

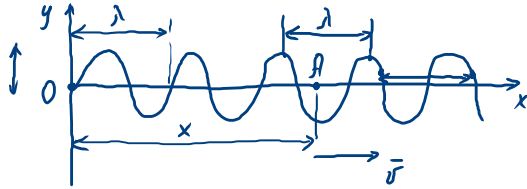
Волновая оптика

Волновые явления

Волна - процесс распространения колебаний в пространстве (среде)

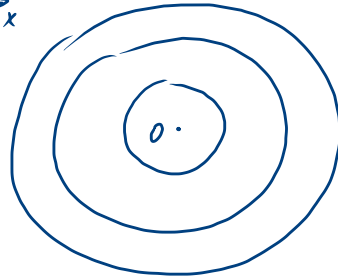
Продольная волна

Поперечная волна



Волновой фронт (одна)

Волновая поверхность (много)



$$y = f(x, t)$$

Уравнение волны

Источник колебаний гармонический

$$y_0 = A \cos(\omega t + \varphi_0)$$

$$\varphi_0 = 0$$

$$y_0 = A \cos \omega t$$

$$\omega = \frac{2\pi}{T}$$

$$\tau = \frac{x}{v}$$

$$\text{т.А } y = A \cos \omega (t - \tau)$$

$$y = A \cos \omega (t + \tau)$$

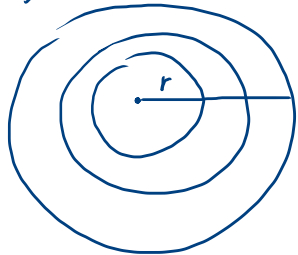
$$y = A \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) = A \cos \left(\omega t - \omega \frac{x}{v} \right)$$

$$y = A \cos(\omega t - \omega \frac{x}{v}) = A \cos(\omega t - \frac{2\pi}{T} \frac{x}{v}) = A \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot x)$$

$$\omega = \frac{2\pi}{T}$$

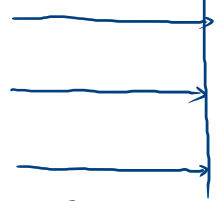
$$Tv = \lambda$$

$$\frac{2\pi}{\lambda} = k - \text{волновое число}$$



$$y = A \cos(\omega t - kx)$$

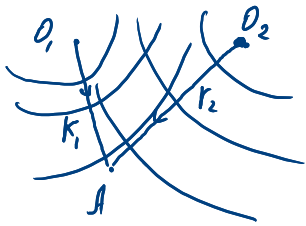
Ур-е гармонической волны (плоская волна), фронт волны плоский



$$y = \frac{A}{r} \cos(\omega t - kr)$$

уравнение сферической волны
 Энергия колебаний при распространении волны распределяется на большее число колеблющихся точек, т.к. фронт волны возрастает. Энергия колебаний $\sim A^2$.

Принцип суперпозиции волн



Два источника колебаний O_1 и O_2 вызывают распространение двух сферических волн. В любой точке (м.А) колебания вызываются двумя волнами

При распространении в среде нескольких волн каждая из них распространяется так, как будто другие волны отсутствуют, т.е. независимо друг от друга. Результирующее смещение точек среды (м.А) в любой момент времени равно геометрической сумме смещений, получаемых точками, в каждой из которых происходят процессы.

Пусть смещение от волн происходит в одном направлении.
Тогда: $y = y_1 + y_2 = \frac{A_1}{r_1} \cos(\omega t - kr_1) + \frac{A_2}{r_2} \cos(\omega t - kr_2)$.

Интерференция волн

Два источника колебаний будут когерентными, если разность фаз между ними остается постоянной. Такие источники колебаний будут давать когерентные волны. Если, то когерентные волны могут быть когерентными, если они имеют одинаковую частоту и волны должны быть монохроматическими.

При наложении в пространстве двух и более волн в разных точках будет происходить усиление или ослабление результирующих колебаний. Результат будет зависеть от соотношения фаз этих двух волн. Это явление получило название интерференция волн.

Пусть имеется два когерентных источника колебаний. от них распространяются когерентные волны. Обе волны вызывают в произвольной точке колебания, которые складываются согласно принципу суперпозиции.

$x_1 = \frac{A_1}{r_1} \cos(\omega t - kr_1)$
 $x_2 = \frac{A_2}{r_2} \cos(\omega t - kr_2)$

Начальные фазы S_1 и $S_2 = 0$ для упрощения расчета колебания совершаются в одном направлении.

Т. образом $x = x_1 + x_2$

$$x = \frac{A_1}{r_1} \cos(\omega t - kr_1) + \frac{A_2}{r_2} \cos(\omega t - kr_2)$$

Будем считать, что $\frac{A_1}{r_1} = \frac{A_2}{r_2} = A$

$$x = x_1 + x_2 = A \cos(\omega t - kr_1) + A \cos(\omega t - kr_2) =$$

$$= 2A \cos \frac{\omega t - kr_1 + \omega t - kr_2}{2} \cdot \cos \frac{\omega t - kr_1 - \omega t + kr_2}{2} =$$

$$= 2A \cos\left(\omega t - \frac{k}{2}(r_1 + r_2)\right) \cos \frac{k}{2}(r_2 - r_1) =$$

$$= \underbrace{2A \cos \frac{k}{2}(r_2 - r_1)}_{A_p} \cos\left(\omega t - \frac{k}{2}(r_1 + r_2)\right)$$

A_p — амплитуда результирующего колебания с частотой ω

$$x = A_p \cos\left(\omega t - \frac{k}{2}(r_1 + r_2)\right)$$

$$A_p = 2A \cos \frac{k}{2}(r_2 - r_1)$$

Величина амплитуды результирующего колебания определяется разностью $r_2 - r_1$

$$\Delta = r_2 - r_1 = \underline{\text{разность хода}}$$

1. $A_p = 2A \cos \frac{k}{2} \Delta = \pm 1$ $\frac{k}{2} \Delta = m\pi$ m - четное число

2. $A_p = 2A \cos \frac{k}{2} \Delta = 0$ $\frac{k}{2} \Delta = (2m+1) \frac{\pi}{2}$ m - любое число

формулам 1. $\frac{2\pi}{\lambda} \Delta = m\pi \Rightarrow \Delta = m\lambda$ или $\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}$

Имеется место усиление колебаний? эти двух волн, наблюдается максимум (maximum, max), разность хода

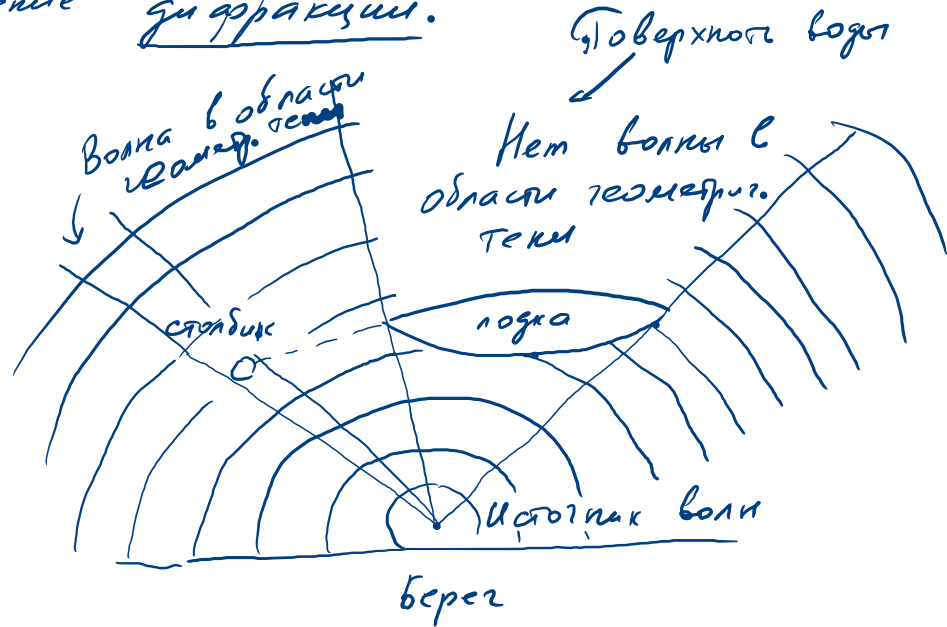
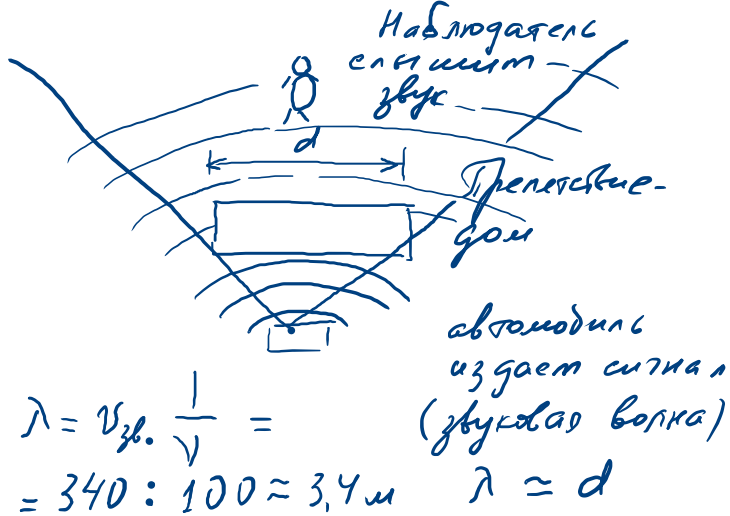
2. $\frac{2\pi}{\lambda} \Delta = (2m+1) \frac{\pi}{2}$

$$\Delta = (2m+1) \frac{\lambda}{2}$$

Дифракция (волн)

Явление огибания волной препятствия (в области геометрической тени), если длина волны соизмерима с размером препятствия, — это явление дифракции.

Рассмотрим примеры:



Объяснение: применяются принцип Гюйгенса - Френеля, состоит из двух положений:

1. Принцип Гюйгенса: Каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн. Суммарная этих волн дает положение фронта волны в следующий момент времени.
2. Принцип Френеля: Все точки фронта волны являются источниками когерентных сферических волн, которые интерферируют друг с другом и дают фронт волны в следующий момент времени.

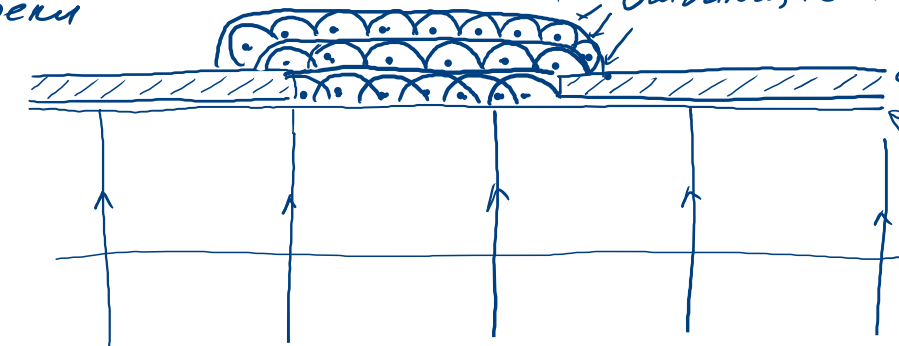
Это геометрический принцип, объясняет явление дифракции.

Волна заходит
в область геосинклина-
льной тектоники

← граница геосинклинальной тектоники

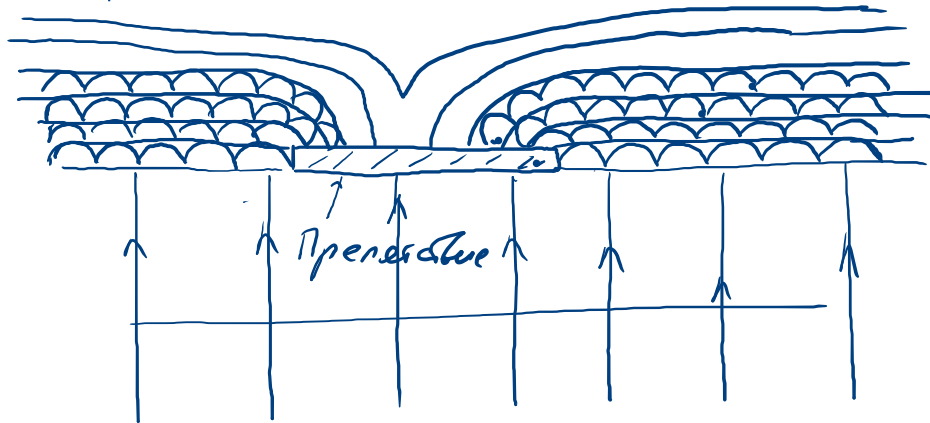
Огибающие вторичные волны

← Преломление со тонкой
шероховатой
фронт плоской волны



Волны последовательно
формируются.

Волна заходит в область
геосинклинальной тектоники

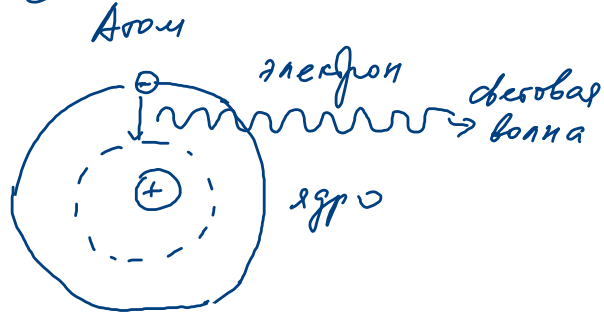


Интерференция света

Необходимое условие интерференции волн - это их когерентность, т.е. согласованное протекание во времени и в пространстве нескольких волн (не менее двух). Этому условию удовлетворяют монохроматические волны ($\lambda = \text{const}$) - не ограниченные в пространстве волны одной строго определенной частоты и постоянной амплитуды.

Ни один реальный источник света, кроме лазерного источника, не дает строго монохроматический свет. Волны, излучаемые независимыми источниками, всегда являются некогерентными. Поэтому нельзя наблюдать света от двух источников света - независимых лампочек.

Источниками света являются атомы, которые излучают независимо друг от друга. В каждом атоме процесс излучения происходит и длится $\approx 10^{-8}$ и атом излучает при переходе электрона с более высокой орбиты на более низкую. Через малый промежуток времени атом вновь перейдет в возбужденное состояние и начнет испускать световые волны, но уже с новой начальной фазой. Разность фаз между световыми волнами от двух независимых источников атомов — будет зависеть случайным образом. Таким образом, световая волна является некогерентной.



Кроме того, волны, испускаемые атомами за $T = 10^{-8}$ с, имеют приблизительно постоянную амплитуду и фазу колебаний.

За время $\tau \approx 10^{-8}$ с атом излучает световой импульс, который называют волновым пакетом, его длина $l = \tau c$,
 c - скорость света, $l = 10^{-8} \cdot 3 \cdot 10^8 = 3$ м

Атомы

$$l = \tau \cdot c$$

$l = 3$ м - длина пакета

1.



волны - длина когерентности

2.

○



3.

○



Число излучающих атомов велико, порядка $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{моль}}$

Таким образом, интерференцию можно наблюдать, когда разность хода двух световых волн меньше длины когерентности.

Для получения интерференции света необходимо разделить луч на две части и заставить их пройти разный путь и заставить интерферировать потом друг с другом.

При этом необходимо знать не разность хода, а оптическую разность хода, т.к. длина волны меняется, т.к. меняется скорость света в среде в зависимости от показателя преломления среды, n , т.е. от её оптической плотности.

$$v = \frac{c}{n} \quad ; \quad c - \text{ скорость света в вакууме}$$

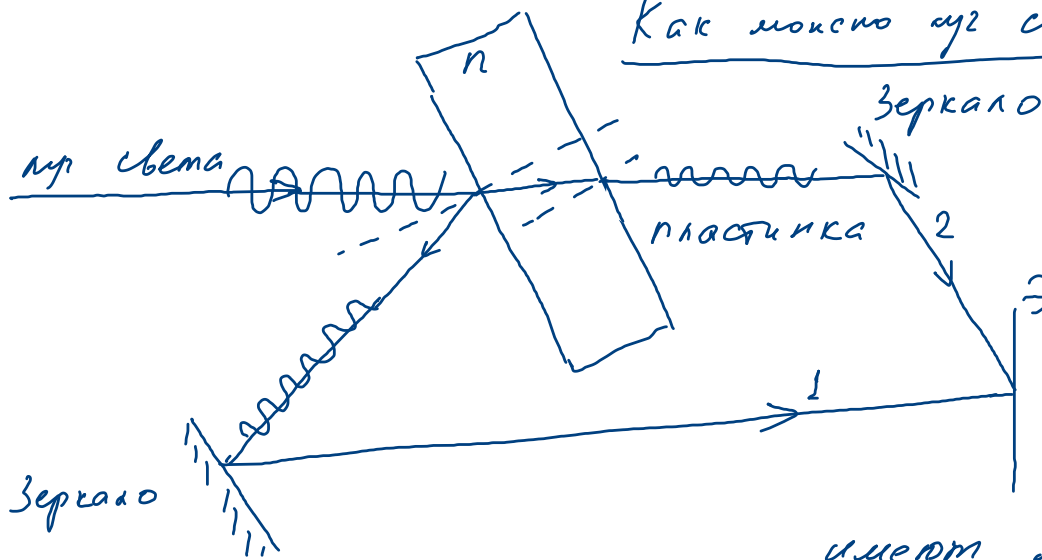
v - скорость света в среде

$$\lambda_{\text{ср}} = vT = \frac{cT}{n} = \frac{\lambda_{\text{вак}}}{n} \quad \lambda_{\text{вак}} - \text{ длина волны в вакууме}$$

$\lambda_{\text{ср}}$ - длина волны в среде

Луч света можно разделить на две части с помощью плоскопараллельной оптически прозрачной пластинки. При этом каждая часть луча делится на две части (получается два "брата-близнеца"), они взаимодействуют и будут интерферировать друг с другом. У них уменьшается интенсивность, а значит и амплитуда колебаний?

Как можно луч света разделить на две части?!



Используем оптические явления преломления и отражения света

Получаем два когерентных луча, когерентный луч волны делится на две части, 1 и 2,

имеют маленькую амплитуду.

Проходит разный путь и на пути луча 2 есть тонкая пластинка с $n > 1$.

Важно учесть, что два разделенных луча волны (два луча 1 и 2) имеют разность хода $\ll \lambda$.

Иначе не будет интерференции

Воспользуемся ур-ем гармонических колебаний.

$x = A \cos(\omega t + \varphi)$, x - это E или H ; $\vec{E} \perp \vec{H}$ - колебания синхронные

Пусть две монохроматические когерентные волны накладываются друг на друга в некоторой точке. Они вызывают колебания

$$x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$$

$$x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$$

Воспользуемся тригонометрией суперпозиции. Амплитуда результирующего колебания

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$$

Волны когерентны и $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ для каждой точки есть const и имеет свое значение.

Интенсивность результирующего колебания $I \sim A^2$

Таким образом, $I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}$

Если $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$, то $I > I_1 + I_2$

$\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$, то $I < I_1 + I_2$

Итак, при наложении двух когерентных волн происходит пространственное перераспределение светового потока, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других местах - минимумы. Это явление и называется интерференцией света. Для некогерентных волн $(\varphi_2 - \varphi_1)$

меняется и среднее значение $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = 0$ и

$I = I_1 + I_2$. Если $I_1 = I_2$, то $I = 2I$

Для когерентных волн при $I_1 = I_2$ max - $I = 4I_1$
min - $I = 0$

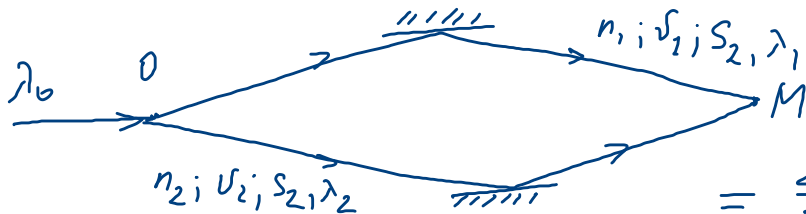
Пусть в некоторой точке O произошло разделение волны на две когерентных волны. До точки M , где наблюдается интерференционная картина, одна волна прошла путь S_1 в среде с показателем преломления n_1 , а вторая волна - S_2 в среде с n_2 . Если в точке O была колебания $\sin \omega t$, то в точке M первая волна возбуждает колебание

$x = A_1 \cos \omega \left(t - \frac{S_1}{v_1} \right)$, а вторая волна $x_2 = A_2 \cos \omega \left(t - \frac{S_2}{v_2} \right)$

$v_1 = \frac{c}{n_1}$ и $v_2 = \frac{c}{n_2}$

Разность фаз двух колебаний в м. м. от двух волн

$$\delta = \omega \left(\frac{S_2}{v_2} - \frac{S_1}{v_1} \right) =$$



$$= \frac{2\pi}{T} \left(S_2 \frac{n_2}{c} - S_1 \frac{n_1}{c} \right) = \frac{2\pi}{T \cdot c} (S_2 n_2 - S_1 n_1)$$

Получаем $\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta$, где $\Delta = S_2 n_2 - S_1 n_1 = L_2 - L_1$ — оптическая разность хода

Если $\Delta = \pm m \lambda_0 = \pm 2m \frac{\lambda_0}{2}$, то в м. м. будет max, т. е. колебания возбудятся в т. м.

Если $\Delta = \pm (2m+1) \frac{\lambda_0}{2}$, то колебания находятся в противофазе, т. е. мин в интерфер. картине.

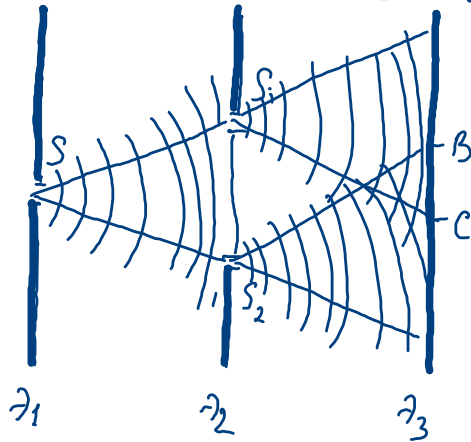
глубина волнами исходит в одинаковой фазе

Методы наблюдения интерференции волн

Для осуществления интерференции света необходимо получить когерентные световые лучи. Для этого необходимо разделить световой поток (луч) на две части и затем свести их обратно так, чтобы разность хода была значительно меньше $\ell = T \cdot c \approx 3 \text{ м}$. Рассмотрим несколько методов: метод Юнга, зеркало Френеля, бипризма Френеля, интерференция в тонких пленках.

1. Метод Юнга (первое наблюдение интерференции света)

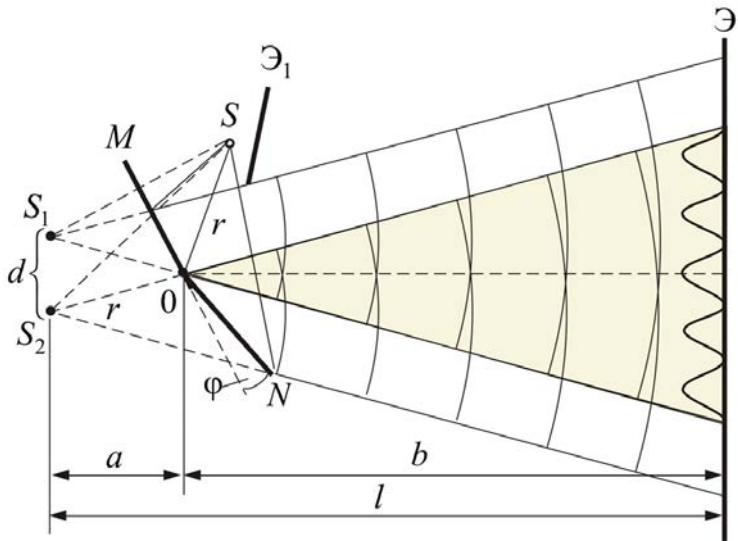
S_0
*



Источником света — S_0 (лампа накачки, лампа света и т.п.). От S_0 распространяется сферическая световая волна и падает на экран E_1 с узкой щелью S , которая становится источником второй световой волны, которая распространяется и падает на

экран E_2 с двумя узкими щелями S_1 и S_2 . Щели S , S_1 , S_2 в экранах E_1 и E_2 параллельны друг другу. S_1 и S_2 играют роль когерентных источников, т.е. колебания вызваны одной волной от S . Таким образом на экране E_3 можно наблюдать интерференционную картину в области BC от двух когерентных волн от источников S_1 и S_2

Зеркала Френеля



\mathcal{E}_1 - экран-заслонка
 S - источник световой волны
 MON - два плоских зеркала, расположенных под небольшим углом φ друг к другу (несколько градусов). S_1 и S_2 - два мнимых когерентных источника света.
 \mathcal{E} - экран, где наблюдаем интерфер. картину.

Свет от источника S падает на два зеркала MO и ON .
Можно показать, используя правила построения изображений в зеркалах, что источник S и его два изображения S_1 и S_2 лежат на одной окружности с центром в $m.o$.

Световые потоки, отрапившиеся от зеркал, можно считать выходящими из виртуальных источников S_1 и S_2 , являются взаимными изображениями источника S в зеркалах.

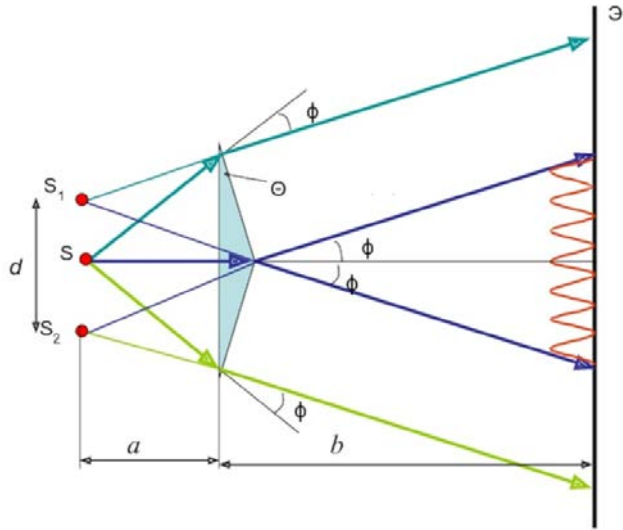
Мнимые источники когерентны, т. к. образуются в результате отражения одного источника S об двух зеркал.

Световые потоки будут интерферировать друг с другом.

Результат интерференции будут наблюдаться на экране E .

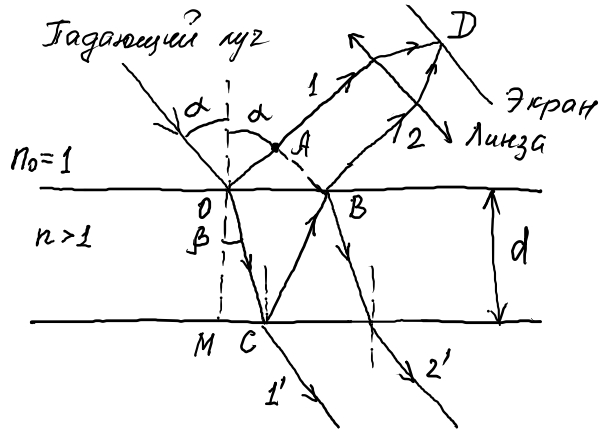
Можно показать, что максимально перекрывающийся путь не превышает $2d$.

Бипризма Френеля



Это две призмы с малыми преломляющими углами, сложенные основаниями. Свет от источника S преломляется в бипризме. За ней распространяются световые потоки, как бы исходящие из мнимых двух источников S_1 и S_2 , которые являются когерентными. На экране Γ в области AB будет наблюдаться интерференционная картина.

Интерференция в тонких пленках



1 - отраженный луч

2 - преломленный, отраженный и преломленный луч

$$\Delta = n(OC + CB) - OA \pm \frac{\lambda_0}{2}$$

$$OA \cdot n_0 = OA$$

$$n_0 = 1$$

Δ - оптическая разность хода

$$n > n_0 \quad + \frac{\lambda_0}{2} \quad \text{в м.о}$$

$$n < n_0 \quad - \frac{\lambda_0}{2} \quad \text{в м.с}$$

лучи 1 и 2

параллельная группа лучей

$$OC = CB = \frac{d}{\cos \beta}$$

$$OA = OB \sin \alpha =$$

$$= 2d \operatorname{tg} \beta \sin \alpha$$

$$\Delta = \frac{2dn}{\cos \beta} - 2d \operatorname{tg} \beta \sin \alpha =$$

$$= \frac{2dn}{\cos \beta} - 2dn \operatorname{tg} \beta \cdot \cos \alpha = 2dn \left(\frac{1}{\cos \beta} - \frac{\sin^2 \beta}{\cos \beta} \right)$$

$$\Delta = 2dn \cos \beta = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 \beta} = 2d \sqrt{n^2 - n^2 \sin^2 \beta} =$$

$$= 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}$$

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}$$

d, n, α, λ_0

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \pm \frac{\lambda_0}{2}$$

$$\Delta = 2m \frac{\lambda_0}{2} \quad \text{max на экране в т. Д}$$

$$\Delta = (2m+1) \frac{\lambda_0}{2} \quad \text{min на экране в т. Д}$$

m - целое число

$$\overline{d = \text{const}} \quad \Delta = f(\alpha)$$

Полосы интерференции
равного наклона

$$\overline{d \neq \text{const}} \quad \Delta = f(d)$$

Полосы равной толщины

$$\Delta = f(d, \alpha)$$

Явление дифракции света

Явление дифракции света - явление огибания световой волной препятствия, если $\lambda \sim d$, свет попадает в область геометрической тени. Волновая природа света. Используем принцип Гюйгенса - Френеля.

Метод зон Френеля

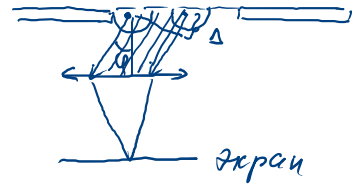
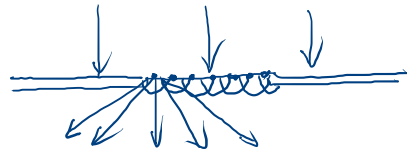
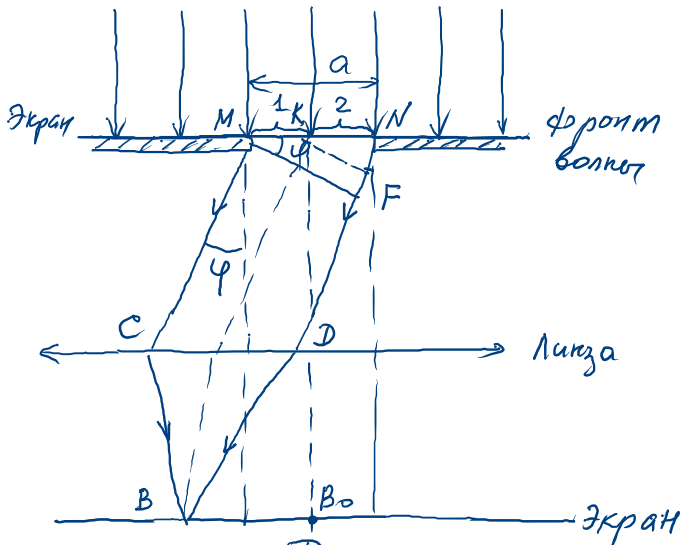
Фронт световой волны плоский - дифракция Франгофрера
—— " —— сферический - дифракция Френеля

Метод расчета интерференционных картин был предложен Френелем и получил название метода зон Френеля.

Суть метода заключается в следующем.
Фронт распространяющейся волны разбивается на области, называемые зонами, так что разность хода вторичных волн от соответствующих точек двух соседних зон до рассматриваемой точки была бы равна половине длины волны. Таким образом, в рассматриваемую точку они приходят с противоположными фазами и при наложении эти колебания будут ослаблять друг друга. Задача расчета интерференции вторичных волн сводится к определению количества зон Френеля и может быть решена для сферического фронта волны (дифракция Френеля) и плоского фронта волны (дифракция Фраунгофера) -

Дифракция Фраунгофера на одной щели

Фронт волны плоский



$$\Delta = NF = a \sin \varphi$$

a - ширина щели

Длина NF по срезу равна $\frac{\lambda}{2}$

$$\Delta = a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \quad \text{min.}$$

$$\Delta = a \sin \varphi = \pm (2m+1) \frac{\lambda}{2} \quad \text{max.}$$

Дифракционные
ноды и максимумы
и максимумы



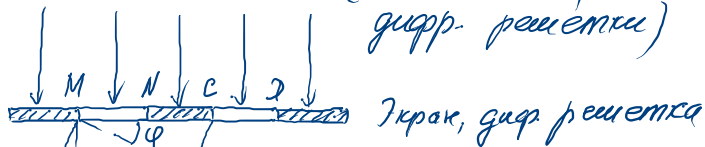
Дифракция Фраунгофера на решетке



$d = a + b$ ← период решетки
(постоянная
дифф. решетки)

$$CF = \Delta = (a+b) \sin \varphi = d \sin \varphi$$

$$\lambda = \text{const}$$



Экран, дифф. решетка

$$1. a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} = m \lambda \quad \begin{matrix} m\text{-член} \\ \text{главного максимума}$$

Главное (главное) максимум

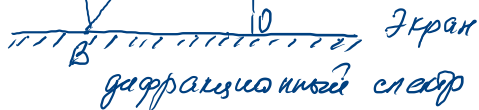
$$2. d \sin \varphi = (2m+1) \frac{\lambda}{2} \quad \downarrow$$

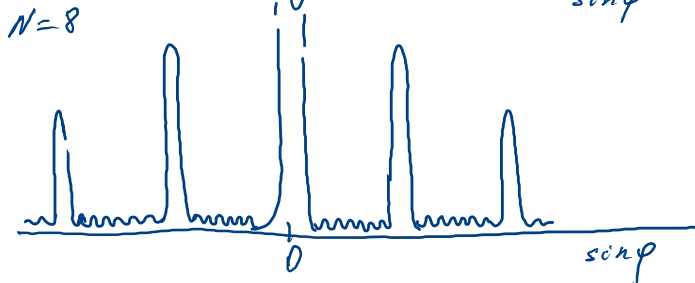
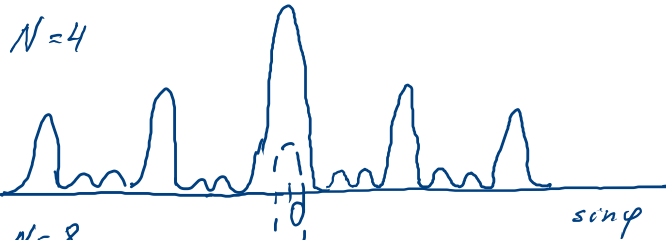
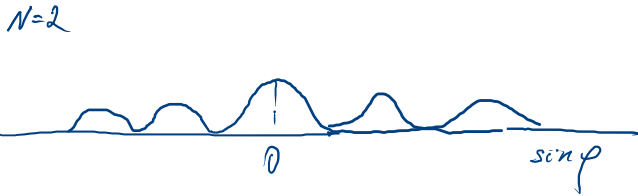
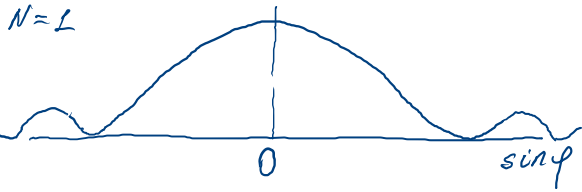
Дополнительные минимумы

$$3. d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \quad \begin{matrix} \uparrow \uparrow \\ \text{Максимум} \\ \text{главного}$$

N — количество щелей $N = 100, 600, 1200, 2400$

$$d \sin \varphi = m \lambda \frac{1}{N}$$





$$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} = k\lambda$$

k - целое число, порядок максимума

$$d \sin \varphi = k\lambda \rightarrow \text{у-е дифракционной решетки}$$

Дифракционные картины

(распределение интенсивности света)

для решеток с разным количеством
узлов: 1, 2, 4, 8 при $d = \text{const}$

Для излучения с разной длиной волны

λ положение максимума меняется

λ растёт, растёт угол φ , максимум
сдвигается от центра.

Спектр называется дифракционным.

Поларизация света

Естественный и поляризованный свет

\vec{E} ; \vec{H} $\vec{E} \perp \vec{H} \perp \vec{v} (\vec{c})$ $v = \frac{c}{n}$ Световая волна - поперечная волна

\vec{E} - электрическая компонента (световой вектор)



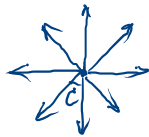
\oplus
 $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{моль}}$

\vec{E} - поляризованный луч (луч волн)
 \vec{c}

Естественный луч

Неполяризованный луч

$P = 0$



Плоскополяризованный луч $P = 1$

Плоскость колебаний - плоскость поляризации светового вектора (\vec{E})

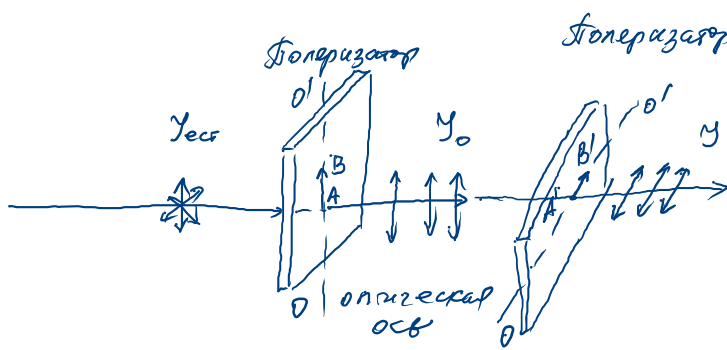
Эллиптически поляризованный луч

$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$

- Степень поляризации



Поляризатор - устройство для получения поляризованного света
 Анизотропные кристаллы \rightarrow турмалин



$$\alpha = (\vec{OO}'_A \wedge \vec{OO}'_B)$$

$$A'B' = AB \cos \alpha$$

$$Y \sim (AB)^2$$

$$Y = Y_0 \cos^2 \alpha \quad - \text{Закон Малюса}$$

$$Y_0 = \frac{1}{2} Y_{есг}$$

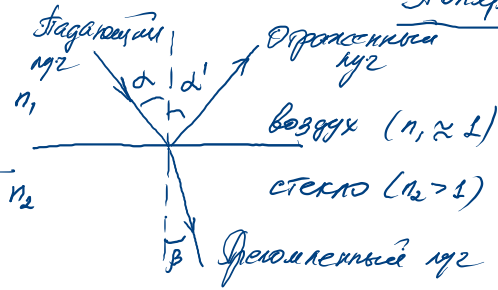
$$Y = \frac{1}{2} Y_{есг} \cdot \cos^2 \alpha$$



$$Y_0 = \frac{1}{2} Y_{есг} \quad \alpha = 0^\circ \quad Y = Y_0 = \frac{1}{2} Y_{есг}$$

$$\alpha = 90^\circ \quad Y = \frac{1}{2} Y_{есг} \cdot \cos^2 90^\circ = 0$$

Поларизация при отражении



Отраженная и преломленная лучи частично поляризованы

Степень поляризации двух лучей (отраженного и преломленного) зависит от угла α - угол падения

$$\alpha = \alpha'$$

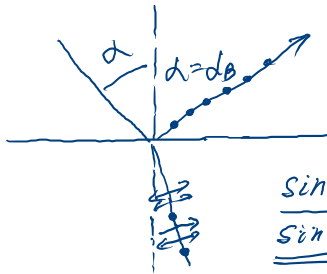
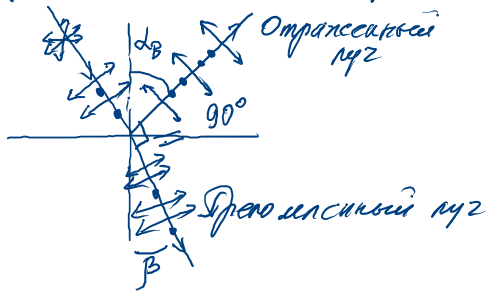
$$\frac{\cos \alpha}{\cos \beta} = n_{21}$$

Д. Брюстер установил закон $\underline{\underline{\text{tg} \alpha_B = n_{21}}}$

α_B - угол Брюстера

При $\alpha_B = \text{tg} \alpha_B$ отраженный луч является полностью поляризованным.

Степень поляризации естественный луч



Можно показать, что при

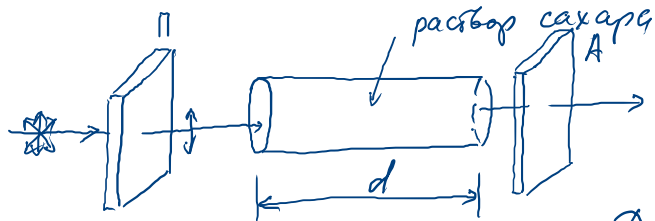
$\alpha = \alpha_B$ отраж. луч \perp преломл. лучу

$$\frac{\sin \alpha_B}{\sin \beta} = n_{21} = \text{tg} \alpha_B = \frac{\sin \alpha_B}{\cos \alpha_B}$$

$$\sin \beta = \cos \alpha_B \quad \alpha_B + \beta = 90^\circ$$

Вращение плоскости поляризации

Кварц, сахар, смитидар, раствор сахара, ... - оптически активные вещества, они вращают плоскость поляризации



Плоскость поляризации поворачивается
Угол поворота $\varphi \sim d$; $\varphi = \alpha \cdot d$
 α - коэффициент пропорциональности

Для раствора сахара α зависит от концентрации сахара

$$\varphi = [\alpha] C \cdot d$$

$$C = \frac{\varphi}{d \alpha}$$

Дисперсия света