

Дифракция света (ДС)

Д - неслучайное из-е геометр. формы фронта волны, складывающ. волны из волноты (кажд. фронт. при ел. в3-а с неодн. среды (отбрасыв. волна идет \perp фронту))

ДС - отбрасыв. неконтрол. тел (с узкой щелью), хот. Д дифракция идет на красн. на флукуирующих волн. пред. п.

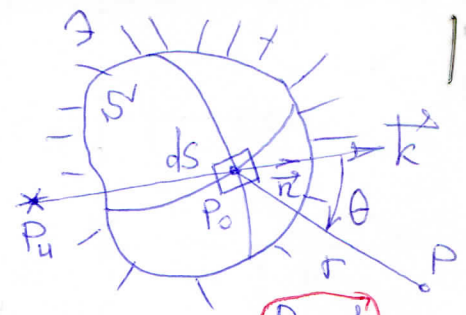


Рис. 1

Для Д волны сходятся заметны неоднородности, её размер $\lambda \gg \lambda$ (фронт. волна + продолька = нет). Для малых тел при падении на них света - темн. рассеяние Релея изотропное, $I_{рас} = I_0 \propto \lambda^{-4}$, $E_m \propto \sqrt{\lambda^{-4}}$ и кр. того $E_m \propto 1/r$. Релея изотропное. Рассеянное поле $E_{рас}$ в малой окр-ти неогр-та так что погия встому $E_{\Sigma} = E_0 + E_{рас} \approx E_0$.

Дифракция Френеля. Опасет рассеяние св. волноты можно с пом.т. Максвелла, но задача сложна и решается тогда лишь для тел транд. красн. формы (Т. Ми), хотя есть приближения (Релея, Борна, ВКБ - Вентури, Крамерс, Брассиотти). Но сейчас мы не восп-ся, т.к. они тоже сложны. Вместо этого мы рассмотрим метод Френеля (1813) на основе принципа Гюйгенса-Френеля.

Френель предполагает, что в (.) отверстие (рис. 2) экран А или в точках поверхности фронта S волна же как и без Э, а точки экрана (и вдали него) не излучают. Следовательно, для только форма отверстия (или открытой части S' поверхности фронта), но не сама экран. Потом оказалось, что это справедливо лишь при $\lambda \ll \sqrt{S}$, т.е. расстояние до источника P_0 . Притому светового луча к расчету Френеля для амплитуды поле

$$E_m(P) = \int K(\theta) \frac{E_0(P_0) \cos(kr + d(P_0))}{r} dS \quad (1)$$

$K(\theta) = 1$, $K(\pi/2) = 0$, $d(P_0)$ - разность фаз между точками S. Если S - волн. фронт, $d \equiv 0$. Если S - пол-во сферич. волн, $d \neq 0$. k - фаза амплитуды в какой-либо точке S. Итого, что $I(r) \propto I_0/r^2 \Rightarrow E(r) \propto E_0(P_0)/r$. Рассчитав (1) в одних точках негрот. Упрощать расчеты мож. метод зон Френеля.

Дифракция Френеля на круглом отверстии (рис. 2). Источник света на расстоянии a от отверстия. В пределе $a \rightarrow \infty$ - неогр. излуч.

$$r_m^2 = b^2 - (b + h_m)^2 = a^2 - (a - h_m)^2 \Rightarrow h_m = \frac{mb + m^2 \lambda^2 / 4}{2(a+b)} \approx \frac{mbl}{2(a+b)} \quad (2)$$

$$h_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = 2ah_m - h_m^2 \approx 2ah_m$$

$$h_m = \sqrt{2ah_m} = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m \lambda \quad (3)$$

Считали $\lambda \ll a$, $\lambda \sim r_m$. S = $2\pi R h$ - площ. сф. сегмента высоты h, R - радиус сферот.

$$\Delta S_m = S_{m+1} - S_m = 2\pi a (h_{m+1} - h_m) \approx \frac{\pi ab}{a+b} \lambda = \Delta S \quad (4)$$

Амплитуды излучаемые по нормали к ним равны, но из-за $K(\theta)$ Ак слабеет.

$$E_{\Sigma}(P) = \sum_{k=1}^{\infty} A_k = A_1 + A_2 + A_3 + \dots = \frac{A_1}{2} + \sum_{k=2}^{\infty} (A_k - A_{k+1} + A_{k+2}) \approx \frac{A_1}{2} \Rightarrow I_2(P) = I_1/4 \quad (5)$$

Этот результат совп. полн. открытой маске фронт S' ($a = \infty$, $r_m = \sqrt{m \lambda b}$). Если какая-то из зон закрыта - этих элементов в (5) нет. Так если круглая диафрагма закрывает 1-е m зон, $E_{\Sigma}(P) = \frac{A_{m+1}}{2}$, то в (.) Релея

будет светлое пятно чуть меньшей яркости (пятно Пуассона).

Если зоны открыты не полностью то надо применить вект. диагр.

Френеля (рис. 3) - вариант фазовых диаграмм.

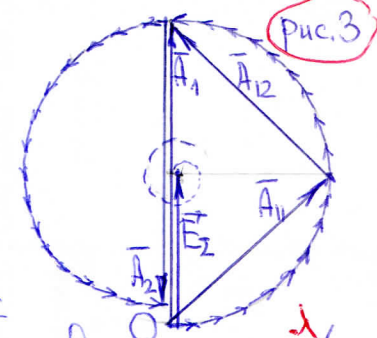


рис. 3

Дифракция Френеля от края полуплоскости, или щели. То волны Френеля не кольца, как на рис. 2, а узкие полоски. Вместо спирали на рис. 3 получается спираль Рорнго (саму). Метод зон Френеля резко подчеркивает волновую природу света. Но Фраунгоффер предложил более простой способ наблюдения и описания дифракции - в 11 лучах.

Критерий вида дифракции. В дифр. Френеля на круг. отверст. с плоской пад. волной из (3*) $m = r_m^2 / (b \lambda)$. При этом без дифракции окр-са только m - зон с открытыми для (.) Р зон. m - темн. - светло, четное - темно. Тогда можно заметить

$r_m \rightarrow R$ - хар. размер отверстия, $b \rightarrow \infty$ - расст. до (.) Р, получим

параметр дифракции $P = R^2 / (\lambda b)$. $P \ll 1$ - Фраунгоффер, $P \gg 1$ - Френель, $P \sim 1$ - геом. оптика. Это правило охватывает

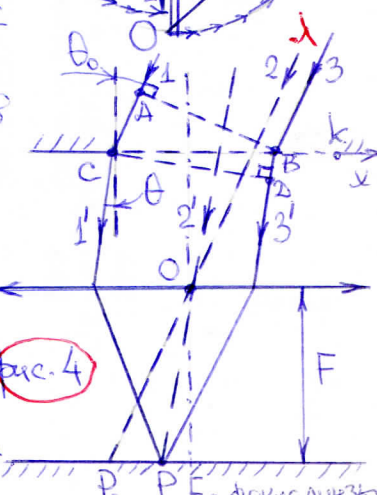


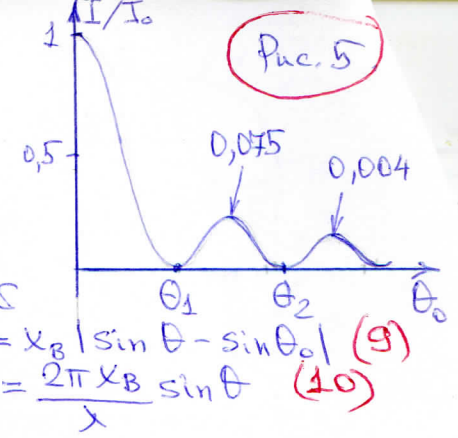
рис. 4

Дифракция Фраунгоффера на отверстии и щели (рис. 4). Экран Э смещен в точку (.) Р, и излучение за дифрактором параллельно. Отсюда название. В излучении не важно, что было на отверстии или щели. Но предположим, имеем параллельную плоскую волну, т.к. разность фаз между волнами

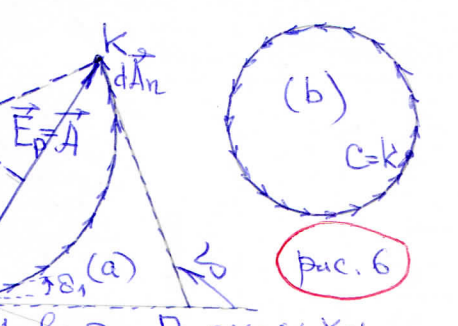
проигн. Если с к' - отверстие круглое на F - кольце Э, если с к' - щель, на Э - полоса. Ветому угол дифракции мал.

Но дифракция Фраунгоффера на отверстии не опис. тем. ф-ми. см. рис. 5.

Минимум первого темного кольца $\theta_1 \approx 1,22 \lambda / D$ (7)
 при условии $\lambda \gg \lambda$, D - диаметр отверстия.
 На пл. макс. прих. 84% светового потока. Картины
 дифракции можно строить с помощью соотношений из теории
 центрального светового пучка, считая его излучаю-
 щим удаленного источника, ускоренное дифракцией.
 Величину $\delta \theta \approx \lambda / D$ (8) можно считать мерой расхо-
 жимости пучка (перфокал. диаметр cD) \Rightarrow
 \Rightarrow тупок. рассеяния диаметра дифф. расхож. пучка.



Если СК та же, как на рис. 4 - цель, то расчет проще. Когда свет
 на цель падает нормально, то раз. хода $\Delta(x) = \Delta_c = |AC - BD| = x_B |\sin \theta - \sin \theta_0|$ (9)
 При норм. освещении ($\theta_0 = 0$) $\Delta(x_B) = x_B \sin \theta$, $\delta(x_B) = \frac{2\pi \Delta(x)}{\lambda} = \frac{2\pi x_B \sin \theta}{\lambda}$ (10)
 С ростом θ , $\delta(x_B)$ увеличивается. Разобьем цель на N эле-
 ментов, амплитуда от каждого dA одинакова, как и разн.
 фаз межд. сосед. плоскостями, возникает фаз. диаграмма где
 многолуч. интерф.-и, рис. 6(a). На этом рис. δ - разн. фаз
 для точек C и K на рис. 4, т.е. $\delta(x_K) = \frac{2\pi b \sin \theta}{\lambda}$ (11)
 b - ширина цели, пакетные следы нормальное. С $\theta \uparrow \delta \uparrow$
 поворота $dA \uparrow$, дуга на рис. 6(a) закрывается и так как
 замыкается (с = 2π) фазы, когда $\delta(x_K) = b \sin \theta =$
 $= \pm m \lambda$ (12), см. рис. 6(b). При замыкании θ кр. пуч.
 замыкается, дуга распределяется и когда $\delta_1 = \delta$
 мы имеем макс. интенсивности. При условии (12) -
 максимум, т.е. $E_p = A = 0$ где A на рис. 6(b).
 Для распределения дуги $E_p = A = A_0$ - непродифрагированный свет. Поскольку
 $A = 2R \sin \delta/2$, $A_0 = R \delta \Rightarrow A = E_p = A_0 \frac{\sin \delta/2}{\delta/2} \Rightarrow I = I_0 \frac{\sin^2 \delta/2}{\delta^2}$, $\delta = \frac{2\pi b \sin \theta}{\lambda}$ (13)
 Функцию (13) на рис. 7. $\sin \theta = \pm \frac{m \lambda}{b}$ - точки мин. (12).
 Амплитуда макс. падает из-за роста δ из (13) с $\theta \uparrow$.



Дифракционные решетки (рис. 8) картина макс и мин
 сложнее чем от одной щели. Разность хода лучей
 равна $\Delta = d \sin \theta$, см. рис. Если $d \sin \theta = \pm m \lambda$ (14)
 мы имеем главные макс. Минимумы будут в x
 и y плоскостях. а) интерференционные мин, кол. погрешности
 когда векторы амплитуд от отдельных щелей замыкаются
 в кольцо, поочередно сдвигаясь, см. рис. 6(b). Они образуют
 условие $d \sin \theta = \pm \frac{m}{N} \lambda$, $m \neq 0, N, 2N, \dots$ (15)
 N - число щелей решетки. Косвенно, ол. макс. погр. из
 (15), если m кратно N .
 б) дифракционные мин (12) от щелей, кол. погр.
 не выполняется $b \sin \theta = \pm m \lambda$ (12) где b - ширина
 излучения всех щелей решетки. Можно
 показать что $I = I_0 \frac{\sin^2(\delta/2)}{(\delta/2)^2} \frac{\sin^2(N\delta/2)}{\sin^2(\delta/2)}$, $\delta = \frac{2\pi b \sin \theta}{\lambda}$, $\gamma = \frac{2\pi d \sin \theta}{\lambda}$ (16)
 см. рис. 9. Дифракция
 от решеток по аналогии с дифф. реш. интерф. реш.
 краевой для одной щели.
 Дифр. макс (14) очень узкие. Например, левый макс с
 номером $m = 1$ (см. (14)) соотв. $m = mN = N$ в (15) (формула
 (15) можно описать и ол. макс и инт. минимумы, вкл. в
 разл. m). Поэтому соседние инт. мин соотв. $m = N-1$ и $N+1$.
 т.е. $d \sin \theta_{\text{мин}} = \frac{N-1}{N} \lambda$, $d \sin \theta_{\text{пр. мин}} = \frac{N+1}{N} \lambda \Rightarrow$
 $d(\sin \theta_{\text{пр. мин}} - \sin \theta_{\text{мин}}) = \frac{2\lambda}{N} \Rightarrow \delta \theta = \frac{2\lambda}{Nd \cos \theta} = \frac{2\lambda}{b \cos \theta}$ (17)
 λ - ширина решетки, b - ширина реш. инт. мин (15)

