

краями простого слоя китайской туши, нанесенной на тонкий лист бумаги, так как стекло, на которое накладывались тушь и бумага, покрывало отверстие так же, как и остальную часть экрана; в другом случае свет изгибался двумя медными цилиндрами. Таким образом, доказано, что ни природа тел, ни масса их, ни толщина краев не имеет заметного влияния на отклонение световых лучей, проходящих в их соседстве, и в равной мере очевидно, это этот замечательный факт не может совмещаться с теорией испускания. Волновая теория, наоборот, его объясняет и дает даже средства для вычисления всех явлений дифракции».

§ 25. Принцип Гюйгенса — Френеля

Гюйгенс рассматривал распространение световых волн как последовательное возмущение точек эфира, в котором распространяется свет. Каждая точка волновой поверхности (т. е. поверхности с одинаковой фазой световых колебаний) является самостоятельным источником вторичных волн, распространяющихся со скоростью света. Френель весьма существенно дополнил принцип Гюйгенса тем, что учел интерференцию колебаний, исходящих из этих когерентных источников.

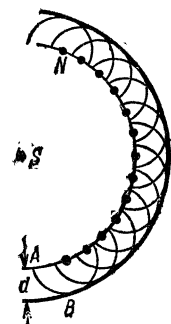


Рис. 82. Образование волнового фронта.

Рассмотрим распространение света в изотропной среде, в которой скорость света по всем направлениям одинакова. Пусть в некоторый момент времени волновая поверхность, или «фронт» волны, находилась в положении A (рис. 82). Все точки поверхности A начинают одновременно посылать колебания со скоростью света c (эти вторичные волны представлены на чертеже малыми окружностями).

Как показал Кирхгоф, интенсивность этих вторичных волн будет наибольшей в направлении нормали к волновой поверхности, т. е. излучение вторичных источников, «вспыхивающих» на поверхности волны, носит резко направленный характер. В результате через время t колебания распространятся на расстояние $d = ct$, что, очевидно, будет соответствовать перемещению всего фронта в положение B , отстоящее от A на то же расстояние d . Фронт волны B , по определению, должен проходить через все точки пространства, находящиеся в одной фазе; следовательно, он касается всех сфер радиуса d , представляющих вторичные волновые поверхности через время t . *Волновой фронт является, таким образом, поверхностью, огибающей поверхности вторичных волн, возникающих в пространстве, в котором распространяется свет.*

Световые лучи будут расходиться по радиусам от точки S .

В изотропной среде световые лучи являются нормальными волновой поверхности.

С точки зрения волновых представлений принцип Ферма теряет свое самостоятельное значение и становится простым следствием принципа Гюйгенса — Френеля, причем следствием, далеко не всегда справедливым.

Рассмотрим две бесконечные близкие волновые поверхности (рис. 83). Тогда, согласно принципу Гюйгенса — Френеля, для нахождения светового луча надо соединить точку P , являющуюся центром элементарной сферической волны, с P' — точкой касания этой элементарной волны и огибающего результирующего волнового фронта.

Ясно, что для прохождения пути PP' требуется время, меньшее, чем для прохождения любого другого отрезка PQ , где Q уже не является точкой, сопряженной указанным образом с точкой P (кривизна фронта волны всегда меньше кривизны элементарной волны). Повторяя такое же построение для последовательных положений волнового фронта, мы получим путь светового луча как сумму отрезков PP' , соответствующую минимальному времени прохождения, т. е. докажем справедливость принципа Ферма.

Пользуясь принципом Гюйгенса — Френеля, можно вывести законы отражения и преломления света. Пусть на зеркало MN

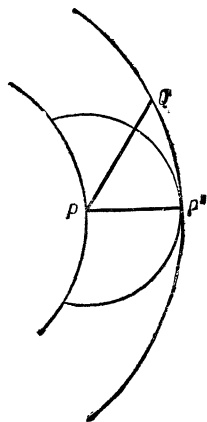


Рис. 83. Принцип Ферма как следствие волновых свойств света.

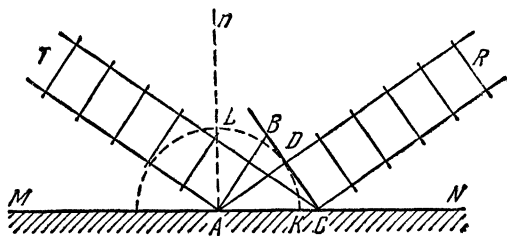


Рис. 84. Отражение волны,

(рис. 84) падает световая волна. Для простоты мы примем расстояние до источника света весьма большим, вследствие чего фронт волны AB может считаться плоским (радиус кривизны весьма велик). В некоторый момент волновая поверхность AB касается зеркала в точке A . Здесь возникают вторичные колебания, распространяющиеся со скоростью света c . Время запаздывания t , за которое

колебания достигнут зеркала от точки B , равно $t = \frac{BC}{c}$. За это время вторичные колебания, распространяющиеся с той же скоростью c , достигнут сферы с радиусом $AD = BC$. Таким образом, мы найдем, что все точки в плоскости CD , касательной к сфере LK и перпендикулярной к плоскости чертежа, обладают одной фазой и, следовательно, плоскость CD является фронтом отраженной волны. Из полученного

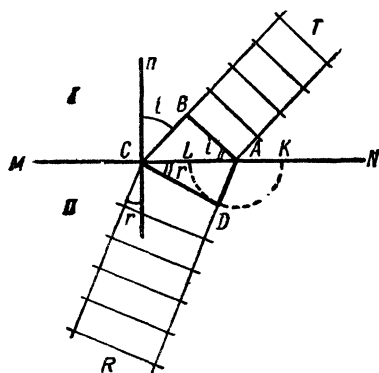


Рис. 85. Преломление волны.

геометрического построения отраженной волновой поверхности CD следует закон отражения света: углы падающего луча AT и отраженного AR с нормалью An равны друг другу.

Рассмотрим две среды, разделенные плоской границей. Пусть на поверхность раздела MN (рис. 85) падает плоская волна AB . Мы предположим, что в среде I свет распространяется со скоростью c , а в среде II — со скоростью v , причем $v < c$. Колебания в точках A и B находятся в одной фазе. В тот момент, когда фронт AB касается границы раздела MN , от точки A в среде II начинают распространяться вторичные колебания со скоростью v . В то же время колебания от точки B распространяются со скоростью c , большей, чем v . Пусть расстояние BC колебания пройдут за время $t = \frac{BC}{c}$. За

это время вторичные колебания из точки A достигнут сферы LDK с меньшим радиусом $AD = tv = BC \frac{v}{c}$. При этом все точки сферы LDK будут иметь фазу, одинаковую с точкой C , и, следовательно, поверхность волны в среде II будет плоскостью CD , касательной к сфере LDK и перпендикулярной к плоскости чертежа. Произойдет поворот фронта волны. Из прямоугольного треугольника ABC мы найдем $AC = \frac{BC}{\sin i}$ (рис. 85). Из треугольника ACD имеем $AC = \frac{AD}{\sin r}$.

Тогда $\frac{AD}{\sin r} = \frac{BC}{\sin i}$, откуда $\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{BC}{AD}$ или, пользуясь выведенным выше соотношением $AD = BC \frac{v}{c}$, мы окончательно будем иметь:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{c}{v}.$$

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 .

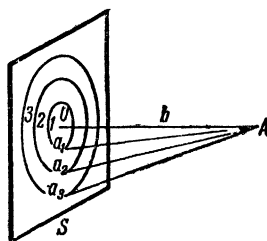


Рис. 86. Зоны Френеля.