

Отношение скоростей света  $\frac{c}{v} = n$  называют *относительным показателем преломления двух сред*. Углы  $i$  и  $r$  являются углами лучей падающего  $ТС$  и преломленного  $CR$  с нормалью к границе раздела. Мы получили, таким образом, закон преломления: синусы углов с нормалью к границе раздела двух сред падающего и преломленного лучей относятся, как скорости света в средах.

Проведенное рассмотрение показывает, что в формулу для показателя преломления входят скорости распространения фаз световых волн, а не скорости распространения световых сигналов. Это очень существенно, так как фазовые скорости могут быть сколь угодно велики, в то время как скорость сигнала не может превышать  $c$  (§ 5). Например, показатель преломления серебра равен приблизительно 0,1, т. е. фазовая скорость света в серебре достигает  $3 \cdot 10^8$  км/сек.

В разобранных случаях волновая теория Гюйгенса — Френеля приводит к тем же законам, что и геометрическая оптика. Разница заключается пока только в том, что в геометрической оптике законы отражения и преломления рассматривались как данные из опыта или полученные из принципа Ферма, а волновая теория по существу дает нам уже объяснение этих законов, исходящее из определенного представления о природе света. Преимущество волновой теории этим, однако, не ограничивается. Как уже указывалось выше, эта теория дает возможность объяснения и таких эффектов, которые не укладываются в рамки геометрической оптики (дифракция). Такие эффекты возникают при экранировании части волнового фронта, тогда принцип Ферма теряет свою справедливость.

## § 26. Метод зон Френеля

Вычисляя общее действие волнового фронта в какой-нибудь точке пространства, мы должны учесть, что световые колебания, исходящие из отдельных точек фронта, приходят в «точку наблюдения» с различными фазами. При этом все точки самого волнового фронта находятся в одной фазе. Для простоты вычисления суммарного действия  $E$  всего волнового фронта мы будем считать, что источник света находится весьма далеко и, следовательно волну  $S$  можно считать плоской. Пусть расстояние точки наблюдения  $A$  от волнового фронта  $S$  будет  $b$  (рис. 86). Все точки волнового фронта  $S$  колеблются в одной фазе. В то же время все точки фронта  $S$  находятся от  $A$  на различных расстояниях, вследствие чего суммарное действие всего фронта будет определяться разностью фаз интерферирующих колебаний, проходящих в  $A$  от отдельных элементов волнового фронта  $S$ .

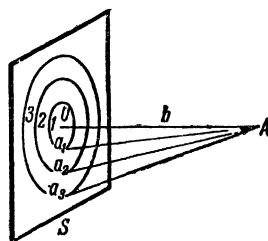
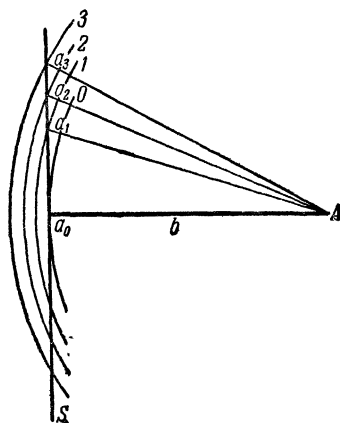


Рис. 86. Зоны Френеля.

Для рассмотрения соответствующей интерференционной картины сделаем следующее построение. Из точки наблюдения  $A$  проведем ряд сфер с радиусами:

$$\begin{aligned} Aa_0 &= b, \\ Aa_1 &= b + \frac{\lambda}{2}, \\ Aa_2 &= b + 2\frac{\lambda}{2}, \\ &\dots \dots \dots \\ Aa_n &= b + n\frac{\lambda}{2}. \end{aligned}$$

На поверхности волнового фронта  $S$  эти сферы вырежут ряд колец, называемых *зонами Френеля* (рис. 86 и 87). Каждая последующая зона расположена от точки  $A$  на полволны дальше, чем предыдущая.



На рис. 87 соотношения размеров, конечно, искажены, так как длина световой волны слишком мала для того, чтобы быть изображенной на рисунке. Следовательно, в точку  $A$  колебания прибывают от двух соседних зон Френеля в противоположной фазе и при сложении частично уничтожают друг друга.

Полного уничтожения колебаний при совместном действии двух соседних зон Френеля не происходит. Это видно из следующих соображений.

Рис. 87. Образование зон Френеля.

Вычислим площадь  $n$ -й зоны Френеля:

$$\begin{aligned} S_n &= \pi [(a_0 a_n)^2 - (a_0 a_{n-1})^2] = \pi [(Aa_n)^2 - b^2 - (Aa_{n-1})^2 + b^2] = \\ &= \pi [(Aa_n)^2 - (Aa_{n-1})^2] = \pi \left[ b^2 + bn\lambda + n^2 \frac{\lambda^2}{4} - b^2 - b(n-1)\lambda - \right. \\ &\quad \left. - (n-1)^2 \frac{\lambda^2}{4} \right] = \pi \left[ b\lambda + (2n-1) \frac{\lambda^2}{4} \right]. \end{aligned}$$

Учитывая, что величина  $\lambda$  весьма мала по сравнению с расстоянием  $b$ , мы можем пренебречь вторым членом в скобках и считать площади всех зон Френеля приблизительно одинаковыми, равными  $S_n = \pi b\lambda$ .

Вместе с тем угол между линией, соединяющей зону с точкой  $A$ , и нормалью к фронту волны для каждой последующей зоны больше, чем для предыдущей, вследствие чего амплитуда колебаний, приходящих в  $A$ , постепенно падает с увеличением номера зоны. Ведь,

как было указано в предыдущем параграфе, излучение отдельных точек волнового фронта имеет наибольшую интенсивность в направлении нормали. Это ослабление усиливается еще возрастанием расстояния от зоны Френеля до  $A$  с ростом номера зоны. Это обстоятельство и вызывает неполное взаимное уничтожение колебаний двух смежных зон Френеля. Не делая специальных предположений о законе убывания амплитуды элементарных колебаний с расстоянием, мы можем все же утверждать, что с достаточным приближением амплитуда в точке  $A$  волны от какой-нибудь зоны является средним арифметическим амплитуд волн от двух смежных зон.

На рис. 88 представлена зона, находящаяся между двумя заштрихованными половинами двух смежных зон. В силу указанного выше свойства действие всей этой части волнового фронта в точке  $A$  (рис. 87) равно нулю. То же самое можно сказать и о каждой зоне: половина центральной зоны (нулевой) вместе с половиной второй уничтожат первую, половины второй и четвертой уничтожат третью и т. д. Мы получаем, что некомпенсированной остается лишь половина центральной зоны Френеля.

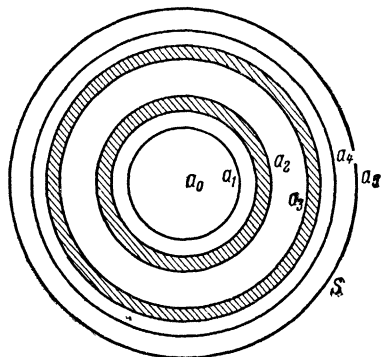


Рис. 88. Компенсация действия соседних зон Френеля.

Таким образом, колебания, вызываемые в точке  $A$  большим участком волновой поверхности  $S$ , имеют такую же амплитуду, как если бы действовала только половина центральной зоны.

В результате мы можем говорить о прямолинейном распространении света от одной точки до другой. Свет, идущий в данную точку, как бы сосредоточен в канале, сечение которого в любом месте равно половине центральной зоны Френеля.

Действие световой волны на некоторую точку сводится к действию половины центральной зоны Френеля только в том случае, если волна безгранична; только в этом случае действия остальных зон взаимно компенсируются, и можно пренебречь действием удаленных зон. Если мы имеем дело с конечным участком волны, то условия становятся существенно отличными.

Характерные дифракционные явления можно наблюдать при прохождении света сквозь малое отверстие или близ экрана.

1. Маленькое круглое отверстие. На рис. 89 изображен отрезок непрозрачного экрана с круглым отверстием  $NN$ , размеры которого показаны здесь увеличенными в несколько тысяч раз; на отверстие снизу падает параллельный пучок света  $LL$ .  $O$  — центр отверстия,  $P_1$  и  $P_2$  — две произвольные точки на прямой, перпендикулярной к  $NN$  и проходящей через  $O$ . Из центра  $P_1$

описываем концентрические сферы, из которых внутренняя с радиусом  $a$  проходит через  $O$ , а каждая следующая имеет радиус, на  $\frac{\lambda}{2}$  больший, чем предыдущая. Таким образом,

$$P_1O = a; \quad P_1A_1 = a + \frac{\lambda}{2};$$

$$P_1B_1 = a + 2 \frac{\lambda}{2} \text{ и т. д.}$$

Ряд таких же концентрических сфер с радиусами, постепенно увеличивающимися на  $\frac{\lambda}{2}$ , опишем из точки  $P_2$ . Оба ряда сфер будут вырезать в отверстии зоны Френеля. На рис. 89 сферы, описанные вокруг  $P_1$ , вырезают три зоны, а описанные вокруг  $P_2$  — четыре зоны.

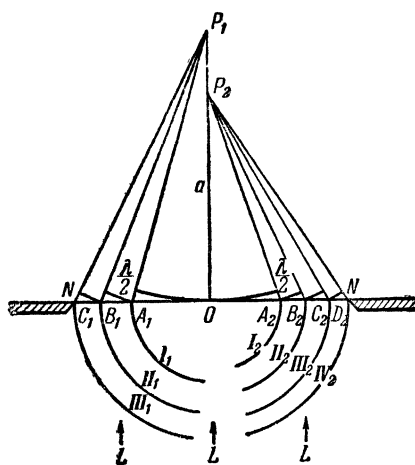
При  $a$ , значительно превышающем радиус отверстия  $ON$ , углы, образуемые прямыми  $P_1A_1$ ,  $P_2A_2$  с нормалью, очень малы и поэтому можно считать, что амплитуды волн, исходящих из точек  $A_1$ ,  $B_1$ ,  $C_1$  маленького отверстия  $NN$  и достигающих точки  $P_1$ , равны между собой (то же самое справедливо и для амплитуд волн, исходящих из  $A_2$ ,  $B_2$ ,  $C_2$ ,  $D_2$  и достигающих  $P_2$ ).

Так как зоны  $I$ ,  $II$ ,  $III$ , ... имеют практически одну и ту же площадь, то действие двух соседних зон в точке  $P_1$  взаимно уничтожается. Отсюда следует, что светлыми будут те точки  $P_1$ ,

Рис. 89. Объяснение дифракции на круглом отверстии (верхняя часть рисунка — разрез, нижняя — план).

которые находятся от центра отверстия  $O$  на таком расстоянии, что в отверстии уложится нечетное число зон Френеля. При этом действие всего отверстия будет равно действию одной некомпенсированной зоны Френеля. Наоборот, такие точки, как  $P_2$ , для которых число зон, уместяющихся в отверстии, четное, должны быть темными, так как в этом случае действие одной половины зон компенсирует действие другой половины.

Таким образом, если мы поставим за отверстием  $NN$  белый экран, который будем приближать к отверстию или удалять от него, то центр экрана будет становиться по мере перемещения то темным, то светлым. Из закона сохранения энергии можно далее за-



ключить, что и боковые точки (расположенные в стороне от оси  $OP$ ) должны быть попеременно то светлыми, то темными: *центральное пятно будет окружено рядом светлых и темных колец.*

2. Маленький круглый экран. На рис. 90 изображен маленький круглый экран с краями  $NN$ . На экран падают параллельные лучи  $LL$ . Если бы лучи распространялись вполне прямолинейно, то за экраном образовалось бы теневое цилиндрическое пространство с осью  $OP$ , являющейся перпендикуляром, проведенным из центра экрана. Однако волновая теория приводит к иному заключению.

Пусть фронт плоской волны простирается безгранично во все стороны от экрана. Проводим снова сферические поверхности, центром которых служит точка  $P$ , лежащая на оси. Радиус первой сферы  $PN=b$ , радиусы следующих сфер будут:

$$b + \frac{\lambda}{2}, \quad b + 2\frac{\lambda}{2}, \quad b + 3\frac{\lambda}{2} + \dots$$

Эти сферы вырезают на плоскости волны зоны Френеля, площади которых равны между собой. Мы можем применить к этим зонам те соображения, которыми мы пользовались для случая безграничной плоской волны.

В случае нормального падения параллельного пучка на маленький круглый экран осевая точка пространства за экраном освещается так, как будто бы действовала только половина первой френелевой зоны, непосредственно примыкающей к краям экрана.

Таким образом, свет распространяется и за экран.

В соответствии с этим опыт показывает, что в центре тени экрана получается светлая точка (рис. II в конце книги). Наблюдать это явление удастся, однако, только с экранами, близкими по размерам к центральной зоне Френеля, так как при значительно больших объектах интенсивность светлого пятна весьма мала.

Отметим курьезный исторический факт. Знаменитый математик Пуассон, бывший одним из наиболее резких противников волновой теории света, привел в качестве наиболее убедительного, по его мнению, аргумента против теории то, что согласно ей всегда должен получаться свет в центре тени от экрана. Ему это казалось совершенно неправдоподобным, и он был в большом смущении, когда

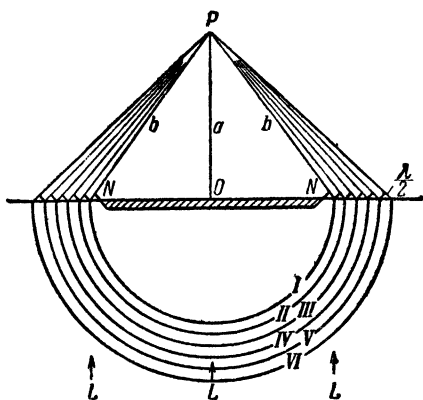


Рис. 90. Объяснение дифракции на круглом экране (верхняя часть рисунка — разрез, нижняя — план).

простой опыт, произведенный Френелем, подтвердил этот вывод из волновой теории, сделанный ее ярким противником.

Можно изготовить экран (так называемую *пластинку зон*), который закроет все четные или нечетные зоны Френеля. Тем самым искусственно будут нарушены условия интерференции, учтенные нами выше при расчете действия волновой поверхности. При этом останутся лишь зоны, посылающие в точку  $A$  колебания в одной фазе. В результате мы получим в  $A$  изображение источника света  $S$  (рис. 91), образованное колебаниями, приходящими в одной фазе со всей площади пластинки зон. Действие пластинки будет подобно действию линзы; этот факт служит одним из ярких примеров непрямолинейного распространения света.

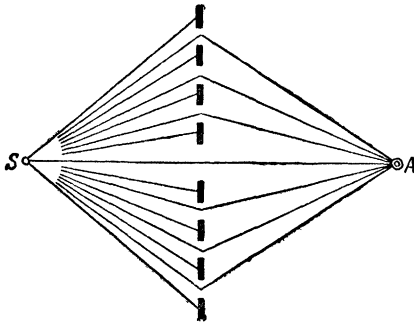


Рис. 91. Разрез пластинки зон.

Большой экран на достаточно большом расстоянии от точки наблюдения дает заметную дифракционную картину. Некоторым явлениям, наблюдаемым во время солнечных затмений, когда экраном является Луна — тело с диаметром 6000 км, можно дать объяснение при помощи дифракции. В то же время маленький экран, стоящий близко от точки наблюдения, не дает дифракционной картины. Часто указывают как на необходимое для наблюдения дифракции условие — на сравнительно величину экрана или отверстия с длиной волны. Из сказанного выше видно, что это не так. На опыте наиболее часто для получения дифракционной картины пользуются объектами, в сотни раз превышающими длину световой волны.

Мы получаем заметную дифракционную картину в виде полос или колец, на которые приходится значительная доля прошедшей световой энергии, если экран или отверстие, помещенные на определенном расстоянии от точки наблюдения, имеют *размеры, сравнимые с размерами центральной зоны Френеля*. При этом нарушается независимость хода отдельных лучей. В случае, если объекты весьма велики по сравнению с центральной зоной Френеля, дифракционная картина получается лишь в виде незначительной детали на краю геометрической тени, на которую приходится ничтожная доля лучистой энергии, участвующей в образовании всего изображения.

В первом случае мы имеем существенное отклонение от прямолинейного распространения света, во втором практически будут справедливы законы лучевой оптики.