

Суркаев А.Л.



КУРС ЛЕКЦИЙ

**ФИЗИКА. ЧАСТЬ V.
ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ И ВОЛНОВАЯ
ОПТИКА**

Министерство образования и науки РФ
Волжский политехнический институт (филиал)
государственного образовательного учреждения высшего
профессионального образования
«Волгоградский государственный технический университет»

А.Л. Суркаев

КУРС ЛЕКЦИЙ

ФИЗИКА. ЧАСТЬ V. ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ И ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

Учебное пособие



Волгоград

2015

УДК. 536.7

Рецензенты:

*Зав. кафедрой «Общая физика» филиала ФГБОУ ВПО
«Национальный исследовательский университет (МЭИ)» в г. Волжском
д.ф.-м.н, профессор, **В.Г. Кульков.***

*Доцент кафедры «Физика» ФГБОУ ВПО Волгоградский архитектурно-
строительный университет, к. ф.-м. н., доцент **А. В. Сопит.***

Издается по решению редакционно-издательского совета

Волгоградского государственного технического университета

А.Л. Суркаев. Курс лекций. Физика. Часть V. Геометрическая и волновая оптика [Электронный ресурс]: учебное пособие // Сборник «Учебные пособия». Выпуск 3. – Электрон. текстовые дан. (1 файл – 1,03 МВ) – Волгоград: ВПИ (филиал) ВолгГТУ, 2015 г. – Систем. требования: Windows 95 и выше; ПК с процессором 486+; CD-ROM.

ISBN 978-5-9948-0420-9

Учебное пособие написано в соответствии с государственным образовательным стандартом для высшего специального образования.

Небольшой объем учебного пособия достигнут с помощью тщательного отбора и лаконичного изложения материала. Пособие может использоваться при проведении аудиторных лекционных занятий среди студентов технических специальностей вузов.

Пособие может быть полезно для студентов всех специальностей.

ISBN 978-5-9948-0420-9

Ил. 31, табл. 2, библиограф. 8 назв.

© Волгоградский государственный
технический университет, 2015

© Волжский политехнический ин-
ститут, 2015

Содержание

1. Введение.....	4
2. Элементы геометрической оптики.....	7
3. Принцип Ферма.....	11
4. Элементы теории оптических инструментов.....	15
5. Основы фотометрии.....	22
6. Интерференция света.....	27
7. Дифракция света.....	45

ВВЕДЕНИЕ

Физическая оптика – раздел физики, изучающий физическую природу света, свойства и взаимодействие его с веществом. Еще философы древней Греции полагали, что источником света являются реальные физические тела. При определенных условиях они излучают, отражают, поглощают и рассеивают свет, который, попадая в наш глаз, вызывает зрительное ощущение. Одним из основных свойств света является его *прямолинейное распространение в однородной среде*. В качестве подтверждения этому можно представить получение изображения предметов с помощью малого отверстия – так называемой “камеры-обскуры”, впервые описанной в XVI веке. В общем виде камера-обскура представляет собой ящик, в одной из стенок которого сделано малое отверстие. Луч света, исходящий от предмета, пройдя через малое отверстие, дает светлое пятно на задней стенке камеры-обскуры. Совокупность таких светлых пятен, образуемых лучами, исходящими из различных точек предмета, воспроизводит его обращенное изображение. Другим свойством света является способность лучей не возмущать друг друга при пересечении. В начале XVII века, тем не менее, стали известны факты, указывающие на возможность непрямолинейного распространения света. Изображение в камере-обскуре становится размытым, если отверстие выполнить слишком малым. Такое размывание можно объяснить, если предположить, что проходя отверстие, световые лучи заметно загибаются. Кроме того, в опытах при прохождении света через очень узкие отверстия в непрозрачном экране за ним наблюдается картина чередующихся светлых и темных полос. Эти явления получили название интерференции и дифракции света.

Прямолинейность распространения света сводилась к мысли о представлении света как потока частиц, вылетающих из источника и двигающихся равномерно и прямолинейно в однородной среде. Однако эту гипотезу

тезу трудно было согласовать не только с фактами загибания света за препятствия, но и со свойством лучей не возмещать друг друга при пересечении. Таким образом, к концу XVII века возникли две теории света – волновая и корпускулярная, которые взаимно дополняют друг друга и подтверждают двойственность природы света.

После открытия электромагнитных волн было доказано, что световые волны представляют собой электромагнитные волны малой длины. Возникла электромагнитная теория света, указавшая на единство световых и электромагнитных явлений. В общем случае под термином “свет” следует понимать не только *видимый свет*, но и все другие объемные области спектра электромагнитного излучения – *радиоволны, инфракрасное, видимое, ультрафиолетовое, рентгеновское и гамма-излучение*. Участки спектра отличаются друг от друга только по способу генерации и приема излучения и не отличаются по своей физической природе. Поэтому между участками спектра электромагнитного излучения нет четких границ и резких переходов, сами участки перекрываются, а границы между ними условны.

К радиоволнам принято относить электромагнитные излучения, длины волн и частоты которых, соответственно, лежат в пределах от $\lambda \approx 10^4$ м, до $\lambda \approx 1$ м, (от $\nu \approx 3 \cdot 10^3$ Гц, до $\nu \approx 3 \cdot 10^7$ Гц). Последние подразделяют на *метровые, дециметровые, миллиметровые и микрометровые*. Волны с длиной волны $\lambda < 1$ м (частотой $\nu > 300$ МГц) называют *микроволнами*, или *волнами сверхвысоких частот (СВЧ)*. К *оптическому спектру (инфракрасное, видимое и ультрафиолетовое)* относится диапазон от условной границы инфракрасного излучения ($\lambda \approx 2 \cdot 10^{-3}$ м, $\nu \approx 1,5 \cdot 10^{11}$ Гц) до условной коротковолновой границы ультрафиолетовой области ($\lambda \approx 10^{-7}$ м, $\nu \approx 3 \cdot 10^{16}$ Гц). Видимое излучение занимает диапазон длин волн в пределах $\lambda = 400 - 760$ нм, ультрафиолетовое - $\lambda = 10 - 400$ нм, инфракрасное - $\lambda = 760$ нм – 2 мм. Для оптической области спектра харак-

терно то, что частоты ν электромагнитного излучения становятся сравнимы с собственными частотами атомов и молекул, а длины волн λ с молекулярными размерами и межмолекулярными расстояниями. По этой причине существенным образом проявляются физические закономерности, обусловленные атомистическим строением вещества, а также наряду с волновыми выступают и квантовые свойства света. Тем не менее, волновые и квантовые закономерности являются общими для всего спектра электромагнитного излучения. Только, в зависимости от длины волны (частоты), основные позиции занимают те или иные физические явления, различные методы исследования и практическое применение.

Оптические явления теснейшим образом связаны с явлениями в различных областях естествознания, а оптические методы исследования относятся к наиболее тонким и точным. На протяжении длительного времени оптика занимала важнейшее место в фундаментальных исследованиях и развитии основных физических воззрений. Достаточно сказать, что обе основные физические теории двадцатого столетия – теория относительности и квантовая теория – зародились и в значительной степени развивались на почве оптических исследований. На современном этапе развития физической и технической мысли оптика не только не теряет своих позиций, но и во многом расширяет и преумножает их, находит все большее применение как в научных исследованиях, так и в различных областях всего технического прогресса.

1. Элементы геометрической оптики

Простейшие оптические явления, такие как возникновение теней и получение изображений в оптических приборах, объясняются с позиций *геометрической оптики*. Глаз человека, как оптический прибор, способен воспринимать только некоторую область спектра электромагнитного излучения – видимую область спектра. Диапазон длин волн этого излучения достаточно мал (порядка 10^{-7} м). Поэтому в первом приближении распространение видимого света следует рассматривать без учета его волновой природы и связанных с ней дифракционных явлений. *Геометрической (или лучевой) оптикой* называется предельный случай волновой оптики при длине волны $\lambda \rightarrow 0$. Считается, что свет распространяется вдоль некоторых линий, называемых *световыми лучами*. В основу формального построения геометрической оптики положены четыре закона, которые установлены опытным путем: 1) *закон прямолинейного распространения света*; 2) *закон независимости световых пучков*; 3) *закон отражения света*; 4) *закон преломления света*. Для понимания более сложных явлений необходимо использовать *физическую оптику*, рассматривающую представленные явления в связи с *физической природой света*. Физическая оптика позволяет не только вывести все законы геометрической оптики, но и установить *границы их применения*.

Закон прямолинейного распространения света утверждает, что *свет в прозрачной однородной среде распространяется по прямым линиям*. Опытным доказательством этого закона могут служить резкие тени, отбрасываемые непрозрачными телами, освещенными точечными источниками света. Отступление от закона проявляется при прохождении света через очень маленькие отверстия – отклонение тем больше, чем меньше отверстие.

Закон независимости световых лучей утверждает, что лучи при пересечении не возмущают друг друга, т.е. распространение всякого светового пучка в среде не зависит от того, есть ли в ней другие пучки света или нет. Этот закон справедлив при не слишком больших интенсивностях света. Независимость световых лучей нарушается в случаях применения лазерного излучения. Данный закон необходимо дополнить утверждением о совместном действии световых пучков при их наложении друг на друга. *Освещенность экрана, создаваемая несколькими световыми пучками, определяется алгебраической суммой освещенностей, создаваемых каждым пучком в отдельности.*

Закон отражения света был известен древним грекам и утверждает, что падающий и отраженный луч лежат в одной плоскости с нормалью к границе раздела в точке падения, называемой плоскостью падения, причем угол падения равен углу отражения.

Закон преломления света был установлен экспериментально голландским ученым Снеллиусом, согласно которому преломленный луч лежит в плоскости падения, причем отношение синуса угла падения к синусу угла преломления зависит только от длины световой волны и есть величина постоянная для рассматриваемых сред:

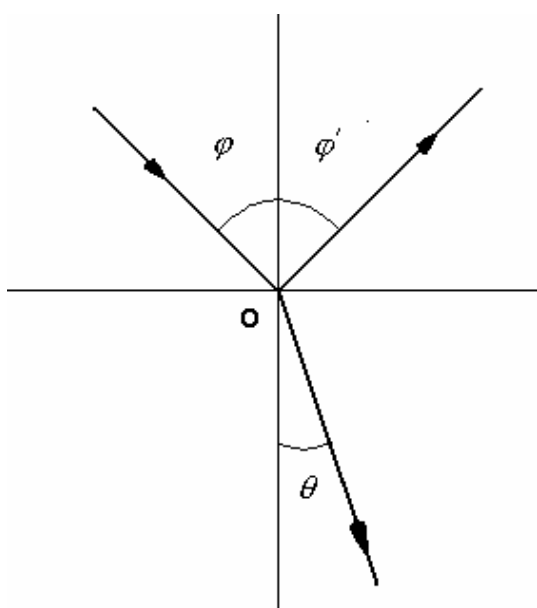
$$\frac{\sin \varphi}{\sin \theta} = n_{21}. \quad (1.1)$$

Постоянная величина n_{21} называется *относительным показателем* или *коэффициентом преломления второй среды относительно первой*. Показатель преломления среды относительно вакуума называется *абсолютным показателем (коэффициентом) преломления этой среды*. *Относительный коэффициент преломления двух сред равен отношению их абсолютных коэффициентов преломления:*

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (1.2)$$

На рисунке 1 показан ход лучей при отражении и преломлении на границе двух прозрачных сред.

С учетом соотношения (1.2) закон преломления можно записать симметричной форме:



ричной форме:

$$n_1 \sin \varphi = n_2 \sin \theta. \quad (1.3)$$

Далее следует также:

$$n_{21} = \frac{1}{n_{12}}. \quad (1.4)$$

Если относительный показатель преломления $n_{21} < 1$, то что величина $\sin \theta$, формально вычисленная по формуле (1.1), начнет превосходить единицу.

Рис.1

Соответствующего угла преломления

не существует. Поэтому преломленный луч не возникает, а свет при этом отражается полностью. Это физическое явление называется *полным отражением*. Угол падения, при котором оно возникает, определяется следующим условием $\varphi \geq \varphi_{\text{пр}}$, причем

$$\sin \varphi_{\text{пр}} = n_{21}. \quad (1.5)$$

Величина $\varphi_{\text{пр}}$ называется *предельным углом полного отражения*. При углах падения, заключенных в пределах угла от $\varphi_{\text{пр}}$ до $\frac{\pi}{2}$, световая волна проникает во вторую среду на расстояние порядка длины волны и затем возвращается в первую волну. Это явление называется *полным внутренним отражением*. Уравнение (1.5) может быть удовлетворено вещественным значением угла $\varphi_{\text{пр}}$ только при условии, что $n_2 \leq n_1$, откуда следует, что полное внутреннее отражение возможно лишь при прохождении света из среды оптически более плотной в среду оптически менее плотную и не-

возможно обратное. Например, полное внутреннее отражение возможно при прохождении света из стекла в воздух и невозможно при его прохождении из воздуха в стекло. По мере приближения угла падения к предельному (рис.2), интенсивность преломленного луча падает, а интенсивность отраженного луча возрастает.

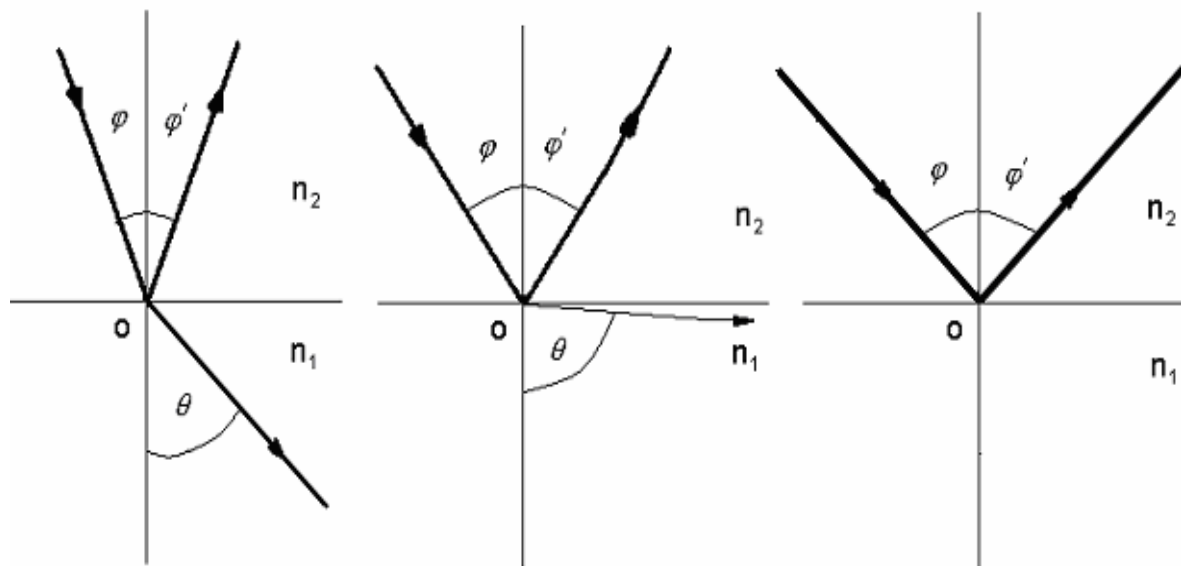


Рис. 2

Явление полного внутреннего отражения применяется во многих оптических устройствах и приборах, и в частности, в световодах (светопроводах). Световоды представляют собой тонкие волокна (нити), выполненные из оптически прозрачного материала, которые могут принимать произвольные конфигурации. В волоконных деталях применяют стеклянное волокно, световедущая жила (сердцевина) которого окружается оболочкой – стеклом с меньшим показателем преломления. Свет, падающий на торец световода под углами, бо'льшими предельного, претерпевает на границе раздела сердцевины и оболочки полное отражение и распространяется только по световедущей жиле. С помощью световодов можно как угодно искривлять путь светового пучка.

2. Принцип Ферма

В основу геометрической оптики положен принцип, выдвинутый в середине XVII французским математиком Пьером Ферма, согласно которому *действительный путь распространения света между двумя точками есть такой, для прохождения которого свету требуется наименьшее время*. В оптически однородной среде, т.е. в среде, все точки которой характеризуются одним и тем же значением коэффициента преломления, свет распространяется прямолинейно. Иначе говоря, по кратчайшему расстоянию между двумя заданными точками. Свет, проходящий через набор чередующихся сред, претерпевает преломление и отражение от границ раздела, при этом его путь представляет собой ломаную линию. В неоднородных средах показатель преломления меняется от точки к точке непрерывно, поэтому лучи света, непрерывно преломляясь, образуют кривые линии. *Оптическая длина пути L в однородной среде определяется как произведение геометрической длины пути S на коэффициент преломления среды n* :

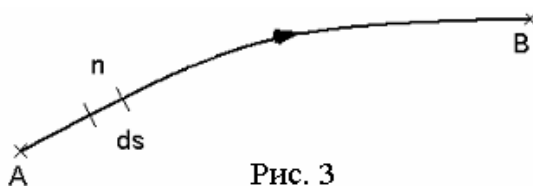
$$L = n s. \quad (2.1)$$

В случае оптически неоднородной среды, геометрическую длину пути необходимо разбить на бесконечно малые участки ds таким образом, чтобы на протяжении каждого из них коэффициент преломления n оставался неизменным. Тогда *элементом оптической длины пути* является:

$$dL = n ds, \quad (2.2)$$

при этом вся оптическая длина пути определяется суммой всех элементарных оптических путей dL , т.е. выражается интегралом:

$$L = \int_A^B n ds, \quad (2.3)$$



где интеграл берется вдоль кривой АВ (рис. 3), по которой свет распространяется от точки А до точки В. Для прохождения участка пути ds свету требуется время $dt = ds/v$, где v - скорость света в данной точке среды. Используя $n = c/v$, получаем $dt = n ds/c$. Следовательно, время τ , затрачиваемое светом на прохождение пути АВ, равно:

$$\tau = \frac{1}{c} \int_A^B n ds . \quad (2.4)$$

Используя (2.3) и (2.4), имеем $\tau = L/c$. Пропорциональность времени прохождения τ света оптической длине пути L позволяет сформулировать принцип Ферма в виде: *свет распространяется по такому пути, оптическая длина которого экстремальна, т.е. она является либо минимальной из всех возможных, либо максимальной, либо стационарной*. Стационарной – одинаковой для всех возможных путей. Все пути света между двумя точками в этом случае являются *таутохронными* (требующими для своего прохождения одинакового времени). Условие экстремальности оптической длины пути сводится к требованию, чтобы вариация от интеграла (2.3) равнялась нулю:

$$\delta \int_A^B n ds = 0 . \quad (2.5)$$

Это выражение представляет собой математическую формулировку принципа Ферма.

Из принципа Ферма вытекают законы прямолинейного распространения, отражения и преломления света. Также вытекает закон *обратимости световых лучей* (или *закон взаимности*): если луч падает из первой среды на границу со второй под углом φ , преломляется и входит во вторую среду под углом θ , то луч, падающий из второй среды на границу с первой под углом θ , после преломления войдет в первую среду под углом φ .

Отсюда следует соотношение для относительных показателей преломления обеих сред:

$$n_{12} = \frac{n_1}{n_2} = \frac{1}{n_{21}}, \quad (2.6)$$

где n_1, n_2 - абсолютные показатели преломления обеих сред.

С помощью принципа Ферма покажем, как можно получить законы отражения и преломления света. Пусть свет падает из точки A в точку B , отразившись от поверхности MN (рис. 4). Среда, в которой распространяется луч, является однородной. В этом случае минимальность оптической длины пути сводится к минимальности его геометрической длины. Геометрическая длина произвольно взятого пути равна $AO'B = A'O'B$ (вспомогательная точка A' является зеркальным изображением точки A). Из рисунка видно, что наименьшей длиной пути является ломаная линия AOB . Иначе говоря, длина

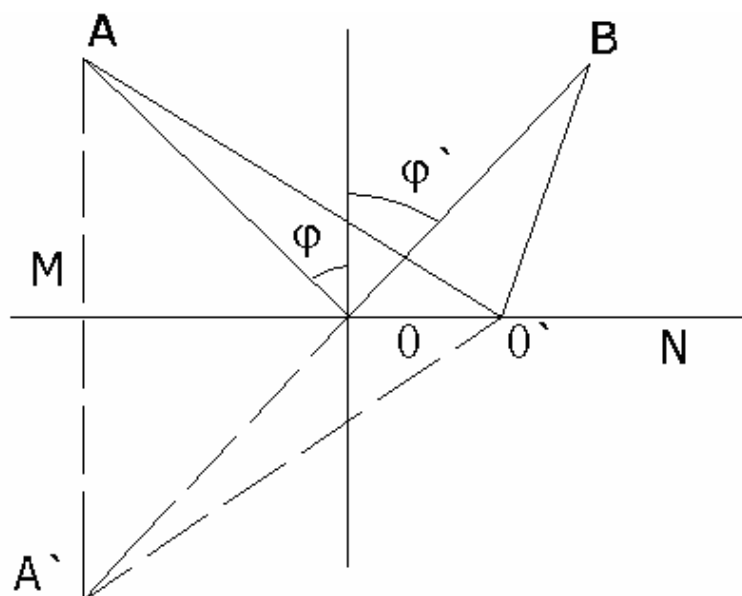


Рис. 4

пути луча, отразившегося от поверхности MN в точке O , является минимальной, при наличии равенства углов падения и отражения. При удалении точки O' от точки O геометрическая длина пути неограниченно возрастает.

Для доказательства закона преломления необходимо найти точку, в которой распространяющийся луч от точки А к В должен преломиться, чтобы оптическая длина пути была бы экстремальна (рис. 5). Для произвольного луча оптическая длина пути определяется:

$$L = n_1 s_1 + n_2 s_2 = n_1 \sqrt{a_1^2 + x^2} + n_2 \sqrt{a_2^2 + (b-x)^2}. \quad (2.7)$$

Для определения экстремума необходимо продифференцировать функцию L по x и приравнять производную к нулю:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{n_1 x}{\sqrt{a_1^2 + x^2}} - \frac{n_2 (b-x)}{\sqrt{a_2^2 + (b-x)^2}} = n_1 \frac{x}{s_1} - n_2 \frac{b-x}{s_2} = 0. \quad (2.8)$$

При этом, согласно определению $\sin \varphi = \frac{x}{s_1}$, $\sin \theta = \frac{b-x}{s_2}$.

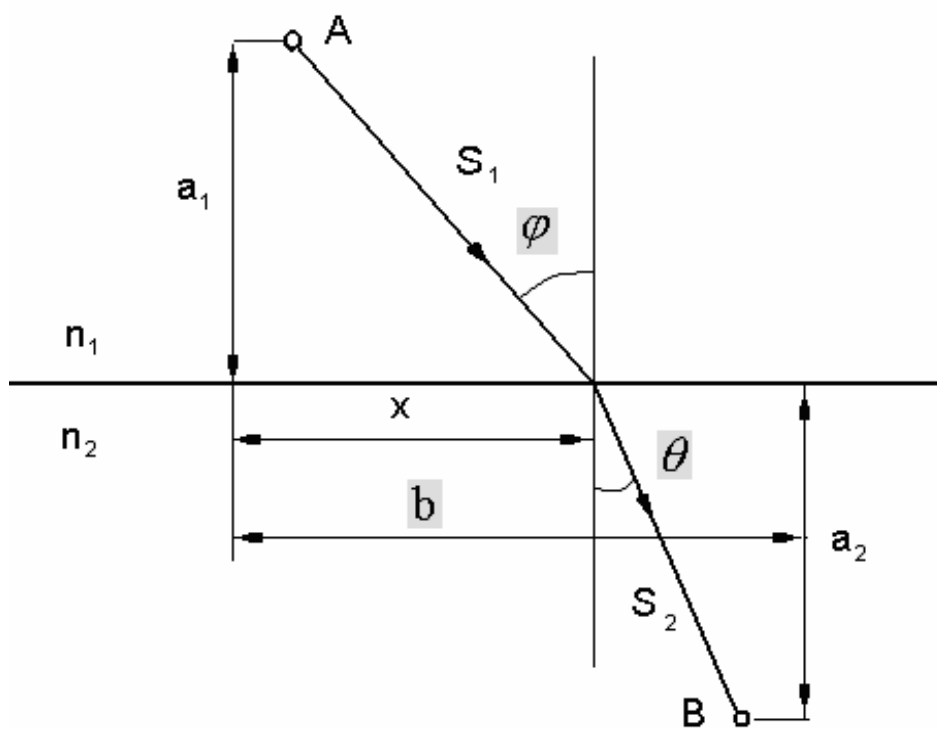


Рис. 5

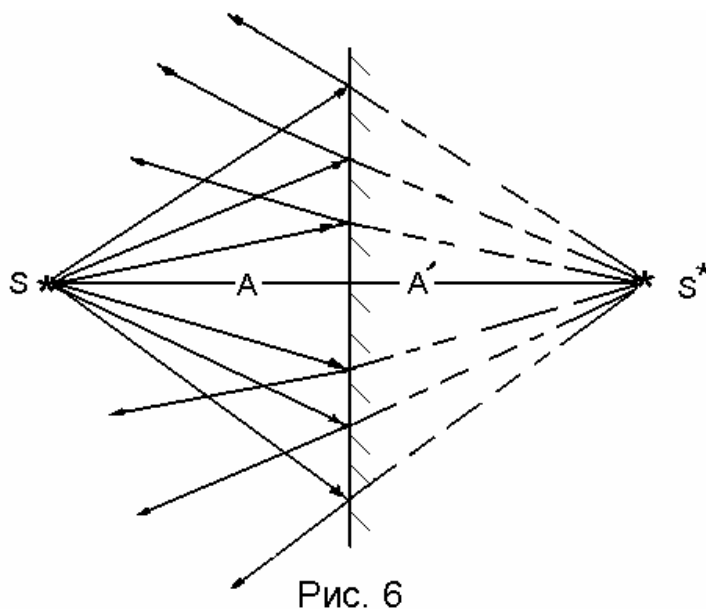
Множители при n_1 и n_2 равны соответственно $\sin \varphi$ и $\sin \theta$, следовательно, получаем соотношение (1.3), выражающее закон преломления.

3. Элементы теории оптических инструментов

В геометрической оптике каждая точка S источника света считается центром расходящегося пучка лучей, называемого *гомоцентрическим*. Если после отражений и преломлений света в оптической системе пучок остается гомоцентрическим, то его центр S' называется *стигматическим изображением точки S в оптической системе*. Изображение S' называется *действительным*, если в точке S' пересекаются сами пучки луча, и *мнимым*, если в ней пересекаются продолжения этих лучей. Сходственные источники и их изображения, лучи и пучки являются *сопряженными*. Гомоцентрический пучок S источника

после отражения в плоском зеркале (рис. 6) остается гомоцентрическим.

Точка S^* является мнимым изображением источника S , оно образовано не самими отраженными лучами, а их продолжениями. Линия SS^* перпендикулярна плоскости зеркала, причем расстояния



от источника до зеркала и от зеркала до изображения равны $A = A'$.

Одним из элементов оптической системы может являться призма. В призме с основанием AB и преломляющим ребром C угол α между гранями AC и BC называется *преломляющим углом призмы* (рис. 7). Луч света, падающий на призму в плоскости, перпендикулярной к ее ребрам A , B и C , после преломления отклоняется к основанию призмы AB на угол

$\varphi = i_1 + r_2 - \alpha$, где i_1 - угол падения луча на грань AC и r_2 - угол преломления на грани BC.

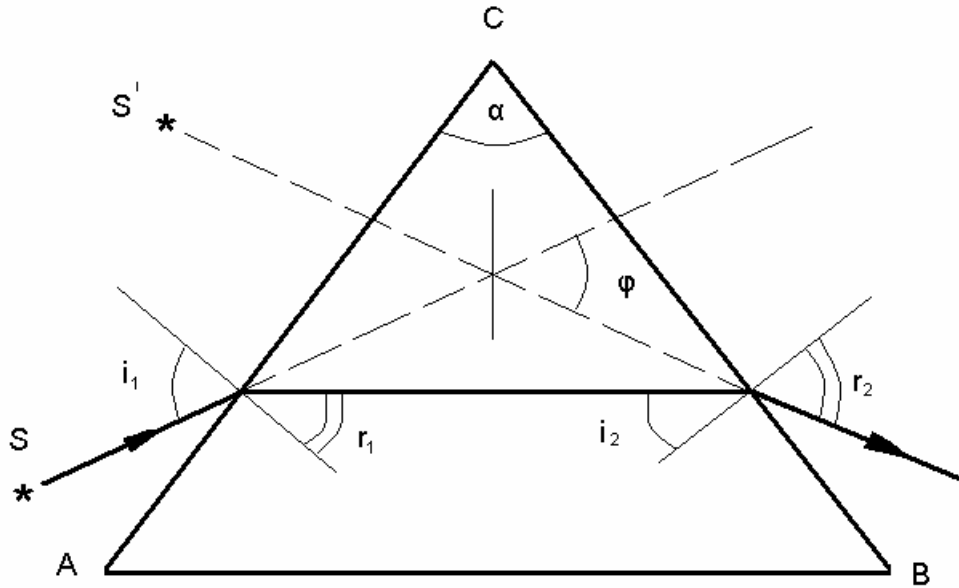


Рис. 7

Если две среды имеют границу раздела сферической формы (рис. 8), то после преломления на ней пучок остается гомоцентрическим только в том случае, когда угол раствора его невелик, точнее, когда расстояния $SA \approx SO$ и

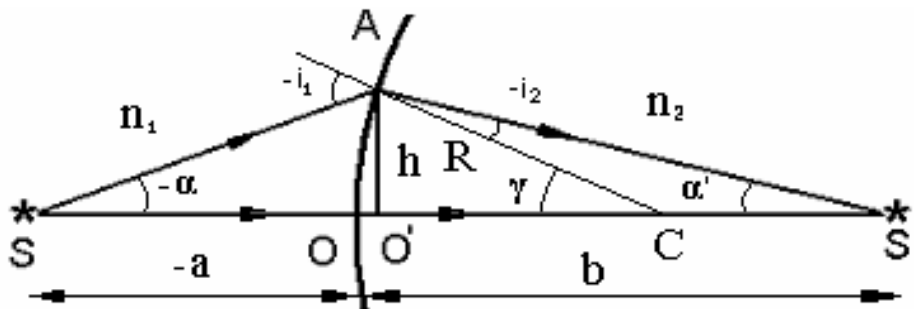


Рис.8

$S'A \approx S'O_1$, а точки O и O_1 практически совпадают. Прямую, проходящую через точечный источник света S и центр кривизны C сферической поверхности, называют *оптической осью сферической поверхности*. Узкий конус световых лучей с осью, которая совпадает с нормалью к сфериче-

ской границе раздела, называют *параксиальным (приосевым) пучком*. Точка О пересечения сферической поверхности с оптической осью называется *вершиной поверхности*. Луч SO перпендикулярен поверхности и не подвержен преломлению в точке О. Все лучи параксиального пучка, исходящего от источника S, пересекают оптическую ось в одной и той же точке S', и для них получается *стигматическое изображение*. Углы для параксиальных лучей (рис.8) малы, поэтому синусы и тангенсы этих углов равны самим углам. Направления отрезков, совпадающие с направлением луча считаем положительными, против – отрицательными. Углы отсчитываем от оптической оси и нормалей к сферической поверхности согласно рисунку: по часовой стрелке – положительные, против – отрицательные (правило знаков). Используя закон преломления (1.3), имеем:

$$n_1(-i_1) \approx n_2(-i_2). \quad (3.1)$$

Исходя из геометрических соображений, получаем:

$$\begin{cases} -i_1 = \gamma - \alpha, \\ -i_2 = \gamma - \alpha'. \end{cases} \quad (3.2)$$

Тогда, с учетом (3.1), получим:

$$n_1(\gamma - \alpha) = n_2(\gamma - \alpha'). \quad (3.3)$$

Заменяя углы их тригонометрическими функциями, согласно определению $\gamma \approx h/R$, $\alpha \approx h/a$ и $\alpha' \approx h/b$ (R – радиус кривизны), имеем:

$$n_1\left(\frac{h}{R} - \frac{h}{a}\right) = n_2\left(\frac{h}{R} - \frac{h}{b}\right), \quad (3.4)$$

откуда получаем *формулу преломляющей сферической поверхности*:

$$\frac{n_2}{b} - \frac{n_1}{a} = \frac{n_2 - n_1}{R}. \quad (3.5)$$

Величина Q для параксиальных пучков остается неизменной и называется

нулевым инвариантом Аббе $Q = n\left(\frac{1}{a} - \frac{1}{R}\right)$.

Полагая формально $n_1 = -n_2$ и используя (3.5), получаем формулу *сферического зеркала*:

$$\frac{1}{b} + \frac{1}{a} = \frac{2}{R} = \frac{1}{f}, \quad (3.6)$$

где $f = R/2$ - фокусное расстояние сферического зеркала. Если расстояние от источника до зеркала велико, $a = \infty$, то $b = f$, т.е. параллельные лучи сходятся в фокусе зеркала и наоборот. Если имеем дело с плоским зеркалом $R = \infty$, то $b = -a$, т.е. изображение является мнимым и “располагается” симметрично за зеркалом.

Линзой называется прозрачное тело, ограниченное двумя криволинейными (в большинстве случаев сферическими) или криволинейной и плоской поверхностями. Линза называется *тонкой*, если ее толщина d мала по сравнению с радиусами кривизны R_1 и R_2 ее поверхностей, и *толстой* в противном случае. Прямая, проходящая через центры кривизны поверхностей, называется *главной оптической осью*. Для всякой линзы существует точка, лежащая на главной оптической оси, при прохождении лучей через которую они не преломляются. Данная точка называется *оптическим центром*. Все прямые, проходящие через оптический центр линзы и не совпадающие с ее главной оптической осью называются *побочными оптическими осями линзы*. Для тонкой линзы справедлива следующая формула:

$$\frac{1}{b} - \frac{1}{a} = \frac{1}{f}, \quad (3.7)$$

а фокусное расстояние определяется формулой:

$$\frac{1}{f} = (n_{21} - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right), \quad (3.8)$$

Точки, лежащие по обе стороны линзы на фокусном расстоянии называются *фокусами*. Все лучи, падающие на линзу параллельно главной оптической оси, после преломления собираются в фокусе. Физическая вели-

чина $D = 1/f$ называется *оптической силой линзы*. Размерность – диоптрия (дитр) – оптическая сила линзы с фокусным расстоянием 1м. Формула (3.7) справедлива для всяких тонких линз: двояковыпуклых, двояковогнутых, плосковыпуклых, плосковогнутых и т.д., только необходимо придерживаться правила знаков. Так, для двояковыпуклой линзы $R_1 > 0$ и $R_2 < 0$, поэтому фокусное расстояние f положительно. Для двояковогнутой линзы $R_1 < 0$ и $R_2 > 0$, и фокусное расстояние f отрицательно.

В зависимости от назначения, оптические приборы подразделяются на зрительные трубы (в том числе и телескопы), лупы, микроскопы, очки, проекционные аппараты. *Луна*, как и *микроскоп*, дает увеличенные изображения предметов, находящихся на небольших расстояниях от глаза. *Увеличение* N лупы (и микроскопа) определяется как отношение угла, под которым виден предмет через лупу, к углу, под которым он был бы виден невооруженным глазом, если бы был помещен от глаза на расстоянии ясного зрения, т.е. для нормального глаза $L \approx 25$ см. Можно также сказать, что увеличение лупы (микроскопа) есть отношение линейных размеров изображения предмета на сетчатке глаза при рассмотрении его в лупу к линейным размерам изображения на сетчатке, когда предмет рассматривается невооруженным глазом с расстояния ясного зрения. Предмет обычно располагают вблизи переднего фокуса лупы, так что его прямое мнимое увеличенное изображение в лупе получается в бесконечности. Увеличение лупы $N = L/f$, где L – расстояние ясного зрения. При увеличениях, не превосходящих 5, в качестве лупы обычно применяется простая собирающая линза, при больших увеличениях – система, состоящая из таких линз.

Микроскоп представляет собой комбинацию двух оптических систем (из одной или нескольких линз) – *объектива* и *окуляра*, разделенных значительным, по сравнению с фокусами, расстоянием. Малый предмет помещается вблизи переднего фокуса объектива, дающее его увеличенное

действительное перевернутое изображение, которое рассматривается с помощью окуляра, играющего роль лупы. Увеличение микроскопа $N = L\Delta/f_1 f_2$, где f_1 и f_2 - фокусные расстояния объектива и окуляра, Δ - расстояние между задним фокусом объектива и передним фокусом окуляра.

Телескоп представляет собой комбинацию двух оптических систем (из одной или нескольких линз) – объектива и окуляра. Действительное уменьшенное перевернутое изображение удаленного предмета, даваемое объективом, рассматривается через окуляр, в качестве которого выступает лупа. Для этого передняя фокальная плоскость окуляра совмещается с задней фокальной плоскостью объектива - телескопическая система, увеличение $N = f_1/f_2$, где f_1 и f_2 – фокусные расстояния объектива и окуляра. В *зрительные трубы*, предназначенные для исследования удаленных земных предметов, вводится еще одна дополнительная оптическая система, которая преобразует перевернутое изображение предмета в прямое. В обыкновенном бинокле, состоящем из двух зрительных труб, переворачивание изображения в каждой трубе достигается с помощью четырехкратного полного отражения от гипотенузных поверхностей двух прямоугольных стеклянных призм.

Рассматривая прохождение света через элементы оптических систем, мы ограничивались параксиальными лучами. Считали падающий свет монохроматическим и коэффициент преломления материала линзы независимым от длины волны. В реальных оптических системах эти условия не выполняются, поэтому в них возникают искажения изображения, называемые *абберациями (погрешностями)*. Если на линзу падает расходящийся пучок света, то точки пересечения параксиальных лучей после преломления и лучей, удаленных от оптической оси, не совпадают. В результате изображение предмета на экране выглядит расплывчатым. Этот вид погрешности вызван сферичностью преломляющих поверхностей и называ-

ется *сферической абберацией*. Если через оптическую систему проходит широкий пучок от светящейся точки, расположенной не на оптической оси, то получаемое изображение этой точки будет в виде освещенного пятнышка – *кома*. Погрешность, при которой при больших углах падения лучей на линзу линейное увеличение для точек предмета, находящихся на разных расстояниях от главной оптической оси, несколько различается, называется *дисторсией*. В результате нарушается геометрическое подобие между предметом и его изображением. Зависимость коэффициента преломления вещества от длины волны становится причиной возникновения погрешности изображения. При падении на оптическую систему белого света отдельные его составляющие монохроматические лучи фокусируются в разных точках, поэтому изображение размыто и окрашено по краям. Это явление называется *хроматической абберацией*. Погрешность, обусловленная неодинаковостью кривизны оптической поверхности в разных плоскостях сечения падающего на нее светового пучка, называется *астигматизмом*. Изображение точки, удаленной от главной оптической оси, наблюдается на экране в виде расплывчатого пятна эллиптической формы. В зависимости от расстояния между экраном и оптическим центром, пятно способно вырождаться в вертикальную, либо горизонтальную прямую. Системы, исправленные на сферическую и хроматическую абберации и на астигматизм, называются *анастигматами*.

4. Основы фотометрии

Фотометрией называется область оптики, в которой рассматриваются измерения энергии, переносимой электромагнитными волнами оптического диапазона. Исследование световых явлений непосредственным образом связано с восприятием света человеческим глазом. Чувствительность глаза к излучениям различных длин волн характеризуется *кривой видности*

(рис.9). Видность (спектральная чувствительность глаза) V_λ - величина, обратная энергетической мощности излучений, которые при оценке глазом воспринимаются как одинаково яркие. Кривая видности среднего нормального глаза при дневном зрении имеет максимум в желто-зеленой части спектра, условно принимаемый за единицу. При сумеречном зрении кривая видности сохраняет свой общий вид, но смещается в сторону коротких длин волн.

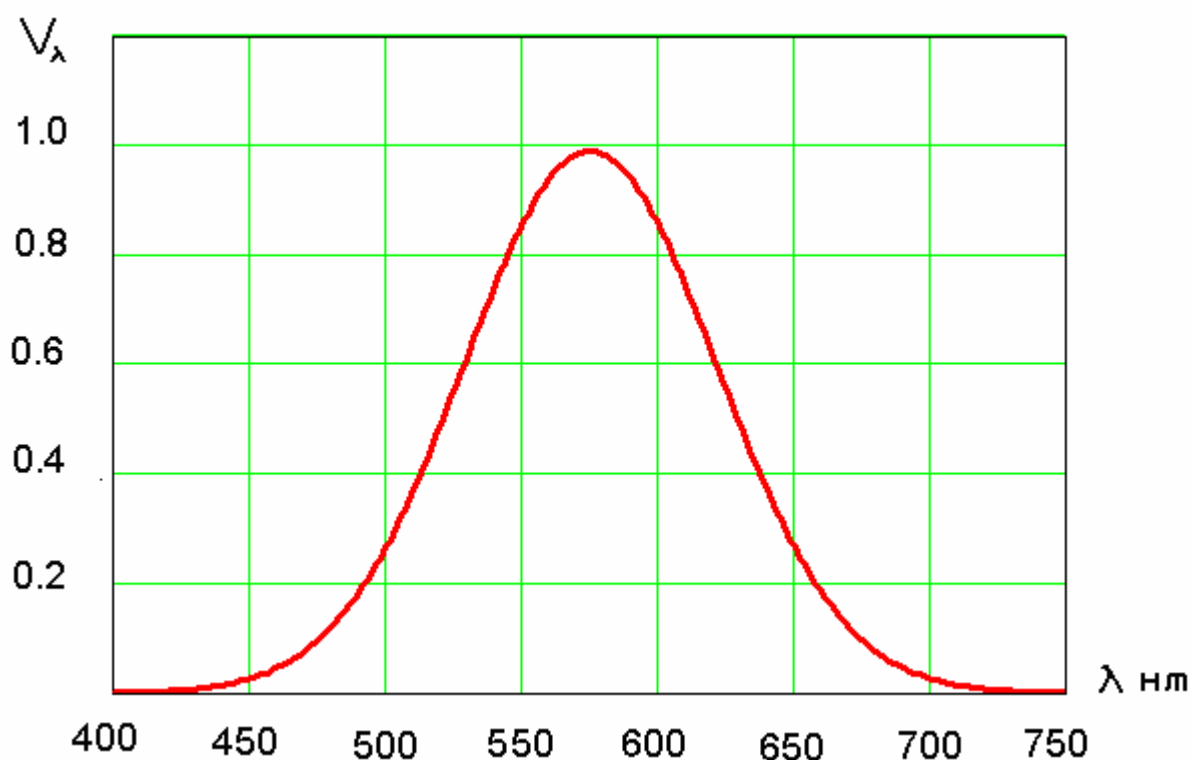


Рис. 9

Световой поток – это физическая величина, характеризующая интенсивность света с учетом его способности вызывать зрительное ощущение. Световым потоком Φ называют мощность светового излучения, оцениваемую по его действию на нормальный глаз. Световой поток измеряют в *люменах* (лм). Люмен – световой поток, испускаемый точечным источником света с силой света в одну канделу в телесный угол, равный 1 стерадиану. Для монохроматического излучения, соответствующего максимуму видности

сти ($\lambda = 555 \text{ нм}$), световой поток равен 683 лм, если мощность излучения равна 1Вт. Источник света, размерами которого можно пренебречь по сравнению с расстоянием от места наблюдения до источника, называется точечным. Волны, излучаемые точечным источником в однородной и изотропной среде, будут сферическими. Физическая величина I , определяемая как поток излучения источника, приходящийся на единицу телесного угла, называется *силой света*:

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega}, \quad (4.1)$$

где $d\Phi$ - световой поток, излучаемый источником в пределах телесного угла $d\Omega$. Единицей силы света является *кандела (кд)*. *Кандела* – сила света,

испускаемого с площади $S = \frac{1}{6 \cdot 10^5} \text{ м}^2$ сечения полного излучателя, в перпендикулярном к этому сечению направлении при температуре излучателя, равной температуре затвердевания платины при нормальном атмосферном давлении. Используя определение светового потока, получаем размерность:

$$[1 \text{ лм}] = [1 \text{ кд}] \cdot [1 \text{ ср}] \quad (4.2)$$

Из закона сохранения энергии следует, что полный световой поток от источника не может быть увеличен никакими отражающими и преломляющими устройствами, по крайней мере, пока они остаются неподвижными. Подобные устройства только перераспределяют световые потоки по различным направлениям, что и осуществляется, например, прожекторами. Если точечный источник света помещен в прозрачной однородной среде, то на любых расстояниях от него остается постоянным не только полный поток Φ , испущенный источником в какой-либо момент времени, но и световой поток $d\Phi = Id\Omega$ в пределах любого телесного угла $d\Omega$, исходящего от источника. Вследствие того, что телесный угол $d\Omega$ не связан с расстоянием r до источника, не будет зависеть от расстояния и сила света

И источника. Интенсивность света \mathfrak{I} на расстоянии r определяется отношением потока $d\Phi$ к площади сечения $ds = r^2 d\Omega$, перпендикулярной к элементарному пучку лучей. Таким образом, имеем

$$\mathfrak{I} = \frac{I}{r^2}. \quad (4.3)$$

Освещенностью E поверхности называется отношение падающего на нее светового потока $d\Phi$ к ее площади.

$$E = \frac{d\Phi}{dS}. \quad (4.4)$$

Единицей освещенности является люкс (лк), равный освещенности, создаваемой потоком в 1 лм, равномерно распределенный по поверхности площади в 1 м^2 :

$$[1 \text{ лк}] = [1 \text{ лм}] : [1 \text{ м}^2]. \quad (4.5)$$

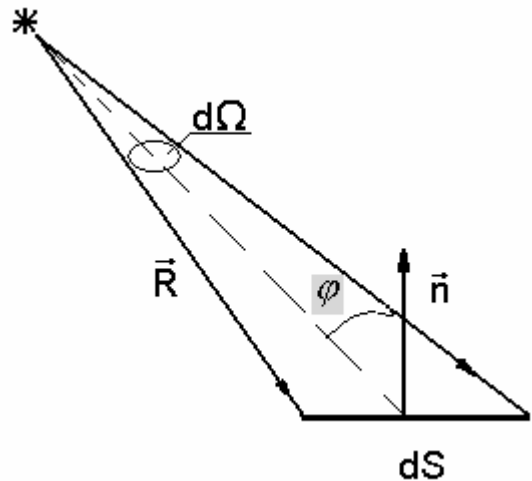


Рис. 10

Освещенность E , создаваемая точечным источником (рис. 10), определяется как

$$E = I \frac{(\vec{n} \cdot \vec{R})}{R^3} = \frac{I \cos \varphi}{R^2}, \quad (4.6)$$

где I - сила света, \vec{R} - радиус-вектор, проведенный из источника к элементу dS освещаемой поверхности, \vec{n} - единичный вектор, нормальный к поверхности.

Протяженный источник света характеризуется светимостью различных его участков. *Светимостью* R называется поверхностная плотность светового потока излучения, испускаемого поверхностью, равная отношению светового потока $d\Phi$ к площади dS светящейся поверхности:

$$R = \frac{d\Phi_{\text{изл}}}{dS}. \quad (4.7)$$

Яркостью V_φ называется поверхностная плотность силы света в заданном направлении, равная отношению силы света к площади проекции светящейся поверхности на плоскость, перпендикулярную к этому направлению:

$$V_\varphi = \frac{dI}{dS \cos \varphi} = \frac{d^2\Phi}{dS d\Omega \cos \varphi}, \quad (4.8)$$

где dI - сила света элемента dS светящейся поверхности в направлении, составляющем угол φ с нормалью к элементу dS , $d^2\Phi$ - световой поток, излучаемый элементом dS в телесный угол $d\Omega$ в том же направлении. Единицей яркости является *кандела на квадратный метр* ($\text{кд}/\text{м}^2$).

Источники света, поверхностная яркость которых не зависит от направления излучения, называются источниками, подчиняющимися *закону Ламберта*. Для таких источников сила света dI элементарной площадки dS пропорциональна $\cos \varphi$. Однородный шар, подчиняющийся закону Ламберта, кажется одинаково ярким и в середине и по краям. Такие наблюдения и привели Ламберта к формулировке своего закона. В действительности от закона Ламберта наблюдаются существенные отступления.

В таблице 1 приведены значения яркости некоторых светящихся поверхностей.

Таблица 1

Источник света	Яркость кд/м ²	Источник света	Яркость кд/м ²
Ночное безлунное небо	Около $1 \cdot 10^{-4}$	Спираль газонаполненной лампы накаливания	$5 \cdot 10^6$
Полная луна, видимая сквозь атмосферу	$1 \cdot 10^3$	Кратер электрической угольной дуги	$1.5 \cdot 10^8$
Пламя обычной стеариновой свечи	$2.5 \cdot 10^3$	Шаровая ртутная лампа сверхвысокого давления (СВДШ)	$1.2 \cdot 10^9$
Ясное дневное небо	$1.5 \cdot 10^4$	Солнце	$1.5 \cdot 10^9$
Газосветная лампа	$5 \cdot 10^4$	Импульсная стробоскопическая лампа (ИСШ)	$1 \cdot 10^{11}$

5. Интерференция света

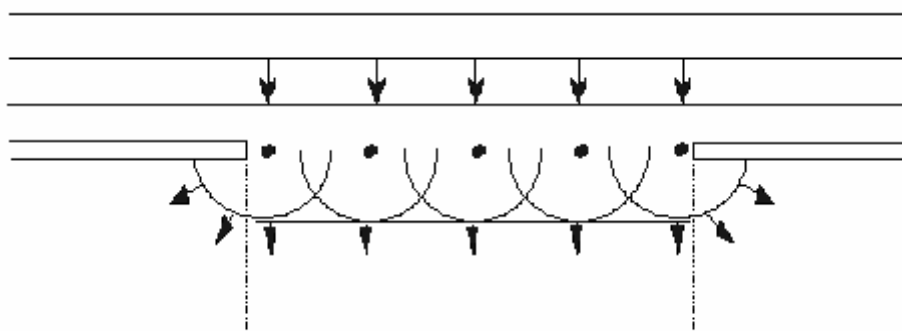


Рис. 11

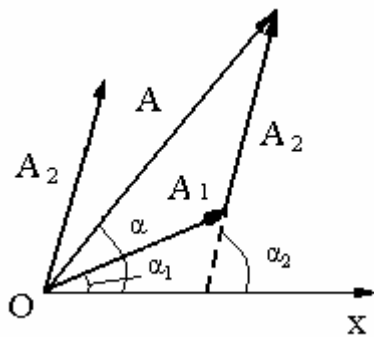
К началу XVIII в., базируясь на многочисленных опытах и научных воззрениях о свете, сформировались *две теории света* – *корпускулярная* (И. Ньютон) и *волновая* (Р. Гук и Ч. Гюйгенс). Согласно корпускулярной теории свет представляет собой поток частиц (корпускул), испускаемых светящимися телами и летящих по прямолинейным траекториям. Движение световых корпускул Ньютон подчинил сформулированным им же законам классической механики. Согласно волновой теории, развитой на основе аналогии оптических и акустических явлений, свет представляет собой упругую волну, распространяющуюся в особой среде – эфире. Волновая теория основывается на *принципе Гюйгенса*, который устанавливает способ построения фронта волны в момент времени $t + \Delta t$ по известному положению фронта в момент времени t . *Согласно принципу Гюйгенса каждая точка, до которой доходит волновое движение, служит источником вторичных волн; огибающая этих волн дает положение фронта волны в следующий момент времени.* При рассмотрении падения на преграду с отверстием параллельного ей фронта волны (рис. 11) каждая точка выделяемого отверстием участка волнового фронта служит центром вторичных волн, которые в однородной и изотропной среде будут сферическими. Построив огибающую вторичных волн, получаем доказательство того, что за отверстием волна проникает в область геометрической тени, огибая край преграды.

Явление перераспределения энергии в пространстве при наложении когерентных световых волн, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других минимумы интенсивности, называется интерференцией света.

Рассмотрим две волны ξ_1 и ξ_2 с одинаковыми частотами, которые при наложении друг на друга в некоторой точке пространства возбуждают колебания одного направления:

$$\xi_1 = A_1 \cos(\omega t + \alpha_1); \quad \xi_2 = A_2 \cos(\omega t + \alpha_2). \quad (5.1)$$

Используя векторную диаграмму (при вращении вектора с угловой



скоростью ω относительно точки O , координата проекции конца вектора будет изменяться со временем по гармоническому закону) сложения рассматриваемых колебаний (рис. 12), можно получить амплитуду

результатирующего колебания в данной точке:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \delta, \quad (5.2)$$

где $\delta = \alpha_2 - \alpha_1$ - разность начальных фаз.

Если разность δ фаз возбуждаемых волнами колебаний остается постоянной во времени, то волны называются *когерентными*. *Когерентностью* называется согласованное протекание нескольких колебательных или волновых процессов. Различают *временную* и *пространственную когерентность*. В случае некогерентных волн разность фаз δ непрерывно изменяется, принимая с равной вероятностью любые значения, поэтому среднее по времени значение $\cos \delta = 0$. Тогда имеем:

$$\langle A^2 \rangle = \langle A_1^2 \rangle + \langle A_2^2 \rangle. \quad (5.3)$$

Интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды $I \sim A^2$, поэтому получаем, что при наложении некогерентных волн результирующая интенсивность равна сумме интенсивностей, создаваемых каждой из волн в отдельности:

$$I = I_1 + I_2. \quad (5.4)$$

В случае когерентных волн $\cos \delta$ имеет постоянное во времени (но свое для каждой точки пространства) значение, тогда результирующая интенсивность равна:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta. \quad (5.5)$$

В тех точках пространства, для которых $\cos \delta > 0$, результирующая интенсивность I будет превышать сумму интенсивностей $I_1 + I_2$; в тех точках, для которых $\cos \delta < 0$, результирующая интенсивность I будет меньше суммы $I_1 + I_2$. Таким образом, при наложении когерентных световых волн происходит перераспределение светового потока в пространстве, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других – минимумы интенсивности.

Когерентные световые волны можно получить, разделив (с помощью отражений или преломлений) волну, излучаемую одним источником, на две части. Если эти две части волны будут проходить различные оптические пути, а затем накладываться друг на друга, в результате возникает интерференционная картина.

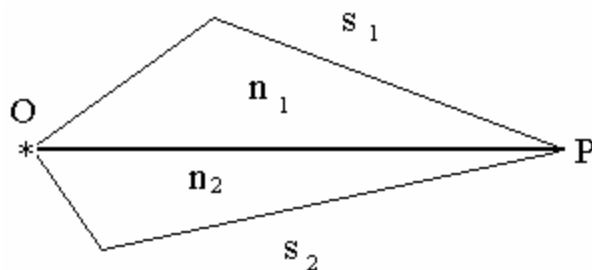


Рис. 13

Рассмотрим две когерентные волны, образованные путем разделения исходной в некоторой точке O и распространяющиеся в разных средах (рис. 13). До точки P, в кото-

рой наблюдается интерференционная картина, одна волна проходит в среде с показателем преломления n_1 путь s_1 , вторая волна - в среде с показате-

лем преломления n_2 путь s_2 . Если в точке О фаза колебания равна ωt , то в точке Р первая волна возбуждит колебание $A_1 \cos \omega(t - s_1/v_1)$, а вторая волна – колебание $A_2 \cos \omega(t - s_2/v_2)$, где $v_1 = c/n_1$, $v_2 = c/n_2$ - соответственно фазовая скорость первой и второй волны. Таким образом, разность фаз колебаний, возбуждаемых в точке Р двумя когерентными волнами от одного источника, равна:

$$\delta = \omega \left(\frac{s_2}{v_2} - \frac{s_1}{v_1} \right) = \frac{\omega}{c} (n_2 s_2 - n_1 s_1). \quad (5.6)$$

Учитывая соотношение $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ (λ_0 - длина волны в вакууме), име-

$$\text{ем: } \delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta, \quad (5.7)$$

где Δ - оптическая разность хода:

$$\Delta = n_2 s_2 - n_1 s_1 = L_2 - L_1. \quad (5.8)$$

Из формулы (5.7) видно, что если оптическая разность хода Δ равна целому числу длин волн в вакууме,

$$\Delta = \pm m \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (5.9)$$

то разность фаз δ оказывается кратной 2π , и колебания, возбуждаемые в точке Р обеими волнами, находятся в одной фазе. Выражение (5.9) представляет собой *условие интерференционного максимума*.

Если оптическая разность хода Δ равна полуцелому числу длин волн в вакууме,

$$\Delta = \pm \left(m + \frac{1}{2} \right) \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (5.10)$$

то $\delta = \pm (2m + 1)\pi$, так что колебания в точке Р будут находиться в противофазе.

Выражение (5.10) представляет собой *условие интерференционного минимума*.

Расчет интерференционной картины можно осуществить, рассмотрев две цилиндрические когерентные световые волны, излучаемые источниками S_1 и S_2 , которые имеют вид параллельных тонких светящихся нитей либо узких щелей (рис. 14). Область перекрывания этих волн называется *полем интерференции*. Во всей этой области наблюдается чередование мест с максималь-

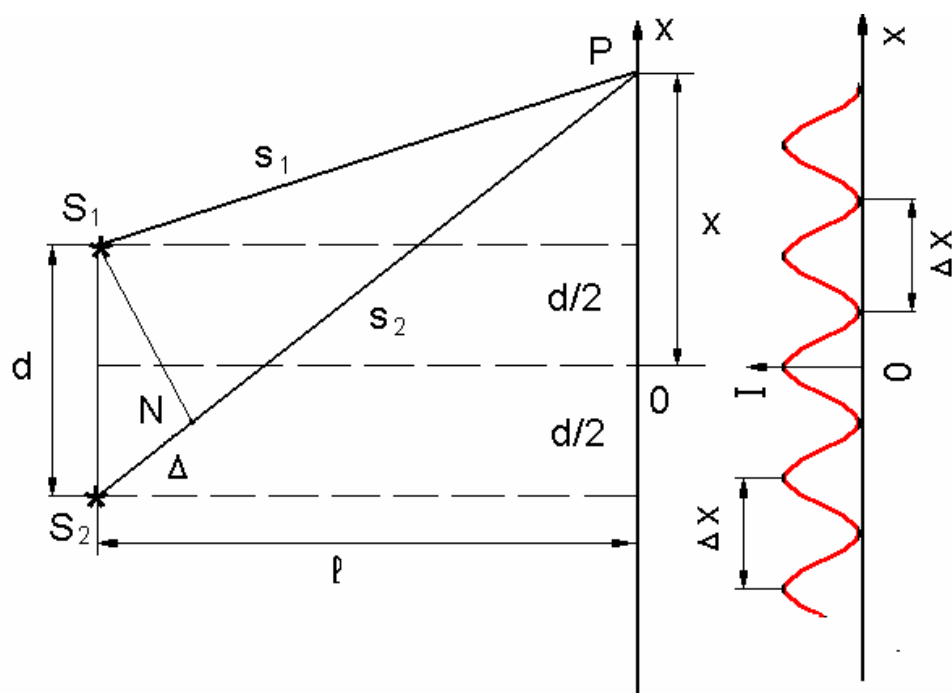


Рис. 14

ной и минимальной интенсивностью света. При помещении в поле интерференции экрана на нем наблюдается интерференционная картина в виде чередующихся темных и светлых полос. Для вычисления ширины этих полос считаем, что экран параллелен плоскости, проходящей через источники S_1 и S_2 . Интерференция наблюдается в произвольной точке P экрана, расположенного от источников на расстоянии l , причем данное расстояние намного больше $l \gg d$ расстояния между источниками d . Положение точки P на экране определяется координатой x , началом отсчета является

точка О, относительно которой источники расположены симметрично. Также считаем, что источники колеблются в одинаковой фазе. Из рис. 13 видно, что

$$s_1^2 = \ell^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2, \quad s_2^2 = \ell^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2. \quad (5.11)$$

Следовательно, разность равна:

$$s_2^2 - s_1^2 = (s_2 + s_1)(s_2 - s_1) = 2xd. \quad (5.12)$$

Учитывая $\ell \gg d$, а также малость расстояния x по сравнению с расстоянием между экраном и источниками $\ell \gg x$, можно положить $s_2 + s_1 \approx 2\ell$. Тогда получаем $s_2 - s_1 = xd/\ell$. Умножив разность на показатель n преломления среды $(s_2 - s_1)n = \Delta$, получим оптическую разность хода:

$$\Delta = n \frac{xd}{\ell}. \quad (5.13)$$

Подставив (5.13) в условие (5.9), получаем, что максимумы интенсивности будут наблюдаться при значениях x , равных:

$$x_{\max} = \pm m \frac{\ell}{d} \lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (5.14)$$

Подстановка (5.13) в условие (5.10) дает координаты минимумов интенсивности:

$$x_{\min} = \pm \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\ell}{d} \lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (5.15)$$

где $\lambda = \lambda_0/n$ - длина волны в среде, заполняющей пространство между экраном и источниками.

Расстояние между соседними максимумами интенсивности называется *расстоянием между интерференционными полосами*, а расстояние между соседними минимумами интенсивности – *шириной интерференционной*

полосы. Из формул (5.14) и (5.15) следует, что расстояние между полосами и ширина полосы имеют одинаковое значение, равное:

$$\Delta x = \frac{\ell}{d} \lambda, \quad (5.16)$$

где Δx не зависит от порядка интерференции (величины m) и является постоянной величиной для данных ℓ , d и λ_0 . Согласно (5.16) Δx обратно пропорциональна d ; следовательно, при большом расстоянии между источниками, в частности при $d \approx \ell$, отдельные полосы становятся неразличимыми, т.е. для того, чтобы интерференционная картина была четкой, необходимо условие $\ell \gg d$.

Для осуществления интерференции света необходимо наличие когерентных световых пучков, которые создаются путем разделения света от одного источника на два пучка. Практически это можно осуществить с помощью экранов и щелей, зеркал и преломляющих тел. На следующих рисунках представлены схемы классических интерференционных опытов.

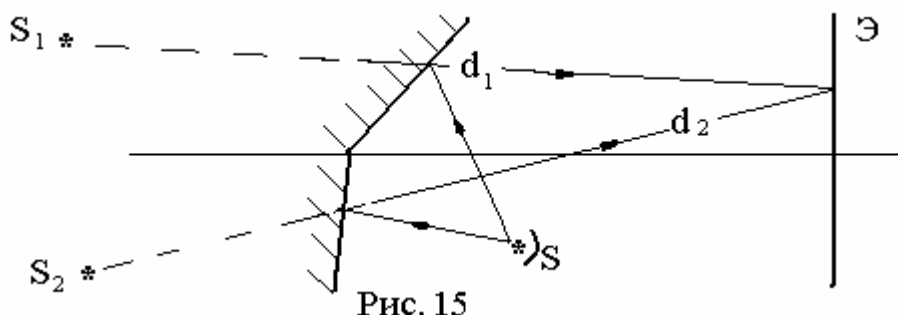


Рис. 15

Зеркала Френеля. В качестве двух когерентных источников используется изображение одного и того же действительного источника света в двух плоских зеркалах, которые расположены под некоторым углом (угол φ мал) друг к другу (рис. 15). Световые лучи, отразившись от обоих зеркал, можно считать выходящими из мнимых источников S_1 и S_2 , являющихся мнимыми изображениями источника S в зеркалах. Мнимые источники взаимно когерентны, и исходящие из них световые пучки, встречаясь друг с другом, интерферируют в области взаимного перекрывания.

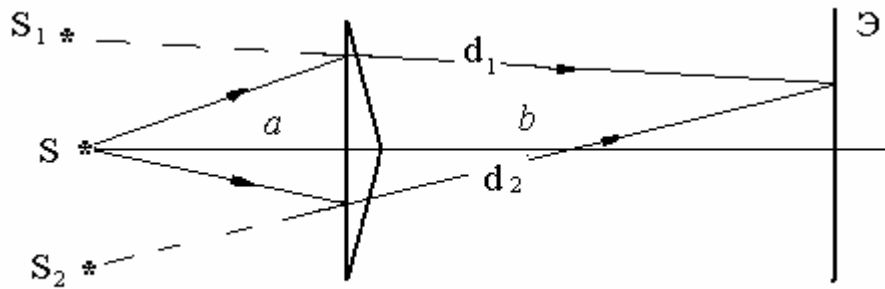


Рис.16

Бипризма Френеля. Изготовленные из одного куска стекла две призмы с малым преломляющим углом имеют одну общую грань (рис. 16). Параллельно этой грани на некотором расстоянии a от нее располагается прямолинейный источник S . Угол падения лучей на бипризму невелик, поэтому все лучи отклоняются каждой из половин бипризмы на одинаковый угол. В результате образуются две когерентные волны, исходящие из мнимых источников S_1 и S_2 , лежащих в одной плоскости с S . Лучи от этих источников, перекрываясь в некоторой области, дают на экране изображение интерференционных полос.

Билинза Бийе. Схема наблюдения интерференции света с помощью билинзы Бийе подобна схемам с зеркалами и бипризмой Френеля. Билинза представляет собой две половины собирающей линзы, разрезанной по диаметру. Обе половины слегка разведены, благодаря чему они дают два не совпадающих между собой действительных изображения S_1 и S_2 точечного источника S . Интерференция света от этих когерентных вторичных источников наблюдается на экране Э. Промежуток между частями билинзы должен быть закрыт непрозрачным экраном.

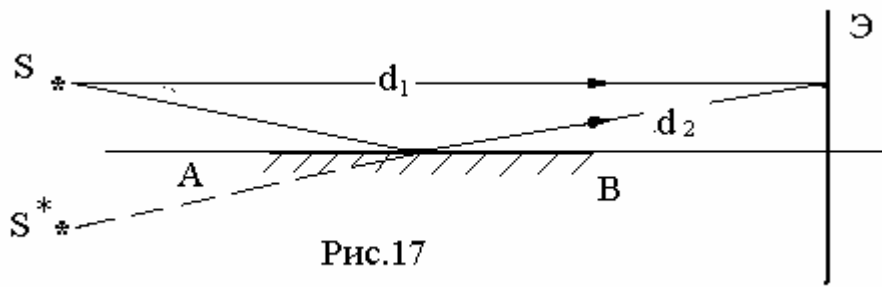


Рис.17

Зеркало Ллойда. В опыте предложенном Ллойдом, интерферируют лучи, исходящие непосредственно от источника S (рис. 17) и отраженные от поверхности зеркала AB . Лучи, отраженные от зеркала AB , как бы исходят от мнимого источника S^* , когерентного с S . Для того, чтобы расстояние между источниками S и S^* было достаточно мало, лучи должны отражаться от зеркала под углом близким к 90° . Особенностью интерференционной картины, наблюдаемой с помощью зеркала Ллойда, является то, что центральная полоса получается не светлой, а темной. Это указывает на то, что лучи, проходящие одинаковые геометрические пути все же сходятся с разностью $\lambda/2$. Такая потеря полуволны происходит при отражении света от поверхности стекла при большом угле падения.

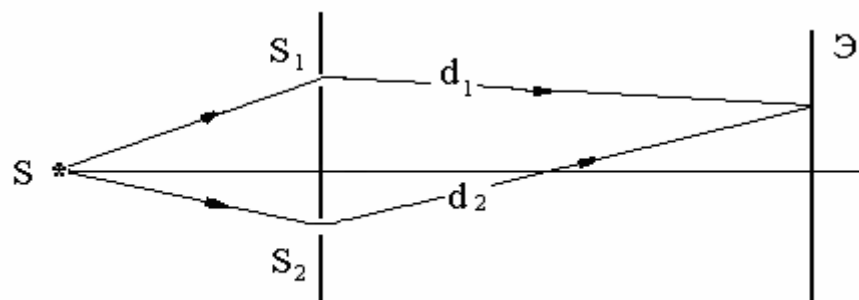


Рис.18

Опыт Юнга. Источником света служит освещенная щель S (рис. 18), от которой световая волна падает на две узкие равноудаленные щели S_1 и S_2 , параллельные щели S . В виду общности прохождения лучи когерентны, а щели S_1 и S_2 играют роль когерентных источников. На экране в месте перекрытия пучков наблюдаются параллельные интерференционные полосы. Расстояние между щелями должно быть велико по сравнению с шириной

каждой щели. Первое наблюдение явления интерференции принадлежит Т. Юнгу.

При освещении тонкой прозрачной пластины (или пленки) происходит отражение света от обеих поверхностей пластинки. В результате возникают две световые волны, которые при известных условиях могут интерферировать. Если свет белый, то интерференционные полосы окрашены. Поэтому явление получило название *цветов тонких пленок*. Оно легко наблюдается на стенках мыльных пузырей, на тонких пленках масла или нефти, плавающих на поверхности воды, на пленках, возникающих на поверхности металлов при закалке (цвета побежалости), и т.д.

Рассмотрим прозрачную плоскопараллельную пластину, на которую

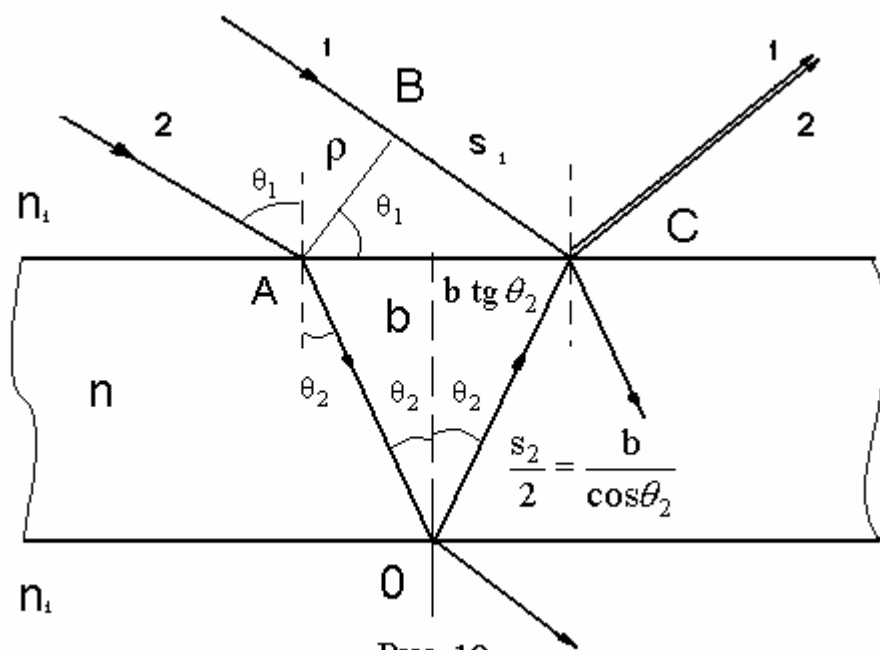


Рис. 19

падает плоская световая волна. В результате серий отражений от поверхностей пластины (рис. 19) возникают два параллельных пучка света, один из которых образовался за счет отражения от верхней поверхности пластины, второй – вследствие отражения от нижней поверхности пластины. При входе в пластину и при выходе из нее второй пучок претерпевает преломление. Кроме этих двух пучков будут возникать и другие вследствие трех-,

пяти- и т.д. кратного отражения, однако, ввиду их малой интенсивности рассматриваться не будут.

Разность хода, приобретаемая лучами 1 и 2 до того, как они сойдутся в точке С, равна:

$$\Delta = ns_2 - s_1, \quad (5.17)$$

где s_1 – длина отрезка ВС, а s_2 – суммарная длина отрезков АО и ОС, n – показатель преломления пластинки. Показатель преломления n_1 среды, окружающей пластинку, полагаем равным единице. Согласно рисунку имеем $s_1 = 2b \operatorname{tg} \vartheta_2 \sin \vartheta_1$, $s_2 = 2b / \cos \vartheta_2$ (b – толщина пластинки). Подстановка этих значений в выражение (5.17) дает:

$$\Delta = \frac{2bn}{\cos \vartheta_2} - 2b \operatorname{tg} \vartheta_2 \sin \vartheta_1 = 2b \frac{n^2 - n \sin \vartheta_2 \sin \vartheta_1}{n \cos \vartheta_2}. \quad (5.18)$$

Производя замену $n \sin \vartheta_2 = \sin \vartheta_1$ и учитывая, что:

$$n \cos \vartheta_2 = \sqrt{n^2 - n^2 \sin^2 \vartheta_2} = \sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta_1},$$

получаем выражение для разности хода в виде:

$$\Delta = 2b \sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta_1}. \quad (5.19)$$

При вычислении разности фаз δ между колебаниями в лучах 1 и 2 нужно, кроме оптической разности хода Δ , учитывать потери полуволны при отражении, т.е. изменение фазы волны. В точке С отражение происходит от границы раздела среды, оптически менее плотной, со средой, оптически более плотной. Поэтому фаза волны претерпевает изменение на π . В точке О отражение происходит от границы раздела среды оптически более плотной со средой оптически менее плотной, поэтому скачка фазы не происходит. В итоге между лучами 1 и 2 возникает дополнительная разность фаз, равная π . Ее необходимо учесть, добавив к оптической разности хода Δ (или вычтя из нее) половину длины волны в вакууме:

$$\Delta = 2b \sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta_1} - \frac{\lambda_0}{2}. \quad (5.20)$$

Таким образом, при падении на пластинку плоской волны образуются две отраженные волны, разность хода которых определяется уравнением (5.20). В точке наблюдения будет максимум, если:

$$2b\sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta_1} \pm \frac{\lambda_0}{2} = m\lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (5.21)$$

и минимум, если:

$$2b\sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta_1} \pm \frac{\lambda_0}{2} = (2m + 1)\frac{\lambda_0}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (5.22)$$

В случае *плоскопараллельной пластинки* обе плоские отраженные волны распространяются в одном направлении, образующем с нормалью угол, равный углу падения ϑ_1 . Эти волны будут интерферировать, если соблюдены условия как временно́й, так и пространственной когерентности. Для того чтобы имела место временная когерентность, разность хода не должна превышать длину когерентности - $\Delta \langle \lambda^2 / \Delta \lambda \approx \lambda_0^2 / \Delta \lambda_0$, т.е. :

$$2b\sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta_1} - \frac{\lambda_0}{2} < \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda_0}, \text{ или } b < \frac{\lambda_0(\lambda_0 / \Delta \lambda_0 + 1/2)}{2\sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta_1}}. \quad (5.23)$$

В полученном соотношении выражение $\sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta_1} \approx 1$, а $\lambda_0 / \Delta \lambda_0 \gg 1/2$, следовательно:

$$b < \frac{\lambda_0^2}{2\Delta \lambda_0}. \quad (5.24)$$

Таким образом, отраженные волны будут когерентными только в том случае, если толщина пластинки b не превышает величины (5.24). Положив $\lambda_0 = 500 \text{ нм}$ и $\Delta \lambda_0 = 2 \text{ нм}$, получим предельное значение толщины пластинки, равное $\frac{500^2 \text{ нм}}{2 \cdot 2 \text{ нм}} \approx 6 \cdot 10^4 \text{ нм} = 0,06 \text{ мм}$.

Если рассмотреть условия соблюдения пространственной когерентности, то можно получить, что для возникновения интерференции при угле падения 45° должно выполняться условие $b < 0,05 \text{ мм}$. Для угла падения

порядка 10^0 пространственная когерентность будет сохраняться при толщине пластинки, не превышающей 0,5 мм. Таким образом, вследствие ограничений, накладываемых пространственной и временной когерентностями, интерференция при освещении пластинки солнечным светом наблюдается только в том случае, если толщина не превышает сотых долей миллиметра.

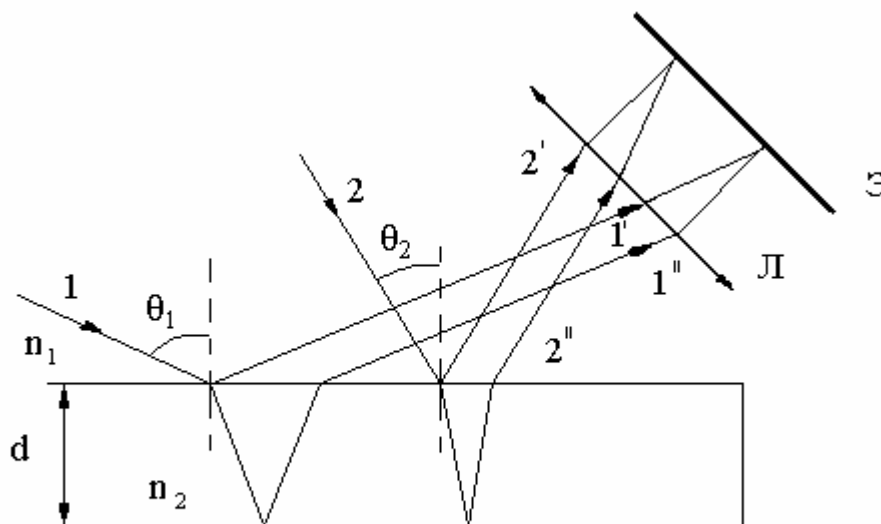


Рис. 20

Рассматривая интерференцию света в тонких пленках, различают *интерференционные полосы равного наклона и равной толщины*. Полосы равного наклона наблюдаются в тех случаях, когда на плоскопараллельную тонкую пленку падает под разными углами ϑ расходящийся (или сходящийся) пучок света. Таковы, например, условия освещения пленки протяженным источником или рассеянным солнечным светом. Интерференционная картина наблюдается на экране Э, установленном в фокальной плоскости собирающей линзы Л (рис. 20). Всякая линза обладает свойством не создавать дополнительной разности фаз между лучами, собираемыми линзой в одной и той же точке изображения. Иными словами, оптические длины пути для этих лучей одинаковы – таутохронны. При освещении плоскопараллельной пленки монохроматическим светом результаты

интерференции отраженного света в различных точках экрана Э зависят только от углов падения ϑ на пленку или равных им углов отражения для лучей, собирающихся в этих точках экрана. Интерференционная картина имеет вид чередующихся криволинейных темных и светлых полос. Каждой из этих полос соответствует определенное значение угла ϑ . При освещении пленки белым светом на экране наблюдается система разноцветных полос равного наклона. Лучи $1' 1''$, отразившись от верхней и нижней границей пластинки, параллельны друг другу. Следовательно, эти интерферирующие лучи “будут пересекаться” (убрав линзу) только в бесконечности. В этом случае говорят, что *полосы равного наклона локализованы в бесконечности*.

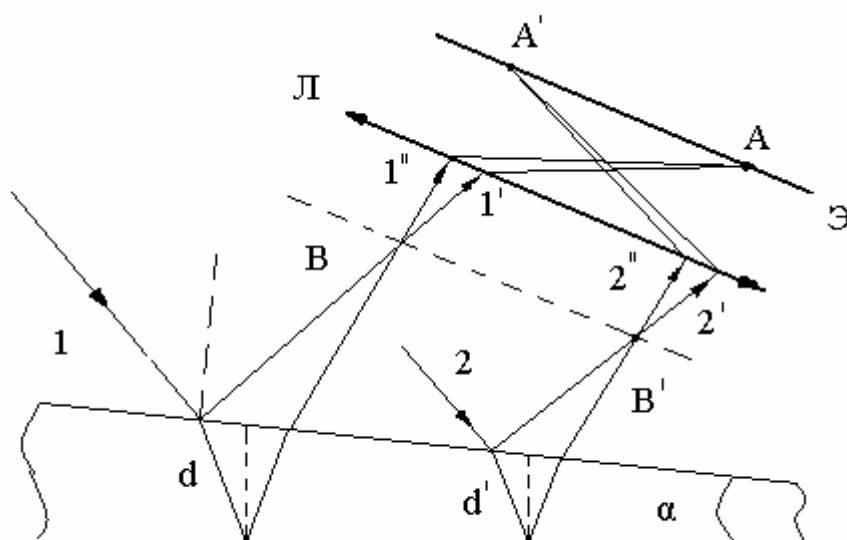


Рис. 21

Полосы равной толщины наблюдаются при отражении параллельного или почти параллельного пучка лучей света ($\vartheta = \text{const}$) от тонкой прозрачной пленки, толщина d которой не одинакова в разных местах. Оптическая разность хода интерферирующих волн изменяется при переходе от одних точек поверхности пленки к другим в соответствии с изменением толщины d , так что условия интерференции одинаковы в точках, соответствующих одинаковым значениям d . Рассмотрим прозрачный клин (угол α между

боковыми гранями мал), на который падает плоская волна (рис. 21). При определенном взаимном положении клина и линзы лучи $1'$ и $1''$ пересекутся в некоторой точке A , являющейся изображением точки B . Так как лучи являются когерентными, они будут интерферировать. Если источник расположен довольно далеко от поверхности клина, то оптическая разность хода между интерферирующими лучами может быть с достаточной степенью точности вычислена по формуле (5.20), где в качестве d берется толщина клина в месте падения на него луча. Лучи $2'$ и $2''$, образовавшиеся за счет деления луча 2 , падающего в другую точку клина, собираются в точке A' . Оптическая разность хода уже определяется толщиной d' . Таким образом, на экране возникает система интерференционных полос. Так как верхняя и нижняя грани клина не параллельны между собой, то интерферирующие лучи пересекаются вблизи пластинки, в этом случае говорят, что *полосы равной толщины локализованы вблизи поверхности клина*.

Интерференция в тонких пленках может наблюдаться не только в отраженном, но и в проходящем свете.

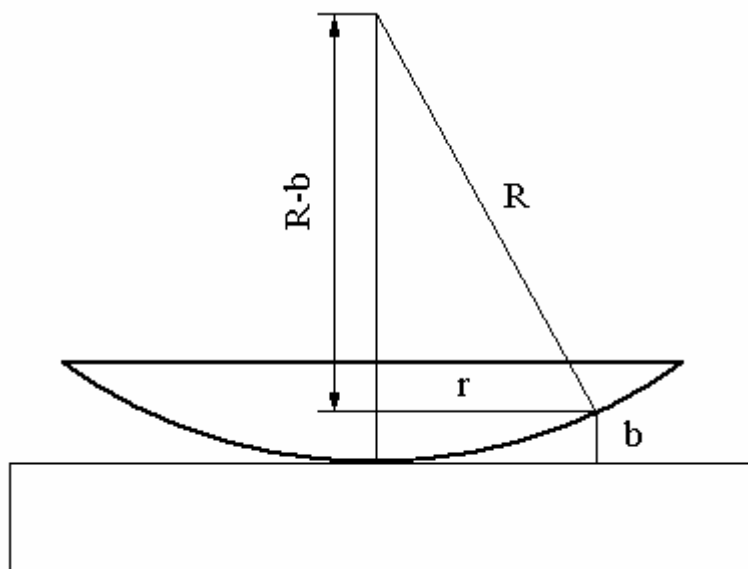


Рис. 22

Классическим примером полос равной толщины являются *кольца Ньютона*. Они наблюдаются при отражении света от соприкасающихся

друг с другом плоскопараллельной толстой стеклянной пластинки и плоско-выпуклой линзы с большим радиусом кривизны (рис.22). Роль тонкой пленки, от

поверхностей которой отражаются когерентные волны, играет воздушный зазор между пластинкой и линзой (вследствие большой толщины пластинки и линзы за счет отражений от других поверхностей интерференционные полосы не возникают). При нормальном падении света полосы равной толщины имеют вид концентрических окружностей, при наклонном падении – эллипсов. В случае нормального падения $\sin \vartheta_1 = 0$, и оптическая разность хода, согласно (5.19), равна удвоенной толщине зазора (показатель преломления в зазоре предполагается $n = 1$). Из рис. 22 следует:

$$R^2 = (R - b)^2 + r^2 \approx R^2 - 2Rb + r^2, \quad (5.25)$$

где R – радиус кривизны линзы; r – радиус окружности, всем точкам которой соответствует одинаковый зазор b . Ввиду малости b можно пренебречь b^2 по сравнению с $2Rb$. В соответствии с (5.25) $b = r^2/2R$. Учитывая изменение фазы на π при отражении от пластинки, имеем:

$$\Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2}. \quad (5.26)$$

В точках, для которых $\Delta = m'\lambda_0$, возникнут максимумы, в точках, для которых $\Delta = (2m' + 1)\lambda_0/2$ - минимумы интенсивности. Объединив оба условия:

$$\Delta = m \frac{\lambda_0}{2}, \quad (5.27)$$

причем четным значениям m будут соответствовать максимумы, а нечетным – минимумы интенсивности. Используя выражение (5.26), найдем радиусы светлых и темных колец Ньютона:

$$r = \sqrt{R \lambda_0 (m - 1)/2} \quad (m = 1, 2, 3, \dots). \quad (5.28)$$

Четным m соответствуют радиусы светлых колец, нечетным m – радиусы темных колец. В точке касания пластины и линзы $m = 1$, что соответствует $r = 0$, наблюдается минимум интенсивности вследствие изменения фазы на π при отражении световой волны от пластинки.

Явление интерференции проявляется не только с двумя лучами, но с большим их количеством – *многолучевая интерференция*. Для осуществления интерференции многих световых волн с близкими или равными амплитудами применяют специальные интерференционные приборы – эталон Фабри-Перо, дифракционную решетку и т.д. Амплитуду результирующих

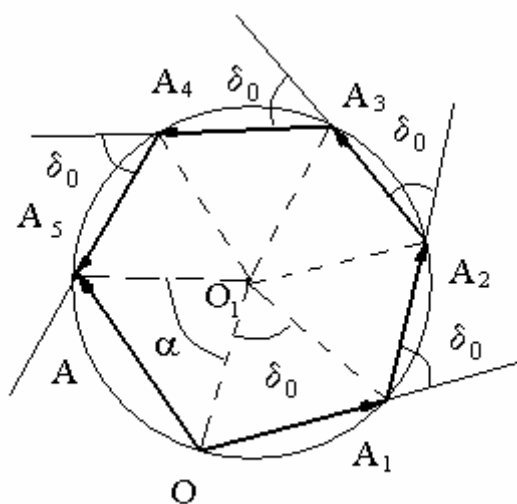


Рис. 23

колебаний и их интенсивность в произвольной точке М интерференционной картины можно найти, используя метод векторных диаграмм (рис. 12). Поступая аналогичным образом, можно рассмотреть сложение колебаний N интерферирующих волн. На рис. 23 представлена векторная диаграмма сложения колебаний при интерференции волн, возбуждающих в

точке М одинаково направленные когерентные колебания с равными амплитудами $A_i = A_1$ и не зависящим от i сдвигом фаз между $(i + 1)$ и i -м колебаниями: $\varphi_{i+1}(t) - \varphi_i = \delta$. Амплитуда результирующих колебаний:

$$A = 2|OO_1| |\sin(\alpha/2)|, \quad (5.29)$$

где $\alpha = 2\pi - N\delta$, $|OO_1| = \frac{A_1}{2|\sin \delta/2|}$. Поэтому результирующая амплитуда:

$$A = A_1 \left| \frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)} \right|, \quad (5.30)$$

а интенсивность равна:

$$I(\delta) = I_1 \frac{\sin^2(N\delta/2)}{\sin^2(\delta/2)}. \quad (5.31)$$

Главные максимумы интерференции N волн наблюдаются в тех точках, для которых углы δ либо равны 0, либо кратны 2π , т.е. имеем *условие главных максимумов*:

$$\delta = \pm 2n\pi \quad (n = 0, 1, 2, 3 \dots) \quad (5.32)$$

где n – порядок главного максимума.

Условие интерференционного минимума ($A = 0$):

$$\delta = \pm \frac{2\pi p}{N}, \quad (5.33)$$

где p принимает любые целые положительные значения, кроме кратных N . Между парой соседних интерференционных минимумов находится один максимум – либо главный, либо побочный.

К полученному результату можно придти другим способом. Представим возбуждаемые лучами колебания в виде экспонент:

$$E_1 = ae^{i\omega t}, \quad E_2 = ae^{i(\omega t + \delta)}, \dots, \quad E_m = ae^{i[\omega t + (m-1)\delta]}, \dots, \\ E_N = ae^{i[\omega t + (N-1)\delta]}. \quad (5.34)$$

Тогда результирующее колебание определится:

$$E = \sum_{m=1}^N E_m = ae^{i\omega t} \sum_{m=1}^N e^{i(m-1)\delta}. \quad (5.35)$$

Выражение (5.35) является суммой N членов геометрической прогрессии со знаменателем $e^{i\delta}$ и единичным первым членом. Таким образом, имеем:

$$E = ae^{i\omega t} \frac{1 - e^{iN\delta}}{1 - e^{i\delta}} = \hat{A}e^{i\omega t}, \quad (5.36)$$

где $\hat{A} = a \frac{1 - e^{iN\delta}}{1 - e^{i\delta}}$ – комплексная амплитуда, которую можно представить через амплитуду результирующего колебания - A и начальную фазу - α :

$$\hat{A} = Ae^{i\alpha}. \quad (5.37)$$

Произведение величины (5.37) на ее комплексно сопряженную дает квадрат амплитуды результирующего колебания:

$$\hat{A}\hat{A}^* = Ae^{i\alpha} Ae^{-i\alpha} = A^2. \quad (5.38)$$

Используя определение комплексной амплитуды, имеем:

$$\begin{aligned} A^2 = \hat{A}\hat{A}^* &= a^2 \frac{(1 - e^{iN\delta})(1 - e^{-iN\delta})}{(1 - e^{i\delta})(1 - e^{-i\delta})} = a^2 \frac{2 - e^{iN\delta} - e^{-iN\delta}}{2 - e^{i\delta} - e^{-i\delta}} = \\ &= a^2 \frac{1 - \cos N\delta}{1 - \cos \delta} = a^2 \frac{\sin^2(N\delta/2)}{\sin^2(\delta/2)}. \end{aligned} \quad (5.39)$$

Тогда интенсивность N интерферирующих лучей равна:

$$I(\delta) = K a^2 \frac{\sin^2(N\delta/2)}{\sin^2(\delta/2)} = I_0 \frac{\sin^2(N\delta/2)}{\sin^2(\delta/2)}, \quad (5.40)$$

где K – коэффициент пропорциональности, $I_0 = K a^2$ – интенсивность, создаваемая каждым из лучей в отдельности.

6. Дифракция света

Дифракцией света называется совокупность явлений, которые обусловлены волновой природой света и наблюдаются при его распространении в среде с резко выраженными неоднородностями (например, при прохождении света через отверстия в непрозрачных экранах, вблизи границ непрозрачных или прозрачных тел, и т.п.). В более узком смысле под *дифракцией* понимают явления огибания светом малых препятствий, т.е. отклонения от законов геометрической оптики. Дифракция приводит к проникновению света в область геометрической тени. Между интерференцией и дифракцией нет существенного физического различия. Оба явления заключаются в перераспределении светового потока в результате суперпозиции волн.

Различают два вида дифракции – *дифракция Френеля* и *дифракция Фраунгофера*. Дифракцией Френеля называют такие дифракционные задачи, в которых нельзя пренебрегать кривизной волновых поверхностей падающей и дифрагировавшей волн. Дифракция Френеля осуществляется в тех случаях, когда источник и экран находятся на *конечных расстояниях* от препятствия, вызвавшего дифракцию. Дифракцией Фраунгофера или *дифракцией в параллельных лучах* называется дифракция плоских волн, т.е. такие дифракционные задачи, в которых источник света и точка наблюдения бесконечно удалены от препятствия, на котором происходит дифракция.

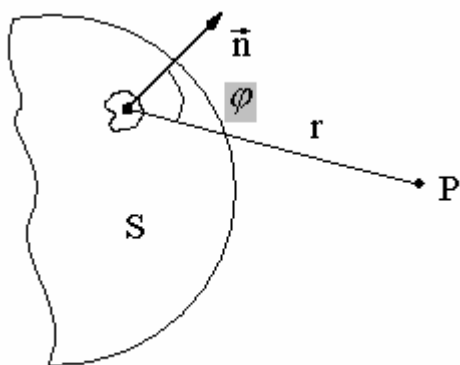


Рис. 24

Принцип Гюйгенса позволяет объяснить явления отражения и преломления света, однако он недостаточен для объяснения дифракционных явлений. Принцип не дает сведений об амплитуде, а следовательно и об интенсивности волн, распространяющихся в различных направлениях. Френель дополнил принцип Гюйгенса

представлением об интерференции вторичных волн. Учитывая амплитуды и фазы вторичных волн можно найти амплитуду результирующей волны в любой точке пространства – так называемый *принцип Гюйгенса-Френеля*.

Согласно принципу Гюйгенса-Френеля каждый элемент волновой поверхности S (рис. 24) служит источником вторичной сферической волны, амплитуда которой пропорциональна элементу площади dS. В силу того, что амплитуда сферической волны убывает с расстоянием r от источника по закону 1/r, следовательно, от каждого участка dS волновой поверхности в точку P, лежащую перед этой поверхностью, приходит колебание:

$$dE = K \frac{a_0 dS}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha_0), \quad (6.1)$$

где a_0 - множитель, определяемый амплитудой светового колебания в том месте, где находится элемент dS ; K - коэффициент, зависящий от угла φ между единичной нормалью \vec{n} к площадке dS и направлением от dS к точке P (при $\varphi = 0$ коэффициент $K = \max$, при $\varphi = \pi/2$ коэффициент $K = 0$); $(\omega t + \alpha_0)$ - фаза колебания в месте расположения волновой поверхности S ; k - волновое число; α_0 - начальная фаза.

Результирующее колебание в точке P представляет собой суперпозицию колебаний (6.1), взятых для всей волновой поверхности S :

$$E = \int_S K(\varphi) \frac{a_0}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha_0) dS. \quad (6.2)$$

Формула (6.2) представляет собой аналитическое выражение принципа Гюйгенса-Френеля. В общем случае вычисление результирующего колебания по (6.2) представляет собой очень трудную задачу. Тем не менее, в дифракционных задачах, отличающихся наличием симметрии, вычисление амплитуды результирующего колебания может быть осуществлено путем алгебраического или геометрического суммирования.

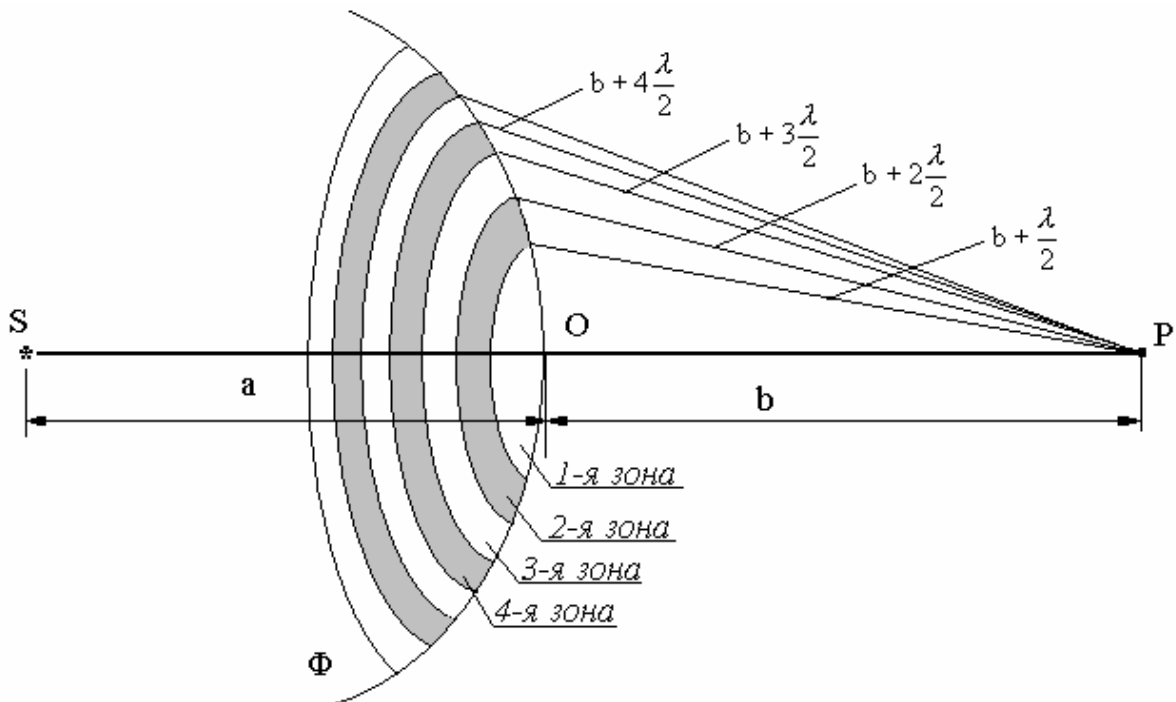


Рис. 25

Френель рассмотрел взаимную интерференцию вторичных волн, предложив рассматривать волновую поверхность в виде кольцевых зон – *метод зон Френеля*. Пусть необходимо определить в произвольной точке Р (рис. 25) амплитуду светового колебания, возбуждаемого сферической волной, распространяющейся в изотропной и однородной среде от точечного источника S. Волновые поверхности такой волны симметричны относительно прямой SP.

Разобьем волновую поверхность Ф на кольцевые зоны, построенные таким образом, что расстояния от краев каждой зоны до точки Р отличаются на $\frac{\lambda}{2}$, т.е. $b + \frac{\lambda}{2}$, $b + 2\frac{\lambda}{2}$, $b + 3\frac{\lambda}{2}$, $b + 4\frac{\lambda}{2}$, ..., $b + m\frac{\lambda}{2}$ (λ - длина волны в той среде, в которой распространяется волна). Таким образом, расстояние b_m от внешнего края произвольной m -й зоны до точки Р определяется:

$$b_m = b + m\frac{\lambda}{2}, \quad (6.3)$$

где b – расстояние от вершины волновой поверхности О до точки Р. Колебания, приходящие в точку Р от аналогичных точек двух соседних зон, имеют разность хода $\lambda/2$, т.е. находятся в противофазе. Поэтому и колебания, создаваемые каждой кольцевой зоной в целом в точке Р, будут также находиться в противофазе по отношению к соседним зонам, т.е. их фазы отличаются на π .

Амплитуда колебаний, приходящих от отдельной зоны зависит от площади зоны, от расстояния r от зоны до точки Р и от угла наклона между r и нормалью к поверхности зоны. Покажем, что площади зон примерно равны. Внешняя граница m -й зоны выделяет на волновой поверхности сферический сегмент высотой h_m (рис. 26) и площадью S_m .

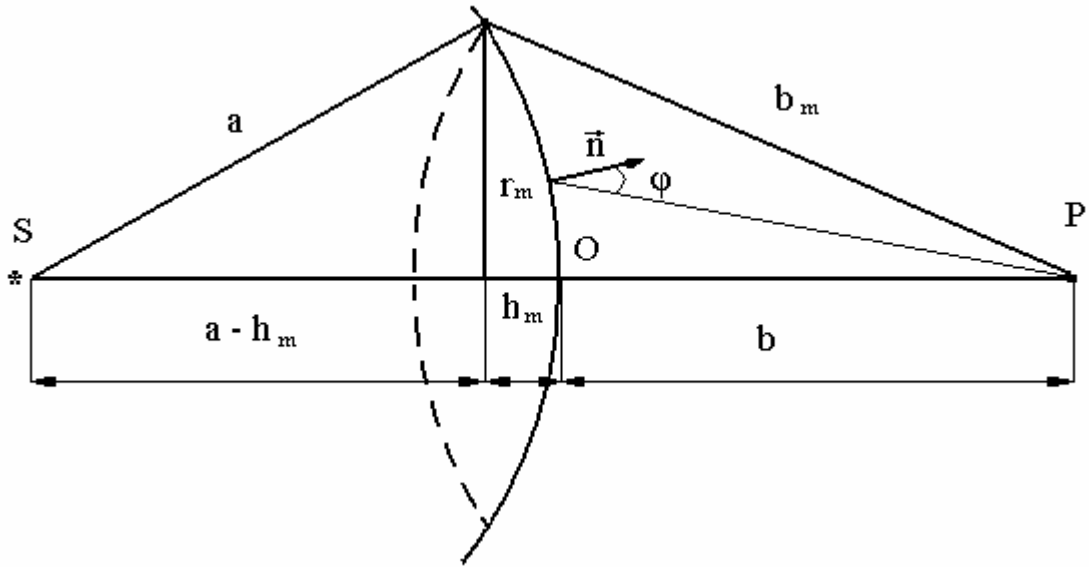


Рис. 26

Площадь m -й зоны можно представить как разность:

$$\Delta S = S_m - S_{m-1}, \quad (6.4)$$

где S_{m-1} – площадь сферического сегмента, выделяемого внешней границей $(m - 1)$ – й зоны. Радиус r_m внешней границы m -й зоны, согласно рисунку, определяется:

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = \left(b - m \frac{\lambda}{2}\right)^2 - (b + h_m)^2, \quad (6.5)$$

где a – радиус волновой поверхности, r_m – радиус внешней границы m -й зоны. Возведя в квадрат, получим:

$$r_m^2 = 2ah_m - h_m^2 = bm\lambda + m^2(\lambda/2)^2 - 2bh_m - h_m^2. \quad (6.6)$$

Отсюда:

$$h_m = \frac{bm\lambda + m^2(\lambda/2)^2}{2(a + b)}. \quad (6.7)$$

Пренебрегая λ^2 в силу малости и для небольших m , имеем:

$$h_m = \frac{bm\lambda}{2(a + b)}. \quad (6.8)$$

Площадь сферического сегмента равна $S = 2\pi R h$ (R – радиус сферы, h – высота сегмента), тогда:

$$S_m = 2\pi a h_m = \frac{\pi a b}{a + b} m \lambda, \quad (6.9)$$

а площадь m -й зоны равна:

$$\Delta S = S_m - S_{m-1} = \frac{\pi a b \lambda}{a + b}. \quad (6.10)$$

Из (6.10) видно, площадь любой зоны при небольших m не зависит от номера m зоны, а это означает примерное равенство площадей зон Френеля. При небольших m высота сегмента $h_m \ll a$, поэтому можно считать, что $r_m^2 = 2a h_m$, тогда для радиуса внешней границы m -й зоны с учетом (6.8) получим выражение:

$$r_m = \sqrt{\frac{a b}{a + b} m \lambda}. \quad (6.11)$$

С увеличением номера зоны m возрастает угол φ между нормалью к элементам зоны и направлением на точку P , а это приводит к уменьшению величины амплитуды. Амплитуды колебаний, возбуждаемых в точке P зонами Френеля, образуют монотонно убывающую последовательность:

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_{m-1} > A_m > A_{m+1} > \dots \quad (6.12)$$

Колебания, возбуждаемые в точке P двумя соседними зонами, противоположны по фазе, так как разность хода от сходственных точек этих зон до точки P равна $\lambda/2$. Следовательно, амплитуда A результирующего колебания в точке P равна:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + A_5 - \dots, \quad (6.13)$$

которое можно представить в виде:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots \quad (6.14)$$

Вследствие монотонного убывания A_m можно приближенно считать, что:

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}. \quad (6.15)$$

Тогда выражения в скобках будут равны нулю, и формула (6.14) выглядит:

$$A = \frac{A_1}{2}. \quad (6.16)$$

Таким образом, амплитуда, создаваемая в некоторой точке Р всей сферической волновой поверхностью, равна половине амплитуды, создаваемой одной лишь центральной зоны.

Рассмотрим дифракцию Френеля. *Дифракция на круглом отверстии.* Расположим непрозрачный экран с отверстием радиуса r_0 в нем на пути сферической световой волны (рис. 27), так, чтобы перпендикуляр от источника совпал с центром отверстия. Дифракционная картина наблюдается на экране Э, параллельном плоскости отверстия в преграде Пр. и находящемся на расстоянии b . Вид дифракционной картины будет определяться количеством зон Френеля, укладывающихся в отверстии. Для точки Р, согласно методу зон Френеля, и согласно (6.13) и (6.16), амплитуда результирующего колебания равна:

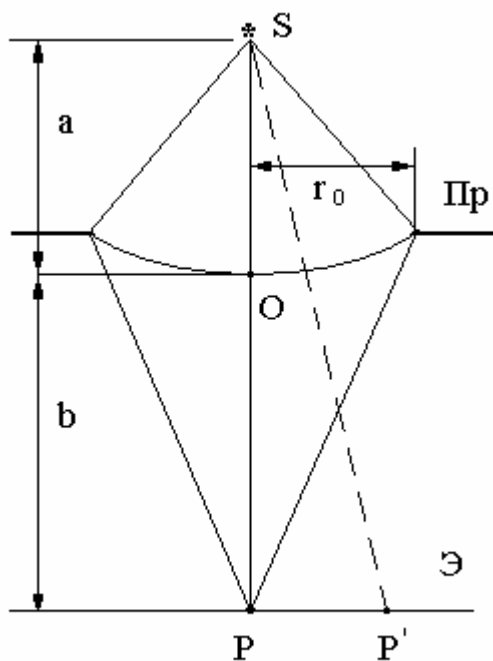


Рис. 27

где знак плюс соответствует нечетным m и минус - четным m . Если в отверстии укладывается нечетное число зон Френеля, то амплитуда (интенсивность) в точке Р будет больше, чем при свободном распространении волны, если число зон четное, то амплитуда будет равна нулю. Если в отверстии укладывается одна зона Френеля, то в точке Р амплитуда $A = A_1$, т.е. вдвое больше, чем в отсутствие

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2}, \quad (6.17)$$

волны, если число зон четное, то амплитуда будет равна нулю. Если в отверстии укладывается одна зона Френеля, то в точке Р амплитуда $A = A_1$, т.е. вдвое больше, чем в отсутствие

волны, если число зон четное, то амплитуда будет равна нулю. Если в отверстии укладывается одна зона Френеля, то в точке Р амплитуда $A = A_1$, т.е. вдвое больше, чем в отсутствие

преграды с отверстием. Если в отверстии укладывается две зоны Френеля, то их действия в точке Р практически уничтожают друг друга из-за интерференции. Таким образом, дифракционная картина от круглого отверстия будет иметь вид чередующихся темных и светлых колец с центрами в точке Р, если m четное, то в центре будет темное кольцо, если m нечетное – светлое кольцо, причем интенсивность максимумов убывает с расстоянием. При неизменном положении источника света число зон Френеля зависит от радиуса r_0 отверстия и от расстояния b . Следовательно, при варьировании этих величин результат интерференции на экране будет меняться. Если диаметр отверстия велик, никакой интерференционной картины на экране наблюдаться не будет, т.е. свет через отверстие будет распространяться прямолинейно.

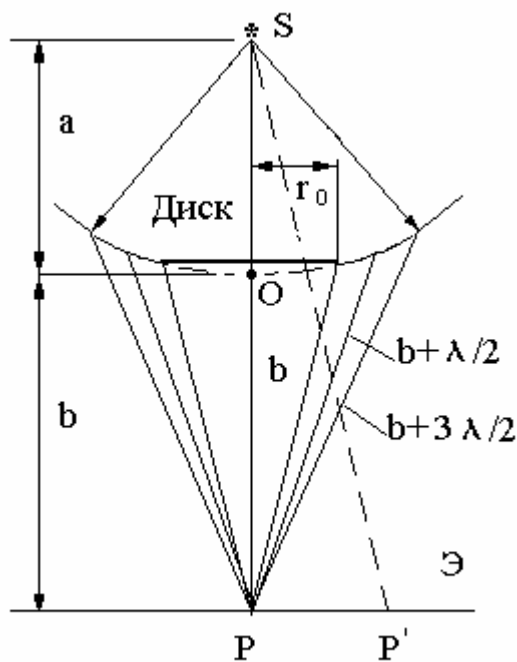


Рис. 28

Если отверстие освещается не монохроматическим, а белым светом, то кольца имеют многоцветную (радужную) окраску, так как число зон Френеля, укладываемых в отверстии, зависит от длины волны света.

Дифракция от круглого диска. Рассмотрим случай, когда сферическая волна от точечного источника S падает на непрозрачный круглый диск радиуса r_0 (рис. 28). Дифракционная картина наблюдается на экране Э, точка Р находится на одной

прямой с перпендикуляром SO, где точка О является центром диска. Диск закрывает часть зон Френеля, которые не подлежат рассмотрению. Если диск закроет m первых зон, то амплитуда в точке Р будет равна:

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots \frac{A_{m+1}}{2} + \left(\frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} + \frac{A_{m+3}}{2} \right) + \dots \quad (6.18)$$

Выражения, стоящие в скобках, можно положить равными нулю, тогда:

$$A = \frac{A_{m+1}}{2}. \quad (6.19)$$

Интерференционная картина на экране имеет вид концентрических темных и светлых колец с центром в точке Р, где всегда находится интерференционный максимум, называемый *пятном Пуассона*. Амплитуда в точке Р равна половине амплитуды A_1 , соответствующей действию в этой точке одной только первой открытой зоны Френеля $A = \frac{A_1}{2}$. При освещении диска белым светом в центре экрана Э наблюдается белое пятно, окруженное системой концентрических цветных колец.

По мере увеличения отношения диаметра диска к расстоянию от диска до экрана яркость пятна Пуассона постепенно уменьшается, а следующее за ним темное кольцо расширяется, образуя область тени за диском.

Рассмотрим дифракцию Фраунгофера. *Дифракция на одной щели*. Фраунгофер рассмотрел дифракцию плоских световых волн – *дифракцию в параллельных лучах*. Для получения пучка параллельных лучей света, падающих на препятствие, используют точечный источник, который располагается в фокусе собирающей линзы. Распределение интенсивности света за препятствием исследуется с помощью второй собирающей линзы и экрана, расположенного в фокальной плоскости. Рассмотрим параллельный пучок монохроматического света, падающий нормально на непрозрачный экран Э, который имеет узкую щель MN шириной a и длиной $\ell \gg b$ (рис.29). По законам геометрической оптики при прохождении света через щель получилось бы изображение источника света. В то время как, вследствие дифракции на экране наблюдается система интерференционных максимумов – размытых изображений источника света (точка P_0), разделенных

темными промежутками интерференционных минимумов, в точке P' , являющейся побочным фокусом линзы, собираются все параллельные лучи, падающие на линзу под углом φ к ее оптической оси OP_0 , перпендикулярной волновому фронту. Абсолютный показатель преломления считается равным единице.

Разобьем открытую часть волновой поверхности на параллельные краям щели элементарные зоны шириной dx . Вторичные волны от каждой зоны соберутся в точке P экрана, где каждая создаст колебание dE . Линза собирает в фокальной плоскости плоские (но не сферические) волны. Поэтому множитель $1/r$ в выражении (6.1) в случае дифракции Фраунгофера будет бесконечно мал. При малых значениях углов φ коэффициент K можно считать постоянным. Тогда амплитуда колебания, возбуждаемого зоной в любой точке экрана, будет зависеть только от площади зоны, т.е. будет пропорциональна ширине dx зоны. Следовательно, амплитуда dA колебания dE , возбуждаемого зоной шириной dx в любой точке экрана, имеет вид:

$$dA = C dx, \quad (6.20)$$

где C – коэффициент пропорциональности.

Суммарная амплитуда A_0 колебаний, возбуждаемая в некоторой точке экрана всеми зонами, определяется интегрированием dA по всей ширине a щели MN :

$$A_0 = \int dA = \int_0^a C dx = C a. \quad (6.21)$$

Отсюда константа $C = A_0/a$, и, следовательно:

$$dA = \frac{A_0}{a} dx. \quad (6.22)$$

Для определения фазовых соотношений между колебаниями dE , поставим фазы колебаний, возбуждаемых в точке P элементарными зонами

с координатами O и x . Оптические пути OP и QP таутохронны, поэтому разность фаз между рассматриваемыми колебаниями образуется на пути $\Delta = x \sin \varphi$. Если начальную фазу колебания, возбуждаемого в точке P элементарной зоной, находящейся в середине щели ($x = 0$), принять равной нулю, то начальная фаза колебания, возбуждаемого элементарной зоной с координатой x в (6.1), (волновое число $k = 2\pi/\lambda$) будет $2\pi\Delta/\lambda = 2\pi/\lambda x \sin \varphi$. Таким образом, колебание (6.1), возбуждаемое элементарной зоной с координатой x в точке P может быть представлено с применением формулы Эйлера в комплексной форме:

$$dE_{\varphi} = \left(\frac{A_0}{a} dx \right) \exp \left[i \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi \right) \right] \quad (6.23)$$

(имеется в виду вещественная часть этого выражения).

Интегрируя полученное выражение по всей ширине щели, найдем результирующее колебание, возбуждаемое в точке P участком волновой поверхности, который открывается щелью MN :

$$dE_{\varphi} = \int_{-a/2}^{+a/2} \frac{A_0}{a} \exp \left[i \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi \right) \right] dx. \quad (6.24)$$

Вводя обозначение $\gamma = \pi/\lambda \sin \varphi$ и преобразуя, получим:

$$\begin{aligned} E_{\varphi} &= \frac{A_0}{a} e^{i\omega t} \int_{-a/2}^{+a/2} e^{-2i\gamma x} dx = \frac{A_0}{a} e^{i\omega t} \left. \frac{1}{(-2i\gamma)} e^{-2i\gamma x} \right|_{-a/2}^{+a/2} = \\ &= e^{i\omega t} \left\{ \frac{A_0}{\gamma a} \cdot \frac{1}{(-2i)} [e^{-i\gamma a} - e^{i\gamma a}] \right\} = e^{i\omega t} \left\{ \frac{A_0}{\gamma a} \cdot \frac{1}{(2i)} [e^{i\gamma a} - e^{-i\gamma a}] \right\}. \quad (6.25) \end{aligned}$$

Выражение в фигурных скобках определяет комплексную амплитуду \hat{A} результирующего колебания. Используя формулу Эйлера и значение для γ , можно получить:

$$\hat{A} = A_0 \frac{\sin \gamma a}{\gamma a} = A_0 \frac{\sin(\pi a \sin \varphi / \lambda)}{\pi a \sin \varphi / \lambda}. \quad (6.26)$$

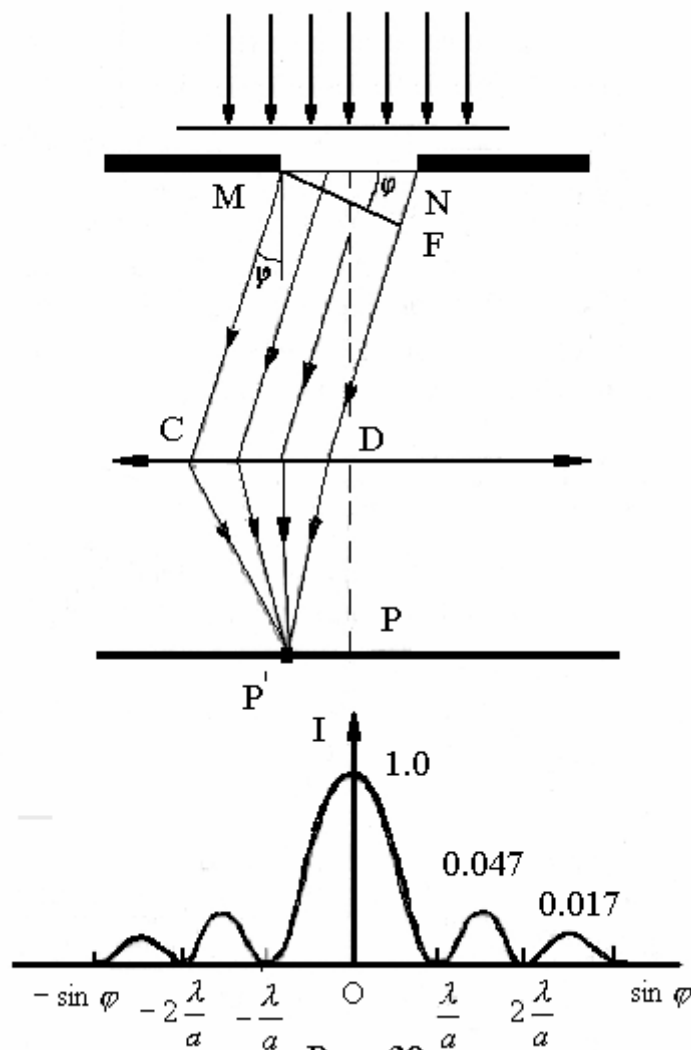
Модуль вещественного выражения (6.26) является амплитудой результирующего колебания:

$$A_{\varphi} = \left| A_0 \frac{\sin(\pi a \sin \varphi / \lambda)}{\pi a \sin \varphi / \lambda} \right|. \quad (6.27)$$

Оптическая разность хода Δ между крайними лучами MC и ND, идущими от щели в этом направлении, равна:

$$\Delta = NF = a \sin \varphi, \quad (6.28)$$

где F – основание перпендикуляра, опущенного из точки M на луч ND.



Представим также упрощенное рассмотрение дифракции Фраунгофера, для этого разобьем щель MN на зоны Френеля, имеющие вид полос, параллельных ребру M щели (рис. 29). Ширина каждой зоны равна

$\lambda/(2 \sin \varphi)$, так что оптическая разность хода лучей, проведенных от краев зоны параллельно MC , равна $\lambda/2$, т.е. всего на ширине щели уместится $(2\Delta/\lambda)$ зон. Все зоны в заданном направлении излучают свет совершенно одинаково. При интерференции света от каждой пары соседних зон амплитуда результирующего колебания равна нулю, вследствие того, что эти зоны вызывают колебания с одинаковыми амплитудами, но противоположными по фазе. Таким образом, результат интерференции в точке P' определяется тем, сколько зон Френеля укладывается в щели. Если *число зон Френеля четное*:

$$a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3, \dots), \quad (6.29)$$

то в точке P' наблюдается дифракционный минимум, *если же число зон Френеля нечетное*:

$$a \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3, \dots), \quad (6.30)$$

то наблюдается дифракционный максимум, соответствующий действию одной нескомпенсированной зоны Френеля. Величина m называется *порядковым номером дифракционного максимума*. В направлении $\varphi = 0$ (точка P_0 на экране) наблюдается самый интенсивный *центральный максимум нулевого порядка*: колебания, вызываемые в точке P_0 всеми участками щели, совершаются в одной фазе.

Из условий (6.21) и (6.22) можно найти направления на точки экрана, в которых амплитуда, а следовательно, и интенсивность равны нулю или максимальны. Распределение интенсивности на экране, получаемое вследствие дифракции, называется *дифракционным спектром* (рис.29).

Дифракционная картина на экране зависит от отношения ширины a щели к длине волны λ света. Если положить $a = m \lambda$, тогда из соотношения (6.21) угол φ , соответствующий минимуму m -го порядка, равен

$\varphi = \pi/2$. Следовательно, сколь бы не были велики размеры собирающей линзы и экрана, на экране нельзя наблюдать дифракционные максимумы, порядок которых больше $m-1$. *Шириной дифракционного максимума называется расстояние между двумя ограничивающими его дифракционными минимумами.* Например, ширина максимума нулевого порядка равна расстоянию между двумя минимумами первого порядка. Если отношение a/λ невелико, т.е. щель очень узкая, то все наблюдаемые максимумы очень широки, и дифракционная картина малоконтрастна. Кроме того, поток энергии через щель невелик, так что интенсивность даже максимума нулевого порядка крайне мала. Наоборот, если отношение a/λ велико, т.е. щель широкая, центральный максимум очень узкий и яркий. Это относится и к другим максимумам, число которых при этом увеличивается. При освещении щели белым светом максимум нулевого порядка будет иметь радужную окраску по краям.

Большой практический интерес представляет дифракция плоской волны на круглом отверстии. Такая дифракция проявляется в различных оптических приборах, в которых роль отверстия играют оправы объективов. Если падающий пучок монохроматического света от точечного источника нормален к плоскости отверстия, то дифракционная картина в фокальной плоскости линзы имеет вид центрального светлого пятна, которое расположено в главном фокусе линзы и окружено системой чередующихся темных и светлых колец (в виду сложности математического расчета приводится его результат). Интенсивности светлых колец очень малы по сравнению с интенсивностью центрального максимума ($I_1 = 0,018I_0$) и быстро убывают с увеличением порядка максимума. Угол φ_1 , соответствующий первому темному кольцу, определяется из условия:

$$\sin \varphi_1 = \frac{1,22 \lambda}{D}, \quad (6.31)$$

где D – диаметр отверстия. Если свет падает на отверстие под некоторым небольшим углом α , то характер дифракционной картины не изменится, но ее центр переместится в побочный фокус линзы, соответствующий углу α .

Задача дифракции может быть решена методом графического сложения амплитуд. Для этого каждая зона Френеля разбивается на кольцевые подзоны. Колебания, возбуждаемые в точке наблюдения такими подзонами, на векторной диаграмме изобразятся в виде векторов, образующих ломанную линию. Колебание, возбуждаемое несколькими соседними подзонами, представится геометрической суммой таких векторов. В одномерных задачах, таких как дифракция на прямоугольной щели, волновой фронт следует разбивать на *полосатые зоны* – *зоны Шустера*. В свою очередь, каждая зона Шустера разбивается на узкие полоски, и колебание в некоторой точке P , вносимое отдельной полоской, изображается вектором на векторной диаграмме. Затем, переходя к пределу, устремляя к нулю ширину каждой полоски, получим плавную кривую, называемую *спиралью Корню* (рис. 30). Она состоит из двух симметричных ветвей, бесконечное число раз обвивающихся вокруг “фокусов” и неограниченно приближающихся к ним. Верхняя ветвь представляет действие правой половины волнового фронта, нижняя – левой. Колебание, возбуждаемое всем волновым фронтом, представляется вектором, соединяющим фокусы спирали Корню.

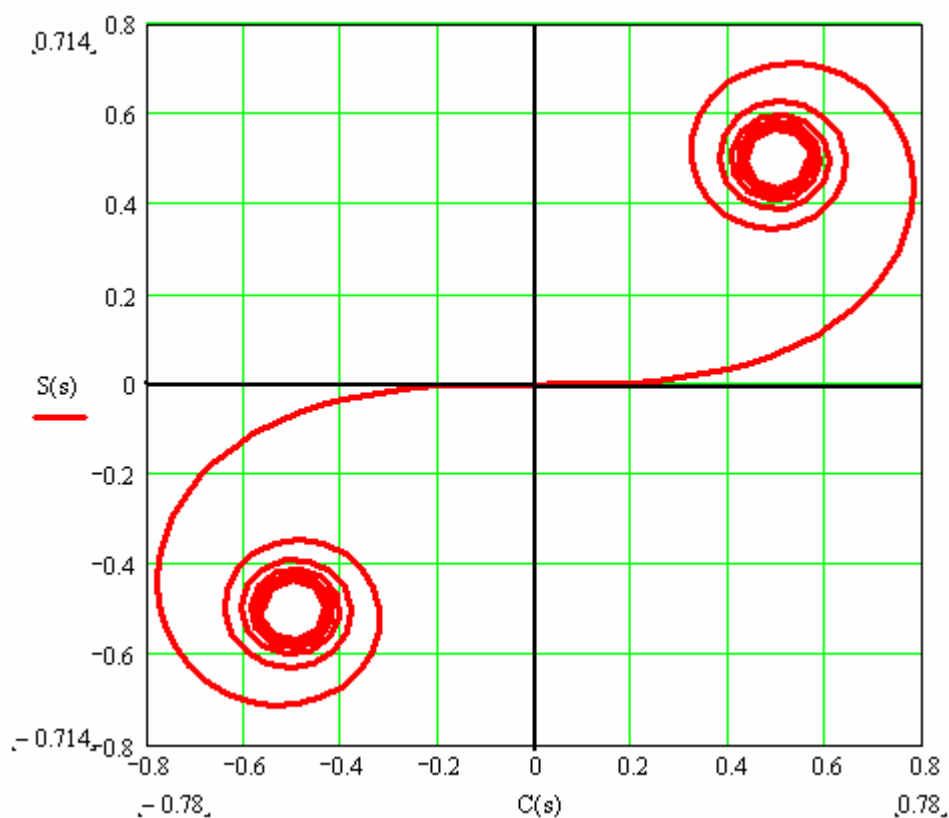


Рис. 30

Дифракционная решетка. Простейшая одномерная дифракционная решетка представляет собой систему из большого числа N одинаковых по ширине и параллельных друг другу щелей, лежащих в одной плоскости и разделенных непрозрачными промежутками, также равными по ширине. В реальности она представляет собой плоскую стеклянную или металлическую поверхность, на которую специальным механизмом нарезано очень много (до сотен тысяч) прямых равноотстоящих штрихов. На стеклянных дифракционных решетках наблюдения можно производить как в проходящем, так и в отраженном свете, на металлических – только в отраженном. Распределение интенсивности на экране от одной щели определяется направлением дифрагированных лучей, так что перемещение щели параллельно самой себе вправо или влево не изменит картины. Дифракционная картина на решетке определяется как результат взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей. В качестве наиболее простого примера

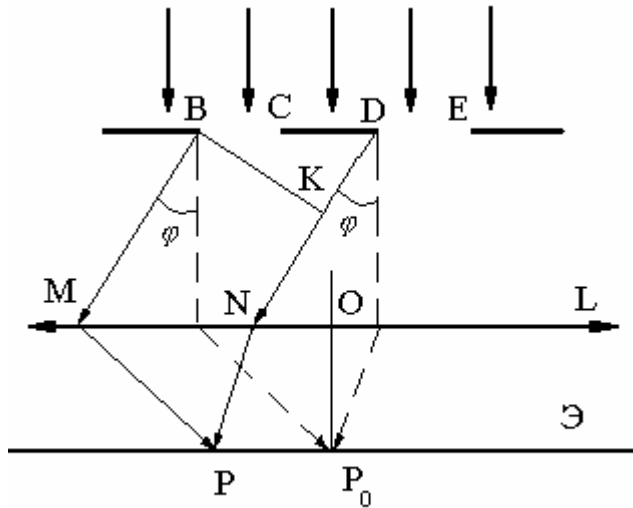


Рис. 31

рассмотрим дифракционную решетку, состоящую из двух соседних щелей BC и DE, (рис. 31) которые разделены непрозрачным промежутком. Величина $d = a + b$ называется *периодом*, или *постоянной дифракционной решетки*, где $a = BC$ является шириной щели, а $b = CD$ - ширина непрозрачных промежутков. Дифракцион-

ная картина монохроматического света от дифракционной решетки значительно сложнее, чем в случае от одной щели, так как свет от разных щелей также интерферирует. При падении монохроматической волны нормально на плоскость решетки, колебания во всех точках происходит в одной фазе. Так как щели находятся друг от друга на одинаковых расстояниях, то разности хода лучей, идущих от соседних щелей, будут для данного направления φ одинаковы в пределах всей дифракционной решетки:

$$\Delta = DK = (a + b)\sin \varphi = d \sin \varphi . \quad (6.32)$$

Считаем, что радиус когерентности падающей волны намного превышает длину решетки, тогда колебания от всех щелей можно считать когерентными. В этом случае результирующее колебание в точке P, определяется суммой N колебаний с одинаковой амплитудой A_φ , сдвинутых относительно друг друга по фазе на одну и ту же величину δ . Интенсивность в этом случае определяется согласно выражению (5.40):

$$I_{\text{реш}}(\delta) = I_\varphi \frac{\sin^2(N\delta/2)}{\sin^2(\delta/2)} , \quad (6.33)$$

Используя (6.32.), разность фаз колебаний от соседних щелей равна:

$$\delta = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \varphi. \quad (6.34)$$

Применяя выражение (6.27) для интенсивности I_φ , а также используя (6.33) и (6.34), получим:

$$I_{\text{реш}}(\delta) = I_0 \frac{\sin^2(\pi a \sin \varphi / \lambda)}{(a \pi \sin \varphi / \lambda)^2} \frac{\sin^2(N \delta d \sin \varphi / \lambda)}{\sin^2(\pi d \sin \varphi / \lambda)}, \quad (6.35)$$

где I_0 – интенсивность, создаваемая одной щелью против центра линзы.

Первый множитель в выражении (6.35) обращается в нуль в точках, для которых выполняется условие:

$$a \sin \varphi = \pm n \lambda, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (6.36)$$

В этих точках интенсивность, создаваемая каждой из щелей в отдельности, согласно условию (6.29), равна нулю. Второй множитель в выражении (6.35) принимает значение N^2 в точках, удовлетворяющих условию:

$$d \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (6.37)$$

Колебания от отдельных щелей взаимно усиливают друг друга, вследствие чего амплитуда равна $A_{\text{мак}} = N A_\varphi$. Таким образом, получили условия главных максимумов и главных минимумов.

Приложение

1. Основные физические константы (округленные значения)

Физическая постоянная	Обозначение	Числовое значение
Нормальное ускорение свободного падения	g	$9,81 \text{ м/с}^2$
Гравитационная постоянная	G	$6,67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с}^2)$
Постоянная Авогадро	N_A	$6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Молярная газовая постоянная	R	$8,31 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$
Постоянная Больцмана	k	$1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/к}$
Объём одного моля идеального газа при нормальных условиях ($T = 273,15 \text{ К}$; $P = 101325 \text{ Па}$)	V_0	$22,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{моль}$
Элементарный заряд	e	$1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Масса покоя электрона	m_e	$9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$
Атомная единица массы	1 а.е.м.	$1,660 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Масса покоя протона	m_p	$1836 m_e$
Масса покоя нейтрона	m_n	$1839 m_e$
Постоянная Фарадея	F	$9,65 \cdot 10^3 \text{ Кл/моль}$
Скорость света в вакууме	c	$3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$
Боровский радиус	r_b	$0,529 \cdot 10^{-10} \text{ м}$
Энергия ионизации атома водорода	E_0	$2,18 \cdot 10^{-18} \text{ Дж} = 13,6 \text{ эВ}$
Электрическая постоянная	ϵ_0	$8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$
Магнитная постоянная	μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$
Постоянная Планка	h	$6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
Постоянная Ридберга	R_λ	$1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$
Постоянная Стефана – Больцмана	σ	$5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$

2. Множители и приставки СИ
для образования десятичных кратных и дольных единиц

Наименование приставки	Обозначение приставки		Множитель	Наименование множителя
	русское	международное		
<i>экса</i>	<i>Э</i>	<i>E</i>	$1000000000000000000=10^{18}$	<i>квинтиллион</i>
<i>пета</i>	<i>П</i>	<i>P</i>	$1000000000000000=10^{15}$	<i>квадриллион</i>
<i>тера</i>	<i>T</i>	<i>T</i>	$1000000000000=10^{12}$	<i>триллион</i>
<i>гига</i>	<i>G</i>	<i>G</i>	$1000000000=10^9$	<i>миллиард</i>
<i>мега</i>	<i>M</i>	<i>M</i>	$1000000=10^6$	<i>миллион</i>
<i>кило</i>	<i>к</i>	<i>k</i>	$1000=10^3$	<i>тысяча</i>
<i>гекто</i>	<i>г</i>	<i>h</i>	$100=10^2$	<i>сто</i>
<i>дека</i>	<i>да</i>	<i>da</i>	$10=10^1$	<i>десять</i>
<i>деци</i>	<i>д</i>	<i>d</i>	$0,1=10^{-1}$	<i>одна десятая</i>
<i>санти</i>	<i>с</i>	<i>c</i>	$0,01=10^{-2}$	<i>одна сотая</i>
<i>милли</i>	<i>м</i>	<i>m</i>	$0,001=10^{-3}$	<i>одна тысячная</i>
<i>микро</i>	<i>мк</i>	<i>μ</i>	$0,000001=10^{-6}$	<i>одна миллионная</i>
<i>нано</i>	<i>н</i>	<i>n</i>	$0,000000001=10^{-9}$	<i>одна миллиардная</i>
<i>пико</i>	<i>п</i>	<i>p</i>	$0,000000000001=10^{-12}$	<i>одна триллионная</i>
<i>фемто</i>	<i>ф</i>	<i>f</i>	$0,000000000000001=10^{-15}$	<i>одна квадриллионная</i>

§ Список библиографических источников

1. Иродов И.Е. Волновые процессы. Основные законы: Учебное пособие для физич. спец. вузов. – 5-е изд., испр. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2010. – 263 с.
2. Кингсеп А.С, Локшин Г.Р., Ольхов О.А. Основы физики. Курс общей физики: Учебн. В 2 т. Т. 1. Механика, электричество и магнетизм, колебания и волны, волновая оптика / Под ред. А.С. Кингсепа. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001, – 560 с.
3. Савельев И.В. Курс общей физики в 4-х томах. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. – М.: КноРус, 2012. – Т.2. – 576 с.
4. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. . – 3-е изд., стер. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. – Т.3. – 792 с.
5. Трофимова Т.И. Курс физики. – 20-е изд., стер. – М.: Изд-во «Академия», 2014. – 560 с.
6. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Курс физики. – 9-е изд., стер. – М.: Изд-во «Академия», 2014. – 720 с.
7. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. – 8-е изд., испр. и перераб. – М.: Изд-во «Оникс», 2008. – 1056 с.
8. Элементарный учебник физики: Учебн. В 3-х т. Т. 3. Колебания и волны. Оптика. Атомная и ядерная физика. / Под ред. Г. С. Ландсберга. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. – 656 с.

Учебное издание

Анатолий Леонидович **Суркаев**

**КУРС ЛЕКЦИЙ.
ФИЗИКА. ЧАСТЬ V.
ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ И ВОЛНОВАЯ ОПТИКА**

Учебное пособие

Редактор *Е.М. Марносова*

Темплан выпуска электронных изданий 2010 г., поз. № 26В/15э

На магнитоносителе. Уч.–изд. л. 4,61

Подписано на «Выпуск в свет» 16.10.2010 г. Заказ .

Волгоградский государственный технический университет
400131, г. Волгоград, пр. им. В. И. Ленина, 28. корп. 1