

Учреждение образования
«БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

В. Р. Мадьяров

ФИЗИКА

В 5-ти частях

**Часть 4. Геометрическая, волновая
и квантовая оптика**

**Тексты лекций для студентов специальностей
1-36 01 08 «Конструирование и производство изделий
из композиционных материалов»,
1-36 07 01 «Машины и аппараты химических производств
и предприятий строительных материалов»,
1-53 01 01 «Автоматизация технологических процессов
и производств»**

Минск 2013

УДК 53(075.8)
ББК 22.368я73
М13

Рассмотрены и рекомендованы редакционно-издательским советом университета

Рецензенты:

доцент кафедры теоретической физики БГУ
кандидат физико-математических наук *В. В. Жилко*;
заведующий кафедрой физики БГАТУ
кандидат физико-математических наук *В. А. Чернявский*

Мадьяров, В. Р.

М13 Физика. В 5 ч. Ч. 4. Геометрическая, волновая и квантовая оптика : тексты лекций для студентов специальностей 1-36 01 08 «Конструирование и производство изделий из композиционных материалов», 1-36 07 01 «Машины и аппараты химических производств и предприятий строительных материалов», 1-53 01 01 «Автоматизация технологических процессов и производств» / В. Р. Мадьяров. – Минск : БГТУ, 2013. – 103 с.

Предлагаемое пособие составлено на основе действующей типовой программы по физике для студентов инженерно-технических специальностей. В пособии рассмотрены элементы геометрической оптики и фотометрии, волновой и квантовой оптики.

УДК 53(075.8)
ББК 22.368я73

© УО «Белорусский государственный технологический университет», 2013
© Мадьяров В. Р., 2013

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
Лекция 1. Элементы геометрической оптики и фотометрические величины.....	5
Лекция 2. Интерференция света.....	18
Лекция 3. Наблюдение интерференции. Интерференционные приборы	27
Лекция 4. Дифракция света	38
Лекция 5. Дифракция в различных структурах. Применение дифракции	44
Лекция 6. Поляризация света	57
Лекция 7. Поляризационные оптические явления и их применение.....	63
Лекция 8. Законы теплового излучения	75
Лекция 9. Квантовая природа теплового излучения. Применение законов теплового излучения	81
Лекция 10. Корпускулярные свойства света.....	89
ЛИТЕРАТУРА	102

ВВЕДЕНИЕ

О́птика (от др.-греч. *ὀπτική* *появление* или *взгляд*) – раздел физики, рассматривающий явления, связанные с распространением электромагнитных волн преимущественно видимого и близких к нему диапазонов (инфракрасное и ультрафиолетовые излучения). Оптика описывает свойства света и объясняет связанные с ним явления. Методы оптики используются во многих прикладных дисциплинах, включая электротехнику, *физику*, медицину (в частности, офтальмологию). В этих, а также междисциплинарных сферах широко применяются достижения прикладной оптики.

Явления, характерные для оптического диапазона, встречаются и при распространении рентгеновского излучения, радиоволн, волн сантиметрового и миллиметрового диапазона. Оптика, таким образом, может рассматриваться как раздел электромагнетизма. Некоторые оптические явления зависят от квантовой природы света, что связывает некоторые области оптики с квантовой механикой. На практике огромное большинство оптических явлений могут рассматриваться как электромагнитные колебания, описываемые уравнениями Максвелла.

Оптика до появления *квантовой оптики* в целом основывалась на классическом электромагнетизме. Классическая оптика делится на две главные ветви: *геометрическая оптика* и *физическая (волновая)*.

Геометрическая оптика – раздел оптики, изучающий законы распространения света в прозрачных средах и принципы построения изображений при прохождении света в оптических системах без учета его волновых свойств.

Физическая оптика – раздел оптики, изучающий оптические явления, выходящие за рамки приближения геометрической оптики. К таким явлениям относятся дифракция, интерференция света, поляризационные эффекты, а также эффекты, связанные с распространением электромагнитных волн в анизотропных и *нелинейных* средах.

Квантовой оптикой называют раздел оптики, занимающийся изучением явлений, в которых проявляются квантовые свойства света. К таким явлениям относятся: тепловое излучение, фотоэффект, эффект Комптона, эффект Рамана, фотохимические процессы, вынужденное излучение (и, соответственно, физика лазеров) и др. Квантовая оптика является более общей теорией, чем классическая оптика. Основная проблема, затрагиваемая квантовой оптикой – описание взаимодействия света с веществом с учетом квантовой (дискретной) природы объектов.

ЛЕКЦИЯ 1

ЭЛЕМЕНТЫ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ

1. Основные понятия и законы геометрической оптики. Оптическая длина пути и принцип Ферма.

2. Преломление на сферической поверхности. Формула тонкой линзы.

3. Световой поток. Сила света. Освещенность. Светимость и яркость.

1. Основные понятия и законы геометрической оптики.

Оптическая длина пути и принцип Ферма

1.1. Основные понятия и законы геометрической оптики

Световой вектор. Электромагнитная волна характеризуется векторами \vec{E} (вектором напряженности электрического поля) и \vec{H} (вектором напряженности магнитного поля). Экспериментально установлено, что практически все действие света на фотоэлемент, фотопленку, флюоресцирующий экран и другие устройства для его регистрации определяется вектором \vec{E} , поэтому его называют *световым вектором*.

Изменение во времени и пространстве проекции светового вектора на направление, вдоль которого он колеблется, будет описываться уравнением

$$E = E_0 \cos(\omega t - kr + \alpha). \quad (1.1)$$

Здесь k – волновое число, r – расстояние, отсчитываемое вдоль направления распространения световой волны, α – начальная фаза.

Отношение скорости световой волны в вакууме к фазовой скорости v в некоторой среде называется абсолютным показателем преломления этой среды и обычно обозначается n .

$$n = \frac{c}{v}. \quad (1.2)$$

Сравнение (1.2) с известной формулой $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}}$ приводит к выражению $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ (ϵ и μ – диэлектрическая и магнитная проницаемость среды соответственно).

Для подавляющего большинства прозрачных веществ μ практически не отличается от единицы. Поэтому можно считать, что

$$n = \sqrt{\epsilon}. \quad (1.3)$$

Формула (1.3) связывает оптические свойства вещества с его электрическими свойствами.

Значения показателя преломления характеризуют оптическую плотность среды. Среда с большим n называется *оптически более плотной*, чем среда с меньшим n . Соответственно, среда с меньшим n называется *оптически менее плотной*, чем среда с большим n .

Длины волн видимого света заключены в пределах $\lambda = 0,40\text{--}0,76$ мкм.

Как видно, длины воспринимаемых глазом световых волн очень малы. Поэтому распространение видимого света можно в первом приближении рассматривать, отвлекаясь от его волновой природы и считая, что свет распространяется вдоль некоторых линий, называемых *лучами*. В предельном случае, соответствующем $\lambda \rightarrow 0$, законы оптики можно представить на языке геометрии. Поэтому раздел оптики, в котором пренебрегают конечностью длин волн, называется геометрической оптикой.

Основу геометрической оптики образуют четыре закона:

- 1) *прямолинейного распространения света;*
- 2) *независимости световых лучей;*
- 3) *отражения света;*
- 4) *преломления света.*

Эти законы установлены опытным путем и заключаются в следующем. Закон прямолинейного распространения утверждает, что в однородной среде свет распространяется прямолинейно. Этот закон является приближенным: при прохождении света через очень малые отверстия наблюдаются отклонения от прямолинейности, тем большие, чем меньше отверстие.

Закон независимости световых лучей утверждает, что лучи при пересечении не возмущают друг друга. Пересечения лучей не мешают каждому из них распространяться независимо друг от друга. Этот закон справедлив лишь при не слишком больших интенсивностях света. При интенсивностях, достигаемых с помощью лазеров, независимость световых лучей перестает соблюдаться.

Если свет, распространяясь, переходит из одной среды с показателем преломления n_1 в другую с показателем преломления n_2 (рис. 1.1), то происходит отражение света от второй среды, а также отклонение направления распространения света от первоначального, т. е. преломление луча.

Закон отражения света: *отраженный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью, восстановленной в точке падения; угол отражения равен углу падения.* Если угол падения обозначить через α , а угол отражения через β (рис. 1.1), то $\alpha = -\beta$. Знак минус указывает на то, что углы α и β отсчитываются в разные стороны от нормали к поверхности.

Закон преломления света: *преломленный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью, восстановленной в точке падения; отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина постоянная для данных сред и равна отношению скоростей распространения света в этих средах.* Если углы падения луча α и преломления r отсчитывать от нормали к лучу по кратчайшему пути, то получим следующее выражение для закона преломления:

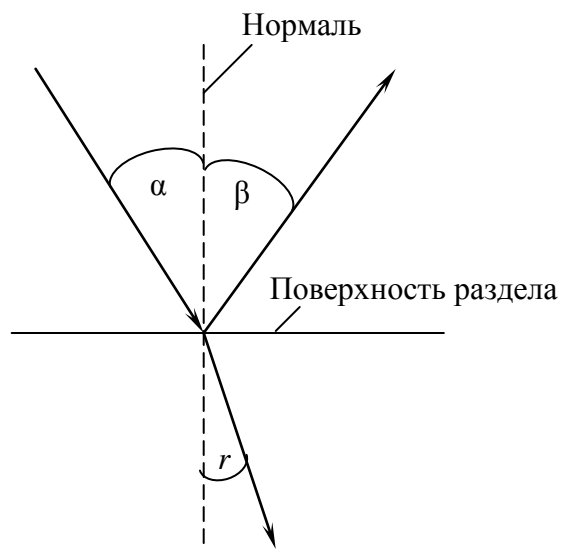


Рис. 1.1

$$\frac{\sin \alpha}{\sin r} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}. \quad (1.4)$$

В формуле (1.4) n_{21} носит название относительного показателя преломления двух веществ, который равен отношению их абсолютных показателей преломления. Нужно отметить, что из (1.4) следует закон отражения при выполнении условия

$$n_2 = -n_1. \quad (1.4a)$$

При величине угла $r_0 = \pi/2$ преломленный луч скользит вдоль поверхности раздела двух сред. Согласно (1.4), этому значению r_0 соответствует угол падения

$$\alpha_{\text{пред}} = \arcsin(n_2/n_1).$$

При $\alpha > \alpha_{\text{пред}}$ падающий луч отражается от поверхности раздела и не попадает во вторую среду. Поэтому угол $\alpha_{\text{пред}}$ называют *углом полного внутреннего отражения*. Энергия, которую несет с собой падающий луч, распределяется между отраженным и преломленным лучами. По мере увеличения угла падения интенсивность отраженного луча растет, интенсивность же преломленного луча убывает, обращаясь в нуль при предельном угле. При углах падения от $\alpha_{\text{пред}}$ до $\pi/2$ световая волна возвращается в первую среду. Это явление называется *полным внутренним отражением* и наблюдается при переходе света из оптически более плотной среды в среду менее плотную.

Явление полного внутреннего отражения используется в оптических волокнах. Осевая часть волокна (сердцевина) формируется из стекла с более высоким показателем преломления, чем окружающая оболочка. Такие *световоды* используются для построения волоконно-оптических кабелей для направленной передачи света (оптической связи).

1.2. Оптическая длина пути и принцип Ферма

Этот принцип был сформулирован в I в. Героном Александрийским для отражения света, и в общем виде был сформулирован П. Ферма в 1662 году в качестве самого общего закона геометрической оптики: *свет распространяется по такому пути, для прохождения которого ему требуется минимальное время*. В разнообразных конкретных случаях из него следовали прямолинейность луча света в однородной среде, законы отражения и преломления света на границе двух прозрачных сред.

Для прохождения участка пути ds (рис. 1.2) свету требуется время $dt = ds/v$, где v – скорость света в данной точке среды. Выразив v через c/n , получим, что $dt = (1/c)nds$. Следовательно, время τ , затрачиваемое светом на прохождение пути от точки 1 до точки 2, равно

$$\tau = \frac{1}{c} \int_1^2 nds. \quad (1.5)$$

Величина, имеющая размерность длины

$$L = \int_1^2 nds, \quad (1.6)$$

называется *оптической длиной пути*.



Рис. 1.2

В однородной среде оптическая длина пути (L) равна произведению геометрической длины пути s на показатель преломления среды n :

$$L = ns. \quad (1.7)$$

Согласно (1.5) и (1.7):

$$\tau = \frac{L}{c}. \quad (1.8)$$

Пропорциональность времени прохождения и оптической длине пути L дает возможность сформулировать принцип Ферма следующим образом: *свет распространяется по такому пути, оптическая длина которого минимальна*. Точная формулировка принципа Ферма: *оптическая длина пути должна быть экстремальной, т. е. либо минимальной, либо максимальной, либо одинаковой для всех возможных путей*. В последнем случае все пути света между двумя точками оказываются *таутохронными* (требующими для своего прохождения одинакового времени).

Из принципа Ферма вытекает обратимость световых лучей. Действительно, оптический путь, который минимален в случае распространения света из точки I в точку 2 , окажется минимальным и в случае распространения света в обратном направлении. Следовательно, луч, пущенный навстречу лучу, проделавшему путь от точки I к точке 2 , пойдет по тому же пути, но в обратном направлении.

С помощью принципа Ферма можно вывести законы отражения и преломления света.

Пусть свет попадает из точки A в точку B , отразившись от поверхности MN (рис. 1.3: прямой путь из A в B прегражден непрозрачным экраном \mathcal{E}). Точка A' является зеркальным отображением точки A . Лучи AO , OB и $A'O$ составляют одинаковый угол с нормалью в точке O . Поэтому линия $A'OB$ – прямая и расстояние $A'B$ – минимальное. Так как $A'O = AO$, то и путь AOB также минимальный. Если луч падает в какую-либо другую точку, например в O' , то путь $A'O'B$ будет больше, чем $A'OB$.

Найдем точку, в которой должен преломиться луч, распространяясь от A к B , чтобы оптическая длина пути была экстремальна (рис. 1.4).

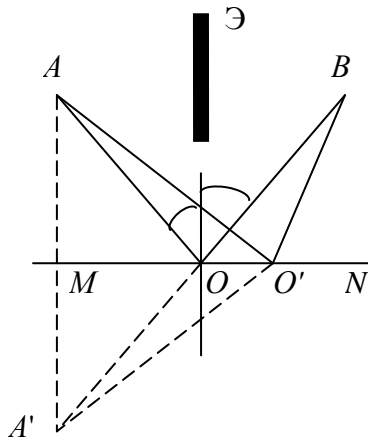


Рис. 1.3

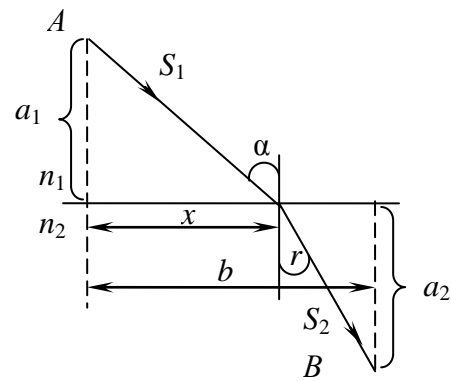


Рис. 1.4

Для произвольного луча оптическая длина пути (L) равна

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

Чтобы найти экстремальное значение, продифференцируем L по x и приравняем производную к нулю:

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

Множители при n_1 и n_2 равны соответственно $\sin \alpha$ и $\sin r$. Поэтому из последнего соотношения следует закон преломления:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1}.$$

Стационарность (*таутохронность*) оптических путей имеет место при отражении их от внутренней поверхности эллипсоида вращения (все лучи, вышедшие из одного фокуса эллипсоида F_1 и отразившиеся в точках O_1 , O_2 и O_3 , попадают в другой фокус F_2 , проходя одинаковые пути, рис. 1.5), либо при прохождении лучей через линзу (рис. 1.6).

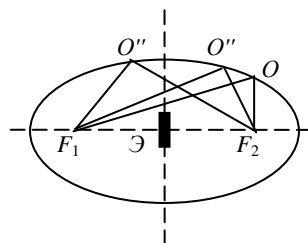


Рис. 1.5

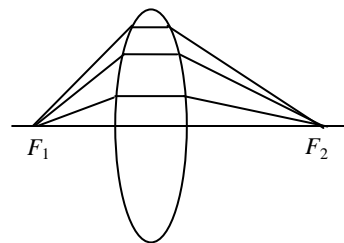


Рис. 1.6

2. Преломление на сферической поверхности. Формула тонкой линзы

Сферические преломляющие поверхности являются наиболее распространенными поверхностями, которые ограничивают *оптические стекла* – линзы, которые являются основными деталями оптических приборов. Линза – система, состоящая из двух сферических поверхностей, ограничивающих какой-либо прозрачный хорошо преломляющий материал (обычно стекло) от окружающего воздуха. Линза называется тонкой, если ее толщина мала по сравнению с радиусами кривизны поверхностей.

Предположим, что две среды с показателями преломления n_1 и n_2 разделяются сферической поверхностью Σ (рис. 1.7). На линии LL' , проходящей через центр нашей сферы O , поместим точечный источник света L .

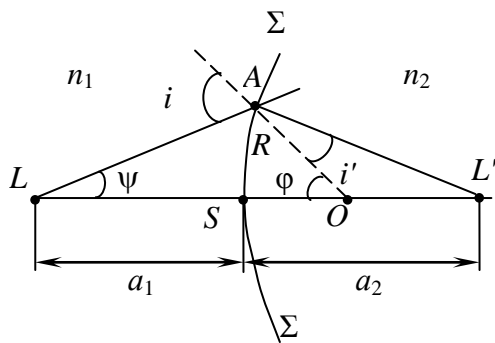


Рис. 1.7

Используя теорему синусов и очевидное соотношение между углами $i = \varphi + \psi$, из треугольника ALO имеем:

$$\frac{LO}{LA} = \frac{\sin i}{\sin \varphi}.$$

Аналогично из треугольника $OA L'$

$$\frac{AL'}{OL'} = \frac{\sin \varphi}{\sin r}.$$

Отсюда

$$\frac{LO}{LA} \frac{AL'}{OL'} = \frac{\sin \varphi}{\sin r} \cdot \frac{\sin i}{\sin \varphi} = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (1.9)$$

В дальнейшем все отрезки вдоль оси будем отсчитывать от точки S , считая *положительными* отрезки, откладываемые от точки S в направлении распространяющегося света, и *отрицательными* – отрезки, откладываемые в противоположном направлении.

Таким образом, $AL \approx SL = -a_1$, $AL' \approx SL' = a_2$, $AO = SO = R$ (радиус сферической поверхности). В таком случае $LO = -a_1 + R$, $OL' = a_2 - R$. Подставив эти значения в формулу (1.9), получим:

$$\frac{-a_1 + R}{-a_1} \frac{a_2}{a_2 - R} = \frac{n_2}{n_1}.$$

Преобразуем это выражение к виду

$$\frac{n_1}{a_1} - \frac{n_2}{a_2} = \frac{n_1 - n_2}{R}. \quad (1.10)$$

Соотношение (1.10) позволяет найти длину $a_2 = SL'$, если задано $a_1 = LS$, т. е. позволяет отыскать положение точки L' . Из формулы (1.10) видно, что a_2 при заданных параметрах задачи (n_1, n_2, R) зависит только от a_1 . Основное уравнение (1.10) охватывает все случаи преломления лучей на сферической поверхности.

Сферическая поверхность характеризуется *фокусом*, т. е. точкой, в которой сходятся после преломления параллельные лучи, идущие из бесконечно удаленной точки.

Из основного уравнения (1.10) следует, что при $a_1 = -\infty$:

$$a_2 = \frac{n_2 R}{n_2 - n_1} = F_2; \quad (1.11a)$$

при $a_2 = \infty$:

$$a_1 = -\frac{n_1 R}{n_2 - n_1} = F_1. \quad (1.11б)$$

Т. е. F_1 и F_2 зависят только от радиуса кривизны поверхности R и показателей преломления n_1 и n_2 обеих сред. Величины F_1 и F_2 характеризуют преломляющую поверхность. Они называются ее *фокусными расстояниями*: F_1 – переднее фокусное расстояние, F_2 – заднее фокусное расстояние. Фокусные расстояния сферической поверхности различны по знаку и не равны между собой по абсолютной величине, так как $n_1 \neq n_2$.

Применение формул (1.11) для выпуклой и вогнутой поверхностей, разделяющих среды с показателями преломления n, n_1 и n_2 (рис. 1.8), приводит к формуле:

$$n_1 \left(\frac{1}{a_2} - \frac{1}{a_1} \right) = (n - n_1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right).$$

Если ввести относительный показатель преломления $N = n/n_1$ среды между указанными поверхностями, то последнюю формулу можно представить в виде:

$$\frac{1}{a_2} - \frac{1}{a_1} = (N-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (1.12)$$

Это *формула тонкой линзы*. Здесь: a_1 – расстояние от предмета до линзы; a_2 – расстояние от линзы до изображения; R_1, R_2 – радиусы кривизны поверхностей линзы. Формула (1.12) применима для выпуклых и вогнутых линз при любом расположении источника и фокуса. Нужно только учесть знаки при a, R_1, R_2 , считая их положительными, если они отложены вправо от линзы, и отрицательными, если они отложены влево от нее. Рассмотрим два примера.

1. *Фокусное расстояние и формула для вогнутого сферического зеркала*. Предположив в формулах (1.10 и 1.11а) $n_2 = -n_1$ согласно (1.4а), получим $F = -R/2$ и формулу для вогнутого сферического зеркала:

$$1/a_1 + 1/a_2 = 2/R.$$

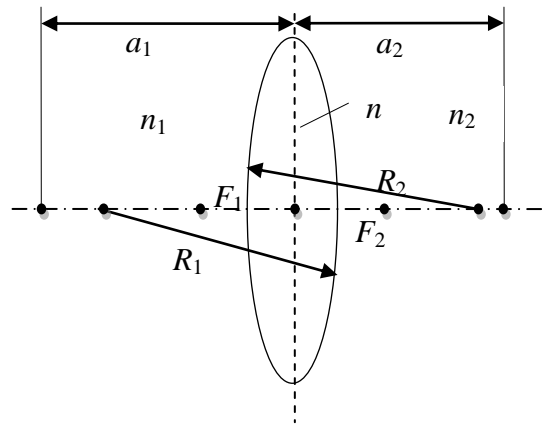


Рис. 1.8

2. *Фокусные расстояния для тонкой линзы*. Из формулы (1.12) получим, что при $a_1 = -\infty$:

$$a_2 = \frac{1}{(N-1)(1/R_1 - 1/R_2)} = F_2;$$

и при $a_2 = \infty$:

$$a_1 = -\frac{1}{(N-1)(1/R_1 - 1/R_2)} = F_1.$$

Из этих формул следует, что $F_1 = -F_2$. Фокусы в тонкой линзе равны по величине и противоположны по знаку, т. е. лежат по разные стороны от линзы.

3. Световой поток. Сила света. Освещенность.

Светимость и яркость

Фотометрия – раздел оптики, в котором исследуются энергетические характеристики света при его испускании, распространении и взаимодействии с телами. Рассмотрим основные фотометрические характеристики и единицы их измерения.

Кривая видности. Чувствительность среднего нормального человеческого глаза к световой энергии разной длины волны характеризуют *кривой видности*, представленной на рис. 1.9, где V – относительная спектральная чувствительность глаза. Наиболее чувствителен глаз к свету с длиной волны $\lambda_m = 0,555$ мкм (зеленая часть спектра). Для этой длины волны принято $V = 1$. При одинаковом потоке световой энергии оцениваемая зрительно интенсивность света других длин волн оказывается меньшей. Вне интервала видимых длин волн $V = 0$.

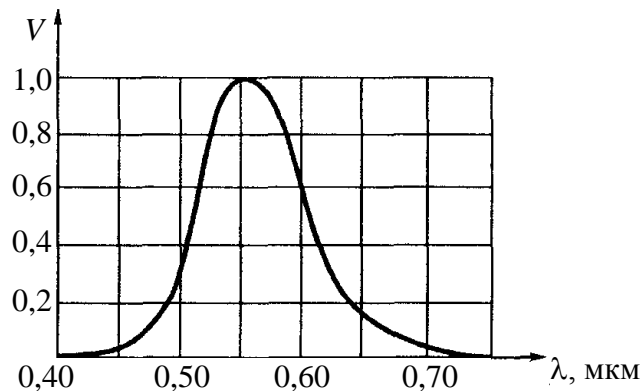


Рис. 1.9

Световой поток Φ – это количество световой энергии, излучаемой источником света в 1 с. В системе СИ единицей измерения светового потока является *люмен* (лм). Вычислить световой поток в ваттах можно по формуле

$$\Phi(\text{лм}) = K_m V(\lambda) \Phi_3(\text{Вт}), \quad (1.13)$$

где $K_m \approx 683$ лм/Вт; Φ_3 – поток энергии в ваттах для той же длины волны λ . Из этой формулы следует, что световому потоку в 1 лм с длиной волны $\lambda = 0,555$ мкм ($V = 1$) соответствует поток энергии в 1,46 мВт. И наоборот, например, при $\lambda = 0,6$ мкм ($V = 0,6$) одному

ватту соответствует, согласно (1.13), световой поток $\Phi = 683 \cdot 0,6 \cdot 1 = 410$ лм.

Для интервала длин волн $(\lambda, \lambda + d\lambda)$ световой поток ($d\Phi$) равен

$$d\Phi = K_m V(\lambda) \varphi(\lambda) d\lambda, \quad (1.14)$$

где $\varphi(\lambda) = d\Phi_\lambda / d\lambda$ – функция распределения световой энергии. Полный световой поток Φ равен

$$\Phi = K_m \int_0^\infty V(\lambda) \varphi(\lambda) d\lambda. \quad (1.15)$$

Сила света I. По определению I – это поток излучения точечного источника, приходящийся на единицу телесного угла:

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega}, \quad (1.16)$$

где $d\Phi$ – световой поток, приходящийся на телесный угол $d\Omega$. В общем случае сила света зависит от направления излучения.

Если источник изотропный (излучение не зависит от направления), то сила света I не зависит от направления, и значит,

$$I = \frac{\Phi}{4\pi}, \quad (1.17)$$

где Φ – полный световой поток источника; $\Omega = 4\pi$ – полный телесный угол.

Для протяженного источника можно говорить о силе света элемента его поверхности dS .

Единица силы света – *кандела* (кд), $1 \text{ кд} = 1 \text{ лм/ср}$.

Освещенность E. Ее определяют как световой поток, падающий на единицу площади интересующей нас поверхности, то есть

$$E = \frac{d\Phi_{\text{пад}}}{dS}. \quad (1.18)$$

Единица освещенности – *люкс* (лк): $1 \text{ лк} = 1 \text{ лм/м}^2$. Например, необходимая для нормального чтения освещенность составляет 50 лк.

Определение освещенности, создаваемой точечным источником, сводится к нахождению $d\Phi_{\text{пад}}$ в (1.18). Согласно (1.16) $d\Phi_{\text{пад}} = Id\Omega$, где, как видно из рис. 1.10, $d\Omega = dS \cos \alpha / r^2$. Тогда в соответствии с формулой (1.18)

$$E = I \frac{\cos \alpha}{r^2}. \quad (1.19)$$

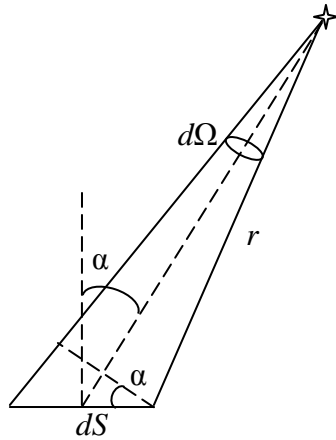


Рис. 1.10

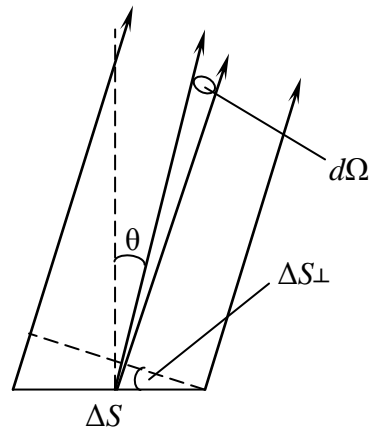


Рис. 1.11

Светимость M . Эта величина характеризует различные участки протяженного источника. Светимость – это световой поток, испускаемый (отражаемый) единицей площади наружу по всем направлениям (в пределах телесного угла 2π стерадиан):

$$M = \frac{d\Phi_{\text{исп}}}{dS}. \quad (1.20)$$

Единица светимости – люмен на квадратный метр ($\text{лм}/\text{м}^2$).

Яркость L . Эта величина характеризует излучение (отражение) света элементом поверхности ΔS в заданном направлении. Яркость определяют как отношение силы света I элемента поверхности ΔS в заданном направлении к проекции ΔS на плоскость, перпендикулярную к этому направлению, ΔS_{\perp} (рис. 1.11):

$$L = \frac{I}{\Delta S_{\perp}} = \frac{d\Phi_{\text{исп}}/d\Omega}{\Delta S \cdot \cos \vartheta}. \quad (1.21)$$

Единица яркости – кандела на квадратный метр ($\text{кд}/\text{м}^2$).

Вообще говоря, яркость различна для разных направлений. Как и светимость, яркость используют и для отраженного от данной поверхности света.

Источники, яркость которых не зависит от направления, называют *ламбертовскими*. Светимость M и яркость L ламбертовского источника связаны простым соотношением:

$$M = \pi L. \quad (1.22)$$

Чтобы убедиться в этом, подставим в выражение, которое следует из (1.20), $d\Omega = dS/r^2$, где $dS = 2\pi r \sin \vartheta \cdot r d\vartheta$ (рис. 1.12), и проинтегрируем полученное соотношение по ϑ от 0 до $\pi/2$, учитывая, что $L = \text{const}$. Тогда

$$\Delta\Phi_{\text{исп}} = L\Delta S \int_0^{\pi/2} \cos \vartheta \cdot 2\pi \sin \vartheta d\vartheta = \pi L\Delta S.$$

Разделив этот световой поток на ΔS , получим формулу (1.22).

Наряду с рассмотренными фотометрическими величинами, силой света I , освещенностью E , светимостью M и яркостью L , можно использовать аналогичные им энергетические величины, получаемые с помощью тех же соотношений с заменой лишь светового потока Φ на энергетический поток Φ_e . В таблице 1.1 представлены основные фотометрические и энергетические величины и единицы их измерения.

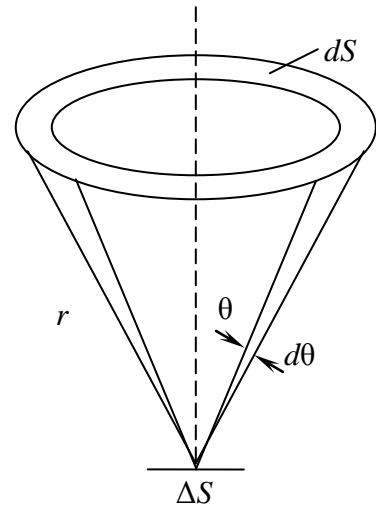


Рис. 1.12

Таблица 1.1

Величина	Единица измерения	
	фотометрическая	энергетическая
Световой поток Φ	люмен (лм)	Вт
Сила света I	кандела (кд)	Вт/ср
Освещенность E	люкс (лк)	Вт/м ²
Светимость M	лм/м ²	Вт/м ²
Яркость L	кд /м ²	Вт/ср м ²

ЛЕКЦИЯ 2

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

1. Явление интерференции световых волн. Условия наблюдения интерференции для монохроматических волн.

2. Время и длина когерентности. Когерентность волн реальных источников.

3. Расчет интерференционной картины от двух когерентных источников. Условия получения устойчивой интерференционной картины.

1. Явление интерференции световых волн. Условия наблюдения интерференции для монохроматических волн

1.1. Свойства световой волны

Свет представляет собой сложное явление: в одних случаях он ведет себя как электромагнитная волна, в других – как поток особых частиц (фотонов). Круг явлений, в основе которых лежит волновая природа света, изучает волновая оптика.

Свет как электромагнитное излучение видимого диапазона испускается возбужденными атомами (молекулами, ионами) вещества. Показано, что продолжительность процесса излучения света атомом $\tau \sim 10^{-8}$ с. За этот промежуток времени возбужденный атом, растратив свою избыточную энергию на излучение, возвращается в нормальное (невозбужденное) состояние, а излучение им света прекращается. Затем, спустя некоторый промежуток времени, атом может вновь возбудиться и начать излучать свет. Такое прерывистое излучение света атомами в виде отдельных кратковременных импульсов (групп волн) характерно для любого источника света, независимо от специфических особенностей процессов, которые происходят в источнике и вызывают возбуждение его атомов.

Каждая группа волн имеет ограниченную протяженность в пространстве, связанную с конечной длительностью его излучения. Например, протяженность группы волн, распространяющейся в вакууме вдоль оси X , равна $\Delta x = ct$, т. е. составляет порядка нескольких метров. Поэтому группа волн отлична от монохроматической волны, ко-

торая описывается уравнением (1.1), т. е. имеет неизменную амплитуду и не ограничена во времени.

Волны, разность фаз которых не зависит от времени, называются *когерентными*. Атомы светящегося тела излучают свет независимо друг от друга. Следовательно, начальные фазы соответствующих им групп волн между собой никак не связаны, эти волны когерентными не являются. Для одного и того же атома значения начальных фаз разных групп хаотически изменяются от одного акта излучения этого атома к другому. Поэтому свет, испускаемый любым макроскопическим источником, монохроматическим и когерентным не является, так как состоит из множества быстро сменяющихся друг друга волн, начальные фазы которых изменяются хаотично. Кроме того, частоты этих волн также могут быть различными.

Отмеченными свойствами обладают световые волны так называемого *спонтанного* излучения атомов или молекул, осуществляющегося независимо от действия какого-либо внешнего электромагнитного поля. Однако возможен также другой тип излучения – *индуцированное*, или *вынужденное*, излучение системы возбужденных атомов или молекул, возникающее под действием внешнего электромагнитного поля. Фаза индуцированного излучения всех частиц системы связана с фазой возбуждающего его монохроматического излучения, оно обладает той же частотой, направлением распространения и поляризацией. Эти особенности индуцированного излучения используются в *квантовых генераторах* и *квантовых усилителях*.

1.2. Явление интерференции. Условия наблюдения интерференции для монохроматических волн

Интерференция света – это явление наложения волн от двух или нескольких когерентных источников, в результате которого происходит устойчивое перераспределение энергии этих волн в пространстве. В области перекрытия волн колебания налагаются друг на друга, происходит сложение волн, в результате чего колебания в одних местах получаются более сильные, а в других – более слабые. В каждой точке среды результирующее колебание будет суммой всех колебаний, дошедших до данной точки. Результирующее колебание в каждой точке среды имеет постоянную во времени амплитуду, зависящую от расстояний точки среды от источников колебаний. Такого рода сложение колебаний называется *интерференцией от когерентных источников*.

Рассмотрим более подробно вопрос о наложении световых синусоидальных волн, возбуждаемых в однородной и изотропной среде точечными источниками S_1 и S_2 (рис. 2.1, а), циклические частоты гармонических колебаний которых равны ω_1 и ω_2 , а начальные фазы – соответственно α_1 и α_2 .

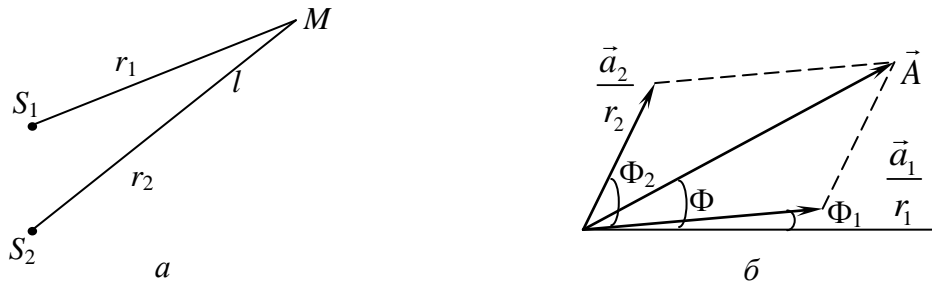


Рис. 2.1

Луч от источника S_1 распространяется в среде с показателем преломления n_1 , а луч от источника S_2 – в среде с показателем преломления n_2 . Пусть вызываемые ими колебания в произвольной точке M одинаково направлены и удовлетворяют уравнению (1.1):

$$E_1 = E_{01} \cos(\omega_1 t - k_1 x + \alpha_1) = E_{01} \cos \Phi_1;$$

$$E_2 = E_{02} \cos(\omega_2 t - k_2 x + \alpha_2) = E_{02} \cos \Phi_2.$$

По принципу суперпозиции результирующее колебание в точке M описывается формулой $E = E_1 + E_2 = E_0 \sin \Phi$. Методом векторных диаграмм (рис. 2.1б) получим:

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 - 2E_{01}E_{02} \cos(\Phi_2 - \Phi_1). \quad (2.1)$$

Возможны два случая:

а) разность фаз волн $\Phi_2 - \Phi_1$ в точке M изменяется с течением времени. Такие волны и возбуждающие их источники S_1 и S_2 называются *некогерентными*;

б) разность фаз волн $\Phi_2 - \Phi_1$ не зависит от времени; такие волны и возбуждающие их источники, как упоминалось выше, являются когерентными.

Используя формулу $k = \omega/v$, где v – фазовая скорость волны, получим для разности фаз:

$$\Phi_2 - \Phi_1 = (\omega_2 - \omega_1)t - \left(\omega_2 \frac{r_2}{v_2} - \omega_1 \frac{r_1}{v_1} \right) + (\alpha_2 - \alpha_1). \quad (2.2)$$

Второй и третий слагаемые правой части этого равенства не зависят от времени. Поэтому две синусоидальные волны когерентны,

если их частоты одинаковы: $\omega_1 = \omega_2$; и некогерентны, если их частоты различны.

Из формулы (2.1) следует, что при наложении некогерентных синусоидальных волн амплитуда E_0 результирующих колебаний в произвольной точке M среды зависит от времени, т. е. результирующие колебания негармонические. Циклическая частота колебаний амплитуды E_0 совпадает с циклической частотой изменения $\Phi_1 - \Phi_2$, т. е. равна $|(\omega_2 - \omega_1)|$. Если эта частота достаточно велика, то любой регистрирующий свет прибор не будет успевать реагировать на изменения величины E_0 , т. е. будет показывать лишь некоторое ее среднее значение. Найдем среднее значение $\langle E_0^2 \rangle$ квадрата амплитуды за время, равное периоду τ ее изменения:

$$\begin{aligned} \langle E_0^2 \rangle &= \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} E_0^2 dt = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} [E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\Phi_2 - \Phi_1)] dt = \\ &= E_{01}^2 + E_{02}^2 + \frac{2E_{01}E_{02}}{\tau} \int_0^{\tau} \cos(\Phi_2 - \Phi_1) dt. \end{aligned} \quad (2.3)$$

За достаточно большое время τ последний интеграл обращается в ноль. Таким образом, *при наложении некогерентных волн среднее значение квадрата амплитуды результирующей волны равно сумме квадратов амплитуд исходных волн*. Известно, что освещенность пропорциональна квадрату амплитуды волны. Поэтому освещенность в данном месте пространства при наложении некогерентных волн будет равномерной и определяется суммой освещенности от двух источников. Известно, что при наложении света от двух независимых источников (например, от двух электрических ламп накаливания) никогда не удастся наблюдать явление интерференции, т. е. некоторого распределения освещенности. Увеличение числа горящих в комнате ламп всегда приводит к возрастанию освещенности во всех точках комнаты. Применение одинаковых светофильтров для «монохроматизации» излучения ламп также не приводит к появлению интерференции. Таким образом, волны, излучаемые независимыми источниками света, некогерентны. Причины указанной закономерности заключены в том, что фазы излучения атомов вещества, как упоминалось выше, меняются случайно за короткий промежуток времени.

При наложении когерентных волн разность фаз $\Phi_2 - \Phi_1$ постоянна и интеграл в формуле (2.3) не равен нулю. Полагая в формуле (2.2) $\omega_2 = \omega_1 = \omega$, $\alpha_2 = \alpha_1$ и учитывая соотношение для волнового числа $k = \omega n / c = 2\pi/\lambda$ (c – скорость света в вакууме), формулу (2.3) можно представить в виде:

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (n_1 r_1 - n_2 r_2) \right]. \quad (2.4)$$

Величина $\Delta = n_1 r_1 - n_2 r_2$ называется *оптической разностью хода*. Из формулы (2.4) видно, что при наложении когерентных волн распределение интенсивности по пространству неоднородное и зависит от радиус-векторов данной точки пространства относительно источников. Из этой формулы следует, что интенсивность достигает максимума во всех точках пространства, в которых $\cos 2\pi\Delta/\lambda = 1$. Отсюда получим условие *интерференционного максимума*:

$$\frac{2\pi}{\lambda} \Delta = 2\pi m \Rightarrow \Delta = m\lambda, \quad m = \pm 0, 1, 2, \dots \quad (2.5)$$

Аналогично интенсивность достигает минимума во всех точках пространства, в которых $\cos 2\pi\Delta/\lambda = -1$. Отсюда получим условие *интерференционного минимума*:

$$\frac{2\pi}{\lambda} \Delta = (2m - 1)\pi \Rightarrow \Delta = (2m - 1) \frac{\lambda}{2}, \quad m = \pm 1, 2, 3, \dots \quad (2.6)$$

Таким образом, интерферировать могут только монохроматические когерентные волны, если им соответствуют колебания, совершающиеся вдоль одного и того же или близких направлений. В опытах, поставленных Френелем и Араго, было показано, что когерентные световые волны со взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации интерференционной картины (чередования максимумов и минимумов) не создают.

При интерференции волн отсутствует простое суммирование их энергий. Интерференция волн приводит к перераспределению энергии колебаний между соседними областями среды. Однако в среднем для достаточно большой области пространства энергия результирующей волны равна сумме энергий интерферирующих волн. Поэтому явление интерференции не противоречит закону сохранения и превращения энергии.

2. Время и длина когерентности. Когерентность волн реальных источников

Наблюдение интерференционной картины от реальных источников света сопряжено с определенными трудностями. Прежде всего это

связано с получением когерентного излучения. Как отмечалось выше, излучение атомов вещества когерентным не является, так как фаза волны, испускаемой отдельным атомом, меняется случайно. Кроме того, световое излучение не является монохроматическим, а характеризуется некоторой шириной полосы частот $\Delta\omega$ или интервалом длин волн $\Delta\lambda$. Величина $\Delta\omega$ тем меньше, чем больше длительность излучения τ . В квантовой теории показано, что $\Delta\omega$ и τ связаны следующим неравенством (*соотношением неопределенностей*):

$$\Delta\omega \cdot \tau \geq 1. \quad (2.7)$$

Соотношение (2.7) определяет минимально возможную спектральную ширину излучения источника. Кроме того, некогерентность обусловлена естественным уширением спектральных линий, излучаемых атомами вещества, по различным причинам. Например, в настоящее время в нагретых газах различают *доплеровское уширение линий* из-за движения атомов относительно наблюдателя, *тепловое уширение линий* вследствие теплового движения и *столкновительное уширение*, возникающее из-за неупругих столкновений атомов при достаточно высоких давлениях. Эти эффекты устранить практически невозможно.

Как упоминалось выше, любой монохроматический свет можно представить в виде совокупности сменяющих друг друга независимых гармонических волн. Средняя продолжительность излучения одной волны $\tau_{\text{ког}}$ называется *временем когерентности*. Когерентность существует только в пределах одной излучаемой волны, и время когерентности не может превышать время излучения, т. е. $\tau_{\text{ког}} < \tau$. Прибор обнаружит четкую интерференционную картину лишь тогда, когда время разрешения прибора значительно меньше времени когерентности налагающихся световых волн.

Если волна распространяется в однородной среде, то фаза колебаний в определенной точке пространства сохраняется только в течение времени когерентности, $\tau_{\text{ког}}$. За это время волна распространяется в вакууме на расстояние $L_{\text{ког}} = c\tau_{\text{ког}}$, называемое *длиной когерентности*. Длина когерентности и длина излучаемой волны совпадают. Наблюдение интерференции света возможно лишь при оптических разностях хода меньших длины когерентности для используемого источника света.

Оказывается, что длину когерентности определяет конечная спектральная ширина $\Delta\lambda$ (немонохроматичность) излучения. Можно пока-

зять, что разность хода, при которой еще может наблюдаться интерференционная картина, определяется соотношением

$$\Delta_{\max} = L_{\text{ког}} = m_{\max} \lambda,$$

где $m_{\max} = \lambda/\Delta\lambda$ – предельное количество длин волн, укладываемых на длине когерентности. С учетом последнего соотношения:

$$L_{\text{ког}} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}.$$

Чем ближе волна к монохроматической, тем меньше ширина $\Delta\lambda$ спектра, а следовательно, больше и длина когерентности $L_{\text{ког}}$.

Реальные источники обладают конечными поперечными размерами. Если каждая точка источника излучает волну с произвольной фазой, то испускаемый свет будет представлять собой набор некогерентных волн. Для описания когерентных свойств волн в плоскости, перпендикулярной направлению их распространения, вводится понятие *пространственной когерентности*. Пространственной когерентностью называют когерентность колебаний, которые совершаются в один и тот же момент времени в разных точках плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. Пространственная когерентность определяет предельный угловой размер θ источника в данной точке, при котором волны, приходящие в эту точку, будут когерентными (рис. 2.2):

$$\theta = \frac{\lambda}{2l}. \quad (2.8)$$

Если $l = L_{\text{ког}}$, то вводится понятие области когерентности, т. е. максимального расстояния, поперечного направлению распространения волны, на котором возможно проявление интерференции. Это расстояние определяет проявление

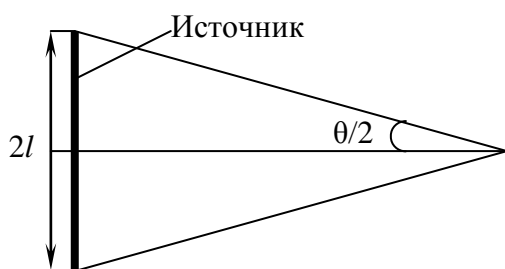


Рис. 2.2

интерференционных эффектов (т. е. чередования максимумов и минимумов) при освещении предметов, например, солнечным светом, или в оптических приборах. Если освещение происходит прямым светом от Солнца, угловые размеры которого $\theta = 0,0046$ рад,

то оценка по формуле (2.8) дает размер области когерентности около 0,06 мм (для $\lambda = 0,55$ мкм).

3. Расчет интерференционной картины от двух когерентных источников. Условия получения устойчивой интерференционной картины

Интерференционная картина представляет собой систему чередующихся максимумов и минимумов, расположенных на экране.

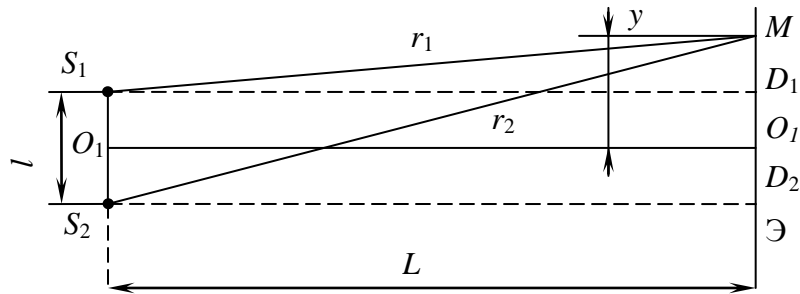


Рис. 2.3

Расчет интерференционной картины включает в себя определение ширины полосы. Пусть экран \$\mathcal{E}\$ параллелен двум точечным когерентным источникам \$S_1\$ и \$S_2\$ (рис. 2.3) и находится от них на расстоянии \$L \gg l\$. Обозначим через \$y\$ расстояние от произвольной точки \$M\$ экрана до плоскости \$OO_1\$, перпендикулярной к экрану и проходящей посередине между \$S_1\$ и \$S_2\$.

Из прямоугольных треугольников \$MS_1D_1\$ и \$MS_2D_2\$ следует:

$$r_1^2 = L^2 + \left(y - \frac{l}{2}\right)^2; \quad r_2^2 = L^2 + \left(y + \frac{l}{2}\right)^2.$$

Вычитая из второго равенства первое, получим:

$$r_2^2 - r_1^2 = \left(y + \frac{l}{2}\right)^2 - \left(y - \frac{l}{2}\right)^2.$$

Отсюда разность хода равна

$$r_2 - r_1 = \frac{2yl}{r_2 + r_1}.$$

Обычно достаточно четкая интерференционная картина наблюдается только вблизи середины экрана. Поэтому можно считать, что \$y \ll L\$ и \$r_1 + r_2 \approx 2L\$. Тогда соотношение для разности хода можно переписать в виде:

$$r_2 - r_1 \approx \frac{yl}{L}. \quad (2.9)$$

Из (2.5) и (2.9) следует, что положение m -го интерференционного максимума на экране удовлетворяет условию:

$$y_m = \frac{mL\lambda}{l}. \quad (2.10)$$

Аналогичное условие для m -го минимума имеет вид:

$$y_m = \frac{(2m-1)L\lambda}{2l}. \quad (2.11)$$

Расстояние между двумя соседними максимумами или минимумами Δy , называемое *шириной интерференционной полосы*, равно

$$\Delta y = y_{m+1} - y_m = \frac{L\lambda}{l}. \quad (2.12)$$

Значения длин волн видимого света очень малы (менее 1 мкм), а увеличение L ограничено быстрым ослаблением интенсивности интерферирующих волн по мере удаления от источников (обратно пропорционально L^2). Поэтому для получения достаточно широких интерференционных полос, различимых глазом, необходимо, чтобы расстояние l между S_1 и S_2 было очень мало. Например, для того, чтобы Δy было около 1 мм при $L = 1$ и $\lambda = 0,6$ мкм (красный свет), l должно быть равно 0,6 мм.

ЛЕКЦИЯ 3

НАБЛЮДЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ПРИБОРЫ

1. Наблюдение интерференции от некогерентных источников. Расчет интерференционных картин, получаемых с помощью би-призмы и зеркал Френеля.

2. Интерференция света на тонких пленках. Полосы равного наклона и равной толщины.

3. Применение явления интерференции. Интерференционные приборы.

1. Наблюдение интерференции от некогерентных источников

Основная трудность в осуществлении явления интерференции света состоит в получении когерентных световых волн. Выше было показано, что для этого непригодны излучения не только двух различных макроскопических источников света, но даже различных атомов одного и того же источника. Поэтому остается только одна возможность – каким-либо способом разделить свет, излучаемый каждым атомом источника, на две или большее число групп волн, которые в силу общности происхождения должны быть когерентными и при наложении будут интерферировать.

Рассмотрим основные схемы получения интерференции света, в которых для выделения интерферирующих пучков применяются специальные оптические элементы (зеркала, призмы и щели).

1.1. Расчет интерференционной картины в схеме с бизеркалами Френеля

Два плоских соприкасающихся зеркала OM и ON располагаются так, что их отражающие поверхности образуют угол, близкий к π (рис. 3.1). Соответственно угол φ на рисунке очень мал. Параллельно линии пересечения зеркал O на расстоянии r от нее помещается прямолинейный источник света S (например, узкая светящаяся щель). Отраженные от зеркал волны распространяются так, как если бы они

исходили из мнимых источников S_1 и S_2 , являющихся изображениями щели S в зеркалах. Непрозрачный экран \mathcal{E}_1 преграждает свету путь от источника S к экрану \mathcal{E} . Луч OQ представляет собой отражение луча SO от зеркала OM , луч OP – отражение луча SO от зеркала ON . Очевидно, угол между лучами OP и OQ равен 2φ . Поскольку S_1 и S_2 расположены относительно OM симметрично, длина отрезка $OS_1 = OS = OS_2$. Расстояние между источниками S_1 и S_2 равно $l = 2r \sin \varphi \approx 2r\varphi$. Из рис. 3.1 видно, что $a = r \cos \varphi \approx r$. Следовательно, $L = r + b$, где b – расстояние от линии пересечения зеркал O до экрана \mathcal{E} . Подставив эти выражения для L и l в формулу (2.12), получим ширину интерференционной полосы:

$$\Delta y = \frac{r+b}{2r\varphi} \lambda.$$

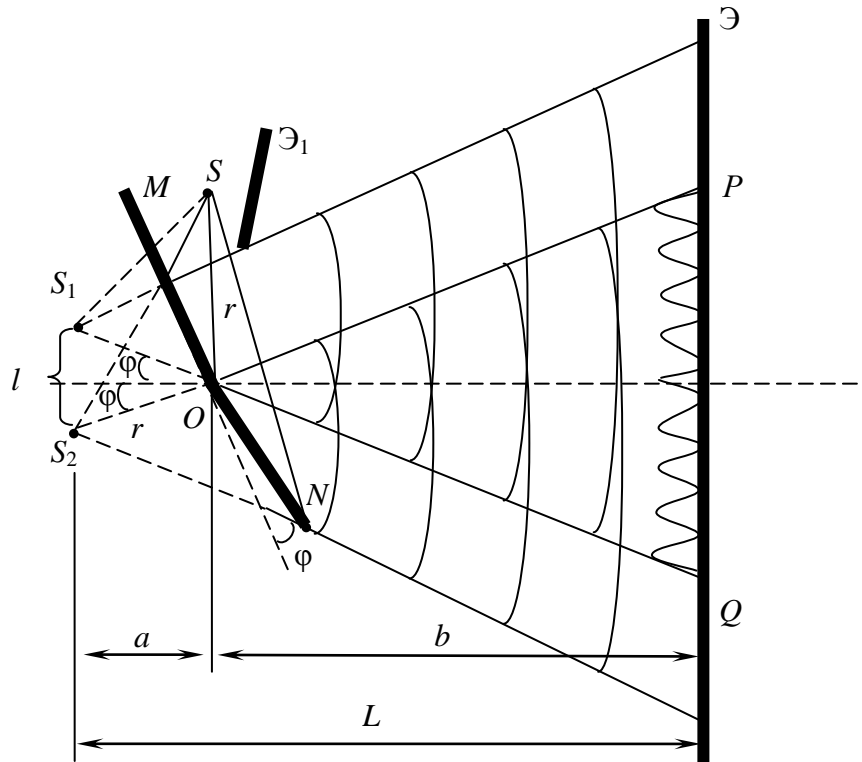


Рис. 3.1

Область перекрытия волн PQ имеет протяженность $2b \operatorname{tg} \varphi \approx 2b \varphi$. Разделив эту длину на ширину полосы Δx , найдем максимальное число интерференционных полос, которое можно наблюдать с помощью зеркал Френеля при данных параметрах схемы:

$$N = \frac{4br\varphi^2}{\lambda(r+b)}. \quad (3.1)$$

Для того, чтобы все эти полосы были действительно видны, необходимо, чтобы $N/2$ не было больше $m_{\text{пред}} = \lambda/\Delta\lambda$.

1.2. Расчет интерференционной картины в схеме с бипризмой Френеля

Оптическая система с бипризмой Френеля, в которой наблюдается интерференция, представлена на рис. 3.2. Изготовленные из одного куска стекла две призмы с малым преломляющим углом θ имеют одну общую грань (рис. 3.2). Параллельно этой грани на расстоянии a от нее располагается прямолинейный источник света S .

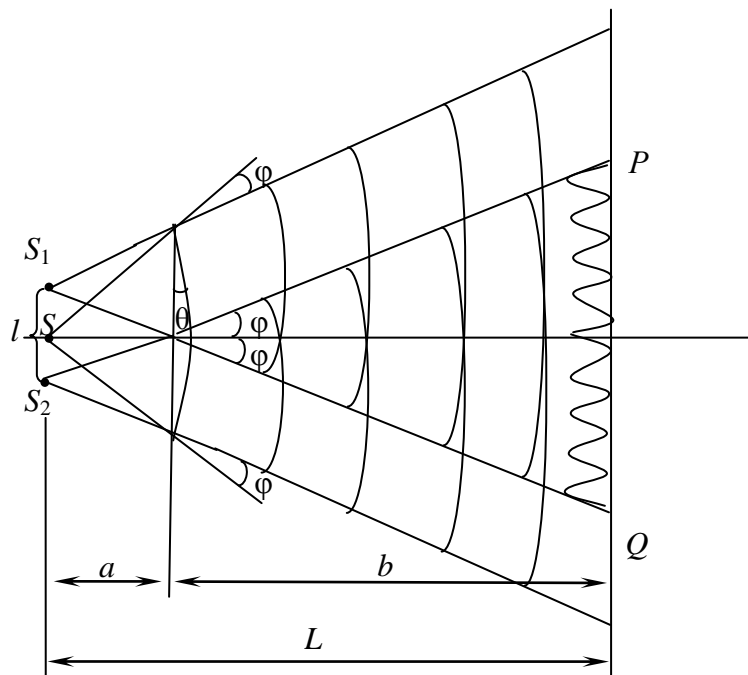


Рис. 3.2

Можно показать, что в случае, когда преломляющий угол θ призмы очень мал и углы падения лучей на грань призмы не очень велики, все лучи отклоняются призмой на практически одинаковый угол, равный

$$\varphi \approx (n - 1)\theta$$

(n – показатель преломления призмы). Угол падения лучей на бипризму невелик. Поэтому все лучи отклоняются каждой из половин бипризмы на одинаковый угол. В результате образуются две когерентные цилиндрические волны, исходящие из мнимых источников S_1 и S_2 , лежащих в одной плоскости с S . Расстояние между источниками равно

$$l = 2a \sin \varphi \approx 2a\varphi = 2a(n-1)\theta.$$

Расстояние от источников до экрана $L = a + b$.

Ширину интерференционной полосы находим по формуле (2.12):

$$\Delta y = \frac{\lambda(a+b)}{2a(n-1)\theta}.$$

Область перекрытая волн PQ имеет протяженность

$$2btg\varphi \approx 2b\varphi = 2b(n-1)\theta.$$

Максимальное число наблюдаемых полос:

$$N = \frac{4ab(n-1)^2\theta^2}{\lambda(a+b)}. \quad (3.2)$$

1.3. Получение интерференции методом Юнга

Источником света служит ярко освещенная монохроматическим светом щель S (рис. 3.3), от которой световая волна падает на две узкие равноудаленные щели S_1 и S_2 , параллельные щели S . Таким образом, щели S_1 и S_2 играют роль когерентных источников.

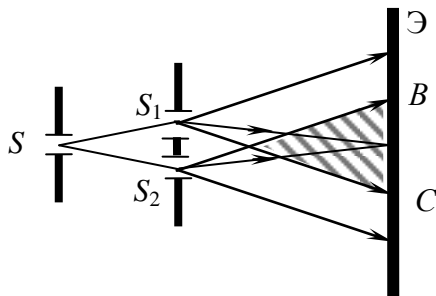


Рис. 3.3

Интерференционная картина (область BC) возникает в результате дифракции света на щелях (отклонения от прямолинейного распространения) и наблюдается на экране (Э), расположенном на некотором расстоянии параллельно S_1 и S_2 . Интерференционную картину создают те лучи, разность хода для которых удовлетворяет условиям (2.5) и (2.6).

2. Интерференция света на тонких пленках. Полосы равного наклона и равной толщины

2.1. Полосы равного наклона

Еще один способ получения когерентных волн состоит в расщеплении первичной волны при отражении от двух границ раздела про-

зрачных диэлектриков. Интерференцию таких световых волн можно наблюдать не только в лабораторных условиях, но и без применения специальных оптических установок. Например, легко наблюдается радужная окраска мыльных пленок, тонких пленок нефти или минерального масла, плавающих на поверхности воды, цвета побежалости на поверхности закаленных стальных деталей, покрытых тончайшим прозрачным слоем окислов. Все эти явления обусловлены интерференцией света в тонких прозрачных пленках, которая возникает в результате наложения когерентных волн, отражающихся от верхней и нижней поверхностей пленки.

Пусть на прозрачную плоскопараллельную пленку с показателем преломления n и толщиной b падает плоская монохроматическая волна.

В результате отражений от обеих поверхностей пленки образуются два пучка 1 и 2. Кроме этих двух пучков, пластинка отразит пучки, возникающие в результате трех-, пятикратного и т. д. отражения от поверхностей пластинки. Однако ввиду их малой интенсивности мы эти пучки принимать во внимание не будем. Будем пренебрегать также пучками, прошедшими через пластинку.

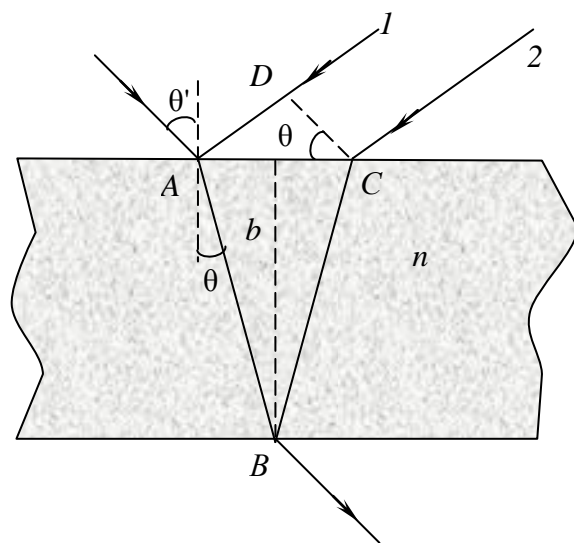


Рис. 3.4

Если толщина пленки меньше длины когерентности, то эти

пучки когерентны. Если эти пучки света свести в одной точке, то будет наблюдаться интерференционная картина, которая определяется оптической разностью хода

$$\Delta = n(|AB| + |BC|) - |AD|. \quad (3.3)$$

Из рисунка $|AB| = |BC| = b/\cos\theta'$ и $|AD| = 2btg\theta' \cdot \sin\theta$. Учитывая закон преломления света $\sin\theta = n\sin\theta'$, найдем

$$\Delta = 2nb\cos\theta' = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2\theta}. \quad (3.4)$$

Следует также учесть, что при отражении от верхней поверхности пленки (от среды оптически более плотной) в соответствии с теорией электромагнитных волн происходит скачок фазы на π у отраженной

волны. Таким образом, у волн 1 и 2 возникает добавочная разность фаз $\delta_d = \pm\pi$. Это соответствует дополнительной оптической разности хода $\Delta_d = \lambda\delta/2\pi = \pm\lambda/2$. Тогда полная оптическая разность хода

$$\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} \pm \frac{\lambda}{2}, \quad (3.5)$$

где выбор знака является несущественным.

Полоса данного порядка интерференции обусловлена светом, падающим на пластинку под одним и тем же углом θ . Поэтому такие полосы называют *полосами равного наклона*, которые можно наблюдать через линзу, которая обеспечивает схождение лучей в фокальной плоскости. Роль линзы и экрана может играть хрусталик и сетчатка глаза. В этом случае для наблюдения полос равного наклона глаз нужно аккомодировать (настраивать) так, как при рассмотрении удаленных предметов.

Возможность ослабления отраженного света вследствие интерференции в тонких пленках широко используется в современных оптических приборах (фотоаппаратах, биноклях, перископах и др.). Для этого на передние поверхности имеющихся в них линз и призм наносят тонкие прозрачные пленки, абсолютный показатель преломления которых меньше абсолютного показателя преломления для материала линзы или призмы. Толщина пленки подбирается таким образом, чтобы осуществлялся интерференционный минимум отражения для света с длиной волны 550 нм (зеленый свет), соответствующей интенсивности естественного света. Такая оптика получила название просветленной оптики. В отраженном свете просветленные линзы и призмы кажутся окрашенными в фиолетовый цвет, так как они заметно отражают только красный и сине-фиолетовый свет.

2.2. Полосы равной толщины. Кольца Ньютона

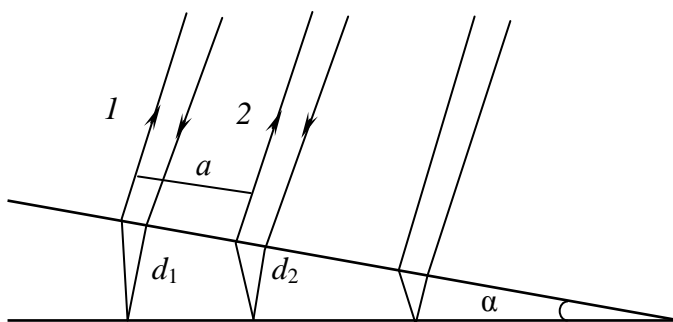


Рис. 3.5

Рассмотрим интерференцию света в тонких пленках, толщина которых не одинакова в разных местах. На рис. 3.5 изображена простейшая пленка такого типа, имеющая форму плоского клина с малым

углом α между боковыми гранями. Пусть свет от линейного источника, расположенного перпендикулярно плоскости чертежа, падает нормально к верхней поверхности пленки. Интерференционные максимумы наблюдаются для пучков 1 и 2. Тогда оптическая разность хода между терферирующими лучами 1 и 2 должна удовлетворять условию максимума (2.5):

$$\Delta_1 = 2nd_1 = m_1\lambda; \Delta_2 = 2nd_2 = m_2\lambda. \quad (3.6)$$

Расстояние между двумя максимумами:

$$a \approx \frac{d_1 - d_2}{\alpha}. \quad (3.7)$$

Вычтем второе равенство (3.6) из первого:

$$2n(d_1 - d_2) = (m_1 - m_2)\lambda.$$

С учетом соотношения (3.7) получим:

$$2na\alpha = (m_1 - m_2)\lambda. \quad (3.8)$$

Из (3.8) можно выразить, например, угол при вершине клина:

$$\alpha = \frac{(m_1 - m_2)\lambda}{2na} = \frac{\lambda}{2nl},$$

где $l = \frac{a}{(m_1 - m_2)}$ – расстояние между двумя соседними максимумами.

Для $l = 5$ мм, $\lambda = 500$ нм, $n = 1,5$ значение угла $\alpha \approx 3 \cdot 10^{-5}$ рад. То есть определив из наблюдений расстояние между полосами интерференционной картины, можно с высокой точностью оценить степень параллельности двух поверхностей (например, стеклянной пластинки).

В рассмотренном случае одинаковым значениям d соответствуют одинаковые оптические разности хода, а следовательно, и одинаковые результаты интерференции. Поэтому возникающую интерференционную картину называют *полосами равной толщины*.

Примером полос равной толщины являются *кольца Ньютона*. Они наблюдаются при отражении света от поверхности зазора между стеклянной пластинкой и соприкасающейся с ней выпуклой линзы (рис. 3.6). При наложении отраженных волн возникают интерференционные кольца равной толщины. Вид этих колец в монохроматического света показан на том же рис. 3.6. В центре находится темное пятно (минимум нулевого порядка). Оно окружено системой чередующихся светлых и темных концентрических колец, ширина,

интенсивность которых постепенно убывают по мере удаления от центрального пятна. В проходящем свете наблюдается дополнительная картина – центральное пятно светлое, следующее кольцо темное и т. д.

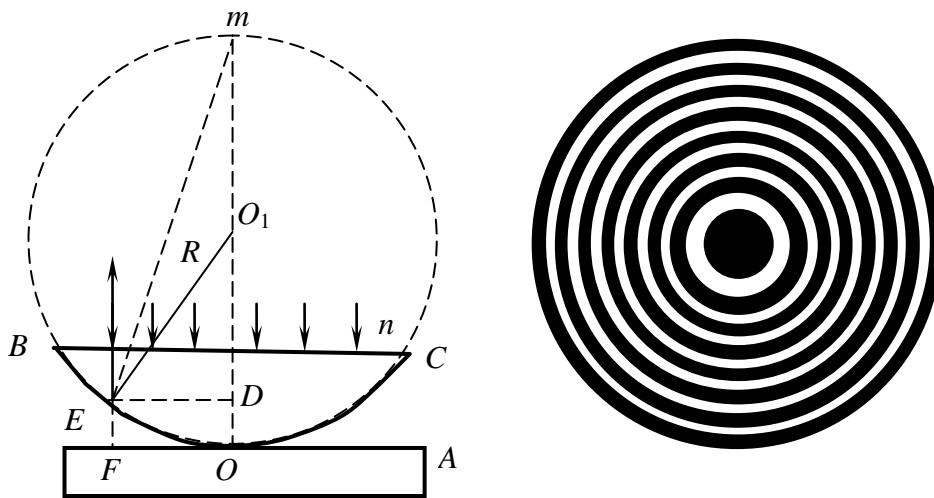


Рис. 3.6

Оптическая разность хода волн, отраженных от воздушного зазора ($n=1$) $\Delta = 2b \pm \lambda/2$, где $b = EF$ – толщина воздушного зазора. Из рисунка следует, что $r^2 = R^2 - (R-b)^2 \approx 2bR$, где учтено $b \ll R$. Используя условия максимумов (2.5) и минимумов (2.6) можно найти радиусы темных и светлых колец в отраженном свете:

$$r_m = \sqrt{m\lambda R}, \quad m = 0, 1, 2, \dots; \quad (3.9)$$

$$r_m = \sqrt{\left(m - \frac{1}{2}\right)\lambda R}, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (3.10)$$

Кольца Ньютона локализованы в очень малой области для обычных линз, поэтому их приходится рассматривать в микроскоп. В проходящем свете формула (3.9) определяет радиусы светлых, а формула (3.10) – темных колец.

С помощью колец Ньютона можно с достаточно высокой точностью контролировать качество изготовления сферических поверхностей.

3. Применение явления интерференции.

Интерференционные приборы

Явление интерференции света используется в точных измерительных приборах, получивших название интерферометров.

На рис. 3.7 изображена принципиальная схема интерферометра Жамена, применяемого для точных измерений показателей преломления газов и их зависимости от температуры, давления и влажности.

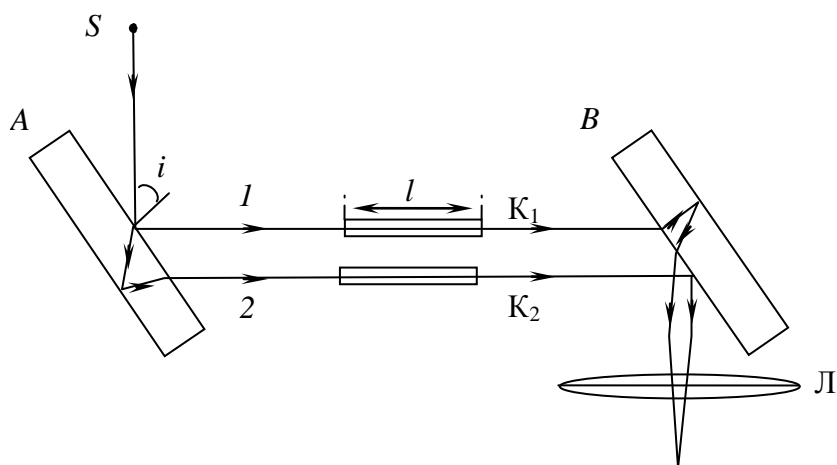


Рис. 3.7

В результате отражения света от обеих поверхностей пластины из нее выходят два когерентных параллельных луча 1 и 2 . Пройдя сквозь две одинаковые кюветы K_1 и K_2 , эти лучи после отражения от второй пластины B собираются линзой L и интерферируют.

Интерферометр Майкельсона – двухлучевой интерферометр, изобретенный А. Майкельсоном. Данный прибор позволил впервые измерить длину волны света. В опыте Майкельсона интерферометр был использован для проверки гипотезы о светоносном эфире.

Интерферометр (рис. 3.8) состоит из полупрозрачного светоделительного зеркала $CЗ$, разделяющего входящий луч от источника S на два, которые, в свою очередь, отражаются зеркалом обратно. Пространства между зеркалами $CЗ$ и $З_1$, $CЗ$ и $З_2$ называются плечами интерферометра. На полупрозрачном зеркале разделенные лучи вновь направляются в одну сторону, чтобы образовать интерференционную картину в месте наблюдения H . Анализируя ее и изменяя длину одного плеча на известную величину, можно по изменению вида интерференционных полос измерить длину волны, либо, наоборот, если длина волны известна, можно определить неизвестное изменение длин плеч.

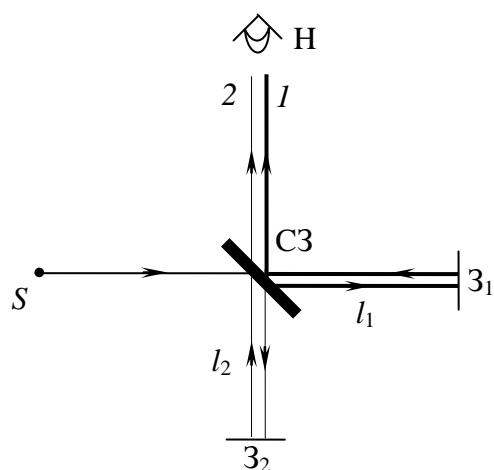


Рис. 3.8

Если зеркала строго перпендикулярны, то можно наблюдать полосы равного наклона (в виде кругов). Наблюдаемая интерференционная картина имеет вид, показанный на рис. 3.9. Если зеркала не строго перпендикулярны, то плоскости зеркал подобны клину и можно наблюдать полосы равной толщины в виде прямых полос (рис. 3.10).

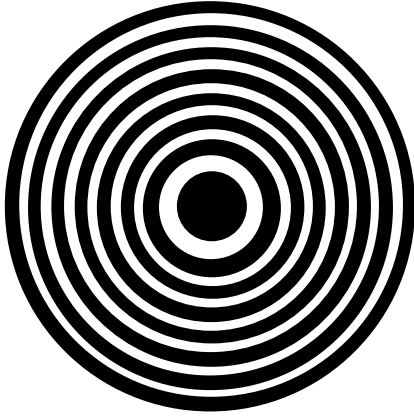


Рис. 3.9

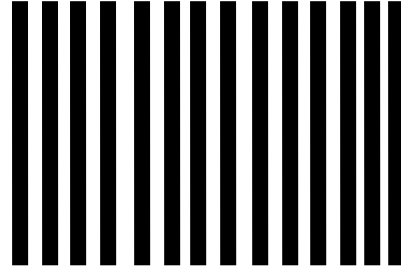


Рис. 3.10

Рассмотрим применение интерферометра для измерения малых расстояний. Оптическая разность хода лучей 1 и 2 равна

$$\delta = 2n(l_2 - l_1),$$

где n_1 – показатель преломления воздуха, а l_1 и l_2 – длины плеч интерферометра.

Если $l_1 = l_2$, то наблюдается интерференционный максимум. Смещение одного из зеркал на расстояние $\lambda/4$ приводит к возникновению интерференционного минимума. Таким образом, по изменению интерференционной картины можно судить о малых перемещениях одного из зеркал и тем самым использовать интерферометр Майкельсона для точных измерений длины.

Поместим в одно из плеч кювету длиной l с газом или жидкостью, показатель преломления которых надо измерить. Оптическая разность хода пустой кюветы равна $2n_1l$. Условие максимума для пустой кюветы:

$$2n_1l = m_1\lambda,$$

для заполненной кюветы:

$$2n_2l = m_2\lambda.$$

Т. е. максимум сместится на количество полос $m_2 - m_1$. Изменение показателя преломления

$$n_2 - n_1 = \frac{m_2 - m_1}{2l} \lambda.$$

Измерив количество полос, на которое сместилась картина, можно определить показатель преломления. Если $n_1 = 1$ (вакуум), то

$$n_2 = 1 + \frac{m_2 - m_1}{2l} \lambda. \quad (3.11)$$

Подставив в формулу (3.11) $m_2 - m_1 = 200$, $\lambda = 600$ нм, $l = 0,1$ м, получим $n_2 \approx 1,0006$. Применение интерферометрии позволяет определить показатель преломления или его изменение с высокой точностью.

Показатель преломления газа или жидкости зависит от давления и температуры. Поэтому интерферометры широко применяются для изучения течений жидкости или газа (ударных волн, сверхзвуковых струй и др.).

ЛЕКЦИЯ 4

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

1. Явление дифракции света и условия ее наблюдения.
2. Принцип Гюйгенса – Френеля.
3. Метод зон Френеля. Дифракционная теория прямолинейного распространения света.

1. Явление дифракции света и условия ее наблюдения

Опыты показывают, что закон прямолинейного распространения света не является универсальным. Он особенно заметно нарушается при прохождении света сквозь достаточно узкие щели и отверстия, а также при освещении небольших непрозрачных препятствий. В этих случаях на экране, установленном позади отверстий или препятствий, вместо четко разграниченных областей света и тени наблюдается система интерференционных максимумов и минимумов освещенности. Например, если на небольшой непрозрачный диск падает свет от точечного источника, расположенного напротив центра диска, то на экране, установленном позади диска, наблюдается система концентрических темных и светлых колец. Необычный эффект заключается в том, что в центре колец можно наблюдать светлое пятно.

По мере увеличения радиуса диска интенсивности этого пятна и других светлых колец постепенно уменьшаются, и позади диска образуется область геометрической тени. Однако даже для препятствий и отверстий, имеющих большие размеры, нет резкого перехода от тени к свету. Всегда существует некоторая переходная область, в которой можно обнаружить слабые максимумы и минимумы. Интерференционные явления, возникающие при распространении света в среде с неоднородностями, получили название *дифракции света*.

Если волна огибает какое-либо препятствие, то за ним будет наблюдаться интерференционная картина. Например, волны, исходящие из точек A и B (рис. 4.1), будут когерентными, так как эти точки принадлежат фронту одной и той же волны.

Направления и фаза колебаний в этих точках совпадают. Поэтому в точке O будет наблюдаться интерференционная картина. Такое явление и

есть дифракция волны. В результате дифракции колебания наблюдаются даже в тех местах, которые «закрыты» препятствием на пути волны.

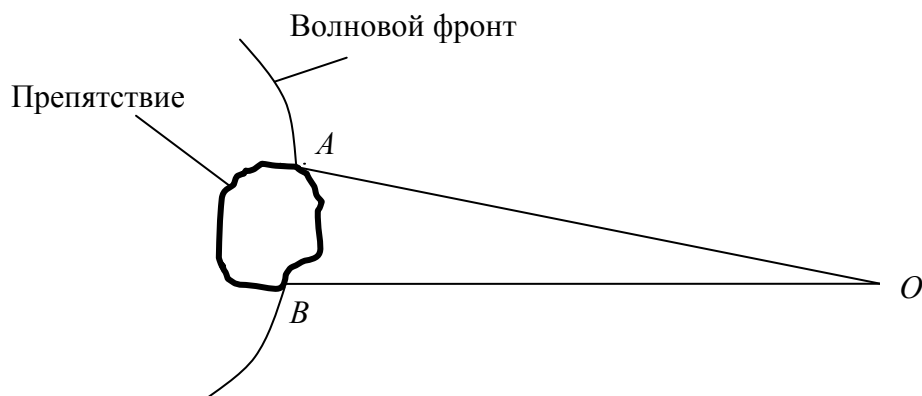


Рис. 4.1

Таким образом, дифракция неразрывно связана с явлением интерференции. Более того, само явление дифракции часто рассматривают как случай интерференции ограниченных в пространстве волн (интерференция вторичных волн). Общим свойством всех эффектов дифракции является зависимость степени ее проявления от соотношения между длиной волны λ и характерным размером препятствия AB . Дифракционные эффекты в наибольшей степени проявляются при размерах неоднородностей, сравнимых с длиной волны. При размерах неоднородностей, существенно превышающих длину волны (на 3–4 порядка и более), явлением дифракции, как правило, можно пренебречь.

В последнем случае распространение волн с высокой степенью точности описывается законами геометрической оптики. С другой стороны, если размер неоднородностей среды много меньше длины волны, то дифракция проявляется в виде эффекта рассеяния волн.

2. Принцип Гюйгенса – Френеля

Все синусоидальные волны распространяются в среде независимо друг от друга, так что результирующее смещение любой частицы среды равно векторной сумме ее смещений, обусловленных каждой из волн в отдельности. Этот результат справедлив для волн любой природы и называется *принципом суперпозиции волн*. На основе наблюдений за распространением механических волн Гюйгенсом был предложен принцип, который объясняет распространение волны: *каждая точка волнового фронта является источником вторичной сфериче-*

ской волны, а огибающая фронтов вторичных волн является фронтом новой волны.

Для объяснения дифракции света О. Френель дополнил принцип Гюйгенса. Согласно принципу Гюйгенса – Френеля, волна в любой точке вне замкнутой волновой поверхности (волнового фронта) должна быть результатом интерференции всех вторичных волн. Суть этого принципа заключается в следующем: для определения колебания в точке, лежащей перед некоторой волновой поверхностью, надо найти колебания, приходящие в эту точку от всех элементов волновой поверхности, и затем сложить их с учетом амплитуд и фаз.

Принцип Гюйгенса – Френеля можно представить с помощью векторной диаграммы (рис. 4.2). Результирующая амплитуда колебаний \vec{E}_m представлена как векторная сумма амплитуд ΔE_i колебаний в точке P от различных элементов волновой поверхности с учетом их фаз, т. е. углов между ними.

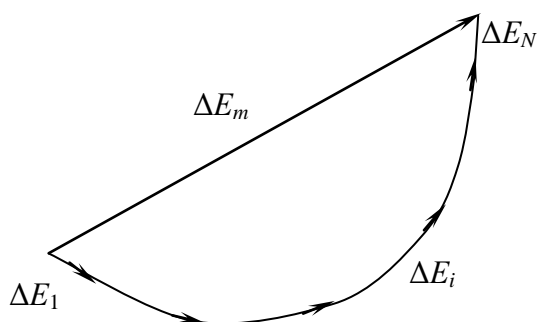


Рис. 4.2

Таким образом, между дифракцией и интерференцией нет принципиальных отличий. Исторически принято называть интерференцией суперпозицию волн от конечного числа когерентных источников, а дифракцией – от бесконечного числа непрерывно распределенных источников.

3. Метод зон Френеля. Дифракционная теория прямолинейного распространения света

Исходя из принципа Гюйгенса – Френеля, можно получить закон прямолинейного распространения света в свободной от препятствий однородной среде. Пусть S_0 – точечный источник света (рис. 4.3), M – произвольная точка, в которой нужно найти амплитуду колебаний A . Построим сферическую волновую поверхность, радиус R которой меньше расстояния S_0M на величину $OM = L$, причем $L \gg \lambda$ и $R \gg \lambda$ (λ – длина волны света). Искомая амплитуда A зависит от результата интерференции вторичных волн, излучаемых всеми участками dS поверхности S . Аналитическое решение этой задачи достаточно сложно,

так как амплитуды и начальные фазы вторичных волн зависят от расположения соответствующих им источников dS по отношению к точке M . Поэтому Френель предложил оригинальный метод разбиения волновой поверхности S на зоны, позволивший сильно упростить решение (*метод зон Френеля*).

Способ построения зон Френеля показан на рис. 4.3. Границей первой (центральной) зоны служат точки поверхности, находящиеся на расстоянии $L + \lambda/2$ от точки M . Точки сферы, находящиеся на расстояниях $L + 2\lambda/2$, $L + 3\lambda/2$ и т. д. от точки M , образуют границы 2-й, 3-й зон Френеля и т. д. Очевидно, что колебания, возбуждаемые в точке M двумя соседними зонами,

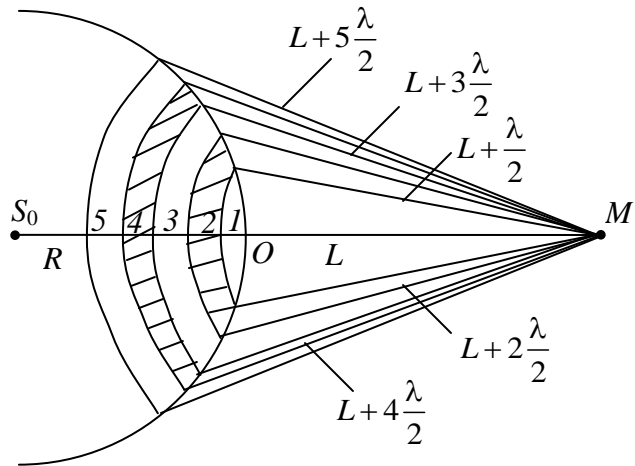


Рис. 4.3

противоположны по фазе, так как разность хода от сходственных точек этих зон до точки M равна $\lambda/2$. При наложении они попарно ослабляют друг друга. Следовательно, если A_1, A_2 и т. д. – амплитуды колебаний, возбуждаемых в точке M порознь 1-й, 2-й зонами и т. д., то амплитуда результирующих колебаний равна

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \quad (4.1)$$

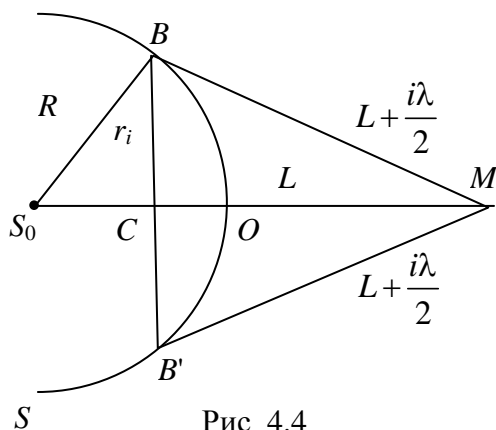


Рис. 4.4

Величина A_i зависит от площади σ_i i -й зоны и угла между внешней нормалью к поверхности зоны в какой-либо ее точке и прямой, направленной из этой точки в точку M . На рис. 4.4 точки B и B' соответствуют внешней границе i -й зоны; $BC = r_i$ – внешний радиус i -й зоны, а $CO = h_i$ – высота шарового сегмента BOB' . Из прямоугольных треугольников S_0BC и MBC следует, что $r_i^2 = R^2 - (R - h_i)^2 = (L +$

$+ i\lambda/2)^2 - (L + h_i)^2$, откуда найдем

$$2(R + L)h_i = iL\lambda + (i\lambda/2)^2. \quad (4.2)$$

Так как $L \gg \lambda$, то из (4.2) получим

$$h_i = \frac{i\lambda L}{2(R+L)}.$$

Радиус i -й зоны Френеля найдем по известной из геометрии формуле:

$$r_i = \sqrt{2Rh_i} = \sqrt{\frac{i\lambda RL}{R+L}}. \quad (4.3)$$

Боковая поверхность шарового сегмента BOB' , представляющая собой сумму площадей всех i зон начиная с первой, равна:

$$\sigma_1 + \sigma_2 + \dots + \sigma_i = 2\pi R h_i = \frac{\pi\lambda RL}{R+L} i. \quad (4.4)$$

Полагая, что $i = 1, 2, 3, \dots$, из формулы (4.4) найдем, что все зоны Френеля равновелики по площади:

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \dots + \sigma_i = \frac{\pi\lambda RL}{R+L}. \quad (4.5)$$

Общее число N зон Френеля, уместяющихся на всей поверхности сферы, обращенной к точке M (треугольник S_0BC прямоугольный) очень велико:

$$L + N \frac{\lambda}{2} = \sqrt{(L+R)^2 - R^2}; \quad N = \frac{2}{\lambda} \sqrt{(L+R)^2 - R^2}.$$

Если $R = L = 10$ см и $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м, то $N \approx 3 \cdot 10^5$.

Поэтому можно считать, что в пределах не слишком больших изменений i зависимость A_i от i является линейной, т. е.

$$A_i = a - bi; \quad A_{i-1} = a - b(i-1) \quad \text{и} \quad A_{i+1} = a - b(i+1),$$

или

$$A_i = \frac{A_{i-1} + A_{i+1}}{2}. \quad (4.6)$$

Перепишем теперь (4.1) в следующем виде:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots = \frac{A}{2}, \quad (4.7)$$

так как согласно (4.6) все выражения, стоящие в скобках, равны нулю. Формула (4.7) показывает, что результирующее действие в точ-

ке M полностью открытого фронта световых волн, возбуждаемых источником S_0 , равно половине действия одной только центральной зоны Френеля, радиус которой сравнительно мал. Например, при $R = L = 10$ см и $\lambda = 500$ нм $r_1 = 0,16$ мм. Следовательно, с достаточно большой точностью можно считать, что в свободном пространстве свет от источника S_0 в точку M распространяется прямолинейно, в пределах малого пространства, т. е. в виде луча.

ЛЕКЦИЯ 5

ДИФРАКЦИЯ В РАЗЛИЧНЫХ СТРУКТУРАХ. ПРИМЕНЕНИЕ ДИФРАКЦИИ

1. Дифракция плоских волн.
2. Дифракционная решетка и ее применение.
3. Дифракция рентгеновских лучей.
4. Основы голографии.

1. Дифракция плоских волн

Дифракция в параллельных лучах впервые была рассмотрена И. Фраунгофером (1821–1822). Для получения пучка параллельных лучей света, падающих на препятствие (отверстие или непрозрачный экран), обычно пользуются небольшим источником света, который помещается в фокусе собирающей линзы. Распределение интенсивности света за препятствием по различным направлениям исследуется с помощью второй собирающей линзы и экрана, расположенного в фокальной плоскости линзы. При визуальном наблюдении вместо линзы и экрана пользуются зрительной трубой, настроенной на бесконечность. Наибольший практический интерес представляют случаи дифракции, наблюдающиеся при прохождении плоской волны сквозь узкую щель и дифракционную решетку.

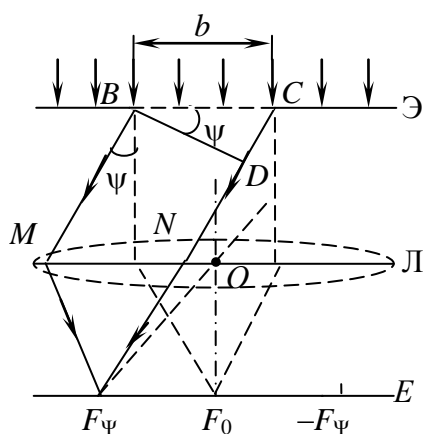


Рис. 5.1

Пусть параллельный пучок монохроматического света падает нормально на непрозрачный экран Э (рис. 5.1), в котором прорезана узкая щель BC , имеющая постоянную ширину b и длину $l \gg b$. В соответствии с принципом Гюйгенса – Френеля, точки щели являются вторичными источниками волн, колеблющимися в одной фазе, так как плоскость щели совпадает с фронтом падающей волны.

Если бы при прохождении света через щель соблюдался закон прямолинейного распространения света, то на экране E , установленном в фокальной плоскости собирающей

линзы Л, получилось бы четкое изображение щели. Вследствие дифракции на узкой щели картина существенно изменяется: на экране наблюдается система интерференционных максимумов – размытых изображений источника света, разделенных темными промежутками интерференционных минимумов.

В побочном фокусе линзы F_ψ собираются все параллельные лучи, падающие на линзу под углом ψ к ее оптической оси OF_0 , перпендикулярной фронту падающей волны. Оптическая разность хода δ между крайними лучами CN и BM , идущими от щели в этом направлении, равна $\delta = CD = b \sin \psi$, где CD – отрезок от точки C до точки D пересечения перпендикуляра, опущенного из точки B , с лучом CN . Абсолютный показатель преломления воздуха приближенно считается равным единице.

Разобьем щель BC на зоны Френеля, имеющие вид полос, параллельных ребру B щели так, чтобы оптическая разность хода от краев соседних зон до волнового фронта параллельно BM составила $\lambda/2$. Тогда ширина каждой зоны равна $\lambda/(2 \sin \psi)$. Все зоны в заданном направлении излучают свет совершенно одинаково. При интерференции света от каждой пары соседних зон амплитуда результирующих колебаний равна нулю, так как эти зоны вызывают колебания с одинаковыми амплитудами, но противоположными фазами. Таким образом, результат интерференции света в точке F_ψ определяется количеством зон Френеля, которое укладывается в щели. Если число зон четное:

$$b \sin \psi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}, \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (5.1)$$

то наблюдается дифракционный минимум (полная темнота). Знак минус в правой части формулы (5.1) соответствует лучам света, распространяющимся от щели под углом $-\psi$ и собирающимся в побочном фокусе линзы Л, симметричном с F_ψ относительно главного фокуса F_0 . Если число зон нечетное:

$$b \sin \psi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad m = 1, 2, \dots, \quad (5.2)$$

то наблюдается дифракционный максимум, соответствующий действию одной зоны Френеля. Величина m называется порядком дифракционного максимума.

Расчет дифракционной картины, основанный на использовании метода зон Френеля, является приближенным. Точное решение этой задачи осуществляется путем разбиения щели на большое число оди-

наковых бесконечно узких полос, параллельных ребру B . Вторичные волны, излучаемые этими малыми элементами щели в направлении луча BM , имеют одинаковые амплитуды, а их начальные фазы заключены в интервале шириной

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi b \sin \psi}{\lambda}. \quad (5.3)$$

Найдем значение амплитуды A результирующих колебаний в произвольной точке экрана, учитывая, что интенсивность света определяется интерференцией этих вторичных волн.

Рассмотрим интерференцию N плоских волн, амплитуды которых равны ΔA , а разности фаз ($\Delta\varphi_0$) в точке для $(i + 1)$ -й и i -й волн не зависят от $i = 1, 2, \dots, N$ и равны согласно (5.3):

$$\Delta\varphi_0 = \frac{2\pi b \sin \psi}{\lambda N}.$$

Воспользуемся графическим методом сложения одинаково направленных колебаний методом векторной диаграммы. Этот метод основан на представлении гармонического колебания с помощью вращающегося вектора амплитуды. Вектор амплитуды результирующих колебаний (\vec{A}) равен

$$\vec{A} = \sum_{i=1}^N \Delta\vec{A}_i,$$

где $\Delta\vec{A}_i$ – вектор амплитуды i -го колебания ($|\Delta\vec{A}_i| = \Delta A$). Векторная диаграмма сложения этих векторов показана на рис. 5.2.

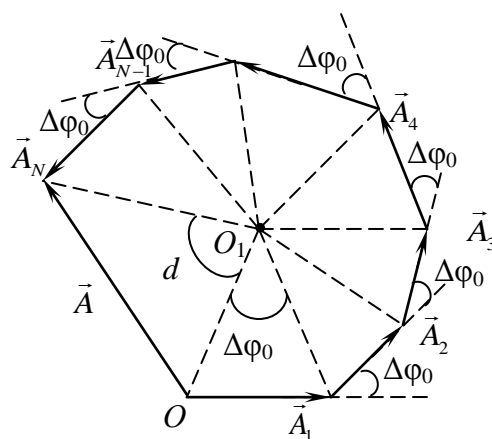


Рис. 5.2

Из диаграммы следует:

$$A = 2|OO_1| \cdot \left| \sin \frac{\alpha}{2} \right|,$$

где $\alpha = 2\pi - N\Delta\varphi_0$, $|OO_1| = \frac{\Delta A}{2 \sin \frac{\Delta\varphi_0}{2}}$.

Таким образом,

$$A = \Delta A \left| \frac{\sin \left(\pi - \frac{N\Delta\varphi_0}{2} \right)}{\sin \frac{\Delta\varphi_0}{2}} \right| = \Delta A \left| \frac{\sin \left(\frac{N\Delta\varphi_0}{2} \right)}{\sin \frac{\Delta\varphi_0}{2}} \right|. \quad (5.4)$$

Подставив в формулу (5.4) выражение для $\Delta\varphi_0$ и учитывая, что при большом значении N аргумент синуса мал и $\sin \left(\frac{\pi b \sin \psi}{N\lambda} \right) \approx \frac{\pi b \sin \psi}{N\lambda}$, получим

$$A(\psi) = N\Delta A \left| \frac{\sin \left(\frac{\pi b \sin \psi}{\lambda} \right)}{\frac{\pi b \sin \psi}{\lambda}} \right|, \quad (5.5)$$

где $N\Delta A$ – максимальное значение амплитуды результирующих колебаний, соответствующее условию $\Delta\varphi_0 = 0$.

Из формулы (5.5) следует условие дифракционных минимумов

$$\frac{\pi b \sin \psi}{\lambda} = \pm 2m \frac{\pi}{2}, \quad m = 1, 2, \dots, \quad (5.6)$$

которое тождественно условию (5.1), полученному с помощью приближенного метода зон Френеля.

Энергия (интенсивность) результирующих колебаний пропорциональна A^2 . Поэтому интенсивность (I) найдем, возведя в квадрат (5.5):

$$I = I_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi b \sin \psi}{\lambda} \right)}{\left(\frac{\pi b \sin \psi}{\lambda} \right)^2}, \quad (5.7)$$

где I_0 – интенсивность центрального максимума, соответствующего $\psi = 0$. Зависимость интенсивности от $\sin\psi$, построенная по формуле (5.7), показана на рис. 5.3. Основная часть света приходится на центральную часть экрана, ограниченную двумя минимумами первого порядка ($b \sin\psi = \pm\lambda$). Расстояние между двумя ближайшими к максимуму дифракционными минимумами на экране называется *шириной дифракционного максимума*. Например, ширина максимума нулевого порядка равна расстоянию между двумя минимумами первого порядка.

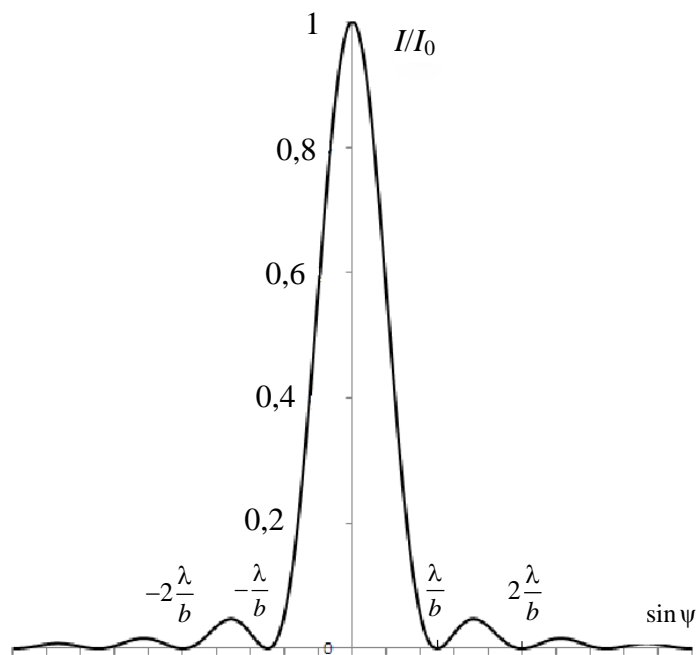


Рис. 5.3

Если b/λ невелико, т. е. щель очень узка, то все наблюдающиеся максимумы очень широки и дифракционная картина малоконтрастна. Кроме того, поток энергии через узкую щель крайне невелик, так что интенсивность даже нулевого максимума очень мала. Наоборот, если b/λ велико (широкая щель), то центральный максимум очень узкий и яркий. Он представляет собой изображение источника света, образуемое на экране линзой Л в соответствии с законами геометрической оптики.

Картина зависит от отношения ширины щели b к длине волны света λ . В самом деле, если $b = m\lambda$, где m – целое число, то угол ψ , соответствующий минимуму m -го порядка, равен $\pi/2$. Следовательно, независимо от размеров линзы Л и экрана (см. рис. 5.1), на экране нельзя наблюдать дифракционные максимумы, порядок которых больше $m - 1$.

2. Дифракционная решетка и ее применение

Простейшая дифракционная решетка представляет собой систему из большого числа одинаковых по ширине и параллельных друг другу щелей, лежащих в одной плоскости и разделенных непрозрачными промежутками, равными по ширине. На рис. 5.4 показаны только две соседние щели BC и DE . Ширину щелей BC обозначим через b , а ширину непрозрачных промежутков CD – через a . Величина $d = a + b$ называется периодом дифракционной решетки.

Рассмотрим дифракцию плоской монохроматической волны, падающей нормально на поверхность решетки. Колебания во всех точках щелей происходят в одной фазе, так как эти точки находятся на одной и той же волновой поверхности. При освещении решетки монохроматическим светом дифракционная картина на экране \mathcal{E} значительно сложнее, чем в случае одной щели, так как свет от разных щелей интерферирует.

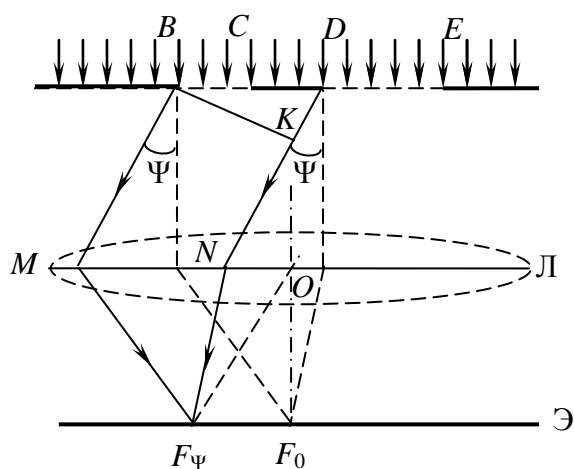


Рис. 5.4

При интерференции волн, для которых разность хода удовлетворяет соотношению

$$KD = d \sin \psi = m\lambda, \quad (5.8)$$

будет наблюдаться максимум, который получил название *главного максимума*. В формуле (5.8) $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – порядок главных максимумов. Очевидно, интенсивность этого максимума зависит от количества щелей.

На интерференционную картину волн от разных щелей будет накладываться интерференционная картина от дифракции на каждой щели. Углы ψ , под которыми свет полностью погашается в результате дифракции на каждой щели, соответствуют *главным минимумам*. Условие главных минимумов выражается соотношением (5.1):

$$b \sin \psi = m\lambda, \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (5.9)$$

Кроме главных максимумов, имеется большое число очень слабых побочных максимумов, разделенных *дополнительными минимумами*, положение которых определяется формулой:

$$d \sin \psi = p\lambda/N, \quad p = \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (5.10)$$

где p принимает любые целые значения, не кратные N (т. е. не равные $N, 2N, \dots$).

Можно показать, что угловая ширина главного максимума m -го порядка, т. е. разность $\Delta\psi_m = \psi_{2m} - \psi_{1m}$ углов, соответствующих двум ближайшим к нему дополнительным минимумам, равна $\Delta\psi_m = 2\lambda/Nd$. Поэтому угловая ширина максимумов обратно пропорциональна длине решетки Nd . Например, при $Nd = 1$ см и $\lambda = 550$ нм $\Delta\psi \approx 21''$. Таким образом, дифракционная картина, создаваемая решеткой, состоит из системы узких ярких полос, разделенных сравнительно широкими темными промежутками.

Максимумы для различных длин волн наблюдаются под различными углами ψ . Поэтому дифракционную решетку можно использовать для спектрального разложения света, т. е. определения частот (или длин волн) и интенсивностей всех его монохроматических компонент.

Если дифракционная решетка освещается белым светом, то для разных значений λ положения всех главных максимумов, кроме центрального ($m = 0$), не совпадают друг с другом. Поэтому центральный максимум имеет вид белой полосы, а все остальные – радужных полосок, называемых дифракционными спектрами первого, второго и т. д. порядков. В пределах каждой полоски окраска изменяется от фиолетовой у внутреннего края (ближайшего к максимуму нулевого порядка) до красной у наружного края.

Применяемые для спектральных исследований приборы называют дифракционными спектрографами, если исследуемый спектр регистрируется с помощью фотопластинки, и дифракционными спектроскопами, если спектр наблюдается визуально.

Основными характеристиками всякого спектрального прибора являются его *дисперсия* и *разрешающая сила*. Дисперсия определяет угловое или линейное расстояние между двумя спектральными линиями, отличающимися по длине волны на единицу (например, на 1 нм). Разрешающая сила определяет минимальную разность длин волн, при которой две линии воспринимаются в спектре отдельно.

Угловой дисперсией (D) называется величина, равная

$$D = \frac{\delta\psi}{\delta\lambda},$$

где $\delta\psi$ – угловое расстояние между спектральными линиями, отличающимися по длине волны на $\delta\lambda$.

Чтобы найти угловую дисперсию дифракционной решетки, продифференцируем условие (5.8) главного максимума. Опуская знак минус, получим:

$$D = \frac{\delta\psi}{\delta\lambda} = \frac{m}{d \cos\psi}. \quad (5.11)$$

Разрешающей силой спектрального прибора (R) называют безразмерную величину, равную

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}, \quad (5.12)$$

где $\delta\lambda$ – минимальная разность длин волн двух спектральных линий, при которой эти линии воспринимаются отдельно, т. е. когда максимум для длины волны $\lambda + \delta\lambda$ совпадет с краем максимума для длины волны λ .

Найдем разрешающую силу дифракционной решетки. Положение середины n -го максимума для длины волны $\lambda + \delta\lambda$ определяется условием

$$d \sin \psi_{\max} = m (\lambda + \delta\lambda).$$

Края m -го максимума для длины волны λ расположены под углами, удовлетворяющими соотношению

$$d \sin \psi_{\min} = (m \pm 1/N)\lambda.$$

Середина максимума для длины волны $\lambda + \delta\lambda$ совпадет с краем максимума для длины волны λ в том случае, если

$$m (\lambda + \delta\lambda) = (m + 1/N)\lambda.$$

Отсюда

$$m\delta\lambda = \lambda/N.$$

Решив это соотношение относительно $\lambda/\delta\lambda$, получим выражение для разрешающей силы

$$R = mN. \quad (5.13)$$

Таким образом, разрешающая сила дифракционной решетки пропорциональна порядку спектра m и числу щелей N .

3. Дифракция рентгеновских лучей

Всякий монокристалл состоит из упорядоченно расположенных частиц (атомов, ионов или молекул), образующих пространственную дифракционную решетку. Расстояния между этими частицами, т. е. периоды решетки, очень малы (порядка 0,1 нм). Поэтому при прохождении через прозрачные монокристаллы видимого света ($\lambda \sim 500$ нм) дифракцию наблюдать нельзя. Зато для значительно более коротковолнового рентгеновского излучения монокристаллы являются естественными дифракционными решетками. «Огибая» атом, рентгеновское излучение дифрагирует, образуя максимумы и минимумы интенсивности в пространстве. Русский физик Г. В. Вульф и англичанин У. Л. Брэгг предложили простой метод расчета дифракции рентгеновского излучения в кристаллах (1913). Они исходили из предположения о том, что дифракцию рентгеновского излучения можно рассматривать как результат его отражения от системы параллельных сетчатых плоскостей кристалла (т. е. плоскостей, в которых лежат узлы кристаллической решетки). Это отражение, в отличие от обычного, осуществляется

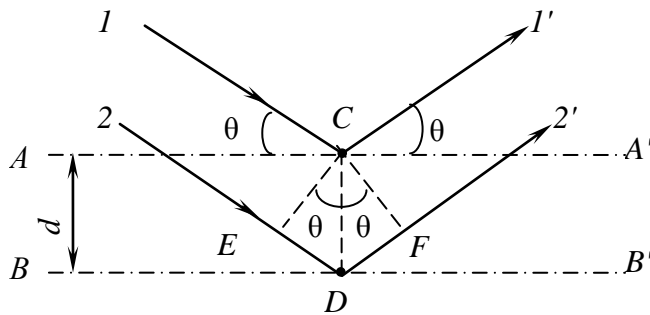


Рис. 5.5

лишь при таких условиях падения лучей на кристалл, которые соответствуют интерференционным максимумам для лучей, отраженных от разных плоскостей. На рис. 5.5 показаны две соседние сетчатые плоскости кристалла AA' и BB' . Абсолютный показатель преломления всех сред для рентгеновского излучения близок к единице.

Поэтому оптическая разность хода δ между двумя лучами I' и $2'$, отраженными от плоскостей AA' и BB' , равна $\delta = ED + DF = 2d \sin\theta$, где d – межплоскостное расстояние, а θ – угол между падающими и отраженными лучами и плоскостью AA' (угол скольжения).

Если длина волны рентгеновского излучения равна λ , то интерференционные максимумы в отраженных лучах должны удовлетворять условию Вульфа – Брэгга

$$2d \sin \theta = m\lambda, \quad (5.14)$$

где $m = 1, 2, \dots$ – порядок дифракционного максимума. Из рис. 5.5 видно, что угол дифракции между отраженными и падающими лучами равен 2θ .

Из формулы (5.14) следует, что наблюдение дифракционных максимумов возможно только при определенных соотношениях между длиной волны λ и углом θ .

Этот результат лежит в основе различных методов спектрального анализа рентгеновского излучения, т. е. определения значений λ по известным d и m и измеренным в опыте значениям m для дифракционных максимумов. Наиболее распространен метод качающегося (или вращающегося) кристалла. Узкий пучок исследуемого рентгеновского излучения, прошедший через отверстия в диафрагмах D_1 и D_2 (рис. 5.6), направляется на кристалл К, постоянные d которого известны.

В процессе покачивания (или вращения) кристалла вокруг оси О, перпендикулярной плоскости чертежа, изменяется угол θ , благодаря чему обеспечивается выполнение условия (5.14) для всех длин волн, содержащихся в спектре анализируемого рентгеновского излучения. В качестве регистрирующего устройства используется фотопластинка Φ . После проявления фотопластинки на ней наблюдается система дифракционных максимумов, имеющих вид темных пятен. По положению этих пятен можно найти соответствующие им значения углов, а из формулы (5.14) – значения λ .

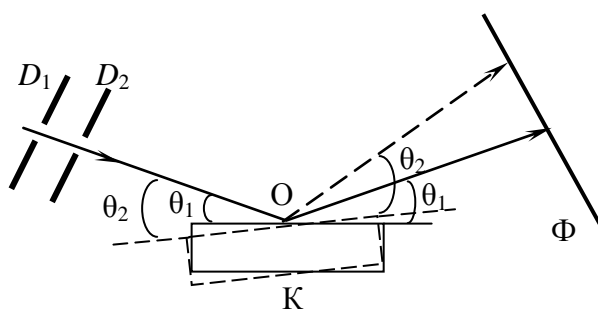


Рис. 5.6

На основании формулы (5.14) также осуществляется рентгеноструктурный анализ кристаллов, т. е. исследуется строение кристаллических решеток и определяется межплоскостное расстояние d .

4. Основы голографии

Голография (т. е. «полная запись», от греческого: *holos* – весь, *grafo* – пишу) есть особый способ регистрации на фотопластинке структуры световой волны, отраженной предметом. Рассеянные объектом волны характеризуются амплитудой и фазой. В голографии записываются как амплитуда, так и фаза волны. Регистрация амплитуды волн не представляет затруднений; обычная фотографическая пленка регистрирует амплитуду, преобразуя ее значения в соответствующее почернение фотографической эмульсии. Фазовые соотношения становятся доступ-

ными для регистрации с помощью интерференции, преобразующей фазовые соотношения в соответствующие амплитудные. Интерференция возникает, когда в некоторой области пространства складываются несколько электромагнитных волн, частоты которых с очень высокой степенью точности совпадают. Когда записывают голограмму, в определенной области пространства складывают две волны: одна из них идет непосредственно от источника (опорная волна), а другая отражается от объекта записи (объектная волна) (рис. 5.7). В этой же области размещают фотопластинку, в результате на ней возникает сложная картина полос потемнения, которые соответствуют распределению световой энергии (интерференционной картине) в данной области пространства. Происходит формирование интерференционного изображения, которое после проявления фотопластинки дает систему максимумов и минимумов, образующих структуру, подобную дифракционной решетке.

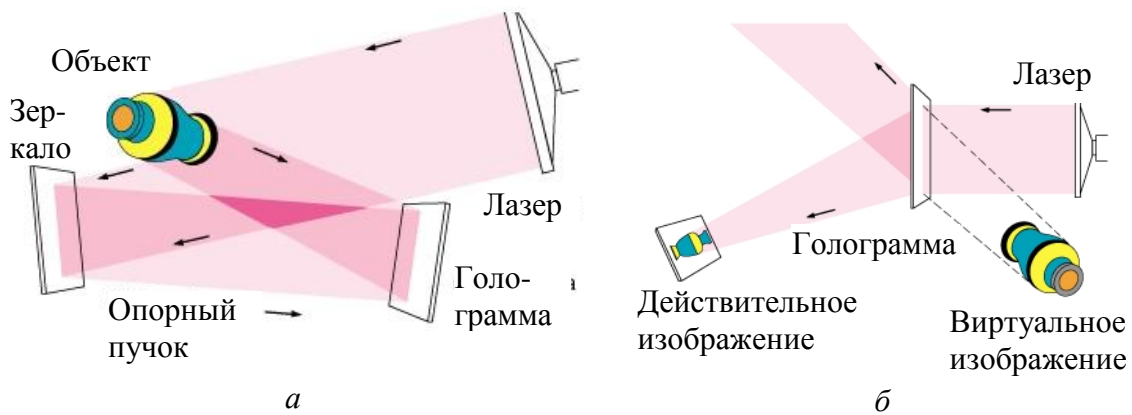


Рис. 5.7

При освещении полученной «решетки», установленной в первоначальное положение, когерентным светом происходит восстановление изображения в объемном виде (восстанавливаются амплитуда и фаза).

Рассмотрим процесс голографического восстановления изображения (рис. 5.8) на примере двух плоских параллельных световых волн. Голограмма в этом случае представляет собой дифракционную решетку с периодической структурой. Вследствие интерференции опорного 1 и предметного 2 пучков на пластинке образуется система чередующихся максимумов и минимумов интенсивности.

При освещении пластинки опорным пучком 1 возникает дифракционная картина, максимумы которой образуют с нормалью к пластинке углы φ , определяемые условием

$$d \sin \varphi = m\lambda, \quad m = 0, \pm 1, \dots$$

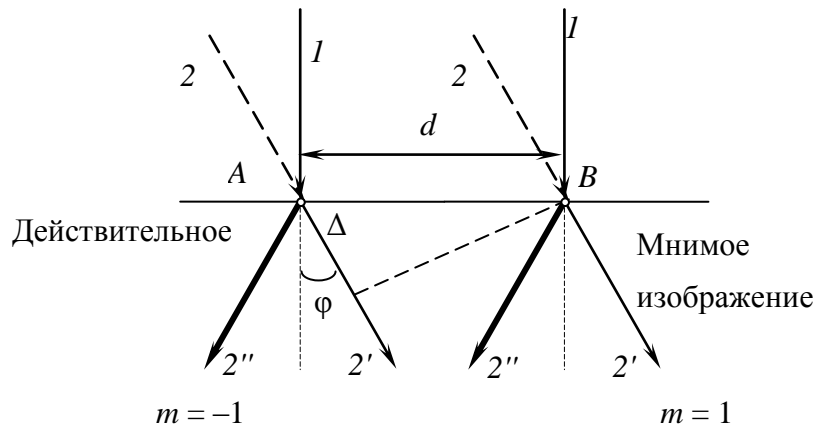


Рис. 5.8

При этом максимум, отвечающий $m = 1$, дает мнимое изображение точки, из которой выходили лучи 2 при экспонировании; максимум при $m = -1$ имеет характер сходящегося пучка лучей 2'', он образует действительное изображение точки, из которой выходили лучи 2 при экспонировании. Таким образом, одна из волн является как бы продолжением сигнальной волны, использовавшейся при съемке голограммы. Поэтому она ничем не отличается от волны, идущей от объекта при непосредственном его наблюдении. Таким образом, при просвечивании голограммы восстанавливается та же самая волна, которая исходила от объекта. В результате этого наблюдатель, смотрящий сквозь голограмму, увидит мнимое изображение объекта в том месте, где объект находился при съемке.

Действительное изображение обычно не используется, т. к. имеет рельеф, обратный рельефу предмета (выпуклые места заменены вогнутыми и наоборот).

Отметим следующие особенности голографического изображения.

1. Изображение предмета, даваемое голограммой, является объемным. На него можно смотреть из разных положений.

2. Если при съемке близкие предметы закрывали более удаленные, то, сместившись в сторону, можно заглянуть за ближайший предмет (вернее, за его изображение) и увидеть скрытые до того предметы. Таким образом обеспечивается восстановление невидимых участков.

3. Если голограмму разделить на несколько частей, то каждая из них при просвечивании дает такую же картину, что и исходная голограмма.

Применение голографии:

- голографические кино и телевидение;
- голографическая микроскопия;
- контроль качества обработки изделий;
- запись информации;
- научные применения (построение картины течения газа или жидкости, исследование быстротекающих процессов, таких как электрический разряд, химические реакции и др.).

ЛЕКЦИЯ 6

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

1. Естественный и поляризованный свет. Виды поляризации света.
2. Поляризация света при отражении и преломлении. Закон Брюстера.
3. Методы получения и анализа поляризованного света. Закон Малюса.

1. Естественный и поляризованный свет. Виды поляризации света

Поляризованным называется свет, в котором направления колебаний светового вектора каким-либо образом упорядочены. В естественном свете колебания различных направлений быстро и беспорядочно сменяют друг друга. Поляризованными являются только поперечные волны.

Направление колебаний вектора \vec{E} определяется пространственной ориентацией элементарного излучателя (атома или молекулы) (рис. 6.1).

В естественном свете колебания вектора \vec{E} быстро и беспорядочно изменяются, причем все направления колебаний, перпендикулярные к световым лучам, равновероятны. Естественный свет обладает осевой симметрией относительно направления распространения.

Рассмотрим два взаимно перпендикулярных электрических колебания, совершающихся вдоль осей x и y и отличающихся по фазе на величину δ .

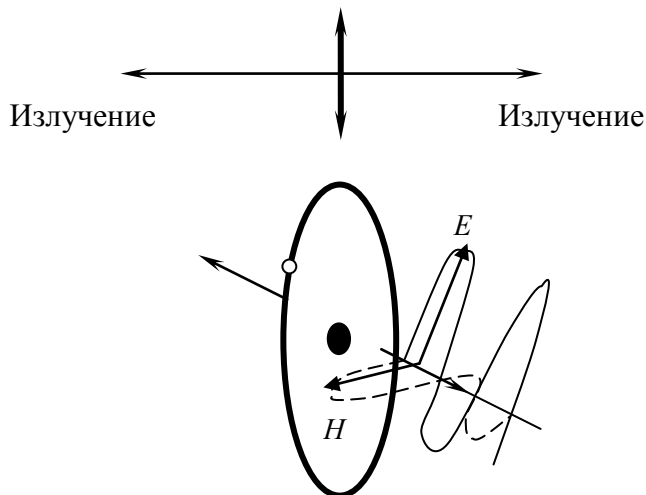


Рис. 6.1

$$E_x = A_1 \cos \omega t, E_y = A_2 \cos(\omega t + \delta). \quad (6.1)$$

Результирующая напряженность \vec{E} является векторной суммой напряженностей E_x и E_y (рис. 6.2). Угол φ между направлениями векторов E_x и E_y определяется выражением:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{E_y}{E_x} = \frac{A_2 \cos(\omega t + \delta)}{A_1 \cos \omega t}. \quad (6.2)$$

Если разность фаз δ претерпевает случайные хаотические изменения, то и угол φ , т. е. направление светового вектора \vec{E} , будет испытывать скачкообразные неупорядоченные изменения.

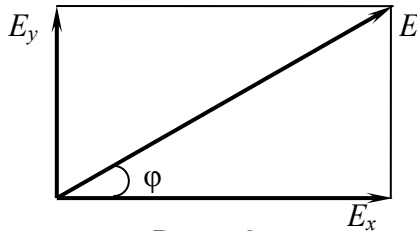


Рис. 6.2

Поэтому естественный свет можно представить как наложение двух некогерентных электромагнитных волн, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях и

имеющих одинаковую интенсивность.

Если световые волны E_x и E_y когерентны, а δ равно нулю или π , то согласно (6.2):

$$\operatorname{tg}\varphi = \pm \frac{A_2}{A_1}.$$

Результирующее колебание совершается в фиксированном направлении – волна оказывается *линейно поляризованной*.

Линейно поляризован свет, испускаемый отдельным центром излучения (атомом, молекулой, узлом кристаллической решетки и т. п.). Такое состояние поляризации обычно сохраняется в течение 10^{-8} с и меньше (это следует из экспериментов по наблюдению интерференции световых пучков при большой разности хода, когда могут интерферировать волны, испущенные в начале и в конце этого интервала). В последующем акте излучения свет может обладать другим направлением поляризации. Обычно одновременно наблюдается излучение огромного числа центров, различно ориентированных и меняющих ориентацию по статистическим законам. Это излучение и является естественным светом. Многие источники света (раскаленные тела, светящиеся газы) испускают свет, близкий к естественному. Близок к естественному прямой солнечный свет.

Плоскость, в которой колеблется световой вектор в линейно поляризованной волне, обычно называют *плоскостью колебаний*.

Свет, в котором колебания одного направления преобладают над колебаниями других направлений, называется *частично поляризованным*. Его можно рассматривать как смесь естественного и линейно поляризованного. Такой свет получается при прохождении через прозрачную диэлектрическую среду (например, стеклянную пластинку) или при отражении от нее.

Частично поляризованный свет, как и естественный, можно представить в виде наложения двух некогерентных линейно поляризованных волн со взаимно перпендикулярными плоскостями колебаний. Отличие заключается в том, что в случае естественного света интенсивность этих волн одинакова, а в случае частично поляризованного – разная.

Если $A_1 = A_2$, $\delta = \pi/2$, то из (6.2) следует:

$$\operatorname{tg}\varphi = \mp \operatorname{tg}\omega t.$$

Это равенство означает, что плоскость колебаний поворачивается вокруг направления луча с угловой скоростью, равной частоте колебания ω . Свет в этом случае будет *поляризованным по кругу (циркулярно поляризован)*.

Две когерентные плоско поляризованные световые волны, плоскости колебаний которых взаимно перпендикулярны, при наложении друг на друга дают *эллиптически поляризованную световую волну*.

2. Поляризация света при отражении и преломлении. Закон Брюстера

Обозначим через θ_B угол, удовлетворяющий условию

$$\operatorname{tg}\theta_B = n_{12}, \quad (6.3)$$

где n_{12} – показатель преломления второй среды относительно первой). При угле падения, равном θ_B , отраженный луч полностью линейно поляризован. Он содержит только колебания, перпендикулярные к плоскости падения; степень поляризации преломленного луча при угле падения, равном θ_B , достигает наибольшего значения, однако этот луч остается поляризованным только частично.

Соотношение (6.3) носит название *закона Брюстера*, а угол θ_B называют *углом Брюстера*. При падении света под углом Брюстера отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны.

Рассмотрим физический смысл угла Брюстера (рис. 6.3). Падающая волна возбуждает в среде II колебания электронов, которые ста-

новятся источником вторичных волн; эти волны и дают отраженный свет. Направление колебаний совпадает с направлением электрического вектора световой волны, т. е. для среды II оно перпендикулярно лучу OC . Мы можем представить себе это колебание как сумму двух колебаний, одно из которых (α) лежит в плоскости AOC , другое (β) к ней перпендикулярно.

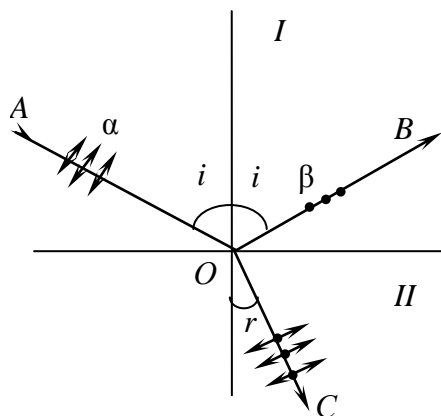


Рис. 6.3

Если свет падает под углом Брюстера, т. е. $i + r = \pi/2$, то лучи OB и OC перпендикулярны. Следовательно, луч OB параллелен колебаниям α . Известно, однако, что колеблющийся электрический заряд не излучает электромагнитных волн вдоль направления своего движения. Поэтому излучатель типа α вдоль OB не излучает. Таким образом, по направлению OB идет свет, посылаемый излучателями типа β , направление колебаний которых перпендикулярно к OB , т. е. к плоскости чертежа. Отраженный свет полностью поляризован, и колебание вектора напряженности электрического поля в нем перпендикулярно к плоскости падения (закон Брюстера).

Если угол падения отличается от угла Брюстера, то вдоль OB может распространяться волна, содержащая наряду с компонентой β и компоненту α , доля которой будет тем больше, чем больше угол между направлением α и направлением отраженной волны. Таким образом, отраженный свет будет частично поляризован.

Для получения поляризованного света вместо одной пластинки используется система одинаковых стеклянных пластинок («стона»), расположенных друг за другом так, что свет, выходящий из первой пластинки, падает под углом Брюстера на вторую, из второй – на третью и т. д.

3. Методы получения и анализа поляризованного света.

Закон Малюса

Линейно поляризованный свет можно получить из естественного с помощью устройств, называемых *поляризаторами*. Действие поляризаторов основывается на использовании закона Брюстера, явления

двойного лучепреломления в одноосных кристаллах, использовании явления *дихроизма* (см. лекцию 7).

Поляризаторы свободно пропускают колебания, параллельные плоскости, которая называется *плоскостью пропускания* поляризатора, и полностью или частично задерживают колебания, перпендикулярные к этой плоскости.

Пусть на поляризатор падает линейно поляризованный свет с амплитудой A_0 и интенсивностью I_0 (рис. 6.4). Сквозь прибор пройдет составляющая колебания с амплитудой $A = A_0 \cos \varphi$, где φ – угол между плоскостью колебаний падающего света и плоскостью поляризатора. Известно, что интенсивность световой волны (количество энергии, прошедшей через единичную площадку в единицу времени) пропорциональна квадрату амплитуды этой волны. Следовательно, интенсивность прошедшего света I определяется выражением

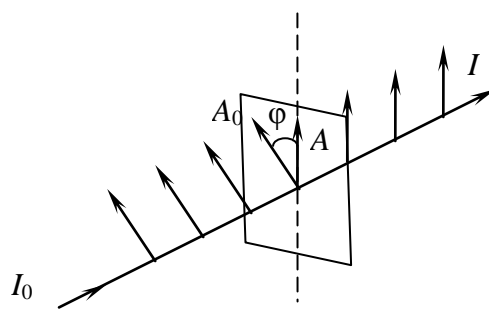


Рис. 6.4

$$I = I_0 \cos^2 \varphi. \quad (6.4)$$

Соотношение (6.4) носит название *закона Малюса*.

Если пропустить частично поляризованный свет через поляризатор, то при вращении прибора вокруг направления луча интенсивность прошедшего света будет изменяться в пределах от I_{\max} до I_{\min} . Причем переход от одного из этих значений к другому будет совершаться при повороте на угол, равный $\pi/2$ (за один полный поворот два раза будет достигаться максимальное и два раза минимальное значение интенсивности). Выражение

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (6.5)$$

называется *степенью поляризации*. Формула (6.5) количественно характеризует состояние поляризации анализируемого светового пучка, поляризованного линейно. Для света с круговой (эллиптической) поляризацией эта формула неприменима. Для полностью поляризованного света $I_{\min} = 0$ и $P = 1$; для естественного света $I_{\max} = I_{\min}$ и $P = 0$. Для частично поляризованного света P принимает значения от 0 до 1. Поляризатор, используемый для анализа состояния поляризации света, обычно называют *анализатором*.

В случае, если на поляризатор падает естественный свет, угол φ будет хаотически меняться с высокой частотой (время высвечивания волны с определенным положением плоскости колебаний $\sim 10^{-8}$ с). Так как направления колебаний светового вектора в естественном свете являются равновероятными, то интенсивность прошедшего света пропорциональна среднему значению $\langle \cos^2 \varphi \rangle$. Так как $\langle \cos^2 \varphi \rangle = 1/2$, то интенсивность естественного света, прошедшего через поляризатор:

$$I = \frac{I_0}{2}. \quad (6.6)$$

Найдем выражение степени поляризации света через долю интенсивности поляризованного света. Согласно (6.4) и (6.6), интенсивность частично поляризованного света, прошедшего через поляризатор, равна

$$I = \frac{I_{\text{ест}}}{2} + I_{\text{п}} \cos^2 \varphi. \quad (6.7)$$

Тогда максимальная и минимальная интенсивности (для $\varphi = 0$ и $\pi/2$ соответственно) равны

$$I_{\text{max}} = \frac{I_{\text{ест}}}{2} + I_{\text{п}}, \quad I_{\text{min}} = \frac{I_{\text{ест}}}{2}. \quad (6.8)$$

Тогда степень поляризации

$$P = \frac{I_{\text{п}}}{I_0}, \quad (6.9)$$

где $I_0 = I_{\text{ест}} + I_{\text{п}}$ – интенсивность падающего на поляризатор частично поляризованного света.

ЛЕКЦИЯ 7

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

1. Оптически анизотропные среды. Двойное лучепреломление света.
2. Искусственная оптическая анизотропия.
3. Вращение плоскости поляризации.

1. Оптически анизотропные среды. Двойное лучепреломление света

Распространение излучения в среде определяется интерференцией первичной волны и вторичных волн, излучаемых молекулами, атомами или ионами среды вследствие их электронной поляризации под действием электрического поля E световой волны. Опыт показывает, что на поляризацию распространяющегося света существенно влияет *анизотропия* среды. Под анизотропией понимают зависимость свойств вещества (например, показателя преломления, коэффициента теплопроводности, проводимости) от направления в данной среде.

Оптическая анизотропия вещества (кристалла) обычно проявляется в том, что показатель преломления (диэлектрическая проницаемость) зависит от направления. Типичный представитель анизотропной среды – монокристалл. Оптическая анизотропия может быть обусловлена как электрической анизотропией образующих его частиц, так и анизотропией поля сил взаимодействия между частицами. Характер этого поля, т. е. его изотропность или анизотропность, зависит от степени симметрии решетки кристалла. Как показали исследования, оптически изотропными являются только кристаллы кубической системы (например, каменная соль NaCl), обладающие высокой степенью симметрии решетки. Все остальные кристаллы *оптически анизотропны*, независимо от электрических свойств образующих их частиц.

Если однородная среда не поглощает электромагнитных волн и оптически неактивна, то зависимость ее относительной диэлектрической проницаемости от направления поддается сравнительно простой графической интерпретации. Проведем из произвольной

точки O среды по различным направлениям радиус-векторы \vec{r} , модули которых равны корням квадратным из значений относительной диэлектрической проницаемости ε в соответствующих направлениях $|\vec{r}| = \sqrt{\varepsilon}$. Поверхность, проходящая через концы радиус-векторов \vec{r} , имеет форму эллипсоида и называется *оптической индикатрисой среды* или *эллипсоидом показателя преломления среды*. Оси симметрии этого эллипсоида взаимно перпендикулярны и определяют *три главных направления в среде*, которым соответствуют три главных значения ε : $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$.

Анизотропный кристалл, у которого все три главных значения ε различны ($\varepsilon_x \neq \varepsilon_y \neq \varepsilon_z$), называется *двуосным*. Примеры: ромбическая сера, гипс, слюда, топаз и др.

Если два главных значения ε одинаковы (например, $\varepsilon_z = \varepsilon_y \neq \varepsilon_x$), то оптическая индикатриса имеет форму эллипсоида вращения вокруг оси OX . Плоскость YOZ пересекает этот эллипсоид по окружности. Поэтому для любого направления, перпендикулярного оси OX , значения ε одинаковы, а сами эти направления являются главными. Анизотропные кристаллы, обладающие таким свойством, называются *одноосными*, а ось OX – *оптической осью*.

Примеры одноосных кристаллов: *исландский шпат* (углекислый кальций CaCO_3), *кварц* (SiO_2 , кристалл с гексагональной или тригональной решеткой) и *турмалин* ($\text{Al}_6 [\text{Si}_6\text{O}_{18}] [\text{BO}_3]_3(\text{OH})_4$ – боросиликатный столбчатый кристалл).

При прохождении света через все прозрачные кристаллы, за исключением кубических, наблюдается явление, получившее название *двойного лучепреломления* (рис. 7.1). Это явление заключается в том, что падающий на кристалл луч естественного света разделяется внутри кристалла на два луча, распространяющиеся с разными скоростями и в различных направлениях.

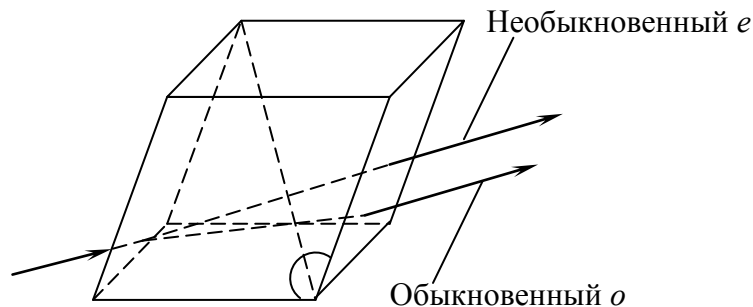


Рис. 7.1

У одноосных кристаллов один из преломленных лучей подчиняется обычному закону преломления, в частности, он лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью к преломляющей поверхности. Этот луч называется *обыкновенным* и обозначается *o*. Другой луч не подчиняется закону преломления и называется *необыкновенным*. Необыкновенный луч обозначается *e*. Для него отношение синусов угла падения и угла преломления не остается постоянным при изменении угла падения. Даже при нормальном падении света на кристалл необыкновенный луч отклоняется от нормали. Кроме того, необыкновенный луч не лежит, как правило, в одной плоскости с падающим лучом и нормалью к преломляющей поверхности.

Опыт показывает, что обыкновенный и необыкновенный лучи полностью поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях.

Направление, вдоль которого обыкновенный и необыкновенный лучи распространяются не разделяясь и с одинаковой скоростью, называют *оптической осью* одноосного кристалла. Оптической осью кристалла является любая прямая, параллельная этому направлению.

Любая плоскость, проходящая через оптическую ось, называется *главным сечением* или *главной плоскостью* кристалла. Обычно используется понятие главного сечения, проходящего через световой луч.

Плоскость колебаний обыкновенного луча перпендикулярна к главному сечению кристалла. В необыкновенном луче колебания светового вектора совершаются в плоскости, совпадающей с главным сечением.

Из анизотропии ϵ вытекает, что электромагнитным волнам с различными направлениями колебаний вектора E соответствуют разные значения показателя преломления n . Поэтому скорость световых волн зависит от направления колебаний светового вектора E .

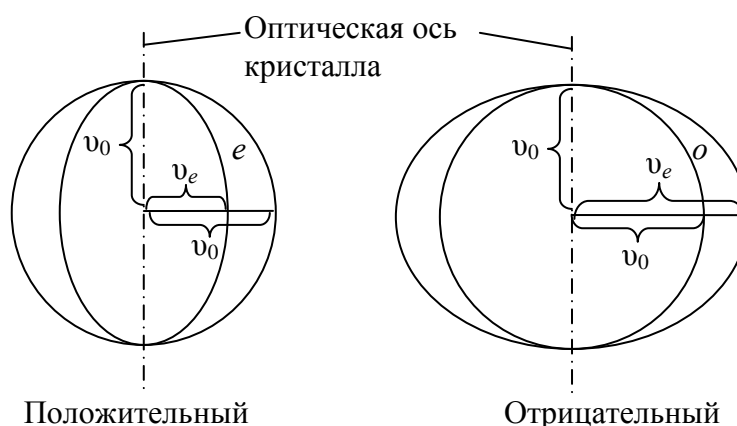


Рис. 7.2

Одноосные кристаллы характеризуются показателем преломления n_o обыкновенного луча, равным $n_o = c/v_o$, и показателем преломления n_e необыкновенного луча, перпендикулярного к оптической оси, равным $n_e = c/v_e$.

В зависимости от того, какая из скоростей, v_o или v_e , больше, различают *положительные* и *отрицательные* одноосные кристаллы (рис. 7.2). У положительных кристаллов $v_o < v_e$ (это означает, что $n_e > n_o$). У оптически отрицательных кристаллов $v_o > v_e$ ($n_e < n_o$). Представим, что в точке o внутри кристалла (рис. 7.2) помещается точечный источник света. Если изобразить скорость обыкновенного луча в виде отрезков, отложенных по разным направлениям, то получится сферическая поверхность. На рисунке показано пересечение этой поверхности с плоскостью чертежа. Такая картина, как на рисунке, наблюдается в любом главном сечении, т. е. в любой плоскости, проходящей через оптическую ось. Поэтому в обыкновенном луче при любом направлении вектор \vec{E} образует с оптической осью кристалла прямой угол, и скорость световой волны будет одна и та же, равная v_o .

Так как колебания в необыкновенном луче совершаются в главном сечении, то для разных лучей направления колебаний вектора \vec{E} образуют с оптической осью разные углы. Для луча, параллельного оси, этот угол равен $\pi/2$, вследствие чего скорость также равна v_o . Для луча, перпендикулярного оси, этот угол равен 0, показатель преломления равен n_e и скорость равна v_e . Для остальных лучей скорость имеет промежуточное значение. Можно показать, что волновая поверхность необыкновенных лучей представляет собой эллипсоид вращения. В местах пересечения с оптической осью кристалла этот эллипсоид и сфера, построенная для обыкновенных лучей, соприкасаются.

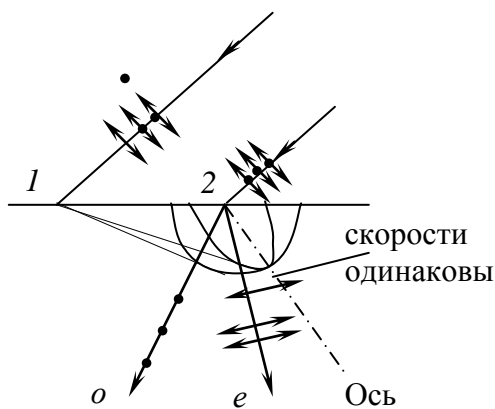


Рис. 7.3

Ход обыкновенного и необыкновенного лучей в кристалле можно определить с помощью *построения Гюйгенса*. На рис. 7.3 построены волновые поверхности обыкновенного и необыкновенного лучей с центром в точке 2, лежащей на поверхности кристалла. Построение выполнено для момента времени, когда волновой фронт падающей волны достигает точки 1. Огибающие всех вторичных волн для обыкновенного и необыкновенного лучей, очевидно, представляют собой плос-

кости (волны, центры которых лежат в промежутке между точками 1 и 2, на рисунке не показаны).

Преломленный луч o или e , выходящий из точки 2, проходит через точку касания огибающей с соответствующим волновым фронтом.

На рис. 7.4 представлены два случая: построение хода обыкновенной и необыкновенной волн при нормальном падении света на поверхность кристалла, отличающиеся направлением оптической оси:

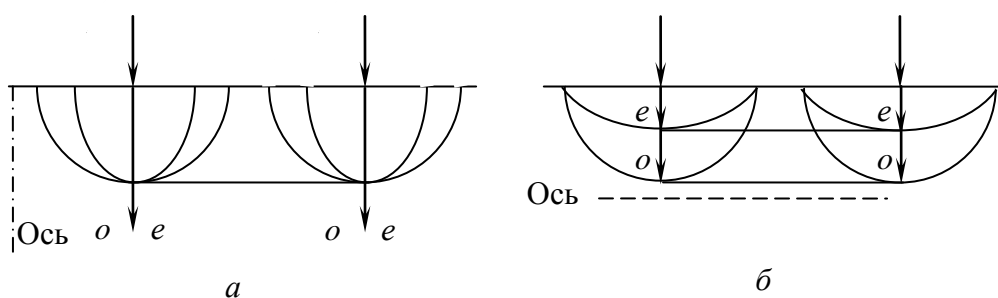


Рис. 7.4

Рис. 7.4, *а* – лучи o и e распространяются вдоль оптической оси и поэтому идут не разделяясь.

Рис. 7.4, *б* – луч падает перпендикулярно оптической оси кристалла (отрицательного), которая параллельна преломляющей поверхности. В этом случае при нормальном падении света обыкновенный и необыкновенный лучи идут по одному и тому же направлению, но распространяются с разной скоростью. Если падающий луч поляризован, то между обыкновенным и необыкновенным лучами возникает разность фаз $\Delta\varphi$, которая равна

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)l, \quad (7.1)$$

где l – толщина кристалла; λ – длина волны.

2. Искусственная оптическая анизотропия

2.1. Интерференция поляризованных лучей

Если на кристаллическую пластинку падает плоскополяризованный монохроматический свет, то колебания каждой серии волн разделяются между обыкновенным и необыкновенным лучами. Поэтому лучи, вышедшие из кристаллической пластинки 1 и 2 (рис. 7.5), оказываются когерентными. Однако интерферировать они не могут, так как плоскости колебаний этих волн перпендикулярны. Интерференция обыкновенного

и необыкновенного лучей будет наблюдаться, если за кристаллической пластинкой поставить поляризатор, главная плоскость которого составляет определенный угол с оптической осью пластинки.

Тогда через поляризатор пройдут лучи, плоскости колебаний которых лежат в главной плоскости поляризатора, а разность фаз определяется формулой (7.1).

Состояние поляризации линейно поляризованного света после прохождения кристаллической пластинки зависит от ее толщины. Рассмотрим эти состояния.

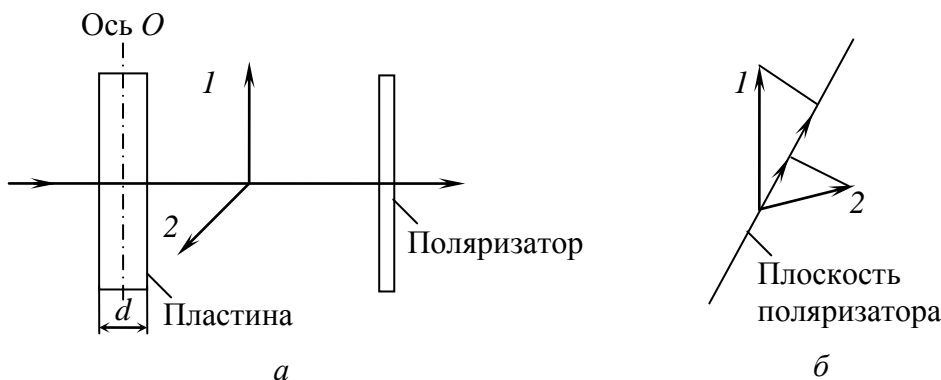


Рис. 7.5

Кристаллическая пластинка, вырезанная параллельно оптической оси, толщина которой равна

$$(n_o - n_e)d = m\lambda + \frac{\lambda}{4}$$

(m – любое целое число либо нуль), называется пластинкой *в четверть волны*. При прохождении через такую пластинку обыкновенный и необыкновенный лучи приобретают разность фаз $\pi/2 + 2\pi m$. Если расположить пластинку так, чтобы $\varphi = 45^\circ$ (угол между плоскостью колебаний в падающем луче и осью пластинки), то амплитуды двух лучей, вышедших из пластинки, будут одинаковы. Сдвиг по фазе между колебаниями в этих лучах составит $\pi/2$. Следовательно, свет, вышедший из пластинки, будет поляризован по кругу. При ином значении угла φ амплитуды вышедших из пластинки лучей будут неодинаковыми. Поэтому при наложении эти лучи образуют свет, поляризованный по эллипсу, одна из осей которого совпадает с осью пластинки O .

Пластинка, для которой

$$(n_o - n_e)d = m\lambda + \frac{\lambda}{2},$$

называется пластинкой *в полволны*. После прохождения пластинки в полволны разность фаз между колебаниями обыкновенного луча \vec{E}_0 и \vec{E}'_0 изменяется на π (\vec{E}_0 переходит \vec{E}'_0). Поэтому пластинка в полволны поворачивает плоскость колебаний прошедшего через нее света на угол 2φ (рис. 7.6).

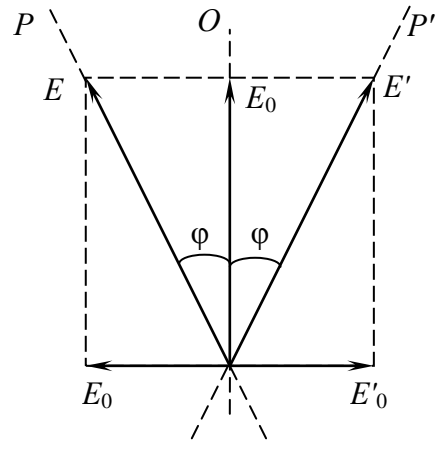


Рис. 7.6

При пропускании линейно поляризованного света через пластинку с толщиной между $(m + 1)\lambda/4$ и $(m + 1)\lambda/2$ на выходе из пластинки получится эллиптически-поляризованный свет, причем ни одна из осей эллипса не будет совпадать с осью пластинки O .

2.2. Оптическая анизотропия при механических деформациях тел

Обнаружено (Т. Зеебек и Д. Брюстер), что оптически изотропное твердое тело под влиянием механической деформации становится оптически анизотропным. Оптическая анизотропия возникает в прозрачных аморфных телах, а также в кристаллах кубической системы. Например, при одностороннем сжатии или растяжении стеклянной пластинки она приобретает свойства одноосного кристалла, оптическая ось которого совпадает с направлением сжатия или растяжения. Разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей в направлении, перпендикулярном оптической оси, пропорциональна нормальному напряжению σ :

$$n_o - n_e = k\sigma,$$

Скрененные поляризаторы

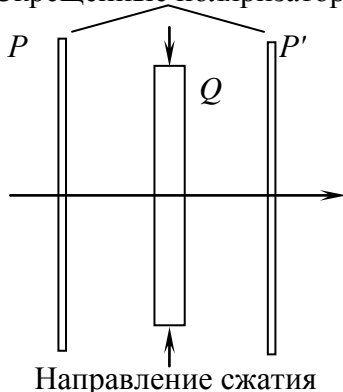


Рис. 7.7

где k – коэффициент пропорциональности, зависящий от свойств вещества, т. е. разность фаз в формуле (7.1) пропорциональна значению напряжения.

Поместим стеклянную пластинку Q между скрененными поляризатором P и анализатором P' (рис. 7.7). На пластинку Q после поляризатора P падает поляризованный свет.

Пока стекло не деформировано, такая система света не пропускает, так как по за-

кону Малюса косинус угла между плоскостями пропускания поляризатора и анализатора равен нулю. Если же пластинку подвергнуть сжатию, свет через систему начинает проходить. Если для какой-либо длины волны выполняется условие минимума интерференции, которое, согласно (7.1), примет вид

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)l = (2m + 1)\pi, \quad m = 0, \pm 1, \dots,$$

то при освещении белым светом пластинка приобретет окраску. Таким образом, поместив деформированную стеклянную пластинку между поляризатором и анализатором, можно наблюдать интерференционную картину. Наблюдаемая в прошедших лучах картина интерференции от образца, подвергнутого деформации, оказывается испещренной цветными полосами. Каждая такая полоса одинакового цвета соответствует одинаково деформированным местам пластинки («изохрома»). Следовательно, по расположению полос можно судить о распределении напряжений внутри пластинки. На этом основывается оптический метод исследования напряжений. Изготовленная из прозрачного изотропного материала (например, из плексигласа) модель какой-либо детали или конструкции помещается между скрещенными поляризаторами. Модель подвергается действию нагрузок, подобных тем, какие будет испытывать само изделие. Наблюдаемая при этом в проходящем белом свете картина позволяет определить распределение напряжений, а также судить об их величине.

Если пластинка неоднородна по толщине или по показателю преломления, ее участки, в которых эти параметры одинаковы, видны соответственно одинаково темными или светлыми или одинаково окрашенными. Таким образом, по интерференционной картине можно контролировать однородность оптических свойств пластинки по толщине.

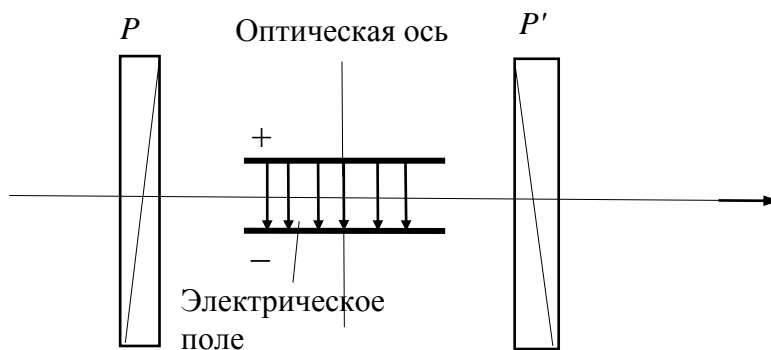


Рис. 7.8

2.3. Возникновение двойного лучепреломления под действием электрического поля (эффекты Керра и Погкельса)

Это явление наблюдается в жидкостях и в аморфных твердых телах. Под действием электрического поля жидкость приобретает свойства одноосного кристалла с оптической осью, ориентированной вдоль поля (рис. 7.8).

Возникающая разность показателей преломления n_o и n_e пропорциональна квадрату напряженности электрического поля E :

$$\Delta = n_e - n_o = kE^2. \quad (7.2)$$

На пути l между обыкновенным и необыкновенным лучами возникает разность фаз, равная с учетом (7.2)

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)l = -2\pi \frac{k}{\lambda}lE^2 = -2\pi B l E^2.$$

В этой формуле B – характерная для вещества величина, называемая *постоянной Керра*. Из известных жидкостей наибольшей постоянной Керра обладает нитробензол ($C_6H_5NO_2$). Постоянная Керра зависит от температуры вещества и от длины волны света.

Эффект Керра объясняется различной поляризуемостью молекул по разным направлениям. В отсутствие поля молекулы ориентированы хаотическим образом, поэтому жидкость в целом не обнаруживает анизотропии. Под действием поля молекулы поворачиваются так, чтобы в направлении поля были ориентированы либо их дипольные электрические моменты (у полярных молекул), либо направления наибольшей поляризуемости (у неполярных молекул). В результате жидкость становится оптически анизотропной.

Ориентирующему действию поля мешает тепловое движение молекул. Этим обуславливается уменьшение постоянной Керра с повышением температуры.

Время, в течение которого устанавливается (при включении поля) или исчезает (при выключении поля) преимущественная ориентация молекул, составляет 10^{-9} – 10^{-10} с. Поэтому ячейка Керра, помещенная между скрещенными поляризаторами, может служить быстродействующим световым затвором. Такие устройства применяются в скоростной фото- и киносъемках, в оптической телефонии, в оптической локации, геодезических дальномерных устройствах и в схемах управления оптических квантовых генераторов. Из-за быстродействия эффект Керра используется и для измерения скорости света в лабораторных условиях. Свет, пройдя ячейку Керра, отражается от зеркала и

снова проходит ячейку в обратном направлении с опозданием, обусловленным длиной пути от ячейки до зеркала и обратно.

Устройство типичного затвора показано на рис. 7.9. В жидкость погружены два электрода, образующие плоский конденсатор. Между электродами проходит световой луч. Сосуд помещается между скрещенными поляризатором и анализатором света. Направление электрического поля E в конденсаторе составляет угол 45° с направлениями электрического поля поляризованных световых колебаний. В отсутствие электрического поля анализатор не пропускает света. При включении электрического поля в жидкости возникает двойное лучепреломление. В результате этого ячейка Керра становится прозрачной для проходящего света. При $E = 0$ ячейка изотропна ($\Delta\varphi = 0$), и свет сквозь анализатор не проходит. По мере увеличения E интенсивность света, проходящего через анализатор, увеличивается и достигает максимума при значении $E_{\max} = \frac{1}{\sqrt{2dB}}$, соответствующем $\Delta\varphi = -\pi$.

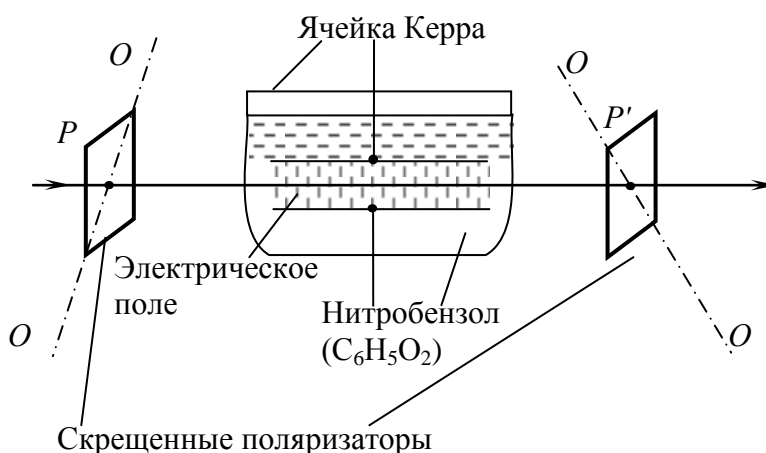


Рис. 7.9

Эффект Погкельса (открыт в 1893 г.) – это явление возникновения двойного лучепреломления в оптических средах при наложении постоянного или переменного электрического поля. Этот эффект отличается от эффекта Керра тем, что разность показателей преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей пропорциональна напряженности поля, в то время как эффект Керра квадратичен. Эффект Погкельса может наблюдаться только в кристаллах, не обладающих центром симметрии, так как в силу линейности при изменении направления поля эффект должен менять знак, что невозможно в центрально-симметричных телах. Эффект хорошо заметен на кристаллах ниобата лития или арсенида галлия.

Эффект Поккельса, как и эффект Керра, обладает высоким быстродействием (время установления двойного лучепреломления порядка 10^{-10} с). Благодаря этому он находит активное применение в создании оптических модуляторов. Соответствующий элемент называется *ячейкой Поккельса* и представляет собой кристалл, помещенный между двумя скрещенными поляризаторами. Поляризаторы не пропускают свет в отсутствие электрического поля, а при наложении поля пропускание появляется. Внешнее поле может быть перпендикулярно (*поперечный модулятор*) или параллельно (*продольный модулятор*) распространению света.

3. Вращение плоскости поляризации

3.1. Естественное вращение

Некоторые вещества, называемые *оптически активными*, обладают способностью вызывать вращение плоскости поляризации проходящего через них плоскополяризованного света. К числу таких веществ принадлежат кристаллические тела (например, кварц, киноварь), чистые жидкости (скипидар, никотин) и растворы оптически активных веществ в неактивных растворителях (водные растворы сахара, винной кислоты и др.).

Кристаллические вещества сильнее всего вращают плоскость поляризации в случае, когда свет распространяется вдоль оптической оси кристалла. Угол поворота β пропорционален пути l , пройденному лучом в кристалле:

$$\beta = \alpha l.$$

Коэффициент α называют постоянной вращения. Эта постоянная зависит от длины волны и природы вещества. В растворах угол поворота плоскости поляризации пропорционален пути света в растворе l и концентрации активного вещества C :

$$\beta = [\alpha] Cl. \quad (7.3)$$

Здесь $[\alpha]$ – величина, называемая удельной постоянной вращения.

В зависимости от направления вращения плоскости поляризации оптически активные вещества подразделяются на право- и левовращающие. Направление вращения (относительно луча) не зависит от направления луча. Поэтому если луч, прошедший через оптически активный кристалл вдоль оптической оси, отразить зеркалом и заставить

пройти через кристалл еще раз в обратном направлении, то первоначальное положение плоскости поляризации восстанавливается. Зная удельную постоянную вращения данного вещества и длину l , можно, измерив угол поворота β , определить из формулы (7.3) концентрацию раствора C (соответствующий прибор называется сахариметром).

3.2. Магнитное вращение плоскости поляризации

Оптически неактивные вещества приобретают способность вращать плоскость поляризации под действием магнитного поля. Это явление было обнаружено Фарадеем и поэтому называется иногда эффектом Фарадея. Оно наблюдается только при распространении света вдоль направления намагниченности (рис. 7.10). Угол поворота плоскости поляризации β пропорционален пути l , проходимому светом в веществе, и намагниченности вещества. Намагниченность, в свою очередь, пропорциональна напряженности магнитного поля H . Поэтому

$$\beta = VH.$$

Коэффициент V называется постоянной Верде или удельным магнитным вращением. Постоянная V , как и постоянная вращения α , зависит от длины волны.

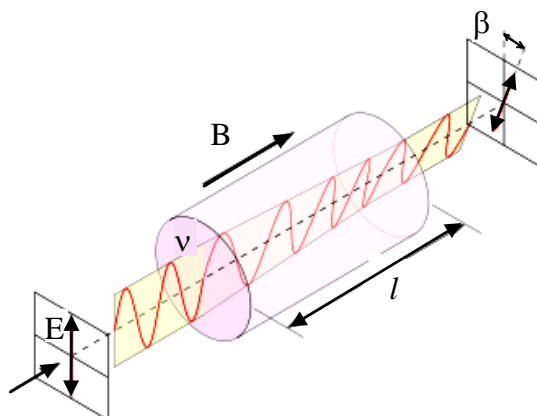


Рис. 7.10

Направление вращения определяется направлением магнитного поля. От направления луча знак вращения не зависит. Поэтому если, отразив луч зеркалом, заставить его пройти через намагниченное вещество еще раз в обратном направлении, поворот плоскости поляризации удвоится.

Магнитное вращение плоскости поляризации обусловлено возникающей под действием магнитного поля прецессией электронных орбит.

ЛЕКЦИЯ 8

ЗАКОНЫ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

1. Характеристики теплового излучения.
2. Абсолютно черное тело. Закон Кирхгофа.
3. Законы Стефана – Больцмана и Вина.

1. Характеристики теплового излучения

1.1. Физическая природа теплового излучения

Тела, нагретые до достаточно высокой температуры, приобретают способность светиться (примеры – красное каление нагретой спирали электронагревателя, свечение Солнца). Электромагнитное излучение, возникающее за счет внутренней энергии излучающего тела и зависящее только от температуры и оптических свойств этого тела, называется *тепловым излучением*. Тепловое излучение – передача энергии от одних тел другим в виде электромагнитных волн за счет их тепловой энергии.

Тепловое излучение в основном приходится на инфракрасный участок спектра, т. е. на длины волн от 0,75 мкм до 1000 мкм. Отличительной особенностью лучистого теплообмена является то, что он может осуществляться между телами, находящимися не только в какой-либо среде, но и в вакууме.

Свойства теплового излучения.

1. Тепловое излучение – единственное, способное находиться в термодинамическом равновесии с веществом. Все остальные виды излучений называются *люминесценцией*.

2. Тепловое излучение, называемое равновесным излучением, устанавливается в адиабатически замкнутой (теплоизолированной) системе, все тела которой находятся при одной и той же температуре. При равновесии энергия, расходуемая каждым из тел системы на тепловое излучение, компенсируется путем поглощения этим телом такого же количества энергии падающего на него излучения.

1.2. Основные характеристики теплового излучения

Спектральной характеристикой теплового излучения тела служит его *испускательная способность*, называемая также *спектральной плотностью энергетической светимости тела*, которая равна

$$r_\nu = \frac{dW_{\text{изл}}}{d\nu}, \quad r_\lambda = \frac{dW_{\text{изл}}}{d\lambda}, \quad (8.1)$$

где $dW_{\text{изл}}$ – энергия электромагнитного излучения, испускаемого за единицу времени с единицы площади поверхности тела в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ (или длин волн λ , $\lambda + \Delta\lambda$), она выражается в джоулях на квадратный метр ($\text{Дж}/\text{м}^2$).

Спектральной характеристикой поглощения электромагнитных волн телом служит *поглощательная способность тела*, показывающая, какая доля энергии $dW_{\text{погл}}$ электромагнитных волн, поступающей в единицу времени на единицу площади поверхности тела с частотами от ν до $\nu + d\nu$, поглощается телом:

$$a_\nu = \frac{dW_{\text{погл}}}{dW}, \quad (8.2)$$

a_ν – величина безразмерная.

Полная мощность теплового излучения R_ν с единицы площади поверхности тела во всем интервале частот от 0 до ∞ называется *энергетической светимостью тела* или его *интегральной испускательной способностью*. R_ν связано с r_ν соотношением:

$$R_\nu = \int_0^\infty r_\nu d\nu. \quad (8.3)$$

Объемная плотность энергии dw – энергия поля излучения в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$, приходящаяся на единицу объема поля.

2. Абсолютно черное тело. Закон Кирхгофа

Тело называется *абсолютно черным*, если оно при любой температуре полностью поглощает всю энергию падающих на него электромагнитных волн независимо от их частоты, поляризации и направления распространения, ничего не отражая и не пропуская. Поглощательная способность абсолютно черного тела тождественно равна единице ($a_\nu = 1$).

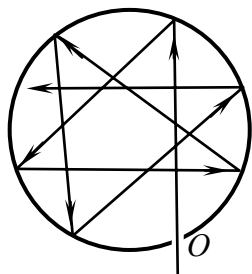


Рис. 8.1

Все реальные тела абсолютно черными не являются. Однако некоторые из них в определенных интервалах частот близки по своим свойствам к абсолютно черному телу (например, сажа, черный бархат в области видимого спектра). Наиболее совершенной моделью абсолютно черного тела может служить небольшое отверстие O в непрозрачной стенке замкнутой полости (рис. 8.1).

Луч света, попадающий внутрь полости через отверстие O , претерпевает многократные отражения от стенок полости, прежде чем выйдет из полости обратно. При каждом отражении происходит частичное поглощение энергии света стенками. Поэтому независимо от материала стенок интенсивность луча света, выходящего из полости через отверстие, во много раз меньше интенсивности падающего извне первичного луча. Отверстие тем ближе к абсолютно черному телу, чем больше отношение площади поверхности полости к площади отверстия.

Абсолютно черное тело находится в тепловом равновесии с окружающими телами, поэтому количество поглощенной энергии в единицу времени должно быть равно количеству излученной энергии. Очевидно, это равенство будет выполняться, если тело окружить светофильтром, пропускающим свет, только в области частот от ν до $\nu + d\nu$. В противном случае тело будет нагреваться или охлаждаться, а его температура изменяться. Исходя из условия теплового равновесия, можно записать:

$$dW_{\text{изл}} = dW_{\text{погл}} \quad (8.4)$$

Здесь $dW_{\text{изл}}$ и $dW_{\text{погл}}$ – энергия, соответственно излучаемая и поглощаемая единицей площади поверхности тела за единицу времени в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$. Связь между испускательной и поглощательной способностями непрозрачного тела устанавливает *закон Кирхгофа*.

Рассмотрим теплоизолированную систему, состоящую из двух бесконечно длинных пластин a и b (рис. 8.2), которые могут обмениваться энергией в форме теплоты только друг с другом, так как их внешние поверхности покрыты идеальной теплоизоляцией. Пусть внутренняя поверхность пластины a абсолютно черная, а испускательная и поглощательная способности внутренней поверхности пластины b равны r_ν и a_ν .

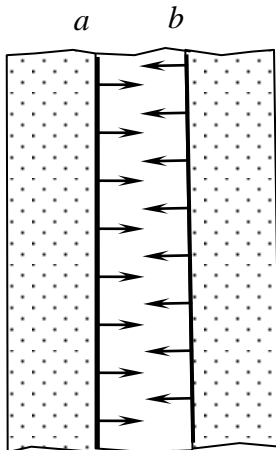


Рис. 8.2

Если в рассматриваемой системе установилось термодинамическое равновесие, то температуры обеих пластин одинаковы и равны T , а излучение пластин – равновесное. Поэтому можно воспользоваться соотношением (8.4), записанным для единицы площади поверхности пластины b . Из формул (8.1) и (8.2) следует:

$$dW_{\text{изл}} = r_{\nu} d\nu, \quad dW_{\text{погл}} = a_{\nu} dW, \quad (8.5)$$

где dW – плотность энергии электромагнитного излучения в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$, падающего на пластину b , она равна плотности энергии, излучаемой за то же время и в том же интервале частот абсолютно черной поверхностью пластины a . Абсолютно черная поверхность a полностью поглощает падающее излучение. Таким образом,

$$dW = r_{\nu}^* d\nu, \quad dW_{\text{погл}} = a_{\nu} r_{\nu}^* d\nu. \quad (8.6)$$

Подставив в (8.4) выражения (8.5) и (8.6) для $dW_{\text{изл}}$ и $dW_{\text{погл}}$, получим

$$r_{\nu} d\nu = a_{\nu} r_{\nu}^* d\nu \quad \text{или} \quad \frac{r_{\nu}}{a_{\nu}} = r_{\nu}^*, \quad (8.7)$$

где r_{ν}^* – испускательная способность абсолютно черного тела. Таким образом, отношение испускательной способности тела к его поглощательной способности не зависит от материала тела и равно испускательной способности абсолютно черного тела, являющейся функцией только температуры и частоты.

Этот закон теплового излучения впервые был установлен Г. Кирхгофом и носит название *закона Кирхгофа в дифференциальной форме*. Из закона Кирхгофа следует, что тело, которое при данной температуре T не поглощает излучение в каком-либо интервале частот от ν до $\nu + d\nu$, не может при температуре T излучать в этом интервале частот.

Для целей оптического измерения температуры вводится понятие *серого тела*.

Тело называется *серым*, если его поглощательная способность одинакова для всех частот и зависит только от температуры, материала и состояния поверхности.

На основании закона Кирхгофа:

$$R_{\nu} = \int_0^{\infty} a_{\nu} r_{\nu}^* d\nu. \quad (8.8)$$

Для серого тела:

$$R_{\nu} = a_{\text{сер}} \int_0^{\infty} r_{\nu}^* d\nu = a_{\text{сер}} R_{\nu}^*, \quad (8.9)$$

$$R_{\nu}^* = \int_0^{\infty} r_{\nu}^* d\nu, \quad (8.10)$$

где R_3^* – интегральная испускательная способность абсолютно черного тела, зависящая только от его температуры T .

Уравнение (8.9) выражает закон Кирхгофа в интегральной форме для серых тел. Из него следует, что при данной температуре сильнее излучают те серые тела, которые обладают большей поглощательной способностью.

3. Законы Стефана – Больцмана и Вина

Закон Стефана – Больцмана устанавливает зависимость интегральной испускательной способности абсолютно черного тела от его температуры. Л. Больцманом теоретически (а Й. Стефаном экспериментально) показано, что энергетическая светимость (R_3^*) абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры (T):

$$R_3^* = \sigma T^4. \quad (8.11)$$

Коэффициент пропорциональности σ называется постоянной Стефана – Больцмана. В результате многочисленных экспериментов найдено, что $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$.

Закон Стефана – Больцмана касается лишь интенсивности суммарного (интегрального) излучения черного тела и ничего не говорит относительно спектрального распределения энергии. Вместе с тем известно, что тела, нагретые до разных температур, дают излучение разного цвета (например, Солнце выглядит желтым, печь – оранжево-красноватой). Это распределение энергии впервые исследовалось на установке, схема которой показана на рис. 8.3. Метод исследования состоял в изучении распределения энергии по спектру излучения, посылаемого абсолютно черным телом различной температуры (излучение расплавленного металла).

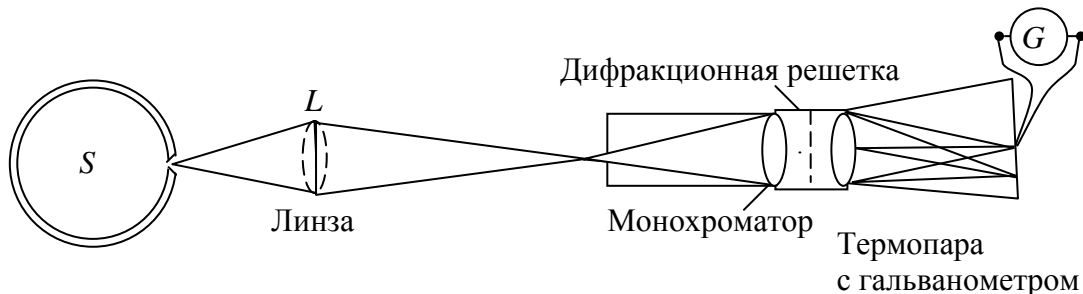


Рис. 8.3

Сигнал с термопары пропорционален спектральной плотности энергетической светимости r_λ . Кривые, полученные в результате этих исследований, приведены на рис. 8.4.

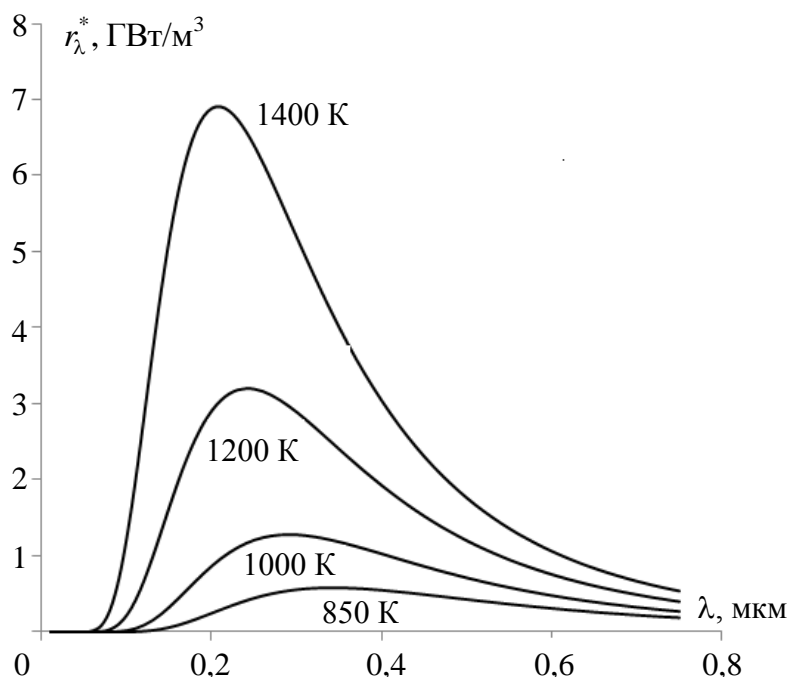


Рис. 8.4

Из рисунка видно, что r_ν для каждой температуры обладает максимумом. Оказалось, что длина волны λ_{max} , соответствующая наблюдаемому максимуму, обратно пропорциональна температуре T , при которой данная кривая получена:

$$\lambda_{\text{max}} = \frac{b}{T}, \quad (8.12)$$

где b не зависит от температуры, $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$. Равенство (8.12) носит название *закона Вина*.

Равенство (8.12), представленное в виде $\lambda_{\text{max}} T = b$, носит название *закона смещения*: положение максимума кривой зависимости $r_\lambda(T)$ с возрастанием температуры смещается в область коротких волн. Наоборот, при понижении температуры светящихся тел в их спектре все сильнее преобладает длинноволновое излучение — белое каление переходит в красное, а затем вообще не воспринимается глазом.

ЛЕКЦИЯ 9

КВАНТОВАЯ ПРИРОДА ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. ПРИМЕНЕНИЕ ЗАКОНОВ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

1. Квантовая гипотеза и формула Планка.

2. Оптическая пирометрия. Определение радиационной, яркостной и цветовой температур нагретых тел.

1. Квантовая гипотеза и формула Планка

Объяснение экспериментальной зависимости испускательной способности абсолютно черного тела r_{ν}^* от частоты ν при разных температурах T привела к введению в физику квантовой гипотезы, так как классическая физика эту зависимость не объясняла. Существование максимума на кривой зависимости испускательной способности от длины волны (см. предыдущую лекцию) свидетельствует о том, что энергия излучения абсолютно черного тела распределена по его спектру неравномерно: абсолютно черное тело почти не излучает энергии в области очень низких и очень высоких частот. Исходя из представлений термодинамики и статистической физики, были получены формулы, удовлетворительно описывающие низкочастотную (длинноволновую) и высокочастотную (коротковолновую) части кривой $r_{\nu}^*(\nu, T)$.

В высокочастотной области кривая $r_{\nu}^*(\nu, T)$ удовлетворительно описывается *формулой Вина*:

$$r_{\nu}^*(T) \sim \nu^3 e^{-a_1 \frac{\nu}{T}}, \quad (9.1)$$

где a_1 – постоянная. Из формулы Вина следовали закон смещения и закон Стефана – Больцмана.

В низкочастотной области кривая $r_{\nu}^*(\nu, T)$ аппроксимируется *формулой Рэля – Джинса*, которая была получена исходя из того, что равновесное (черное) излучение в замкнутой полости с зеркальными стенками обусловлено совокупностью пространственных стоячих электромагнитных волн. Частоты этих волн должны удовлетворять определенным условиям, подобным условиям для частот стоячих упругих волн в стержнях. Рэлей показал, что число таких собственных частот на единицу площади зеркального ящика в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ равно $2\pi\nu^2/c^2$ ($1/m^2$). По закону равного распре-

деления энергии по степеням свободы, средняя энергия каждого осциллятора равна kT . Тогда энергия, излучаемая с единицы площади, будет равна произведению числа собственных частот на среднюю энергию kT :

$$r_{\nu}^*(T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT. \quad (9.2)$$

Формула (9.2) и есть формула Рэля – Джинса. Эта формула противоречила закону смещения Вина и закону Стефана – Больцмана, так как r_{ν}^* монотонно возрастает с ростом частоты, не имея максимума. Кроме того, согласно закону (9.2), мощность излучения должна непрерывно возрастать с уменьшением длины волны излучения. Это значит, что в тепловом излучении должно быть много ультрафиолетовых и рентгеновских лучей, чего на самом деле не наблюдается. Если бы этот закон выполнялся во всем диапазоне частот, то полная энергия излучения светящегося тела была бы бесконечно большой, т. к., согласно (8.10),

$$R_{\nu}^* = \int_0^{\infty} r_{\nu}^* d\nu = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^{\infty} \nu^2 d\nu = \infty.$$

Чтобы преодолеть затруднения классической теории при объяснении излучения нагретого твердого тела, немецкий физик Макс Планк в 1900 г. высказал гипотезу, смысл которой заключается в том, что запас энергии колебательной системы, находящейся в равновесии с электромагнитным излучением, не может принимать любые значения. Энергия элементарных излучателей (*осцилляторов*), поглощающих и излучающих электромагнитные волны, обязательно должна быть равна целому кратному некоторого определенного количества энергии. Согласно квантовой гипотезе, энергия осциллятора ε_{ν} может принимать только определенные дискретные значения, равные целому числу элементарных порций – квантов энергии:

$$\varepsilon_{\nu} = n\varepsilon_{\nu 0}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (9.3)$$

Найдем спектральную плотность излучения, используя гипотезу Планка. Спектральная плотность равна произведению числа собственных частот на среднюю энергию \bar{W} осциллятора:

$$r_{\nu}^*(T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \bar{W}. \quad (9.4)$$

Найдем \bar{W} , воспользовавшись формулой Больцмана. Часть осцилляторов, которая обладает энергией ε_{vn} , равной $\varepsilon_{v0} = nh$:

$$N = N_0 e^{-\frac{nhv}{kT}}. \quad (9.5)$$

Средняя энергия молекулы \bar{W} равна отношению суммы энергий всех осцилляторов к полному количеству осцилляторов:

$$\bar{W} = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon_{vn}}{\sum_{n=1}^{\infty} N_0 e^{-\frac{nhv}{kT}}} = \frac{N_0 hv \sum_{n=1}^{\infty} n e^{-\frac{nhv}{kT}}}{N_0 \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{nhv}{kT}}} = \frac{hv \sum_{n=1}^{\infty} n e^{-\frac{nhv}{kT}}}{\sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{nhv}{kT}}},$$

или, обозначив

$$\frac{hv}{kT} = x,$$

получаем:

$$\bar{W} = \frac{hv \sum_{n=1}^{\infty} n e^{-nx}}{\sum_{n=1}^{\infty} e^{-nx}}. \quad (9.6)$$

Очевидно, отношение сумм экспонент можно выразить через производную

$$\frac{\sum_{n=1}^{\infty} n e^{-nx}}{\sum_{n=1}^{\infty} e^{-nx}} = -\frac{d}{dx} \ln \sum_{n=1}^{\infty} e^{-nx}.$$

При большом n можно применить известную из высшей математики формулу Стирлинга:

$$\sum_{n=1}^{\infty} e^{-nx} \approx \frac{1}{1 - e^{-x}}.$$

Окончательно для средней энергии (9.6) получим:

$$\bar{W} = -hv \frac{d}{dx} \ln \frac{1}{1 - e^{-x}} = \frac{1}{e^x - 1} = \frac{hv}{e^{\frac{hv}{kT}} - 1}.$$

А для спектральной плотности энергетической светимости, согласно (9.4):

$$r_v^* = \frac{2\pi v^2}{c^2} \frac{hv}{e^{kT} - 1}. \quad (9.7)$$

Здесь h – универсальная постоянная, получившая название *постоянной Планка*. Формула (9.7) получила название *формулы Планка* для испускательной способности абсолютно черного тела.

В области малых частот, т. е. при условии, что квант энергии hv во много раз меньше средней энергии осциллятора,

$$hv \ll kT \Rightarrow e^{\frac{hv}{kT}} - 1 \approx 1 + \frac{hv}{kT} - 1 = \frac{hv}{kT},$$

и из формулы Планка (9.7) следует формула Рэля – Джинса.

В области высоких частот $hv \gg kT$ (единицей пренебрегается) получим формулу Вина для испускательной способности абсолютно черного тела.

Из формулы Планка можно получить закон Стефана – Больцмана. Интегральная испускательная способность абсолютно черного тела:

$$R_3 = \int_0^{\infty} \frac{2\pi v^2}{c^2} \frac{hvdv}{e^{kT} - 1}. \quad (9.8)$$

Обозначим $\frac{hv}{kT} = x$, тогда $dx = \frac{hdv}{kT}$ и $dv = \frac{kTdx}{h}$. Подставив эти выражения в (9.8), получим:

$$R_3 = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} T^4 \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \sigma T^4.$$

Здесь

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} \quad (9.9)$$

есть постоянная Стефана – Больцмана, так как

$$\int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15}.$$

Из (9.9) получим постоянную Планка:

$$h = \pi k \sqrt{\frac{2\pi^2 k}{15c^2 \sigma}}. \quad (9.10)$$

Из соотношения (9.10) Планк впервые определил величину постоянной h . По современным данным, $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с.

Из формулы Планка можно также получить закон смещения Вина. Найдем выражение для испускательной способности абсолютно черного тела r_λ^* через длину волны λ . Для этого формулу (9.7) представим в виде:

$$r_\lambda^* = \frac{dW}{d\lambda} = \frac{dW}{dv} \frac{dv}{d\lambda} = \frac{dW}{dv} \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{c}{\lambda} \right) = -\frac{c}{\lambda^2} \frac{dW}{dv} = -\frac{c}{\lambda^2} r_\nu^*.$$

Знак минус означает, что изменение r_λ^* с длиной волны противоположно по знаку изменению r_ν^* с частотой. Поэтому для записи формулы Планка можно использовать модуль r_λ^* :

$$r_\lambda^* = \frac{c}{\lambda^2} r_\nu^* = \frac{2\pi}{c^2} \left(\frac{c^2}{\lambda^2} \right) \frac{c}{\lambda^2} \frac{h \frac{c}{\lambda}}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}.$$

Продифференцируем последнее выражение по λ :

$$\frac{\partial r_\lambda^*}{\partial \lambda} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^6 \left(e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1 \right)} \left[\frac{\frac{hc}{kT\lambda} e^{\frac{hc}{\lambda kT}}}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} - 5 \right].$$

Длину волны λ_m , соответствующую максимальному значению r_λ^* , найдем, приравняв нулю эту производную и введя обозначение $x = hc/(kT\lambda_m)$:

$$xe^x - 5e^x + 5 = 0.$$

Это трансцендентное уравнение имеет единственный корень, равный 4,965. Следовательно, λ_m удовлетворяет закону смещения Вина:

$$\lambda_m T = \frac{hc}{4,965k} = b = 2,910^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}.$$

Отсюда:

$$h = 4,965 \frac{bk}{c}.$$

Эта формула позволяет определить постоянную Планка по известному из опыта значению постоянной Вина.

2. Оптическая пирометрия. Определение радиационной, яркостной и цветовой температур нагретых тел

Совокупность методов измерения высоких температур, основанных на использовании зависимости испускательной способности исследуемого тела (или его интегральной испускательной способности) от температуры, называется оптической пирометрией. Приборы, применяемые для этой цели, называются *пирометрами излучения*.

Различают два типа пирометров излучения – *радиационные* и *оптические*.

В радиационном пирометре регистрируется суммарное тепловое излучение исследуемого нагретого тела во всем интервале частот от 0 до бесконечности.

В оптическом пирометре излучение регистрируется в каком-либо одном или двух узких участках спектра.

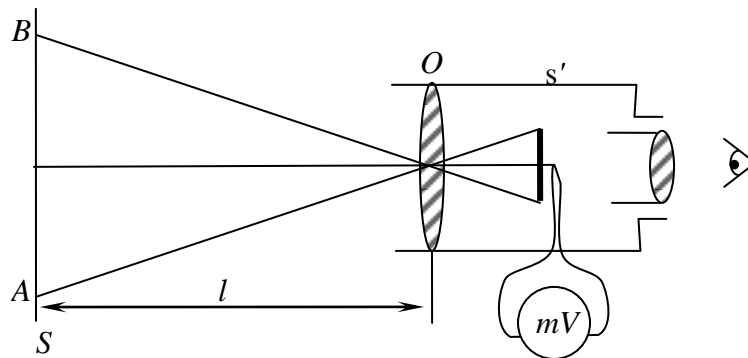


Рис. 9.1

Принцип действия радиационного пирометра заключается в следующем. Изображение участка AB светящейся поверхности S тела проектируется с помощью линзы O на пластинку s' , изготовленную из платиновой фольги с зачерненной поверхностью (рис. 9.1). В пластинке заложены горячие спаи термопар. Холодные спаи термопар выведены во внешнюю часть прибора и находятся при комнатной температуре. Температура нагрева пластинки и термоЭДС в цепи термопар зависят только от интегральной испускательной способности R_Σ исследуемого тела. Шкала милливольтметра градуируется по излучению абсолютно черного тела в $^{\circ}\text{C}$ (или в $^{\circ}\text{K}$). Поэтому для произвольного излучателя пирометр позволяет определить *радиационную температуру* T_p , т. е. такую температуру абсолютно черного тела, при которой его интегральная испускательная способность $R_\Sigma^*(T_p)$ равна интегральной испускательной способности $R_\Sigma(T)$ исследуемого тела. Для нахождения истинной тем-

пературы T тела, не являющегося абсолютно черным, вводится понятие *коэффициента черноты* α , который определяется формулой:

$$R_3(T) = \alpha \sigma T^4.$$

Тогда по определению

$$R_3(T) = \alpha \sigma T^4 = \sigma T_p^4.$$

Из последнего равенства следует формула для вычисления температуры тела:

$$T = \frac{T_p}{\sqrt[4]{\alpha}}. \quad (9.11)$$

Оптический пирометр позволяет определить температуру тела по величине потока излучения на некотором узком участке спектра. Температура $T_я$ абсолютно черного тела, при которой его испускательная способность r_{λ}^* для монохроматического света с длиной волны λ_0 равна испускательной способности r_{λ} исследуемого тела, называется *яркостной температурой*:

$$r_{\lambda_0}^*(T_я) = r_{\lambda_0}(T), \quad (9.12)$$

где T – истинная температура тела.

Температуру абсолютно черного тела можно определить по формуле (9.7), зная частоту и испускательную способность на этой частоте. Для тела, которое не является абсолютно черным, для измерения яркостной температуры применяется *пирометр с исчезающей нитью* (рис. 9.2).

С помощью объектива O изображение светящейся поверхности исследуемого тела совмещается с плоскостью нити накала лампы $Л$. Нить и изображение тела рассматриваются через окуляр O_1 и светофильтр Φ , пропускающий красный свет с длиной волны 660 нм. Яркость накала нити регулируется путем изменения идущего по ней тока с помощью реостата R .

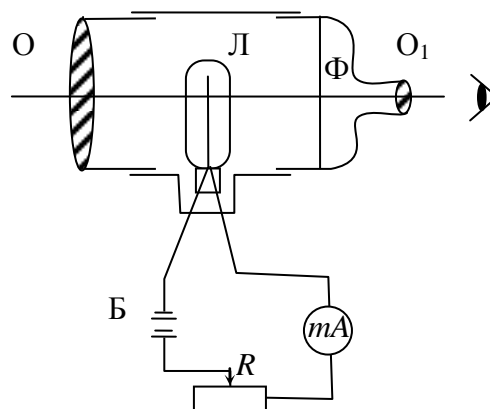


Рис. 9.2

Силу тока в цепи нити подбирают так, чтобы нить не была видна на фоне поверхности исследуемого тела, т. е. чтобы испускательные способности нити и поверхности были одинаковы на некоторой длине волны (например, 660 нм). Из закона Кирхгофа следует, что

$$r_{\lambda_0}(T) = a_{\lambda_0}(T)r_{\lambda_0}^*(T), \quad (9.13)$$

где $a_{\lambda_0}(T)$ – поглощательная способность исследуемого тела для монохроматического света при температуре T , а $r_{\lambda_0}^*(T)$ – испускательная способность абсолютно черного тела для тех же значений длины волны и температуры. Выразив из (9.13) $a_{\lambda_0}(T)$ и используя равенство (9.12), получим

$$a_{\lambda_0}(T) = \frac{r_{\lambda_0}^*(T_{\text{я}})}{r_{\lambda_0}^*(T)}.$$

Из формулы Планка, записанной через длины волн, следует формула для определения истинной температуры тела по его яркостной температуре (необходимо знать поглощательную способность тела $a_{\lambda_0}(T)$):

$$a_{\lambda_0}(T) = \frac{e^{\frac{hc}{kT\lambda_0}} - 1}{e^{\frac{hc}{kT_{\text{я}}\lambda_0}} - 1}. \quad (9.14)$$

Распределение энергии в спектре излучения серого тела такое же, как и в спектре абсолютно черного тела, имеющего ту же температуру, так как отношение $r_{\lambda}(T)/r_{\lambda}^*(T)$ не зависит от длины волны λ . Поэтому для серых тел справедлив закон смещения Вина и, зная λ_m , можно из формулы (8.11) определить температуру этих тел:

$$T_{\text{ц}} = \frac{b}{\lambda_m}.$$

Эта температура называется *цветовой*.

К несерым телам закон Вина неприменим. Однако, если исследуемое тело слабо отличается от серого, то его истинная температура T близка к цветовой температуре $T_{\text{ц}}$, которая находится из условия, согласно которому поглощательная способность $a = \text{const}$:

$$\frac{r_{\lambda_1}^*(T_{\text{ц}})}{r_{\lambda_2}^*(T_{\text{ц}})} = \frac{r_{\lambda_1}(T)}{r_{\lambda_2}(T)},$$

где λ_1 и λ_2 – два определенных значения длины волны света. Обычно определяется отношение испускательных способностей за красным ($\lambda_1 = 655$ нм) и синим ($\lambda_2 = 470$ нм) светофильтрами.

ЛЕКЦИЯ 10

КОРПУСКУЛЯРНЫЕ СВОЙСТВА СВЕТА

1. Внешний фотоэффект, его наблюдение и законы. Фотоэлементы, фотоумножители и их применение.
2. Масса и импульс фотона. Эффект Комптона и его теория.
3. Давление света. Квантовое и волновое объяснения давления света.

1. Внешний фотоэффект, его наблюдение и законы

Внешний фотоэффект – явление вырывания электронов с поверхности металла под действием падающего света. Был открыт Герцем в 1887 г. и изучен Столетовым. Установка для изучения фотоэффекта представлена на рис. 10.1.

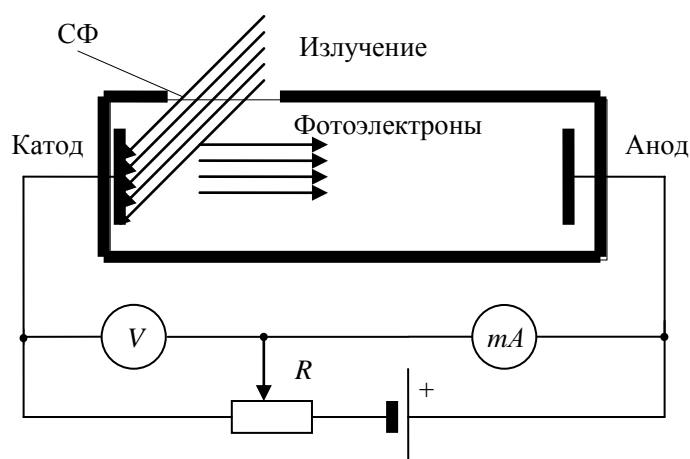


Рис. 10.1

В стеклянный баллон, из которого выкачан воздух (для того, чтобы столкновения электронов с молекулами газа не вносили осложнения в наблюдаемые явления, а также для того, чтобы предохранить электроды от окисления), помещаются два электрода. Внутри баллона на один из электродов падает свет через кварцевое «окошко», прозрачное не только для видимого света, но и для ультрафиолетового излучения. Излучение с определенной длиной волны выделялось с установленным перед окном светофильтром СФ. На электроды подается напряжение, которое можно менять с помощью потенциометра R и

измерять вольтметром V . К освещаемому электроду (катод К) присоединяют отрицательный полюс батареи. Под действием света этот электрод испускает электроны, которые при движении в электрическом поле образуют электрический ток. При малых напряжениях не все вырванные светом электроны достигают другого электрода (анод А). График зависимости фототока от приложенного напряжения представлен на рис. 10.2.

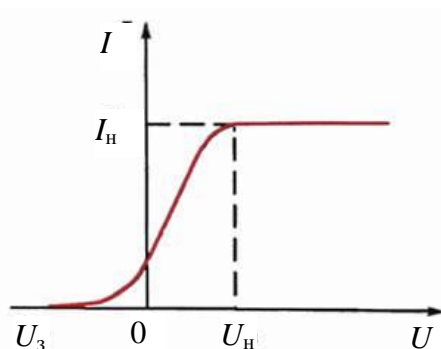


Рис. 10.2

Из графика вытекает следующее.

1. При некотором значении напряжения между электродами $U_н$ сила фототока перестает зависеть от напряжения. Максимальное значение силы тока $I_н$ называется *током насыщения*. При насыщении все электроны, покинувшие за 1 с поверхность металла, за это же время попадают на анод. Поэтому по силе фототока насыщения можно судить о числе фотоэлектронов, вылетающих с катода в единицу времени.

2. Сила фототока отлична от нуля и при нулевом напряжении. Это означает, что часть вырванных светом электронов достигает анода A и при отсутствии напряжения, т. е. фотоэлектроны при вылете из катода обладают кинетической энергией.

3. Если катод соединить с положительным полюсом источника тока, а анод – с отрицательным, то в электростатическом поле между электродами фотоэлектроны будут тормозиться, а сила фототока уменьшаться при увеличении значения этого отрицательного напряжения. При некотором значении отрицательного напряжения $U_з$ (его называют *задерживающим напряжением*) фототок прекращается. Это значит, что электрическое поле тормозит вырванные электроны до полной остановки, а затем возвращает их на электрод.

Количественная обработка данных позволила установить следующие экспериментальные законы фотоэффекта.

1. Максимальная начальная скорость фотоэлектронов определяется частотой света и не зависит от его интенсивности.

2. Для каждого вещества существует красная граница фотоэффекта, т. е. минимальная частота ν_0 , при которой еще возможен фотоэффект (ν_0 зависит от химической природы катода и состояния его поверхности).

3. Фототок насыщения пропорционален интенсивности света, падающего на катод.

Установленные зависимости фотоэффекта не укладываются в рамки классических представлений. Кинетическая энергия, с которой вырывается электрон из металла, должна была бы зависеть от интенсивности падающего света, так как с увеличением последней электрону должна передаваться большая энергия. Однако этот вывод противоречит 2 закону фотоэффекта. По волновой теории, энергия, передаваемая электронам, пропорциональна интенсивности света, поэтому свет любой частоты, но достаточно большой интенсивности должен был бы вырывать электроны из металла, и тогда красной границы фотоэффекта не должно быть.

Волновая теория также не смогла объяснить безынерционность фотоэффекта, установленную опытами.

Для объяснения фотоэффекта Эйнштейн выдвинул гипотезу, согласно которой свет не только испускается порциями (квантами), но и поглощается порциями.

Согласно Эйнштейну, энергия поглощается электроном в виде порции, или кванта, $h\nu$. Часть этой энергии, равной работе выхода A , затрачивается на то, чтобы электрон мог покинуть тело. Если электрон освобождается светом не у самой поверхности, а на глубине, то часть энергии, равная E_1 , может быть потеряна вследствие случайных столкновений в веществе. Остаток энергии равен кинетической энергии $E_{\text{кин}}$. По закону сохранения энергии должно выполняться соотношение:

$$h\nu = mv^2/2 + A, \quad (10.1)$$

которое называется формулой Эйнштейна.

Внешний фотоэффект нашел применение в фотоумножителях, широко применяемых в фотоэлектронной аппаратуре (в электронно-оптических преобразователях, в качестве детекторов ядерных излучений, в устройствах сигнализации и автоматики).

Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) – электровакуумный прибор, в котором поток электронов, излучаемый фотокатодом под действием оптического излучения (фототок), усиливается в умножитель-

ной системе в результате *вторичной электронной эмиссии*. Это явление состоит в том, что при бомбардировке поверхности твердого тела возникают упруго и неупруго отраженные электроны, поток которых может превышать падающий поток. В результате ток в цепи анода (коллектора вторичных электронов) значительно превышает первоначальный фототок (обычно в 10^5 раз и выше).

Фотоэлектронный умножитель (рис. 10.3) состоит из входной (катодной) камеры (образуется поверхностями фотокатода, фокусирующих электродов, первого динода), умножительной динодной системы, анода и дополнительных электродов. Все элементы размещаются в вакуумном корпусе (баллоне).

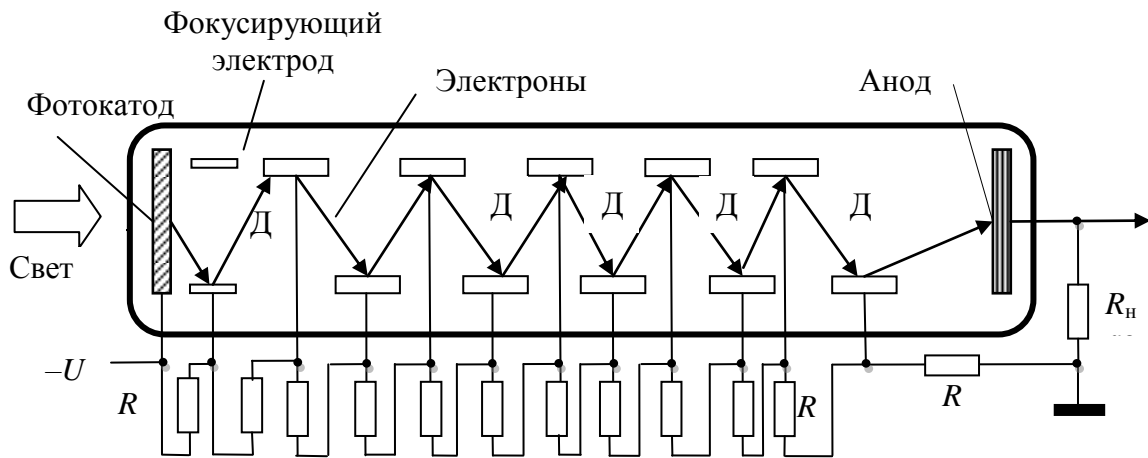


Рис. 10.3

Наиболее распространены ФЭУ, в которых усиление потока электронов осуществляется при помощи нескольких специальных электродов динодов (Д), обладающих коэффициентом вторичной эмиссии больше 1. Для фокусировки и ускорения электронов на анод и диноды подается высокое напряжение ($U = 600\text{--}3000\text{ В}$) через делитель напряжения из сопротивлений R . Иногда также применяется магнитная фокусировка либо фокусировка в скрещенных электрическом и магнитном полях.

2. Масса и импульс фотона. Объяснение фотоэффекта. Эффект Комптона и его теория

2.1. Масса и импульс фотона. Объяснение фотоэффекта.

Формула для массы фотона может быть непосредственно получена из формулы, выражающей взаимосвязь массы и энергии в теории относительности:

$$m = \frac{h\nu}{c^2}, \quad (10.2)$$

где h – постоянная Планка.

Масса фотона существенно отличается от массы макроскопических тел и масс других «элементарных» частиц. Это отличие состоит в том, что фотон не обладает массой покоя m_0 .

Импульс фотона p_ϕ и его энергия ε_ϕ в соответствии с известной формулой из теории относительности связаны соотношением

$$E_\phi = c\sqrt{p_\phi^2 + m_0^2 c^2}.$$

Для фотона $m_0 = 0$:

$$p_\phi = \frac{E_\phi}{c} = \frac{h\nu}{c} = mc, \quad (10.3)$$

где m – масса фотона. Если ввести волновое число $k = 2\pi/\lambda$, то выражение (10.3) можно переписать в форме

$$p_\phi = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2\pi} k.$$

Импульс фотона является векторной величиной. Направление импульса совпадает с направлением распространения света, характеризуемым волновым вектором \vec{k} , который численно равен волновому числу. Следовательно,

$$\vec{p}_\phi = \frac{h\vec{k}}{2\pi}.$$

Таким образом, фотон, подобно любой движущейся частице или телу, обладает энергией, массой и импульсом. Все эти три корпускулярные характеристики фотона связаны с волновой характеристикой света – его частотой ν .

С квантовой точки зрения рассеяние света, как и фотоэффект, является результатом взаимодействия фотонов падающего на вещество излучения с электронами этого вещества. При этом взаимодействии должны выполняться законы сохранения энергии и импульса в системе «вещество – излучение», которую можно считать замкнутой. Если фотон падает на покоящийся свободный электрон вещества и поглощается им, то:

$$(m - m_0)c^2 = h\nu,$$

$$m\nu = \frac{h\nu}{c}.$$

Первое уравнение выражает закон сохранения энергии, второе – закон сохранения импульса. Здесь m и v – масса и скорость электрона после поглощения фотона, а m_0 – масса покоя электрона. С учетом релятивистской зависимости m от v эти уравнения можно переписать в виде:

$$m_0c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right) = hv, \quad \frac{m_0v}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \frac{hv}{c}. \quad (10.4)$$

Эти два равенства не могут выполняться одновременно при произвольных значениях v , отличных от 0 и ∞ . Таким образом, фотоэлектрическое поглощение света свободными электронами невозможно, так как оно противоречит законам сохранения энергии и импульса. Фотоэффект может происходить только на «связанных» электронах, находящихся, например, в атоме газа, твердом теле и т. д. Для связанных электронов уравнения (10.4) принимают вид:

$$m_0c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right) + W = hv, \quad \frac{m_0v}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} + p = \frac{hv}{c}, \quad (10.5)$$

где W – энергия связи электрона с системой, в которой он находится (атом, молекула, ион, в металле – это работа выхода), p – импульс, передаваемый этой системе при фотоэффекте.

Очевидно, что при $(hv - W) \ll m_0c^2$, $v \ll c$:

$$m_0c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right) \approx \frac{mv^2}{2}.$$

Тогда первое уравнение (10.5) совпадает с уравнением Эйнштейна (10.1) для внешнего фотоэффекта ($hv = mv^2/2 + A$).

2.2. Эффект Комптона

Квантовые свойства света проявляются в явлении, обнаруженном А. Комптоном при наблюдении рассеяния монохроматических рентг-

геновских лучей «легкими» веществами (графит, парафин и др.). Схема опыта Комптона представлена на рис. 10.4.

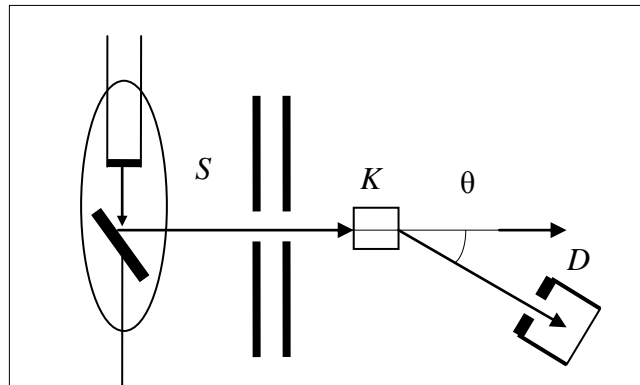


Рис. 10.4

Узкий пучок монохроматических рентгеновских лучей от источника S (рентгеновской трубки) падает на «легкое» рассеивающее вещество K и после рассеяния на угол θ попадает в рентгеновский спектрограф D , где измеряется длина волны рассеянного излучения. Опыты Комптона показали, что длина волны рассеянного излучения λ_1 больше длины волны падающего излучения λ , причем разность $\Delta\lambda$ равна

$$\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_0 = 2\lambda_k \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (10.6)$$

где λ_k – комптоновская длина волны. Это явление получило название *эффекта Комптона*: рентгеновский фотон рассеивается на электроне, электрон приобретает некоторую энергию и импульс, в результате чего длина волны рассеянного фотона увеличивается.

Классическая волновая теория рассеяния света оказалась бессильной в объяснении эффекта Комптона. Согласно этой теории, рассеяние света связано с возникновением в веществе под действием падающего света вторичных электромагнитных волн той же частоты (длины волны). Для рассеяния света на электронах вещества условие «связанности» электронов обязательным не является, рассеяние света может происходить и на свободных электронах.

Рассмотрим снова взаимодействие падающего фотона, обладающего импульсом $p_\phi = \hbar k = h\nu/2\pi$ и энергией $E_\phi = h\nu$ со свободным покоящимся электроном, имеющим энергию покоя $W_0 = m_0c^2$. Пусть фотон рассеивается на электроне: в результате модуль импульса и энергия фотона $E_{\phi 1}$ становятся равными $p_{\phi 1}$ и $cp_{\phi 1}$ соответственно. Элек-

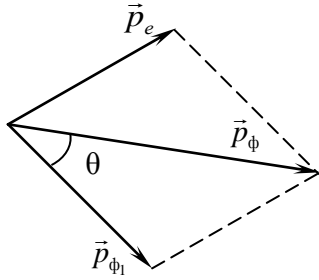


Рис. 10.5

трон при этом приобретает импульс по модулю, равный p_e , и энергию $W = c\sqrt{p_e^2 + m_0^2 c^2}$. Векторная диаграмма импульсов при рассеянии изображена на рис. 10.5. Запишем выражения для законов сохранения энергии и импульса для системы «фотон – электрон»:

$$W_0 + E_\phi = W + E_{\phi 1}, \quad (10.7)$$

$$\vec{p}_\phi = \vec{p}_e + \vec{p}_{\phi 1}.$$

Первое выражение (10.7) перепишем в виде:

$$m_0 c^2 + cp_\phi = c\sqrt{p_e^2 + m_0^2 c^2} + cp_{\phi 1}. \quad (10.8)$$

Учтем, что

$$\vec{p}_e^2 = (\vec{p}_\phi - \vec{p}_{\phi 1})^2 = p_\phi^2 - 2p_\phi p_{\phi 1} \cos\theta + p_{\phi 1}^2, \quad (10.9)$$

а также то, что $p_\phi = hv/c$ и $p_{\phi 1} = hv_1/c$.

Решив систему (10.7) с учетом (10.8) и (10.9), получим:

$$v = \frac{m_0 c^2}{m_0 c^2 + hv(1 - \cos\theta)}. \quad (10.10)$$

Из формулы (10.10) можно вычислить изменение длины волны, происходящее при комптоновском рассеянии. Подставим в (10.10) $v = c/\lambda$ и после преобразований получим:

$$\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_0 = 2 \frac{h}{mc} \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (10.11)$$

Из этой формулы следует:

1) увеличение длины волны при эффекте Комптона зависит только от угла рассеяния θ . Наибольшее увеличение длины волны происходит при $\theta = \pi$, т. е. в случае, когда фотон рассеивается в сторону, противоположную первоначальному направлению движения;

2) наибольшую кинетическую энергию электрон отдачи также приобретает при рассеянии фотона назад: $\theta = \pi$;

3) разность $\Delta\lambda$ не зависит от длины волны падающего света и свойств рассеивающего вещества.

Из сопоставления формул (10.6) и (10.9) следует, что комптоновская длина волны

$$\lambda_k = \frac{h}{mc} = 2,426 \cdot 10^{-12} \text{ м.}$$

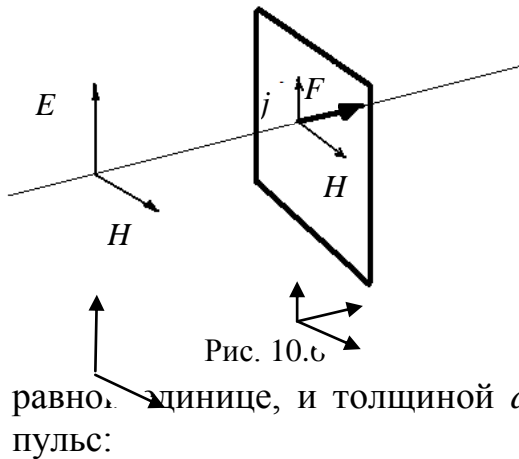
Эффект Комптона является одним из основных механизмов, определяющих потери энергии при прохождении гамма-излучения через вещество. Например, комптоновское поглощение дает основной вклад в потери энергии фотонами в свинце при их энергии 0,5–5 МэВ, а в воздухе этот энергетический интервал составляет 0,1–20 МэВ.

Если электрон, на котором рассеивается фотон, не покоится, а является ультрарелятивистским с энергией, превосходящей энергию фотона, то при столкновении электрон теряет, а фотон приобретает энергию и длина волны света при столкновении уменьшается (частота увеличивается). Такое явление называется *обратным комптон-эффектом*. Обратный эффект Комптона является главным механизмом потерь энергии электронами, движущимися в магнитном поле космических радиоисточников. Он является также причиной возникновения изотропного рентгеновского космического излучения с энергией 50–100 кэВ, представляющего собой фотоны отдачи при рассеянии релятивистских электронов на микроволновом космическом фоновом излучении.

3. Давление света. Квантовое и волновое объяснения давления света

Одним из экспериментальных подтверждений корпускулярной природы света и наличия у фотонов импульса является существование светового давления. Существование давления света показывает, что поток излучения обладает не только энергией, но и импульсом, а следовательно, и массой.

Поглощаясь в каком-либо теле, электромагнитная волна сообщает этому телу некоторый импульс, т. е. оказывает на него давление. Это можно показать на следующем примере. Пусть плоская волна падает по нормали на плоскую поверхность слабо проводящего тела, значения ε и μ которого равны единице (рис. 10.6). Электрическое поле волны возбуждает в объеме dV тела ток плотности $j = \sigma E$. Магнитное поле волны с индукцией B будет действовать на этот ток с силой, величину которой в расчете на единицу объема тела можно найти по формуле (закон Ампера):



$$\vec{F} = id\vec{l} \times \vec{B} = \vec{j}dV \times \vec{B} \Rightarrow \vec{f} = \frac{d\vec{F}}{dV} = \vec{j} \times \vec{B}$$

Направление этой силы, как видно из рис. 10.6, совпадает с направлением распространения волны. Поверхностному слою с площадью, равно. единице, и толщиной dl сообщается в единицу времени импульс:

$$dK = fdt = jBdt \quad (10.12)$$

(векторы \vec{j} и \vec{B} взаимно перпендикулярны, поэтому векторное произведение заменено на скалярное). В этом же слое в единицу времени поглощается энергия

$$dW = jEdt, \quad (10.13)$$

выделяющаяся в виде тепла.

Возьмем отношение (10.12) и (10.13):

$$\frac{dK}{dW} = \frac{K}{W} = \frac{B}{E} = \frac{\mu_0 \left(\frac{\sqrt{\epsilon_0} E}{\sqrt{\mu_0}} \right)}{E} = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = \frac{1}{c},$$

где c – скорость света в вакууме.

Отсюда следует, что электромагнитная волна, несущая энергию W , обладает импульсом

$$K = \frac{1}{c}W. \quad (10.14)$$

Из (10.14) следует, что плотность импульса \tilde{K} (т. е. импульс единицы объема) электромагнитного поля равна

$$\tilde{K} = \frac{1}{c}w, \quad (10.15)$$

где w – объемная плотность энергии волны.

Пусть падающая нормально на некоторое тело электромагнитная волна полностью поглощается этим телом. Тогда единице поверхности тела сообщается в единицу времени импульс волны, заключенный в объеме (например, цилиндре) с площадью основания, равной едини-

це, и высотой c . Согласно (10.13) этот импульс равен $(w/c)c = w$. Вместе с тем импульс, сообщаемый единице поверхности в единицу времени, равен давлению p на поверхность. Следовательно, в случае полностью поглощающей поверхности $p = w$. Для идеально отражающей поверхности давление будет в два раза больше.

Таким образом, согласно электромагнитной теории света, давление, которое оказывает на поверхность тела плоская электромагнитная волна, падающая перпендикулярно к поверхности, равно плотности электромагнитной энергии около поверхности. Эта энергия складывается из энергии падающих и энергии отраженных от тела волн. Если мощность электромагнитной волны, падающей на 1 м^2 поверхности тела, равна I , коэффициент отражения электромагнитной энергии от поверхности тела равен R , то вблизи поверхности плотность энергии

$$u = I(1+R) / c. \quad (10.16)$$

Например, плотность потока энергии солнечного излучения, проходящего на Землю, равна $1,4 \text{ кВт/м}^2$, следовательно, для абсолютной поглощающей поверхности (когда $R = 0$) $p = 4,3 \cdot 10^{-6} \text{ Н/м}^2$. Общее давление солнечного излучения на Землю равно $6 \cdot 10^8 \text{ Н}$, что в 10^{13} раз меньше силы притяжения Солнца.

С квантовой точки зрения, давление света на поверхность обусловлено тем, что при соударении с этой поверхностью каждый фотон передает ей свой импульс. Так как фотон может двигаться только со скоростью света в вакууме, то отражение света от поверхности тела следует рассматривать как процесс «переизлучения» фотонов. Падающий фотон поглощается поверхностью, а затем вновь излучается ею с противоположным направлением импульса.

Рассмотрим световое давление, которое оказывает на поверхность тела поток монохроматического излучения, падающего перпендикулярно поверхности.

Пусть в единицу времени на единицу площади поверхности тела падает n фотонов. Если коэффициент отражения света от поверхности тела равен R , то Rn фотонов отражается, а $(1 - R)n$ – поглощается. Каждый отраженный фотон передает стенке импульс, равный $2p_{\phi} = 2hv/c$ (при отражении импульс фотона изменяется на $-p_{\phi}$). Каждый поглощенный фотон передает стенке свой импульс $p_{\phi} = hv/c$. Давление света на поверхность равно импульсу, который передают поверхности за 1 с все n фотонов:

$$p = \frac{2hv}{c} Rn + \frac{hv}{c} (1 - R)n$$

или

$$p = \frac{nh\nu}{c}(1 + R) = \frac{I}{c}(1 + R) = \frac{w}{c}(1 + R), \quad (10.17)$$

где $I = nh\nu$ – энергия всех фотонов, падающих на единицу поверхности за единицу времени, т. е. интенсивность света, а $w = I/c$ – объемная плотность энергии падающего излучения.

Измерить световое давление удалось П. Н. Лебедеву. Выполнив тончайшие опыты, Лебедев в 1900 г. измерил давление света на твердые тела и экспериментально подтвердил формулу (10.15). Результаты экспериментов Лебедева и более поздних исследователей полностью согласуются со значением давления света, определенным на основе электромагнитной теории света, что явилось еще одним важным подтверждением теории электромагнитного поля.

Величина давления света даже для самых сильных источников света (Солнце, электрическая дуга) ничтожно мала и маскируется в земных условиях побочными явлениями, которые могут превышать в тысячи раз величину давления света. Основной частью прибора Лебедева служили плоские легкие крылышки (диаметром 5 мм) из различных металлов (платина, алюминий, никель) и слюды (рис. 10.8).

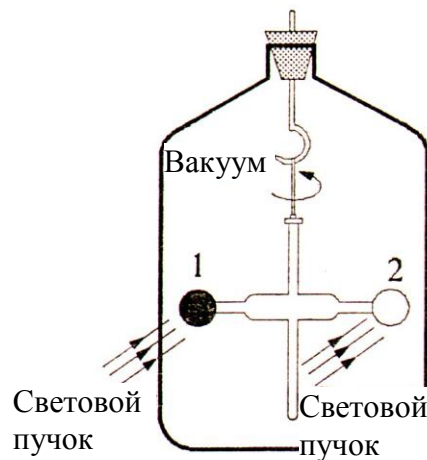


Рис. 10.8

Крылышки подвешивались на тонкой стеклянной нити и помещались внутри стеклянного сосуда, из которого выкачивался воздух. На крылышки с помощью специальной оптической системы и зеркал направлялся свет от сильной электрической дуги. Световое давление на крылышки определялось по углу закручивания нити подвеса.

Давление света очень мало. Поэтому приняты меры, чтобы исключить влияние на крылышки всех других факторов. Влияние кон-

векционных токов воздуха было исключено Лебедевым путем создания в баллоне достаточно глубокого вакуума. Кроме того, чтобы учесть влияние конвекционных потоков, измерялись углы закручивания нити при освещении крылышка с противоположных сторон и определялось их среднее значение.

Так как температуры освещенной и неосвещенной поверхностей крылышек несколько различаются, то возникают *радиационные силы*. Молекулы газа, отраженные от более нагретой (освещенной) стороны, имеют больший импульс, чем отраженные от менее нагретой. При отражении молекул крылышки получают дополнительный импульс. Для уменьшения этого эффекта в баллоне создается глубокий вакуум. Кроме того, чтобы уменьшить разность температур, используются очень тонкие крылышки (толщиной 0,01–0,1 мм).

Давление света на зеркальное крылышко (с коэффициентом отражения R близко к 1) оказалось вдвое большим, чем давление на зачерненное крылышко (R близко к 0), что соответствует расчетам волновой теории.

ЛИТЕРАТУРА

1. Курс физики: учеб. пособие для ВТУЗов / А. А. Детлаф [и др.]. – М.: Высш. шк., 1989, 2000.
2. Наркевич, И. И. Физика для ВТУЗов / И. И. Наркевич, Э. И. Волмянский, С. И. Лобко. – Минск: Новое знание, 2004. – 680 с.
3. Трофимова, Т. И. Курс физики: учеб. пособие / Т. И. Трофимова. – М.: Высш. шк., 1998. – 542 с.
4. Савельев, И. В. Курс общей физики: в 3 т. / И. В. Савельев. – М.: Наука, 1987. – 3 т.

Учебное издание

Мадьяров Владимир Рафкатович

ФИЗИКА

В 5-ти частях

Часть 4. Геометрическая, волновая и квантовая оптика

Тексты лекций

Редактор *М. Д. Панкевич*

Компьютерная верстка *Я. Ч. Болбот*

Корректор *М. Д. Панкевич*

Издатель:

УО «Белорусский государственный технологический университет».

ЛИ № 02330/0549423 от 08.04.2009.

Ул. Свердлова, 13а, 220006, г. Минск.