

поле u_p вклады противоположных знаков, взаимно компенсирующие друг друга. Освещённость в точке P зависит от местоположения и размера диафрагмы. Эта зависимость определяется кол-вом зон, доступных видению из P : если открыто чётное число зон, то в центре дифракц. картины получается тёмное пятно (рис. 2, б), при нечётном числе зон — светлое (рис. 2, а). Метод Френеля также качественно объясняет причину засвечивания в области геом. тени от круглого экрана: светлое пятнышко (т. н. пятно Пуассона) создаётся вторичными волнами первой кольцевой зоны Френеля, окружающей экран (рис. 3). Метод расчёта освещённости за системой экранов с использованием зон Френеля положен в основу теории *зонных пластинок*.

Метод зон Френеля эффективен, когда картину дифракции определяют лишь неск. зон (т. н. дифракция Френеля, или дифракция в сходящихся лучах). Учёт изменения фаз вторичных волн, пришедших в P от разл. точек зоны, уточняет дифракц. картину. Такое уточнение становится решающим, когда поверхность S составляет малую долю зоны или дифракция наблюдается вдали (в случае т. н. дифракции Фраунгофера). Единая для обоих случаев те-

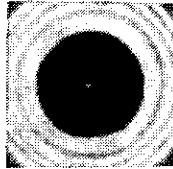


Рис. 3. Дифракционная картина от круглого экрана; в центре геометрической тени — светлое пятно (т. н. пятно Пуассона).

ория Д. с. в рамках принципа Гюйгенса — Френеля базируется на вычислении (1) при условии малости λ по сравнению (рис. 1) с поперечными размерами d экранов и диафрагм, по сравнению с радиусами кривизны L поверхности S и в случае малых дифракционных углов.

При вычислении (1) полагают S совпадающей с волновой поверхностью, пренебрегают медленными и малыми вариациями величины $r^{-1} \cos(\widehat{nr})$ на S и разлагают фазу в экспоненте в ряд по обратным степеням удаления P от экрана, ограничиваясь лишь первым порядком малости. Т. о. (1) преобразуется к виду:

$$u_p \sim \int (S) \exp[ik(\rho^2 - 2\rho R)/2R] dS, \quad (2)$$

где $\rho = R - r$, а R — вектор, соединяющий середину экрана с P , и $|R| = \text{const}$. В практич. задачах, напр. встречающихся в дифракц. теории aberrации, считается, что S близка к поверхности второго порядка, и это дополнительно упрощает вычисления (2).

При расчётах различают два альтернативных случая в зависимости от соотношения между R , L и d , соответствующих дифракции Фраунгофера и Френеля. Дифракция Фраунгофера имеет место, когда $kd^2/l \ll 1$, т. е. $d \ll \sqrt{l\lambda}$, где $\frac{1}{l} = \frac{1}{R} + \frac{1}{L}$. При очень удалённом от экрана источнике света можно пренебречь кривизмой фронта волны, считать её плоской ($L \rightarrow \infty$), тогда $d \ll \sqrt{R\lambda}$. Т. о., дифракция Фраунгофера наблюдается в случае, если размер отверстия значительно меньше зоны Френеля. Картину дифракции в этом случае можно характеризовать угл. распределением интенсивности потока, расходящегося с углом расходимости $\varphi \sim \lambda/d$. Картина дифракции Фраунгофера не меняется, если экраны превратят в диафрагмы, а последние — в экраны (*Бабине теорема*). Из этого следует, в частности, что маленький экран может служить фокусирующей системой в той же степени, что и отверстие в камере-обскуры.

Более сложный в матем. отношении случай дифракции Френеля $kd^2/l \gg 1$ вызывается изогнутостью дифрагирующего волнового фронта или связан с его относительно большими угл. размерами $d/R \gg \lambda/d$, воспринимаемыми из точки наблюдения P . Дифракция Френеля наблюдается, когда размер отверстия сравним с размером зоны Френеля $d \sim \sqrt{R\lambda}$. Расчёт этого случая требует применения спец. ф-ций даже при простейшей геометрии обрезания волновых фронтов. В случае дифракции плоской волны, нормально падающей на экран-полуплоскость, распределение освещённости на расстоянии R за экраном имеет вид, представленный на рис. 4. Поле за экраном определяется интегралами:

$$u(x) = \frac{1-i}{2} u_0 [F(w) + F(\infty)], \quad (3)$$

где

$$F(w) = \int_0^w \exp(i\pi\tau^2/2) d\tau = C + iS. \quad (4)$$

Здесь $w = x/\sqrt{\lambda R/2}$, x — расстояние до геом. тени, u_0 — световое поле в отсутствии экрана, C и S — Френеля интегралы. В этом случае нет резкой границы между светом и тенью, в области геом. тени интенсивность света убывает монотонно по степенному закону: $I \sim w^{-2}$, на освещённой части видны дифракц. полосы, интенсивность меняется по закону

$$I/I_0 = 1 + \sin(w^2 - \frac{\pi}{4})/\sqrt{\pi}w.$$

Освещённость по всей области в случае дифракции Френеля на полуплоскости удобно определять графически с помощью *Корню спирали*. При Д. с. на полуплоскости ни при каких

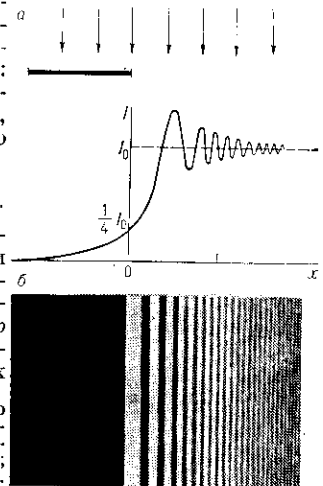


Рис. 4. Дифракция плоского волнового фронта на полуплоскости; а — графическое распределение интенсивности I ; б — дифракционная картина.

условиях не реализуется случай дифракции Фраунгофера.

Дифракция плоской волны на щели (рис. 5) также описывается интегралами Френеля. При нормальном её падении поле определяется

$$u(x) = \frac{1-i}{2} u_0 [F(w_+) - F(w_-)], \quad (5)$$

где $w_{\pm} = (x \pm d)/\sqrt{2\lambda R}$, d — ширина щели, x — отсчитывается от плоскости симметрии. При переходе от дифракции Френеля к дифракции Фраунгофера происходит многократное неполное затенение центра картины. Наибольшее затенение (интенсивность $\approx 0,6$ падающей) получается при $d = 1,9\sqrt{2\lambda R}$ (рис. 5, а). При дифракции Фраунгофера доля света, приходящаяся на осн. максимум в центре картины, значительно превосходит освещённость всего остального (рис. 5, в). Следует отметить, что чем уже щель, тем больше дифракц. расходимость света. По этой причине картина фраунгоферовой дифракции на прямоугольнике (рис. 6) сильнее вытянута вдоль его короткой стороны. Побочные максимумы вдоль осей симметрии появляются всегда при Д. с. на фигурах с углами и обуславливают явления «световых вееров», к-рые при наблюдении маленьких светящихся объектов выглядят радиальными лучиками.