длине волны λ и перепаду амплитуд на фронте. Согласно Юнгу, возникновение дифрагиров. волны имеет локальный характер и происходит в нек-рой окрестности границы тени за краем препятствия (рис. 1). Аналогичная дифрагиров. волна образуется и в освещённой области, так что в целом формируется поле цилиндрич. волны, как бы испускаемой краем препятствия. Интерференция между дифрагиров. волной и не заслонённой препятствием частью падающей волны объясняет появление на экране B' интерференц. полос выше границы геом. тени BB' и отсутствие их в нижней части.

Френель отказался от локального юнговского подхода и предложил свой интегр. метод, опирающийся на сформулированный ранее (1690) принцип Гюйгенса (см. *Гюйгенса — Френеля принцип*). Согласно Френелю,

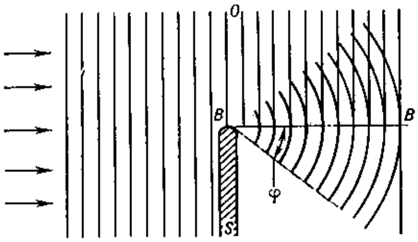
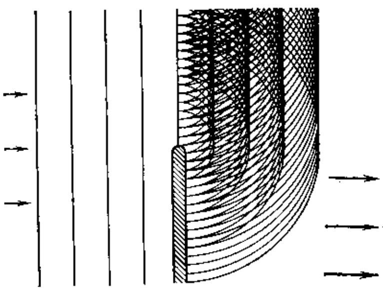


Рис. 1. Схема дифракции волн от края экрана по Юнгу.

дифракц. поле может быть представлено как результат интерференции фиктивных вторичных источников (рис. 2), распределённых по всей не закрытой препятствием части фронта падающей волны и имеющих амплитуду и фазу, пропорциональные таковым у этой волны. Френель ввёл разбиение поверхности, занятой вторичными источниками, на полуволновые зоны (т. н. *Френеля зоны*; рис. 3). Характер Д. в. зависит от того, сколько



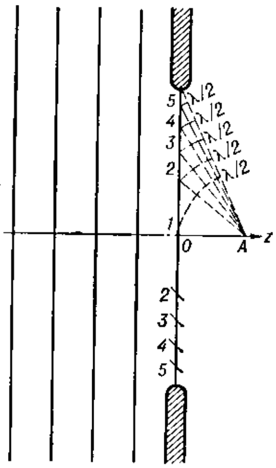


Рис. 2. Схема дифракции волн от края экрана по Френелю.

Рис. 3. Построение дифракционной картины за отверстием по Френелю (разбиение на зоны Френеля).

зон укладывается в отверстии, или от значения френелевского (волнового) параметра p, равного отношению размера первой зоны Френеля к радиусу a отверстия $p=\sqrt{\lambda z}/a$ (где z — координата точки наблюдения).

Различают следующие характерные области Д. в., отвечающие разным значениям p: геометрооптическую, или прожекторную, область $p\ll 1$; область дифракции Френеля $p\sim 1$; область дифракции Фраунгофера $p\gg 1$. При фиксиров. радиусе отверстия a и длине падающей волны λ выделенные области последовательно проходятся по мере удаления точки наблюдения от отверстия (т. е. с увеличением z). В первой, прилегающей к отверстию области ($z\ll a^2/\lambda$) поперечное (в плоскости $z=\text{const}$) распределение амплитуды повторяет (исключая малую окрестность $\rho=a$, т. е. $\Delta\rho\sim\sqrt{\lambda z}\ll a$) распределение амплитуды на самом отверстии (отсюда термин «прожекторная область») и отвечает приближению геом. оптики (отсюда термин «геометрооптическая область»). Во второй зоне ($z\sim a^2/\lambda$) поперечное распределение амплитуды существенно искажается. Начиная с этих расстояний волновой пучок, о к-ром может идти речь, становится относительно быстро расширяющимся из-за Д. в. Наконец, в третьей, удалённой области пространства ($z\gg a^2/\lambda$) дифракц. поле представляет собой расходящуюся сферич. волну с локально плоской структурой, но обладающую определ. направленностью. Т. о., наиб. отчётливо дифракц. явления начинают проявляться во френелевской области, т. е. с расстояний $z\sim a^2/\lambda$.

Френелевское представление о Д. в., первоначально разработанное математически лучше юнговского, вскоре получило преобладающее значение и привело к окончат. победе волновой теории света над ньютоновской корпускулярной. И только значительно позже было показано, что в равных условиях результаты вычислений методом Френеля приводятся к форме, предсказанной Юнгом. Френелевский подход встречает затруднения, когда не удаётся заранее, хотя бы приближённо, угадать распределение вторичных источников на граничных поверхностях. Это относится, напр., к Д. в. в поглощающую поверхность при распространении волн вдоль неё или к огибанию волнами плавно выпуклого препятствия. Собственно с классич. задачи такого рода о распространении эл.-магн. волн вдоль поверхности Земли (М. А. Леонтович, В. А. Фок; 1944—46) началось, по существу, интенсивное развитие юнговского подхода, что привело к существ. обогащению совр. представлений о Д. в.

По законам геом. оптики распространение в каждой лучевой трубке происходит независимо. При этом лучевая амплитуда (величина, квадрат модуля к-рой пропорционален потоку энергии вдоль трубки), сохраняя пост. значение вдоль каждой трубки, может быть отлична от нуля в одних трубках и равна нулю в смежных, что соответствует наличию резкой границы геом. тени. Д. в. в первом приближении представляет собой эффект поперечной диффузии лучевой амплитуды из одних лучевых трубок в смежные по фронтам распространяющихся волн.

Чтобы получить на основе такого представления все результаты упрощённой френелевской теории дифракции волн за отверстиями произвольной формы в плоском экране для малых углов дифракции, достаточно рассмотреть явления поперечной диффузии амплитуды по фронтам приблизительно плоских волн. Если подставить выражение приблизительно плоской волны $u=A(x, y, z)\times\exp[-i(\omega t-kz)]$, распространяющейся в направлении z, в волновое ур-ние $\partial^2 u/\partial t^2=c^2\Delta u$, то для плавно изменяющейся амплитуды A получается ур-ние

$$\frac{\partial A}{\partial z}-\frac{D}{c}\cdot\frac{\partial^2 A}{\partial z^2}=\frac{D}{c}\cdot\left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 A}{\partial y^2}\right),$$

где $D=i\lambda c/4\pi$. Пренебрегая в левой части 2-м членом по сравнению с 1-м ввиду малости длины волны λ, получаем ур-ние Леонтовича (см. *Квазиоптика*):

$$\frac{\partial A}{\partial z}=\frac{D}{c}\left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 A}{\partial y^2}\right), \tag{1}$$

к-рое может быть переписано также в виде двумерного ур-ния диффузии или теплопроводности:

$$\frac{\partial A}{\partial t}=D\left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 A}{\partial y^2}\right), \tag{2}$$

если положить $z=ct$, т. е. связать систему отсчёта с движущейся волной, совпадающей в момент $t=0$ с плоскостью $z=0$, в к-рой расположен экран с отверстием. Когда плоская волна единичной амплитуды ($A=1$) падает на экран с отверстием (рис. 4 и 5), то, если принять непосредственно за отверстием амплитуду также равной единице, а за экраном — равной нулю, обнаружится расплывание амплитуды $|A|$ по фронту волны