

The image features a vibrant, abstract background composed of numerous overlapping, semi-transparent triangles in a variety of colors, including deep blues, purples, magentas, pinks, oranges, and yellows. The overall effect is a colorful, low-poly mosaic. In the center of the image, there is a white-outlined circle. Inside this circle, the word "ОПТИКА" is written in a bold, white, sans-serif font, centered horizontally and vertically.

ОПТИКА

Содержание

1

Корпускулярно-волновой дуализм

2

Интерференция света

3

Дифракция света

4

Поляризация света

5

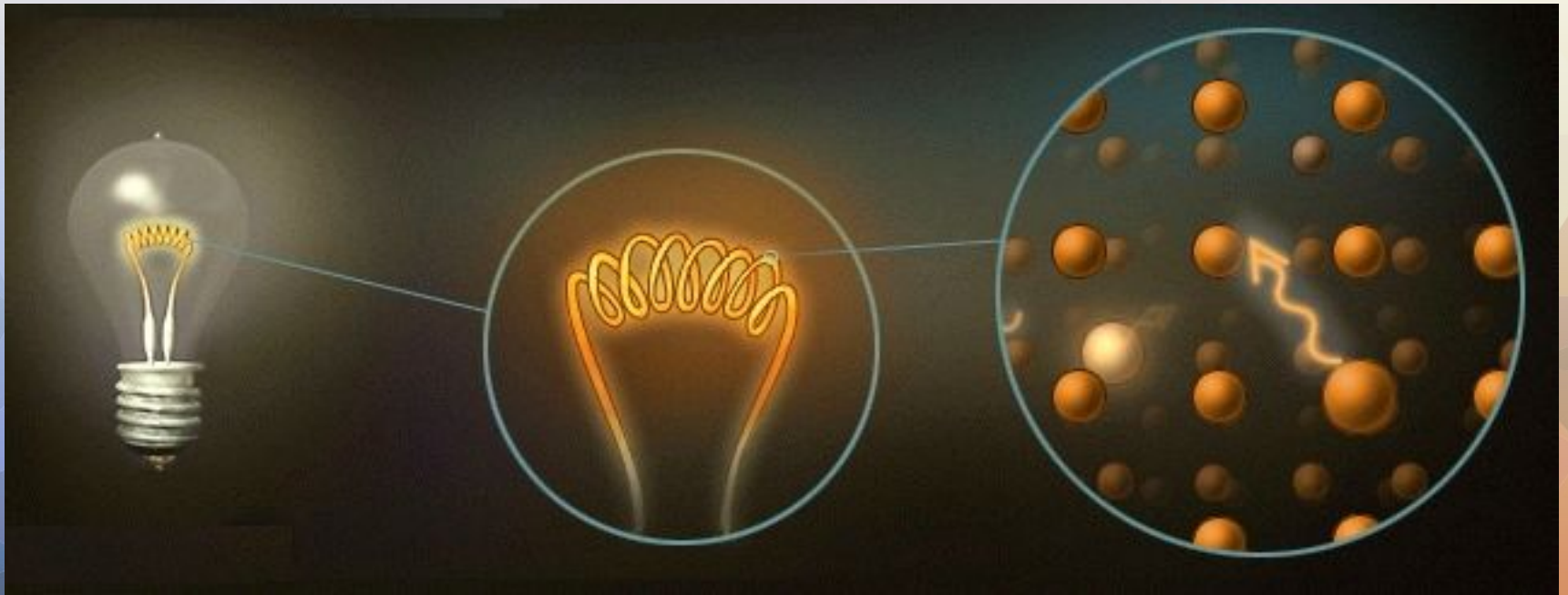
Корпускулярно-

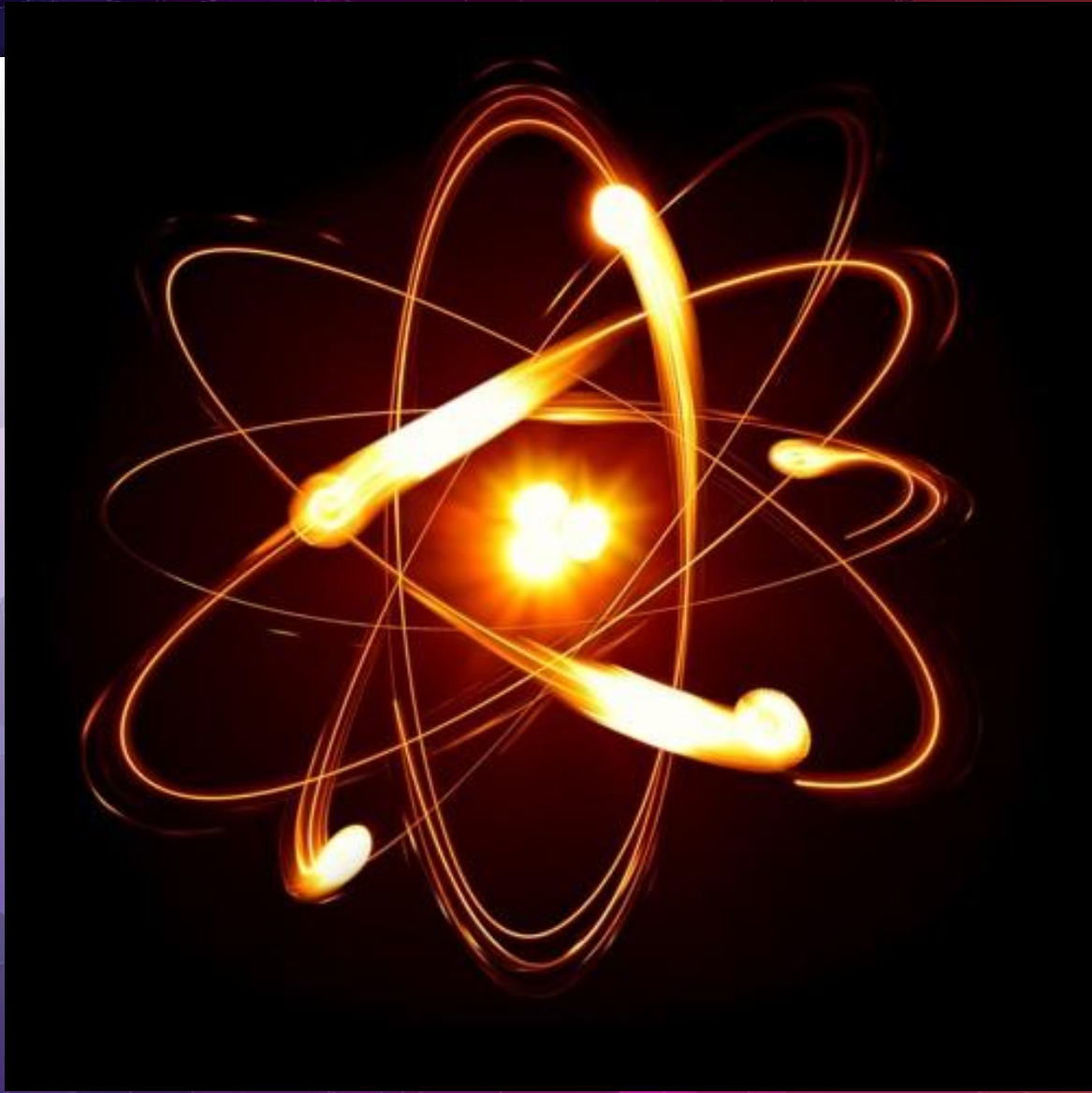
- **волновая природа света**
Несмотря на огромные успехи электромагнитной теории света к концу XIX века начали накапливаться факты, которые волновая теория света объяснить не могла. С точки зрения волновой теории не удавалось объяснить явление фотоэффекта, распределение энергии в спектре абсолютно-черного тела.

-

• Макс Планк в 1900 г. на новой основе возродил идею Декарта-Ньютона о корпускулярной природе света. Планк высказал гипотезу о том, что излучение и поглощение света происходит не непрерывно, а дискретно, т.е. определёнными порциями (квантами или фотонами).

Квант света





Исследуемое явление	Волновая теория	Корпускулярная теория
Дифракция	+	-
Отражение	+	+
Преломление	+	+
Интерференция	+	-
Фотоэффект	-	+

- Планку удалось объяснить все закономерности в излучении абсолютно-черного тела.
- В 1905 году Альберт Эйнштейн объяснил закономерности фотоэффекта, используя идею о квантах.
- Работы Планка и Эйнштейна положили начало развитию квантовой механики, а затем и квантовой теории поля. Длительный путь исследований привел к современным представлениям о природе света.
- С точки зрения современных представлений свет имеет двойственную корпускулярно-волновую природу.

-

Корпускулярно-волновой дуализм

1. Корпускулярная теория – поток частиц (корпускул);
2. Волновая теория - свет представляет собой электромагнитную волну.

Свет - сложный объект, в одних случаях проявляются его волновые свойства в других корпускулярные (на расстояние $l > \lambda$ - проявляются волновые свойства, а на расстояние $l < \lambda$ - корпускулярные), он единство дискретности и непрерывности.

**Свет обладает корпускулярно -
волновым дуализмом и световые
явления можно разделить на две
группы: волновые и
корпускулярные.**

Оптика

$$l > \lambda$$

волновая

геометрическая

Декарт, Гримальди,
Р.Гук, Бартолин,
Гюйгенс

Евклид, Архимед,
Птолемей, Галилей
Кеплер

Геометрическая

Геометрическая оптика оперирует понятием *светового луча*. Он указывает направление распространения света, но не сами световые пучки.

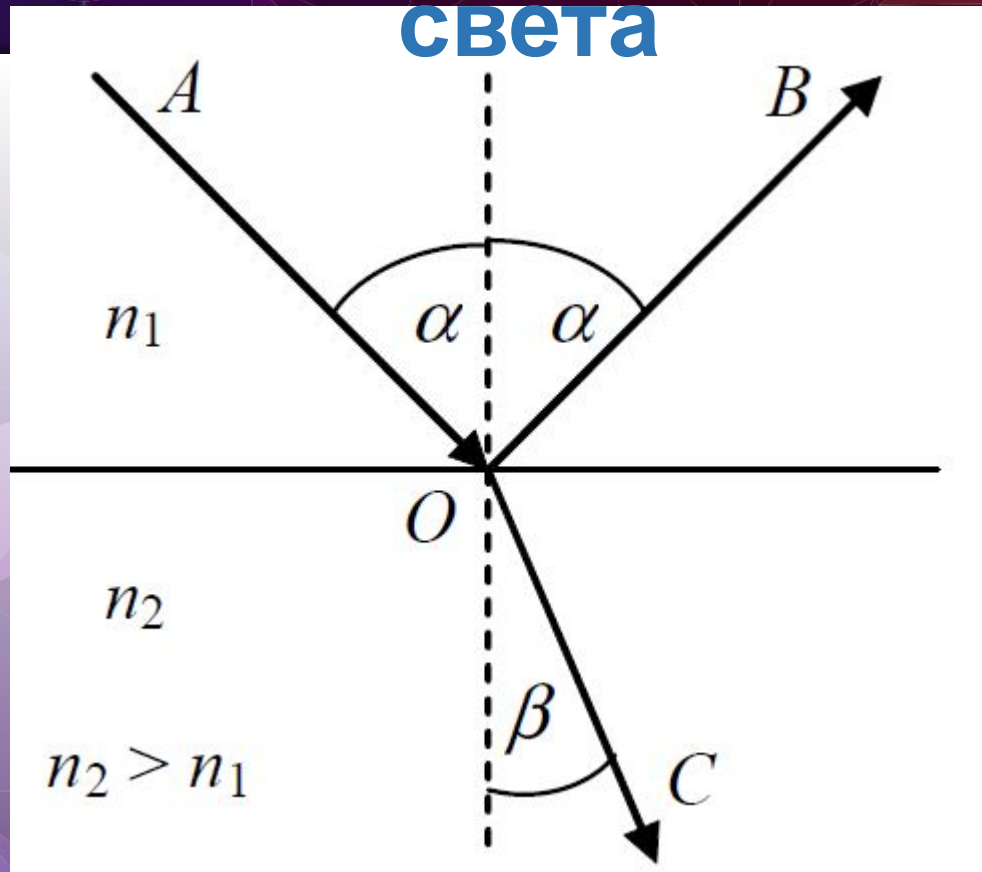
Основу геометрической оптики составляют четыре закона.

Законы геометрической

оптики

1. Закон прямолинейного распространения света: свет в оптически однородной среде распространяется прямолинейно.
2. Закон независимости световых лучей - при пересечении световые лучи не возмущают друг друга.
Т.о. действие выделенных световых пучков независимо.

Закон отражения света

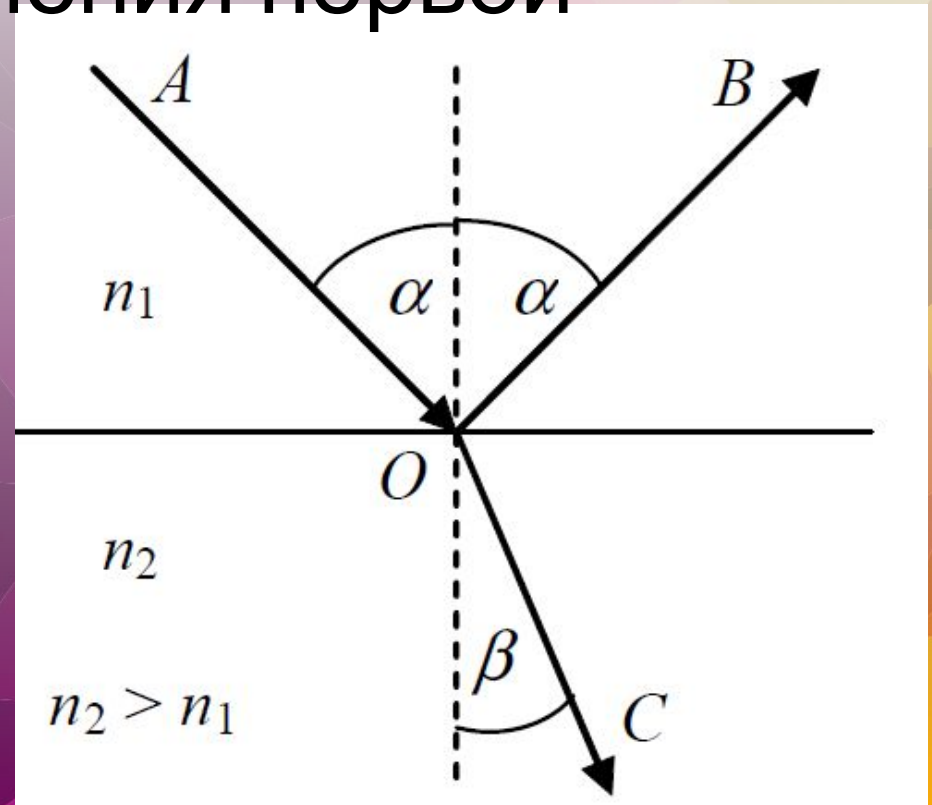


Угол падения равен углу отражения

Закон преломления света

Отношение синуса угла падения к синусу угла преломления равно отношению показателя преломления второй среды к показателю преломления первой

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n_2}{n_1}$$



Относительный показатель преломления

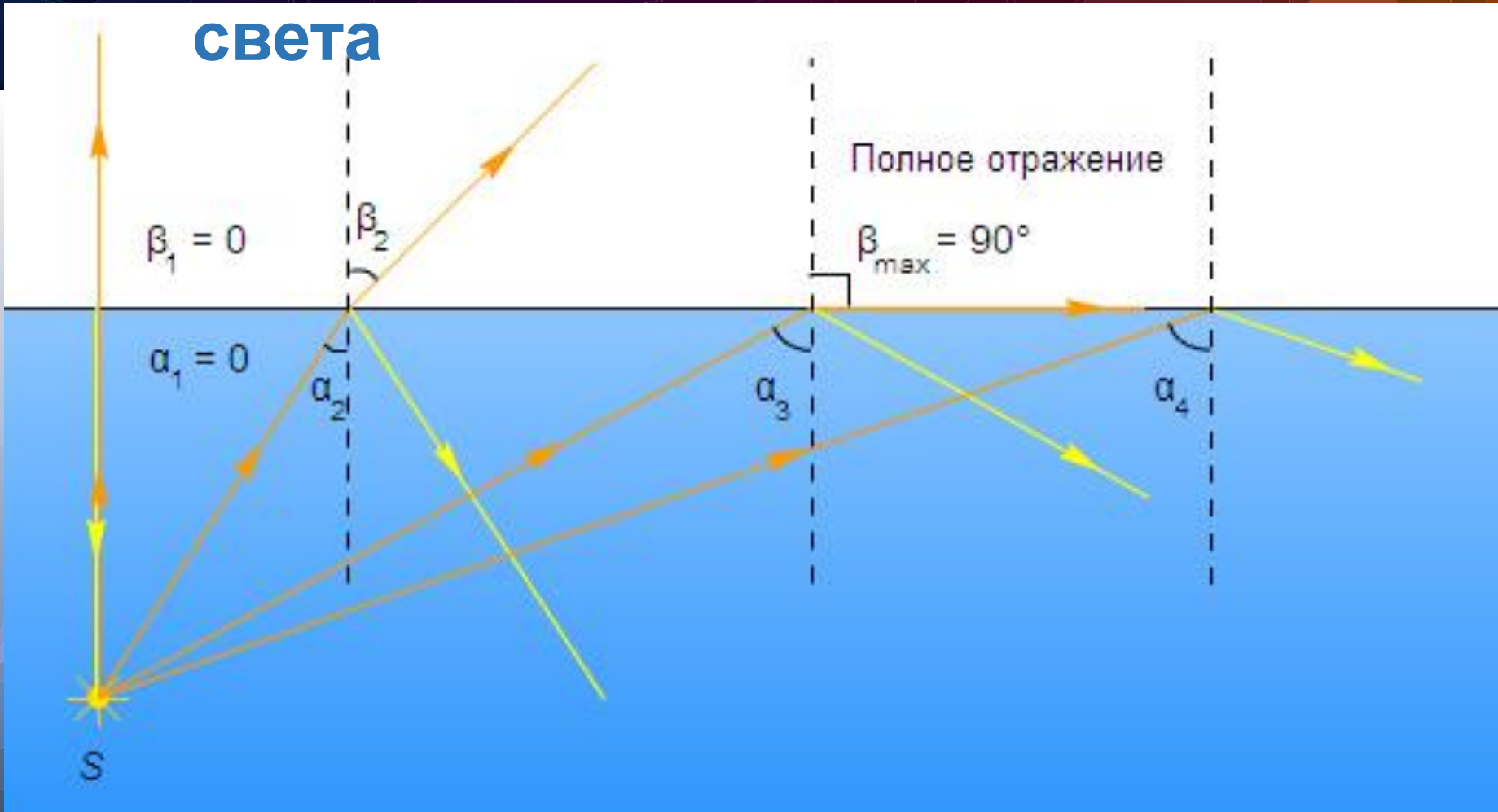
$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2}$$

определяется отношением скоростей света в средах, на границе которых происходит преломление

Абсолютным показателем преломления равен отношению скорости света c в вакууме к скорости света v в среде:

$$n = \frac{c}{v}$$

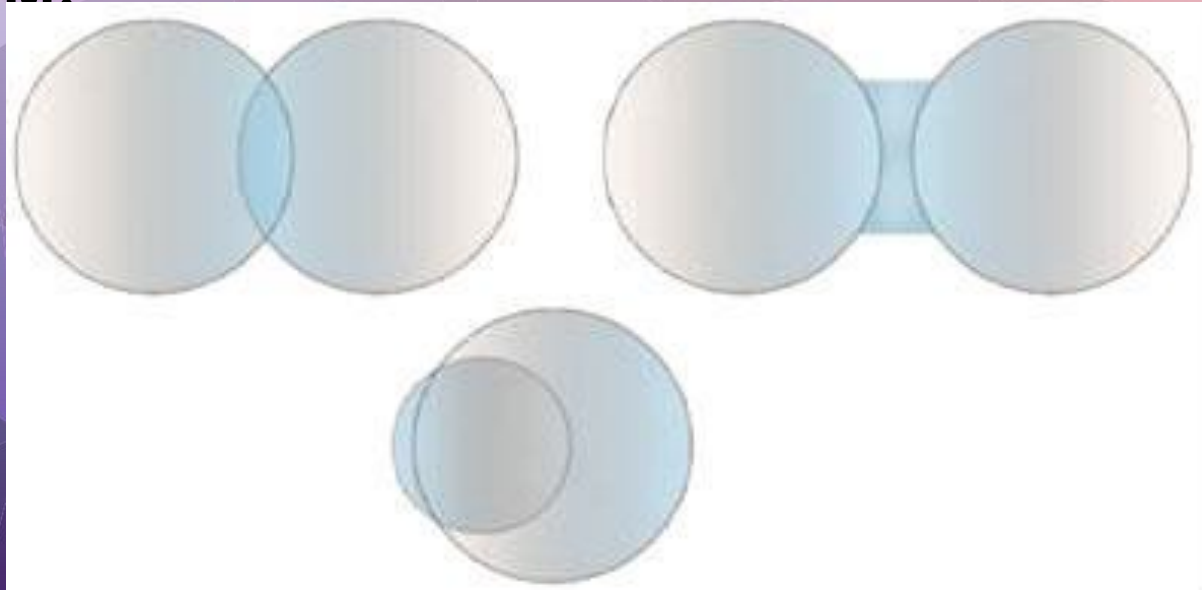
Полное внутреннее отражение света



$$\sin \alpha_{\text{пред}} = \frac{n_2}{n_1} \quad (n_2 < n_1)$$

Линзы

Линзу можно представить как фигуру, образованную пересечением двух сфер. У некоторых линз одна из боковых поверхностей плоская. Эту поверхность можно представить как сферу с бесконечно большим радиусом. Две сферы могут пересекаться различным способом.





Линза

- – оптически прозрачное тело, ограниченное двумя сферическими поверхностями

Виды линз



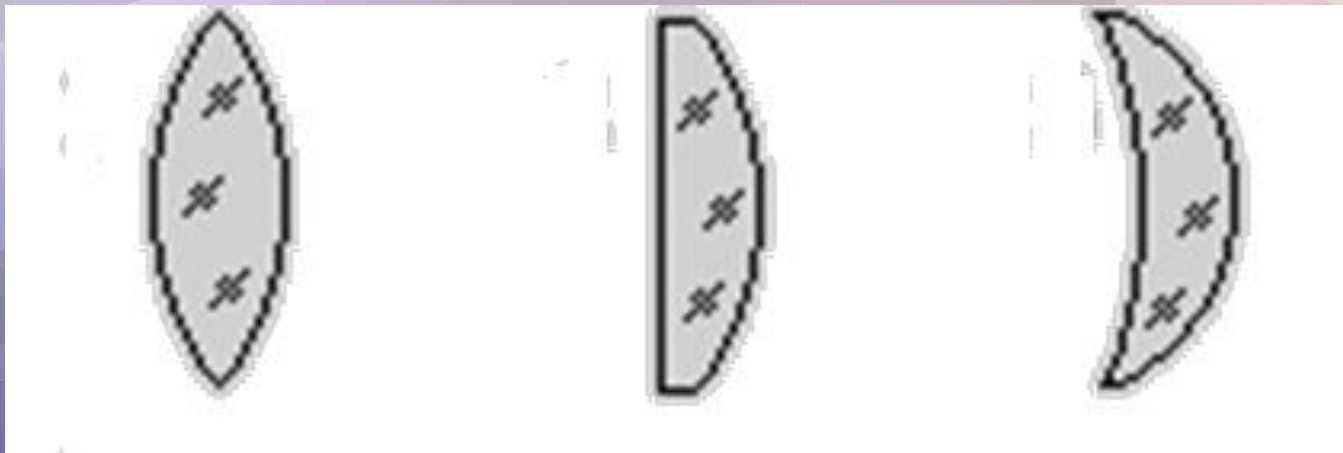
Собирающие



Рассеивающие

Собирающие линзы

Линзы, преобразующие параллельный пучок световых лучей в сходящийся, называются **собирающими**.



двояковыпуклая
выпуклая

плосковыпуклая

вогнуто-

Рассеивающие линзы

Линзы, преобразующие параллельный пучок световых лучей в расходящийся, называются **рассеивающими**.



двояковогнутая

плосковогнутая

выпукло-вогнутая

Тонкая линза

Линза, толщина которой пренебрежимо мала по сравнению с радиусами кривизны ее поверхности называют **тонкой**.



собирающая линза

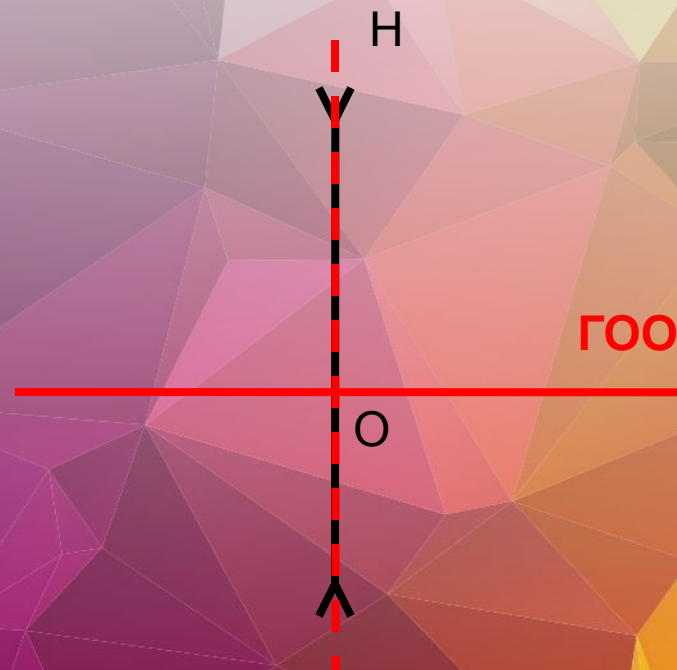
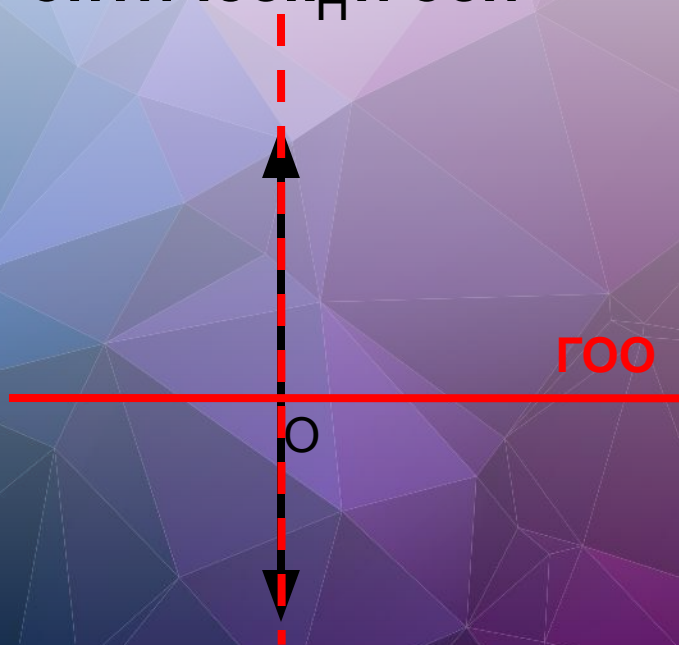


рассеивающая линза

Геометрические характеристики линз

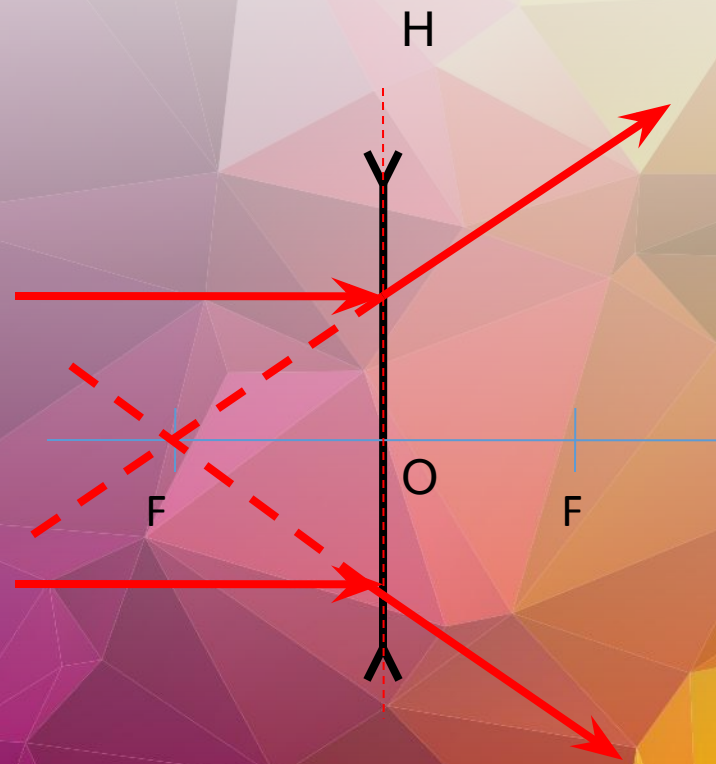
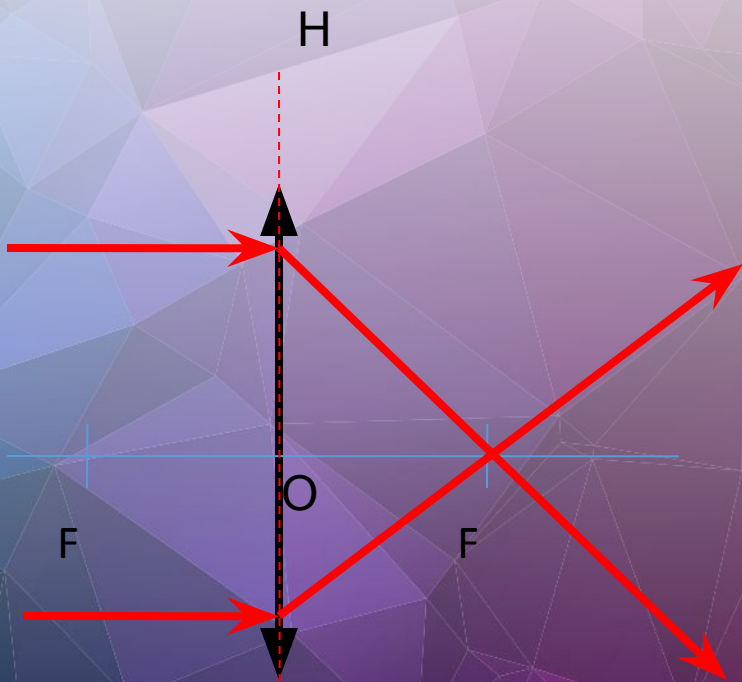
Главная оптическая ось (ГОО) – прямая линия, проходящая через центры сферических поверхностей, ограничивающих линзу.

Главная плоскость линзы – плоскость, проходящая через центр линзы (т. О) перпендикулярно главной оптической оси

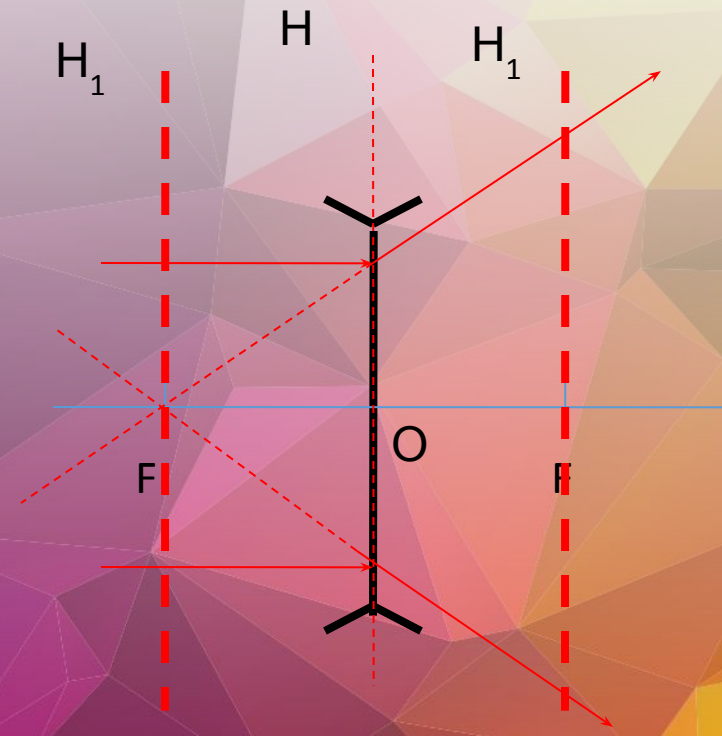
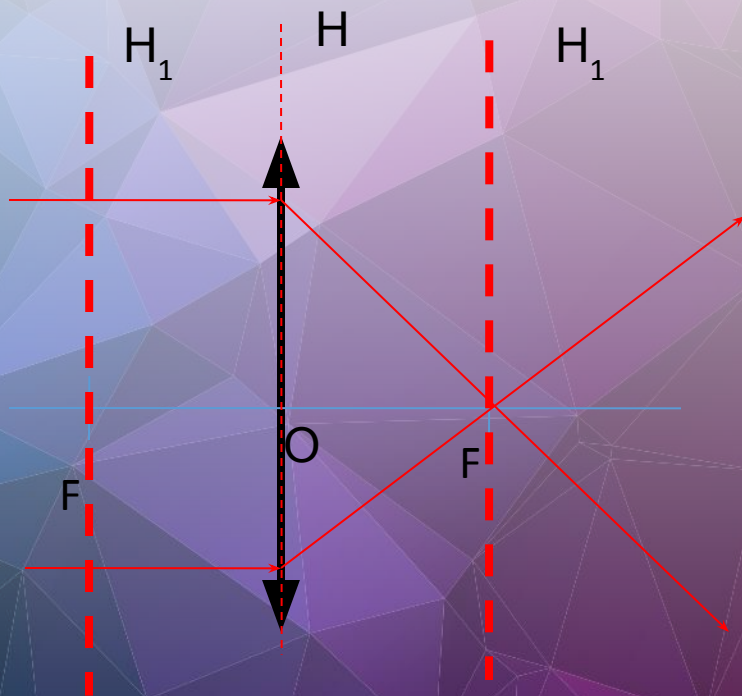


Фокус собирающей линзы – точка на главной оптической оси, в которой собираются лучи, падающие параллельно главной оптической оси, после преломления их в линзе.

Фокус рассеивающей линзы – точка на главной оптической оси, через которую проходят продолжения расходящегося пучка лучей, параллельных главной оптической оси.



Фокальная плоскость линзы – плоскость, проходящая через фокус линзы перпендикулярно главной оптической оси.



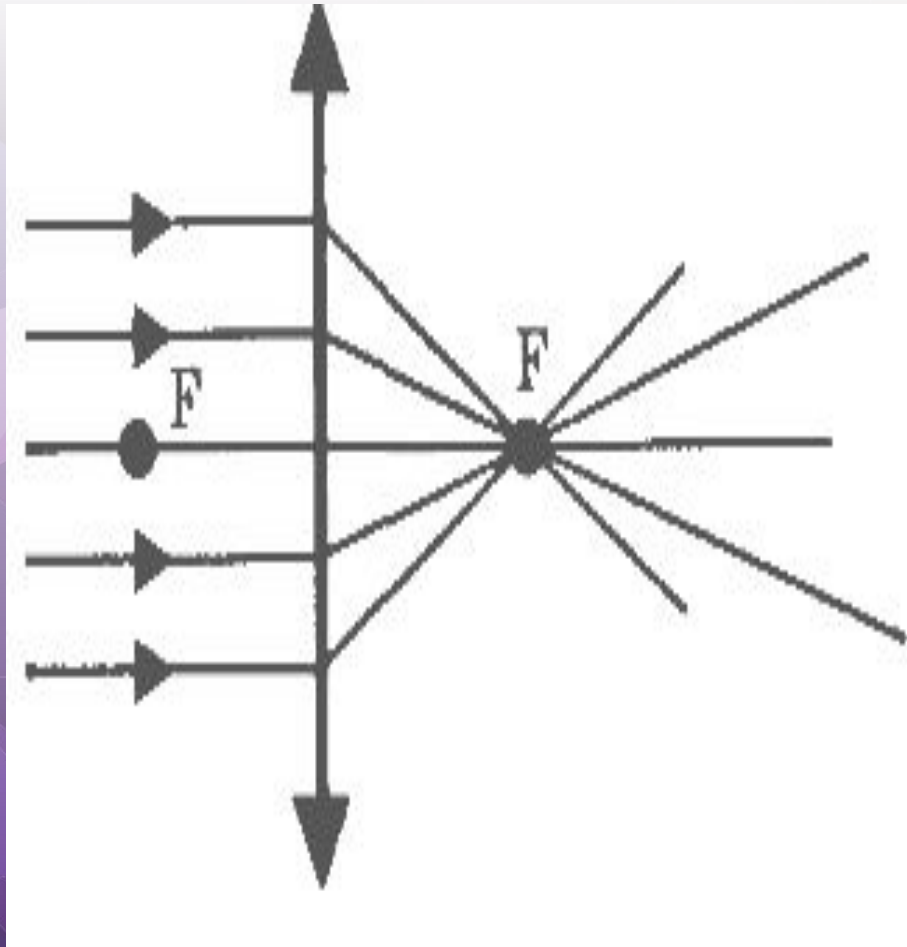
O - **оптический центр** - это точка, лежащая на **оптической** оси, через которую любой луч проходит не изменяя своего направления;

OF - **фокусное расстояние**;

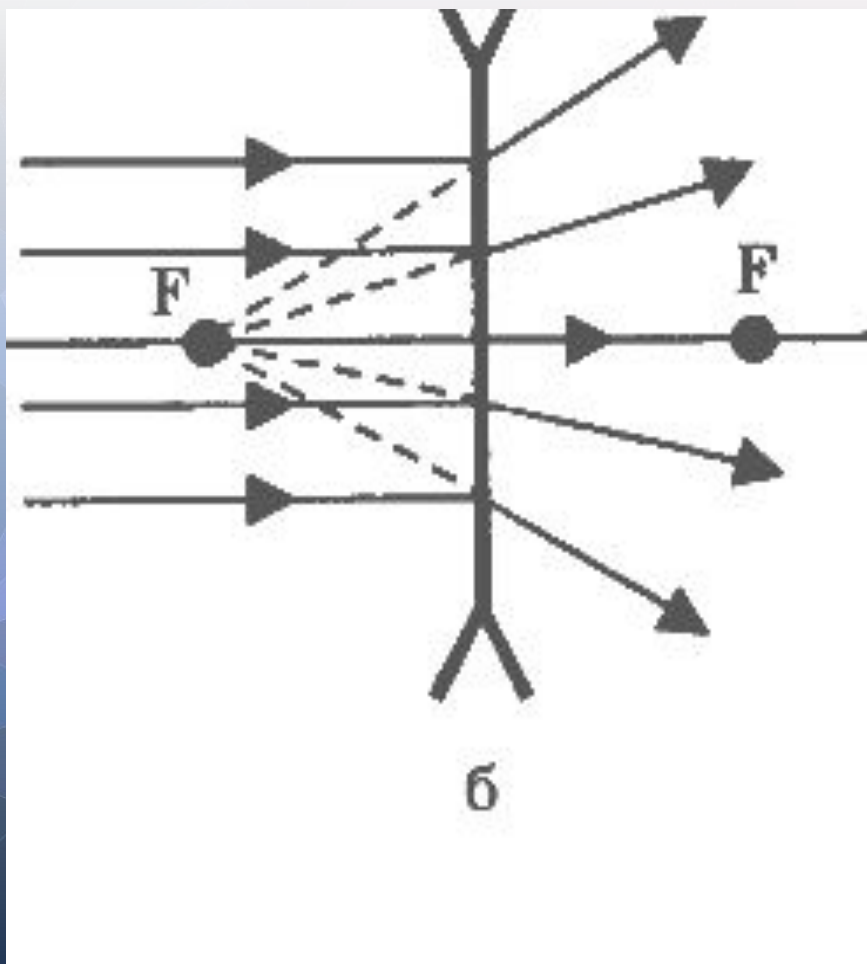
A'B' - **побочная ось линзы**;

F' - **побочный фокус** – точка пересечения побочной оптической оси и фокальной плоскости.

Ход лучей в собирающей линзе:

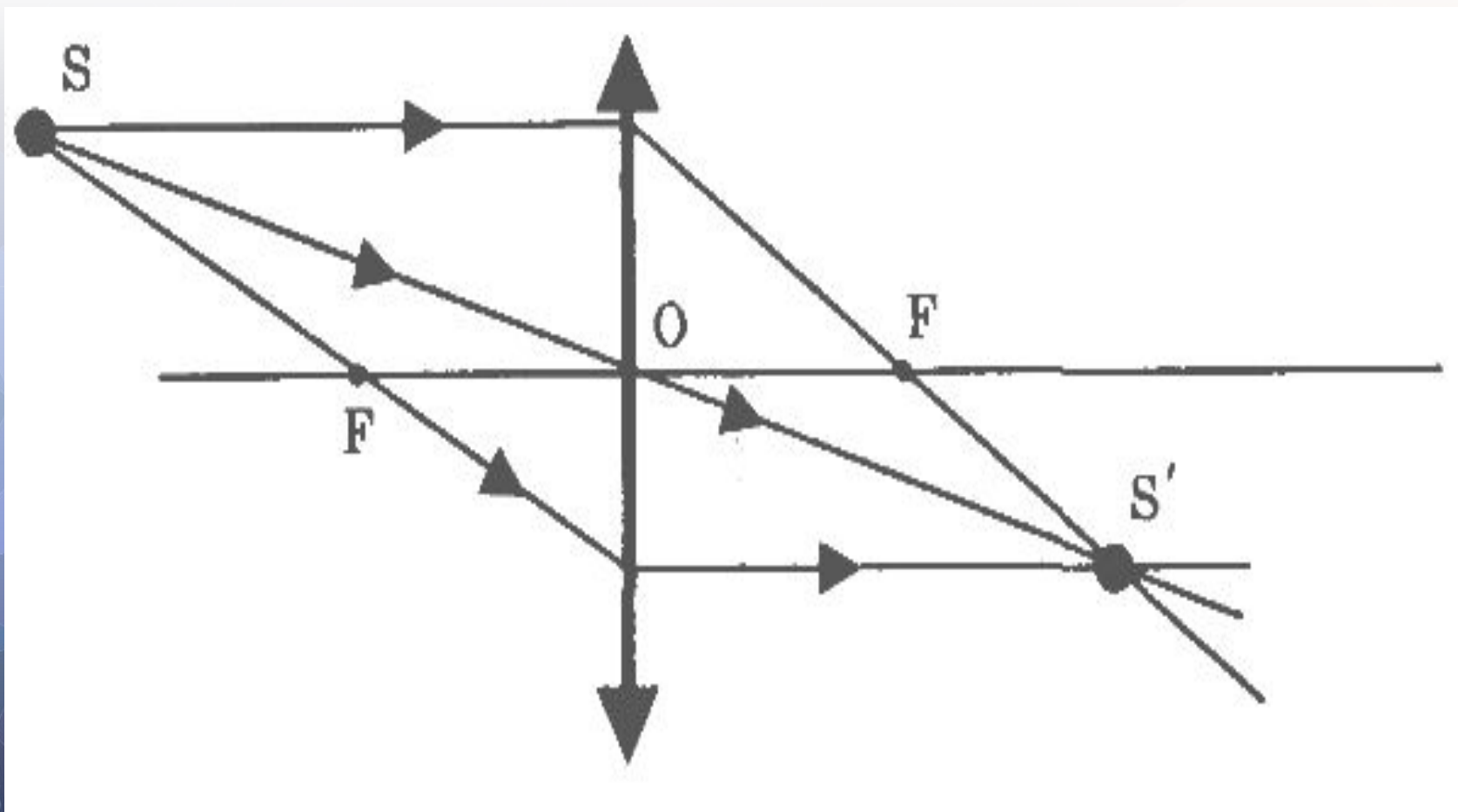


Ход лучей в рассеивающей линзе:



- Пустим параллельный пучок лучей на вогнутую линзу и увидим, что лучи выдут из линзы расходящимся пучком. Если такой пучок лучей попадет в глаза, то наблюдателю будет казаться, что они вышли из точки F. Эта точка называется – **мнимым фокусом**.
- Такую линзу называют **рассеивающей**.

Построение изображения в линзе:



Построение изображения в

- 1) Лучи, проходящие через оптический центр линзы (O), не преломляются.
- 2) Лучи, параллельные главной оптической оси, после преломления проходит через главный фокус (F).
- 3) Лучи, проходящие через главный фокус (F), после преломления идет параллельно главной оптической оси.
- 4*) Лучи, параллельные побочной оптической оси ($A'B'$), проходит через побочный фокус (F').

Формула тонкой

линзы

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}$$

где F – фокусное расстояние;

d – расстояние от предмета до линзы;

f – расстояние от линзы до
изображения;

$F > 0$ – для собирающей линзы;

$F < 0$ – для рассеивающей линзы;

**Линза собирающая, то $1/F > 0$,
линза рассеивающая, то перед $1/F$
указывают знак « - ».**

***Изображение действительное, то $1/f > 0$;
когда изображение мнимое, то перед $1/f$
указываем знак «-».***

**Единицами измерения составляющих
формулы тонкой линзы приняты *метры*.**

Линейным увеличением линзы называют параметр, выражающий соотношение размеров изображения H к размерам предмета h . Для его обозначения применяют символ Γ .
$$\Gamma = \frac{H}{h} = \frac{f}{d}$$

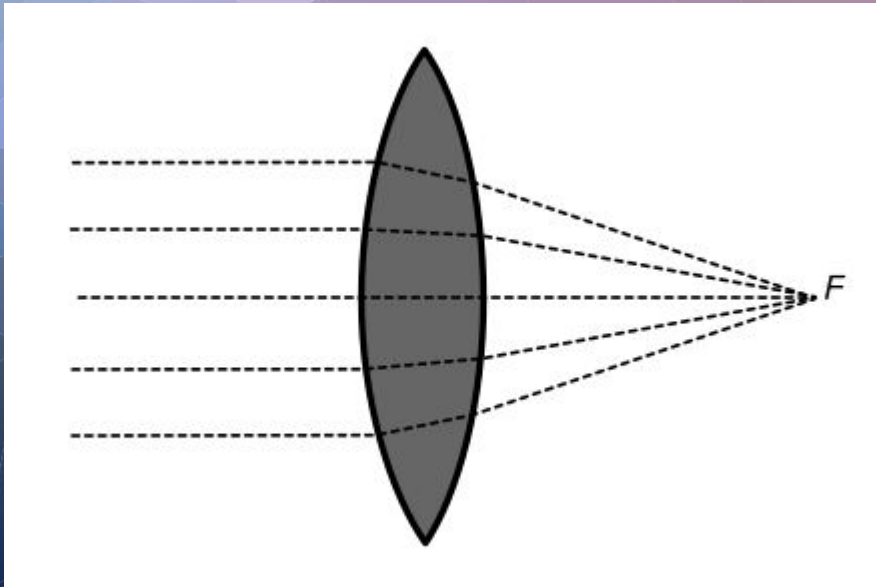
H – линейные размеры изображения;

h – линейные размеры предмета;

Что такое абберации?

Для «идеальных» оптических систем:

- 1) изображение формируется узкими приосевыми (*параксиальными*) пучками, составляющими небольшие углы с главной осью системы;
- 2) показатель преломления для всех длин волн одинаков.

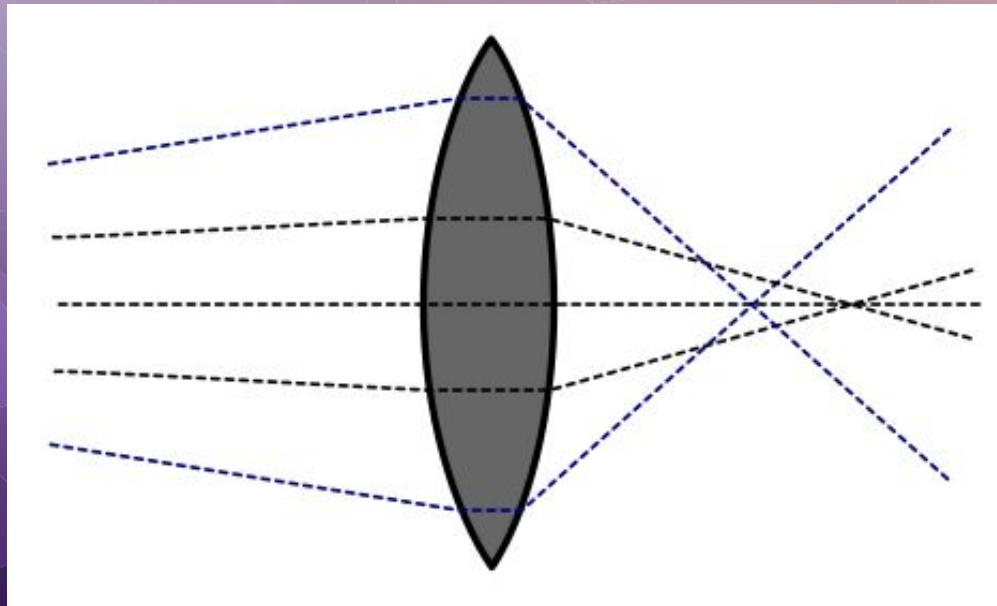


Аберрация - ошибка, или погрешность изображения в оптической системе.

Сферическая абберрация

Лучи, падающие на края линзы, собираются ближе к линзе, чем лучи, падающие на центральную часть линзы.

Изображение точки на плоскости получается в виде размытого кружка или диска.



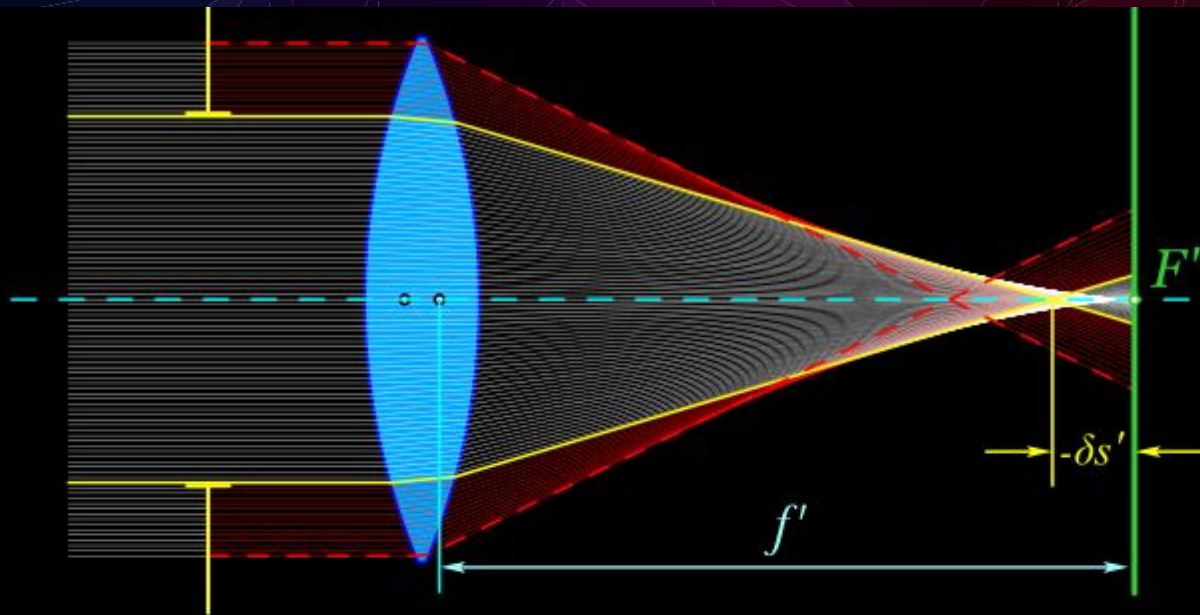


Fig. 1

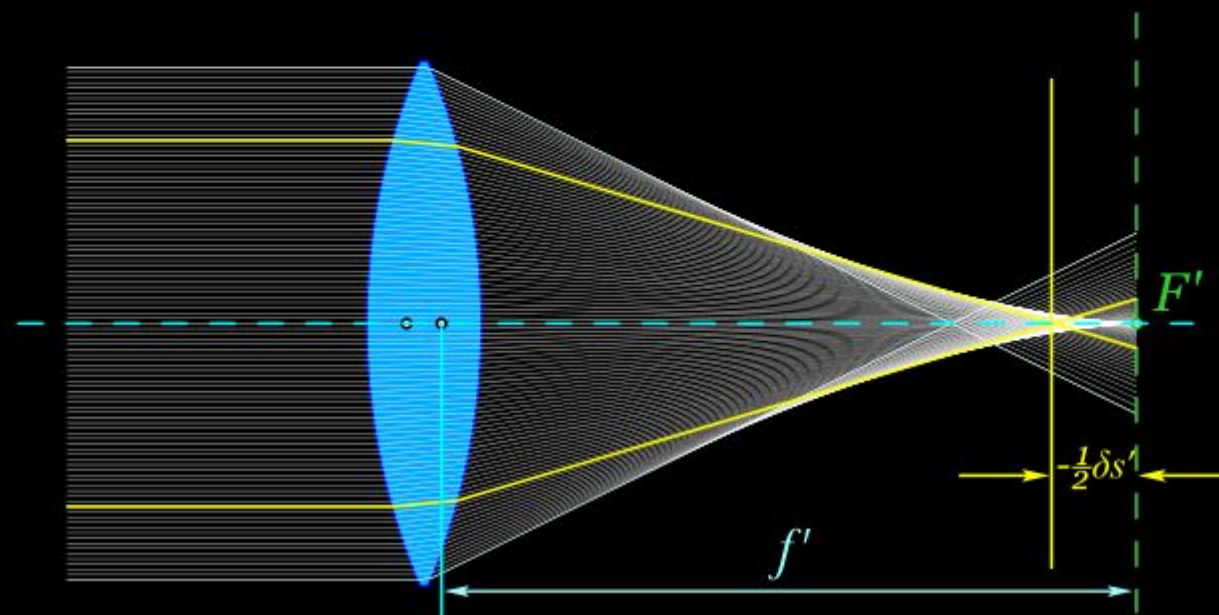
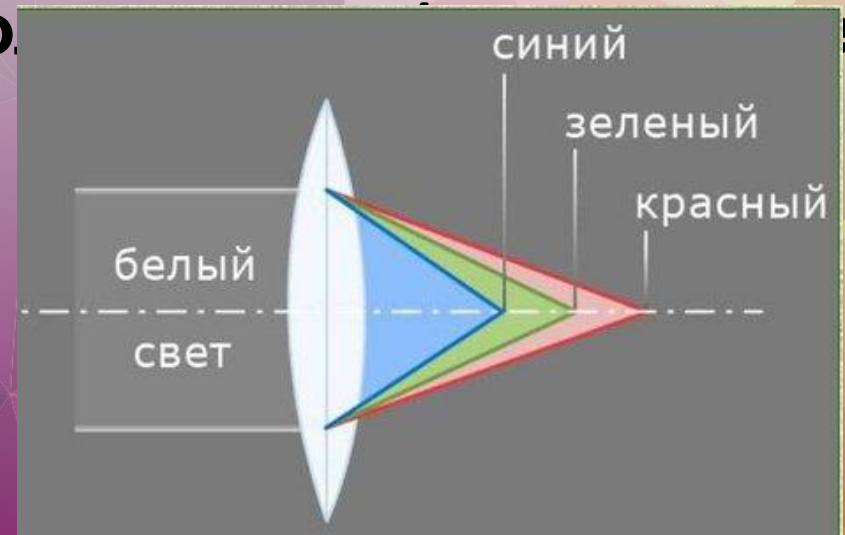
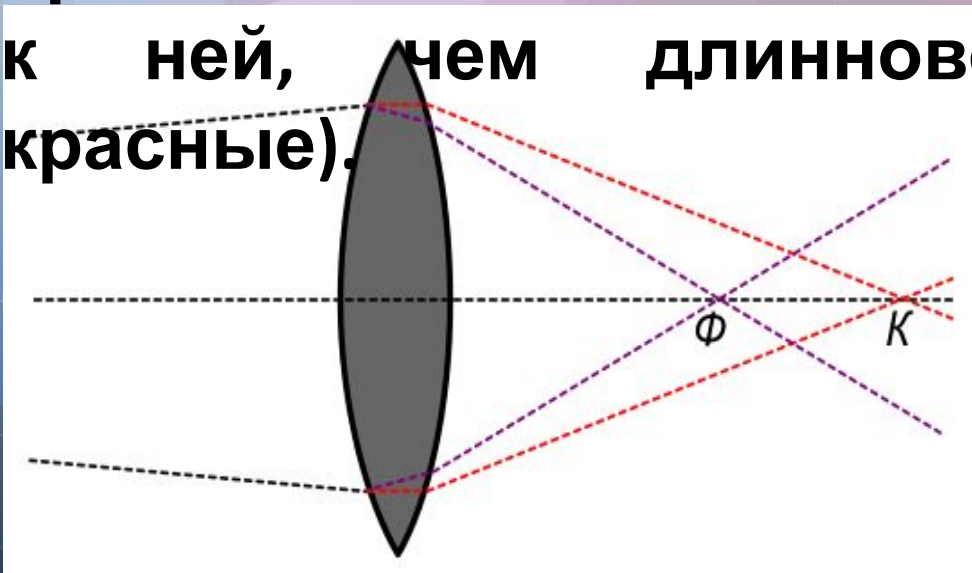


Fig. 2



Хроматическая aberrация

Является следствием дисперсии света. Луч белого света, проходя через линзу, разлагается на составляющие его цветные лучи. Коротковолновые лучи (синие, фиолетовые) преломляются в линзе сильнее и сходятся ближе к ней, чем длинноволновые (красные).



Изображение светящейся точки на плоскости, получается в виде размытого кружка (диска).

Хроматическая абберация -

изображение

точки,

окружённой

цветным

ореолом,

обусловленное

дисперсией

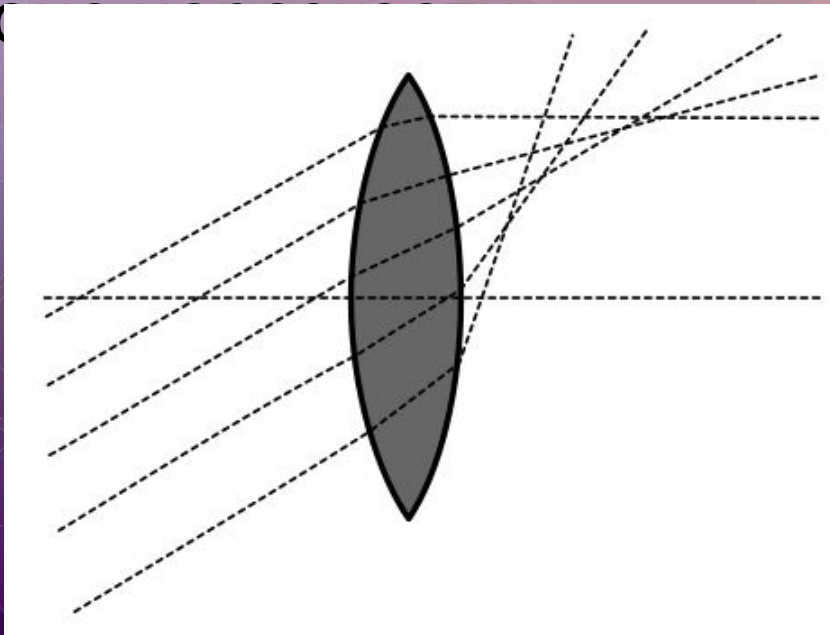
света



Кома

Вид сферической аберрации для внеосевых (наклонных) лучей. Лучи, приходящие под углом к оптической оси не собираются в одной точке.

Изображение светящейся точки получается в виде «летающей кометы», а не в форме точки. Кома также может привести к засвечиванию участков изображения в з

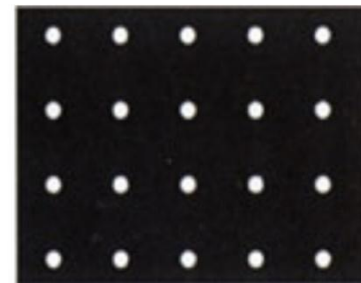


Пучок параллельных
лучей за пределами
оптической оси

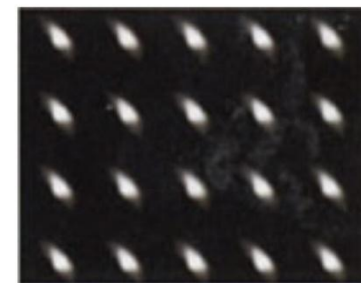


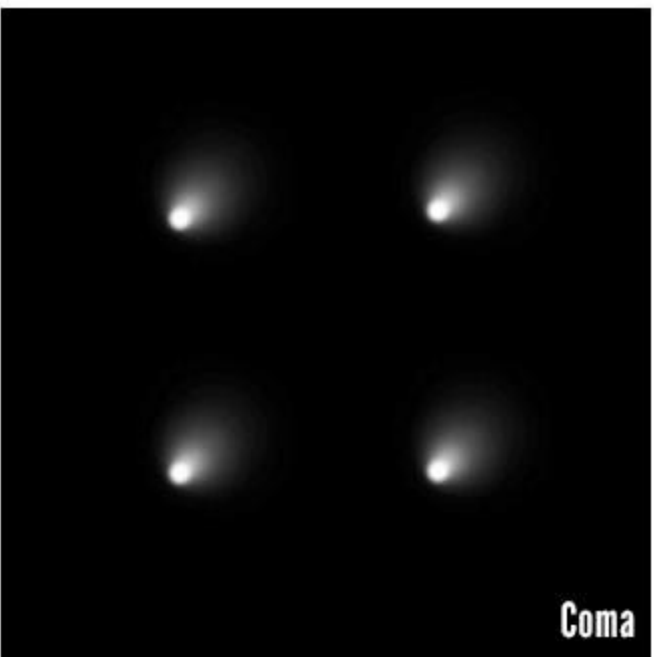
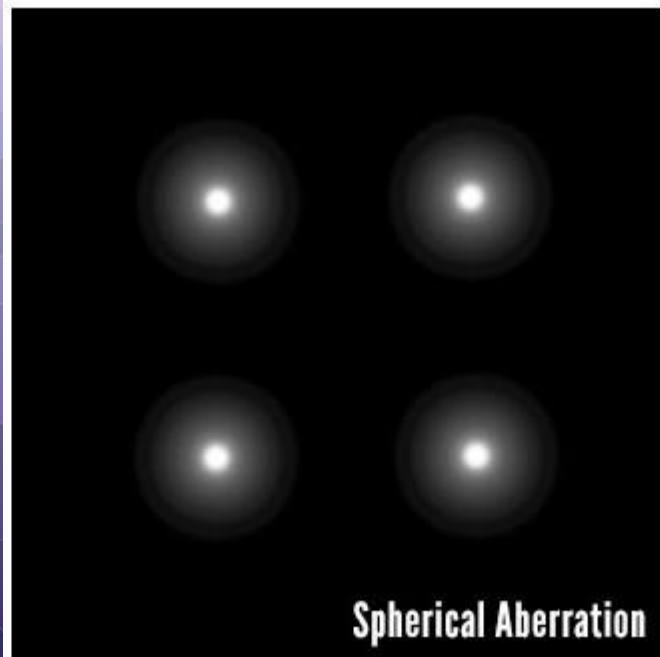
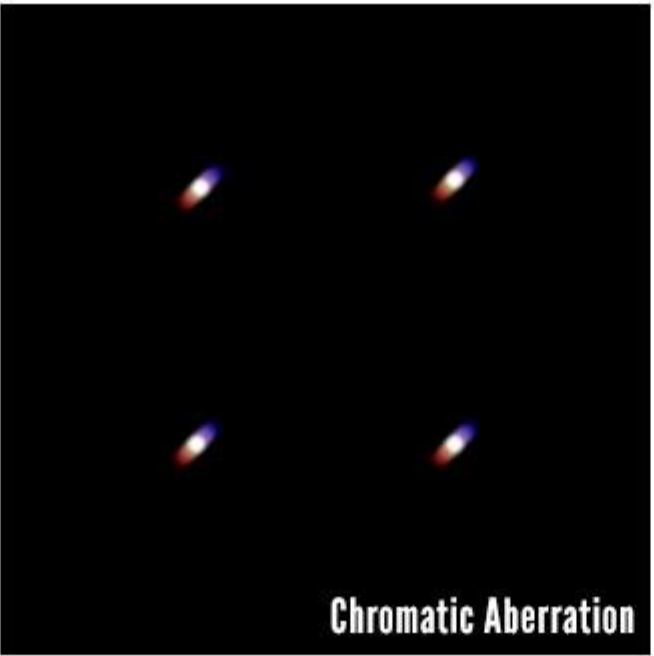
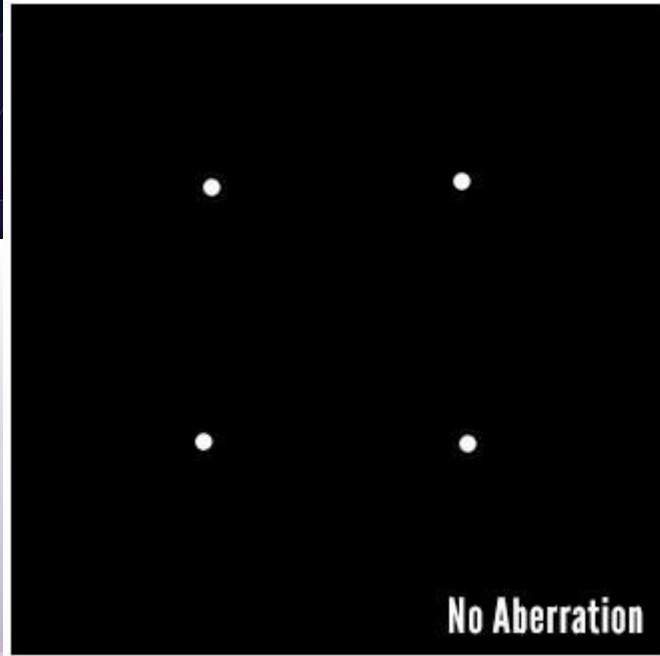
Оптическая ось

Идеальное изображение



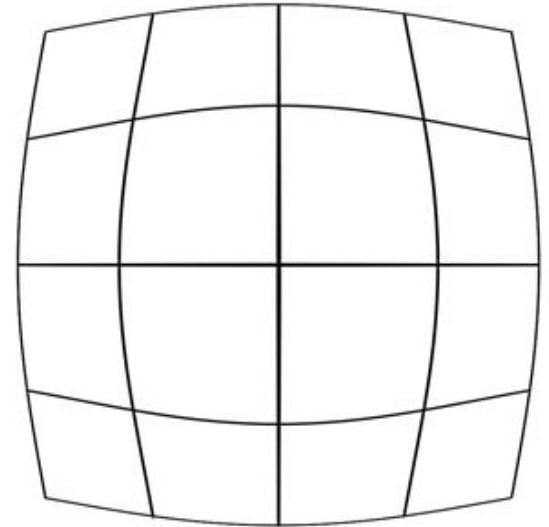
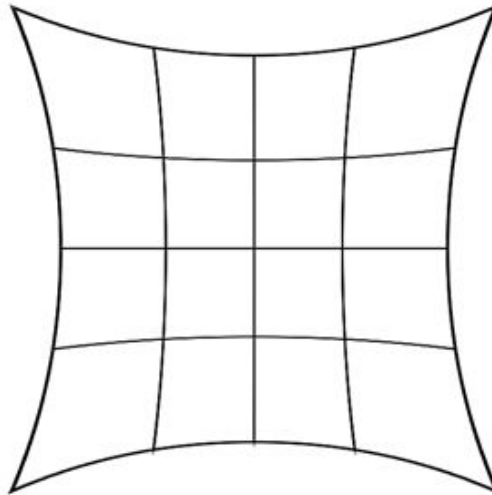
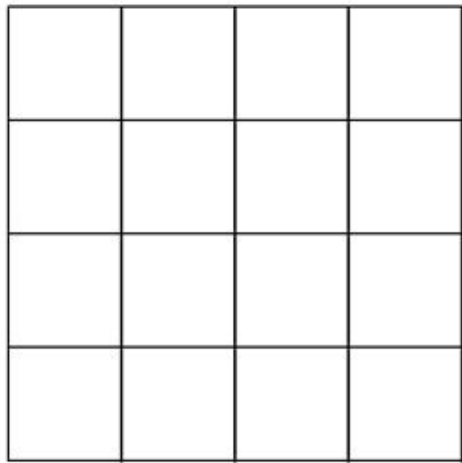
Кома





Дисторсия изображения

Лучи, участвующие в построении изображения, образуют достаточно большие углы с главной оптической осью, увеличение системы зависит от угла между пучком и главной оптической осью. В этом случае изображение не является подобным предмету. Различают *бочкообразную* или *отрицательную* (наиболее характерна для широкого угла) и *подушкообразную* или *положительную* дисторсию (чаще проявляется на длинном фокусе).



**Нормальное
изображение**



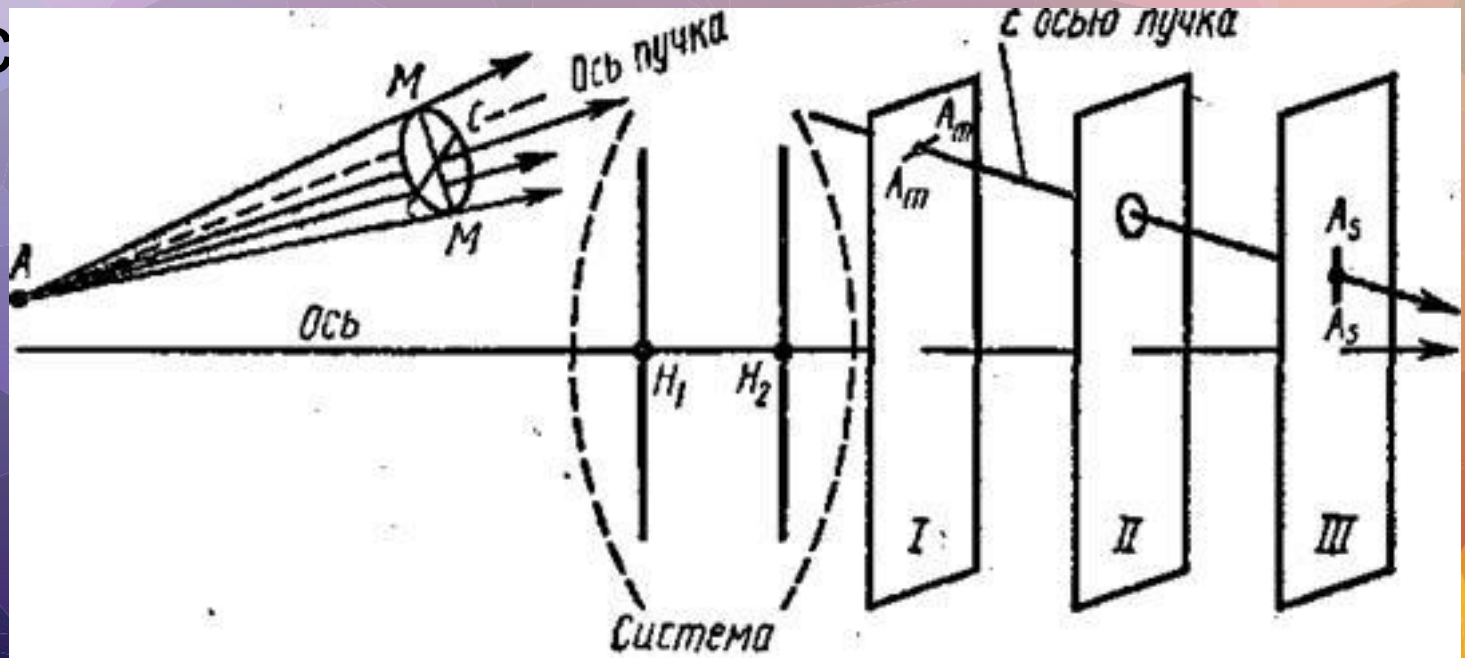
**Подушкообразная
дисторсия**

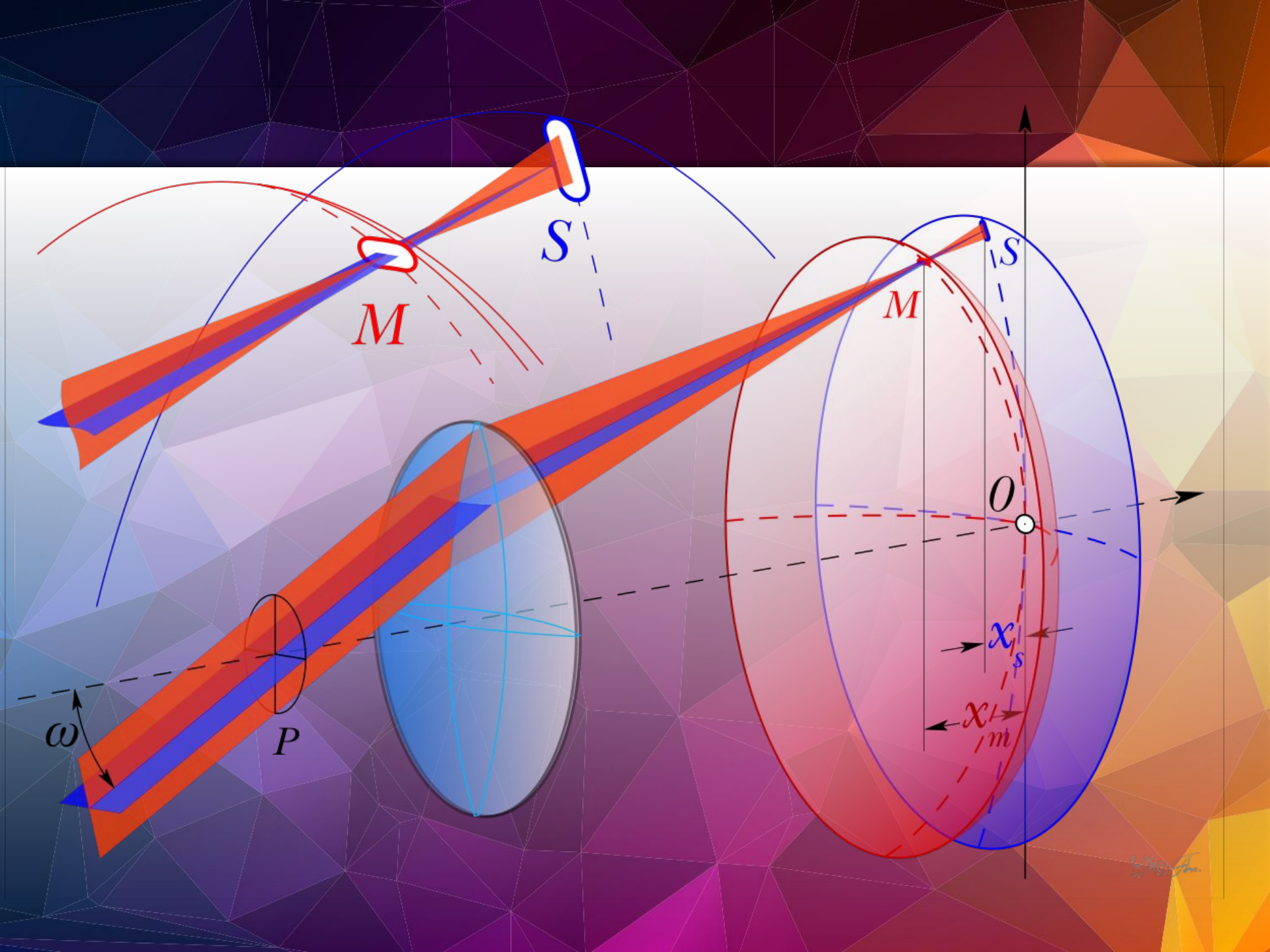


**Бочкообразная
дисторсия**

Астигматизм наклонных пучков

Лучи одного и того же пучка, исходящие из точки и идущие в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, после преломления в оптической системе, не собираются в одну точку, а образуют две точки с



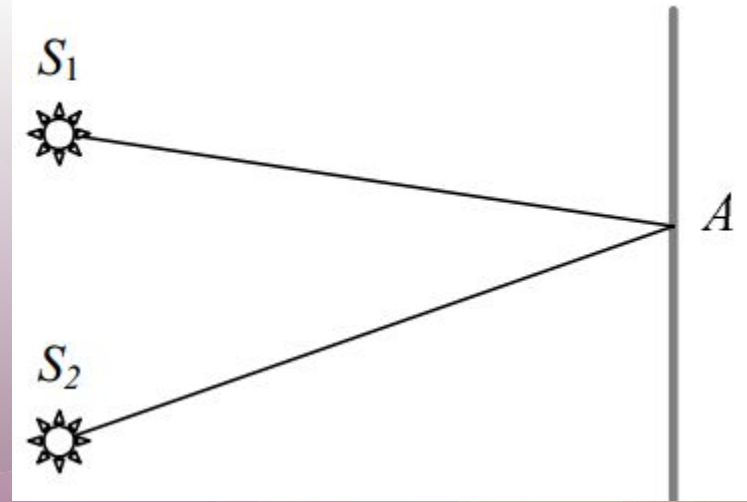




Картинка при астигматизме
искажается и становится
размытой

Интерференция

- Свет представляет собой волновой процесс. Пусть в некоторой точке A экрана в некоторый момент времени встречаются две волны, в



которых колебания происходят вдоль одной линии ($\vec{E}_1 \parallel \vec{E}_2$) одинаковой угловой частотой ω , начальными фазами α_1 и α_2 и амплитудами E_{01} :

и E_{02} :

$$E_1 = E_{01} \cos(\omega t + \alpha_1),$$

$$E_2 = E_{02} \cos(\omega t + \alpha_2).$$

- Согласно принципу суперпозиции, напряженности поля, создаваемого в данной точке пространства двумя источниками света, равна векторной сумме напряженностей:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2. \text{ Или, т.к. } \vec{E}_1 \parallel \vec{E}_2,$$

$$E = E_1 + E_2 = E_{01} \cos(\omega t + \alpha_1) + E_{02} \cos(\omega t + \alpha_2) = E_0 \cos(\omega t + \alpha)$$

- Здесь E_0 — амплитуда напряженности результирующего колебания; ω и α — соответственно его угловая частота и фаза.

- Воспользуемся простейшими тригонометрическими преобразованиями:

$$E_{01} \cos(\omega t + \alpha_1) + E_{02} \cos(\omega t + \alpha_2) = \\ = \cos \omega t \cdot (E_{01} \cos \alpha_1 + E_{02} \cos \alpha_2) - \sin \omega t \cdot (E_{01} \sin \alpha_1 + E_{02} \sin \alpha_2).$$

$$E_0^2 = (E_{01} \cos \alpha_1 + E_{02} \cos \alpha_2)^2 + (E_{01} \sin \alpha_1 + E_{02} \sin \alpha_2)^2 = \\ = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\alpha_1 - \alpha_2),$$

$$\cos \alpha = (E_{01} \cos \alpha_1 + E_{02} \cos \alpha_2) / E_0,$$

$$\sin \alpha = (E_{01} \sin \alpha_1 + E_{02} \sin \alpha_2) / E_0,$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{E_{01} \sin \alpha_1 + E_{02} \sin \alpha_2}{E_{01} \cos \alpha_1 + E_{02} \cos \alpha_2}.$$

- Так как интенсивность света прямо пропорциональна квадрату амплитуды $I \sim E_0^2$, то можно записать:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1),$$

- где $2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1)$ - интерференционный член, I_1 и I_2 - интенсивности складываемых колебаний, I - значение результирующей интенсивности.

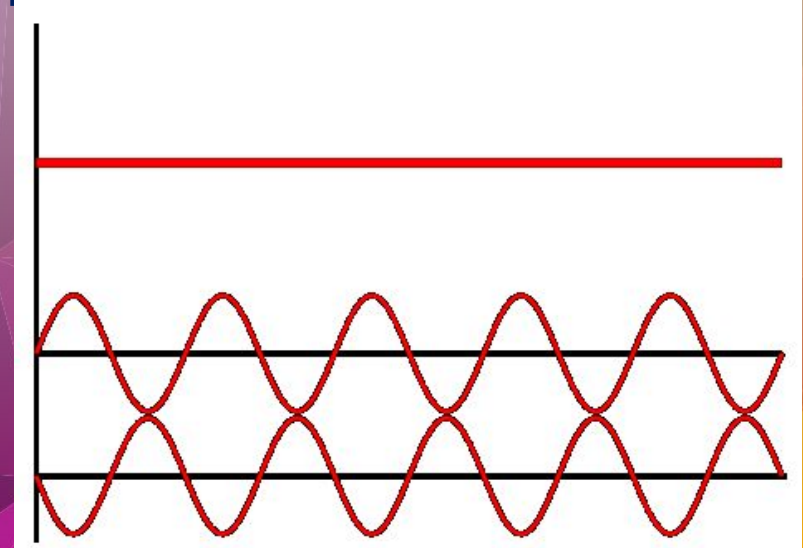
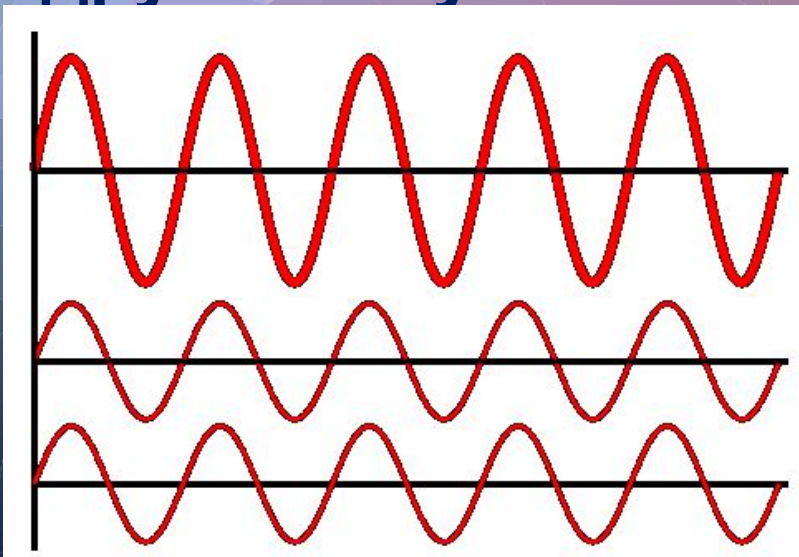
Условие когерентности

- Если разность фаз гармонических колебаний одинаковой частоты остается постоянной во времени, то возникающие волны и их источники называются **когерентными**.
- При наложении когерентных световых волн происходит не простое суммирование интенсивностей, а перераспределение светового потока в пространстве. В одних местах возникает максимум, а в других минимум интенсивности света. Это явление называется **интерференцией волн**.

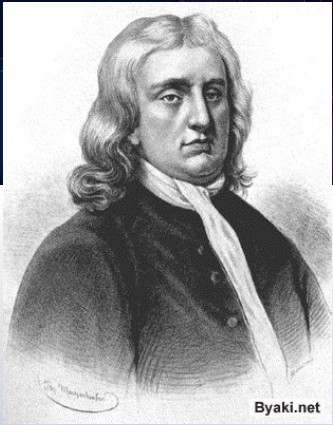
- При разности фаз $\alpha_1 - \alpha_2 = (2m + 1) \cdot \pi$ волны максимально *ослабляют* друг друга, а при разности $\alpha_1 - \alpha_2 = 2m \cdot \pi$ волны максимально *усиливают* друг друга. Т.е. при $\alpha_1 - \alpha_2 = \text{const}$ наблюдается явление интерференции.

Результат наложения волн

Если встречаются друг с другом два фронта волн с одинаковой фазой, то возникает волновое поле удвоенной интенсивности. Если же, напротив, встречаются друг с другом два фронта волн, положительной и отрицательной, то они гасят взаимно друг друга - излучение бесследно исчезает.



Открытие интерференции

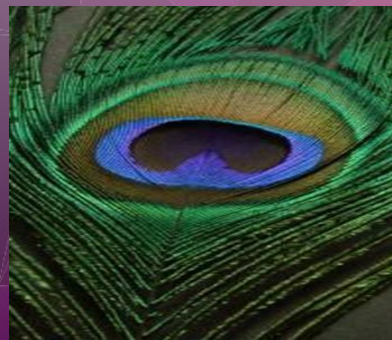


Интерференция света наблюдались ещё Ньютоном в 17 в., однако он не смог объяснить её с точки зрения корпускулярной теории. Правильное объяснение интерференции как типично волнового явления было дано Жаном Френелем и Юнгом.



Способы получения и наблюдения интерференции света

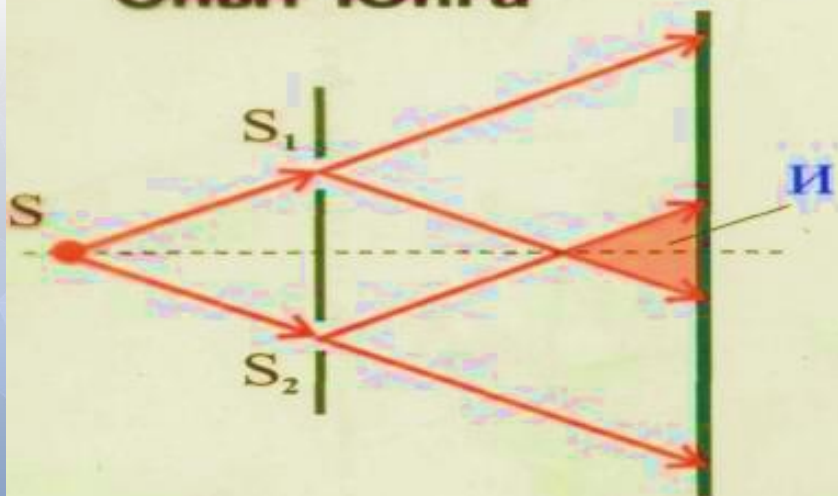
- 1) **разделение волны по фронту** (опыт Юнга, бипризма Френеля, бизеркала Френеля, зеркала Ллойда, билинза Бийе);
- 2) **разделение волны по амплитуде** (по ходу волны)-интерференция в тонких плёнках (мыльные пузыри, бензиново-масляные плёнки, крылья насекомых, клин, кольца Ньютона).



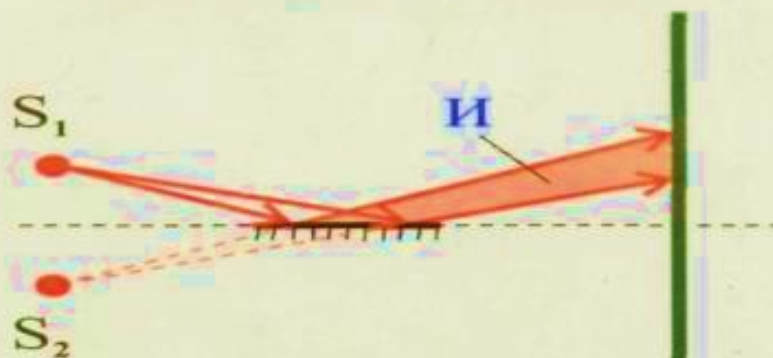
ОПТИКА

Способы получения когерентных лучей.

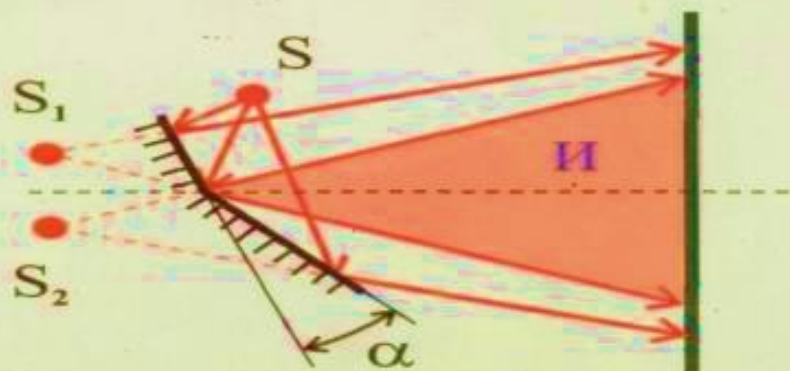
Опыт Юнга



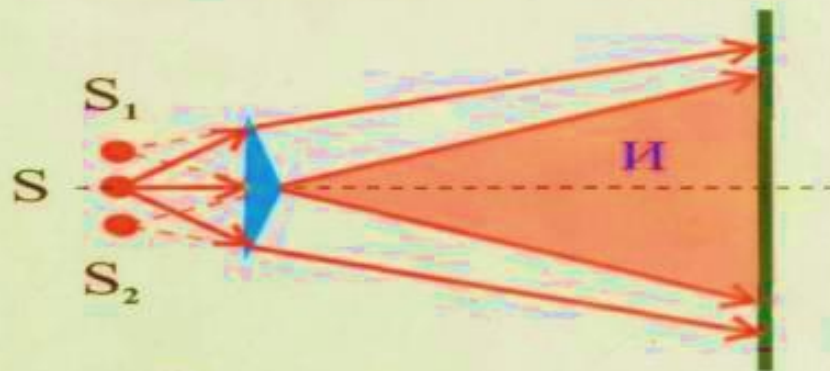
Зеркало Ллойда



Зеркала Френеля



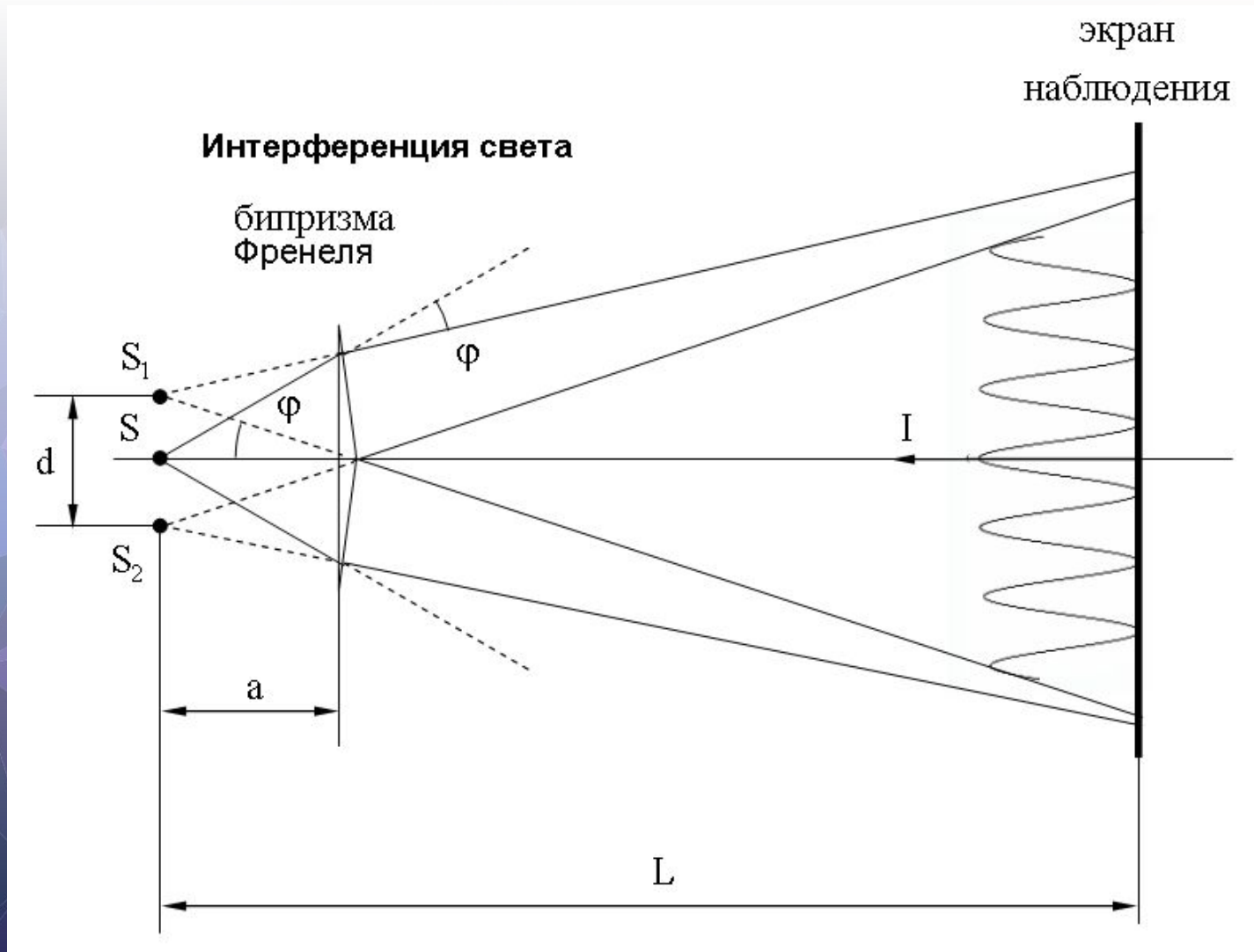
Бипризма Френеля



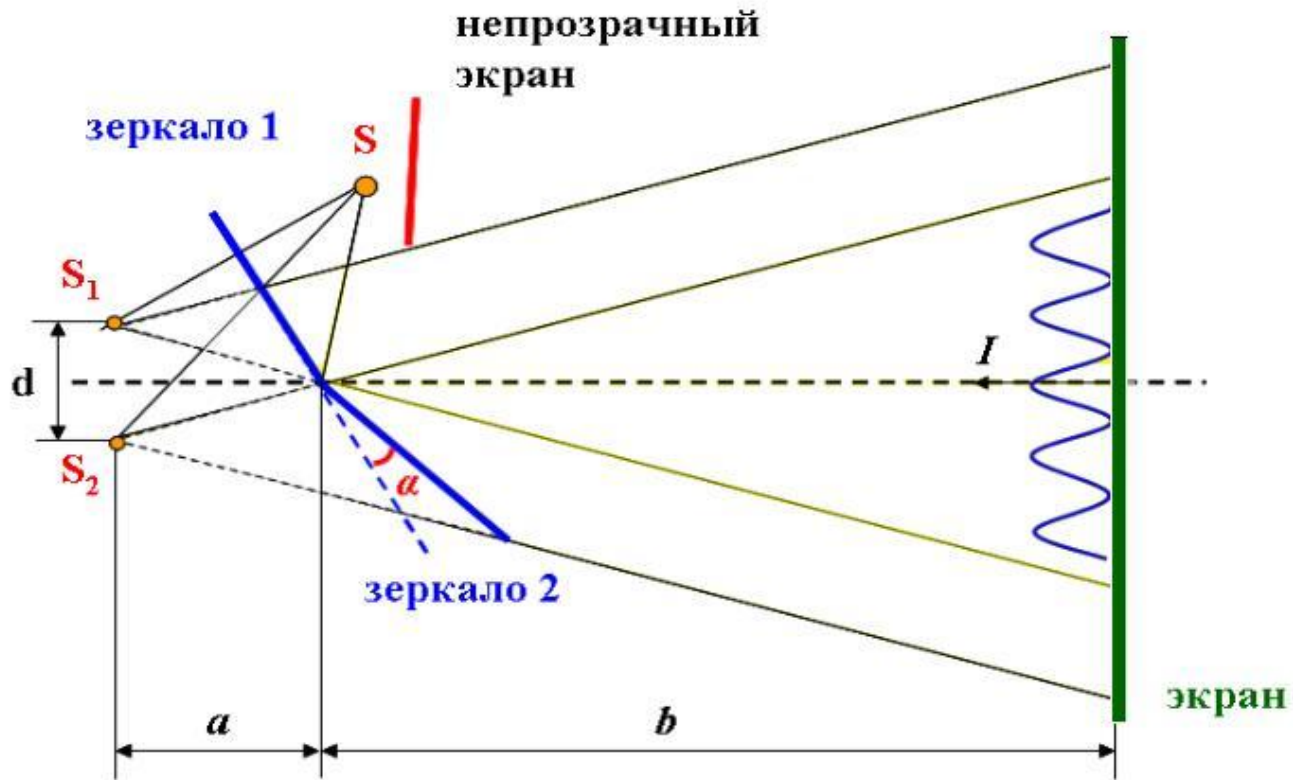
На всех рисунках: S - источник света, I - область наблюдения интерференционной картины

• **Бипризма Френеля** - двойная призма с очень малыми углами при вершинах, как бы составленная из двух сложенных своими основаниями прямоугольных призм.

Бипризма Френеля

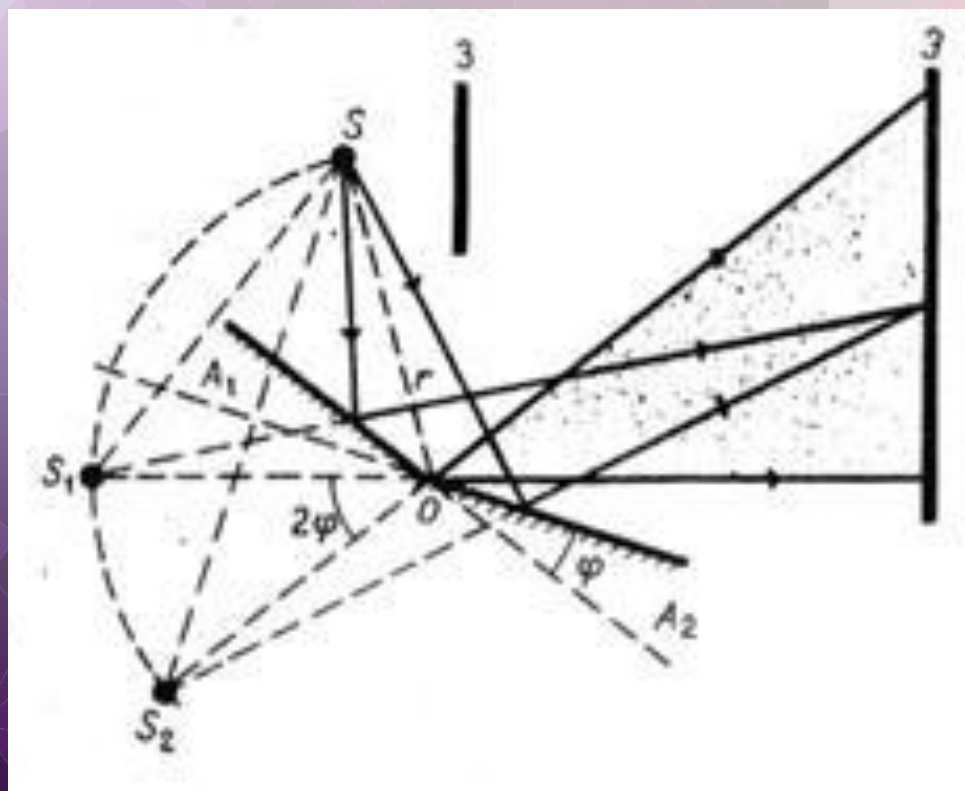


Бизеркала Френеля



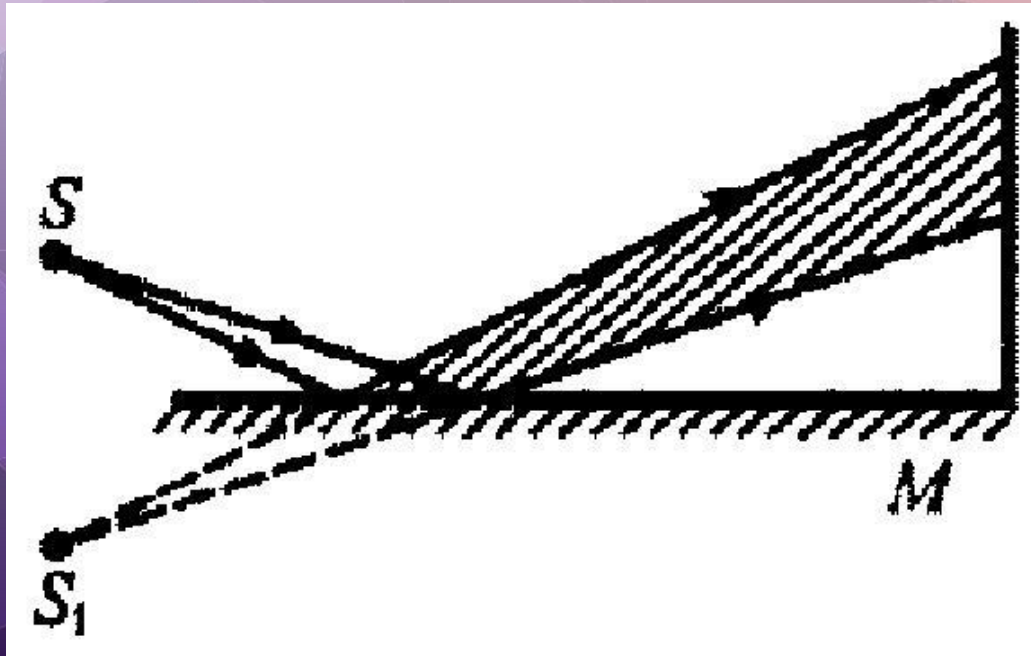
Бизеркала Френеля – два плоских зеркала располагаются так, что их отражающие поверхности образуют угол близкий к π

- Источник света и его изображения (угловое расстояние между которыми 2φ) лежат на одной и той же окружности радиуса r с центром в O (точка соприкосновения зеркал).



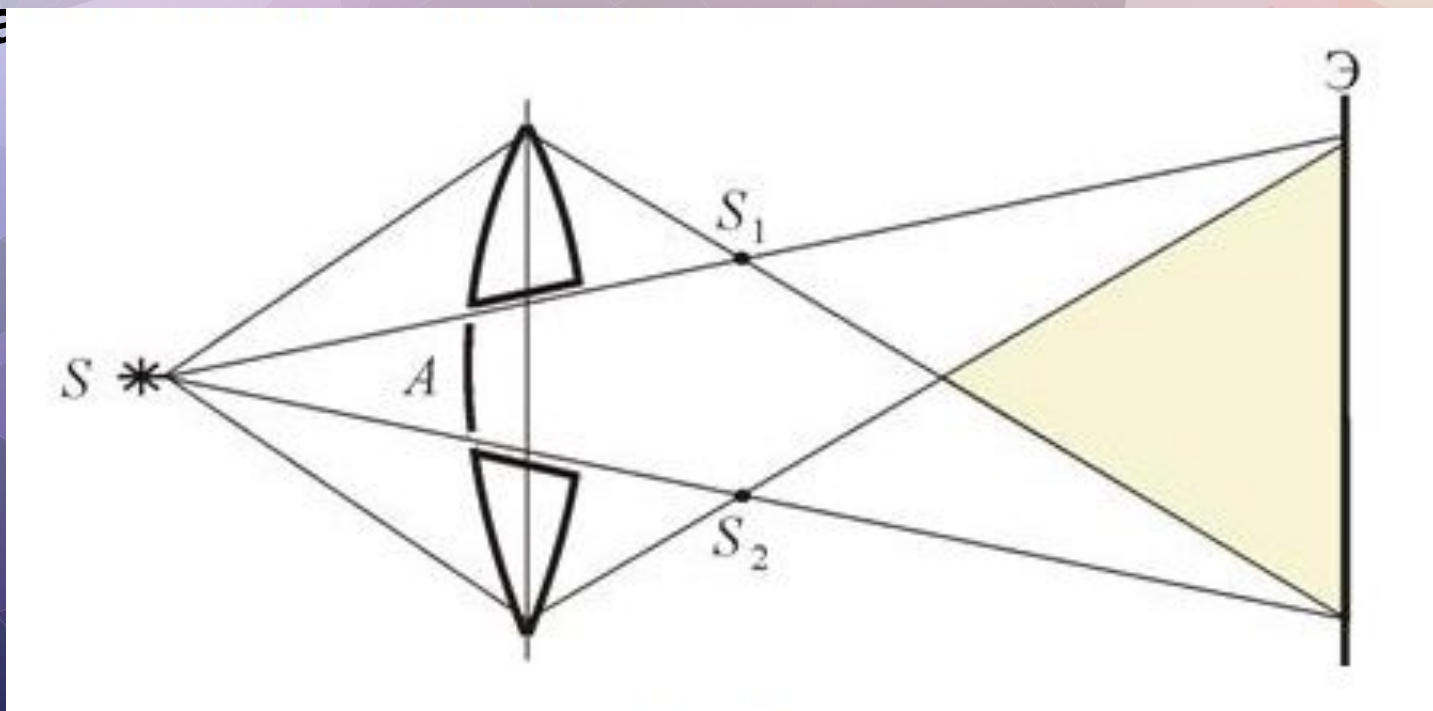
Зеркало Ллойда

- устройство для наблюдения интерференции световых пучков. Свет от источника, расходящийся под небольшим углом, падает на отражающую поверхность, расположенную перпендикулярно экрану. Интерференционная картина наблюдается на экране в области перекрытия падающего и отраженного световых потоков.



Билинза Бийе

- Аналогичное бипризме Френеля устройство, в котором роль когерентных источников играют действительные изображения ярко освещенной щели, получается, если собирающую линзу разрезать по диаметру и половинки немного раздвинуть.





Опыт Юнга 1802 г

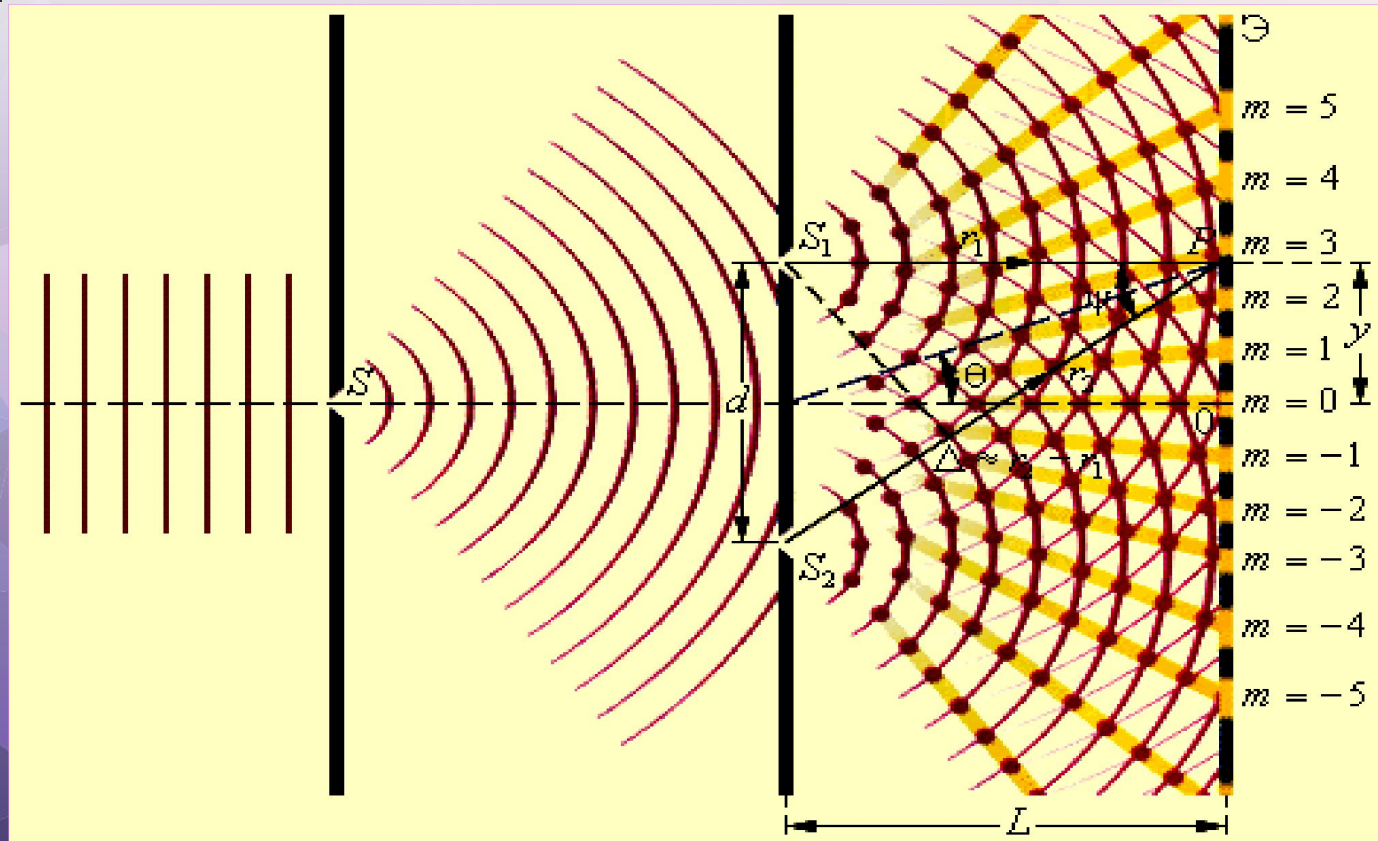
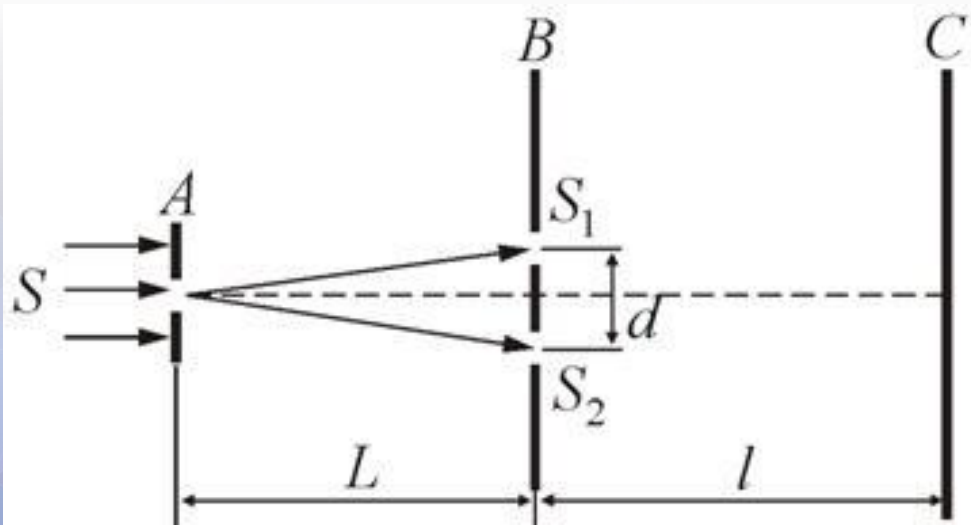


Рис. 1



Расчет интерференционной картины от двух когерентных источников

- Пусть волны от двух когерентных источников S_1 и S_2 , находящихся на расстоянии d друг от друга, приходят в точку P . Уравнения колебаний в точках S_1 и S_2 имеют вид

- $E_{S1} = E_{01} \cos \omega t,$

- $E_{S2} = E_{02} \cos \omega t.$

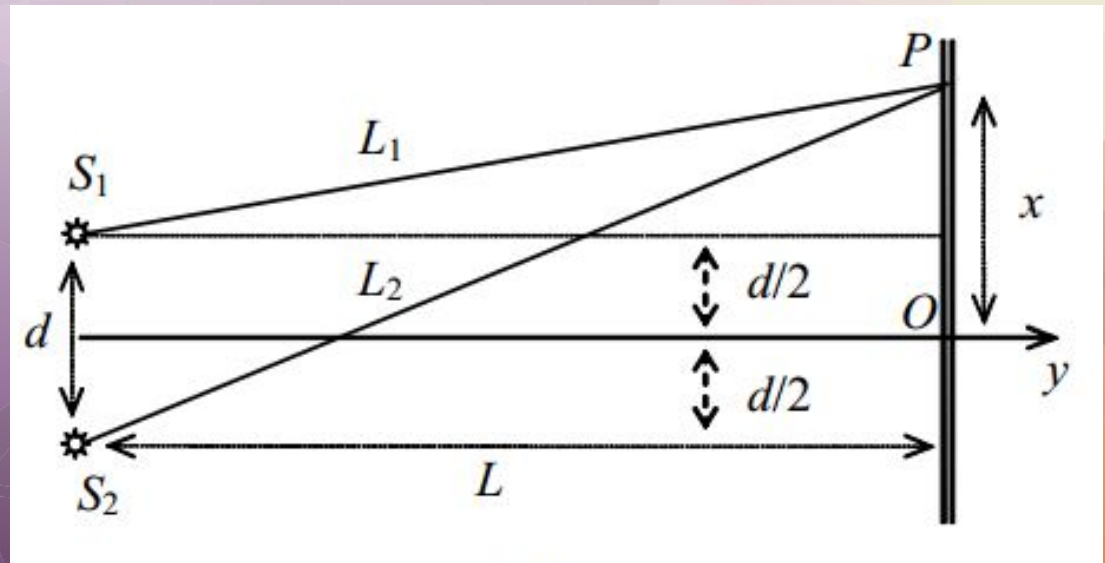
- Скорость световой

- волны c .

- Свет от источников

- S_1 и S_2 придет в

- точку P за разное время:



- Уравнения колебаний напряженностей электрического поля в точке Р будут иметь вид:

$$E_{P1} = E_{01} \cos \omega(t - L_1/c), \quad E_{P2} = E_{02} \cos \omega(t - L_2/c).$$

- Разность фаз колебаний равна

$$\Delta\varphi = \frac{\omega(L_1 - L_2)}{c} = \frac{2\pi}{T} \frac{L_1 - L_2}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} (L_1 - L_2) = \frac{2\pi}{\lambda} \delta.$$

- Величина $\delta = L_1 - L_2$ называется оптической разностью хода.

Интерференционные экстремумы

- Если разность хода равна целому числу длин волн, то разность фаз кратна 2π . В этом случае волны придут в точку наблюдения в одинаковой фазе и сложатся
- **Условие $\delta = k \cdot \lambda$ – условие интерференционного максимума.**
- Если оптическая разность хода δ равна нечетному числу половин длин волн, то колебания в точку P придут в противофазе.
- **Условие $\delta = (2k + 1) \cdot \lambda/2$ - условие интерференционного минимума.**

- **Поле интерференции** – область, в которой перекрываются волны от источников S_1 и S_2 .
- В этой области световые волны усиливают или гасят друг друга, а на экране наблюдается чередование светлых и темных полос.
- Вычислим расстояние между светлыми полосами.

$$L_2^2 = L^2 + (x + d/2)^2, \quad L_1^2 = L^2 + (x - d/2)^2.$$

- $$L_2^2 - L_1^2 = (L_2 - L_1)(L_2 + L_1) = 2xd.$$

- Если расстояние между источниками $d \ll L$, то

- $L_2 + L_1 \approx 2L$, и $L_2 - L_1 = \delta$

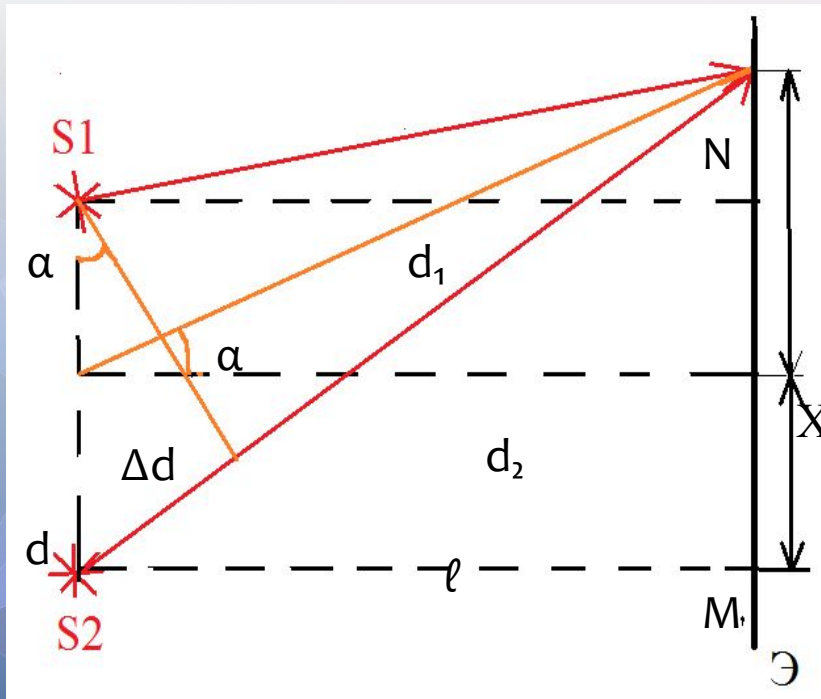
- $$k\lambda = \frac{xd}{L} \Rightarrow x_k^{\max} = \frac{k\lambda L}{d}.$$

- $$\delta = xd/L.$$

- Расстояние между интерференционными максимумами

- $$\Delta x = x_{k+1}^{\max} - x_k^{\max} = \lambda L/d.$$

Расчёт интерференционной картины в опыте Юнга



Разность хода можно выразить через тригонометрические соотношения

$$\Delta d = d \cdot \sin \alpha = d \cdot \frac{x}{\ell}$$

$$\sin \alpha \approx \operatorname{tg} \alpha \approx \frac{x}{\ell}$$

$$\Delta d = k \cdot \lambda$$

$$x = \frac{\Delta d \ell}{d}$$

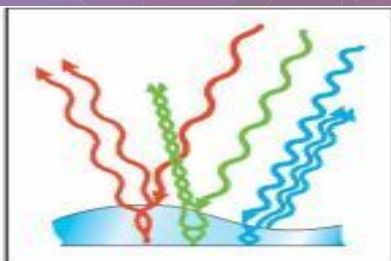
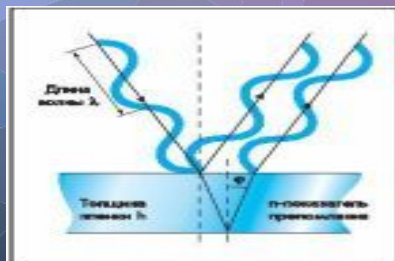
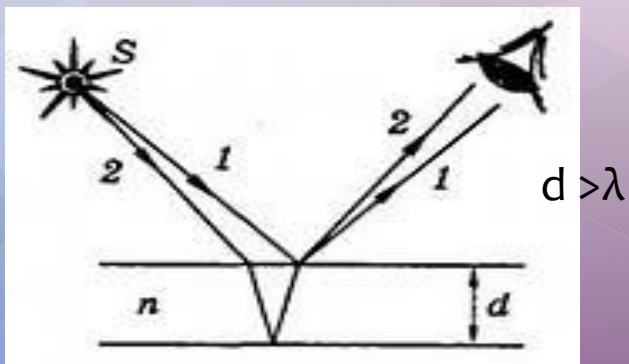
$$\lambda = d \cdot \frac{x}{\ell}$$

$$x = \frac{\lambda \cdot \ell}{d}$$

Расстояние между интерференционными полосами зависит от длины волны λ , расстояния от мнимых источников до экрана ℓ и расстояния между источниками d

Интерференция в тонких плёнках

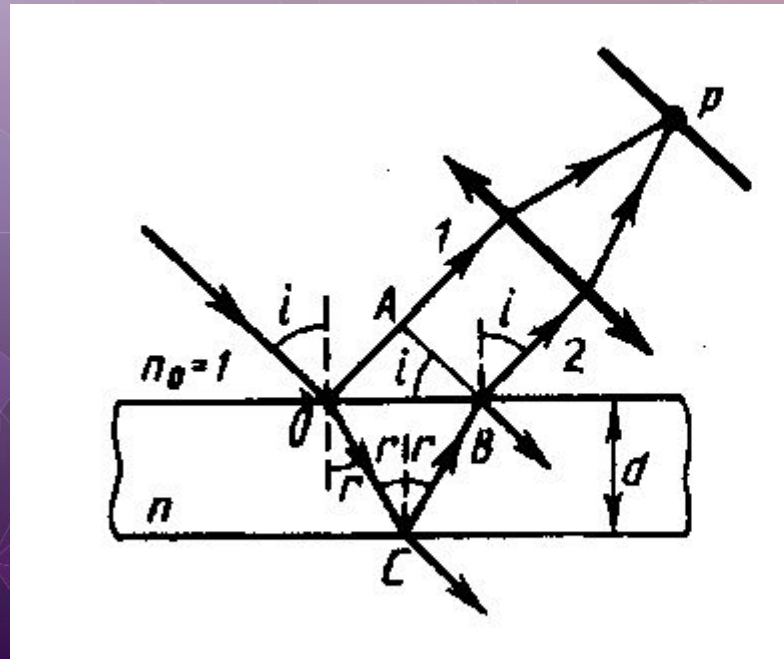
- **Причина:** отражение от внешней поверхности плёнки, а другая – от внутренней.
- **Тонкая плёнка** – мыльные пузыри, бензиново-масляная плёнка на поверхности воды, крылья насекомых и т.д.



Различные цвета тонких пленок — результат интерференции двух волн, отражающихся от нижней и верхней поверхностей пленки.

Интерференция в тонких плёнках

- Рассмотрим плоскопараллельную тонкую пластину, показатель преломления которой равен n , а толщина равна d . Пусть на такую пленку под углом i падает плоская монохроматическая волна (допустим, что это один луч).



- На поверхности такой пленки, в некоторой точке А луч делится. Он частично отражается от верхней поверхности пленки, частично преломляется. Преломлённый луч доходит до точки С, частично преломляется в воздух (показатель преломления воздуха равен единице), частично отразится и пойдет к точке В. Теперь он снова частично отразится и преломится, выйдет в воздух под углом i . Лучи (1 и 2), которые вышли из пленки являются когерентными, если оптическая разность хода их мала в сравнении с длиной когерентности падающей волны. В том случае, если на пути лучей (1 и 2) поставить собирающую линзу, то они сойдутся в некоторой точке Р (в фокальной плоскости линзы). При этом возникнет картина интерференции, которая определена оптической разностью хода интерферирующих лучей.

- Оптическая разность хода, возникающая между двумя интерферирующими лучами от точки O до плоскости АВ,

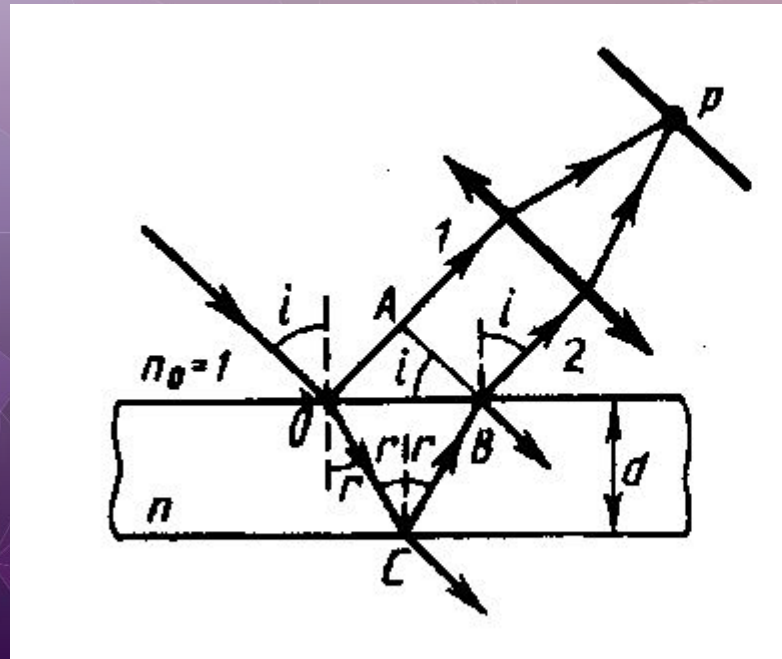
- $\delta = n(OC+CB)-(OA \pm \lambda_0/2),$

- где показатель преломления окружающей пленку среды принят равным 1, а член $\pm \lambda_0/2$ - обусловлен потерей полуволны при отражении света от границы раздела.

- При $n > n_0$ половина волны будет потеряна в точке O, и при величине $\lambda_0/2$ будет стоять знак минус. Если $n < n_0$, то половина волны будет потеряна в точке C и при $\lambda_0/2$ будет

Интерференция в тонких плёнках

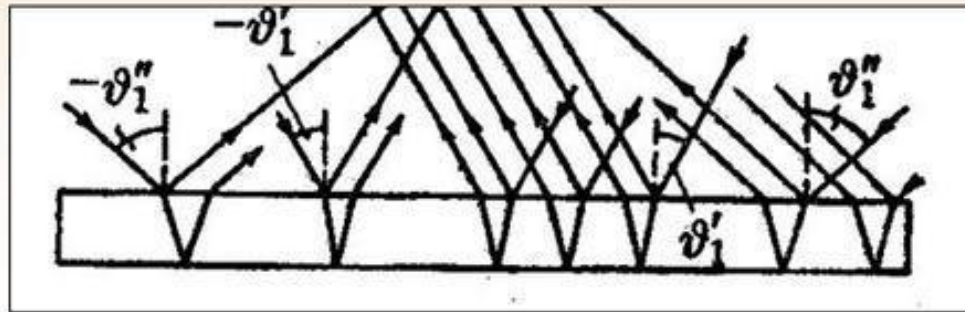
- Интерференционный максимум:
 - $2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda_0/2 = m\lambda_0$ ($m = 0, 1, 2, \dots$)
- Интерференционный минимум:
 - $2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda_0/2 = (2m + 1)\lambda_0/2$ ($m = 0, 1, 2, \dots$)
- Интерференция наблюдается, если только удвоенная толщина пластины меньше длины когерентной падающей волны.



Полосы равного наклона (интерференция от

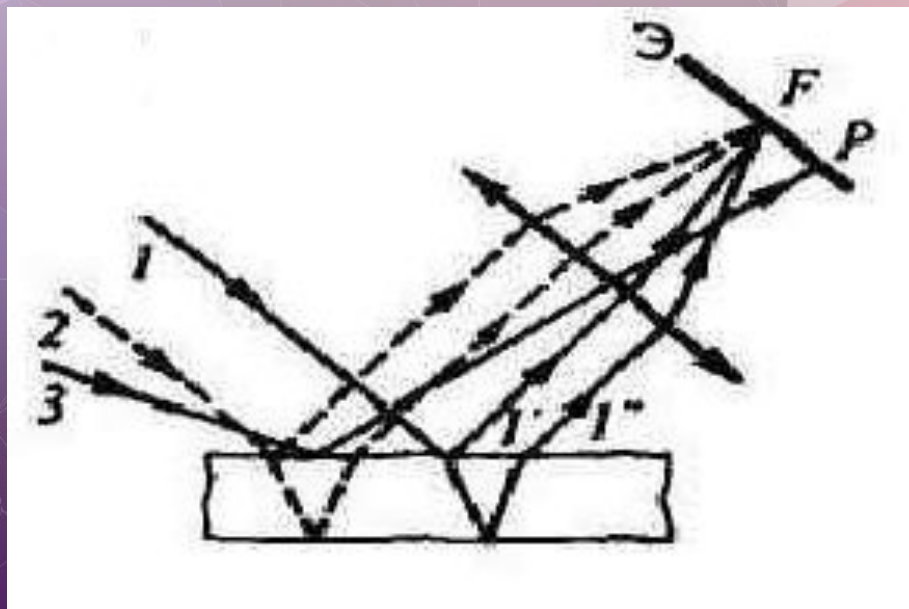
плоскопараллельной пластинки)

Полосы равного наклона получаются при освещении пластинки постоянной толщины **рассеянным светом** в котором содержатся лучи разных направлений



Полосы равного наклона

- Интерференционные полосы, возникающие в результате наложения лучей, падающих на плоскопараллельную пластинку под одинаковыми углами, называются **полосами равного наклона**.

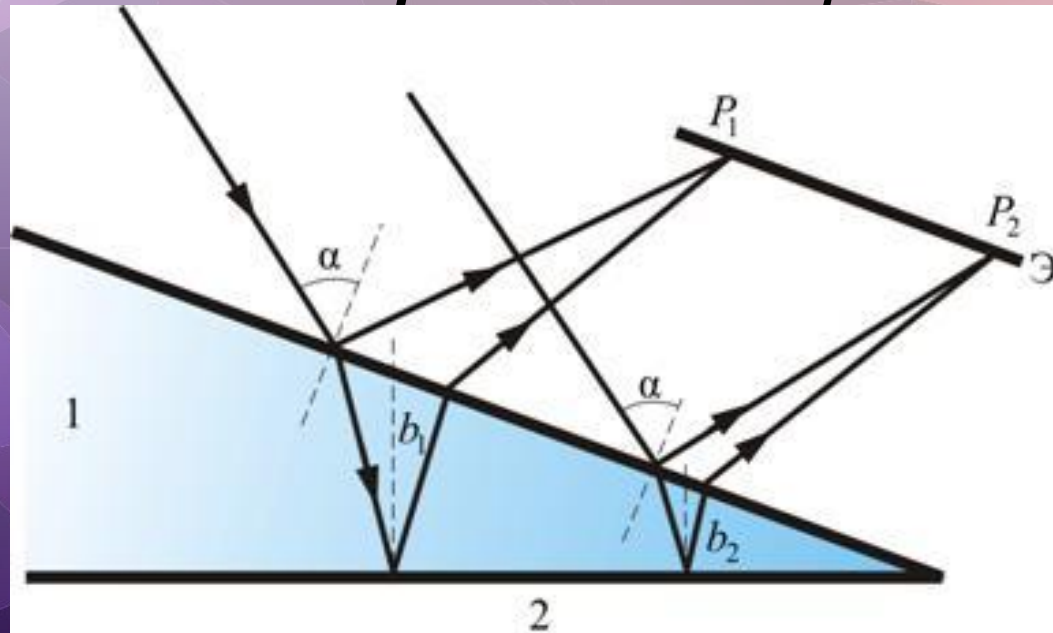


Полосы равного наклона

- Лучи $1'$ и $1''$, отразившиеся от верхней и нижней граней пластинки, параллельны друг другу, так как пластинка плоскопараллельна. Следовательно, интерферирующие лучи $1'$ и $1''$ «пересекаются» только в бесконечности, поэтому говорят, что ***полосы равного наклона локализованы в бесконечности.*** Для их наблюдения используют собирающую линзу и экран, расположенный в фокальной плоскости линзы.

Интерференция от клина. Полосы равной толщины

- Для достаточно тонкой пластинки или пленки (поверхности которой не обязательно должны быть параллельными и вообще плоскими) можно наблюдать интерференционную картину, локализованную вблизи отражающей поверхности. Возникающие при этих условиях полосы называют **полосами равной толщины**.

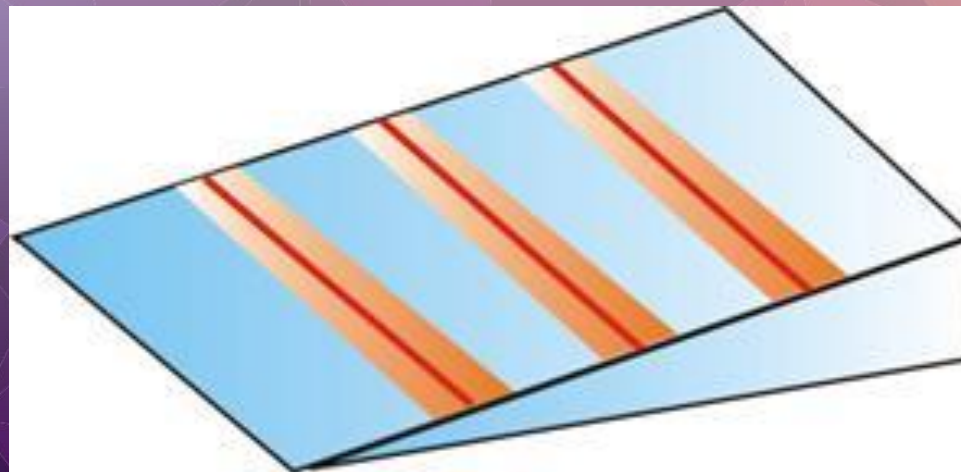


- В белом свете интерференционные полосы окрашены. Поэтому такое явление называют ***цветами тонких пленок***. Его легко наблюдать на мыльных пузырях, на тонких пленках масла или бензина, плавающих на поверхности воды, на пленках окислов, возникающих на поверхности металлов при закалке, и т.п.
- Направления распространения световой волны, отраженной от верхней и нижней границы клина, не совпадают. Отраженные и преломленные лучи встречаются, поэтому интерференционную картину при отражении от клина можно наблюдать и без использования линзы, если поместить экран в плоскость точек пересечения лучей (хрусталик глаза помещают в нужную плоскость).

- Результат интерференции в точках P_1 и P_2 экрана определяется по формуле

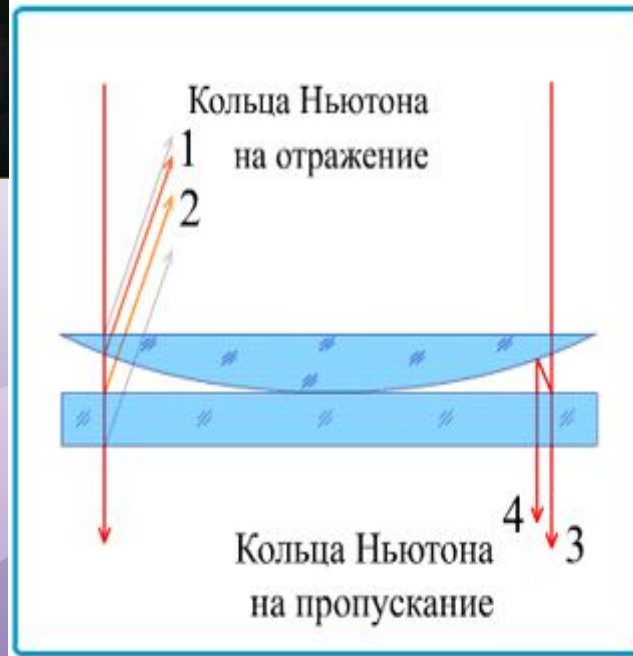
$$\Delta = 2b \sqrt{n^2 - \sin^2(\alpha)} \pm \frac{\lambda_0}{2}$$

- , подставляя в неё толщину пленки в месте падения луча (b_1 или b_2). Свет обязательно должен быть параллельным ($\alpha = \text{const}$): если одновременно будут изменяться два параметра b и α , то устойчивой интерференционной картины не будет.





Кольца «Ньютона»

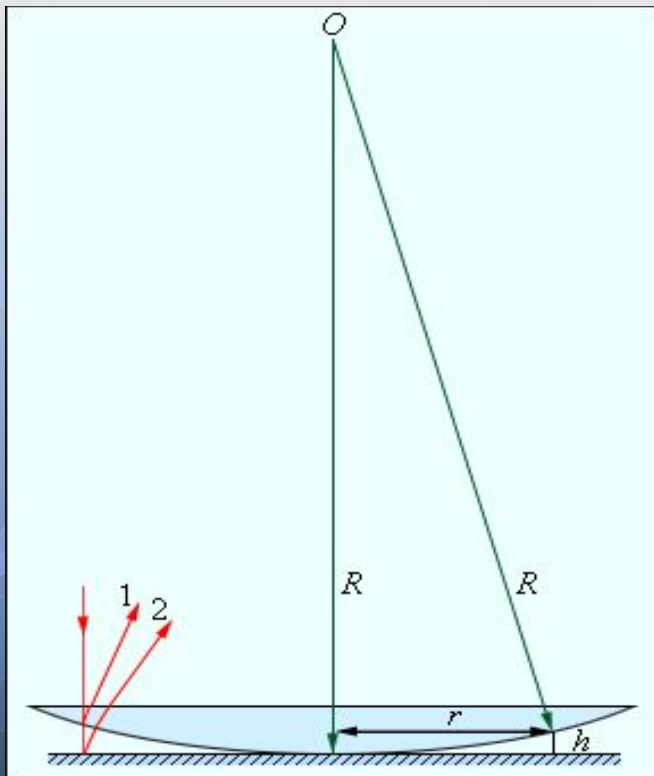


- Интерференционные полосы равной толщины в форме колец, расположенных concentрически вокруг точки касания двух сферических поверхностей, либо плоскости и сферы. Впервые описаны в 1675 г. И. Ньютоном. Интерференция происходит в тонком зазоре (обычно воздушном), разделяющим соприкасающиеся поверхности; этот зазор играет роль тонкой плёнки.



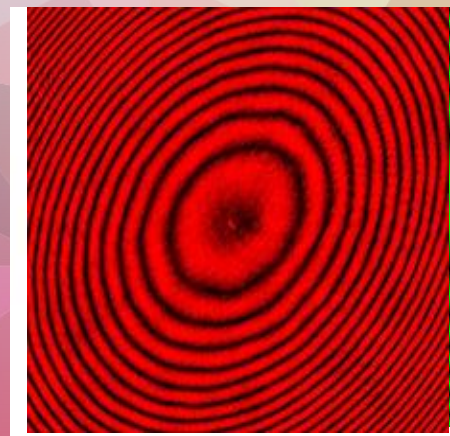
Радиусы колец увеличиваются при переходе от фиолетового конца спектра к красному

Кольца Ньютона

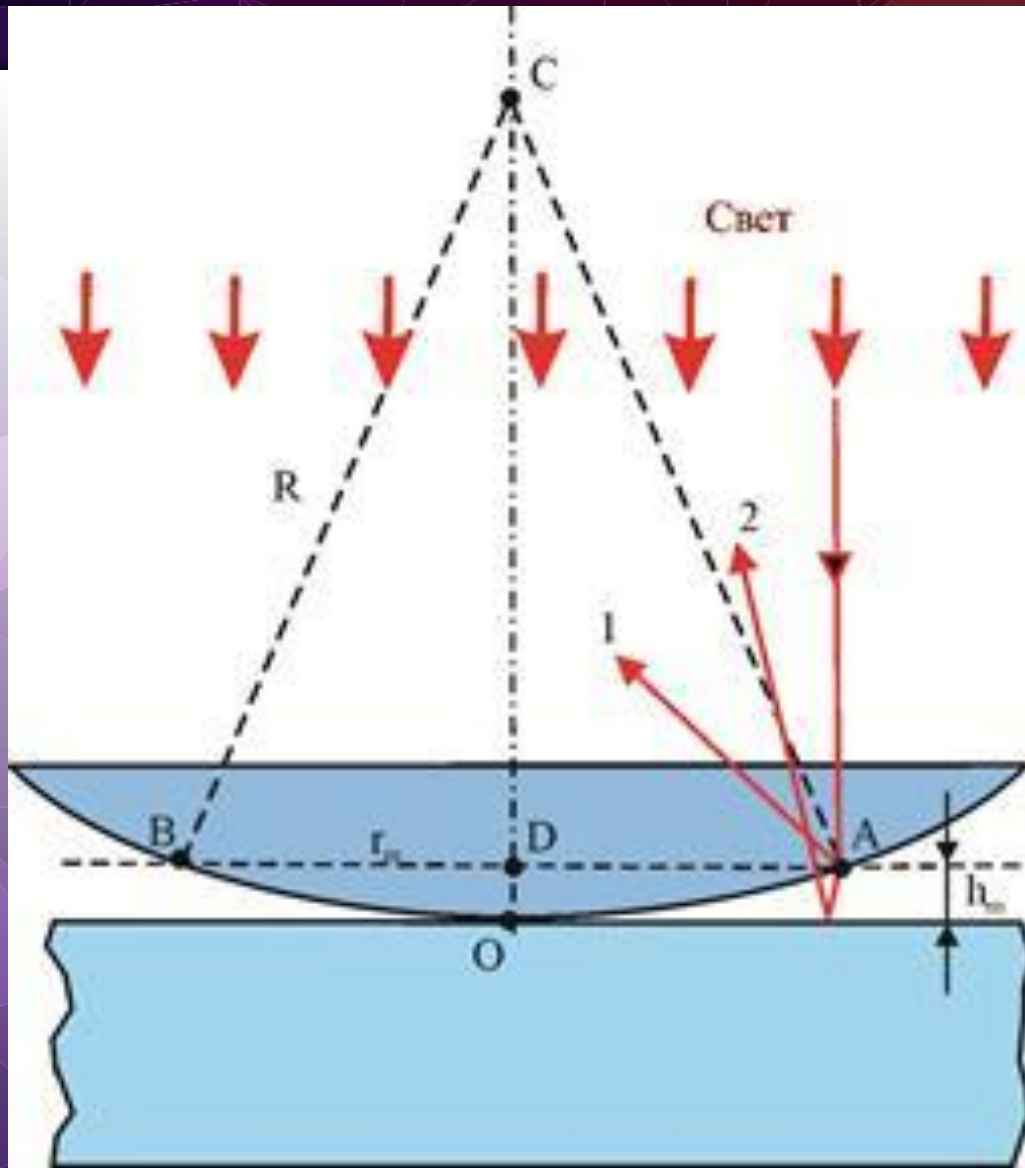


Кольца Ньютона - интерференционная картина, возникающая при отражении света в тонкой воздушной прослойке между плоской стеклянной пластиной и плосковыпуклой линзой большого радиуса кривизны

r – радиус темного кольца,
 R - радиус кривизны выпуклой поверхности линзы.



Интерференционная картина имеет вид концентрических колец, получивших название **колец Ньютона**



В отраженном свете интерференционная картина является результатом сложения когерентных волн 1 и 2, отраженных от сферической поверхности линзы и от поверхности стеклянной пластинки . Интенсивности волн примерно одинаковы, поэтому наблюдается довольно четкая (контрастная) система светлых и темных колец.

Волна, отраженная от верхней поверхности линзы, в силу небольшой длины когерентности обычных источников света, некогерентна с волнами, отраженными от поверхностей зазора, и участия в образовании интерференционной картины нормальным падением света не участвует.

В отраженном свете имеют вид концентрических окружностей с центром в точке соприкосновения линзы с пластинкой. Найдем радиусы темных колец (минимумов).

- Сначала запишем условие образования темных колец. Они возникают там, где оптическая разность хода волн, отраженных от обеих поверхностей зазора, равна нечетному числу полуволн.

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

где $\frac{\lambda}{2}$ связано с «потерей» полуволны при отражении от пластинки.

$$r_m = \sqrt{m\lambda R}, \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

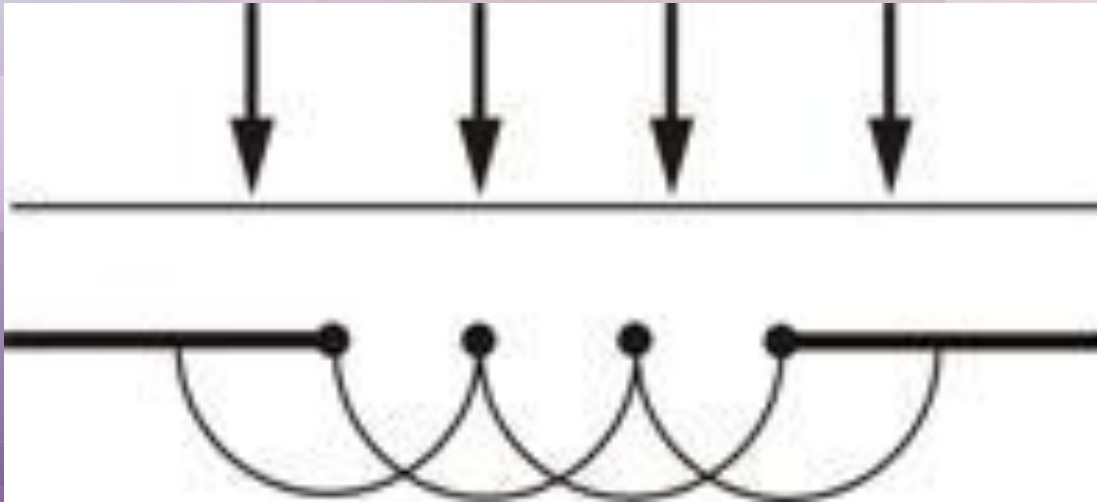
$$r_m = \sqrt{\left(m - \frac{1}{2}\right) \lambda R}$$

$$m = 1, 2, \dots$$

- **Полосы равного наклона** получаются при освещении пластинки постоянной толщины ($b = \text{const}$) рассеянным светом, в котором содержатся лучи разных направлений.
- **Полосы равной толщины** наблюдаются при освещении пластинки переменной толщины (клина) ($b \neq \text{const}$) параллельным пучком света. Полосы равной толщины локализованы вблизи пластинки.

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

- **Дифракция света** – явление огибания световыми волнами границ непрозрачных тел, с образованием интерференционного перераспределения энергии по различным направлениям.
- Основные дифракционные явления можно объяснить с помощью двух принципов: **принципа Гюйгенса** (каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн задает положение волнового фронта в следующий момент времени) и **закона интерференции**, согласно которому **все точки фронта волны колеблются в одинаковой фазе и представляют совокупность когерентных источников. Распространяясь вперед, волны от когерентных источников интерферируют между собой.**



Метод зон Френеля

- *Фронт волны разделяется на зоны таким образом, чтобы волны от двух соседних зон приходили в точку наблюдения в противофазе, т.е. ослабляли в ней друг друга.*
- Различают два случая дифракции:
 - 1. Если лучи, идущие на препятствие, параллельны друг другу, то говорят о дифракции Фраунгофера, или дифракцией в параллельных лучах.
 - 2. Если лучи, падающие на препятствие, не параллельны, то говорят о дифракции Френеля.

Метод зон Френеля

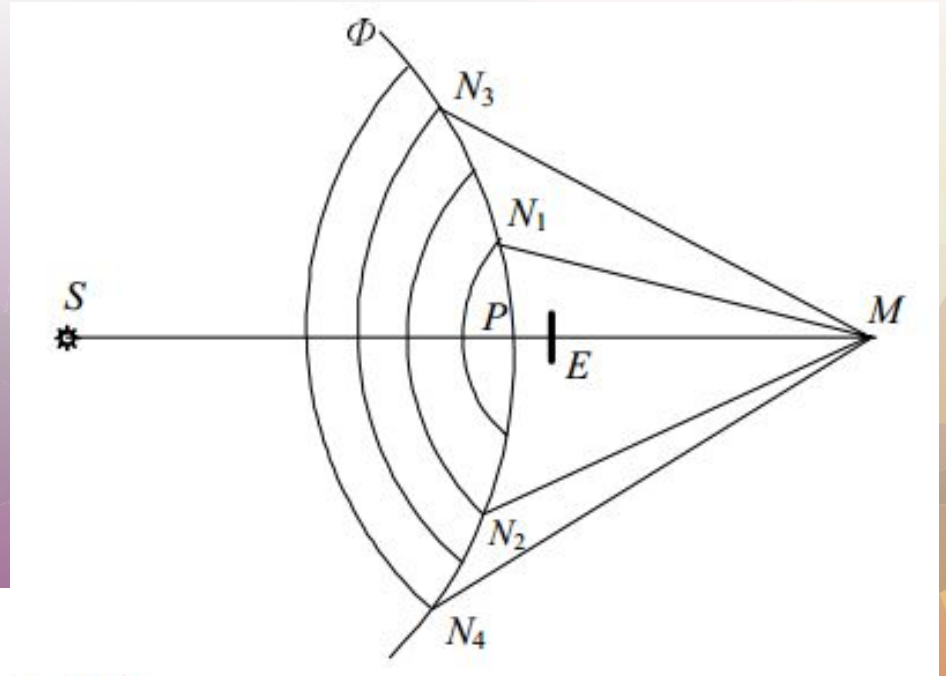
Для расчета результата действия когерентных источников всего фронта Φ Френель предложил провести ряд сфер с центрами в точке M и радиусами, соответственно равными

$$MN_1 = MP + \lambda/2,$$

$$MN_2 = MN_1 + \lambda/2 = MP + 2 \cdot \lambda/2,$$

$$MN_3 = MN_2 + \lambda/2 = MP + 3 \cdot \lambda/2,$$

...



- Обозначим величины амплитуд волн, приходящих в точку М, через $A_0, A_1, A_2, A_3, A_4, \dots$
- Из-за различия в расстояниях от зон до точки наблюдения и углах, под которыми видны эти площадки из М, значения этих амплитуд монотонно убывают:
 - $A_0 > A_1 > A_2 > A_3 > A_4, \dots$
- Френель предположил, что амплитуда волны, приходящей от k – ой зоны, равна среднему арифметическому от амплитуд примыкающих к ней зон:
 - $A_k = (A_{k-1} + A_{k+1})/2.$
- Полная амплитуда волны, приходящая в М, равна сумме амплитуд, приходящих от зон.

$$A = A_0 - A_1 + A_2 - A_3 + A_4 - A_5 + \dots$$

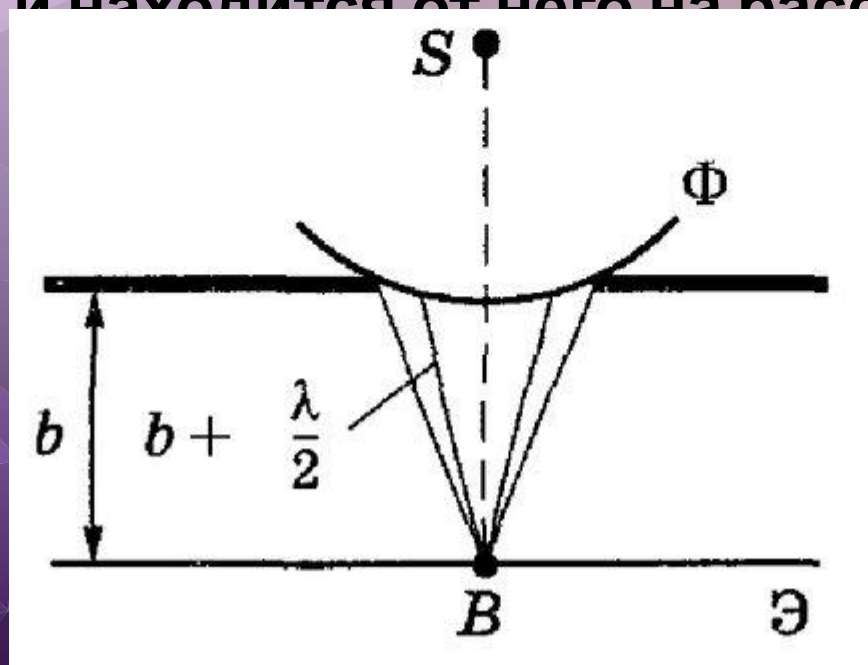
$$A = A_0/2 + (A_0/2 - A_1 + A_2/2) + (A_2/2 - A_3 + A_4/2) + \dots$$

- Суммарная амплитуда от воздействия всего фронта Φ в точке М равна $A = A_0/2$, т.е. эквивалентна половине воздействия от нулевой зоны Френеля.
- Если на пути света поставить экран, закрывающий нулевую зону Френеля, то $A = A_1/2$.
- Интенсивность зон в точке М заметно уменьшится, если экран перекроет большое число зон. В этом случае – препятствие дает тень.
- Если сделать зонный экран, состоящий из ряда колец, закрывающий все нечетные зоны, то суммарная амплитуда в точке М будет

$$A = A_0 + A_2 + A_4 + \dots,$$

Дифракция Френеля на круглом отверстии

- Сферическая волна, распространяющаяся из точечного источника S , встречает на своем пути экран с круглым отверстием. Дифракционную картину наблюдаем на экране \mathcal{E} в точке B , лежащей на линии, соединяющей S с центром отверстия. Экран параллелен плоскости отверстия и находится от него на расстоянии b .

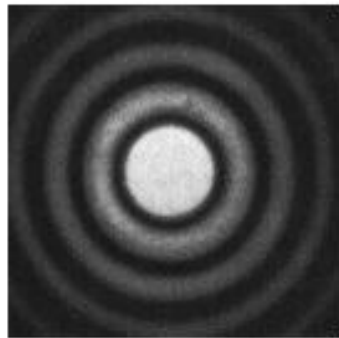


- Разобьем открытую часть волновой поверхности Φ на зоны Френеля. Вид дифракционной картины зависит от числа зон Френеля, открываемых отверстием.

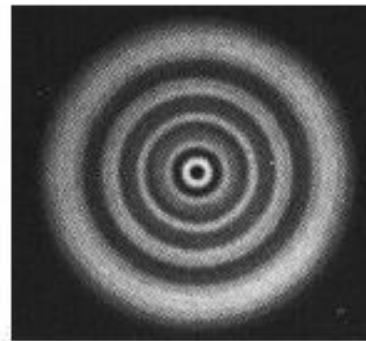
- Амплитуда результирующего колебания, возбуждаемого в точке В всеми зонами

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2},$$

- где знак плюс соответствует нечетным m и минус — четным m .

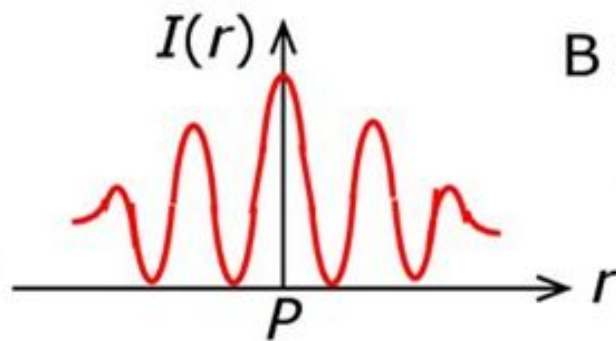


нечётное число
зон Френеля...



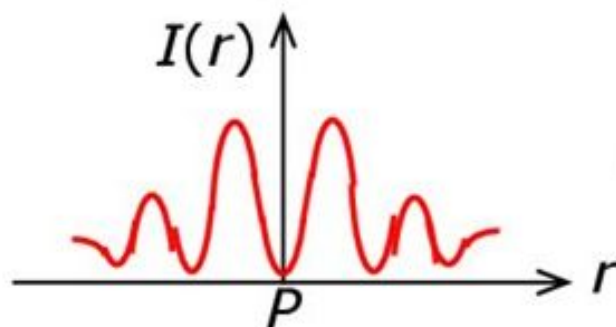
чётное число
зон Френеля...

Распределение интенсивности по экрану $I(r)$
[r – расстояние от центра экрана]



В случае, когда:

m – нечетное
число



m – четное
число

- Когда отверстие открывает нечетное число зон Френеля, то амплитуда (интенсивность) в точке В будет больше, чем при свободном распространении волны. Если четное, то амплитуда (интенсивность) будет равна нулю.
- Если отверстие открывает одну зону Френеля, то в точке В амплитуда
 - $A = A_1$,
- т. е. вдвое больше, чем в отсутствие непрозрачного экрана с отверстием.
- Если отверстие открывает две зоны Френеля, то их действия в точке В практически уничтожат друг друга из-

- Дифракционная картина от круглого отверстия вблизи точки В будет иметь вид чередующихся темных и светлых колец с центрами в точке В (если t четное, то в центре будет **темное** кольцо, если t нечетное — то **светлое** кольцо), причем интенсивность в максимумах убывает с расстоянием от центра картины.

- Число зон Френеля, открываемых отверстием, зависит от его диаметра. Если он большой, то

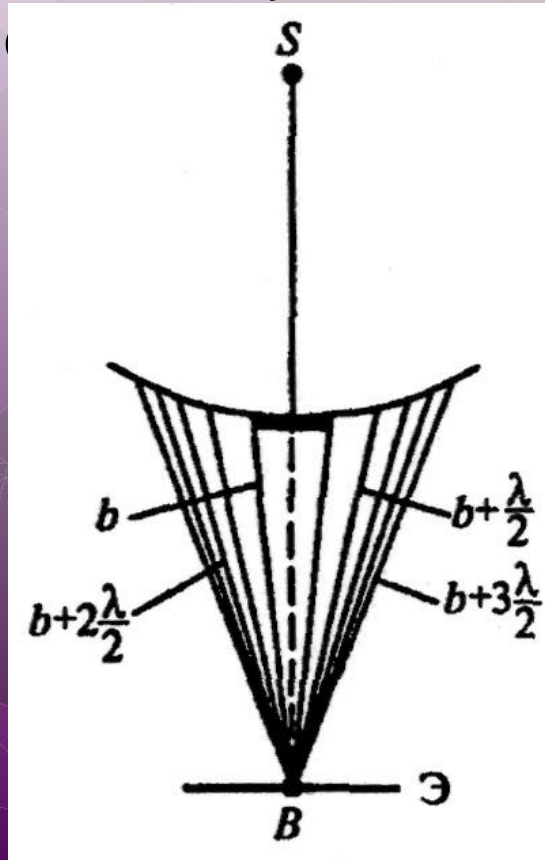
- $A_m \ll A_1$

- и результирующая амплитуда $A = A_1/2$,

- т.е. такая же, как и при полностью открытом волновом фронте. В этом случае дифракционной картины не наблюдается, свет распространяется прямолинейно.

Дифракция на диске

- Сферическая волна, распространяющаяся от точечного источника S , встречает на своем пути диск. Дифракционная картина наблюдается на экране \mathcal{E} в точке B , лежащей на линии, соединяющей S



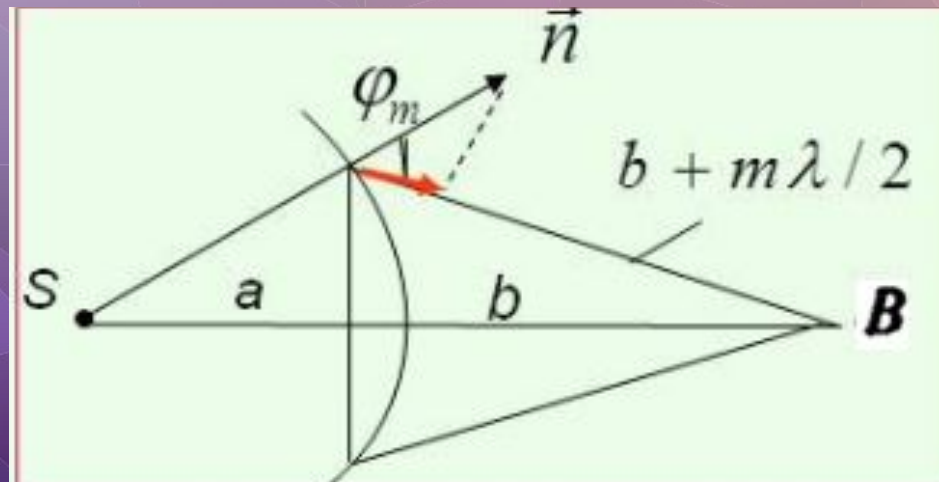
- В данном случае закрытый диском участок волнового фронта надо исключить из рассмотрения и зоны Френеля строить, начиная с краев диска. Пусть диск закрывает m первых зон Френеля. Тогда амплитуда результирующего колебания в точке В равна

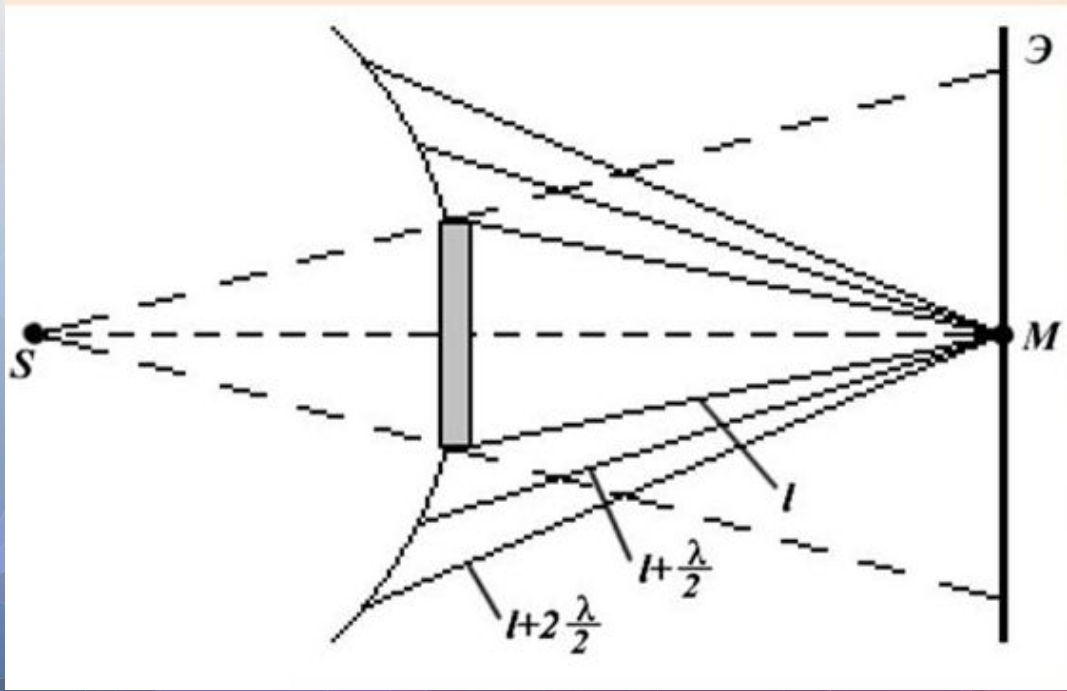
$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots =$$

- $= \frac{A_{m+1}}{2} + \left(\frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+1} + \frac{A_{m+3}}{2} \right) + \dots$
- $A = A_{m+1}/2$

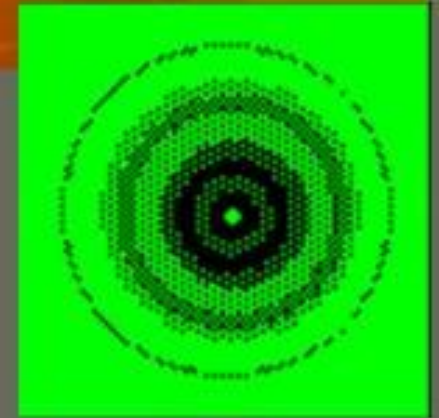
- так как выражения, стоящие в скобках, равны нулю. Следовательно, в точке В всегда наблюдается интерференционный максимум (светлое пятно), соответствующий половине действия первой открытой

- Центральный максимум окружен концентрическими с ним темными и светлыми кольцами, а интенсивность в максимумах убывает с расстоянием от центра картины.
- С увеличением радиуса диска первая открытая зона Френеля удаляется от точки В и увеличивается угол φ_m между нормалью к поверхности этой зоны и направлением на точку В.





Независимо от числа зон, закрываемых круглым диском, в центре дифракционной картины всегда наблюдается светлое пятно (*пятно Пуассона*)



1818 г. - премия Парижской академии наук

- В результате интенсивность центрального максимума с увеличением размеров диска уменьшается. При больших размерах диска за ним наблюдается тень, вблизи границ которой имеет место весьма слабая дифракционная картина. В данном случае дифракцией света можно пренебречь и считать свет распространяющимся прямолинейно.

Дифракция Френгофера

- Возникает, когда на препятствие падает параллельные пучки света. Очень часто это явление используется для разложения излучения сложного спектрального состава в спектр.

• Дифракция от одной щели

- Пусть на длинную щель шириной a падает плоская волна. Плоскость фронта волны параллельна плоскости щели. Когда фронт дойдет до щели и займет положение АВ, то все его точки станут новыми источниками волн.
- Рассмотрим лучи, идущие под углом φ к первоначальному направлению. После прохождения через линзу эти лучи соберутся в одной точке в фокальной плоскости линзы. Поставив в эту плоскость экран, можно на нем наблюдать результат интерференции волн, распространяющихся под разными углами.

Дифракция от одной щели

- Разобьём фронт волны на
- Зоны Френеля.

$$n = a \sin \varphi \cdot 2 / \lambda$$

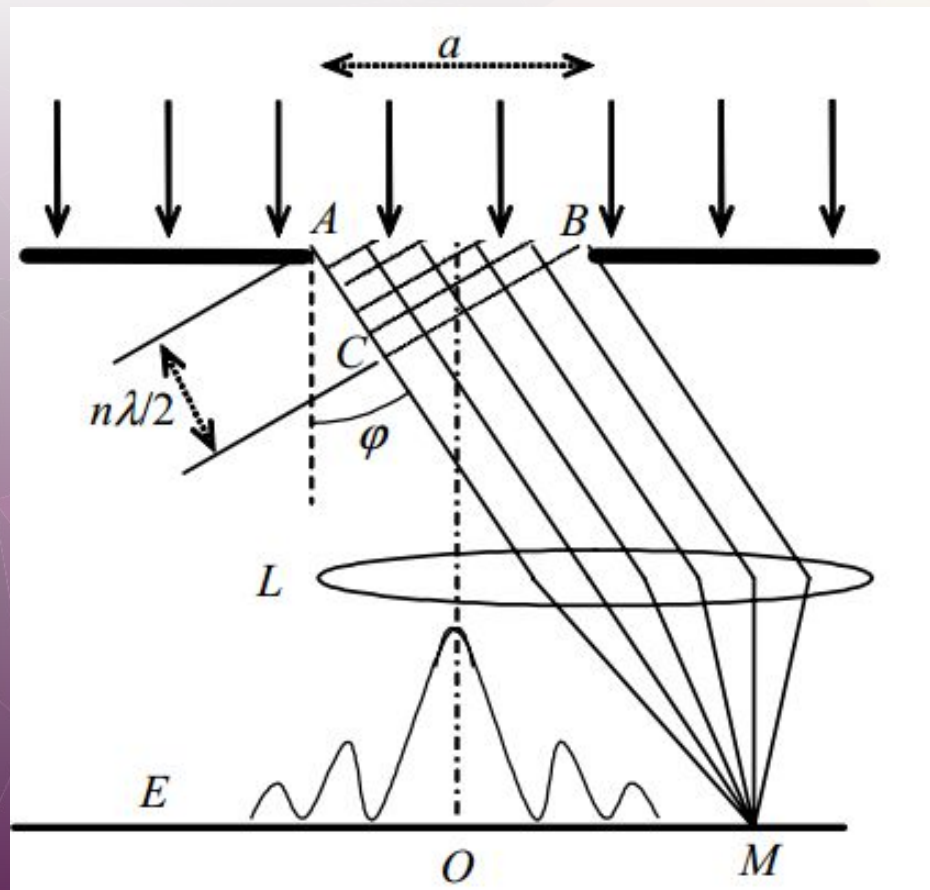
Если в некотором направлении число зон – четное, то на экране будет минимум освещенности.

Условие минимума:

$$a \cdot \sin \varphi_{\text{МИН}} = 2k \cdot \lambda / 2 = k\lambda.$$

Условие максимума:

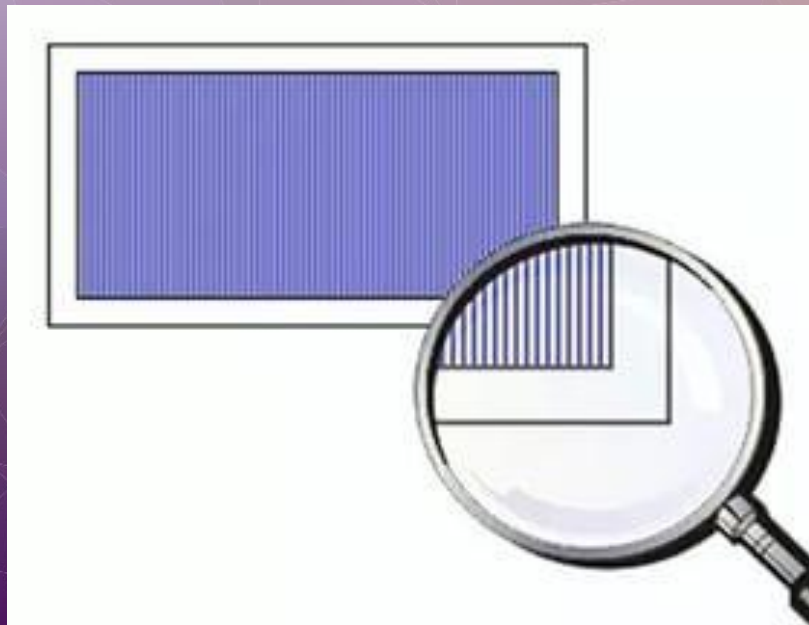
$$a \cdot \sin \varphi_{\text{МАХ}} = (2k + 1) \lambda / 2.$$



- Из опыта и соответствующих расчетов следует, что сужение щели приводит к тому, что центральный максимум расплывается, а интенсивность уменьшается (это относится и к другим максимумам). Наоборот, чем щель шире ($a > \lambda$), тем картина ярче, но дифракционные полосы уже, а число самих полос больше. При $a \gg \lambda$ в центре получается резкое изображение источника света, т. е. имеет место прямолинейное распространение света.

Дифракционная решетка

- Для разделения цветов применяют дифракционные решетки.
- **Дифракционная решетка** представляет собой ряд параллельных щелей одинаковой ширины a , разделенных непрозрачными промежутками шириной b . Сумма $a + b = d$ называется периодом решетки.

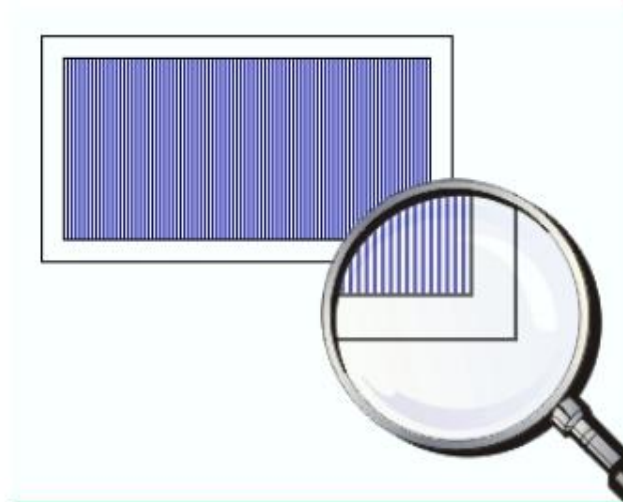


**Дифракционная
решетка**

**1000 штр/мм
 $d = 0,001$ мм**

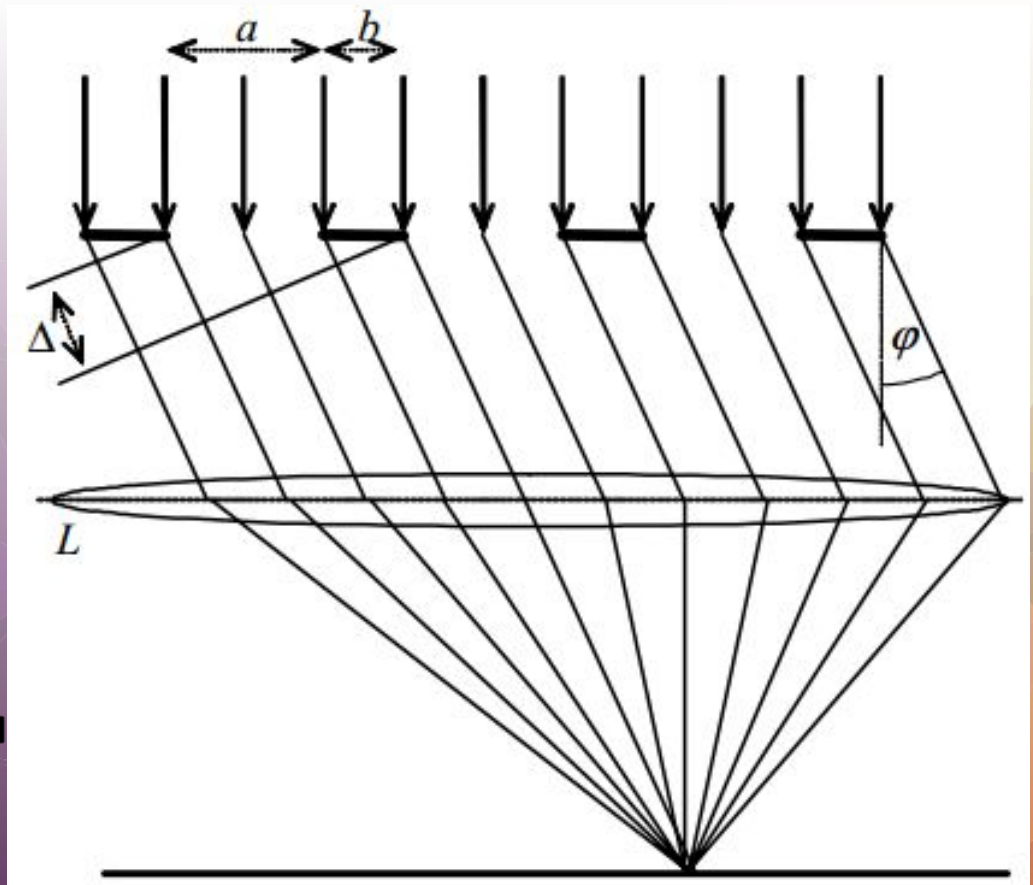


Дифракционная решетка - прозрачная



Дифракционная решетка

• Пусть монохроматическая волна падает на решетку. Каждая щель дает на экране дифракционную картину, т.е. посылает свет по всем направлениям. На центральной линии экрана все N лучей сходятся в одинаковой фазе, их амплитуды складываются, и интенсивность центральной полосы будет в N^2 раз больше, чем для одной щели.



Дифракционная

решетка

- Рассмотрим две соседние щели. Лучи, идущие от двух соответственных точек в направлении φ , имеют одну и ту же разность хода

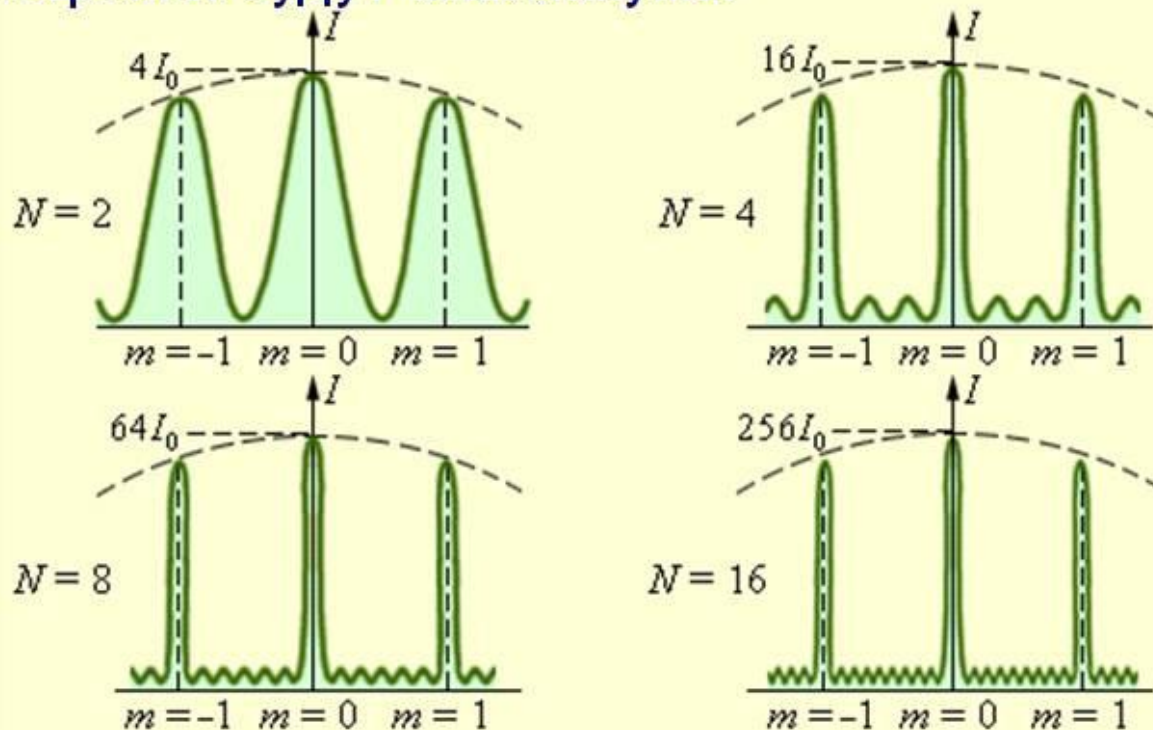
$$\Delta = d \cdot \sin \varphi.$$

- Резкое возрастание амплитуды будет по тем направлениям, для которых разность хода кратна целому числу длин волн:

$$d \cdot \sin \varphi = k \lambda, \text{ где } k = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

- Это условие определяет положение главных максимумов дифракционной решетки. Интенсивность главных максимумов в N^2 больше интенсивности, даваемой одной щелью. Между главными максимумами располагаются побочные, которые имеют гораздо меньшую интенсивность.

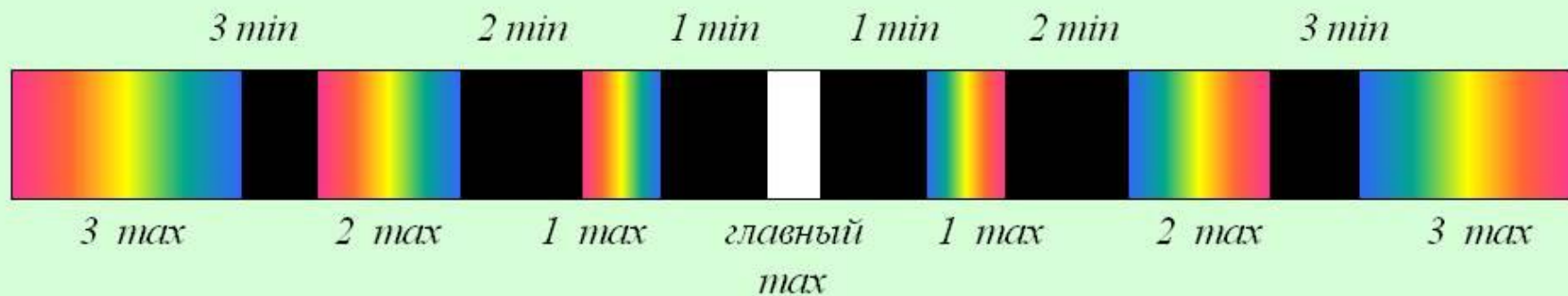
Чем больше щелей N , тем больше количество световой энергии пройдет через решетку, тем больше минимумов образуется между соседними главными максимумами, а следовательно более интенсивными и более острыми будут максимумы



I_0 – интенсивность колебаний при дифракции света на одной щели

- Полная дифракционная картина для двух щелей определяется из условий:
- $a \cdot \sin\varphi = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$ — главные минимумы;
- $d \cdot \sin\varphi = \lambda/2, 3\lambda/2, 5\lambda/2, \dots$ — дополнительные минимумы;
- $d \cdot \sin\varphi = 0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$ — главные максимумы.
- Между двумя главными максимумами располагается один дополнительный минимум.

Дифракционная решетка



$$d \cdot \sin \varphi = k\lambda \quad \Delta d = k\lambda \quad \Delta d = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$$

$$\sin \varphi \sim \lambda \quad \text{гл. max : } k = 0$$

$$1 \text{ max : } k = 1$$

$$2 \text{ max : } k = 2$$

.....

$$n \text{ max : } k = n$$

$$1 \text{ min : } k = 0$$

$$2 \text{ min : } k = 1$$

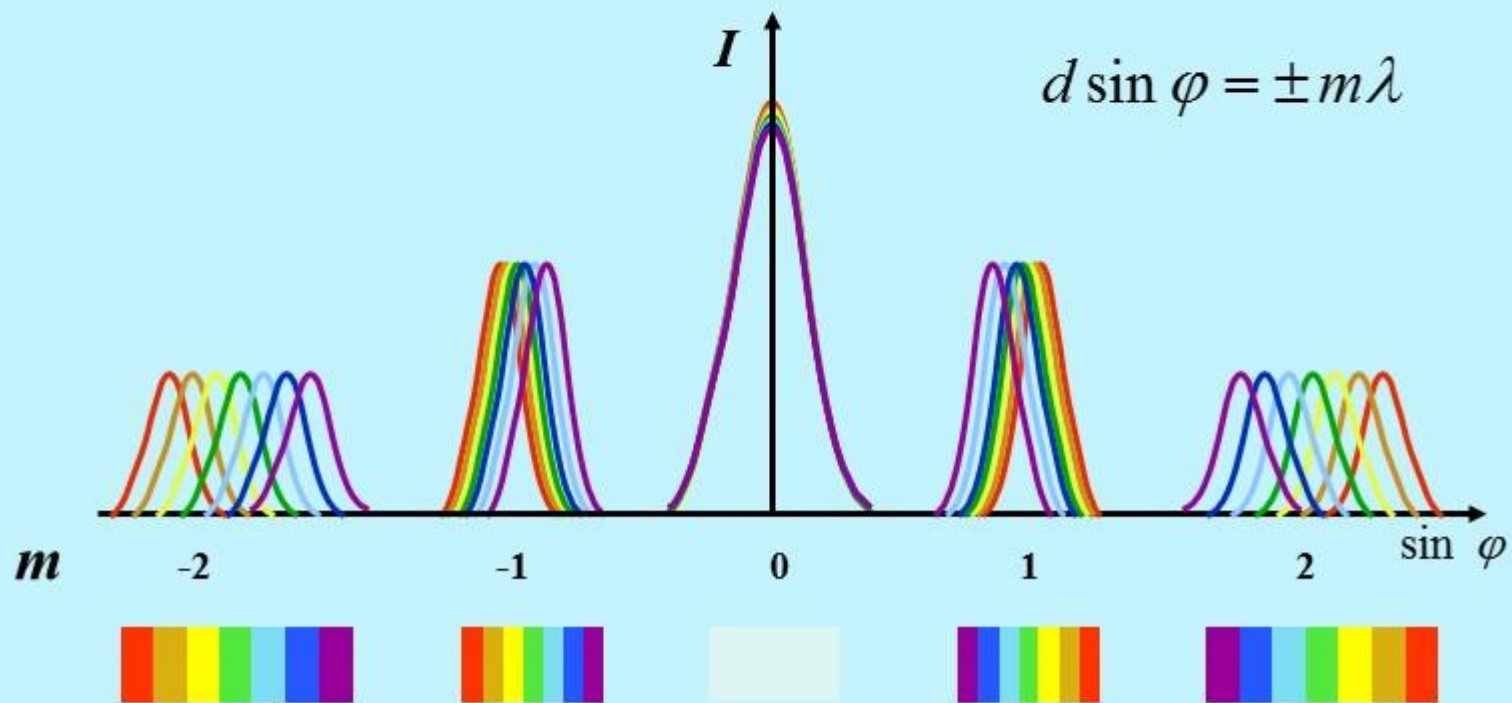
$$3 \text{ min : } k = 2$$

.....

$$n \text{ min : } k = (n - 1)$$

Число главных максимумов определяется отношением:

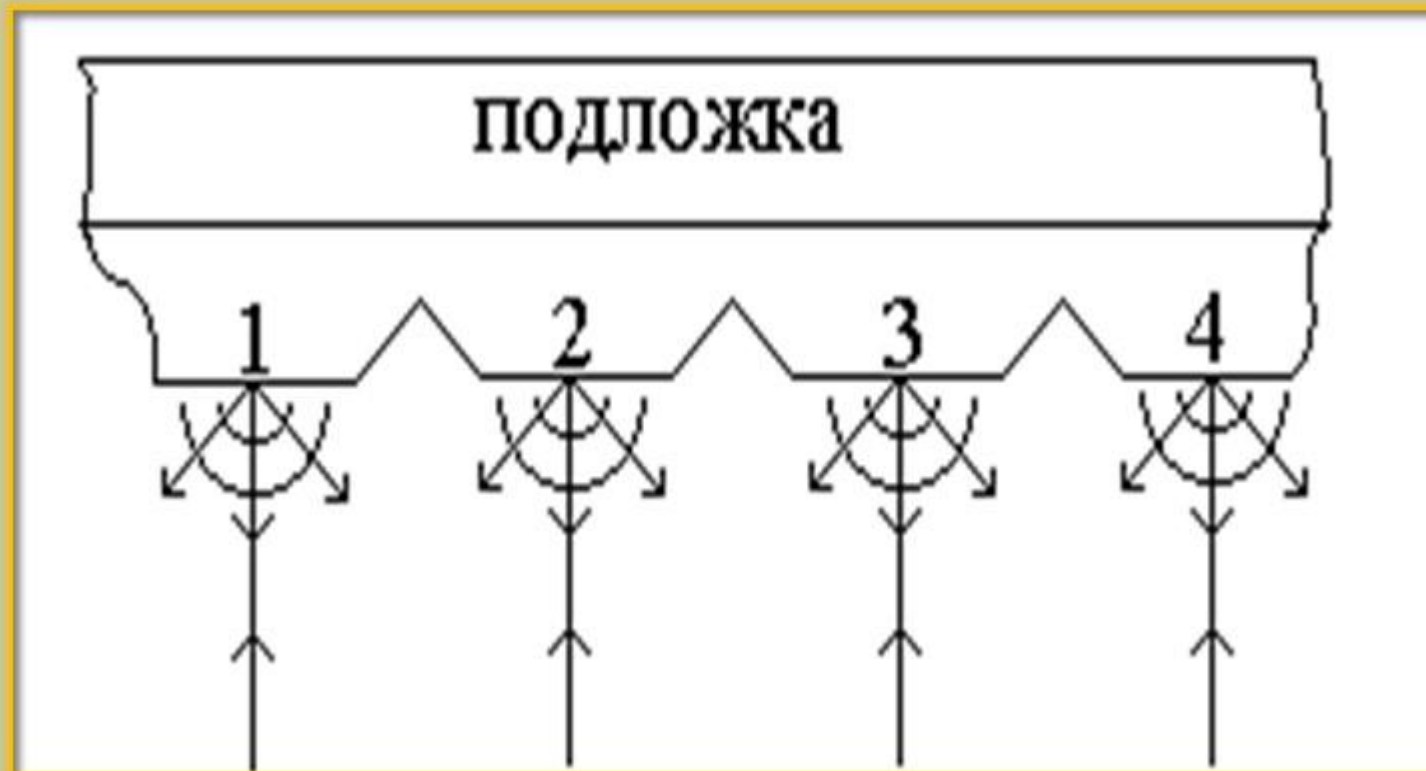
$$m \leq \frac{d}{\lambda}$$





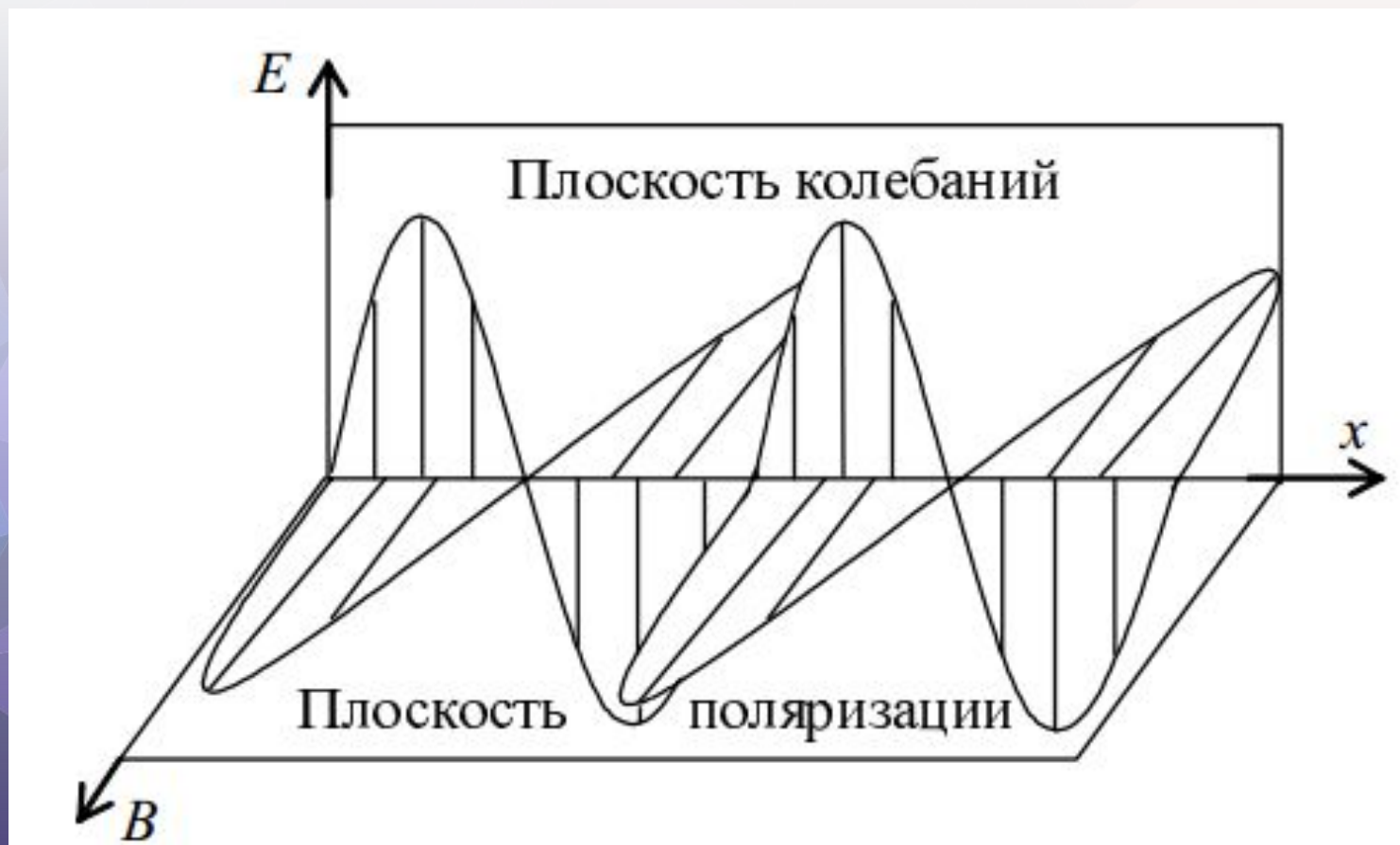
**Дифракция
белого света
на CD-диске**

Дифракция света на компакт - диске



1, 2, 3, 4 - металлические выступы между питами, они отражают свет и играют роль щелей.

Поляризация света



- Пусть монохроматическая волна распространяется вдоль оси x . Рассмотрим состояние векторов в некоторый момент времени. Векторы электрического и магнитного полей колеблются во взаимно перпендикулярных плоскостях. В точках, где один вектор достигает максимального значения, другой также имеет максимальное значение.
- Плоскость, в которой происходит колебание вектора напряженности электрического поля, называется **плоскостью колебаний**. Перпендикулярная к ней плоскость, в которой колеблется вектор напряженности магнитного поля, называется **плоскостью поляризации**. Луч, изображенный на рисунке называется **плоско поляризованным**.

Видимый свет – это электромагнитные волны в диапазоне длин волн от 400 нм до 760 нм. В электромагнитной волне колебания векторов напряженностей электрического поля \vec{E} и магнитного поля \vec{H} происходят перпендикулярно направлению распространения волны.

Естественным называется свет, в котором ни одно из направлений колебаний вектора напряженности \vec{E} электрического поля не является преимущественным (рис. 1.33, *а*), при этом распределение светового вектора \vec{E} по углам симметрично относительно направления распространения волны.

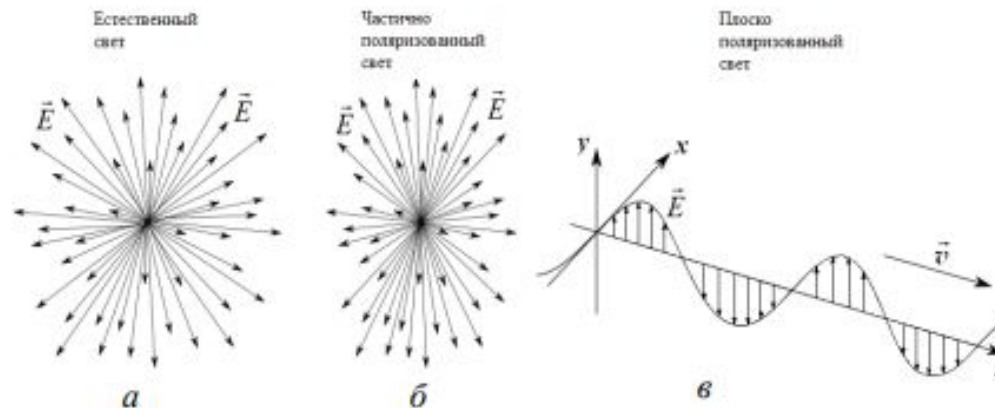


Рис. 1.33

Естественный свет испускается обычными источниками (например, солнечный свет, излучение ламп накаливания и т. д.).

Частично поляризованный свет – это свет, в котором распределение светового вектора \vec{E} по углам относительно направления распространения волны несимметрично (рис. 1.33, *б*).

Поляризованным называется свет (рис. 1.33, в), в котором направления колебаний вектора \vec{E} каким-либо образом упорядочены.

Плоскость, в которой колеблется вектор напряженности \vec{E} электрического поля, называют **плоскостью колебаний**. Плоскость, в которой колеблется вектор напряженности \vec{H} магнитного поля, называют **плоскостью поляризации**.

Основные виды поляризации (рис. 1.34):

линейная – колебания вектора \vec{E} происходят в определенной плоскости (рис. 1.34, а);

круговая – конец вектора \vec{E} описывает окружность в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения волны (рис. 1.34, б).

эллиптическая – конец вектора \vec{E} описывает эллипс в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения волны.

В зависимости от направления вращения вектора \vec{E} круговая и эллиптическая поляризация бывает правой или левой.

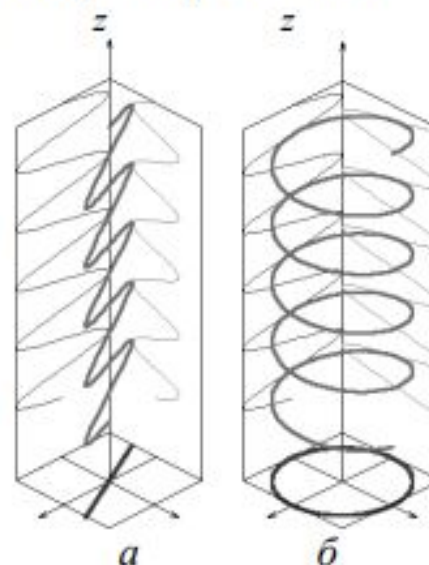
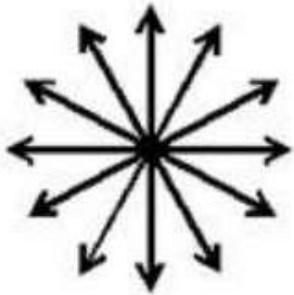


Рис. 1.34

Виды поляризации света



В поперечной волне колебания могут происходить в любых направлениях, лежащих в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. Если направления колебаний при этом беспорядочно меняются, но амплитуды их во всех направлениях одинаковы, то такая волна называется **естественной**.



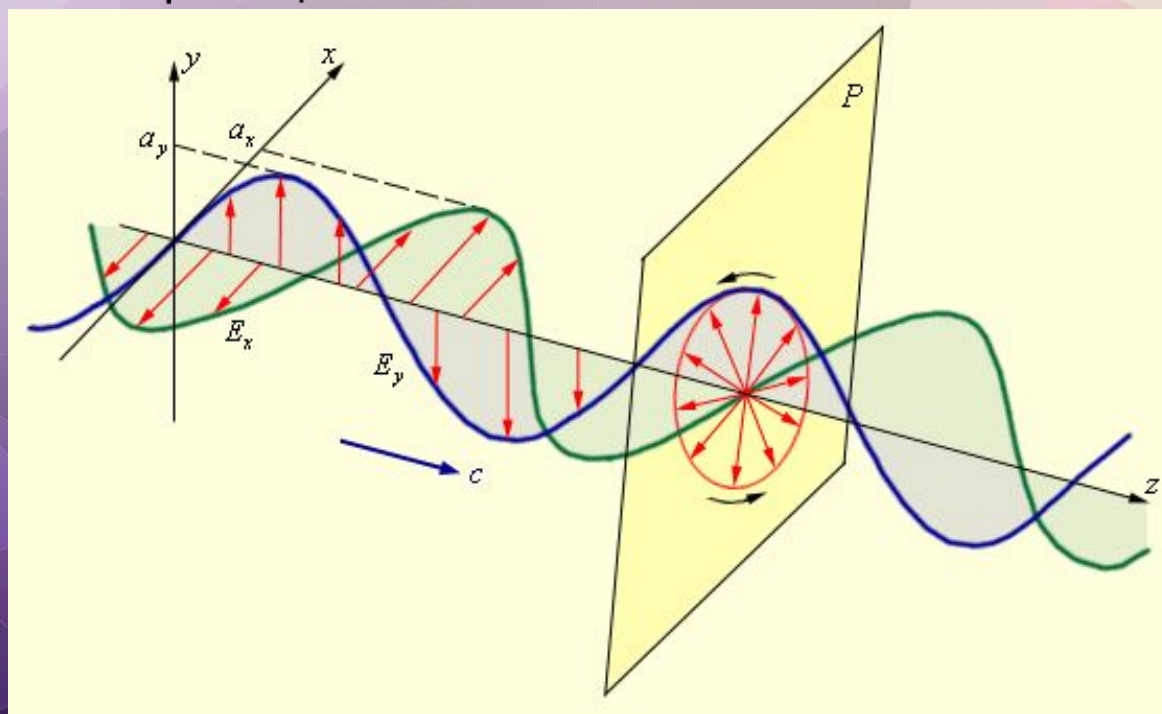
Если колебания происходят только в одном постоянном направлении, то такая волна называется **плоско поляризованной**.



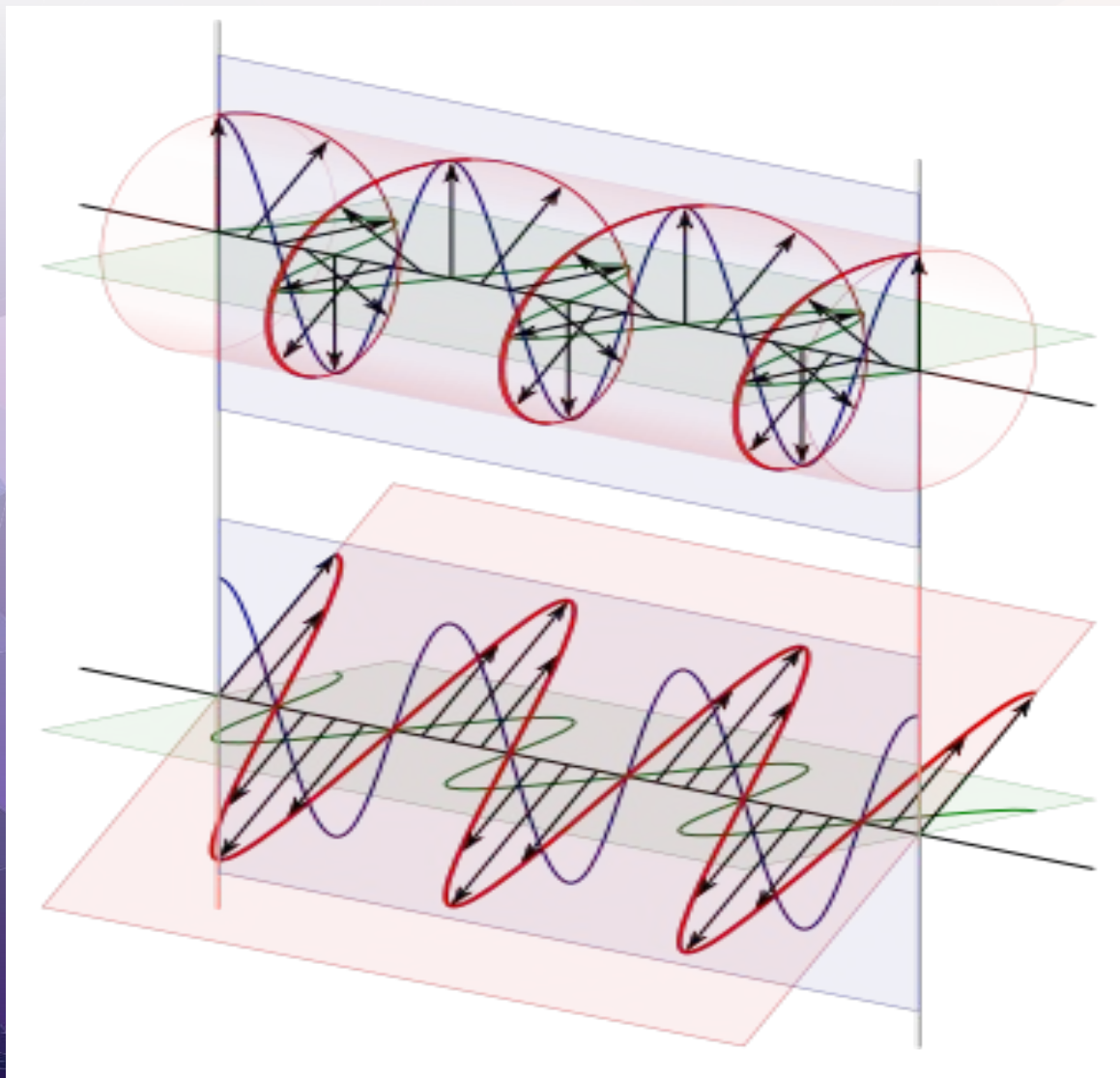
Если колебания происходят в различных направлениях, но в определенных направлениях амплитуды колебаний больше, чем в других, волна называется **частично поляризованной**.

Искусственную поляризацию можно осуществить, пропуская волну через **поляризатор**.

- Естественный свет, т.е. свет, испущенный естественным источником, не поляризован. Векторы \vec{E} и \vec{H} в каждой точке непрерывно и хаотически изменяют своё направление. Любая неполяризованная световая волна может быть представлена в виде суммы двух волн со взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации.



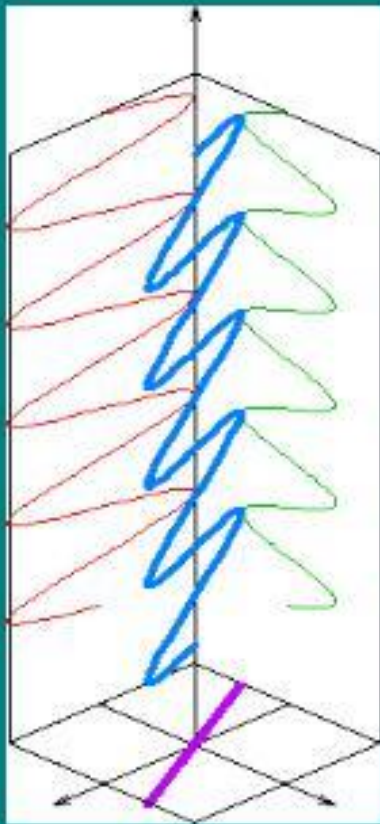
Циркулярно и линейно поляризованная плоская электромагнитная волна



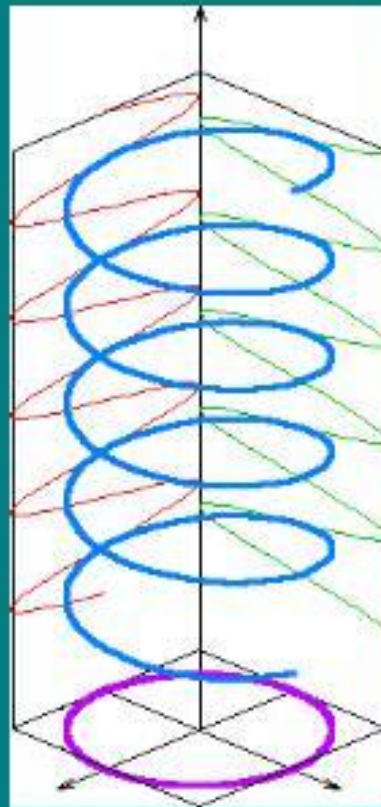
Электрическое поле монохроматической гармонической плоской волны:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = (A_x \cdot \cos(kz - \omega t), A_y \cdot \cos(kz - \omega t + \phi), 0)$$

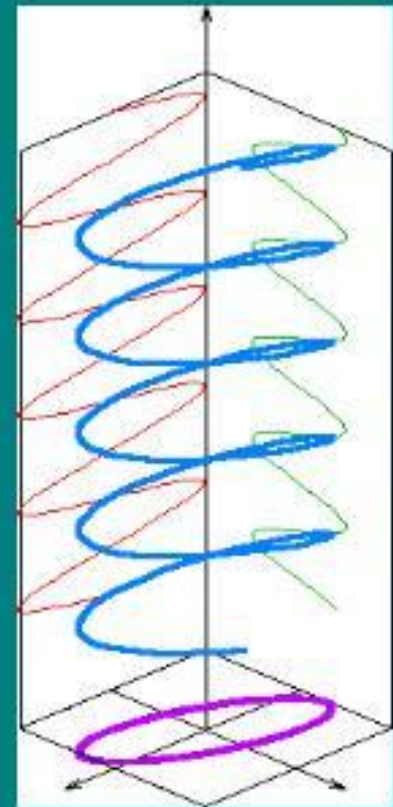
A_x, A_y - две ортогональные компоненты (моды) эл. вектора, ϕ - разность фаз



$A_x \neq A_y, \phi = 0$ - линейная поляризация



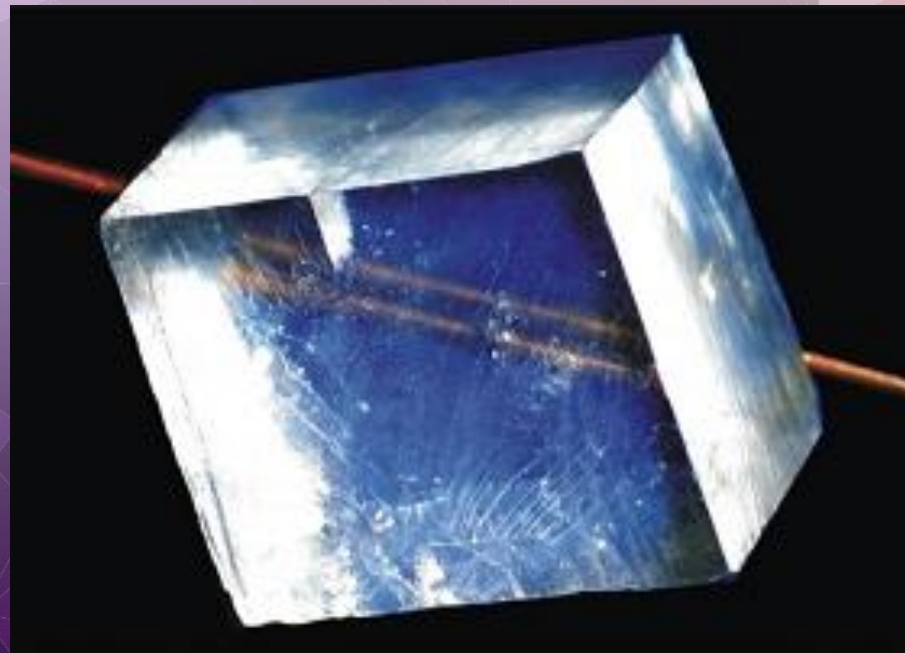
$A_x = A_y, \phi = \pi/2$ - круговая поляризация



$A_x \neq A_y, \phi \neq 0, \pi/2$ - эллиптическая поляризация

Двойное лучепреломление

- Исторически первым было получение поляризованного света с помощью исландского шпата CaCO_3 . Рассматриваемые сквозь него предметы удваиваются.
- Исландский шпат является оптически анизотропным кристаллом.



Особенностью таких кристаллов является то, что световые лучи с разными плоскостями поляризации имеют разные скорости внутри кристалла и, следовательно, разные коэффициенты преломления.

Пусть на кристалл падает неполяризованный луч. Две его составляющие с горизонтальной и с вертикальной поляризацией распространяются внутри кристалла с разными скоростями и имеют разные углы преломления. Поэтому первоначальный луч разд

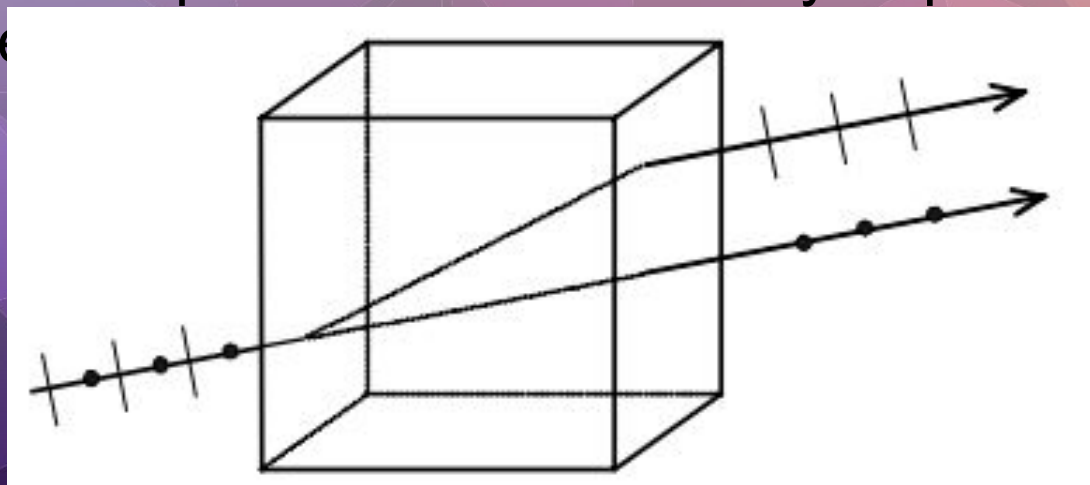
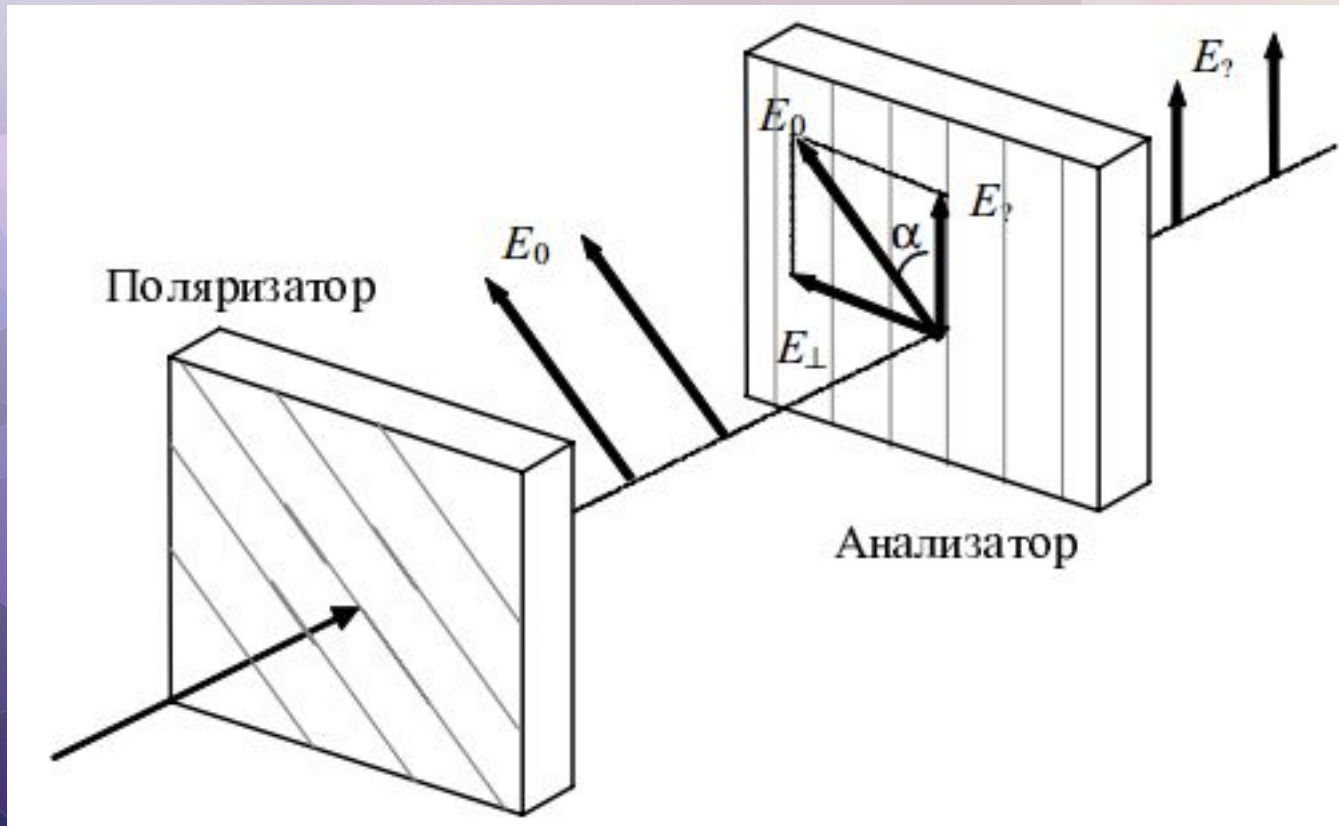




Figure 2

Закон Малюса

- Поляризовать свет можно с помощью веществ, у которых коэффициент поглощения зависит от поляризации падающего на него света. К таким веществам относятся турмалин и герпатит (сернокислый йод-хинин).



- Пусть на пластинку из турмалина или герапатита падает естественный свет. Свет, выходящий из пластинки, будет поляризован, поэтому эта пластинка называется **поляризатором**. Поляризатор максимально пропускает лучи, плоскость колебаний электрического вектора которых параллельна штриховке.
- Поставим на пути света ещё одну такую же пластинку, называемую в этом положении **анализатором**. Если плоскости пропускания поляризатора и анализатора параллельны, то свет при прохождении через анализатор почти не теряет своей интенсивности. Если же плоскости поляризатора и анализатора перпендикулярны друг другу, то свет не пройдет через анализатор.

- В промежуточных случаях интенсивность света, прошедшего через систему, зависит от угла между плоскостями пропускания поляризатора и анализатора.
- Обозначим амплитуду электрического вектора, прошедшего через поляризатор, через E_0 . Плоскость пропускания анализатора повернута относительно плоскости поляризатора на угол α . Разложим вектор \vec{E}_0 на две составляющие: параллельно плоскости анализатора и перпендикулярно к ней. Составляющая, параллельная плоскости анализатора, пройдет через него, а перпендикулярная погасится. Из рисунка видно, что

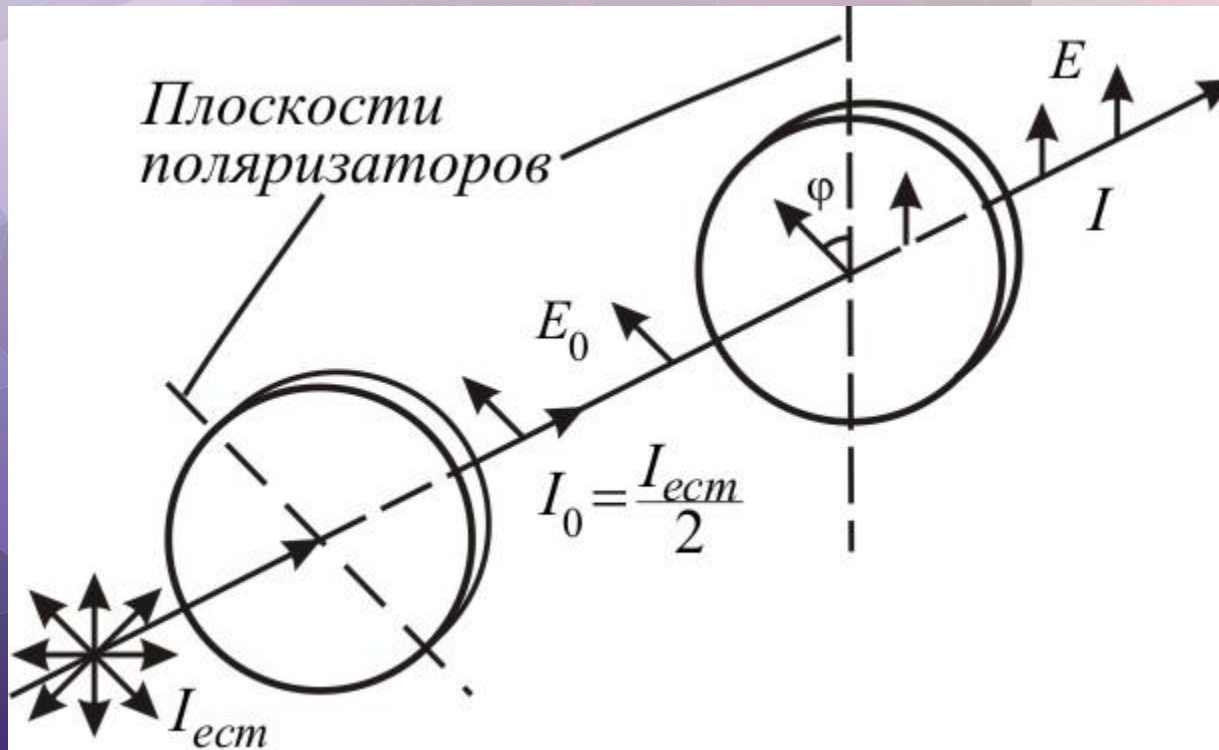
$$\bullet E_{||} = E_0 \cos \alpha .$$

Закон Малюса

- *Отношение интенсивностей пропорционально отношению квадратов амплитуд:*

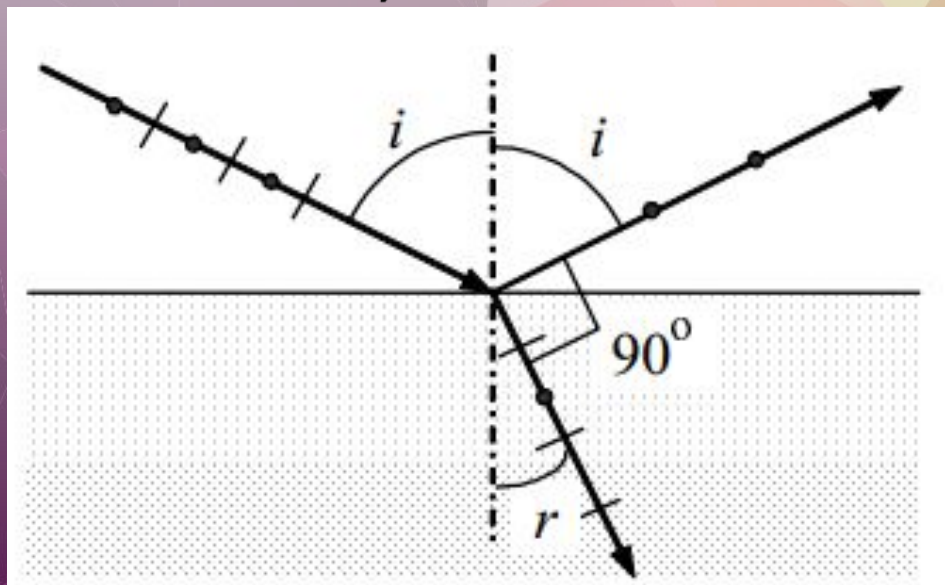
- $I/I_0 = E_{\parallel}^2 / E_0^2 = \cos^2 \alpha$

- $I = I_0 \cos^2 \alpha$



Поляризация при отражении и преломлении

- Поляризация возникает при отражении и преломлении света. Это происходит потому, что условия отражения и преломления различны для волн с различной поляризацией.
- Поляризация отраженного луча будет полной, если угол между отраженным и преломленным лучом составляет 90° :
- $i + r = 90^{\circ}$.
- $n = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin i}{\sin(90^{\circ} - i)} = \operatorname{tgi}$
- i – угол Брюстера



Закон Брюстера

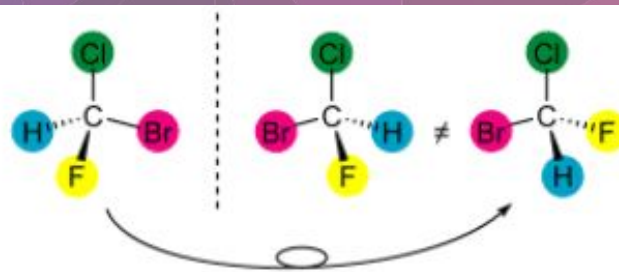
• если луч падает под углом Брюстера к поверхности, то отраженный луч будет полностью поляризован.

$$\bullet n = \operatorname{tgi}$$

$$\operatorname{tg} i_{\text{Бр}} = \frac{n_2}{n_1}$$

Вращение плоскости поляризации

- Некоторые вещества, называемые *оптически активными*, обладают способностью вызывать вращение плоскости поляризации проходящего через них плоско поляризованного света. К таким веществам относятся кварц, киноварь, скипидар, никотин, раствор сахара или винной кислоты в воде. Особенность этих веществ состоит в том, что их молекулы могут существовать по взаиморасположению атомов в двух зеркальных формах, в форме правых и левых изомеров. Эта особенность



Бромхлорфторметан как пример хиральной молекулы.

- При прохождении через такие вещества у света плоскость поляризации поворачивается на угол φ , пропорциональный длине пути l и концентрации c оптически активного вещества:

$$\varphi = \beta \cdot c \cdot l,$$

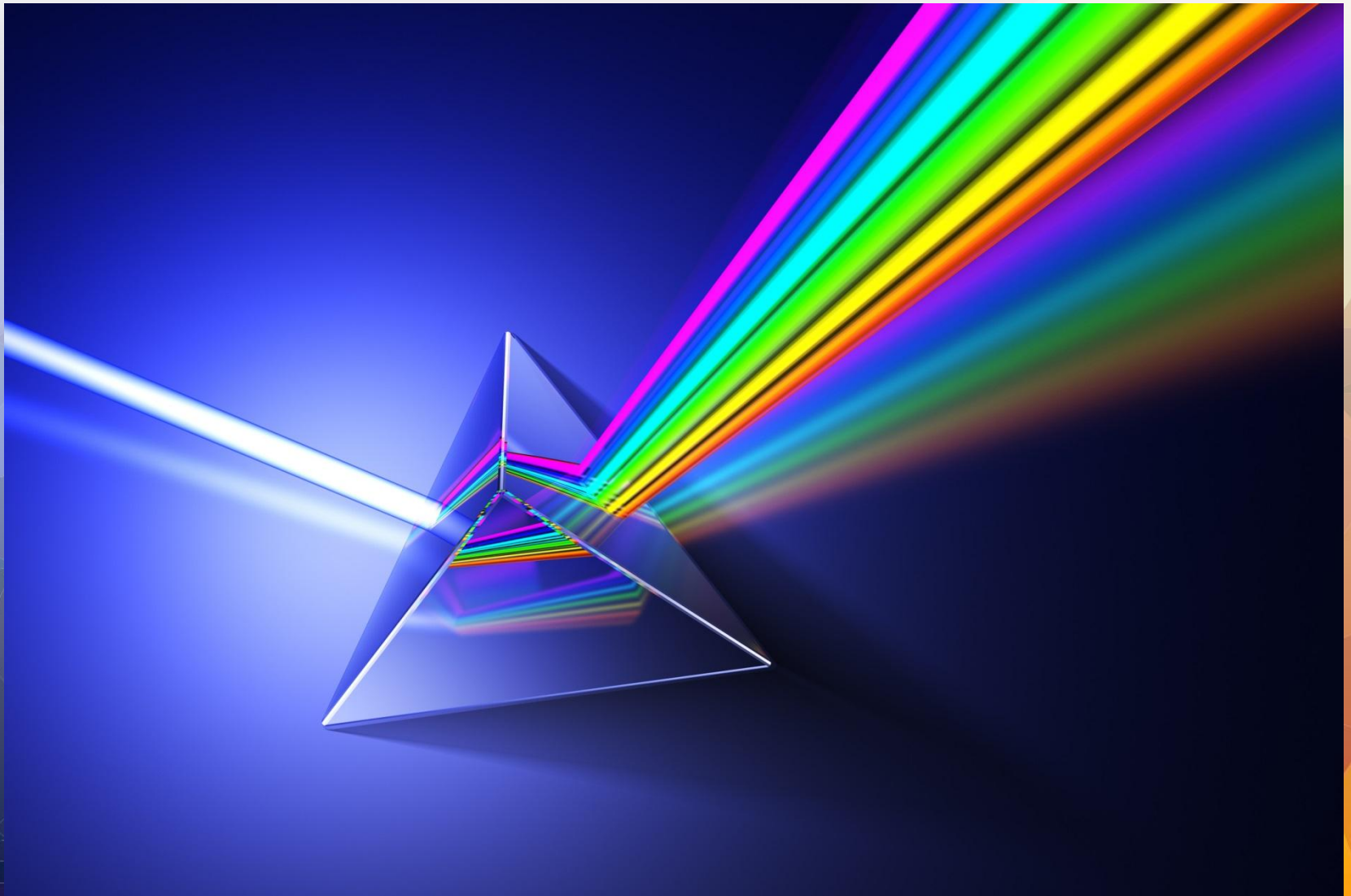
- где β – величина, называемая удельной постоянной вращения.
- Если между скрещенными поляризаторами поместить кювету с раствором сахара в воде, то поле зрения просветлится. Чтобы вновь получить темноту, нужно один из поляризаторов повернуть на угол φ .

Приборы, использующие этот принцип называются сахариметрами.



mmt-zp.prom.ua

Физический смысл спектрального разложения.



- Известно, что произвольное немонахроматическое волновое возмущение можно представить в виде суперпозиции волн или, как говорят, разложить его в спектр, выполнить спектральное разложение.
- Разложение волновых пучков и импульсов по плоским гармоническим волнам имеет особое значение для оптики, так как такое разложение оказывается не только удобной математической операцией, но оно фактически осуществляется в реальном оптическом эксперименте. Один из классических опытов – опыт Ньютона по разложению света в спектр с помощью стеклянной призмы – нетрудно перевести на математический язык спектральных разложений. Оно означает, что поле можно представить в виде суперпозиции плоских монохроматических волн.

Тепловое излучение

- - Свечение тел, обусловленное нагреванием.
- Тепловое излучение , является самым распространенным в природе, совершается за счет энергии теплового движения атомов и молекул вещества (т.е. за счет его внутренней энергии) и свойственно всем телам при температуре выше 0 К. Тепловое излучение характеризуется сплошным спектром, положение максимума которого зависит от температуры. При высоких температурах излучаются короткие (видимые и ультрафиолетовые) электромагнитные волны, при низких – преимущественно длинные (инфракрасные).

Излучение абсолютно черного тела

- Абсолютно черное тело – это такое тело, которое поглощает все падающее на него излучение. Моделью абсолютно черного тела может служить небольшое отверстие в полости. Если стенки полости нагреть, то из неё излучается энергия на различных частотах. Однако все падающее на отверстие полости излучение поглощается.
- Если излучение, выходящее из полости, разложить в спектр и измерить интенсивность на различных частотах, то можно построить график зависимости Интенсивности излучения от частоты

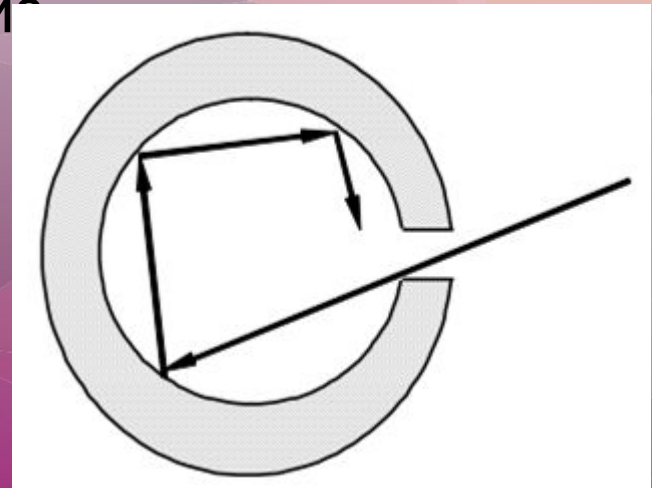
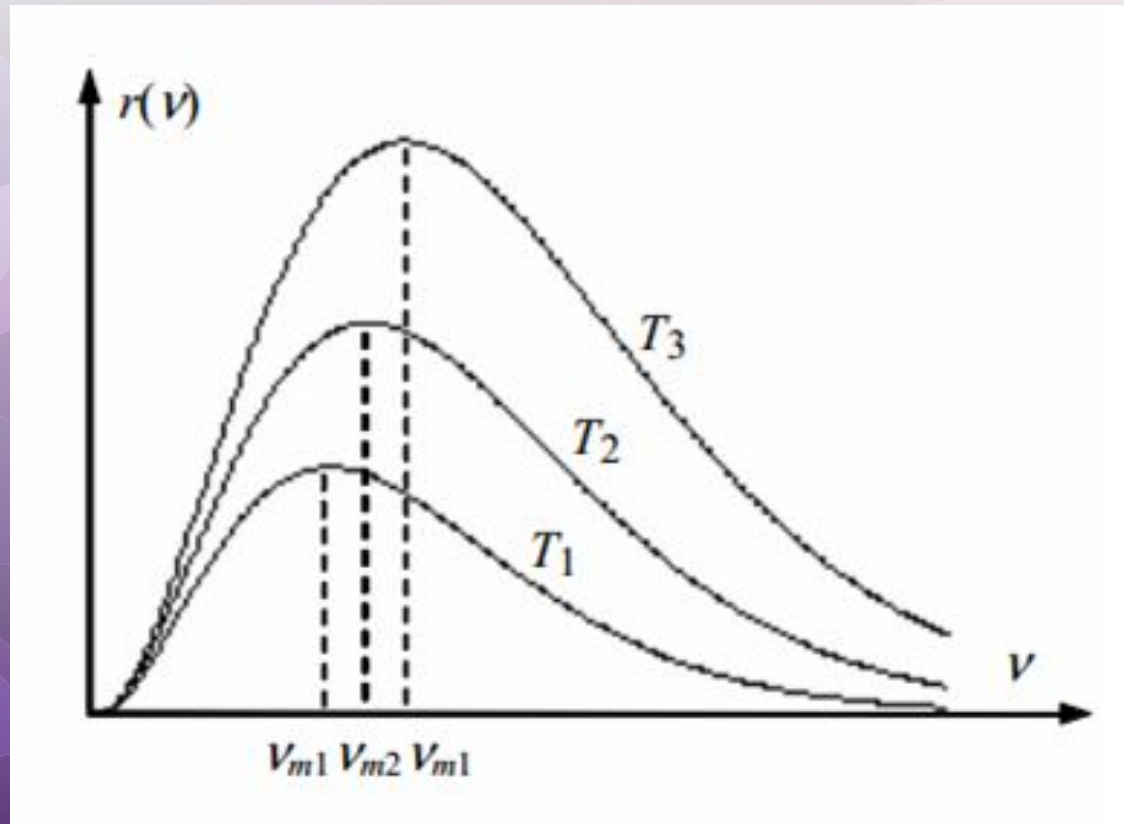


График зависимости Интенсивности излучения от частоты



Закон Стефана - Больцмана

В 1879 году австрийские ученые Йозеф Стефан и Людвиг Больцман экспериментально установили закон, определяющий энергетическую светимость любого тела:

$$R = \sigma T^4,$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ – постоянная Стефана - Больцмана.

Стефан и Больцман не установили вида функции $r(\nu)$, а только нашли площадь между кривой $r(\nu)$ и осью

абсцисс, $R = \int_0^{\infty} r(\nu) d\nu$.

Закон смещения Вина

- Немецкий физик Вильгельм Вин в 1893 году, распространив понятие температуры и энтропии на излучение, показал, что максимум излучения в спектре абсолютно черного тела с увеличением температуры смещается в сторону коротких волн.

$$\lambda_m = b/T,$$

- Где $b = 2,90 \cdot 10^{-3}$ м·К — постоянная Вина. Следовательно частота, на которую приходится максимум излучения абсолютно черного тела ν_m увеличивается пропорционально температуре.

Гипотеза Планка

- Он предположил, что частицы могут изменять свою энергию порциями с энергиями $\varepsilon = h\nu$. Коэффициент пропорциональности между энергией ε и частотой ν носит название постоянной Планка $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с (часто в теории используется постоянная Планка в виде $\hbar = h/2\pi$).
- На основе своего предположения Планк получил следующую формулу, описывающую спектральную плотность излучения абсолютно черного тела:

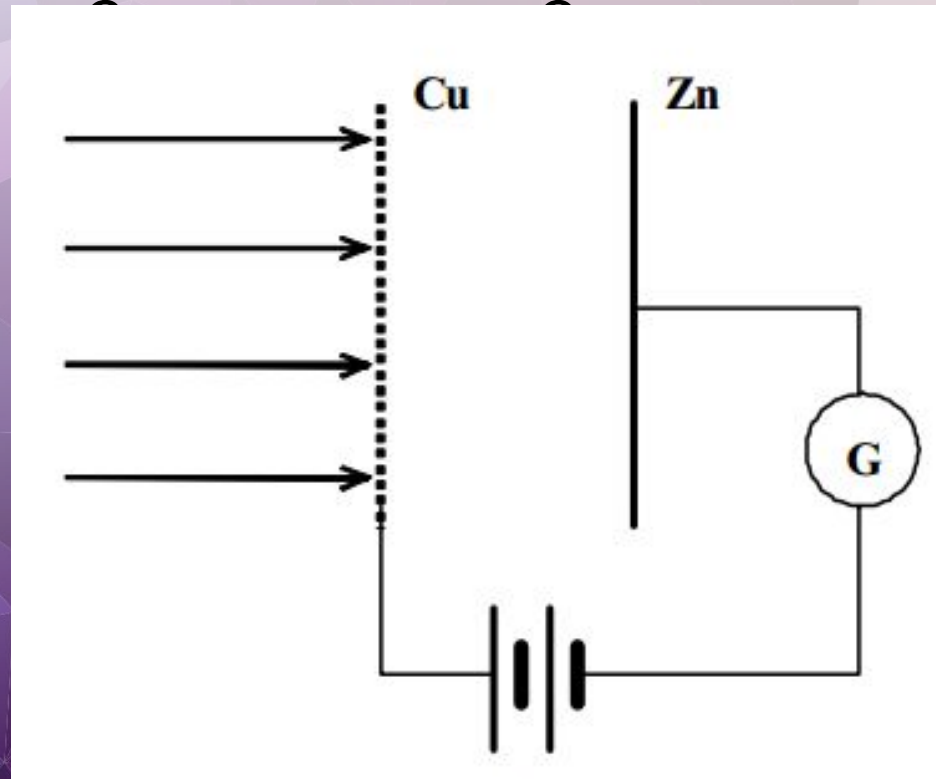
$$r(\nu) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1},$$

которая прекрасно согласуется с экспериментальными кривыми.

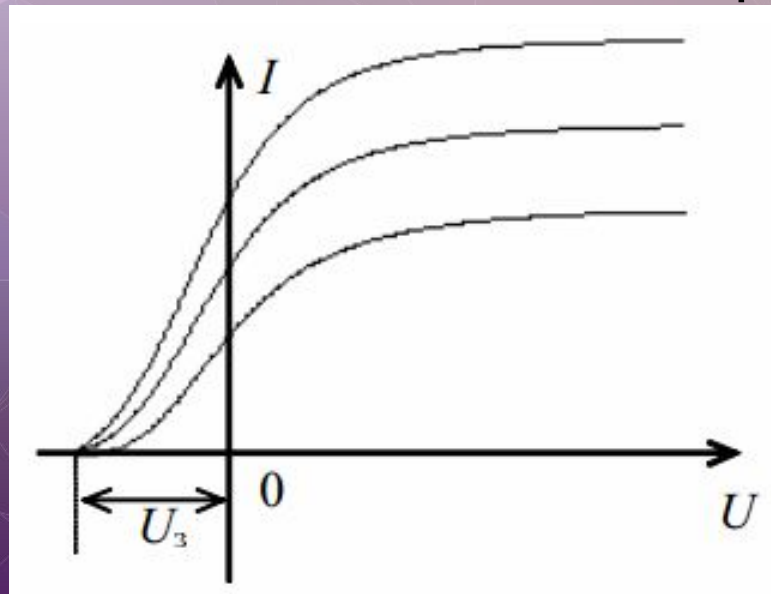


Фотоэлектрический эффект

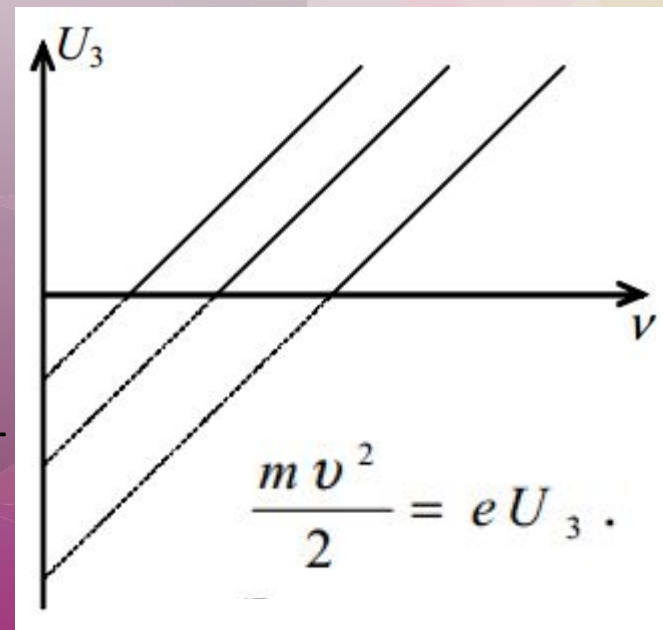
- Или просто **фотоэффект** – явление испускания электронов под действием света. Фотоэффект открыт Г. Герцем в 1887 году. В 1888-1889 годах А. Г. Столетов исследовал это явление.



- В результате экспериментов было установлено следующее: наибольшее действие оказывают ультрафиолетовые лучи, сила тока в цепи растет с увеличением освещенности, испускаемые заряды имеют отрицательный знак.
- Зависимость тока в цепи от напряжения.



- Кривые получены при различных освещенностях цинкового электрода. При некотором напряжении между электродами ток достигает максимального значения. Это означает, что все электроны, выбиваемые из цинкового катода за секунду, достигают за то же время медного электрода.
- Ток течет даже при отсутствии напряжения между электродами. Для обращения силы тока в нуль необходимо приложить некоторое задерживающее напряжение, т.к. электроны при вылете из цинкового электрода имеют запас кинетической энергии.



- Запирающее напряжение не зависит от интенсивности света.
- Запирающее напряжение линейно связано с частотой, и наклон линий не зависит от материала эмиттера.
- В 1905 году А. Эйнштейн показал, что все закономерности фотоэффекта легко объясняются, если предположить, что свет поглощается такими же порциями $\varepsilon = h\nu$, какими испускается по гипотезе Планка. Часть этой энергии затрачивается на то, чтобы электрон мог покинуть тело. Остаток энергии идет на сообщение кинетической энергии электрону:

Формула Эйнштейна для фотоэффекта.

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2}.$$

- A – работа выхода электрона.

-

$$U_3 = \frac{h}{e}\nu - \frac{A}{e}.$$

- Тангенс угла наклона прямых постоянен и равен h/e .