

картина (рис. 56). Появление темных полос, конечно, ни в какой мере не противоречит закону сохранения энергии. Вследствие интерференции световая энергия не исчезает, а просто перераспределяется по экрану. Если в темных полосах освещенность меньше, чем в случае равномерного освещения двумя некогерентными источниками, то зато в светлых полосах она больше, чем при равномерном освещении. Средняя освещенность (и поток энергии, падающий на экран) в обоих случаях будет одна и та же.

Благодаря тому что расстояния d и l , так же как и x , в опыте известны, сделанный выше расчет позволяет определить длину световой волны. При расстоянии между изображениями $0,5$ мм и расстоянии

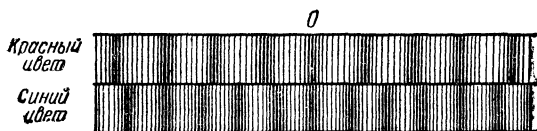


Рис. 56. Интерференционные полосы в разных цветах.

до экрана 5 м в зеленом свете получаются полосы на расстоянии 5 мм друг от друга. Отсюда находим длину волны зеленого света $\lambda = 0,5$ мк. Для разных цветов длины волн имеют различное значение: для красного $\lambda = 0,75$ мк, для синего $\lambda = 0,46$ мк и т. д. Отсюда следует, что если произвести интерференционный опыт с белым светом, темные и светлые полосы будут получаться в несколько различных местах для разных цветов. Вследствие этого светлые полосы становятся радужными. На некотором расстоянии от центра найдется такое место, где темная полоса красного цвета совпадает с светлой полосой синего. В результате подобного рода наложений интерференционная картина исчезнет уже на третьей или четвертой полосе. Чем меньше различных длин волн содержит источник света (чем уже его спектр), тем дальше можно проследить интерференционные полосы.

§ 18. Цвета тонких пленок. Полосы равной толщины

«Интерференционные цвета» отличаются от обычного цвета тел тем, что их можно наблюдать у бесцветных прозрачных тел, и еще тем, что они меняются при изменении условий освещения и наблюдения. Появление интерференционной окраски можно наблюдать на тонких пленках, например керосина, плавающего на воде, или на стенках мыльного пузыря.

При наблюдении интерференционных явлений непосредственно глазом (без промежуточного экрана) нужно всегда помнить, что хрусталик глаза составляет существенную часть всей оптической схемы опыта и что наблюдаемая картина будет сильно зависеть от фокусировки (аккомодации) глаза.

Пусть на мыльную пленку MN (рис. 57) падает свет под углом i к нормали. Предположим, что мы наблюдаем явление глазом, смотря на верхнюю поверхность пленки; это значит, что глаз аккомодирован («сфокусирован») на эту плоскость.

Рассмотрим какую-либо точку поверхности A ; через эту точку от источника S в глаз наблюдателя после отражения от пленки пройдут два луча SA и SB . Луч SA попадает в глаз непосредственно после отражения от верхней границы, луч SB , как видно из рисунка, проходит гораздо более сложный путь. Глаз, сфокусированный, как было указано, на верхнюю границу, соберет оба луча в одной точке сетчатки P . В точку P лучи придут с известной разностью хода, поскольку они проходят различные пути. В зависимости от величины разности хода глаз увидит точку A светлой или темной (в монохроматическом свете). Подсчитаем, как зависит эта разность хода от угла падения i , толщины пленки d и показателя преломления пленки n . При этом нужно учесть, что вследствие малости зрачка глаза лучи SA и SB должны быть весьма близкими, иначе они одновременно не попадут в зрачок. Поэтому при расчете мы можем считать с достаточной степенью точности лучи SA и SB параллельными (т. е. угол BSA бесконечно малым). Их непараллельность существенна только для аккомодации глаза. Если провести BR перпендикулярно к обоим лучам, то до точек B и R оба луча идут в одинаковых условиях и приходят в эти точки в одинаковой фазе. Однако, начиная с этого момента, условия их распространения становятся резко различными. Первый луч (SA) до точки A проходит отрезок RA в воздухе; второй луч (SB) до точки A проходит путь BCA в среде с показателем преломления n .

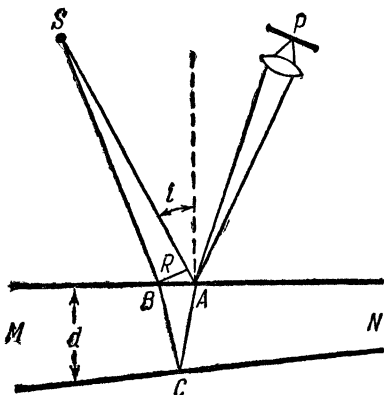


Рис. 57. Полосы равной толщины.

Скорость света в такой среде в n раз меньше, и, следовательно, соответственно меньше длина световой волны. Проще всего это показать на основании общего соотношения между частотой ν , длиной волны λ и скоростью распространения v (т. I, § 63, 1959 г.):

$$\lambda \nu = v.$$

Так как частота ν определяется источником и не зависит от среды, то длина волны в среде λ связана с длиной волны в пустоте λ_0 следующим соотношением:

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

Согласно определению $\frac{c}{v} = n$ и, следовательно,

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n}. \quad (4)$$

С другой стороны, разности хода мы измеряем в длинах волн; длина волны в явлениях интерференции служит как бы метром. Полученное нами соотношение показывает, что этот «метр» уменьшается в среде в n раз, что эквивалентно увеличению всех измеряемых «метром» размеров в n раз. Поэтому длина оптического хода в среде с показателем преломления n будет в n раз больше геометрической длины пути. Разность оптического хода между первым и вторым лучами, сошедшимися в точке A , будет, очевидно, равна:

$$n(BC + AC) - RA.$$

Из рис. 57 видно, что

$$RA = BA \sin i$$

и

$$BA = 2d \operatorname{tg} r,$$

откуда

$$RA = 2d \operatorname{tg} r \sin i.$$

С другой стороны,

$$BC = AC = \frac{d}{\cos r}.$$

Тогда разность хода равна:

$$n(BC + AC) - RA = \frac{2nd}{\cos r} - 2d \operatorname{tg} r \sin i = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}$$

(так как $\sin i = n \sin r$).

Мы, таким образом, нашли разность хода для лучей в точке A . Для получения окончательной разности хода между лучами в точке P надо еще учесть одно весьма важное обстоятельство. Световые волны, как и всякие волны, отражаясь от более плотной среды, «теряют полволны», т. е. испытывают изменение фазы на π . В нашем случае первый луч отражается от более плотной среды, а второй — от менее плотной, следовательно, между ними образуется дополнительная разность хода в полволны,

Учитывая это обстоятельство, мы окончательно получаем:

$$\delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda}{2}. \quad (5)$$

Когда толщина d такова, что указанная разность хода лучей равна четному числу полуволн, мы будем видеть свет, при нечетном числе полуволн — темноту.

До сих пор предполагалось, что источник испускает монохроматический свет с одной длиной волны λ . В случае источника белого

света наблюдаемая картина будет окрашенной так же, как в опыте с зеркалами Френеля. Интерференционная полоса определенного цвета будет согласно формуле (5) соответствовать точкам пленки, обладающим одинаковой толщиной d . Ясно, что цвет этих полос зависит также от угла наблюдения i . Указанные эффекты и вызывают красивую игру цветов мыльных пузырей и масляных пятен на поверхности воды или асфальта. В тех частях пленки, где толщина d значительно меньше полуволны, для всех длин волн видимого света можно пренебречь первым членом в формуле для δ , и, очевидно, δ будет равна для всех лучей $\frac{\lambda}{2}$; это место будет темным. Такие черные пятна могут получаться на мыльных пузырях.

Если на одну стеклянную пластинку положить другую и между ними с одной стороны проложить маленький кусочек стекла, то воздушный слой между пластинками образует клин (рис. 58). В отраженном свете будут видны цветные полосы, параллельные преломляющему ребру клина. Объясняется это тем, что точки клина, находящиеся на одном и том же расстоянии от ребра клина, т. е. лежащие на прямой, параллельной ребру, соответствуют одному и тому же значению d .

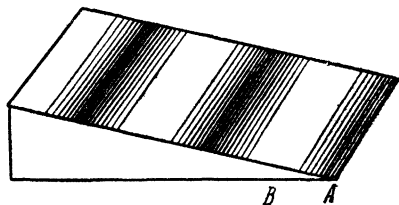


Рис. 58. Интерференционные полосы в клине.

В данном случае δ равна просто $2d + \frac{\lambda}{2}$ (падение по нормали $i=0$).

В части A (рис. 58), где толщина d весьма мала, разность хода δ очень близка к $\frac{\lambda}{2}$.

При переходе к более толстой части клина мы придем в такое место B , где $\delta = \lambda$. Там будет видна светлая полоса; она будет радужной, потому что волны различных длин (разных цветов) удовлетворяют условию $\delta = \lambda$ при несколько различных значениях толщины d . При дальнейшем передвижении по клину мы будем последовательно проходить места, соответствующие разности хода 2λ , 3λ и т. д. В таких местах будут видны радужные полосы, в то время как промежутки между ними заняты темными полосами. При переходе от одной полосы к другой толщина клина возрастает на $\frac{\lambda}{2}$ (см. связь между δ и d). Очевидно, чем больше будет угол клина, тем скорее будет нарастать разность хода при движении вдоль клина и тем чаще будут полосы.

Поэтому интерференционные полосы можно наблюдать только в очень пологих клиньях, ибо при сколько-нибудь значительном угле клина интерференционные полосы становятся настолько частыми,

что их нельзя различить. Полосы аналогичного происхождения возникают при наложении слабо выпуклой линзы на плоскую пластинку, в клинообразном воздушном слое между ними. В этом случае они имеют вид колец, расположенных все более и более часто при удалении от центра (рис. 59). Их называют *кольцами Ньютона*.

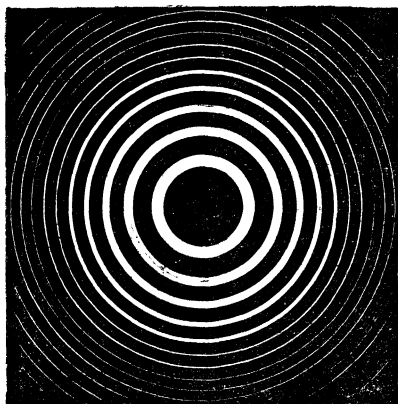


Рис. 59. Кольца Ньютона.

На рис. 60 изображено сечение линзы, наложенной на плоскую пластинку. При наблюдении колец Ньютона в отраженном свете существенной является интерференция колебаний, отраженных от внутренней поверхности линзы и от наружной поверхности пластинки. Обычно световые лучи падают почти по нормали к пластинке, поэтому угол i близок к нулю и разность хода равна просто $2d + \frac{\lambda}{2}$.

Толщина воздушного слоя d на расстоянии r от точки B определяется из простых геометрических соображений:

$$d = CD = AB.$$

С другой стороны, из треугольника OAC следует:

$$r^2 = R^2 - (R - d)^2 = 2Rd - d^2.$$

Так как при наблюдении колец Ньютона радиус кривизны линз очень велик и наблюдение ведется в области, близкой к B , то R значительно больше d , и величиной d^2 можно пренебречь по сравнению с $2Rd$. Тогда получаем:

$$d = \frac{r^2}{2R}, \quad (6)$$

т. е. разность хода растет пропорционально квадрату удаления от центра картины. Таким образом, чем дальше от центра, тем быстрее растет разность хода.

Это и понятно: ведь чем дальше от точки B , тем больший угол составляет поверхность линзы с плоскостью пластинки, что соответствует как бы клину с возрастающим углом. Последнее объясняет сгущение колец при удалении от центра.

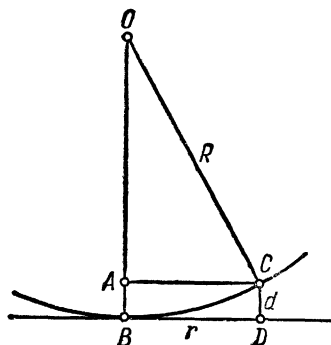


Рис. 60. Происхождение колец Ньютона.

Для темных колец разность хода должна быть равна $(2m+1)\frac{\lambda}{2}$, откуда в местах образования темных колец

$$2d_m = m\lambda,$$

что в сочетании с (6) приводит к

$$r_m = \sqrt{m\lambda R}. \quad (6a)$$

Пользуясь соотношением (6a), связывающим радиус кольца с радиусом кривизны R , можно либо определять длину волны света, либо, зная длину волны, определять радиус кривизны линзы. Такой способ определения кривизны особенно удобен при малых кривизнах, т. е. больших R .

Полосы в прозрачном клине и кольца Ньютона отмечают места, в которых разность хода постоянна вследствие постоянной толщины среды; поэтому их называют *полосами равной толщины*.

§ 19. Полосы равного наклона. Просветленная оптика

Приведенное выше выражение для величины разности хода двух лучей зависит, кроме толщины d , и от угла i падения света. Поэтому кольца Ньютона смещаются при перемещении глаза наблюдателя,

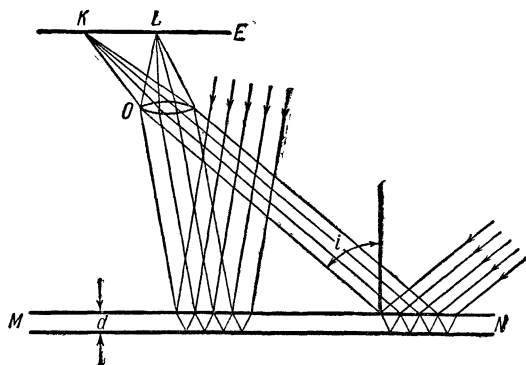


Рис. 61. Происхождение полос равного наклона,

хотя влияние толщины гораздо заметнее. Однако и в идеально точной плоскопараллельной пластинке можно наблюдать интерференционные полосы, положение которых определяется исключительно углом падения света. Пусть на пластинку MN с неизменной по всей поверхности толщиной d падает рассеянный свет (всех направлений). Для наблюдения возьмем объектив O (рис. 61) с экраном E (или фокальной плоскостью окуляра), помещенным в главном фокусе. Каждой точке экрана E соответствует определенное направление лучей.