бора, а несколько.

### 3.5. Полуширина спектральных линий

На рис. 58 показана простейшая графическая модель зависимости относительной интенсивности составляющих компонент спектральной линии от их частоты, т. е. отношение интенсивности компонент с различной частотой к максимальной интенсивности компоненты с частотой  $\nu_0$ . Кроме компоненты определенной частоты с максимальной интенсивностью, есть набор компонент с меньшими и большими частотами и с различной интенсивностью.

Следовательно, атом излучает набор квантов с различной энергией вблизи основной частоты соответствующей спектральной линии.

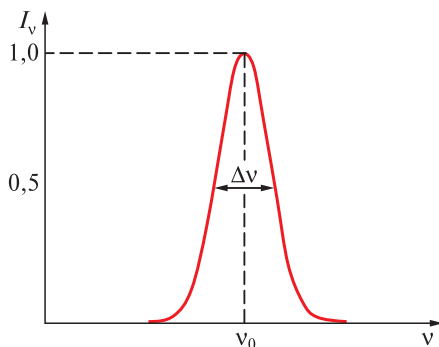


Рис. 58

*Полушириной спектральной линии* называется интервал частот (длин волн), для которых интенсивность составляет половину максимальной интенсивности.

Для того чтобы объяснить уширение спектральных линий, необходимо учесть два важнейших положения квантовой физики: корпускулярно-волновой дуализм и соотношения неопределенностей.

**Корпускулярно-волновой дуализм.** На основании того, что свет в одних условиях проявляет волновые свойства, а в других — свойства частиц (корпускул), в 1924 г. Л. де Бройль выдвинул гипотезу, что корпускулярно-волновой дуализм универсален и свойственен любым материальным объектам. Согласно этой гипотезе любая частица, обладающая импульсом, обладает и волновыми свойствами и ее длина волны вычисляется

по формуле  $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}$ , где  $m$  — масса частицы;  $v$  — ее скорость;  $h \approx 6,63 \cdot 10^{-34}$  Дж·с.

Данная гипотеза была позднее подтверждена различными экспериментами. Тогда первый постулат Бора о существовании стационарных состояний можно рассматривать с учетом волновой природы электрона, т. е. считать, что в атоме возможны только те круговые орбиты, на которых укладывается целое число волн де Бройля для электрона.

**Соотношения неопределенностей.** Одним из основных принципов квантовой механики является принцип неопределенности, сформулированный В. Гейзенбергом в 1927 г. Согласно этому принципу частица, например электрон, не может иметь одновременно точных значений координаты и импульса, их неопределенности связаны соотношением

$\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{h}{2\pi}$ , где  $h \approx 6,63 \cdot 10^{-34}$  Дж·с.

Аналогичное соотношение сформулировано для неопределенности энергии частицы:  $\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{h}{2\pi}$ . Оно означает, что для определения энергии частицы с точностью  $\Delta E$  необходимо время  $\Delta t$ , определяемое из этого соотношения.

Оценим приближенно значение неопределенности энергии атома в возбужденном состоянии, используя среднее значение времени существования (времени жизни) атома в этом состоянии  $10^{-8}$  с. Тогда примерное значение неопределенности энергии атома в возбужденном состоянии  $\Delta E \geq \frac{h}{2\pi\Delta t} \geq \frac{6,63 \cdot 10^{-34}}{6,28 \cdot 10^{-8}} \geq 1,06 \cdot 10^{-26}$  (Дж)  $\approx 0,66 \cdot 10^{-7}$  (эВ).

Данная величина неопределенности энергии атома показывает, что энергия атома в каком-то возбужденном состоянии не является строго фиксированной, а соответственно, возбужденные энергетические уровни атома имеют так называемую естественную ширину. Следствием этого будет естественное уширение спектральной линии, т. е. распределение интенсивности излучения (поглощения) по частоте (длине) волны.

Величина полученного значения неопределенности энергии атома  $0,66 \cdot 10^{-7}$  эВ очень мала, например по сравнению с рассчитанными по теории Бора энергиями атома во втором и третьем возбужденных состояниях:  $-3,38$  и  $-1,50$  эВ соответственно. В связи с этим для регистрации естественного уширения спектральных линий необходимо современное высокотехнологичное оборудование для спектрального анализа, а в первых экспериментах по изучению спектров поглощения и излучения регистрировались лишь очень узкие спектральные линии.

Для объяснения регистрируемого экспериментального уширения спектральных линий необходимо учесть и другие факторы, такие как эффект Доплера и взаимодействие атомов газа.

В разреженном газе в процессе хаотического движения атомы движутся относительно сосуда с огромными скоростями. *Эффектом Доплера* называется изменение частоты (длины волны), регистрируемой приемником, при относительном движении источника излучения относительно приемника. В разреженном газе излучающие атомы хаотически движутся в различные стороны относительно спектрального прибора, поэтому регистрируемые в спектре частоты (длины волн) различны, причем доплеровское уширение спектральных линий возрастает при увеличении температуры газа.

Даже в разреженном газе энергетическое состояние атомов зависит от их взаимодействия при столкновении друг с другом или со стенками

сосуда. Вследствие этого взаимодействия возрастает диапазон неопределенности энергии атома в возбужденном состоянии и, соответственно, регистрируется уширение спектральных линий.

Если газ состоит из молекул, то взаимодействие атомов в составе молекулы вызывает еще большее уширение спектральных линий. Например, регистрируемые спектры для разреженного молекулярного водорода по сравнению со спектрами атомарного водорода представляют собой не набор узких линий, а систему полос.

### 3.6. Поглощение света веществом

При прохождении света через вещество возможно несколько механизмов преобразования энергии электромагнитной волны:

- 1) поглощение энергии и ее частичное возвращение в виде энергии излучения (как и для атомарных разреженных газов);
- 2) рассеяние энергии на флуктуациях плотности или неоднородностях вещества;
- 3) необратимый переход части энергии, поглощенной веществом, в его внутреннюю энергию.

В отличие от линейчатых спектров разреженных атомарных газов и полосатых спектров газов в молекулярном состоянии, спектры поглощения света жидкостями (растворами веществ в растворителях) характеризуется очень широкими сложными полосами. Применение приборов с высокой разрешающей способностью позволило обнаружить, что полосы состоят из большого числа близко расположенных линий. Следовательно, для молекул существует большое количество энергетических состояний, переходы между которыми и объясняют сложные спектры поглощения и излучения. Это обусловлено тем, что в сложной молекуле возможны колебания ядер относительно положения равновесия и, соответственно, сложные движения электронов в электронной оболочке, а также поступательное, вращательное и колебательное движение молекулы как целого в пространстве.

Следовательно, полная энергия молекулы в какой-то момент времени может быть представлена в виде суммы энергий, соответствующих каждому из этих видов движений. Причем соотношение величин этих энергий зависит от агрегатного состояния вещества, температуры, давления.

Если в падающем на вещество излучении есть кванты с энергией для перехода молекулы в какое-либо из возбужденных энергетических состояний, то происходит их поглощение, а затем при возвращении в основное состояние — излучение какого-то набора квантов.

В зависимости от того, изменению каких видов энергии соответствует поглощение или излучение молекулой фотона, в спектрах различают следующие наборы спектральных линий или полос:

- 1) вращательные;
- 2) колебательно-вращательные (которые называют колебательными);
- 3) электронно-колебательно-вращательные (которые называют электронными).

Если вещество поглощает все длины волн в некотором интервале, то образуется сплошной (непрерывный) спектр поглощения.

Определение частот и интенсивностей линий (полос) в спектрах поглощения эффективно используется в абсорбционном спектральном анализе различных веществ, так как структура спектров поглощения определяется строением и взаимодействием атомов, молекул, химическим составом вещества. Поэтому изучение спектров поглощения является одним из основных методов количественного и качественного исследования состава веществ, причем в методах спектрального анализа используется малое количество вещества — до  $10^{-8}$  г.

Если вещество состоит из молекул со сложной структурой, то изменение этой структуры под действием внешних факторов (температуры, давления, облучения), приводящее к изменению энергетических состояний и взаимодействия молекул, можно регистрировать и определять по изменению спектров поглощения.

### 3.7. Закон поглощения света

На практике чаще всего регистрируется интенсивность падающего на вещество света и света, прошедшего через вещество. **Интенсивность света** называется скалярная физическая величина, численно равная энергии, переносимой за промежуток времени  $dt$  через единичную площадку  $dS_{\perp}$ , расположенную перпендикулярно направлению распространения света,  $I = \frac{dW}{dt \cdot dS_{\perp}}$ , в системе СИ  $[I] = \frac{\text{Дж}}{\text{с} \cdot \text{м}^2} = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$ .

Пусть интенсивность падающего на вещество света  $I_0$ , а после прохождения в веществе расстояния  $x$  интенсивность уменьшилась и стала  $I_x$  (рис. 59).

Экспериментально установлено, что при прохождении следующего малого слоя вещества уменьшение интенсивности света пропорционально интенсивности  $I_x$  и толщине слоя  $dx$ :  $dI_x = \alpha_{\lambda} I_x dx$ , где  $\alpha_{\lambda}$  — коэффициент (показатель) поглощения, который зависит: а) от природы

вещества; б) агрегатного состояния; в) температуры; г) длины волны  $\lambda$  (т. е. коэффициент поглощения имеет селективный характер).

Разделим переменные:  $\frac{dI_x}{I_x} = -\alpha_\lambda dx$  – и проинтегрируем:  $\int_{I_0}^{I_x} \frac{dI_x}{I_x} = \int_0^x -\alpha_\lambda dx$ ,  
 $\ln \frac{I_x}{I_0} = -\alpha_\lambda x$ . Зависимость интенсивности света, прошедшего в веществе слой толщиной  $x$ , подчиняется **закону Бугера – Ламберта – Бера**:  
 $I_x = I_0 e^{-\alpha_\lambda x}$ .

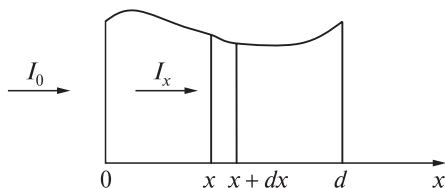


Рис. 59

Коэффициент поглощения  $\alpha_\lambda = \frac{1}{x}$ , где  $x$  – толщина поглощающего слоя, при прохождении которой интенсивность света с длиной волны  $\lambda$  убывает в  $e \approx 2,71$  раза,  $[\alpha_\lambda] = \text{м}^{-1}$ .

Если учесть отражение света на границах раздела двух сред, то  $I_x = I_0 (1 - \rho_\lambda)^2 e^{-\alpha_\lambda x}$ , где  $\rho_\lambda$  – коэффициент отражения.

Для раствора вещества в прозрачном растворителе  $\alpha_\lambda = A_\lambda C$ , где  $A_\lambda$  – молекулярный коэффициент поглощения;  $C$  – концентрация вещества.

Закон Бугера – Ламберта – Бера выполняется при определенных условиях:

- 1) используется монохроматический свет, так как коэффициент поглощения зависит от длины волны;
- 2) концентрация вещества во всем объеме раствора одинакова, т. е. молекулы растворенного вещества распределены равномерно;
- 3) при изменении (увеличении) концентрации раствора характер взаимодействия между растворенными молекулами не меняется;
- 4) в процессе измерения не происходят химические превращения молекул под действием света (фотохимических реакций);
- 5) интенсивность падающего света должна быть достаточно низкой, чтобы концентрация невозбужденных молекул практически не уменьшалась в ходе измерения.

### 3.8. Рассеяние света веществом

*Рассеянием света* называют явления, при которых может происходить пространственное перераспределение интенсивности проходящего через вещество света, изменение его частоты и состояния поляризации. Для объяснения причин рассеяния света в различных средах используются различные модели.

Молекулярным называется рассеяние света, которое происходит при поглощении молекулой вещества энергии световой волны с последующим излучением в телесный угол с вершиной на данной молекуле. Если молекулы движутся хаотически, то и направление распространения их излучения также хаотично.

Если размеры частиц вещества меньше или равны  $1/10$  длины волны света ( $L \leq 0,1\lambda$ ), то определяющим фактором являются вынужденные колебания электронов в частице под действием переменного электрического поля световой волны. Как показал Рэлей, излучаемая при этом интенсивность пропорциональна  $I \sim \frac{1}{\lambda^4}$ , т. е. эффективность рассеяния светового излучения зависит от его длины волны.

Изменение пространственного распределения интенсивности света наблюдается в оптически неоднородных (мутных) средах, таких как дым (твердые частицы в газе), туман, взвеси, эмульсии (капельки вещества в жидкости или газе). Размеры твердых частиц или капелек намного больше длины волны падающего на вещество света, они имеют различные показатели преломления и отражения, поэтому при распространении света в веществе происходят явления преломления и диффузного отражения. Такое рассеяние света в мутных средах названо в честь исследовавшего его ученого эффектом Тиндаля.

Если размеры частиц вещества сравнимы с длиной волны светового излучения, такое рассеяние называется рассеянием Ми в честь ученого Г. Ми, который в 1908 г. рассмотрел рассеяние света сферическими частицами как проявление интерференции волн, отраженных от поверхности частицы. Г. Ми показал, что интенсивность рассеянного под определенным углом света зависит от того, сколько раз волна укладывается на диаметре частицы, поэтому она сильно зависит от размеров частицы. Если размеры частицы составляют несколько длин волн падающего света, то максимумы и минимумы интерференции расположены так близко, что при падении белого света на вещество наблюдается рассеянный белый свет. Этим объясняется, что мы видим, например, непрозрачным, белым или желтоватым молоко: наблюдаемый цвет зависит от соотношения содержания в молоке белка и жира.



## ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРИБОРОВ

При измерениях с помощью оптических приборов, как и при использовании любых других приборов, необходимо учитывать различные погрешности: приборные, случайные, систематические и т. д.

Отличие проведения измерений с помощью оптических приборов состоит в том, что в большинстве случаев работа осуществляется с теми или иными изображениями, сформированными оптической системой прибора. Поэтому важнейшей характеристикой любого оптического прибора является способность давать четкое раздельное изображение двух близко расположенных точек объекта. Особенно такая способность важна для спектральных приборов, предназначенных для разложения некогерентного электромагнитного излучения в спектр.

Любой спектральный прибор состоит из трех основных частей: входного коллиматора, диспергирующего элемента и выходного коллиматора. Название «коллиматор» происходит от лат. *collineo* — «направляю по прямой линии», т. е. входной и выходной коллиматоры формируют параллельные пучки света, чаще всего с помощью собирающих линз, например  $O_1$  и  $O_2$  (рис. 60).

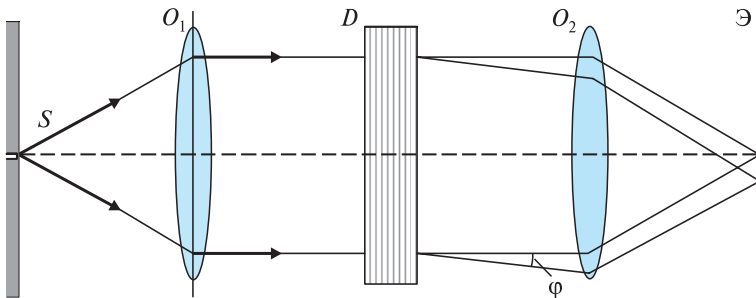


Рис. 60

На рис. 60 показана принципиальная схема спектрального прибора, в которой на щель входного коллиматора  $S$  падает исследуемое излучение. Так как щель расположена в фокусе объектива  $O_1$ , то после него

формируется параллельный пучок лучей, который падает на диспергирующий элемент  $D$ . Диспергирующим называется элемент, который осуществляет пространственное разделение излучения разных длин волн, отклоняя их на разные углы, т. е. разлагает падающее на него излучение в спектр. В качестве диспергирующего элемента чаще всего используется призма или дифракционная решетка.

После диспергирующего элемента параллельные пучки с различными длинами волн идут под различными углами к главной оптической оси линзы  $O_2$ , и поэтому монохроматические пучки пересекаются в различных местах фокальной плоскости линзы  $O_2$ , создавая в этой плоскости параллельные друг другу монохроматические изображения щели  $S$ .

Следовательно, в данном спектральном приборе эффективная регистрация в спектре какой-либо отдельной длины волны зависит от того, можно ли зарегистрировать отдельно друг от друга эти монохроматические изображения щели  $S$  в фокальной плоскости  $O_2$ .

Если в фокальной плоскости  $O_2$  расположен экран, то наблюдаемые на нем монохроматические изображения входной щели являются интерференционными максимумами для различных длин волн.

Разрешающая способность оптического прибора характеризует его способность давать раздельное изображение двух близких друг к другу интерференционных максимумов для различных длин волн.

Наименьшее линейное (или угловое) расстояние между двумя линиями, начиная с которого они сливаются и перестают быть различимыми, называется линейным (или угловым) пределом разрешения (или просто разрешением).

Разрешающая способность спектрального прибора определяется по формуле  $R = \frac{\lambda}{d\lambda}$ , где  $d\lambda$  – минимальная разность длин волн, которые разрешены (их максимумы наблюдаются раздельно);  $\lambda$  – средняя длина волны двух спектральных линий, соответствующая центру провала (минимуму) интенсивности в суммарном спектре (рис. 61).

Согласно критерию Рэля две спектральные линии разрешены, если максимум одной из них совпадает с минимумом другой и при их одинаковой интенсивности глубина провала между линиями составляет 20 %.

Для реальных приборов разрешающая способность всегда меньше теоретической, так как она зависит от размера входной щели, погрешностей объективов и других оптических деталей, дифракции света на оправках, ограничивающих световые пучки, юстировки прибора.

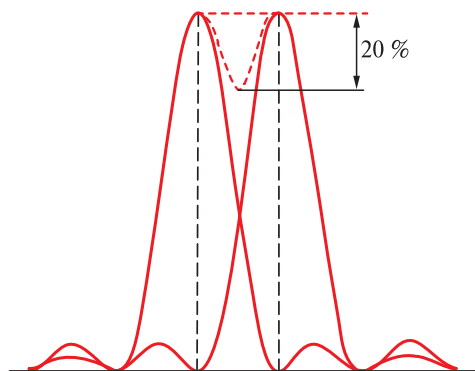


Рис. 61

*Угловая дисперсия* определяется углом между направлениями на максимумы двух спектральных линий, отличающихся по длине волны на

единицу:  $D_\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda}$ . Обычно угловая дисперсия измеряется в радианах

на ангстрем:  $[D_\varphi] = 1 \frac{\text{рад}}{\text{Å}}$ , где  $\text{Å} = 10^{-10}$  м.

*Линейная дисперсия* определяется расстоянием на экране между двумя близкими отдельными спектральными линиями, приходящимся

на единицу длины волны:  $D_l = \frac{dl}{d\lambda}$ .

При малых углах расстояние между двумя линиями на экране можно записать как  $dl = F_2 d\varphi$ , где  $F_2$  — фокусное расстояние линзы  $O_2$ , и тогда

величина линейной дисперсии  $D_l = \frac{dl}{d\lambda} = F_2 \frac{d\varphi}{d\lambda} = F_2 D_\varphi$ .

Если в качестве диспергирующего элемента используется дифракционная решетка, то, согласно формуле  $d \sin \varphi = m\lambda$ , после прохождения некогерентного излучения через этот оптический прибор для каждой длины волны наблюдаются максимумы различных порядков. Тогда спектр, например первого порядка, содержит максимумы первого порядка для всех длин волн, входящих в это излучение, и так для спектров каждого порядка.

На рис. 62 показаны спектры, полученные с помощью дифракционной решетки, для белого, красного и фиолетового света.

Если спектры соседних порядков накладываются друг на друга, то определить состав некогерентного излучения трудно.

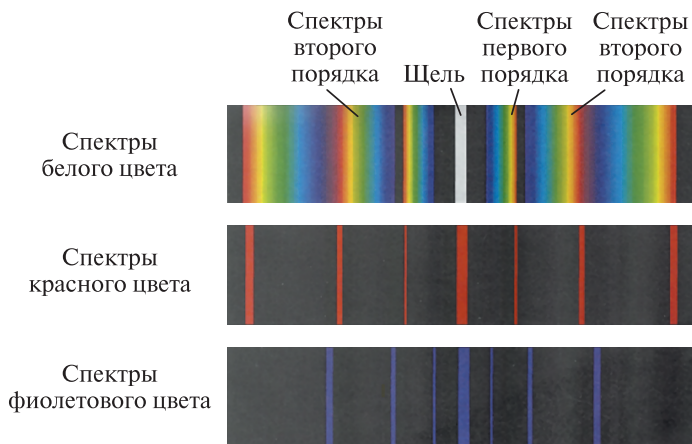


Рис. 62

*Дисперсионная область* характеризует интервал длин волн  $\Delta\lambda$ , для которого не происходит перекрытия спектров различных порядков. Для дифракционной решетки величина дисперсионной области  $\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m}$ , где  $m$  — порядок спектра. Если величина дисперсионной области велика, то в дифракционной картине максимум  $m$ -го порядка излучения с наибольшей длиной волны будет перекрываться с максимумом  $(m + 1)$ -го порядка для излучения с минимальной длины волны. В этом случае говорят, что спектры  $m$ -го и  $(m + 1)$ -го порядков не разрешены.

## ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

Прежде чем перейти к изучению некоторых наблюдаемых в природе оптических явлений, необходимо более подробно рассмотреть основные элементы строения глаза и их роль в восприятии оптической информации, а также характеристики зрительной системы человека в целом.

### 5.1. Зрительная система человека

На рис. 63 показаны основные элементы глаза: 1 – стекловидное тело; 2 – сетчатка; 3 – сосудистая оболочка; 4 – склера; 5 – желтое пятно; 6 – слепое пятно; 7 – зрительный нерв; 8 – ресничное тело; 9 – хрусталик; 10 – зрачок; 11 – роговица; 12 – передняя камера; 13 – радужная оболочка.

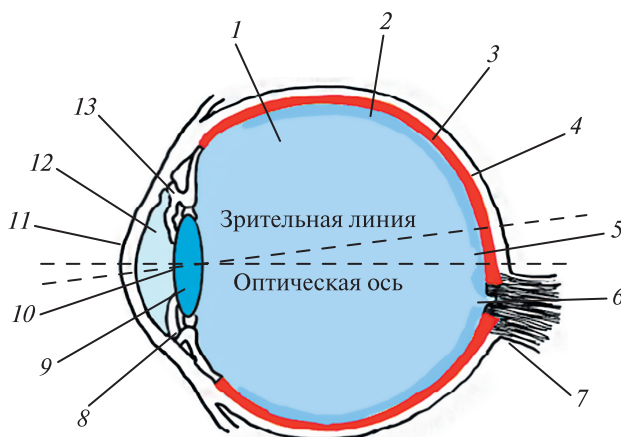


Рис. 63

Глаз называют глазным яблоком, так как он имеет почти сферическую форму, которую обеспечивает белковая оболочка – склера.

Радужная оболочка состоит из трех слоев, в которых расположены пигментные и мышечные клетки, а также сосудистая система.

Количество пигментных клеток и глубина их расположения определяют цвет глаз. Мышечные клетки обеспечивают работу радужной оболочки как диафрагмы, т. е. определяют размер зрачка, через который свет проникает внутрь глаза. Размер зрачка изменяется рефлекторно от 1 до 8 мм в зависимости от освещения, причем время сокращения размера зрачка до минимального составляет около 5 с, а для максимального расширения зрачка необходимо примерно 5 мин.

Роговица защищает глаз от внешних воздействий и представляет собой прозрачную часть (примерно 1/6) склеры — белой непрозрачной оболочки глаза. По форме роговица похожа на выпукло-вогнутую линзу с показателем преломления 1,376, и ее оптическая сила у здорового человека около 40 дптр. При лазерной коррекции зрения с помощью лазера испаряют некоторые слои роговицы, таким образом меняя ее форму и оптическую силу, что позволяет исправить близорукость, дальнорукость и астигматизм (при астигматизме из-за несферической формы роговицы изображение предмета получается искаженным).

Между роговицей и радужной оболочкой находится передняя камера, заполненная прозрачной средой с показателем преломления 1,336.

Хрусталик представляет собой по форме двояковыпуклую эластичную линзу с показателем преломления 1,386. Форма хрусталика изменяется за счет работы мышц ресничного тела, которые обеспечивают процесс аккомодации — четкого видения предметов, расположенных на различных расстояниях от глаза.

Если предмет расположен очень далеко, т. е. в глаз попадают практически параллельные лучи, то фокус системы «роговица — хрусталик» расположен на сетчатке, мышцы расслаблены, оптическая сила глаза примерно 60 дптр (т. е. хрусталика — примерно 20 дптр). При рассмотрении близко расположенных предметов оптическая сила глаза около 70 дптр (хрусталика — примерно 30 дптр).

Между хрусталиком и сетчаткой расположена задняя камера, которую заполняет стекловидное тело с показателем преломления 1,336.

Изображение предмета формируется на сетчатке, состоящей из радиально расходящихся разветвлений зрительного нерва и светочувствительных элементов, в которых происходит преобразование световой энергии в энергию нервного импульса. Эти элементы называют палочками и колбочками, так как форма первых напоминает цилиндры, а форма вторых — колбочки.

В палочках содержится родопсин, конформация (трехмерная структура расположения атомов в молекуле) белковой части молекулы родопсина под действием света изменяется, что сопровождается измене-

нием ионного транспорта и распространением волны деполяризации по нервному волокну.

Колбочки отвечают за восприятие различного цвета, и каждая из них содержит один светочувствительный пигмент из трех возможных типов с общим названием «йодопсин», конформация молекул пигментов также изменяется при воздействии видимого света.

Пигменты разных типов обладают различными спектрами поглощения, поэтому чувствительность глаза к свету разных частот различна. На рис. 64 представлены спектры поглощения для различных светочувствительных пигментов колбочек (коэффициент поглощения в максимуме принят равным 1), где 1 – поглощение синей области; 2 – зеленой; 3 – желтой; а на рис. 65 – кривые относительной спектральной чувствительности глаза при сумеречном (1) и дневном (2) освещении.

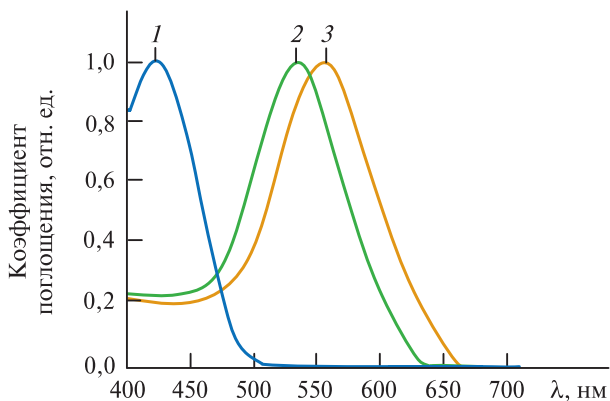


Рис. 64

Максимум чувствительности глаза находится в зеленой области спектра, ее значение в максимуме принято равным 1.

Область выхода на сетчатку зрительного нерва называется слепым пятном, так как в этом месте нет светочувствительных элементов. Недалеко от слепого пятна находится желтое пятно, образованное очень плотно расположенными колбочками, а в его центре находится углубление, называемое центральной ямкой. При дневном освещении желтое пятно и центральная ямка представляют собой наиболее чувствительные места сетчатки.

Оптическая система глаза характеризуется главной оптической осью и зрительной осью. Главная оптическая ось проходит через геометри-

ческие центры роговицы, зрачка и хрусталика. Зрительной осью называется направление наибольшей светочувствительности глаза, которое проходит через центры хрусталика и желтого пятна, образуя с главной оптической осью угол примерно  $5^\circ$ .

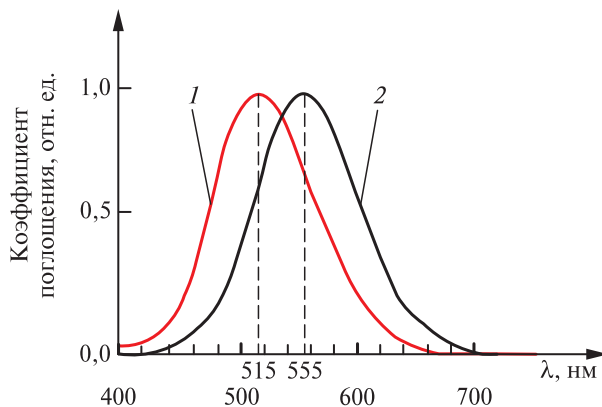


Рис. 65

При приближении предмета к глазу увеличивается его изображение на сетчатке и в передаче информации участвует больше светочувствительных элементов, позволяя рассмотреть больше мелких деталей. Однако чтобы изображение на сетчатке было четким, необходима работа мышц, изменяющих форму хрусталика.

Информация, получаемая при рассматривании предмета двумя глазами, обеспечивает у человека систему бинокулярного, или стереоскопического, зрения. Зрительные поля правого и левого глаза перекрываются, и в результате обработки информации мозгом формируется объемное и цветное представление об объекте.

## 5.2. Цвет различных объектов

Практически весь свет, попадающий в глаз человека, приходит после отражения от каких-либо объектов. При освещении различных объектов солнечным светом, имеющим непрерывный спектр, в отраженном свете мы видим зеленые листья, черную землю, красный цветок, голубую воду в водоеме и т. п.

Восприятие цвета зрительной системой определяется воздействием на пигменты йодопсина в колбочках сетчатки. Наличие пигментов



трех типов — это первое условие цветного зрения. Химическая реакция в пигменте протекает при получении молекулой достаточной энергии, для запуска реакции имеет значение величина полученной энергии, а не частота и количество поглощенных фотонов. Спектр поглощения пигмента каждого типа достаточно широкий, и специфическая информация о том, свет с какой конкретно длиной волны поглотила колбочка, не передается. Для создания цветного изображения необходимо сравнивать сигналы от соседних колбочек, содержащих разные пигменты, поэтому колбочки с разными типами пигментов располагаются в мозаичном порядке. Если падает свет с различным набором длин волн, то изменяется состояние пигментов, содержащихся во всех колбочках, и это воспринимается как белый свет.

Если при освещении солнечным светом с непрерывным спектром наблюдаемый цвет листа зеленый, это значит, что в глаз попадает только узкий диапазон длин волн около 500 нм. Следовательно, зеленый лист отражает только волны этого диапазона, а другие длины волн поглощает. В связи с этим при освещении зеленого листа красным светом зрительная система будет воспринимать лист практически как черный.

Если при падении белого света мы наблюдаем белый цвет объекта, это означает, что объект отражает все длины волн в видимом диапазоне. Следовательно, при освещении белой бумаги желтым светом она выглядит желтой, при освещении красным светом — красной и т. д.

Таким образом, цвет любого объекта в отраженном свете в видимом диапазоне определяется той частью спектра, которая этим объектом не поглощается. Набор длин волн, поглощаемых данным веществом, зависит от его химического состава, строения атомов и молекул, их взаимодействия и т. д.

Как объяснить в таком случае, что чистая вода в прозрачном стакане или мелком водоеме не имеет цвета, а в озере или другом большом водоеме может иметь голубой или другой цвет?

Если вода прозрачна для зрительной системы, то это можно было бы объяснить тем, что вода не поглощает видимый диапазон длин волн. Однако экспериментально установлено, что вода слабо поглощает в длинноволновой части видимого диапазона и довольно значительно — в инфракрасном и ультрафиолетовом диапазонах. Поскольку зрительная система человека днем наиболее чувствительна к диапазону волн 550–570 нм, то изменение интенсивности при прохождении светом небольших объемов воды практически не фиксируется.

Голубой цвет воды в водоеме может объясняться несколькими различными причинами. При отсутствии ветра и волн поверхность воды

горизонтальная и гладкая, поэтому днем в воде может, как в зеркале, отражаться голубое небо.

В реальных водоемах поверхность воды не всегда похожа на зеркальную поверхность, а цвет воды может иметь различный оттенок.

Если в воде растворены какие-то вещества или находятся во взвешенном состоянии очень мелкие частицы или микроорганизмы, то цвет такой воды будет определяться процессами поглощения ими света и его отражения на их поверхности.

Почему при практически вертикальном падении солнечного света на глубокий водоем с чистой водой без примесей вода имеет синий цвет? Чистая вода поглощает в длинноволновой области спектра, поэтому при распространении света на некоторую глубину проявляется поглощение этой области, т. е. изменяется спектральный состав распространяющегося света. Коротковолновая часть светового излучения (голубой, синий, фиолетовый) в процессе распространения рассеивается на молекулах воды, отражается от дна или каких-либо препятствий, выходит из воды и регистрируется зрительной системой. Так, воду голубого цвета можно наблюдать и в глубоких бассейнах, стенки и дно которых покрыты белой плиткой.

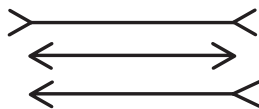
### 5.3. Оптические иллюзии

Оптической иллюзией называется несоответствие интерпретации оптической информации, создаваемой зрительной системой, реально наблюдаемому объекту. Это объясняется тем, что изображение объекта на сетчатке глаза интерпретируется мозгом на основании информации от элементов сетчатки с учетом предшествующих знаний и опыта.

В настоящее время регистрируется и изучается множество различных видов иллюзий. Например, на рис. 66 все красные шары имеют одинаковый диаметр, а все горизонтальные линии имеют одинаковую длину, но зрительная система воспринимает их по-разному.



Иллюзия Эббингауза,  
1902 г.



Иллюзия Мюллера – Лайера,  
1889 г.

Рис. 66

В данном случае это обусловлено тем, что формирование представления об объекте происходит на основании обработки информации от всех элементов сетчатки, на которые попало изображение всей фигуры, а не только горизонтальных линий.

#### 5.4. Наблюдение радуги

Каждый человек наблюдал одно из красивейших оптических явлений — раду — в направлении, противоположном расположению Солнца. Чаще всего радуга наблюдается при положении Солнца над горизонтом на фоне дождевых облаков или струй фонтанов. Можно наблюдать раду и в саду при поливе растений из разбрызгивателя (рис. 67).



Рис. 67

Наблюдение радуги объясняется преломлением и отражением света в маленьких, диаметром не больше 1 мм, практически сферических каплях воды, распределенных в воздухе.

Пусть параллельный пучок солнечных лучей падает на каплю. Рассмотрим один из лучей, падающих на поверхность капли под углом  $\alpha$ . В соответствии с законом преломления угол преломления  $\beta$  можно

найти из условия  $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n$ , где  $n$  — показатель преломления воды для

света с определенной длиной волны (показатель преломления воздуха примем равным 1). После преломления луч будет распространяться в капле и, достигнув ее поверхности в точке  $A$ , свет частично отразится (угол преломления равен  $\beta$ ), а частично преломится. Отраженный луч достигнет точки  $B$ , где свет вновь частично отразится, а частично

преломится (угол преломления равен  $\alpha$ ). При этом отклонение луча от первоначального составит  $\delta = \delta_1 + \delta_2 + \delta_3$  (рис. 68).

Из геометрических соотношений можно найти данные углы:  $\delta_1 = \alpha - \beta$ ,  $\delta_2 = 180^\circ - 2\beta$ ,  $\delta_3 = \alpha - \beta$ . Тогда  $\delta = 180^\circ + 2\alpha - 4\beta$ . С учетом закона преломления  $\delta = 180^\circ + 2\alpha - 4 \arcsin\left(\frac{\sin \alpha}{n}\right)$ . Угол, под которым виден вышедший луч, определится как  $\varphi = 180^\circ - \delta = 4 \arcsin\left(\frac{\sin \alpha}{n}\right) - 2\alpha$ .

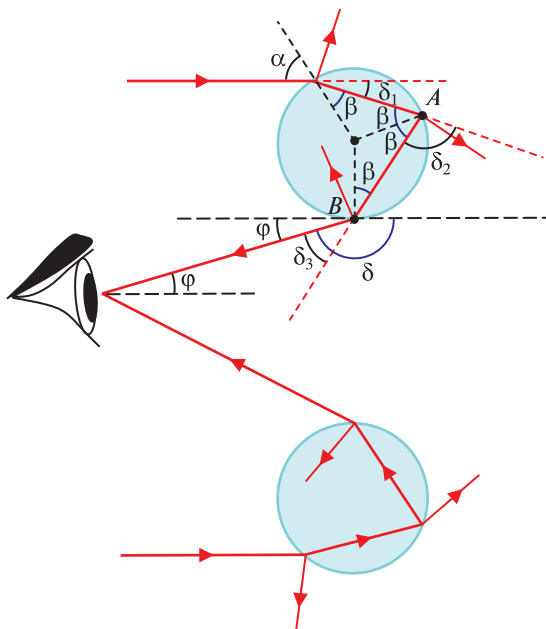


Рис. 68

Поскольку показатели преломления для красного света 1,331, а для фиолетового – 1,343, при одинаковом угле падения луч фиолетового света будет преломляться сильнее (угол  $\beta$  для фиолетового меньше, чем для красного), следовательно, угол  $\varphi$  для фиолетового будет меньше (см. рис. 68). Таким образом, произойдет разложение белого света в спектр и наблюдатель увидит его составляющие.

Поскольку угол падения луча на каплю может принимать значения от  $0$  до  $90^\circ$ , построим график зависимости угла  $\varphi$  от угла падения  $\alpha$  для красного (1) ( $n = 1,331$ ) и для фиолетового света (2) ( $n = 1,343$ ) (рис. 69).

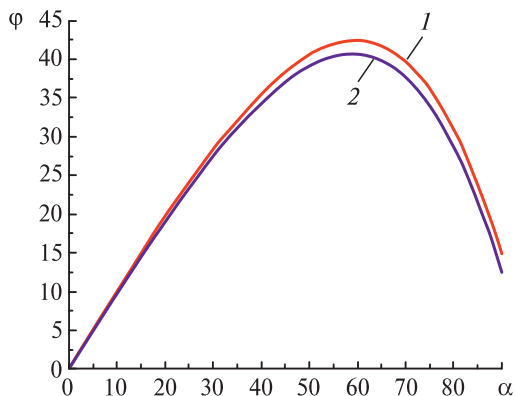


Рис. 69

Из рис. 69 видно, что функция имеет экстремум, точное значение которого можно найти, приравняв к нулю производную функции.

Обозначим  $u = \sin \alpha$ , тогда  $\varphi = 4 \arcsin\left(\frac{u}{n}\right) - 2 \arcsin u$ ,

$$\frac{d\varphi}{du} = \frac{4}{n\sqrt{1-\left(\frac{u}{n}\right)^2}} - \frac{2}{\sqrt{1-u^2}} = 0.$$

После преобразований получим  $4 - 3u^2 - n^2 = 0$ , откуда  $u = \sqrt{\frac{4-n^2}{3}}$ .

Тогда для красного света  $\alpha = 59,5^\circ$  и  $\varphi = 42,4^\circ$ . Значит, все световые лучи красного цвета, выходящие из капли после однократного отражения внутри, будут распространяться внутри конуса, образующие которого составляют угол  $\varphi = 42,4^\circ$  с осью, параллельной падающим на каплю световым лучам и проходящей через центр капли. Для фиолетового света соответствующие углы будут равны  $\alpha = 58,8^\circ$  и  $\varphi = 40,6^\circ$ .

Из рис. 69 видно, что лучи красного цвета, падающие на каплю под углом от  $35^\circ$  до  $80^\circ$  (т. е. примерно половина всех лучей, падающих на каплю), выходят из нее под углом  $\varphi > 30^\circ$ , значит, лучи красного света заполняют конус неравномерно, их плотность у боковой поверхности конуса выше, чем в его центре. Аналогично лучи фиолетового света также сконцентрированы у боковой поверхности конуса (но максимальный угол  $\varphi$  для фиолетовых лучей меньше, чем для красных). Следовательно, конус, образованный лучами всех цветов, будет иметь радужную окраску, начиная от красного цвета на боковой поверхности.

На большом расстоянии от боковой поверхности лучи всех цветов, складываясь, создадут у наблюдателя ощущение белого света (рис. 70).

Таким образом, радуга имеет вид окружности, внутренний край которой будет окрашен в фиолетовый цвет, а внешний — в красный. Если наблюдатель находится на поверхности Земли, то наблюдаемая радуга является частью этой окружности. Находясь над поверхностью Земли, например в самолете, можно увидеть радужное кольцо.

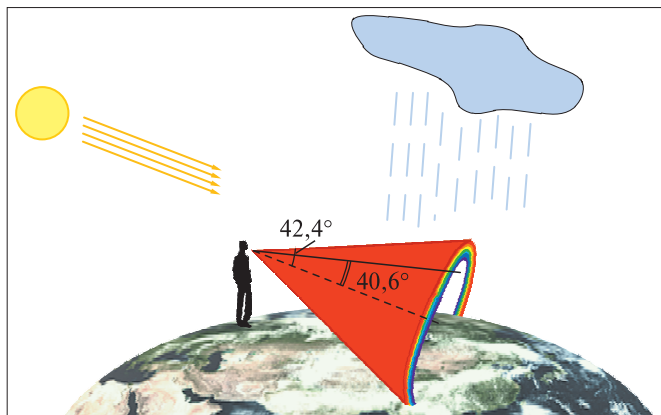


Рис. 70

Часто авиапутешественники наблюдают на облаках в направлении, противоположном Солнцу, похожее на радугу явление — глаорию (рис. 71). Глория — это цветные кольца вокруг тени наблюдателя (самолета), которые образуются при обратном рассеянии солнечного света сферическими каплями воды.



Рис. 71

При определенных условиях возможно двукратное или многократное отражение в водяных каплях. Например, можно наблюдать две радуги при двукратном отражении внутри капли, но интенсивность второй радуги меньше, а ее цвета расположены наоборот (рис. 72).



Рис. 72

Первая радуга наблюдается под углом  $40\text{--}42^\circ$  к горизонту, а вторичная располагается над ней под углом  $50\text{--}53^\circ$ . Первая радуга образуется под наибольшими для каждого цвета отклонениями луча, а вторая — под наименьшими. Темная область между радугами называется полосой Александра.

## 5.5. Наблюдение гало

Гало — термин, возникший от древнегреческого слова со значением «круг, ореол». В оптике под этим термином понимают светящиеся кольца вокруг Солнца или Луны, а также наблюдение нескольких солнц или лун.

Самый нижний слой атмосферы (тропосфера), в котором проходит почти вся деятельность человечества, имеет в высоту около 10 км и содержит 80 % массы всего воздуха и примерно 90 % всей воды. В нижних слоях вода чаще находится в виде капелек, а в верхних слоях содержится большое количество кристаллов льда.

Гало возникает из-за преломления света в кристаллах льда и его отражения на гранях этих кристаллов, которые могут иметь различную форму и размеры, а также двигаться сложным образом в пространстве. Все эти факторы определяют форму гало. На рис. 73 изображено явление гало, где  $S$  — Солнце;  $S_1\text{--}S_4$  — ложные солнца;  $1$  — дополнительные светящиеся круги;  $2$  — малое гало;  $3$  — большое гало;  $4$  — парелический круг.

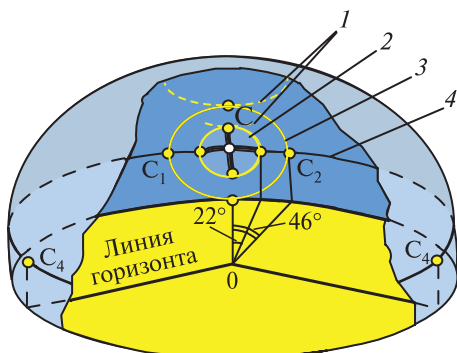


Рис. 73

На рис. 73 предполагается, что наблюдатель стоит на равнине в точке  $O$  и линия горизонта ровная. Точка  $O$  — центр окружности, образованной линией горизонта. Вокруг Солнца (обозначено буквой  $C$ ) могут наблюдаться основные элементы гало в виде:

1) двух concentрических кругов с угловыми радиусами  $22^\circ$  (малое гало) и  $46^\circ$  (большое гало); малое и большое гало имеют слабую окраску: их внутренний край окрашен в красный цвет, а внешний — в фиолетовый;

2) белого горизонтального круга (парелического круга), параллельного плоскости горизонта и проходящего через Солнце;

3) ярких пятен (ложных солнц) на пересечении парелического круга с малым и большим гало; ложные солнца могут быть радужными или белыми в зависимости от высоты Солнца над горизонтом;

4) светящегося креста, в центре которого находится Солнце, цвет креста такой же, как и цвет Солнца; например, крест может иметь красный оттенок, если Солнце расположено низко над горизонтом;

5) дополнительных светящихся кругов.

Гало наблюдается относительно редко, так как для его образования необходимо, чтобы кристаллики льда имели правильную симметричную форму, большое значение имеет их упорядоченная ориентация в пространстве. Как правило, одновременно наблюдаются только некоторые элементы гало.

Своим возникновением гало обязано преломлению и отражению света на кристалликах льда, в то время как образование радуги происходит в результате отражения и преломления в каплях воды. Например, малое и большое гало формируются в результате двукратного преломления лучей в ледяных кристаллах — шестигранных призмах; гало видно под углом наименьшего отклонения луча.



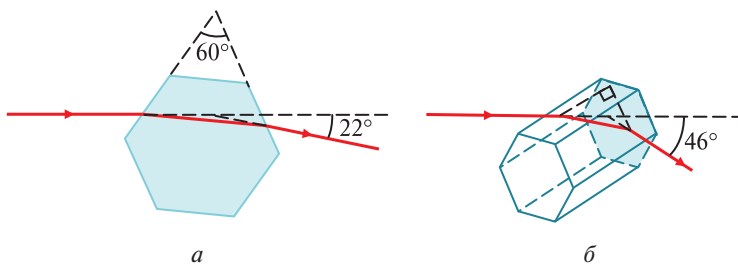


Рис. 74

На рис. 74, *a* показан ход луча в кристалле при образовании малого гало (ход луча такой же, как при наименьшем отклонении в трехгранной призме с углом при вершине  $60^\circ$ ), на рис. 74, *б* – большого гало (как в трехгранной призме с преломляющим углом  $90^\circ$ ).

## 5.6. Наблюдение миражей

Из-за изменения плотности воздуха в зависимости от высоты, различной концентрации водяных паров, сложного распределения тепловых потоков нижние слои тропосферы имеют различные показатели преломления, поэтому на границах этих участков происходит отражение и преломление света. Поскольку оптическая система глаза не может учесть изменение направления распространения лучей при их отражении или преломлении до попадания в глаз, то в результате этих явлений могут наблюдаться мнимые изображения некоторых объектов – миражи.

В зависимости от места наблюдения миражи разделяют на нижние, верхние, сверхдальнего видения и т. д. Миражи часто наблюдаются не только в пустынях (как принято считать), но и в северных районах.

Нижние миражи возникают над сильно нагретой поверхностью, а верхние – над сильно охлажденной, например над ровными и большими участками льда. Слои воздуха возле льда имеют самую маленькую температуру, а следовательно, самый большой показатель преломления. Представим воздух состоящим из тонких параллельных слоев, имеющих все возрастающую температуру и, соответственно, все меньший показатель преломления. Пусть луч света распространяется от объекта, находящегося в нижнем, самом холодном слое с самым большим показателем преломления.

При каждом переходе в более верхний слой с меньшим показателем преломления угол преломления будет больше угла падения, т. е. при распространении света вверх углы падения и преломления возрастают

(рис. 75). На границе некоторых двух верхних слоев угол падения станет больше предельного угла, произойдет полное отражение и свет начнет распространяться к нижнему слою. Как правило, показатель преломления меняется непрерывно и световые лучи искривляются плавно. Если такие лучи от одной точки объекта, находящегося в нижнем слое воздуха, попадут в глаз, то будет наблюдаться мнимое изображение этой точки в небе, т. е. верхний мираж.

Таким образом, солнечный луч изгибается в сторону области с бóльшим показателем преломления, или, другими словами, траектория луча обращена выпуклостью в сторону области с меньшим показателем преломления.

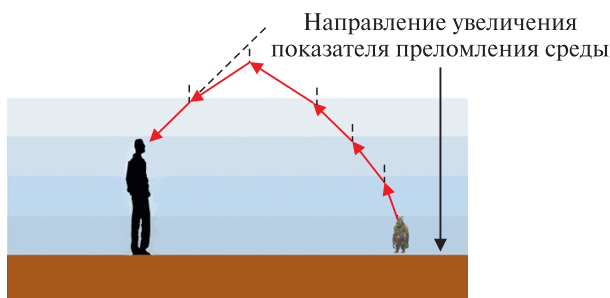


Рис. 75

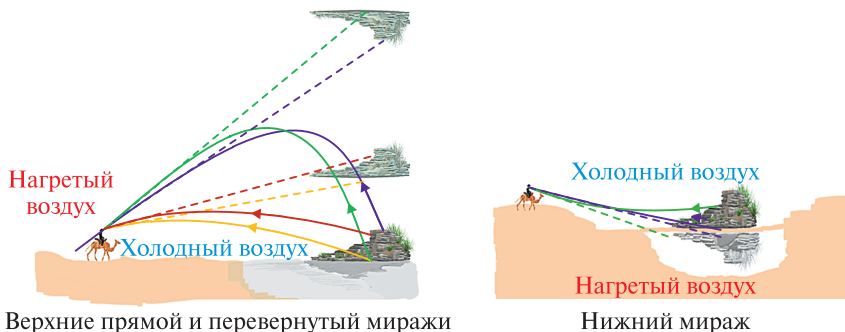


Рис. 76

Верхний мираж может давать как прямое, так и перевернутое изображение. Изображение будет прямым, если показатель преломления меняется плавно, и перевернутым — если показатель преломления меняется резко. Нижний мираж дает перевернутое изображение (рис. 76).

## ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Термин «поляризация» используется для описания явлений и состояний, для которых наблюдается разделение каких-то свойств или частей объекта. Например, поляризация диэлектриков, электромагнитных волн (света), хроматическая поляризация, поляризация химической связи, социальная поляризация, поляризация мнений и т. д.

Для успешного выполнения лабораторных работ необходимо повторить элементы теории поляризации диэлектриков.

М. Фарадей, исследуя свойства различных веществ во внешнем электрическом поле, ввел термин «поляризация диэлектрика», так как обнаружил, что во внешнем электрическом поле на противоположных поверхностях диэлектрика появляются противоположные по знаку заряды. Если внешнее поле было постоянно, то распределение зарядов на поверхностях не изменялось, поэтому эти заряды называют связанными или поляризационными.

Объяснение явления поляризации диэлектриков стало возможным после установления структуры атома как системы из положительного ядра и движущихся вокруг него отрицательных электронов.

В курсе общей физики «Электричество и магнетизм» проводником называлась модель вещества, в котором есть большое количество свободных зарядов (электронов или ионов), способных перемещаться по всему объему вещества. Диэлектриком называлась модель вещества, в котором нет свободных зарядов, которые могли бы свободно перемещаться по всему объему вещества, т. е. имеющиеся заряды могут перемещаться только внутри атомов или молекул.

В отсутствие каких-либо воздействий атом или молекула являются нейтральными системами, но для характеристики распределения связанных зарядов внутри них используются термины «неполярная система» и «полярная система».

Атом или молекула называются неполярными, если распределение зарядов в них сферически симметрично, например в атоме положительное ядро расположено в центре сферических электронных оболочек.

**Электрическим диполем** называется система двух точечных зарядов, равных по модулю и противоположных по знаку, расположенных на расстоянии, во много раз меньшем, чем расстояние, на котором рассматри-

вается эта система. **Дипольным моментом** называется векторная физическая величина, равная произведению модуля заряда на плечо диполя:  $\vec{p} = |q|\vec{l}$ , где плечо диполя  $\vec{l}$  – вектор, проведенный от отрицательного заряда к положительному.

**Полярной** называется нейтральная молекула с несимметричным распределением положительных и отрицательных зарядов, поэтому в качестве модели такой молекулы рассматривается диполь.

Диэлектрическими свойствами могут обладать вещества в различных агрегатных состояниях: газообразном, жидком и твердом, а различия в их поляризации в одном и том же постоянном внешнем электрическом поле обусловлены строением их молекул.

Процессы, которые происходят в диэлектриках, помещенных во внешнее постоянное электрическое поле, рассматривают как три вида поляризации диэлектриков: 1) электронная; 2) дипольная; 3) ионная.

**Поляризацией диэлектрика** называется появление диполей или ориентация диполей в веществе под действием внешнего электрического поля.

**Электронной, или деформационной,** называется поляризация диэлектрика, состоящего из неполярных молекул или атомов. При помещении во внешнее электрическое поле неполярных молекул или атомов, так как масса электронов мала по сравнению с массой ядер, под действием сил электрического поля происходит существенное смещение электронов в атомах или молекулах, или деформация электронных облаков относительно ядер.

В результате атом или молекула становится диполем и появляется дипольный момент, который называют деформационным ( $\vec{p}_{\text{деф}}$ ) или индукционным ( $\vec{p}_{\text{инд}}$ ), поскольку он исчезает при выключении внешнего электрического поля (рис. 77, а). Такой дипольный момент у атомов и молекул появляется не мгновенно; время деформационной поляризации зависит от строения атомов и молекул и называется временем релаксации  $\tau$ .

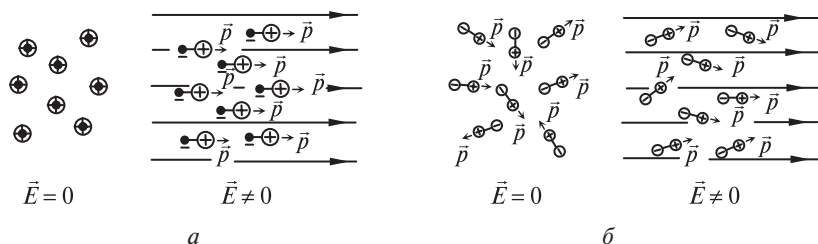


Рис. 77

**Поляризуемость** частиц (атомов, молекул) называется способность этих частиц приобретать электрический дипольный момент в электрическом поле.

Величина дипольного момента, приобретаемого неполярным атомом или молекулой диэлектрика, зависит от напряженности электрического поля, в котором находится частица. В электрических полях с небольшой величиной напряженности  $\vec{p} = \epsilon_0 \beta \vec{E}$ , где  $\vec{E}$  – вектор напряженности;  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – электрическая постоянная;  $\beta$  – поляризуемость молекулы, зависящая от ее химического состава и структуры. В системе СИ  $[\beta] = 1/\text{м}^3$ .

В электрических полях с большой величиной напряженности зависимость индуцированного дипольного момента от напряженности электрического поля становится нелинейной.

Поляризацию диэлектрика называют *ориентационной* или *дипольной*, если диэлектрик состоит из полярных молекул, которые можно считать жесткими диполями с дипольным моментом, не зависящим от напряженности внешнего поля. На молекулу-диполь со стороны электрического поля влияет вращательный момент, под действием которого диполи будут ориентироваться вдоль линий напряженности поля (рис. 77, б).

Ориентационная, или дипольная, поляризация зависит от температуры, поскольку тепловое хаотическое движение частиц вещества препятствует ориентационному.

*Ионной* называют поляризацию диэлектриков, которые являются ионными кристаллами. В этом случае диэлектрик можно представить как две кристаллические подрешетки из ионов с зарядами, противоположными по знаку и равными по величине. При помещении такой структуры во внешнее электрическое поле под действием электрических сил происходит разнонаправленное смещение ионных подрешеток.

В переменном электрическом поле величина поляризуемости атомов и молекул диэлектрика зависит от изменения характеристик поля. Например, если в простейшем случае величина напряженности электрического поля изменяется с течением времени по гармоническому закону  $E = E_0 \sin \omega t = E_0 \sin 2\pi \nu t$ , то поляризуемость атомов и молекул диэлектрика зависит от частоты изменения напряженности поля  $\nu$  и времени релаксации  $\tau$  атомов и молекул.

При электронной, или деформационной, поляризации под действием переменного электрического поля возникают вынужденные колебания электронов или электронных облаков относительно ядер. Поскольку масса электронов мала, величина электронной поляризуемости атомов или молекул практически не зависит от частоты изменения

напряженности поля до частот около  $\nu \sim 10^{15}$  Гц, т. е. до частот колебаний вектора напряженности электрического поля, соответствующих оптическому диапазону электромагнитных волн. При таких частотах и малом времени релаксации дипольный момент атомов и молекул изменяется практически синфазно (одновременно) с изменением величины напряженности поля.

При больших частотах изменения напряженности электрического поля и больших временах релаксации электронная поляризуемость атомов и молекул практически равна нулю.

Если диэлектрик состоит из полярных молекул, то под действием переменного вращающего момента, возникающего под влиянием переменного электрического поля, молекулы-диполи будут поворачиваться в соответствии с изменением направления напряженности электрического поля — то в одном направлении, то в другом. Поскольку момент инерции молекул имеет определенную величину, при частотах оптического диапазона  $\nu \sim 10^{14} - 10^{15}$  Гц ориентационная, или дипольная, поляризуемость молекул практически равна нулю.

## ОПТИЧЕСКИЕ КВАНТОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ<sup>1</sup>

Одно из самых полезных изобретений XX в. – лазер. В наше время лазеры используются повсюду: в лазерных принтерах и дальномерах, указках и сканерах штрих-кода, телевизорах, лазерных шоу.

Слово *laser* образовалось от сокращения английского словосочетания *light amplification by stimulated emission of radiation* – «усиление света посредством вынужденного излучения». Лазерное излучение отличается высокой степенью когерентности.

Создание лазеров происходило стремительными темпами.

В 1954 г. первый мазер – прибор, усиливающий микроволновые колебания с помощью явления вынужденного излучения, – был продемонстрирован Ч. Таунсом, Х. Цайгером и Дж. Гордоном из Колумбийского университета. Данное устройство генерировало вынужденное излучение мощностью около 10 нВт в потоке возбужденных молекул аммиака для усиления микроволн на частоте около 24 ГГц. В 1960 г. Т. Майман создал первый лазер на рубине.

В 1960 г. А. Яван, У. Беннет и Д. Херриот создали первый газовый (гелий-неоновый) лазер, излучающий в инфракрасной области спектра на длине волны  $\lambda = 1,15$  мкм.

Нобелевскую премию 1964 г., присужденную за «фундаментальные работы в области квантовой электроники, которые привели к созданию излучателей и усилителей на лазерно-мазерном принципе», Ч. Таунс разделил с Н. Басовым и А. Прохоровым, которые независимо от него и почти одновременно с ним пришли к тем же выводам.

В 1966 г. создан лазер на красителях. В 1970 г. Ж. Алферов продемонстрировал непрерывное излучение полупроводниковых лазеров.

В 1972 г. лазер впервые использовался для создания рисунка на керамической подложке компьютерной микросхемы. В 1978 г. появились лазерные диски.

---

<sup>1</sup>Материал для данной главы взят из следующих источников: *Евстихьев Н. Н., Очин О. Ф., Бегунов И. А.* Лазерные технологии : учеб. пособие. М., 2020 ; *Вейко В. П., Петров А. А., Самохвалов А. А.* Введение в лазерные технологии. Опорный конспект лекций по курсу «Лазерные технологии» : учеб. пособие. СПб., 2018 ; *Свирина Л. П.* Оптика : пособие. Минск, 2022.

В 1976 г. создали лазер на свободных электронах. Вместо активной среды такой лазер использует пучок электронов, разгоняемый до больших скоростей и пропускаемый через поперечное магнитное поле для получения когерентного излучения.

Резкий прогресс в увеличении интенсивности лазерного излучения обусловлен развитием в 1985 г. техники усиления чирпированных импульсов. Чирпированными называются частотно-модулированные сигналы, вдоль которых частота линейно меняется. С тех пор каждые пять лет интенсивность лазерного излучения увеличивалась в 10 раз.

В 2000 г. NASA запустило лунный исследовательский комплекс, который использует лазер для детального изучения поверхности Луны, что помогает производить безопасную лунную посадку космических кораблей.

Лазерная технология позволяет концентрировать световую энергию не только в пространстве, фокусируя луч на очень маленькой области, но и во времени (длительность световых импульсов составляет не более нескольких фемтосекунд). Благодаря появлению усилителя чирпированных импульсов лазеры фемтосекундного диапазона с мощностью в диапазоне петаватта — миллиона миллиардов ватт — сегодня используются в лабораториях по всему миру.

В текущих исследованиях длительность импульсов снижается от фемтосекунды до аттосекунды. Когда импульс такого лазера сфокусирован на цели, происходят новые удивительные явления из области ядерной физики и физики элементарных частиц: трансмутация атомов и другие ядерные реакции, генерация пучков частиц сверхвысокой энергии и разгон макроскопических объектов (плазменных блоков) до скорости 1000 км/с.

Новые лазеры позволяют надеяться на создание принципиально новых технологий в медицине, конструировании и обработке материалов, оптике, а также на создание ядерных реакторов, использующих экологически чистые реакции ядерного синтеза.

## 7.1. Классификация лазеров

По типу активной среды различают лазеры твердотельные (кристалл рубина, активированный хромом; стекло, активированное неодимом), газовые (молекулярные ( $N_2$ , CO,  $H_2O$ , HCN), на смеси газов (гелий-неоновые, углекислотные), ионные (аргоновые, криптоновые, ксеноновые), на парах металлов (меди, кадмия, свинца)), лазеры на растворах



красителей (жидкостные лазеры на растворах нитробензола, пиридина, бензола, толуола), полупроводниковые (двухкомпонентные (GaAs, JnP, PbTe) или трехкомпонентные (JnP<sub>1-x</sub>As<sub>x</sub>, GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>)), лазеры на свободных электронах.

По методу возбуждения лазеры могут быть с оптической накачкой (т. е. с внешним непрерывным или импульсным источником света) или с электрической накачкой (т. е. пропусканием постоянного, импульсного или высокочастотного тока, пучка быстрых электронов), с накачкой с помощью химических реакций или тепловой. Оптическая накачка используется в твердотельных или жидкостных лазерах, накачка электрическим током — в газовых и полупроводниковых лазерах.

По режиму работы выделяют лазеры, работающие в непрерывном режиме (с излучением в течение более 1 с), простом импульсном режиме или импульсном режиме с модулированной добротностью (импульсы от нескольких наносекунд (нс) до 100 нс). Продолжительность импульса может колебаться от фемтосекунд ( $\sim 10^{-15}$  с) или пикосекунд ( $\sim 10^{-12}$  с) до больших долей секунды.

По характеру и спектральному составу (длине генерируемой световой волны и диапазону) различают лазеры импульсные или с непрерывным излучением, монохроматические (излучение в узком интервале длин волн) или широкополосные, а также с излучением в ультрафиолетовом ( $180 < \lambda < 380$  нм), видимом ( $380 < \lambda < 750$  нм), инфракрасном (ближнем —  $750 < \lambda < 1400$  нм, дальнем —  $\lambda > 1400$  нм) диапазоне. Мерой степени монохроматичности лазерного пучка может служить полуширина линии его излучения. У газовых лазеров монохроматичность очень высокая, она составляет  $10^{-10}$ . Твердотельные и особенно полупроводниковые лазеры не отличаются высокой монохроматичностью.

По значению мощности энергии генерируемого излучения: сверхмощные и мощные (непрерывная средняя мощность более  $10^6$  Вт), средней мощности ( $10^3$ – $10^5$  Вт), маломощные (менее  $10^{-3}$  Вт).

По степени расходимости лазерного луча газовые лазеры имеют наиболее узкий луч — в несколько угловых минут. Расходимость луча твердотельных лазеров много выше (несколько угловых градусов). Полупроводниковые лазеры имеют лепестковый раскрыв излучения: в одной плоскости около одного градуса, в другой — несколько угловых градусов.

Важная характеристика лазеров — коэффициент полезного действия (КПД). У твердотельных КПД составляет 1–3 %, у газовых лазеров может варьироваться в широком интервале от 1 до 40 %, у полупроводниковых лазеров максимальный КПД составляет 66 %.

## 7.2. Основные структурные элементы лазеров

Внешний источник энергии (источник накачки) — совокупность элементов, которые предназначены для преобразования и передачи энергии от внешнего источника к лазерному активному элементу.

Основная функциональная часть лазера, предназначенная для преобразования энергии накачки в лазерное излучение, содержит лазерный активный элемент — вещество, в котором в процессе накачки создается активная среда, и оптический резонатор. Оптический резонатор — совокупность нескольких отражающих элементов (зеркал), которые обеспечивают многократное прохождение лазерного излучения через активную среду (т. е. положительную обратную связь и усиление светового потока) и формируют выходные характеристики лазерного излучения: мощность, частота, поляризация и пространственная направленность. Оптический резонатор должен иметь большую добротность, чтобы пучок лазерного излучения, отражаясь от зеркал многократно, имел небольшое затухание.

Структурная схема лазера может быть дополнена рядом элементов (системой охлаждения активного элемента и системы накачки, модулятором, устройством контроля параметров излучения), обеспечивающих его работоспособность и управление лазерным излучением.

Важнейшими для лазерного излучения являются энергетические, спектральные, пространственно-энергетические и частотно-временные характеристики.

К энергетическим характеристикам и параметрам относятся мощность лазерного излучения, КПД лазера, порог генерирования лазера.

Спектральные характеристики представляют собой зависимость мощности лазерного излучения от частоты при заданных параметрах: температуре, химическом составе лазерного вещества.

Пространственно-энергетические характеристики описывают распределение мощности и фазы лазерного излучения в пространстве. К ним относятся диаметр пучка лазерного излучения, внутри которого проходит заданная доля (50 %) мощности лазерного излучения, диаграмма направленности и расходимость лазерного излучения.

Частотно-временные характеристики описывают спектр лазерного излучения и распределение его мощности во времени. Эти характеристики связаны с режимом работы лазера: непрерывным или импульсным.

Факторы, которые оказывают влияние на эти характеристики, можно разделить на три группы.

К первой группе относятся факторы, связанные со свойствами активной среды: структура уровней энергии, фазовое состояние, химический состав, температура, геометрические размеры.

Вторую группу составляют параметры оптического резонатора: коэффициент отражения, конфигурация, диаметр и удаление зеркал друг от друга.

Факторы третьей группы связаны со способом передачи энергии от источника накачки лазерной активной среде: электронный удар и неупругие соударения атомов в случае газоразрядного лазера, оптическая накачка кристалла мощными лампами в лазере на рубине, инжекция носителей через  $p-n$ -переход в полупроводниковых лазерах.

Основные свойства лазерного излучения:

1) монохроматичность излучения, количественной характеристикой которой является величина  $\frac{\Delta\nu}{\nu_0}$  – относительная ширина спектра, где

$\Delta\nu$  – спектральная ширина излучения лазера;  $\nu_0$  – частота, соответствующая центру спектрального интервала излучения, для различных типов лазеров достигнута степень монохроматичности в интервале  $10^{-10} - 10^{-14}$ ;

2) пространственная когерентность (согласованность в пространстве волн в плоскости, перпендикулярной направлению их распространения) – корреляция фаз электромагнитных волн, испущенных из двух различных точек протяженного источника в одинаковые моменты времени. Для характеристики вводится понятие радиуса пространственной когерентности электромагнитных волн, излучаемых протяженным источником:  $r_{\text{ког}} = \lambda/\varphi$ , где  $\lambda$  – длина волны излучения;  $\varphi$  – угловой размер источника. Физический смысл понятия радиуса  $r_{\text{ког}}$  пространственной когерентности протяженного источника – возможность наблюдения интерференционной картины от протяженного источника внутри круга соответствующего радиуса;

3) временная когерентность – корреляция фаз электромагнитных волн во времени. Время когерентности  $\tau_{\text{ког}}$  определяется как время, за которое изменение разности фаз волн, накладывающихся в данной точке пространства, равно  $\pi$ . За время когерентности  $\tau_{\text{ког}}$  волна распространяется на расстояние, которое называют длиной когерентности:  $l_{\text{ког}} = c\tau_{\text{ког}}$ ;

4) узкая угловая направленность – локализация излучения вблизи одного направления. Направленность лазерного излучения характеризуется коэффициентом направленности, который численно равен отношению длины волны генерируемого излучения к линейному размеру резонатора и может достигать высокой степени – 2000;

5) высокая мощность излучения (от 1 мВт до 100 Вт в непрерывном режиме работы, мощность в наносекундном импульсе может достигать  $\sim 10^{12}$  Вт);

б) линейная поляризация лазерного излучения.

### 7.3. Основные принципы генерации лазерного излучения

Работа лазера основана на трех фундаментальных процессах, происходящих при взаимодействии электромагнитного излучения с атомами вещества: 1) поглощении энергии накачки атомами вещества (активной среды) с дальнейшим преобразованием энергии; 2) спонтанном излучении фотонов атомами активной среды; 3) вынужденном излучении фотонов атомами активной среды.

В спектроскопии уровни энергии и переходы между ними принято изображать графически. Простейшая диаграмма уровней энергии, образующих дискретную последовательность, изображена на рис. 78. Горизонтальные линии (уровни энергии) соответствуют стационарным состояниям с определенной энергией, причем нижний из уровней основной, остальные возбужденные. Переходы между уровнями показаны вертикальными линиями (стрелками), соединяющими соответствующие энергетические уровни: переход с поглощением кванта энергии частотой  $\nu_{12}$  соответствует переходу с уровня с энергией  $E_1$  на уровень с энергией  $E_2$ ; переход с излучением (испусканием) соответствует переходу с уровня с энергией  $E_3$  на уровень с энергией  $E_2$  (см. рис. 78).

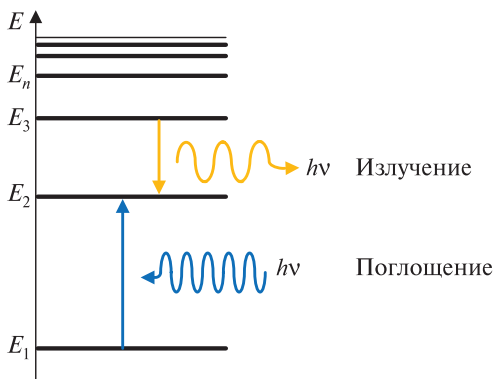


Рис. 78

Между энергетическими уровнями возможен безызлучательный переход. В этом случае разность энергий  $\Delta E$  уровней выделяется в какой-либо иной форме (может перейти во внутреннюю (кинетическую) энергию окружающих молекул, т. е. в тепло).

Система энергетических уровней атома является достаточно сложной, поэтому теоретически возможно большое число различных пере-

ходов. Однако не все квантовые переходы являются разрешенными. Существуют специальные правила отбора, которые определяют, какие переходы возможны (т. е. вероятность перехода велика), а какие запрещены. Запрет может быть строгим (вероятность перехода равна нулю) и приближенным (вероятность перехода мала, но отлична от нуля).

Возбужденный энергетический уровень, переход с которого на более низкие уровни имеет малую вероятность, называется метастабильным. Вследствие малой вероятности перехода атомы могут находиться в метастабильном состоянии значительно дольше ( $\sim 10^{-3}$  с), чем в любом другом возбужденном состоянии ( $\sim 10^{-8}$  с).

Большой вклад в разработку вопроса об излучении (испускании) внес А. Эйнштейн в 1916 г. При построении теории испускания и поглощения излучения атомами и молекулами на основе представления о фотонах Эйнштейн ввел коэффициенты, которые характеризуют вероятности квантовых переходов, при этом впервые была высказана идея о возможности существования вынужденного (под внешним воздействием) излучения.

Эйнштейн сформулировал закон спонтанного (самопроизвольного) испускания атома как вероятностный процесс: в отсутствие внешнего излучения существует определенная вероятность самопроизвольного (спонтанного) перехода атома с более высокого энергетического уровня с энергией  $E_n$  на более низкий с энергией  $E_m$ . Вероятность спонтанного перехода — число переходов в единицу времени — определяется коэффициентом Эйнштейна  $A_{nm}$  (индексы указывают на направление перехода между верхним  $E_n$  и нижним  $E_m$  уровнями энергии).

Выражение для коэффициента  $A_{nm}$  впервые было получено Эйнштейном теоретически из термодинамических соображений при рассмотрении равновесного состояния системы «излучение — вещество» (при термодинамическом равновесии квантовой системы с окружающей средой при температуре  $T$  населенности энергетических уровней  $N_i$  подчиняются распределению Больцмана).

Спонтанно излучаются фотоны с частотой  $\nu_{21}$ , при этом атомы самопроизвольно переходят из возбужденного состояния (уровень 2) с энергией  $E_2$  в состояние с энергией  $E_1$  (уровень 1). Число этих переходов (в расчете на  $1 \text{ м}^3$ ) в единицу времени пропорционально населенности  $N_2$  верхнего уровня и равно  $dN_2/dt = A_{21}N_2$ , где  $A_{21}[\text{с}^{-1}]$  — коэффициент Эйнштейна, характеризующий вероятность спонтанных переходов в единицу времени в расчете на один атом на верхнем уровне  $N_2$ , и имеет смысл величины, обратной среднему времени жизни возбужденного состояния атома (т. е.  $A_{nm} = \frac{1}{\tau}$ , где  $\tau$  — время жизни  $n$ -го возбужденного

состояния). Физический смысл  $\tau$  – это время, в течение которого количество возбужденных атомов (или молекул) в этом состоянии за счет спонтанного излучения уменьшается в  $e$  раз. Для разрешенных переходов среднее время жизни возбужденного состояния составляет около  $10^{-8}$ – $10^{-9}$  с. В метастабильном состоянии атом (молекула) может находиться значительно дольше – примерно  $10^{-3}$  с.

Поскольку спонтанные переходы происходят вследствие внутренних причин и статистически независимы, каждый атом излучает квант света в произвольном направлении с произвольной начальной фазой и поляризацией. В результате отсутствия корреляции между фазами, типом поляризации и направлениями распространения излучения отдельных атомов спонтанное излучение атомов по отношению к внешнему электромагнитному излучению будет некогерентным. При этом мощность спонтанного излучения  $W = A_{nm} N_n h\nu_{nm}$ , где  $N_n$  – число возбужденных атомов на уровне с энергией  $E_n$ ;  $h$  – постоянная Планка;  $\nu_{nm}$  – частота кванта излучения.

Гипотеза Эйнштейна относительно вынужденных (индуцированных) переходов (поглощения и испускания) состоит в том, что под действием внешнего электромагнитного излучения частоты  $\nu$  атом (молекула) может перейти: 1) с более низкого энергетического уровня  $E_m$  на более высокий  $E_n$  с поглощением кванта энергии; 2) с более высокого энергетического уровня с энергией  $E_n$  на более низкий уровень с энергией  $E_m$  с вынужденным (индуцированным) испусканием кванта энергии. Скорость каждого из этих процессов определяется соответствующими вероятностями – коэффициентами Эйнштейна (для поглощения  $B_{mn}$  и для вынужденного испускания  $B_{nm}$ ). Два соотношения:

$$B_{mn} = B_{nm} \text{ и } B_{nm} = \frac{c^3}{8\pi h\nu^3} A_{nm} \text{ – выражают связь между коэффициентами}$$

Эйнштейна и справедливы для любых комбинаций уровней энергии. Их справедливость сохраняется и при отсутствии равновесия.

Возможно вынужденное (индуцированное) излучение фотонов с частотой  $\nu_{21} = \nu$ , при котором атомы переходят из возбужденного состояния с энергией  $E_2$  в состояние с энергией  $E_1$  под действием внешнего светового излучения. Число этих переходов в единицу времени (в расчете на  $1 \text{ м}^3$ ) пропорционально населенности  $N_2$  верхнего уровня и спектральной плотности электромагнитного поля  $\rho\nu$  и равно  $dN_2/dt = B_{21} N_2 \rho\nu$ , где  $B_{21}$  [ $\text{Дж}^{-1} \text{ м}^3 \text{ с}^{-2}$ ] – коэффициент Эйнштейна для вынужденного излучения;  $B_{21} \rho\nu$  – вероятность индуцированного перехода с излучением фотона, отнесенная к единице времени.

Свойства вынужденного излучения существенно отличаются от свойств спонтанного. Так, важнейшей особенностью вынужденных

переходов является то, что излучаемый квант под действием внешнего излучения полностью когерентен (идентичен) внешнему, т. е. имеет ту же частоту, фазу, поляризацию и распространяется по тому же направлению. Таким образом, вынужденное излучение является когерентным по отношению к внешнему.

Стабильным состоянием, в котором атом в отсутствие внешних возмущений может находиться бесконечно долго, является только основное состояние – с наименьшей энергией  $E_1$ . В возбужденных состояниях атом может пребывать лишь некоторое время ( $\sim 10^{-8}$  с), после этого он самопроизвольно переходит в одно из состояний с меньшей энергией, испуская квант света, частоту которого можно определить из условия частот (второго постулата Бора).

Существуют некоторые возбужденные состояния, которые характеризуются длительным временем жизни, т. е. на этих энергетических уровнях атом может пребывать значительно большее время ( $\sim 10^{-3}$  с). Соответствующие состояния (энергетические уровни) называются метастабильными.

Однако время жизни атома в метастабильном состоянии может оказаться очень коротким, если атомы подвергаются воздействию какого-либо вынуждающего фактора (внешнего излучения или соударений).

## 7.4. Накачка лазера

Накачкой называется процесс возбуждения лазерного вещества, приводящий к возникновению активной среды вследствие нарушения равновесного распределения атомов по энергетическим состояниям и появления инверсной населенности энергетических уровней. Термин «инверсная населенность» означает, что определенная доля частиц среды (молекул, атомов или ионов) переведена в возбужденное состояние так, что для некоторой пары энергетических уровней (по сравнению с термодинамическим равновесием) создано избыточное количество атомов на верхнем по энергии уровне по сравнению с нижним.

Если совокупность атомов вещества находится в термодинамическом равновесии, то число атомов, находящихся в каждом энергетическом состоянии, можно найти с помощью распределения Больцмана:

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp \frac{-(E_2 - E_1)}{kT},$$

где  $N_1$  и  $N_2$  – населенности энергетических уровней;  $T$  – температура вещества;  $k$  – постоянная Больцмана;  $E_2$  и  $E_1$  соответственно – энергии более высокого и более низкого энергетических уровней.

В случае термодинамического равновесия  $E_2 - E_1 \gg kT$ , показатель степени в вышеприведенном выражении представляет собой большое отрицательное число, т. е.  $\frac{N_2}{N_1}$  крайне мало. Это соответствует тому, что при тепловом равновесии в обычных условиях для комнатной температуры ( $T \approx 300$  К) число возбужденных атомов на верхних уровнях значительно меньше, чем на нижних.

Процесс накачки позволяет обратить ситуацию, т. е. сделать  $\frac{N_2}{N_1} > 1$ , при этом условии активная среда находится в неравновесном состоянии с инверсией населенностей энергетических уровней.

Современные лазеры обычно имеют три или четыре уровня, участвующих в лазерной генерации.

Чтобы достигнуть неравновесного состояния, рассмотрим совокупность из  $N$  атомов, каждый из которых может находиться в трех различных энергетических состояниях на уровнях 1, 2 и 3 с энергиями  $E_1$ ,  $E_2$  и  $E_3$  в количестве  $N_1$ ,  $N_2$  и  $N_3$  соответственно. При этом диаграмма энергетических уровней представлена на рис. 79.

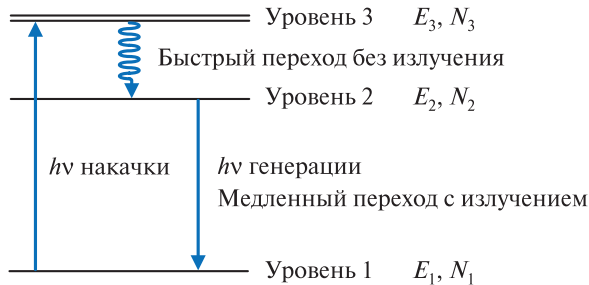


Рис. 79

Если система атомов находится в термодинамическом равновесии, то большинство атомов находится в основном состоянии, т. е.  $N_1 \approx N$ ,  $N_2 \approx N_3 \approx 0$ .

На рис. 79 показана накачка – процесс перехода ( $E_1 \rightarrow E_3$ ) атомов в возбужденное короткоживущее состояние на уровень 3 при поглощении излучения с частотой  $\nu_{31}$  (условие частот Бора  $E_3 - E_1 = h\nu_{31}$ , где  $h$  – постоянная Планка). Результатом является значительное увеличение числа атомов на уровне 3, т. е.  $N_3 > 0$ .

На рис. 79 обозначен переход  $3 \rightarrow 2$ , который на практике проходит в течение времени  $\tau_{32}$  без излучения; освобожденная при этом энергия



$(E_3 - E_2)$  превращается во внутреннюю (тепловую) энергию вещества. Также показан процесс перехода атома с уровня 2 на основной уровень 1 с излучением фотона частоты  $\nu_{21}$ , которую можно найти из выражения  $E_2 - E_1 = h\nu_{21}$ . В данном случае  $E_1 < E_2 < E_3$ , т. е. энергетический уровень 2 лежит между основным состоянием – уровнями 1 и 3.

Время  $\tau_{21}$  перехода  $2 \rightarrow 1$  значительно превышает время  $\tau_{32}$  перехода  $3 \rightarrow 2$  (т. е.  $\tau_{21} \gg \tau_{32}$ ). При таком условии количество атомов на уровне 3 резко уменьшится ( $N_3 \approx 0$ ), а количество атомов на уровне 2 увеличится ( $N_2 > 0$ ). Если на метастабильном уровне 2 удержать больше половины атомов ( $N_2 > N_1/2$ ), то между уровнями 1 и 2 будет достигнута инверсия населенностей. Для достижения такого эффекта нужна очень большая энергия накачки, поэтому трехуровневые лазеры непрактичны.

На практике чаще используются четырехуровневые системы для достижения лазерной генерации (рис. 80).

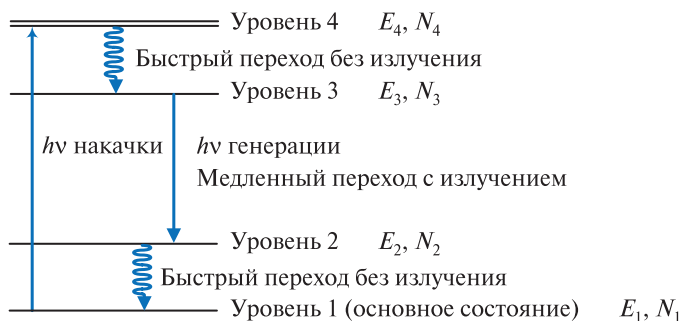


Рис. 80

На рис. 80 представлены четыре энергетических уровня, энергии которых последовательно увеличиваются:  $E_1 < E_2 < E_3 < E_4$ . Также показано, как в четырехуровневой системе при накачке атомы переходят из основного состояния (уровень 1) на возбужденный уровень накачки 4, резко увеличивая населенность уровня 4 ( $N_4 > 0$ ) и уменьшая населенность уровня 1. Затем с уровня 4 атомы переходят с помощью быстрого перехода без излучения на метастабильный уровень 3. Наличие этого быстрого перехода приводит к тому, что населенность уровня 4 резко уменьшается ( $N_4 \approx 0$ ), а населенность уровня 3 резко увеличивается ( $N_3 > 0$ ).

Поскольку время перехода  $4 \rightarrow 3$  намного превышает время перехода  $3 \rightarrow 2$ , то на уровне 3 скапливаются атомы, которые затем с помощью спонтанного или вынужденного излучения переходят на уровень 2. Атом с уровня 2 быстрым переходом может вернуться в основное состояние

и продолжает оставаться на уровне 1. Благодаря наличию быстрого перехода  $2 \rightarrow 1$  количество атомов на уровне 2 также стремится к нулю ( $N_2 \approx 0$ ).

Основное количество атомов скапливается на уровне 3, который образует инверсию населенностей с уровнем 2 ( $N_3 > 0$ , откуда  $N_3 > N_2$ ). Излучение лазера (т. е. полученное оптическое усиление) будет соответствовать частоте  $\nu_{32}$  ( $E_3 - E_2 = h\nu_{32}$ ).

Для создания инверсии населенностей в четырехуровневой схеме достаточно небольшой энергии накачки, поэтому такие лазеры более практичны.

Энергия оптической накачки в обеих схемах превышает энергию генерации излучения. Это обуславливает тот факт, что КПД лазера изначально ограничивается отношением энергии возбуждения к энергии лазерного перехода, которое называется квантовым выходом лазера.

Особой структурой энергетических уровней обладают полупроводниковые лазеры. В процесс генерации излучения в полупроводниковых лазерах вовлечены электроны двух зон полупроводника, однако благодаря примесям, формирующим светоизлучающий  $p-n$ -переход, границы этих зон в разных участках диода оказываются сдвинутыми относительно друг друга. Инверсная населенность в области  $p-n$ -перехода в таких лазерах создается за счет перетекания электронов в область перехода из зоны проводимости  $n$ -участка и дырок из валентной зоны  $p$ -участка.

Существует несколько основных методов накачки: оптическая (возбуждение молекул при помощи некогерентного излучения импульсной лампы-вспышки, светоизлучающих диодов или лазера), электрическая (с помощью газового разряда, пучка электронов или ионов, инжекции носителей заряда), химическая (зажигание, химические реакции, продукты которых получают в возбужденных состояниях).

Для каждого конкретного типа лазеров подбирают наиболее эффективный метод накачки, который определяет конструкцию системы подвода энергии к активной среде.

## 7.5. Оптический резонатор. Условие лазерной генерации

Наличия активной среды с инверсной населенностью еще недостаточно для возникновения лазерной генерации, т. е. испускания монохроматического когерентного света. Генерация возникает только при наличии режима положительной обратной связи, который в оптическом квантовом генераторе осуществляется путем помещения активной среды в оптический резонатор, не только осуществляющий положительную обратную связь, но и играющий решающую роль в формировании частотного и пространственного спектра генерируемого излучения.

В наиболее простом случае оптический резонатор представляет собой пару зеркал, одно из которых – выходное зеркало лазера с коэффициентом отражения 97 %. В качестве другого зеркала ставят отражатель с коэффициентом отражения 99,8 % на длине волны генерации, который обеспечивает возвращение части излучения назад в активную среду. Соответственно, вновь возникающие в активной среде кванты излучения и далее будут вызывать когерентное монохроматическое излучение. Коэффициент отражения выходного полупрозрачного зеркала лазерного резонатора подбирается таким образом, чтобы обеспечить максимальную выходную мощность лазера.

Простейшим примером оптического резонатора является конфокальный резонатор, состоящий из двух одинаковых сферических вогнутых зеркал, фокусы которых сопряжены в одной точке. Условия резонанса в нем выполняются только для тех волн, которые распространяются в направлениях, мало отличающихся от направления оптической оси резонатора. Как и в любом резонаторе, условия стационарного состояния выполняются только для тех волн, для которых на оптическом пути внутри резонатора укладывается целое число полуволн. Это условие выполняется не только для осевого пучка, но и для ряда приосевых пучков, которые дают в плоскости, перпендикулярной оси пучка, сложное распределение амплитуд, зависящее от направления распространения и от дифракционных потерь. Такие колебания, для которых выполняются указанные условия резонанса, получили название поперечных мод.

Условием устойчивой лазерной генерации является требование равенства оптических потерь в лазерном резонаторе (т. е. потерь излучения, связанных с флуктуациями плотности, дефектами лазерной среды, рассеяний излучения и прочих видов оптических потерь, обуславливающих ослабление излучения при прохождении через среду, включая потери на выход излучения через зеркала резонатора) и коэффициента усиления излучения в активной среде.

Указанное условие математически можно выразить следующим равенством:

$$\exp(\alpha \cdot 2L) = R_1 R_2 \cdot \exp(\gamma \cdot 2L) X,$$

где  $L$  – длина активной среды;  $\alpha$  – коэффициент усиления в активной среде;  $R_1$  и  $R_2$  – коэффициенты отражения зеркал резонатора;  $\gamma$  – серые потери в активной среде;  $X$  – все прочие потери, присутствующие в лазере (при их отсутствии он равен 1). Чтобы получить условие развития лазерной генерации, равенство надо заменить знаком «>», чтобы интегральный коэффициент квантового усиления превосходил интегральный коэффициент поглощения.

Резонатор лазера нуждается в юстировке. В неюстированном (т. е. неустойчивом) резонаторе (с зеркалами, расположенными под углом друг к другу) излучение, пройдя через активную среду несколько раз, выходит за пределы лазера.

Соотношение выражает известный закон Бугера для поглощения как результат взаимодействия волны с атомами среды:

$$J_\nu(x) = J_\nu(0)\exp(-\alpha_\nu x),$$

где  $J_\nu(0)$  — начальная интенсивность монохроматического излучения с частотой  $\nu$  при входе в среду;  $J_\nu(x)$  — интенсивность в поглощающем слое вещества с координатой  $x$ ; в показателе экспоненты через  $\alpha_\nu$  ( $\alpha_\nu > 0$ ) (имеет размерность  $[м^{-1}]$ ) обозначен коэффициент поглощения, который характеризует поглощательную способность среды.

В обычных условиях сред, близких к равновесным, показатель экспоненты отрицательный ( $-\alpha_\nu < 0$ ), поэтому наблюдается экспоненциальное ослабление проходящего через рассматриваемую среду излучения.

Если в среде создана инверсная населенность энергетических уровней ( $N_n > N_m$ ), коэффициент  $\alpha_\nu$  ( $\alpha_\nu < 0$ ) называют коэффициентом усиления среды или отрицательным коэффициентом поглощения на частоте  $\nu$ . В этом случае среда будет усиливать проходящую сквозь нее волну.

Коэффициент усиления зависит от величины инверсии ( $N_n - N_m$ ) и вероятности оптического перехода атома из одного энергетического состояния в другое (т. е. от коэффициента Эйнштейна  $B_{21}$ ). Существенно также то, что коэффициент усиления активной среды лазера зависит от спектральной ширины  $\Delta\nu$  излучения, распространяющегося вдоль активной среды, и возрастает с уменьшением  $\Delta\nu$ .

Коэффициент усиления среды будет определяться также мощностью внешней накачки и плотностью энергии в электромагнитной волне. Пока мощность электромагнитной волны значительно меньше мощности накачки, приходящейся на частоту перехода, коэффициент усиления среды будет возрастать с увеличением плотности энергии в волне. Однако по мере приближения мощности накачки к мощности электромагнитного поля в среде рост коэффициента усиления будет замедляться, а сам коэффициент усиления будет стремиться к постоянному значению. Это явление, связанное со скоростью наполнения и обеднения верхнего уровня, называется насыщением коэффициента усиления.

## ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ

Для получения высокой оценки студент должен не только показать глубокое знание теории выполненной работы, самостоятельно выполнить все предусмотренные инструкцией задания, но и продемонстрировать умение применять полученные знания для объяснения наблюдаемых оптических явлений, использования их в разнообразных устройствах или оптических методах анализа.

Подготовьте сообщения по темам, указанным далее.

**1. Оптические методы анализа вещества. Опишите суть одного из методов анализа и его применение:**

- а) атомно-абсорбционный анализ;
- б) эмиссионный спектральный анализ;
- в) пламенная фотометрия;
- г) молекулярный абсорбционный анализ;
- д) нефелометрический анализ;
- е) турбидиметрический анализ;
- ж) рефрактометрический анализ;
- з) интерферометрический анализ;
- и) поляриметрический анализ.

**2. Оптика цвета различных объектов. Объясните следующие явления:**

- а) физические явления, определяющие наблюдаемый зрительной системой цвет объекта, не излучающего в видимом диапазоне частот;
- б) цвет объекта, который за счет получения какой-либо энергии является источником электромагнитных волн;
- в) цвет неба и облаков в различное время суток.

**3. Объясните представленные на фото явления:**

- а) «разрыв» ложки:



б) изменение цвета морской воды:



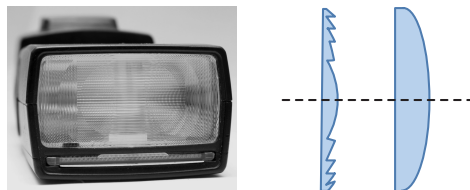
в) свечение вокруг фонаря:



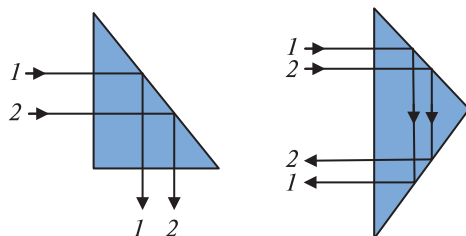
г) пленка воды, наблюдаемая в солнечный день вдали на дороге, хотя асфальт сухой:



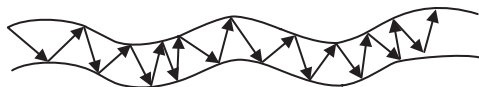
д) ребристость фар автомобилей и поверхности ламп маяков:



е) полное внутреннее отражение в оптических приборах:



ж) оптическое волокно и его использование:



#### 4. Интерференция. Объясните следующие явления:

- устройство и применение интерферометров;
- просветление оптики;
- структура и применение отражающих покрытий;
- цвета побежалости в оксидных пленках на поверхности природных кристаллов или при нагревании металлов;
- окраска крыльев насекомых и птиц.

#### 5. Поляризация. Дайте объяснение следующим явлениям:

- поляризация солнечного света в атмосфере, полярного сияния, радуги (степень поляризации при рассеянии тем выше, чем меньше размеры частиц);
- поляризация излучения космических источников.

Исследование поляризации регистрируемого космического излучения позволяет получить информацию о характеристиках его магнитного поля, химическом составе, форме и размерах рассеивающих излу-

ние частиц, о степени однородности поверхностной яркости источника (звезды) и др.;

в) применение поляризационных фильтров в фотографии и видеосъемке;

г) эллиптический и круговой дихроизм;

д) искусственная оптическая анизотропия;

е) поляризационно-оптический метод. Позволяет исследовать изотропность или анизотропность оптически прозрачных объектов, а также изменение физических свойств этих объектов при различных механических воздействиях. Кроме того, возможно такое исследование прозрачных копий непрозрачных объектов (деталей, конструкций) при различных механических воздействиях;

ж) метод поляриметрии. Заключается в исследовании способности различных веществ поворачивать ПП, что позволяет изучать структуру оптически активных веществ, их концентрацию в растворах и т. п.;

з) вращение ПП в электрическом и магнитном поле.

#### **6. Практическое применение оптических квантовых генераторов:**

а) измерение расстояний до удаленных объектов, создание искусственных опорных «звезд»;

б) адаптивная оптика и компенсация атмосферных искажений;

в) лазерное охлаждение — метод достижения сверхнизких температур;

г) комплекс, предназначенный для борьбы с наземными и воздушными целями (лазерный прицел, системы обнаружения снайперов, введение противника в заблуждение, лазерное наведение, лазерное стрелковое оружие);

д) применение лазеров в промышленности (лазерная термообработка, получение поверхностных покрытий, вакуумно-лазерное напыление, инициирование поверхностных химических реакций, лазерное разделение материалов);

е) самый популярный лазер в медицине (косметическая хирургия, коррекция зрения, хирургия, стоматология, диагностика заболеваний);

ж) применение лазеров в информационных технологиях (оптическая связь, лазерные принтеры, считыватели штрих-кодов, лазерные дисплеи, оптические компьютеры);

з) применение лазеров в световом дизайне (лазерные шоу на концертах и дискотеках, мультимедийные демонстрации и презентации, лазерные указки).



## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Бутиков, Е. И. Оптика : учеб. пособие для студентов физ. специальностей вузов / Е. И. Бутиков. — 3-е изд., доп. — СПб. : Лань, 2022. — 608 с.

Ландсберг, Г. С. Оптика / Г. С. Ландсберг. — 7-е изд. — М. : Физматлит, 2017. — 852 с.

Савельев, И. В. Курс общей физики : учеб. пособие : в 5 т. / И. В. Савельев. — 5-е изд. — СПб. : Лань, 2021. — Т. 4. Волны. Оптика. — 256 с.

# СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	3
1. ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА.....	4
1.1. Законы геометрической оптики .....	4
1.2. Построение изображений в плоских зеркалах и линзах .....	7
1.2.1. Действительное и мнимое изображение.....	7
1.2.2. Плоское зеркало.....	8
1.2.3. Тонкие линзы .....	9
1.3. Центрированные оптические системы.....	14
1.4. Принцип Ферма .....	16
1.5. Глаз как оптическая система .....	17
2. ВОЛНОВАЯ ОПТИКА .....	20
2.1. Световые волны.....	20
2.2. Дисперсия света.....	22
2.3. Интерференция света.....	23
2.4. Получение когерентных волн .....	25
2.5. Интерференция монохроматического излучения. Наложение интерференционных картин.....	28
2.6. Дифракция света .....	30
2.7. Дифракция Фраунгофера на щели.....	32
2.8. Дифракционная решетка .....	35
2.9. Виды поляризации электромагнитных волн.....	40
2.10. Изменение состояния поляризации света.....	44
2.10.1. Поляризация света при отражении от границы раздела двух диэлектриков .....	44
2.10.2. Поляризация при рассеянии Рэлея .....	47
2.10.3. Определение степени поляризации света .....	48
2.10.4. Двойное лучепреломление .....	49
2.10.5. Поляризационные приборы.....	55
3. КВАНТОВЫЕ СВОЙСТВА СВЕТА.....	61
3.1. Спектры поглощения и излучения одноатомных газов.....	61
3.2. Спектры излучения и поглощения абсолютно черного тела.....	63
3.3. Явление фотоэффекта .....	63
3.4. Объяснение линейчатых спектров атомарного водорода.....	68
3.5. Полуширина спектральных линий .....	70
3.6. Поглощение света веществом .....	73
3.7. Закон поглощения света.....	74
3.8. Рассеяние света веществом .....	76

4. ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРИБОРОВ.....	77
5. ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ .....	81
5.1. Зрительная система человека.....	81
5.2. Цвет различных объектов.....	84
5.3. Оптические иллюзии.....	86
5.4. Наблюдение радуги .....	87
5.5. Наблюдение гало .....	91
5.6. Наблюдение миражей.....	93
6. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ДИЭЛЕКТРИКОВ .....	95
7. ОПТИЧЕСКИЕ КВАНТОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ.....	99
7.1. Классификация лазеров .....	100
7.2. Основные структурные элементы лазеров .....	102
7.3. Основные принципы генерации лазерного излучения.....	104
7.4. Накачка лазера.....	107
7.5. Оптический резонатор. Условие лазерной генерации .....	110
ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ .....	113
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ .....	117

Учебное издание

**Капуцкая** Ирина Александровна  
**Медведь** Ирина Николаевна  
**Кембровская** Наталья Геннадьевна и др.

**ОПТИКА.  
РУКОВОДСТВО  
ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ**

**Пособие**

Редактор *О. В. Лысковец*  
Художник обложки *Т. Ю. Таран*  
Технический редактор *В. П. Явуз*  
Компьютерная верстка *О. Ю. Шантарович*  
Корректор *Н. А. Ракуть*

Подписано в печать 26.10.2022. Формат 60×84/16. Бумага офсетная.  
Печать цифровая. Усл. печ. л. 6,97. Уч.-изд. л. 7,1.  
Тираж 80 экз. Заказ 463.

Белорусский государственный университет.  
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,  
распространителя печатных изданий № 1/270 от 03.04.2014.  
Пр. Независимости, 4, 220030, Минск.

Республиканское унитарное предприятие  
«Издательский центр Белорусского государственного университета».  
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,  
распространителя печатных изданий № 2/63 от 19.03.2014.  
Ул. Красноармейская, 6, 220030, Минск.