

то следует учесть изменение длины волны, происходящее при переходе света из вакуума в среду. Если обозначить через $\lambda_0 = \frac{c}{\nu}$ длину волны в вакууме, то, как показано в § 6, длина волны в среде уменьшается и будет равна

$$\lambda = \frac{v}{\nu} = \frac{v}{c} \frac{c}{\nu} = \frac{\lambda_0}{n}.$$

Изменение фазы этого луча при прохождении пути AB будет:

$$\Delta\varphi = 2\pi \left(\frac{l_0}{\lambda_0} + \frac{l}{\lambda} \right) = 2\pi \frac{l_0 + nl}{\lambda_0}. \quad (10.10)$$

Таким образом, для расчета интерференционных явлений существен не геометрический ход луча $l_0 + l$, а оптическая длина на пути $l_0 + nl$, учитывающая, сколько длин волн укладывается на пути луча при прохождении его через разные среды.

3. Из (10.4) и (10.8) следует, что усиление или ослабление света при интерференции зависит от отношения разности хода $l_2 - l_1$ к длине волны λ .

Если в точку A приходил белый свет, то при одинаковой разности хода $l_2 - l_1$ в точке B разность фаз $\varphi_1 - \varphi_2$ для различных составляющих его монохроматических волн (разные λ) будет различна. Лучи одних цветов в точке B будут усиливать друг друга, а лучи других цветов — ослаблять. В результате свет, приходящий в точку B , будет уже не белым, а окрашенным в тот или другой цвет. Эта окраска будет различна в разных точках пространства. Интерференционные максимумы и минимумы для лучей разного цвета будут пространственно разделены, и мы будем наблюдать интерференционные спектры.

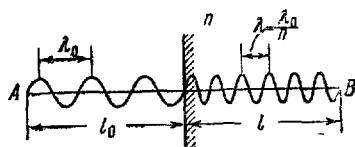


Рис. 1.53.

§ 11. Методы наблюдения интерференции света

Описанный в предыдущем параграфе принцип получения когерентных лучей разделением волны на две части, проходящие различные пути, может быть практически осуществлен различными способами — с помощью экранов и щелей, зеркал и преломляющих тел.

В опыте Юнга (рис. 1.54) свет из точечного источника (малое отверстие S) проходит через два равноудаленных отверстия A_1 и A_2 , являющихся как бы двумя когерентными источниками. Интерференционная картина наблюдается на экране E , располо-

женном на некотором расстоянии параллельно A_1A_2 . Усиление и ослабление света в произвольной точке M экрана зависят от разности хода лучей $l_2 - l_1$.

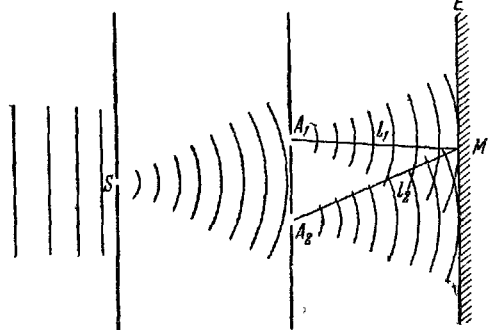


Рис 1 54

Зеркала Френеля представляют собой два плоских зеркала, расположенных под углом, близким к 180° друг к другу (рис. 1.55). Источник S испускает свет, отражающийся от обоих зеркал и попадающий на экран E , защищенный от прямого попадания кожухом K .

По законам отражения от плоского зеркала (см. § 7), отраженные от

первого зеркала, как бы исходят из мнимого источника S_1 , расположенного симметрично исходному источнику S . Аналогично, лучи, отраженные от второго зеркала, можно рассматривать исходящими из мнимого источника S_2 , являющегося изображением источника S во втором зеркале. Мнимые источники S_1 и S_2 взаимно когерентны, и исходящие из них пучки лучей пересекаются и интерферируют в области, заштрихованной на рис. 1.55. Интерференционная картина наблюдается на экране E , помещенном в эту область, и зависит от разности хода лучей $l_2 - l_1$ до произвольных точек экрана.

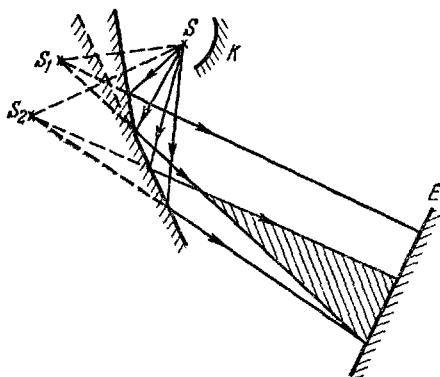


Рис. 1.55.

Аналогичная интерференционная картина получается и в бипризме Френеля, изображенной на рис. 1.56. В этом случае мнимые когерентные источники S_1 и S_2 возникают в результате преломления в бипризме.

Расчет интерференционной картины для всех трех описанных примеров может быть сильно упрощен, если рассматривать не точечные, а линейные источники — узкие, параллельные и близко расположенные щели. Схема расчета приведена на рис. 1.57 и фактически повторяет расчет, произведенный в т. I, § 58. Две щели S_1 и S_2 расположены перпендикулярно к плоскости чертежа на

расстоянии d друг от друга и являются когерентными (реальными или мнимыми) источниками света. Экран E также перпендикулярен к плоскости чертежа и параллелен обоим щелям. Рассчитывается разность хода лучей для произвольной точки M , находящейся на расстоянии x от центральной линии экрана. Экран располагается на расстоянии l от щелей, много большем их взаимного расстояния d . Из рис. 1.57, а имеем:

$$l_2^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2,$$

$$l_1^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2;$$

вычитая почленно, имеем:

$$(l_2 - l_1)(l_2 + l_1) = 2xd.$$

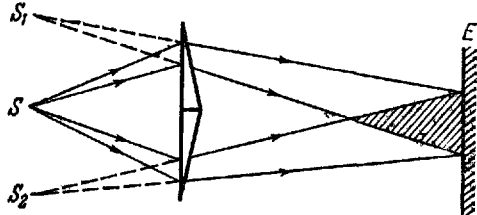


Рис. 1.56

Из условия $l \gg d$ следует, что $l_2 + l_1 \approx 2l$. Обозначив искомую разность хода $l_2 - l_1 = \delta$, имеем:

$$\delta \approx \frac{2xd}{2l} = x \frac{d}{l}. \quad (11.1)$$

В тех местах на экране, где эта разность хода равна целому числу волн или четному числу полуволен,

$$\delta_{\max} = 2k \frac{\lambda}{2}; \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \quad (11.2)$$

колебания, приходящие от обоих источников, складываются, амплитуда удваивается, а интенсивность возрастает в четыре раза. В тех местах экрана, где разность хода равна нечетному числу полуволен,

$$\delta_{\min} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}; \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \quad (11.3)$$

волны от обоих источников приходят в противоположной фазе и полностью гасят друг друга.

В результате на экране будет наблюдаться система чередующихся светлых и темных полос с постепенными переходами, как это показано на рис. 1.57, б. Из (11.1) и (11.2) находим положения последовательных максимумов:

$$x_k = k\lambda \frac{l}{d}. \quad (11.4)$$

Расстояния между соседними максимумами

$$\Delta x = x_{k+1} - x_k = (k+1)\lambda \frac{l}{d} - k\lambda \frac{l}{d} = \lambda \frac{l}{d} \quad (11.5)$$

остаются неизменными вдоль экрана. Поскольку $l \gg d$, то $\Delta x \gg \lambda$. Так, например, при $\frac{l}{d} = 10000$ и $\lambda = 0,5 \text{ мк}$ расстояние между максимумами на экране достигает $\Delta x = 5 \text{ мм}$ и хорошо различимо. Зная $\frac{l}{d}$ и измеряя Δx , можно отсюда найти длину волны данного света.

Изображенная на рис. 1.57,б картина чередования светлых и темных полос справедлива при освещении монохроматическим светом ($\lambda = \text{const}$). При освещении белым светом интерференционная картина для лучей различных цветов разойдется. Так как согласно (11.5) $\Delta x \sim \lambda$, то максимумы наиболее коротких (фиолетовых)

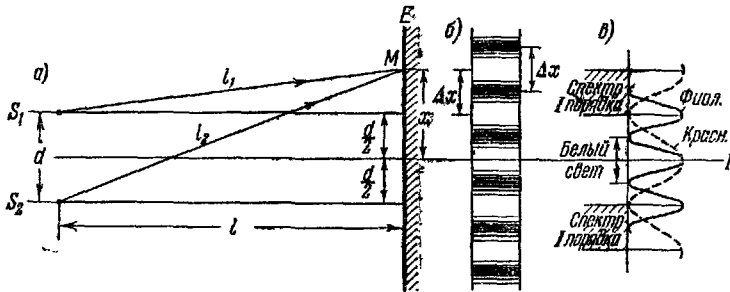


Рис. 1.57.

лучей ($\lambda \approx 0,4 \text{ мк}$) будут расположены ближе, чем максимумы наиболее длинных красных лучей ($\lambda \approx 0,76 \text{ мк}$). В середине экрана при $k=0$ максимумы всех цветов совпадут, и мы получим там белую полосу, слегка красноватую по краям, где находится минимум для фиолетовых лучей. Однако уже первая светлая полоса справа и слева ($k = \pm 1$) будет окрашенной, как показано на рис. 1.57,в. Образующийся интерференционный спектр первого порядка будет обращен своей фиолетовой частью к середине экрана. Интерференционные спектры более высоких порядков ($|k| > 1$) будут сильно перекрывать друг друга.

Большой практический интерес представляет интерференция в тонких пластинках и пленках. Разберем подробно картину интерференции от тонкой плоскопараллельной пластинки толщиной d , изготовленной из прозрачного вещества с показателем преломления n (рис. 1.58).

Пусть на эту пластинку из воздуха ($n_{\text{возд}} \approx 1$) падает параллельный пучок лучей от удаленного источника под углом i к перпендикуляру. Луч I , падающий на пластинку в точке A , частично отра-

зится, а частично преломится под углом r и войдет в пластинку. Дойдя до точки C , он частично преломится в воздух, а частично отразится и пойдет к точке B . Здесь он опять частично отразится и преломится и часть луча I выйдет в воздух под углом i . С другой стороны, на точку B пластинки падает и частично отражается под тем же углом i луч II . В результате к глазу наблюдателя пойдут вместе два луча: луч I , прошедший путь ACB в веществе пластинки, и луч II , прошедший путь EB в воздухе и отраженный от пластинки.

На фронте волны AE оба луча имели одинаковую фазу, но в дальнейшем прошли различные пути в разных средах. Кроме того, следует еще учесть, что луч EB при отражении от оптически более

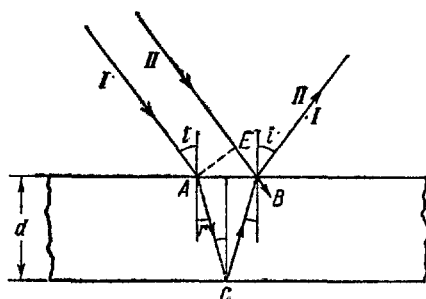


Рис. 158

плотной среды (воздух — пластинка) теряет полволны (см. т. I, § 59). С учетом (10.10) может быть вычислена оптическая разность хода лучей II и I :

$$\delta = n(AC + CB) - \left(EB + \frac{\lambda_0}{2}\right) = n \frac{2d}{\cos r} - 2d \operatorname{tg} r \sin i - \frac{\lambda_0}{2}.$$

Используя закон преломления

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n,$$

можно это выражение для δ преобразовать так, чтобы исключить тригонометрические функции угла r :

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{2dn}{\cos r} - 2d \operatorname{tg} r n \sin i - \frac{\lambda_0}{2} = 2dn \frac{1 - \sin^2 r}{\cos r} - \frac{\lambda_0}{2} = \\ &= 2dn \cos r - \frac{\lambda_0}{2} = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 r} - \frac{\lambda_0}{2} = \\ &= 2d \sqrt{n^2 - n^2 \sin^2 r} - \frac{\lambda_0}{2}, \end{aligned}$$

или окончательно:

$$\delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda_0}{2}. \quad (11.6)$$

При освещении пластинки монохроматическим светом и наблюдении отраженного света глазом, аккомодированным на бесконечность (или через линзу), пластинка будет светлой, если $\delta = 2k \frac{\lambda_0}{2}$, и темной, если $\delta = (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2}$. Так как согласно (11.6) величина δ

зависит от i , n и d , то возможны различные случаи. Так, при изменении угла наклона (непараллельный пучок) будет меняться освещенность пластинки (светлые и темные линии равного наклона). Если толщина пластинки d неодинакова, то на ее поверхности будут наблюдаться полосы, отвечающие участкам равной толщины ($d = \text{const}$), причем те участки, для которых

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda_0}{2} = 2k \frac{\lambda_0}{2},$$

будут светлыми, а участки, на которых

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

будут темными. В соответствии с этим сами светлые и темные полосы также называют полосами равной толщины.

При освещении плоскопараллельной пластинки белым светом условие максимума

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} = 2k \frac{\lambda}{2} \quad (11.7)$$

будет соблюдено лишь для одной определенной длины волны и вся поверхность пластинки окрасится в один определенный цвет, причем с изменением наклона эта окраска будет меняться. Для пластинок и пленок переменной толщины (клин, поверхность мыльного пузыря, пленка масла на поверхности воды) эта окраска будет на различных участках различна.

По цветам тонких пластинок и пленок можно судить об их толщине и в соответствии с (11.7) измерять последнюю. Так, цвета побежалости на поверхности металла позволяют определить толщину образовавшейся оксидной пленки.

Если с нижней стороны пластинки или пленки расположена среда с показателем преломления большим, чем у вещества пленки, то в точке C на рис. 1.58 будет также происходить потеря полволны при отражении. В этом случае в левой части равенства (11.7), определяющего условие максимумов, следует опустить слагаемое $\frac{\lambda}{2}$.

Из (11.7) видно, что при постоянных значениях d , n и λ изменение угла наблюдения i приводит к переходу от одного интерференционного максимума к следующему, когда порядок максимума k меняется на единицу. Если пленка толстая, то переход от одного интерференционного максимума к соседнему будет совершаться при столь малом изменении угла наклона i , что практически вся интерференционная картина будет смазана.

Интерференционная картина от клина переменной толщины впервые была изучена еще Ньютоном. Схема наблюдения так называемых колец Ньютона изображена на рис. 1.59, а.

Плосковыпуклая линза очень большого радиуса кривизны ($10 \div 100$ м) прижимается выпуклой стороной к плоской пластинке так, что между ними образуется воздушный клин переменной толщины d . Толщина этого клина зависит от расположения точки B , характеризующего радиусом r . Из прямоугольного треугольника ABC имеем

$$r^2 = R^2 - (R - d)^2 = (2R - d)d \approx 2Rd$$

или

$$d \approx \frac{r^2}{2R}. \quad (11.8)$$

Пучок параллельных лучей падает сверху на линзу. Луч, доходящий до точки B , частично отражается, а частично проходит в воздушный клин (практически вертикально, из-за малой кривизны линзы). Отражаясь в точке D от пластинки, он возвращается обратно и интерферирует с лучом, отраженным в точке B . Так как в точке D происходит отражение от оптически более плотной среды и теряется полволны, то оптическая разность хода обоих интерферирующих отраженных лучей будет

$$\delta = 2d + \frac{\lambda_0}{2} = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2}. \quad (11.9)$$

При освещении системы монохроматическими лучами в отраженном свете будут наблюдаться перемежающиеся светлые и темные кольца постоянных радиусов $r = \text{const}$ (рис. 1.59, б). Радиусы темных колец определяются из условия гашения

$$\delta = (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad \text{т. е.} \quad \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} = k\lambda_0 + \frac{\lambda_0}{2},$$

и окончательно радиус k -го темного кольца равен:

$$r_k = \sqrt{k\lambda_0 R}. \quad (11.10)$$

Радиусы последовательных светлых колец находятся из условия максимумов $\delta = 2k \frac{\lambda_0}{2}$ и равны

$$r_k^* = \sqrt{\left(k - \frac{1}{2}\right) \lambda_0 R}. \quad (11.11)$$

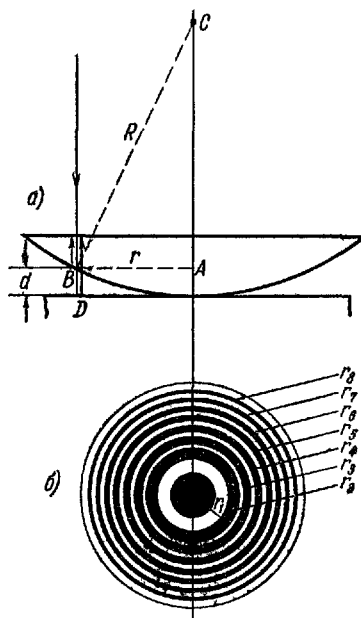


Рис. 1.59.

Счет темных колец начинается с $k=0$, т. е. от самого центра интерференционной картины. Счет светлых колец начинается с $k=1$. Радиусы колец растут пропорционально корню квадратному из их номера k , т. е. чем дальше от центра, тем эти кольца располагаются гуще, как показано на рис. 1.59,б.

При освещении прибора белым светом светлые кольца становятся соответственно окрашенными.

Измеряя радиусы колец r_k , можно (зная радиус кривизны линзы R) определить длину волны освещавшего прибор света λ_0 и обратно — по известной λ_0 найти радиус кривизны линзы R .

§ 12. Практические применения интерференции. Интерферометры

Как видно из рассмотренных в предыдущем параграфе примеров, интерференционные явления обусловлены волновой природой света и их количественные закономерности зависят от длины волны λ . Измеряя расстояния между полосами в опыте с бипризмой Френеля или радиусы колец Ньютона, можно определить длины волн световых лучей. Такова первая группа применений интерференционных явлений, имеющая принципиальное значение, — доказательство волновой природы света и измерение длин волн.

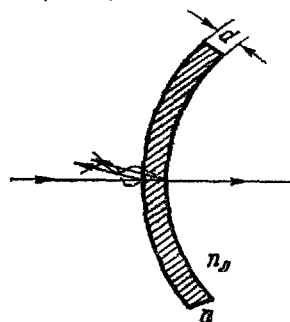


Рис. 1.60.

Вторым практическим применением интерференции является так называемое «просветление оптики». Дело в том, что не весь световой поток, падающий на линзу или призму, проходит внутрь последней, а часть его отражается обратно. Современные точные оптические приборы содержат большое количество линз, и частичное отражение света на многочисленных поверхностях раздела заметно снижает интенсивность света, доходящего до глаза наблюдателя или регистрирующего прибора.

Помимо уменьшения яркости окончательного изображения, отражение света от входного объектива наблюдательного прибора в военном деле является причиной еще одной неприятности. Отраженный от объектива свет («блик») возвращается к противнику, демаскируя положение наблюдательного прибора.

Для уменьшения отражения света И. В. Гребенщиковым с сотрудниками была разработана технология покрытия наружных поверхностей линзы специальными тонкими пленками. Идея метода понятна из схемы рис. 1.60. Передняя поверхность линзы покрыта специальной прозрачной пленкой. При наличии пленки