

Некоммерческое Партнерство  
Региональный Научно-Образовательный Центр  
"Логос"

## ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

*2009–2010 учебный год*

Ярославль 2009

## Оглавление

1.	Аннотация . . . . .	3
2.	Математический минимум по теме . . . . .	3
3.	Введение . . . . .	3
3.1.	Световая волна . . . . .	3
3.2.	Интенсивность света . . . . .	5
3.3.	Сложение колебаний . . . . .	6
4.	Интерференция света . . . . .	7
4.1.	Явление интерференции и его описание . . . . .	7
4.2.	Экспериментальные методы наблюдения интерференции света . . . . .	9
4.2.1.	Бипризма Френеля . . . . .	10
4.2.2.	Зеркала Френеля . . . . .	10
4.3.	Количественное описание интерференции . . . . .	11
4.4.	Интерференция света на тонких пленках . . . . .	14
4.4.1.	Полосы равного наклона (интерференция от плоскопараллельной пластинки) . . . . .	16
4.4.2.	Полосы равной толщины (интерференция от пластинки переменной толщины) . . . . .	17
4.4.3.	Кольца Ньютона . . . . .	18
5.	Дифракция света . . . . .	19
5.1.	Явления дифракции. Принцип Гюйгенса-Френеля . . . . .	19
5.2.	Зоны Френеля . . . . .	22
5.3.	Экспериментальные способы наблюдения дифракции света . . . . .	27
5.3.1.	Дифракция от круглого экрана . . . . .	27
5.3.2.	Дифракция от щели . . . . .	29
5.3.3.	Дифракционная решетка . . . . .	31
6.	Поляризация света . . . . .	33
6.1.	Явление поляризации . . . . .	33
6.2.	Способы получения и наблюдения поляризованного света . . . . .	34
6.2.1.	Поляризация при отражении и преломлении . . . . .	34
6.2.2.	Стопа Столегова . . . . .	36
6.2.3.	Поляризация при двойном лучепреломлении . . . . .	36
6.3.	Прохождение света через систему поляроидов (закон Малюса) . . . . .	37

---

7. Длины волн спектральных линий излучения наиболее ярких и часто используемых в экспериментах источников света (значения округлены) . . . . .	39
8. Рекомендуемая литература . . . . .	40
9. Основные формулы по теме . . . . .	40
10. Вопросы . . . . .	42
11. Задачи . . . . .	43

## 1. Аннотация

Данное методическое пособие представляет собой начальный курс по теме "ВОЛНОВАЯ ОПТИКА". В пособии достаточно подробно рассмотрены явления интерференции, дифракции и поляризации света. Описаны основные экспериментальные методы наблюдения этих явлений. Пособие снабжено достаточным количеством физических примеров. Прежде чем приступать к изучению данной темы, желательно изучить тему "КОЛЕБАНИЯ И ПЕРЕМЕННЫЙ ТОК".

Пособие рекомендовано учащимся 11-х классов.

## 2. Математический минимум по теме

Необходимо уметь:

1. Производить простейшие геометрические построения.
2. Производить арифметические операции с числами.

Необходимо знать:

1. Основные тригонометрические соотношения;
2. Теорему синусов и косинусов;
3. Формулу для синуса и тангенса малых углов  
 $\sin \alpha|_{\alpha \ll 1} \approx \operatorname{tg} \alpha|_{\alpha \ll 1} \approx \alpha$ , где  $\alpha$  выражен в радианах.

## 3. Введение

### 3.1. Световая волна

Обычно светом называют *видимое излучение* — то есть воспринимаемые человеческим глазом электромагнитные волны в интервале частот  $(7,5 \cdot 10^{14} - 4,0 \cdot 10^{14})$ , что соответствует длинам волн в вакууме от  $\sim 400$  до  $\sim 760$ . Световые волны различных частот воспринимаются глазом как различные цвета. В физике такое определение света называют определением света в узком смысле.

В широком смысле свет — то же, что и *оптическое излучение*, которое кроме *видимого излучения* включает

*ультрафиолетовое* ( $3,0 \cdot 10^{17} - 7,5 \cdot 10^{14}$ ) и  
*инфракрасное* ( $4,0 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{11}$ ).

В каждой точке пространства, в котором распространяется световая волна непрерывно происходят быстрые взаимосвязанные изменения напряжённости электрического и магнитного поля. Эти изменения происходят так, что векторы напряжённости электрического  $\vec{E}$  и магнитного поля  $\vec{B}$  всегда перпендикулярны направлению распространения волны и друг другу (рис. 3.1).<sup>1</sup>

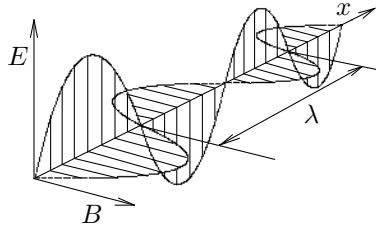


Рис. 3.1

Волны, в которых возмущение направлено перпендикулярно направлению распространения, называются *поперечными*, в отличие от *продольных*, у которых возмущение направлено параллельно направлению распространения волны. Наглядным примером поперечной волны может служить волна, бегущая вдоль струны или каната, возбужденная, например, ударом палки по ней. Смещения, скорости и ускорения точек каната направлены перпендикулярно направлению распространения волны. Примером продольной волны является звуковая волна, связанная с колебательным перемещением частиц газа в направлении распространения волны.

Как показывает опыт, действие света на глаз и на другие приемники обусловлено величиной электрического поля, поэтому именно вектор  $\vec{E}$  называют световым.

Колебания светового вектора в плоской синусоидальной волне, распространяющейся со скоростью  $v$  в направлении оси  $x$ , описывается уравнением:

$$E = E_m \cos(\omega t - kx) = E_m \cos \omega \left( t - \frac{x}{v} \right),$$

<sup>1</sup> на рисунке 3.1 показаны мгновенные значения  $\vec{E}$  и  $\vec{B}$  в точках, расположенных вдоль направления распространения плоскополяризованной световой волны.

где  $E$  — мгновенное значение светового вектора в точке с координатой  $x$ , а  $E_m$  — максимальное значение напряжённости электрического поля,  $\nu = 1/T$  и  $\omega = 2\pi\nu$  линейная и циклическая частота его колебаний,  $T$  — период колебания,  $k = \omega/v = 2\pi/vT = 2\pi/\lambda$  — волновое число. Фаза волны в точке с координатой  $x$  определяется выражением  $\varphi = \omega t - x/\lambda$ .

Этот закон, по которому изменяется во времени и пространстве проекция светового вектора, называется **уравнением световой волны**. Термин "плоская волна" передает тот факт, что волновыми фронтами (т.е. поверхностями  $\varphi = \text{const}$ ) этой волны являются движущиеся в направлении оси  $x$  плоскости.

Свет, имеющий определенную частоту (или длину волны), называется **монохроматическим**. В действительности, строго монохроматического света не существует. Свет реального источника — это совместное излучение множества атомов, каждый из которых излучает самостоятельно в течение очень малого промежутка времени  $\tau \sim 10^{-8}$  с.

Вектор  $\vec{E}$  волны, излученной атомом "за один раз", для каждой точки фронта волны лежит в определенной плоскости. Если колебания светового вектора происходят только в одной проходящей через луч плоскости, то такой свет называют **плоскополяризованным**. Поскольку акты излучения отдельных атомов неупорядочены, то свет от естественных источников содержит колебания вектора  $\vec{E}$  по различным (перпендикулярным лучу) направлениям, быстро и беспорядочно сменяющим друг друга. Такой свет называется **неполяризованным**. Использование специальных, т.н. **оптически активных сред** позволяет получить промежуточный случай **частично поляризованного света**.

### 3.2. Интенсивность света

Для количественной характеристики потока энергии, переносимой электромагнитной волной, вводится понятие интенсивности света  $I$ , в данной точке пространства.

Интенсивностью света называется среднее по времени значение плотности светового потока, то есть среднее по времени количество световой энергии через единицу поверхности площадки, перпендикулярной к направлению распространения волны.

Интенсивность света  $I$  пропорциональна квадрату амплитуды световой волны:

$$I \sim E_m^2$$

Все приборы, реагирующие на свет (их называют фотоприёмниками, в том числе и глаз, выдают отклик (фототок фотоэлемента, почернение фотопластинки, сигнал по главному нерву), определяющийся интенсивностью света и никак не реагируют на фазу колебания.

### 3.3. Сложение колебаний

Для выяснения суммарного эффекта, полученного от сложения нескольких световых волн, необходимо научиться складывать колебания с разной фазой и амплитудой. В наиболее простом виде задача сводится к нахождению колебания, являющегося суперпозицией двух колебаний.

Сложение колебаний можно провести либо аналитически, либо методом векторных диаграмм. Рассмотрим **Аналитический метод** сложения двух гармонических колебаний. Пусть

$$S_1 = E_1 \cos(\omega t - \varphi_1) \quad \text{— уравнение первого колебания;}$$

$$S_2 = E_2 \cos(\omega t - \varphi_2) \quad \text{— уравнение второго колебания.}$$

Результирующее колебание

$$S = E_1 \cos(\omega t - \varphi_1) + E_2 \cos(\omega t - \varphi_2).$$

Используя формулу косинуса разности двух углов, получим:

$$S = (E_1 \cos \varphi_1 + E_2 \cos \varphi_2) \cos \omega t + (E_1 \sin \varphi_1 + E_2 \sin \varphi_2) \sin \omega t.$$

Проведя преобразования с использованием подстановки  $E \cos \varphi = (E_1 \cos \varphi_1 + E_2 \cos \varphi_2)$  и  $E \sin \varphi = (E_1 \sin \varphi_1 + E_2 \sin \varphi_2)$ , получим

$$S = E \cos(\omega t - \varphi),$$

где амплитуда  $E$  и фаза  $\varphi$  результирующего колебания определяются выражениями:

$$E^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (3.1)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{E_1 \sin \varphi_1 + E_2 \sin \varphi_2}{E_1 \cos \varphi_1 + E_2 \cos \varphi_2}.$$

Метод векторных диаграмм для сложения гармонических колебаний был подробно рассматривается в теме “Электромагнитные колебания и переменный ток”.

## 4. Интерференция света

### 4.1. Явление интерференции и его описание

Под *интерференцией света* понимается явление наложения световых волн, при котором в одних местах они усиливают друга друга (образуя максимум интенсивности света), а в других — ослабляют (или гасят) друг друга (образуя минимумы интенсивности света).

Две волны могут создать в некоторой области пространства устойчивую интерференционную картину, если в каждой точке этой области пространства разность фаз этих волн постоянна (не изменяется со временем). В таком случае волны называются **взаимно когерентными**.

Для более глубокого понимания явления рассмотрим вопрос о пространственном перераспределении энергии при интерференции. В основе интерференционных явлений лежит сложение колебаний. Уравнения колебаний, приходящих в данную точку пространства от двух источников волн, могут быть записаны как:

$$S_1 = E_1 \cos(\omega t + \varphi_1); \quad S_2 = E_2 \cos(\omega t + \varphi_2),$$

где  $E_1$  и  $E_2$  — амплитуды колебаний,  $\omega$  — угловая частота,  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  — начальные фазы колебаний, зависящие от путей, пройденных волнами от источника до данной точки. Пользуясь методом векторных диаграмм или аналитическим методом, можно определить амплитуду  $E$  результирующего колебания:

$$E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)}, \quad (4.2)$$

где  $\varphi_1 - \varphi_2 = \Delta\varphi$  — разность фаз складываемых колебаний Интенсивность (то есть энергетическая характеристика волны) результиру-



ющего колебания пропорциональна квадрату амплитуды и, следовательно, также зависит от разности фаз складываемых колебаний:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2).$$

Из этой формулы видно, что максимумы интенсивности света появляются в тех местах, где волны накладываются в одинаковой фазе.

При разности фаз  $\Delta\varphi = 0$  амплитуда суммарного колебания  $E$  определится из равенства (4.2):

$$E^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2.$$

Интересно, что интенсивность результирующего колебания

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}.$$

больше суммы интенсивностей складываемых колебаний.

Следует, однако, подчеркнуть, что здесь не нарушается закон сохранения энергии. Дополнительная "лишняя" энергия не возникла из ничего, а лишь перераспределилась. Из тех точек, где складываемые волны пришли в противофазе ( $\Delta\varphi = \pi$ ) имеем:

$$E^2 = E_1^2 + E_2^2 - 2E_1 E_2, \quad \Rightarrow \quad I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}.$$

Таким образом, при интерференции света происходит перераспределение энергии в пространстве светового потока: в одних местах возникают минимумы, в других — максимумы интенсивности света.

**Пример 1.** Сформулируйте условия, при которых наблюдаются максимум и минимум интенсивности света при интерференции. Постройте график зависимости интенсивности результирующего колебания от разности фаз, если амплитуды складываемых колебаний одинаковы.

**Решение.** Максимум интенсивности наступает при разности фаз  $\Delta\varphi = \pm 2k\pi$  ( $k = 0, 1, 2, \dots$ ), где  $k$  — любое целое число. Если амплитуды складываемых колебаний равны, то суммарная интенсивность света при этом  $I = 4I_0$  — т.е. оказывается в четыре раза больше суммы интенсивностей складываемых колебаний.

При разности фаз  $\Delta\varphi = \pm(2k + 1)\pi$  суммарная интенсивность  $I = 0$  равна нулю.

Зависимость интенсивности сложного колебания от разности фаз составляющих колебаний  $I = f(\varphi_2 - \varphi_1)$  может быть представлена в виде графика (рис. 4.1) Из этого графика видно, что возрастание интенсивности колебаний в одних точках относительно суммы интенсивностей компенсируется таким же уменьшением интенсивности в других точках. Таким образом, световая энергия в области интерференции перераспределяется так, что закон сохранения энергии остается справедливым. ▲

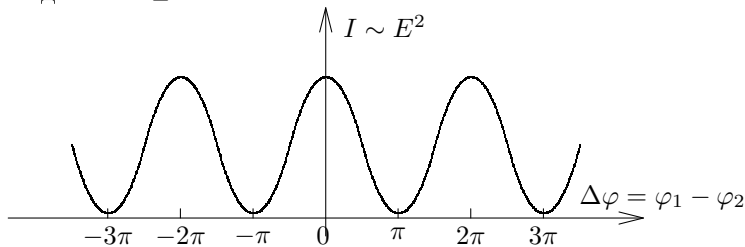


Рис. 4.1

## 4.2. Экспериментальные методы наблюдения интерференции света

Прежде чем перейти к рассмотрению экспериментальных методов наблюдения интерференции света, необходимо выяснить, как преодолевается основная трудность в осуществлении интерференции света — получение когерентных световых волн.

Волны, излучаемые обычными источниками, не согласованы (не когерентны) и приходят в любую точку пространства с хаотично изменяющимися фазами и амплитудами. Поэтому в каждой точке пространства амплитуда результирующей волны хаотично и быстро изменяется. Так как наш глаз обладает инерционностью и регистрирует лишь средние значения амплитуд, то интерференционная картина в этом случае не наблюдается.

Как же можно наблюдать интерференцию света, пользуясь обычными источниками ?

Французский физик Френель предложил остроумный способ получения двух когерентных систем световых волн от одного источника.

Сущность его способа состоит в расщеплении одной световой вол-

ны на две части. Если заставить эти две волны пройти разные пути, а потом наложить их друг на друга, наблюдается интерференция. Рассмотрим как это осуществляется на примере ниже перечисленных методов.

#### 4.2.1. Бипризма Френеля

Бипризма Френеля представляет собой (рис. 4.2) две призмы с очень малыми преломляющими углами, сложенными основаниями.

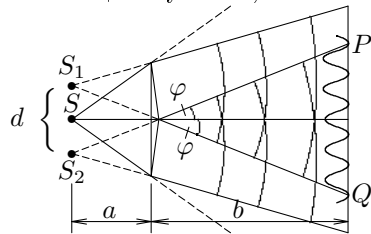


Рис. 4.2

Волна, идущая от источника  $S$ , раздваивается путем преломления в двух половинках бипризмы и доходит до точки экрана по двум различным путям. В той области, где перекрываются обе части волны, наблюдается интерференционная картина.

#### 4.2.2. Зеркала Френеля

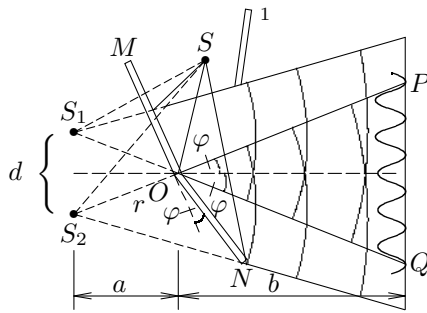


Рис. 4.3

Интерференция света с помощью зеркал Френеля получается при отражении света от двух плоских зеркал, расположенных так, что их отражающие поверхности образуют угол близкий к  $\pi$  (рис. 4.3). Угол

$\varphi$  между плоскостями зеркал очень мал.

Волны, идущие от источника монохроматического света  $S$ , после отражения от зеркал  $M$  и  $N$  представляют собой две системы когерентных волн, исходящих от мнимых источников  $S_1$  и  $S_2$ , которые являются мнимыми изображениями в зеркалах  $M$  и  $N$ . В области перекрытия волн они должны интерферировать.

**Пример 2.** Интерференционный опыт Ллойда (рис. 4.4) состоит в получении на экране картины от источника  $S$  и его мнимого изображения  $S'$  в зеркале  $AO$ . Начертите ход лучей (волновых фронтов) и определите область интерференции.

Чем будет отличаться интерференционная картина от источников  $S$  и  $S'$  по сравнению с картиной, рассмотренной в опытах Френеля с бипризмой?

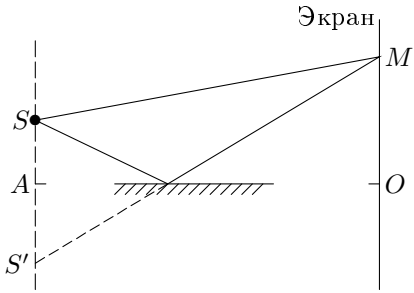


Рис. 4.4

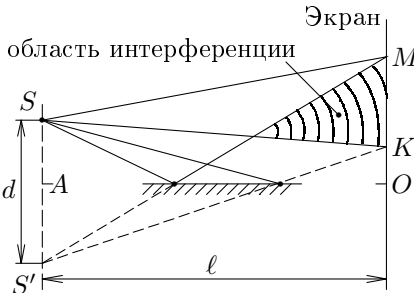


Рис. 4.5

**Решение.** Вторым когерентным источником получается в опыте Ллойда путем отражения лучей от зеркала  $AO$ . При отражении происходит изменение фазы на  $\pi$ . (потеря полуволны), поэтому в точке  $K$ , где должно бы наблюдаться световое пятно, произойдет гашение колебаний — минимум освещенности. По сравнению с бипризмой Френеля вся картина окажется сдвинутой на ширину светлой (или темной) полосы. ▲

### 4.3. Количественное описание интерференции

Решение задач, связанных с особенностями получения и наблюдения интерференционной картины, основывается на результатах, полученных при рассмотрении интерференции света, от двух точечных монохроматических источников  $S_1$  и  $S_2$  (рис. 4.6).

Пусть два когерентных источника света  $S_1$  и  $S_2$  расположены на расстоянии  $d$  друг от друга. На расстоянии  $\ell \gg d$  от источников помещается экран. Выделим точку  $M$  на экране. Волны от источников  $S_1$  и  $S_2$  окажутся в ней, пройдя разные расстояния  $S_1M$  и  $S_2M$ . Опустим из точки  $S_2$  перпендикуляр  $S_2B$  на луч  $S_1M$  и соединим точку  $C$  с точкой  $M$ .

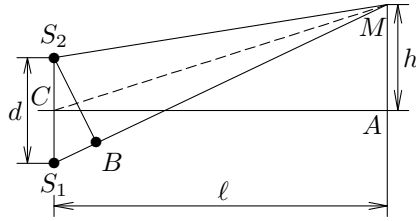


Рис. 4.6

Разность хода волн

$$\Delta\ell = S_1M - S_2M \approx S_1B.$$

Из подобия треугольников  $\triangle S_1S_2B$  и  $\triangle MA$  следует

$$\frac{S_1B}{S_1S_2} = \frac{MA}{CM}.$$

Вследствие малости отрезка  $MA$  по сравнению с отрезком  $CA$  можно считать  $CM = CA$ , и поэтому

$$\frac{S_1B}{S_1S_2} = \frac{MA}{CA}.$$

Обозначив  $S_1S_2 = d$ ;  $CA = \ell$ ,  $MA = h$ , получим, что разность хода волн

$$\Delta\ell = h\frac{d}{\ell}.$$

Если разность хода волн оказывается равной четному числу полуволин

$$\Delta\ell = 2k\frac{\lambda}{2}, \quad \text{где } k = 1, 2, 3, \dots$$

то в точку  $M$  волны придут в одинаковых фазах и усилят друг друга.

Если разность хода волн оказывается равной нечетному числу полуволин

$$\Delta\ell = (2k + 1)\frac{\lambda}{2},$$

то в точку  $M$  волны придут в противоположных фазах и будет наблюдаться гашение света светом — минимум интенсивности.

Величина  $k$  называется порядком интерференционного максимума или минимума. Для двух соседних максимумов (светлых полос) можно написать

$$k\lambda = \frac{h_1 d}{\ell}; \quad (k + 1)\lambda = \frac{h_2 d}{\ell}.$$

Вычитая эти равенства почленно, получим, что длина световой волны

$$\lambda = \frac{(h_2 - h_1)d}{\ell}.$$

Расстояние между двумя соседними максимумами или минимумами называется *шириной интерференционной полосы*, которое равно

$$\Delta h = h_2 - h_1 = \frac{\lambda \ell}{d}.$$

Анализ этой формулы показывает, что

- 1) ширина интерференционных полос пропорциональна длине волны;
- 2) для получения достаточно широких интерференционных полос, различимых глазом, необходимо, чтобы расстояние между когерентными источниками  $d$  было как можно меньше, потому что значения длин волн видимого света очень малы ( $\lambda = 3,9 - 7,5 \cdot 10^{-7}$ ), а расстояние  $\ell$  ограничивается быстрым ослаблением интенсивности интерферирующих волн по мере удаления от источников;
- 3) для белого света, представляющего набор волн со значением длин от  $3900\text{Å} = 3,9 \cdot 10^{-7}$  (фиолетовая граница спектра) до  $7500\text{Å} = 7,5 \cdot 10^{-7}$  (красная граница спектра), интерференционные максимумы имеют вид радужных полос; фиолетовый край каждой полосы, соответствует меньшему значению  $\lambda$ , чем ее красный край, и поэтому внутренняя сторона полосы окрашена в фиолетовый цвет, а наружная — в красный.

**Пример 3.** На бипризму Френеля, изображенную на рис. 4.2, падает свет от источника  $S$ . Световые пучки, преломленные различными гранями призмы, частично перекрываются и дают на экране на участке  $QP$  интерференционную картину. Найти ширину интерференционной полосы  $\Delta h$ , если расстояние от источника до призмы  $a = 1$ , а от призмы до экрана  $b = 4$ , преломляющий угол призмы  $\alpha = 2 \cdot 10^{-3}$ . Стекло, из которого изготовлена призма, имеет показатель преломления  $n = 1,5$  длина световой волны  $\lambda = 6 \cdot 10^{-7}$ .

**Решение.** Ширина интерференционной полосы, как выяснили раньше

$$\Delta h = \frac{\lambda(a+b)}{d},$$

следовательно, нужно предварительно вычислить расстояние  $d$  между мнимыми источниками  $S_1$  и  $S_2$ . Из рисунка следует, что

$$d = 2a \sin \varphi \approx 2a\varphi,$$

так как  $\varphi \approx \sin \varphi$ , вследствие малости угла  $\varphi$ .

Так как преломляющий угол призмы мал (призма тонкая), то  $\varphi = (n-1)\alpha$  и расстояние  $d = 2a(n-1)\alpha$ . Подставляя значение  $d$ , получим

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

$$\Delta h = \frac{6 \cdot 10^{-7} \cdot 5}{2 \cdot 1 \cdot 2 \cdot 10^{-3} \cdot 0,5} = 1,5 \cdot 10^{-3} = 1,5. \blacktriangle$$

#### 4.4. Интерференция света на тонких пленках

В природе часто можно наблюдать радужное окрашивание тонких пленок (масляные пленки на воде, мыльные пузыри, оксидные пленки на металлах), возникающие в результате интерференции света, отраженного поверхностями пленки.

Пусть на плоскопараллельную прозрачную пленку с показателем преломления  $n$  и толщиной  $d$  под углом  $i$  (рис. 4.7) падает плоская монохроматическая волна (для простоты рассмотрим один луч). На поверхности пленки в точке  $O$  луч разделяется на два: частично отражится от верхней поверхности пленки, а частично преломится. Преломленный луч, дойдя до точки  $C$ , частично преломится в воздух

( $n_0 = 1$ ), а частично отразится и пойдет к точке  $B$ . Здесь он опять частично отразится (этот ход луча в дальнейшем из-за малой интенсивности не рассматриваем) и преломится, выходя в воздух под углом  $i$ . Вышедшие из пленки лучи 1 и 2 когерентны, если оптическая разность их хода<sup>2</sup> мала по сравнению с длиной когерентности падающей волны.<sup>3</sup> Если на их пути поставить собирающую линзу, то они сойдутся в одной из точек  $P$  фокальной плоскости линзы и дадут интерференционную картину, которая определяется оптической разностью хода между интерферирующими лучами.

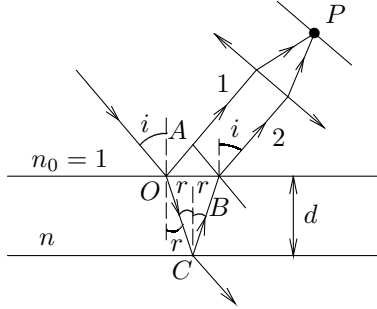


Рис. 4.7

Оптическая разность хода, возникающая между двумя интерферирующими лучами от точки  $O$  до плоскости  $AB$ ,

$$\Delta = n(OC + CB) - (OA \pm \lambda_0/2),$$

где показатель преломления окружающей среды принят равным 1, а член  $\pm \lambda/2$  обусловлен потерей полуволны при отражении света от границы раздела. Если  $n > n_0$ , то потеря полуволны произойдет в точке  $O$  и вышеупомянутый член будет иметь знак минус, если же  $n < n_0$ , то потеря полуволны произойдет в точке  $C$  и  $\lambda/2$  будет иметь знак плюс. Согласно рис. 4.7,  $OC = CB = d/\cos r$ ,  $OA = OB \sin i = 2d \operatorname{tg} r \sin i$ . Учитывая для данного случая закон преломления  $\sin i = n \sin r$ , получим

$$\Delta = 2dn \cos r = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 r} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}.$$

<sup>2</sup>Оптическая разность хода — это произведение длины пути

<sup>3</sup>Длиной когерентности волны называется такое расстояние вдоль направления распространения волны, на котором световые колебания еще могут быть согласованы по фазе



С учетом потери полуволны для оптической разности хода получим

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \lambda_0/2. \quad (4.3)$$

Для случая, изображенного на рис. 4.7 ( $n > n_0$ ),

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \lambda/2.$$

В точке  $P$  будет максимум, если

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda_0/2 = k\lambda_0, \quad (k = 0, 1, 2, \dots), \quad (4.4)$$

и минимум, если

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = (2k + 1)\frac{\lambda_0}{2}, \quad (k = 0, 1, 2, \dots). \quad (4.5)$$

Интерференция наблюдается только, если удвоенная толщина пластинки меньше длины когерентности падающей волны.

#### 4.4.1. Полосы равного наклона (интерференция от плоскопараллельной пластинки)

Из выражений (4.4) и (4.5) следует, что интерференционная картина в плоскопараллельных пластинках (пленках) определяется величинами  $\lambda_0$ ,  $d$ ,  $n$  и  $i$ . Для данных  $\lambda_0$ ,  $d$  и  $n$  каждому наклону  $i$  лучей соответствует своя интерференционная полоска. Интерференционные полосы, возникающие в результате наложения лучей, падающих под одинаковыми углами называются **полосами равного наклона**.

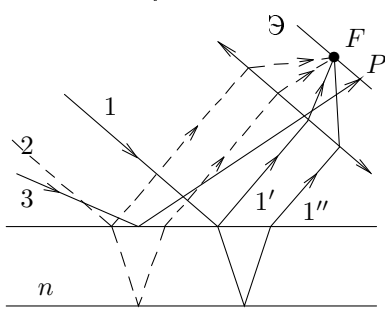


Рис. 4.8

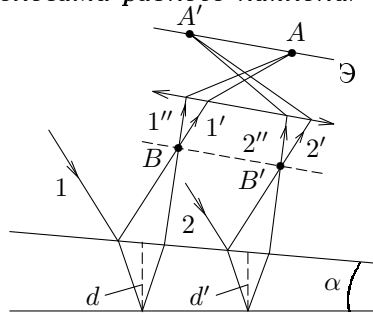


Рис. 4.9

Для их наблюдения используют собирающую линзу и экран (Э), расположенный в фокальной плоскости линзы. Параллельные лучи  $1'$  и  $1''$  соберутся в фокусе  $F$  линзы (на рис. 4.8 ее оптическая ось параллельна лучам  $1'$  и  $1''$ ), в эту же точку придут и другие лучи (на рис. 4.8 — луч 2), параллельные лучу 1, в результате чего увеличивается общая интенсивность. Лучи 3, наклоненные под другим углом, соберутся в другой точке  $P$  фокальной плоскости линзы. Легко показать, что если оптическая ось линзы перпендикулярна поверхности пластинки, то полосы равного наклона будут иметь вид концентрических колец с центром в фокусе линзы.

#### 4.4.2. Полосы равной толщины (интерференция от пластинки переменной толщины)

Пусть на клин (угол  $\alpha$  между боковыми гранями мал) падает плоская волна, направление распространения которой совпадает с параллельными лучами 1 и 2 (рис. 4.9). Из всех лучей, на которые разделяется падающий луч 1, рассмотрим лучи  $1'$  и  $1''$ , отразившиеся от верхней и нижней поверхности клина. При определенном взаимном положении клина и линзы лучи  $1'$  и  $1''$  пересекутся в некоторой точке  $A$ , являющейся изображением точки  $B$ . Так как лучи  $1'$  и  $1''$  когерентны, они будут интерферировать. Если источник расположен довольно далеко от поверхности клина и угол  $\alpha$  достаточно мал, то оптическая разность хода между интерферирующими лучами  $1'$  и  $1''$  может быть с достаточной степенью точности вычислена по формуле (4.3), где в качестве  $d$  берется толщина клина в месте падения на него луча. Лучи  $2'$  и  $2''$ , образовавшиеся за счет деления луча 2, падающего в другую точку клина, собираются линзой в точке  $A'$ . Оптическая разность хода уже определяется толщиной  $d'$ . Таким образом, на экране возникает система интерференционных полос. Каждая из полос возникает за счет отражения от мест пластинки, имеющих одинаковую толщину (в общем случае толщина пластинки может изменяться произвольно). Интерференционные полосы, возникающие в результате интерференции от мест одинаковой толщины, называются *полосами равной толщины*.

Так как верхняя и нижняя грани клина не параллельны между собой, то лучи  $1'$  и  $1''$  ( $2'$  и  $2''$ ) пересекаются вблизи пластинки, в изображенном на рис. 4.9 случае — над ней (при другой конфигура-

ции клина они могут пересекаться и под пластинкой). Таким образом, **полосы равной толщины локализованы вблизи поверхности клина**. Если свет падает на пластинку нормально, то полосы равной толщины практически видны на верхней поверхности клина.

#### 4.4.3. Кольца Ньютона

Кольца Ньютона, являющиеся классическим примером полос равной толщины, наблюдаются при отражении света от воздушного зазора, образованного плоскопараллельной пластинкой и соприкасающейся с ней плосковыпуклой линзой с большим радиусом кривизны (рис. 4.10). Параллельный пучок света падает нормально на плоскую поверхность линзы и частично отражается от верхней и нижней поверхностей воздушного зазора между линзой и пластинкой. При наложении отраженных лучей возникают полосы равной толщины, при нормальном падении света имеющие вид концентрических окружностей.

В отраженном свете оптическая разность хода (с учетом потери полуволны при отражении), согласно (4.3), при условии, что показатель преломления воздуха  $n = 1$ , а  $i = 0$ ,

$$\Delta = 2d + \lambda_0/2,$$

где  $d$  — ширина зазора. Из рис. 4.10 следует, что  $R^2 = (R - d)^2 + r^2$ , где  $R$  — радиус кривизны линзы,  $r$  — радиус кривизны окружности, всем точкам которой соответствует одинаковый зазор  $d$ .

Учитывая, что  $d$  мало, получим  $d = r^2/(2R)$ . Следовательно,

$$\Delta = r^2/R + \lambda_0/2. \quad (4.6)$$

Приравняв (4.6) к условиям максимума (4.4) и минимума (4.5), получим выражение для радиуса  $m$ -го светлого кольца

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

и радиуса  $m$ -го темного кольца

$$r_m = \sqrt{m\lambda_0 R}, \quad (m = 1, 2, 3, \dots).$$

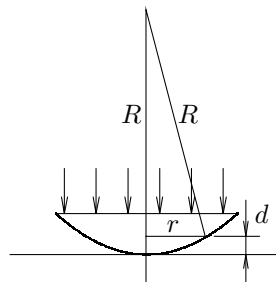


Рис. 4.10

Изменяя радиусы соответствующих колец, можно (зная радиус кривизны линзы  $R$ ) определить  $\lambda_0$  и, наоборот, по известной  $\lambda_0$  найти радиус кривизны  $R$ .

Как для полос равного наклона, так и для полос равной толщины положение максимумов зависит от длины волны  $\lambda_0$  (см. (4.4)). Поэтому система светлых и темных полос получается только при освещении монохроматическим светом. При наблюдении в белом свете получается совокупность смещенных друг относительно друга полос, образованных лучами разных длин волн, и интерференционная картина приобретает радужную окраску. Все рассуждения были проведены для отраженного света. Интерференцию можно наблюдать и в проходящем свете, причем в данном случае не наблюдается потери полуволны. Следовательно, оптическая разность хода для проходящего и отраженного света отличается на  $\lambda_0/2$ , то есть **максимумам интерференции в отраженном свете соответствуют минимумы в проходящем, и наоборот.**

## 5. Дифракция света

### 5.1. Явления дифракции.

#### Принцип Гюйгенса-Френеля

Дифракцией называется совокупность явлений, наблюдаемых при распространении волн в среде с резкими неоднородностями и связанных с отклонениями от законов геометрической оптики. Дифракция, в частности, приводит к огибанию световыми волнами препятствий и проникновению света в область геометрической тени.

При длине волны, сравнимой с размерами препятствия (что обычно имеет место для звуковых волн) дифракция выражена очень сильно. В случае, если длина волны значительно меньше размеров препятствия (как это имеет место для света) дифракция выражена слабо и для ее наблюдения необходимо создание специальных условий.

Объяснение дифракции может быть дано с помощью известного принципа Гюйгенса, согласно которому каждая точка фронта волны рассматривается как центр вторичных волн, а огибающая их

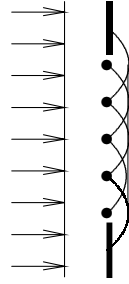


Рис. 5.1

дает положение волнового фронта в следующий момент времени. На рис. 5.1 плоская волна попадает на экран с отверстием, перемещаясь по направлению, перпендикулярному плоскости экрана. Согласно Гюйгенсу, каждая точка выделяемого отверстием участка волнового фронта служит источником *вторичных волн* (в однородной и изотропной среде они сферические). Построив огибающую вторичных волн для некоторого момента времени, видим, что фронт волны заходит в область геометрической тени, то есть волна огибает препятствие.

Явление дифракции характерно для всех волновых процессов. Поскольку свет является волновым процессом, то световая волна, падающая на границу какого-то непрозрачного тела, должна проникать в область его геометрической тени. Из опыта, однако, известно, что предметы, освещаемые светом, идущим от точечного источника, дают резкую тень и, следовательно, лучи не отклоняются от их прямолинейного распространения. Почему возникает резкая тень, если свет имеет волновую природу? Ответ на этот вопрос удалось получить после того, как Френель дополнил принцип Гюйгенса представлением об интерференции вторичных волн. Учет амплитуд и фаз вторичных волн позволяет найти амплитуду результирующей волны в любой точке пространства. С помощью усовершенствованного им принципа Френеля удалось дать удовлетворительное объяснение ряда дифракционных явлений, а также устранить одно из основных затруднений волновой теории света - показать, как согласуется волновая природа с наблюдающимся на опыте прямолинейным распространением света.

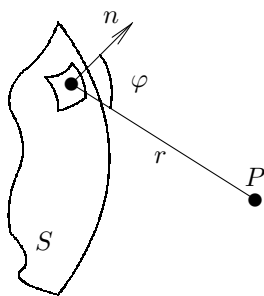


Рис. 5.2

Амплитуда сферической волны убывает с расстоянием  $r$  от источника по закону  $1/r$ .

Следовательно, от каждого участка  $\Delta S$  волновой поверхности в точку  $P$  приходит колебание

$$\Delta\xi = K \frac{a_0 \Delta S}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha_0). \quad (5.7)$$

В этом выражении  $(\omega t + \alpha_0)$  — фаза колебания в месте расположения волновой поверхности  $S$ ,  $k$  — волновое число,  $r$  — расстояние от элемента поверхности  $\Delta S$  до точки  $P$ . Величина  $a_0$  определяется амплитудой светового колебания в том месте, где находится  $\Delta S$ . Коэффициент пропорциональности Френель считал убывающим при увеличении угла  $\varphi$  между нормалью  $n$  к  $\Delta S$  и направлением от  $\Delta S$  к точке  $P$  и обращающимся в нуль при  $\varphi = \pi/2$ .

Результирующее колебание в точке  $P$  представляет собой суперпозицию (сумму) колебаний (5.7), взятых для всей волновой поверхности  $S$ :

$$\xi = \sum_S K(\varphi) \frac{a_0}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha) \Delta S. \quad (5.8)$$

Формулу (5.8) можно рассматривать как аналитическое выражение принципа Гюйгенса-Френеля.

Вычисления по формуле (5.8) представляют собой в общем случае чрезвычайно трудную задачу. Однако, как показал Френель, в случаях, отличающихся симметрией, нахождение амплитуды результирующего колебания может быть осуществлено простым алгебраическим или геометрическим суммированием.

## 5.2. Зоны Френеля

Применим принцип Гюйгенса-Френеля для нахождения амплитуды светового колебания, возбуждаемого в точке  $P$  сферической волной, распространяющейся в однородной среде из точечного источника  $S$  (рис. 5.3) Волновая поверхность такой волны симметрична относительно прямой  $SP$ .

Воспользовавшись этим, Френель разбил волновую поверхность на кольцевые зоны, построенные так, что расстояния от краев каждой зоны до точки  $P$  отличаются на  $\lambda/2$  ( $\lambda$  — длина волны в той среде, в которой распространяется волна). Легко видеть, что расстояние  $b_m$  от внешнего края  $m$ -й зоны до точки  $P$  можно представить следующим образом:

$$b_m = b + m \frac{\lambda}{2}, \quad (5.9)$$

где  $b$  — расстояние от вершины волновой поверхности до точки  $P$ .

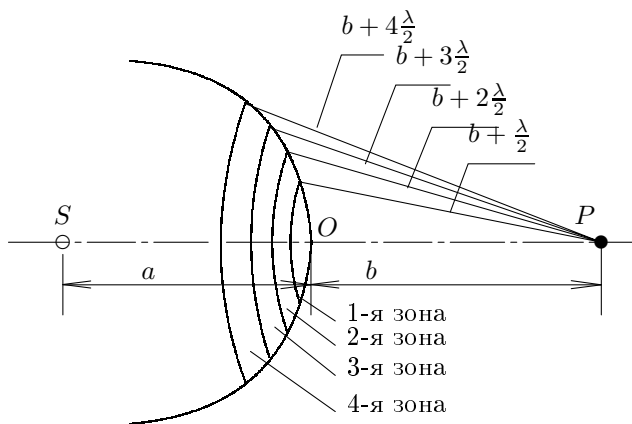


Рис. 5.3

Колебания, приходящие в точку  $P$  от аналогичных точек двух соседних зон (то есть от точек, лежащих у внешних краев зон, или в середине зон и т.д.), будут находиться в противофазе. Поэтому и результирующие колебания, создаваемые каждой из зон в целом, будут для соседних зон отличаться по фазе на  $\pi$ .

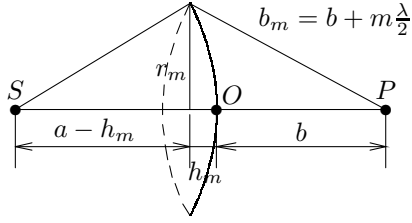


Рис. 5.4

Для оценки амплитуд колебаний нужно найти площади зон. Внешняя граница  $m$ -й зоны выделяет на волновой поверхности сферический сегмент высоты  $h_m$  (рис. 5.4). Обозначим площадь этого сегмента  $S_m$ . Тогда площадь  $m$ -й зоны можно представить в виде:

$$\Delta S = S_m - S_{m-1},$$

где  $S_{m-1}$  — площадь сферического сегмента, выделяемого внешней границей  $(m-1)$ -й зоны. Из рис. 5.4 следует, что

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

( $a$  — радиус волновой поверхности,  $r_m$  — радиус внешней границы  $m$ -й зоны). Раскрывая скобки, получим

$$r_m^2 = 2ah_m - h_m^2 = bm\lambda + m^2 \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 - 2bh_m - h_m^2, \quad (5.10)$$

откуда

$$h_m = \frac{bm\lambda + m^2 \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2}{2(a+b)}. \quad (5.11)$$

Ограничиваясь рассмотрением не слишком больших  $m$ , можно ввиду малости  $\lambda$  пренебречь слагаемым, содержащим  $\lambda^2$ . В этом приближении

$$h_m = \frac{bm\lambda}{2(a+b)}. \quad (5.12)$$

Площадь сферического сегмента равна  $S = 2\pi Rh$  ( $R$  — радиус сферы,  $h$  — высота сегмента). Следовательно,

$$S_m = 2\pi ah = \frac{\pi ab}{(a+b)} \cdot m\lambda,$$



а площадь  $m$ -й зоны Френеля

$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1} = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}.$$

Полученное нами выражение не зависит от  $m$ . Это означает, что при не слишком больших  $m$  площади зон Френеля примерно одинаковы.

Произведем оценку радиусов зон. Согласно (5.10)  $r_m^2 = 2ah_m - h_m^2$ . При не слишком больших  $m$  высота сегмента  $h_m \ll a$ , поэтому можно считать, что  $r_m^2 = 2ah_m$ . Подставив сюда значение (5.12) для  $h_m$ , найдем радиус внешней границы  $m$ -й зоны Френеля:

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} \cdot m\lambda. \quad (5.13)$$

Если положить  $a = b = 1$  и  $\lambda = 0,5$ , то для радиуса первой (центральной) зоны получается значение:  $r_1 = 0,5$ . Радиусы последующих зон возрастают как  $\sqrt{m}$ .

Выше мы нашли, что площади зон Френеля примерно одинаковы. Расстояние  $b_m$  от зоны до точки  $P$  медленно растет с  $m$  по линейному закону (см. (5.9)). Угол  $\varphi$  между нормалью к элементам зоны и направлением на точку  $P$  также растет с номером зоны  $m$ . Все это приводит к тому, что амплитуда  $A_m$  колебания, возбуждаемого  $m$ -й зоной в точке  $P$ , монотонно убывает с ростом  $m$  (см. (5.7)). Даже при очень больших  $m$ , когда, как можно заключить из (5.11), площадь зоны начинает заметно расти с  $m$ , убывание множителя  $K(\varphi)$  перевешивает рост  $\Delta S_m$  (напомним, что  $K(\varphi)$  стремится к нулю при  $\varphi \rightarrow \pi/2$ ), так что  $A_m$  продолжает убывать. Таким образом, амплитуды колебаний, возбуждаемых в точке  $P$  зонами Френеля, образуют монотонно убывающую последовательность:

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_{m-1} > A_m > A_{m+1} > \dots$$

Фазы колебаний, возбуждаемых соседними зонами, отличаются на  $\pi$ . Поэтому амплитуда  $A$  результирующего светового колебания в точке  $P$  может быть найдена алгебраически:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \quad (5.14)$$

В это выражение все амплитуды от нечетных зон входят с одним знаком, а от четных зон — с другим. Запишем (5.14) в виде:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left( \frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots \quad (5.15)$$

Вследствие монотонного убывания  $A_m$  можно приближенно считать, что

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}.$$

При этом условии выражения, заключенные в круглые скобки, будут равны нулю и формула (5.15) упрощается следующим образом:

$$A = \frac{A_1}{2}. \quad (5.16)$$

Полученный нами результат означает, что амплитуда, создаваемая в некоторой точке  $P$  сферической волновой поверхностью, равна половине амплитуды, создаваемой одной лишь центральной зоной. Иными словами, действие всей волновой поверхности эквивалентно половине действия центральной зоны. По произведённой выше оценке центральная зона имеет размеры порядка долей миллиметра. Следовательно, свет от точки  $S$  к точке  $P$  распространяется как бы в пределах очень узкого прямого канала, т. е. практически прямолинейно.

Если на пути волны поставить непрозрачный экран с отверстием, оставляющим открытой только центральную зону Френеля, амплитуда в точке  $P$  будет равна  $A_1$ , то есть в два раза превзойдет амплитуду (5.16). Соответственно интенсивность света в точке  $P$  будет в этом случае в четыре раза больше, чем при отсутствии преград между точками  $S$  и  $P$ .

Теперь решим задачу о распространении света от источника  $S$  к точке  $P$  методом графического сложения амплитуд. Разобьем волновую поверхность на равные по площади кольцевые зоны, аналогичные зонам Френеля, но гораздо меньшие по ширине. Колебание, создаваемое в точке  $P$  каждой такой зоной, можно изобразить в виде вектора, длина которого равна амплитуде колебания, а угол, образуемый вектором с направлением, принятым за начало отсчета, дает начальную фазу колебания.

Колебание, создаваемое в  $P$  любой из таких зон, имеет приблизительно такую же амплитуду, как и колебание, создаваемое предшествующей зоной, но будет отставать от него по фазе на практически

одинаковую для всех соседних зон величину. Следовательно, векторная диаграмма, получающаяся при сложении колебаний, возбуждаемых отдельными зонами, имеет вид, показанный на рис. 5.5.

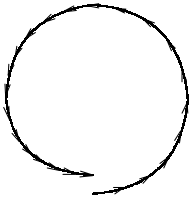


Рис. 5.5

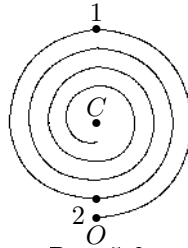


Рис. 5.6

Если бы величина амплитуды при переходе от зоны к зоне оставалась строго постоянной, конец последнего из изображенных на рис. 5.5 векторов совпал бы с началом первого вектора. В действительности величина амплитуды, хотя и очень слабо, но убывает, вследствие чего векторы образуют не замкнутую фигуру, а ломаную спиралевидную линию. Если ширину кольцевых зон устремить к нулю (количество их будет при этом неограниченно возрастать), векторная диаграмма примет вид спирали, закручивающейся к точке  $C$  (см. рис. 5.6).

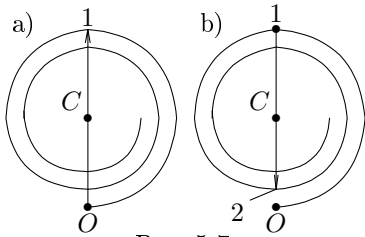


Рис. 5.7

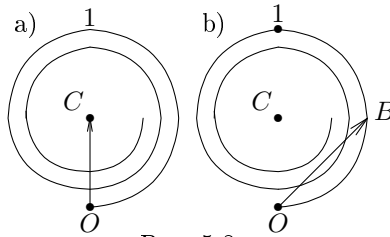


Рис. 5.8

Фазы колебания в точках  $O$  и  $1$  отличаются на  $\pi$  (бесконечно малые векторы, образующие спираль, направлены в этих точках в противоположные стороны). Следовательно, участок спирали  $O - 1$  соответствует первой зоне Френеля. Вектор, проведенный из точки  $O$  в точку  $1$  (см. рис. 5.7 а), изображает колебание, возбуждаемое в точке  $P$  этой зоной. Аналогично, вектор, проведенный из точки  $1$  в точку  $2$  (см. рис. 5.7 б), изображает колебание, возбуждаемое второй зоной Френеля. В соответствии с тем, что колебания от первой и

второй зон находятся в противофазе, векторы  $O1$  и  $12$  направлены в противоположные стороны.

Колебание, возбуждаемое в точке  $P$  всей волновой поверхностью, изобразится вектором (см. рис. 5.8 а). Из рис. 5.8 видно, что амплитуда в этом случае равна половине амплитуды, создаваемой в  $P$  первой зоной. Этот результат мы получили ранее алгебраически (см. (5.16)). Заметим, что колебание, возбуждаемое внутренней половиной первой зоны Френеля, изобразится вектором  $OB$  (см. рис. 5.8 б). Таким образом, половина действия первой зоны Френеля не эквивалентна действию половины зоны. Вектор  $OB$  в  $\sqrt{2}$  раз больше вектора  $OC$ . Поэтому, переходя к интенсивностям, можно сказать, что интенсивность света, создаваемая половиной первой зоны Френеля, в два раза превышает интенсивность, создаваемую всей волновой поверхностью.

### 5.3. Экспериментальные способы наблюдения дифракции света

Применим теперь метод алгебраического сложения амплитуд (метод зон Френеля) для рассмотрения наиболее часто встречающихся и важных случаев дифракционных явлений.

#### 5.3.1. Дифракция от круглого экрана

Ознакомление с дифракцией от круглого экрана представляет не только научный, но и исторический интерес, потому что ее результаты позволили упрочить волновые представления о природе света. На пути световой волны между источником света и точкой наблюдения  $P$  ставится непрозрачный круглый экран (рис. 5.9).

Характер дифракционной картины, которая получается на экране, можно объяснить, пользуясь методом зон Френеля. Для точки  $P$ , лежащей на линии, соединяющей источник с центром экрана, построение Френеля дает первую зону от края до линии пересечения поверхности волны с конусом, образующая которого равна  $b + \frac{\lambda}{2}$ , вторую зону — до конуса с образующей  $b + \lambda$  и т.д.

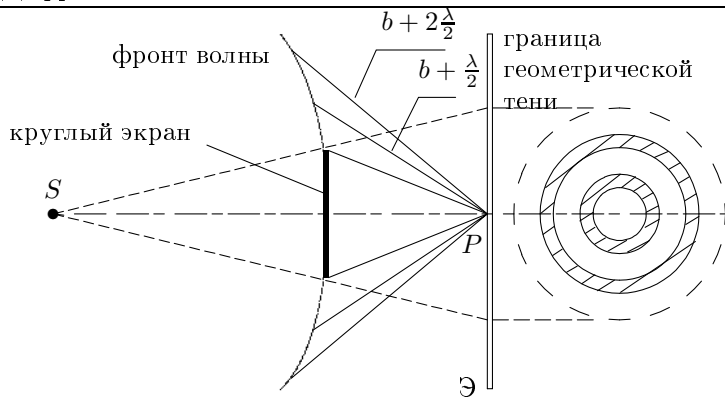


Рис. 5.9

Если непрозрачный экран закрывает  $k$  — первых зон Френеля, тогда амплитуда световой волны в точке  $P$  будет равна

$$\begin{aligned}
 A &= A_{k+1} - A_{k+2} + A_{k+3} - \dots \pm A_n = \\
 &= \frac{A_{k+1}}{2} + \left( \frac{A_{k+1}}{2} - A_{k+2} + \frac{A_{k+3}}{2} \right) - \dots \pm \frac{A_n}{2}.
 \end{aligned}$$

Так как выражения, стоящие в скобках, можно положить равными нулю, получим, что амплитуда колебаний в точке  $P$  будет равна половине амплитуды, обусловленной первой открытой зоной.

$$A = \frac{A_{k+1}}{2}.$$

Следовательно в центре геометрической тени от круглого экрана, закрывающего не слишком большое число зон Френеля, получается светлое пятнышко, интенсивность которого будет зависеть от числа закрытых зон. По мере увеличения размеров экрана величина  $A_{k+1}$  будет убывать, но точка  $P$  останется всегда освещенной (практически до тех пор, пока экран не закроет достаточно большого числа зон Френеля).

В области вне геометрической тени, ближайшей к ее границе, будут видны темные и светлые дифракционные кольца с центром в точке  $P$ .

Дифракция от круглого отверстия обсуждается на примере решения задачи.

**Пример 4.** Тонкая металлическая пластинка имеет круглое отверстие диаметром  $D = 2$ . На пластинку падает нормально параллельный пучок ( $\lambda = 0,5$ ). На экране, удаленном на расстояние  $b = 1$  от пластинки, наблюдается дифракционная картина. Темное или светлое пятно будет в центре дифракционной картины?

**Решение.** Число зон Френеля  $k = \frac{S}{\Delta S}$ , где  $S = \frac{\pi D^2}{4}$  — площадь отверстия,  $\Delta S = \pi b \lambda$  — площадь зоны Френеля;

$$k = \frac{\pi \frac{D^2}{4}}{\pi b \lambda} = \frac{D^2}{4b\lambda}.$$

Подставляем числовые данные:

$$k = \frac{(2 \cdot 10^{-3})^2}{4 \cdot 1 \cdot 5 \cdot 10^{-7}} = 2.$$

В центре дифракционной картины будет темное пятно, так как отверстие открывает четное число зон Френеля. Поэтому вторичные волны, приходящие из них в центр экрана, при сложении взаимно ослабляют друг друга. ▲

### 5.3.2. Дифракция от щели

Разбор явления дифракции от щели имеет большое значение, так как лежит в основе действия дифракционных оптических приборов.

Выясним, что будет наблюдаться на экране, если плоская световая волна (параллельный пучок света) падает на экран проходя через щель.

Щель имеет постоянную ширину  $b$  и длину  $\ell \gg b$  (см. рис. 5.10). Распределение по различным направлениям интенсивности света на экране исследуется с помощью собирающей линзы. Вследствие дифракции, на экране наблюдается система интерференционных максимумов, которые разделены темными промежутками интерференционных минимумов.

Для объяснения результата интерференции вторичных волн на экране можно применить метод зон Френеля.

Щель разбивается на зоны Френеля, имеющие вид полос, параллельных ребру в щели. Ширина каждой зоны равна  $\frac{\lambda}{2} / \sin \varphi$  ( $\varphi$  — угол между направлением падения лучей и рассматриваемым направлением). Зоны проводятся так, что оптическая разность хода лучей, проведенных из краев каждой зоны параллельно  $BM$ , равна  $\lambda/2$ .

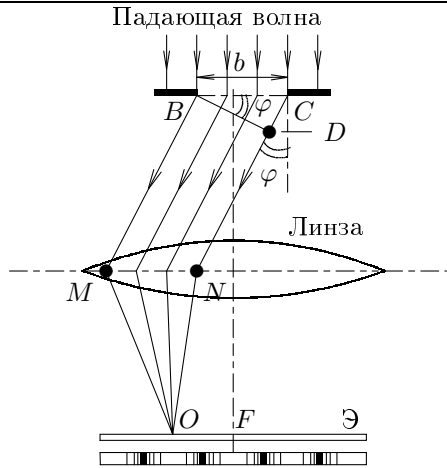


Рис. 5.10

Оптическая разность хода крайних лучей  $CN$  и  $BM$ , идущих от щели, в этом направлении  $\Delta l = CD = b \sin \varphi$ .

При интерференции света от каждой пары соседних зон амплитуда результирующих колебаний равна нулю, так как эти зоны вызывают колебания с одинаковыми амплитудами, но с противоположными фазами. Таким образом, результат интерференции в данной точке  $O$  экрана определяется тем, сколько зон Френеля укладывается в щели (при данном направлении  $\varphi$ ).

Если число зон четное, то есть

$$b \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2} \quad (k = 1, 2, 3, \dots),$$

то наблюдается дифракционный минимум (полная темнота). Если число зон нечетное, то есть

$$b \sin \varphi = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (k = 1, 2, 3, \dots),$$

то наблюдается дифракционный максимум. Величина  $k$  называется порядком дифракционного максимума.

Знак “ $\pm$ ” в правой части соответствует лучам света, распространяющимся от щели под углом  $\pm \varphi$ .

В направлении  $\varphi = 0$  наблюдается самый интенсивный центральный максимум нулевого порядка: колебания, приходят в точку  $F$ , от всех участков щели в одной фазе.

**Пример 5.** На щель шириной  $b = 0,2$  падает нормально монохроматический свет с длиной волны  $\lambda = 6,4 \cdot 10^{-7}$ . Определить угол отклонения лучей, соответствующих первой светлой дифракционной полосе, которая видна рядом с центральной наиболее яркой полосой.

**Решение.** Условие дифракционного максимума для щели

$$b \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \Rightarrow \sin \varphi = \frac{(2k + 1)\lambda}{2b} \Rightarrow \varphi = \arcsin \frac{(2k + 1)\lambda}{2b}$$

Подставляем числовые значения  $b, \lambda$  при  $k = 1$ , получаем

$$\varphi = \arcsin \frac{3 \cdot 6,4 \cdot 10^{-7}}{2 \cdot 10^{-4}} = 16,5' \blacktriangle$$

### 5.3.3. Дифракционная решетка

Дифракционная решетка является основной частью большинства современных спектральных приборов. Она представляет собой большое число узких параллельных щелей, тесно расположенных на равных расстояниях друг от друга на непрозрачном экране, или ряда борозд, нанесенных на прозрачную (стекло) или отражающую (металл) пластинку. Расстояние между серединами соседних щелей, или ширина штриха и промежутка, называется *периодом решетки* (см. рис. 5.11).

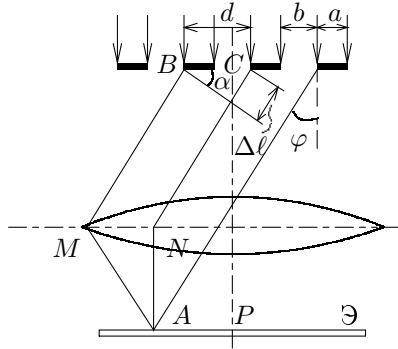


Рис. 5.11

Период решетки  $d = a + b$  где  $a$  — расстояние между ближайшими краями соседних щелей,  $b$  — ширина щели. Рассмотрим, что будет наблюдаться на экране, расположенном в фокальной плоскости собирающей линзы, если на решетку падает параллельный монохроматический пучок света.



При падении на решетку пучка параллельных монохроматических лучей с длиной волны  $\lambda$  каждую щель можно рассматривать как самостоятельный источник света. Все щели будут представлять собой когерентные источники света, поэтому для нахождения суммарной интенсивности света на экране нужно найти фазовые соотношения между этими колебаниями.

Результат интерференции дифрагированных лучей будет зависеть от оптической разности хода этих лучей.

Для направлений, удовлетворяющих условию  $d \sin \varphi = k\lambda$  ( $k = 0, 1, 2, \dots$ ), наблюдаются главные максимумы интенсивности света. Число  $k$  дает порядок главного максимума. В этом направлении волны, идущие от каждой щели, находятся в одинаковой фазе.

Условие главных минимумов выражается соотношением  $d \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}$ , то есть соответствует таким углам  $\varphi$ , при которых от разных щелей складываются "колебания" с нулевой амплитудой.

Таким образом кроме дифракции от каждой щели происходит еще сложение колебаний в световых пучках, приходящих в данную плоскость линзы от каждой щели, то есть происходит интерференция многих пучков. Если общее число щелей  $N$ , то и интерферирует между собой  $N$  пучков.

При этом амплитуда результирующих колебаний в точке  $P$  экрана будет в  $N$  раз больше амплитуды световых колебаний, создаваемых волнами, идущими от одной щели, и интенсивность света  $I \sim N^2 \cdot A_0$  будет в  $N^2$  раз больше интенсивности света от одной щели.

Если освещать дифракционную решетку белым светом, то на экране, как видно из условия максимума  $d \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2}$ , будет наблюдаться дифракционный спектр.

Лучи всех цветов приходят в центральный максимум, не имея разности хода. Поэтому при интерференции они усиливают друг друга. Вследствие чего центральный максимум будет белым.

Побочные же максимумы для волн различных цветов не будут совпадать друг с другом, что следует из выражения  $d \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2}$ , по которому  $\sin \varphi \sim \lambda$ , а для малых углов  $\varphi \sim \lambda$ . Отсюда следует, что при дифракции длинные волны отклоняются сильнее, чем короткие, то есть спектр каждого порядка начинается фиолетовой и кончается красной полосой. Стоит обратить внимание, что при преломлении света (например на призме) сильнее отклоняются короткие волны, так как для прозрачных веществ показатель преломления  $n$  больше

для света большей частоты.

**Пример 6.** На дифракционную решетку, содержащую  $N = 100$  штрихов на каждый миллиметр, падает нормально монохроматический свет. Зрительная труба спектроסקопа наведена на максимум третьего порядка. Чтобы навести трубу на другой максимум того же порядка ее нужно повернуть на угол  $20^\circ$ . Определить длину световой волны.

**Решение.** Условие появления дифракционного максимума определяется выражением  $d \sin \varphi = k\lambda$ , где  $d$  — период решетки. Находим  $d = \ell/N$ , учитывая, что  $\varphi_1 = \varphi_2 = 10^\circ$ ,  $N = 100$ ,  $\ell = 1 \text{ мм} = 10^{-3}$ ,  $k = 3$ . Получим:

$$\lambda = \frac{\ell \sin \varphi}{kN}; \quad \lambda = \frac{10^{-3} \cdot \sin 10^\circ}{3 \cdot 100} = 5,8 \cdot 10^{-7}. \blacktriangle$$

## 6. Поляризация света

### 6.1. Явление поляризации

Как отмечалось ранее, световой луч есть направление распространения электромагнитных поперечных колебаний, соответствующих длинам волн в интервале  $(4,0 - 7,6) \cdot 10^7$ . Векторы электрической напряжённости ( $\vec{E}$ ) и магнитной индукции ( $\vec{B}$ ) совершают колебания в двух взаимно перпендикулярных направлениях и одновременно перпендикулярных лучу.

Электромагнитные волны, излучаемые светящимся телом, являются результирующими тех отдельных волн, которые испускаются его атомами (элементарными вибраторами). Вследствие того, что атомы непрерывно изменяют свою пространственную ориентацию, изменяется с большой частотой и направление колебаний  $\vec{E}$  результирующей световой волны. На рисунке 6.1 показано сечение луча  $S$  плоскостью ему перпендикулярной, точка  $O$  является точкой пересечения плоскости с лучём, перпендикулярным плоскости рисунка.

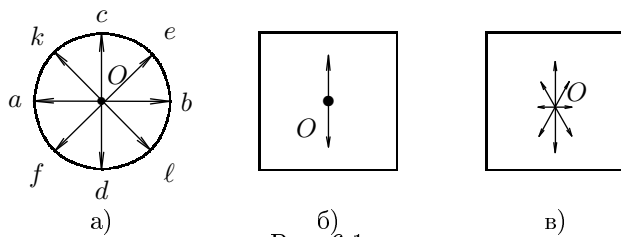


Рис. 6.1

Вектор  $\vec{E}$  много миллиардов раз в секунду меняет направление своих колебаний: то они происходят в направлении  $ab$ , то в направлении  $d, ef, kl$  и т.д. Такие лучи (волны) испускают пламя, электрические лампы и другие источники света. Они носят название естественных или неполяризованных лучей (естественный свет). Однако можно получить такие световые волны, у которых вектор  $\vec{E}$  колеблется в одном единственном направлении. Такие волны называются линейно поляризованными (или плоскополяризованными). На рис. 6.1 б) показано сечение плоскополяризованного луча  $S$  плоскостью, ему перпендикулярной.

В литературе встречаются два термина: плоскость колебаний и плоскость поляризации. В старых справочниках и учебниках плоскостью поляризации называют плоскость, проведенную через векторы  $\mathbf{V}$  и  $\mathbf{x}$  (рис. 3.1), а плоскостью колебаний — плоскость  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{x}$ . В последние 15 — 20 лет в литературе отождествляются эти термины, подразумевая при этом плоскость  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{x}$ . Мы будем придерживаться здесь современной терминологии.

Существует и частично поляризованный свет, у которого колебания вектора  $E$  происходят во всевозможных направлениях, но одно из них преобладает над другими (рис. 6.1 в).

Оптический прибор для получения поляризованного света из света с произвольными характеристиками называется поляризатором.

## 6.2. Способы получения и наблюдения поляризованного света

### 6.2.1. Поляризация при отражении и преломлении.

Существует несколько способов поляризации света. Одним из наиболее простых способов получения поляризованного света является отражение естественного света от гладких поверхностей диэлектри-

ка. Естественный свет после отражения от поверхности диэлектрика становится частично поляризованным в плоскости, перпендикулярной плоскости падения, а при некотором, строго определенном для данного диэлектрика угле падения естественного света отраженный свет оказывается плоскополяризованным.

**Закон Брюстера** Отраженный свет будет полностью поляризован, если тангенс угла падения  $\alpha_n$  равен показателю преломления  $n$  диэлектрика:

$$\operatorname{tg}(\alpha_n) = n.$$

Угол  $\alpha_n$ , при котором отраженная волна оказывается полностью поляризованной, называется углом Брюстера или углом полной поляризации (для стекла, например,  $\alpha_n \approx 57^\circ$ ). Любой вектор  $\vec{E}$  можно разложить на две составляющие: в плоскости рисунка и перпендикулярную ему (на рис. 6.2 изображено точками).

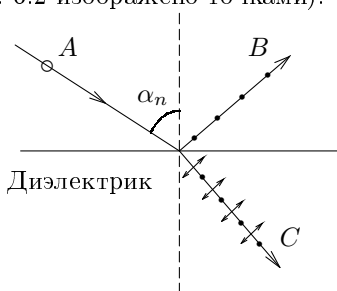


Рис. 6.2

Отраженная волна содержит только колебания, перпендикулярные к плоскости падения, то есть в полностью поляризованной отраженной волне колебания вектора напряжённости  $\vec{E}$  происходят перпендикулярно к плоскости падения (рис. 6.2). Точки на луче обозначают сечение векторов  $\vec{E}$  плоскостью рисунка). Преломленная же волна будет только частично поляризована в плоскости падения.

**Пример 7.** Луч света, идущий в воздухе, падает на поверхность жидкости под углом  $i = 54^\circ$ . Определить угол преломления луча, если отраженный луч максимально поляризован.

**Решение.** Вследствие того, что отраженный луч максимально поляризован, следует, что угол падения равняется углу Брюстера, то есть  $\operatorname{tg} i = n$ . Из закона преломления  $\frac{\sin i}{\sin r} = n$ , где  $r$  — угол преломления. Сравнив эти два выражения, получим  $\operatorname{tg} i = \frac{\sin i}{\sin r}$ , откуда

$\frac{\sin i}{\cos i} = \frac{\sin r}{\sin r}$ , или  $\sin r = \cos i$ , то есть  $\sin r = \sin(\frac{\pi}{2} - i)$ .  
 Ответ:  $r = (90^\circ - i) = 36^\circ$ . ▲

### 6.2.2. Стопа Столетова

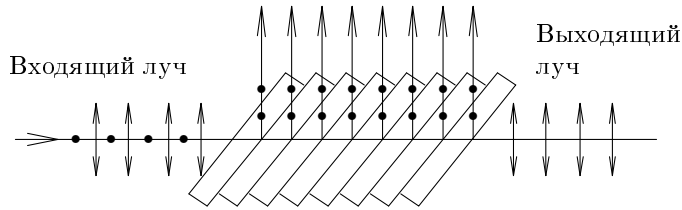


Рис. 6.3

Для получения поляризованного света путем многократного преломления в стекле применяется стопа Столетова. Стопа (см. рис. 6.3) представляет собой совокупность стеклянных пластинок.

Если естественный свет падает на стопу пластинок под углом полной поляризации (углом Брюстера), то при многократном отражении падающей волны от стопы пластинок отраженные лучи уносят колебания, перпендикулярные к плоскости падения и проходящий луч, постепенно “очищаясь” от этих колебаний, становится плоскополяризованным в плоскости падения.

### 6.2.3. Поляризация при двойном лучепреломлении

Двойное лучепреломление — это явление преломления, при котором каждому падающему лучу соответствуют два преломленных луча (см. рис. 6.4).

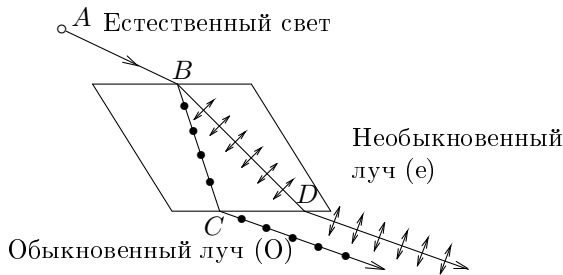


Рис. 6.4

**Использование дихроизма (анизотропии поглощения) для поляризации света.** Некоторые кристаллические вещества проявляют разную способность к поглощению лучей различной поляризации. Это поглощение бывает настолько сильно выражено, что из кристалла практически выходит всего один поляризованный луч. Дихроизмом называют различие поглощения веществом света в зависимости от ориентации электрического вектора световой волны (анизотропия поглощения).

Сильным дихроизмом обладают кристаллы турмалина. В них происходит двойное лучепреломление, и один из лучей — обыкновенный — поглощается значительно сильнее, чем другой. Благодаря этому оба луча, поляризованные во взаимно перпендикулярных плоскостях выходят из пластины турмалина с весьма различной интенсивностью, давая частично поляризованный свет. Если взять достаточно толстую (толщиной 1) пластинку турмалина, то для видимого света обыкновенный луч практически целиком будет поглощен, а вышедший свет будет плоскополяризованным.

Дихроизм нашел очень важное практическое применение благодаря созданию целого ряда искусственных материалов - синтетических пленок, поляризующих свет в результате анизотропии поглощения.

Один из видов поляроидной пленки содержит йод, введенный в первоначально прозрачную поливиниловую пленку. Поляризующим веществом является поливиниловый комплекс ориентированный в пленке путем ее вытягивания. Это вещество пропускает почти 80% света, поляризованного в одной плоскости, и лишь 1% света, поляризованного в перпендикулярной плоскости.

При рассмотрении поляризационных явлений и решении задач обычно считают поляризатор идеальным, то есть пропускающим 100% света в одной плоскости, и 0% — в другой, перпендикулярной.

Плоскостью пропускания поляризатора (анализатора) назовем плоскость поляризации света, выходящего из поляризатора (анализатора).

### **6.3. Прохождение света через систему поляроидов (закон Малюса)**

В основе приборов, используемых для исследования в поляризованном свете, лежит система из поляризатора и анализатора, между

которыми помещается исследуемый объект.

Анализатором служит прибор, полностью аналогичный поляризатору.

Анализатор будет пропускать, ослаблять или гасить проходящий через него поляризованный свет в зависимости от расположения его плоскости пропускания относительно плоскости колебаний поляризованного света, или, что то же самое, плоскости пропускания поляризатора.

Рассмотрим прохождение света через систему "поляризатор-анализатор" схематически (см. рис. 6.5).

На приведенной схеме поляризатор **П** и анализатор **А** изображены в форме круглых поляроидных пленок, а положение их плоскостей пропускания обозначено стрелками. Если эти плоскости совпадают, то свет проходит через анализатор и освещает экран (рис. 6.5 а). При взаимно перпендикулярном расположении их свет полностью гасится анализатором (рис. 6.5 б). Если эти плоскости расположены под каким-либо углом (рис. 6.5 в), то свет проходит через анализатор, но ослабляется и тем больше, чем угол ближе к  $90^\circ$ . С количественной стороны рассмотренное явление выражается **законом Малюса**.

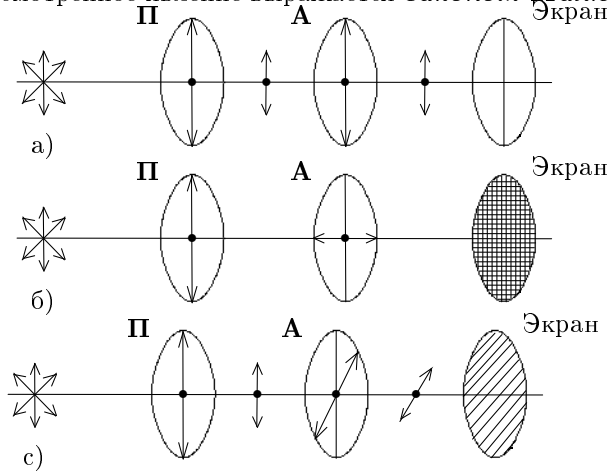


Рис. 6.5

При падении плоскополяризованного света, выходящего из поляризатора и падающего на анализатор, интенсивность прошедшего

света  $I$  определяется следующим образом:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi,$$

где  $I_0$  — интенсивность падающего поляризованного света,  $\varphi$  — угол между плоскостями колебаний, пропускаемых поляризатором и анализатором.

**Пример 8.** Чему равен угол между плоскостями пропускания поляризатора и анализатора, если интенсивность естественного света, прошедшего через поляризатор и анализатор, уменьшается в четыре раза. Потери при отражении от поверхностей пренебречь.

**Решение.** Обозначим интенсивность естественного света через  $I_0$ . После прохождения через поляризатор интенсивность светового луча будет  $I_1 = 0,5I_0$ , так как в естественном свете все направления колебаний равновероятны. После прохождения луча через анализатор его интенсивность будет  $I_2 = I_1 \cos^2 \varphi = 0,5I_0 \cos^2 \varphi$ .

По условию  $\frac{I_2}{I_0} = 0,25$  и тогда  $\cos^2 \varphi = \frac{0,25}{0,50} = \frac{1}{2}$ , откуда следует, что угол  $\varphi = 45^\circ$  ▲.

## 7. Длины волн спектральных линий излучения наиболее ярких и часто используемых в экспериментах источников света (значения округлены)

1. Фиолетовая линия ртутной лампы 0,436
2. Голубая линия кадмия 0,48
3. Зеленая линия кадмия 0,51
4. Зеленая линия ртутной лампы 0,546
5. I Желтая линия ртутной лампы 0,577
6. II Желтая линия ртутной лампы 0,579
7. Оранжевый дублет натрия (в пламени) 0,5890 и 0,5896



8. Гелий-неоновый лазер 0,63
9. Красная линия кадмия 0,64
10. Рубиновый лазер 0,69

## 8. Рекомендуемая литература

1. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Физика: для школьников старших классов и поступающих в Вузы: Учеб. пособие. — 3-е изд., испр. — М: Дрофа, 2000. — 800 с.:ил.
2. Яворский Б.М., Селезнёв Ю.А. Справочное руководство по физике для поступающих в Вузы и самообразования. — 3-е изд., испр. — М: Наука, 1984. — 383 с.:ил.

## 9. Основные формулы по теме

1. Величина оптической разности хода двух волн 1 и 2, проходящих в средах с коэффициентами преломления  $n_1$  и  $n_2$  пути длиной  $\ell_1$  и  $\ell_2$ :

$$\Delta = (n_2 \ell_2 - n_1 \ell_1).$$

2. Ширина интерференционной полосы ( $\lambda$  — длина волны,  $d$  — расстояние между источниками,  $\ell$  — расстояние от источников до экрана):

$$\Delta h = \frac{\lambda \ell}{d}.$$

3. Радиусы колец Ньютона ( $\lambda$  — длина волны,  $R$  — радиус кривизны линзы,  $m = 1, 2, 3, \dots$  — номер кольца).

Светлые кольца:

$$r_m = \sqrt{\left(m - \frac{1}{2}\right) \lambda R}.$$

Тёмные кольца:

$$r_m = \sqrt{m \lambda R}.$$

4. Радиусы зон Френеля ( $\lambda$  — длина волны,  $a$  — расстояние от источника до отверстия,  $b$  — расстояние от отверстия до точки наблюдения,  $m = 1, 2, 3, \dots$  — номер зоны):

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a + b \cdot m\lambda}}.$$

5. Дифракция на щели ( $\lambda$  — длина волны,  $b$  — ширина щели,  $\varphi$  — угол наблюдения минимума или максимума,  $k = 0, 1, 2, \dots$  — порядок максимума или минимума):

Минимум:

$$b \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}.$$

Максимум:

$$b \sin \varphi = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}.$$

6. Дифракция на решётке ( $\lambda$  — длина волны,  $d$  — период решётки, равный суммарной ширине промежутка между соседними щелями и самой щели,  $\varphi$  — угол наблюдения минимума или максимума,  $k = 0, 1, 2, \dots$  — порядок максимума или минимума):

Максимум:

$$d \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}.$$

Минимум:

$$d \sin \varphi = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}.$$

7. Угол Брюстера для диэлектрика с показателем преломления  $n$ :

$$\operatorname{tg} \alpha = n.$$

8. Закон Малюса:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi.$$

9. Контраст изображения ( $B$  — яркость изображения, пропорциональная интенсивности падающего света):

$$K = \frac{B_{max} - B_{min}}{B_{max} + B_{min}} = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}.$$

## 10. Вопросы

**Вопрос 1.** [1 балл] Можно ли видеть свет, имеющий в воде длину волны а) 600 нм; б) 360 нм?

**Вопрос 2.** [3 балла] а) Почему в обычных условиях интерференционная окраска наблюдается при отражении света от тонких пленок и не наблюдается при отражении от оконного стекла? б) Что нужно обеспечить, чтобы наблюдать интерференцию и в этом случае? в) Как это сделать?

**Вопрос 3.** [1 балл] Каков угол Брюстера для границы раздела "вода-стекло", если для границы раздела "воздух-стекло" он равен  $57^\circ$ , а показатель преломления воды  $\frac{4}{3}$ ?

**Вопрос 4.** [1 балл] Две световые волны, налагаясь друг на друга, в определенном участке пространства взаимно погашаются. Означает ли это, что световая энергия превращается в другие формы?

**Вопрос 5.** [2 балла] В опыте Юнга одна из щелей закрыта фильтром синего цвета, а вторая — красным. Будет ли наблюдаться на экране при таких условиях интерференционная картина?

**Вопрос 6.** [2 балла] Можно ли наблюдать интерференционную картину при помощи линзы, средняя часть которой заклеена чёрной бумагой (см. рис. 10.1).



Рис. 10.1

**Вопрос 7.** [3 балла] В опыте с бипризмой Френеля изображения источника получаются мнимыми. Как можно измерить расстояние между ними?

**Вопрос 8.** [2 балла] Встречаются ли интерференционные эффекты при рассмотрении звуковых волн? (Вспомните, что звуковая волна в воздухе продольна, а световая — поперечна).

**Вопрос 9.** [2 балла] Если круглое отверстие увеличивать таким образом, что его радиус от радиуса первой зоны Френеля возрастает до радиуса второй зоны, то освещенность в некоторой точке экрана падает до нуля. Как согласовать этот факт с увеличением всего светового потока через отверстие в 2 раза?

**Вопрос 10.** [3 балла] Линейно поляризованный световой пучок падает на поляризатор, вращающийся вокруг оси пучка с угловой скоростью  $\omega = 21 \text{ рад/с}$ . Какова световая энергия, проходящая через поляризатор за один оборот, если поток энергии в падающем пучке  $\Phi = 4 \text{ мВт}$ ?

## 11. Задачи

**Задача 1.** [4 балла] На тонкую мыльную пленку под углом  $30^\circ$  падает параллельный пучок зеленого света. На сколько отличается максимальная толщина пленки от минимальной, если наблюдатель видит 3 интерференционных полосы. При расчете можно считать  $n = 1,33$ ,  $\lambda = 0,55 \text{ мкм}$ .

**Задача 2.** [7 баллов] На дифракционную решетку с постоянной  $d$  под углом  $\alpha$  к нормали падает параллельный пучок света длиной волны  $\lambda$ . Определить углы, под которыми наблюдаются дифракционные максимумы, если штрихи решетки перпендикулярны плоскости, в которой лежат нормаль к решетке и направление распространения падающего пучка.

**Задача 3.** [7 баллов] На фотопластинку падают две плоских когерентных волны: одна нормально, другая под углом  $\alpha$ . После экспозиции и обработки фотопластинку нормально освещают параллельным пучком света той же длины волны. Под каким углом будет наблюдаться дифракционный максимум первого порядка?

**Задача 4.** [4 балла] Начертите ход лучей (волновых фронтов) в установке Юнга. Определите область интерференции. Найдите длину волны монохроматического излучения, если в опыте Юнга расстояние первого интерференционного максимума от центральной полосы  $h = 0,05 \text{ см}$ . Расстояние от щелей до экрана  $\ell = 5 \text{ м}$ . Расстояние между щелями  $d = 0,5 \text{ см}$ .

**Задача 5.** [6 баллов] На тонкий стеклянный клин падает в направлении нормали к его поверхности монохроматический свет  $\lambda = 600$  нм. Определить угол между поверхностями клина, если расстояние между смежными интерференционными минимумами в отраженном свете  $b = 4$  мм.

**Задача 6.** [5 баллов] Точечный источник света с  $\lambda = 550$  нм помещен на расстоянии  $a = 1$  м перед непрозрачной преградой с отверстием радиуса  $r = 2$  мм.

- Какое минимальное число  $m_{min}$  открытых зон Френеля может наблюдаться при этих условиях.
- При каком значении расстояния  $b$  от преграды до точки наблюдения получается минимальное возможное число открытых зон?
- При каком радиусе  $r$  отверстия в условиях данной задачи может оказаться открытой только одна центральная зона Френеля?

**Задача 7.** [7 баллов] Под каким углом  $\beta$  должен падать пучок света из воздуха на поверхность воды  $n_1 = 1,33$  в сосуде, чтобы при отражении от дна стеклянного сосуда  $n_2 = 1,5$  свет был полностью поляризован?

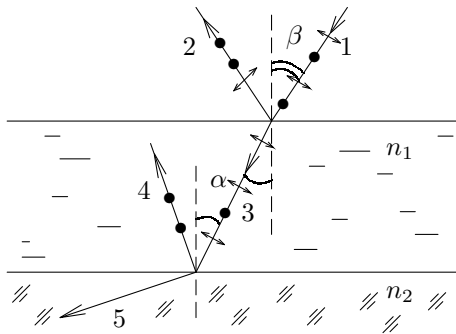


Рис. 11.1

**Задача 8.** [7 баллов] На пути плоской световой волны с  $\lambda = 0,54$  мкм поставили тонкую собирающую линзу с фокусным расстоянием  $f = 50$  см, непосредственно за ней — диафрагму с круглым отверстием и на расстоянии  $b = 75$  см от диафрагмы — экран. При каких радиусах отверстия центр дифракционной картины на экране имеет максимальную освещенность?

**Задача 9.** [7 баллов] Между источником света с  $\lambda = 0.55\text{мкм}$  и фотопластинкой поместили непрозрачный шарик диаметром  $D = 40\text{мм}$ . Расстояние между источником и шариком  $a = 12\text{м}$ , а между шариком и фотопластинкой  $b = 18\text{м}$ . Найти размер изображения  $y'$  на пластинке, если поперечный размер источника  $y = 6\text{мм}$ .

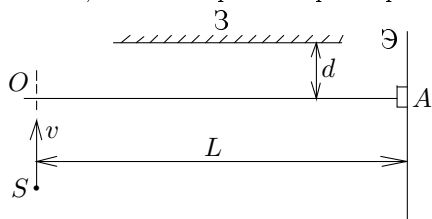


Рис. 11.2

**Задача 10.** [7 баллов] Интерференционная схема состоит из плоского зеркала З, экрана Э, небольшого фотоприемника А и точечного источника S, который движется со скоростью  $v = 2\text{см/с}$  перпендикулярно оси ОА (см.рис.11.2). Опре-

делить частоту колебаний фототока приемника, когда источник света движется вблизи оси ОА, если длина волны света  $\lambda = 5 \cdot 10^7\text{м}$ ,  $L = 1\text{м}$ ,  $d = 0.5\text{см}$ . Фототок приемника пропорционален освещенности в точке А.

Указание: при малых  $x$  считать  $\sqrt{1+x} \approx 1+x/2$ .

**Авторы:** Турунтаев Сергей Викторович  
**Составители:** Кокарев Сергей Сергеевич  
**Заказ №:** 323  
**Тираж:** 50шт.  
**Оформление и издание:** НП РНОЦ "Логос"