

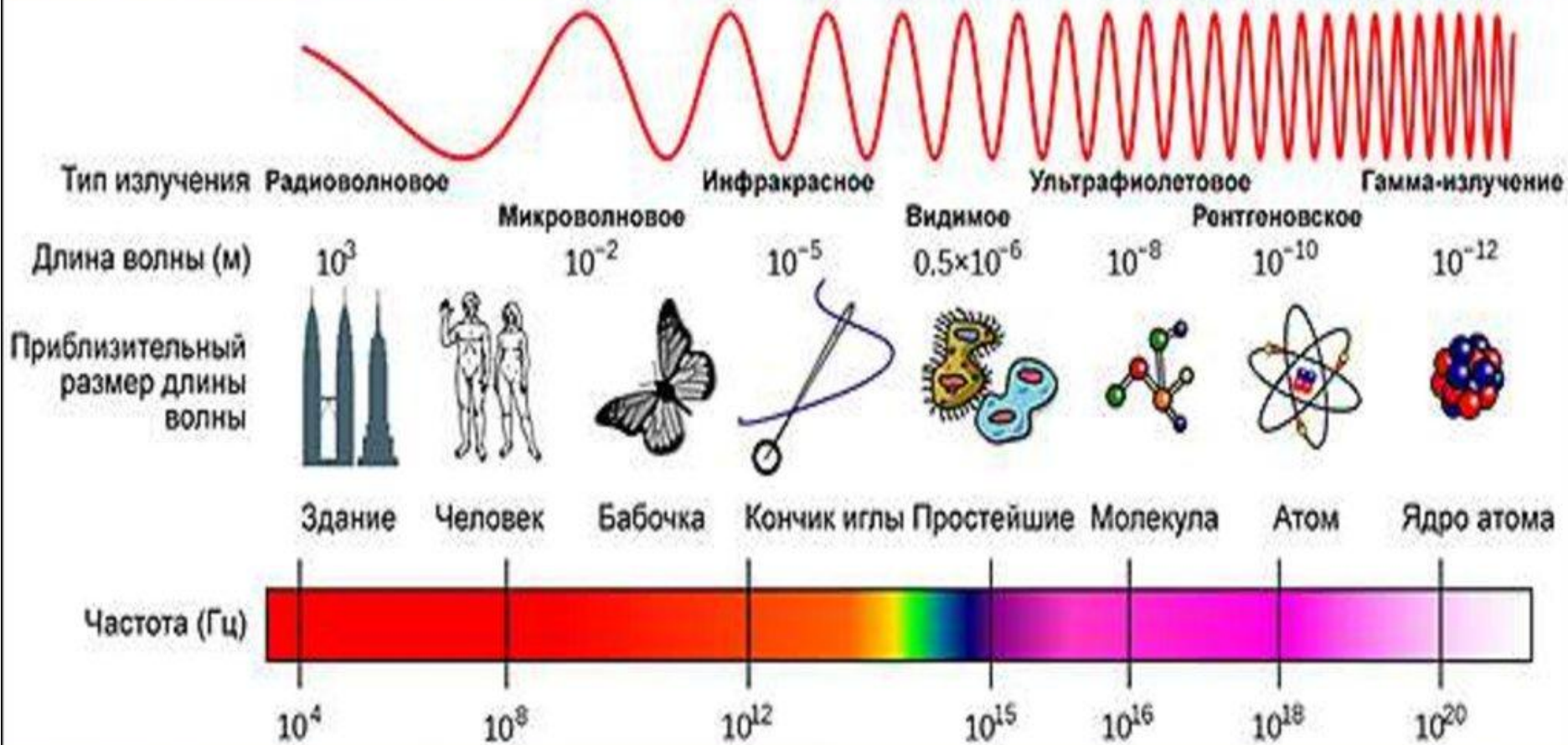
Лекции 12-13. 2017. Электромагнитная природа света. Интерференция света

1. Шкала электромагнитных излучений. Оптическое излучение, его интенсивность.
2. Интерференция электромагнитных волн.
3. Расчет интерференционной картины с двумя источниками.
4. Пространственно-временная когерентность.

Свет – самое темное место в физике

*Известное убеждение
самых физиков*

Шкала электромагнитных ВОЛН



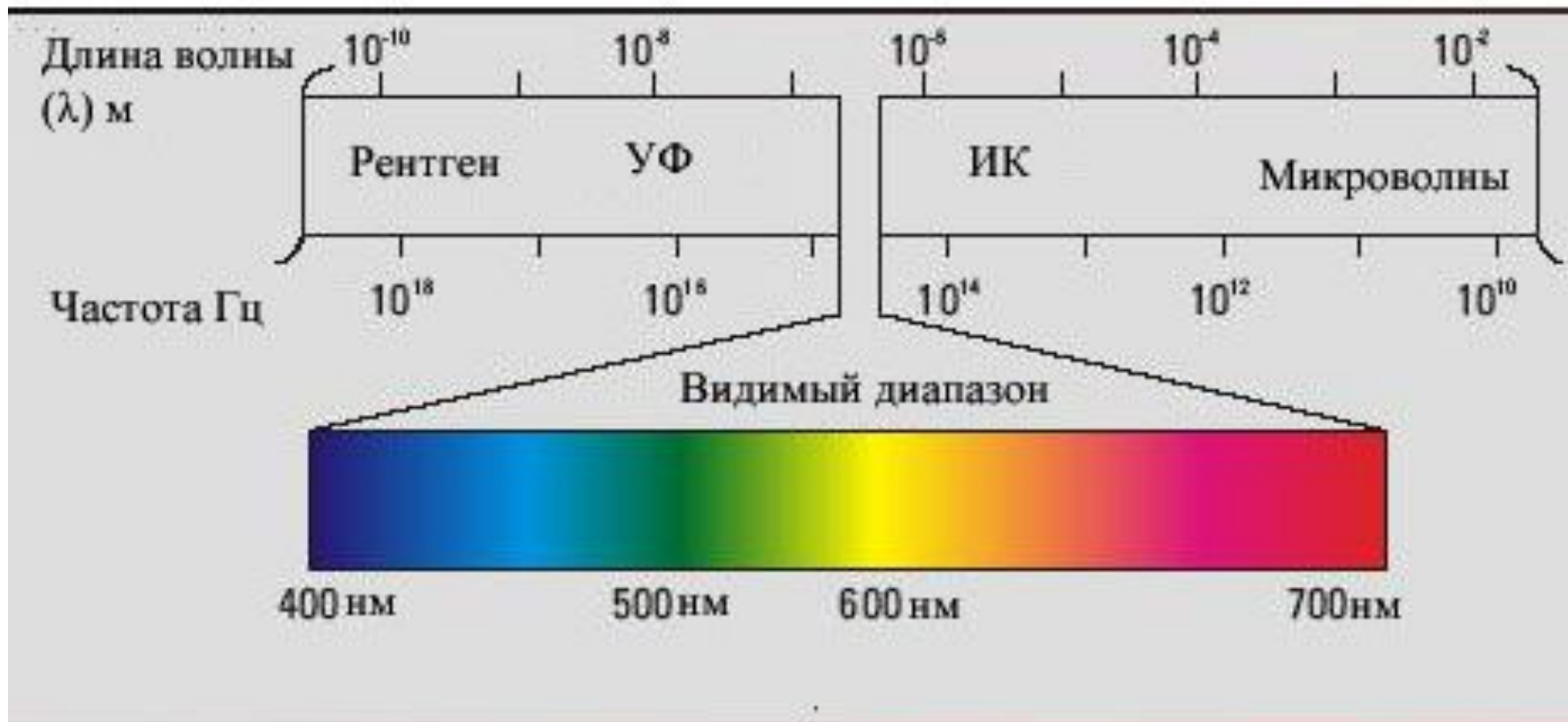
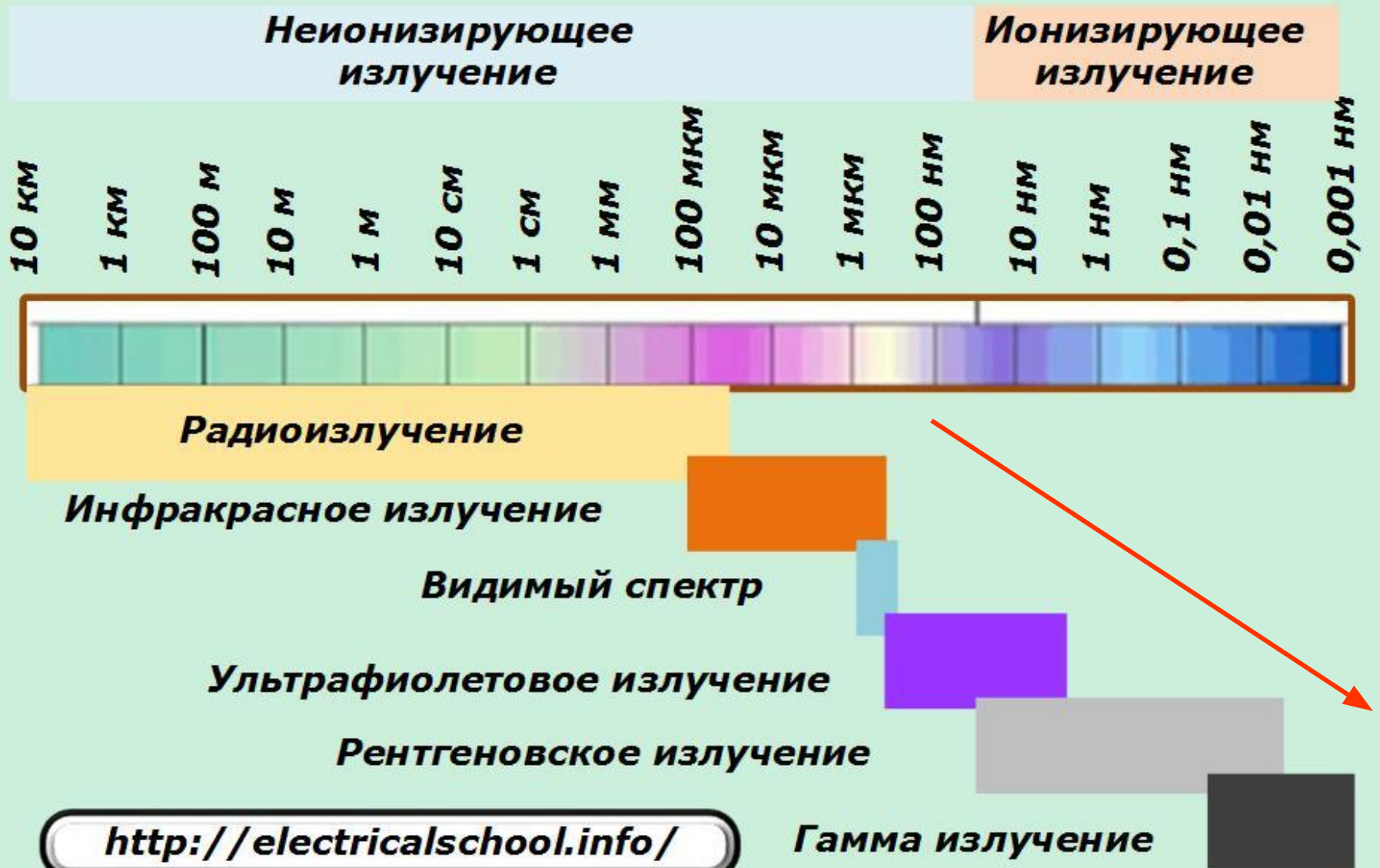


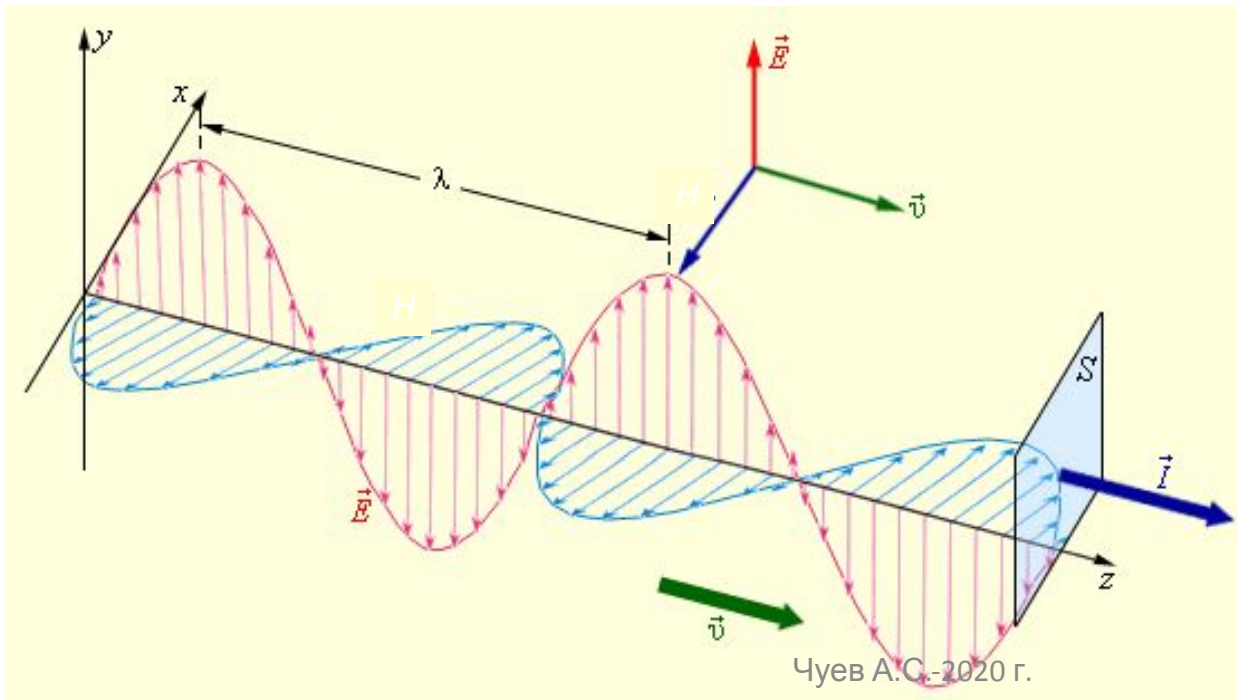
рис. 1



Шкала электромагнитных волн

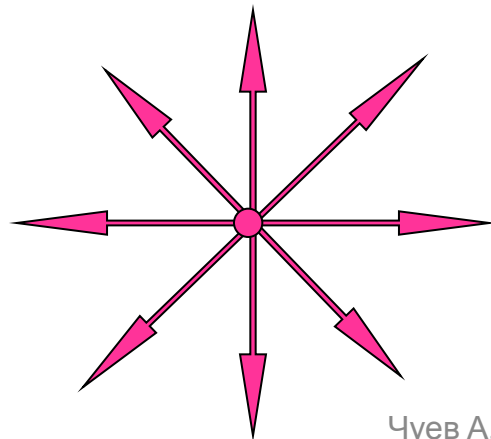


Векторы напряженностей электрического E и магнитного H полей волны взаимно перпендикулярны и колеблются перпендикулярно вектору скорости v распространения волны (перпендикулярно лучу). Поэтому для описания закономерностей поляризации света достаточно знать поведение лишь одного из векторов. Обычно все рассуждения ведутся относительно **светового вектора** — вектора напряженности E электрического поля



Синусоидальная
(гармоническая)
электромагнитная волна.
Векторы E , H и v
взаимно перпендикулярны

- Свет представляет собой суммарное электромагнитное излучение множества атомов. Атомы же излучают световые волны независимо друг от друга, поэтому световая волна, излучаемая телом в целом, характеризуется всевозможными равновероятными колебаниями светового вектора

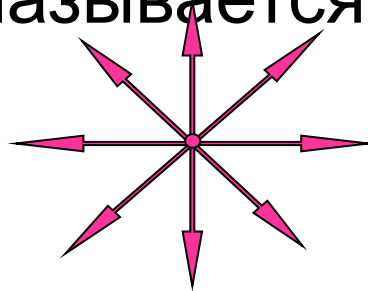


луч перпендикулярен
плоскости рисунка

Равномерное распределение векторов \mathbf{E} объясняется большим числом атомарных излучателей, а равенство амплитудных значений векторов \mathbf{E} — одинаковой (в среднем) интенсивностью излучения каждого из атомов.

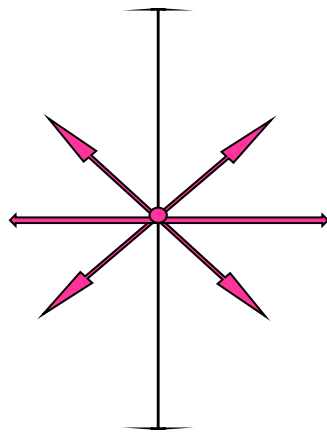
Свет со всевозможными равновероятными ориентациями вектора \mathbf{E} называется **естественным**.

Свет, в котором направления колебаний светового вектора каким-то образом упорядочены, называется **поляризованным**.

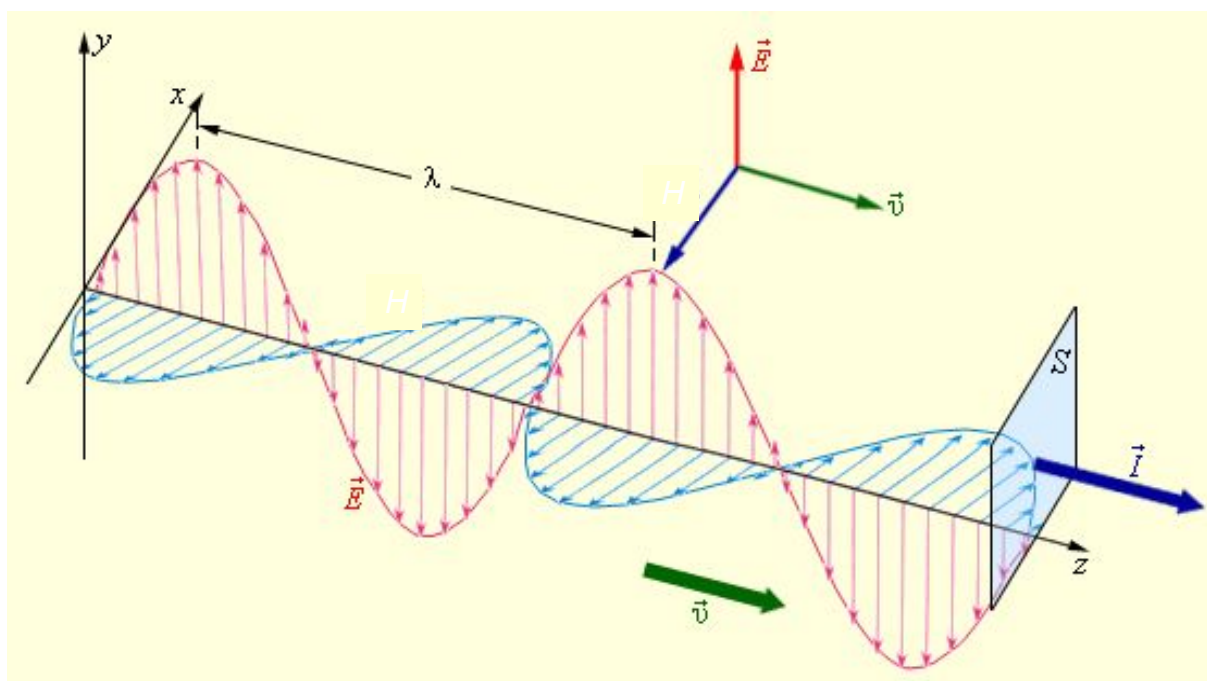


Если в результате каких-либо внешних воздействий появляется преимущественное (но не исключительное!) направление колебаний вектора E , то имеем дело с **частично поляризованным светом**.

Свет, в котором вектор E (и, следовательно, H) колеблется только в одном направлении, перпендикулярном лучу, называется **линейно поляризованным**



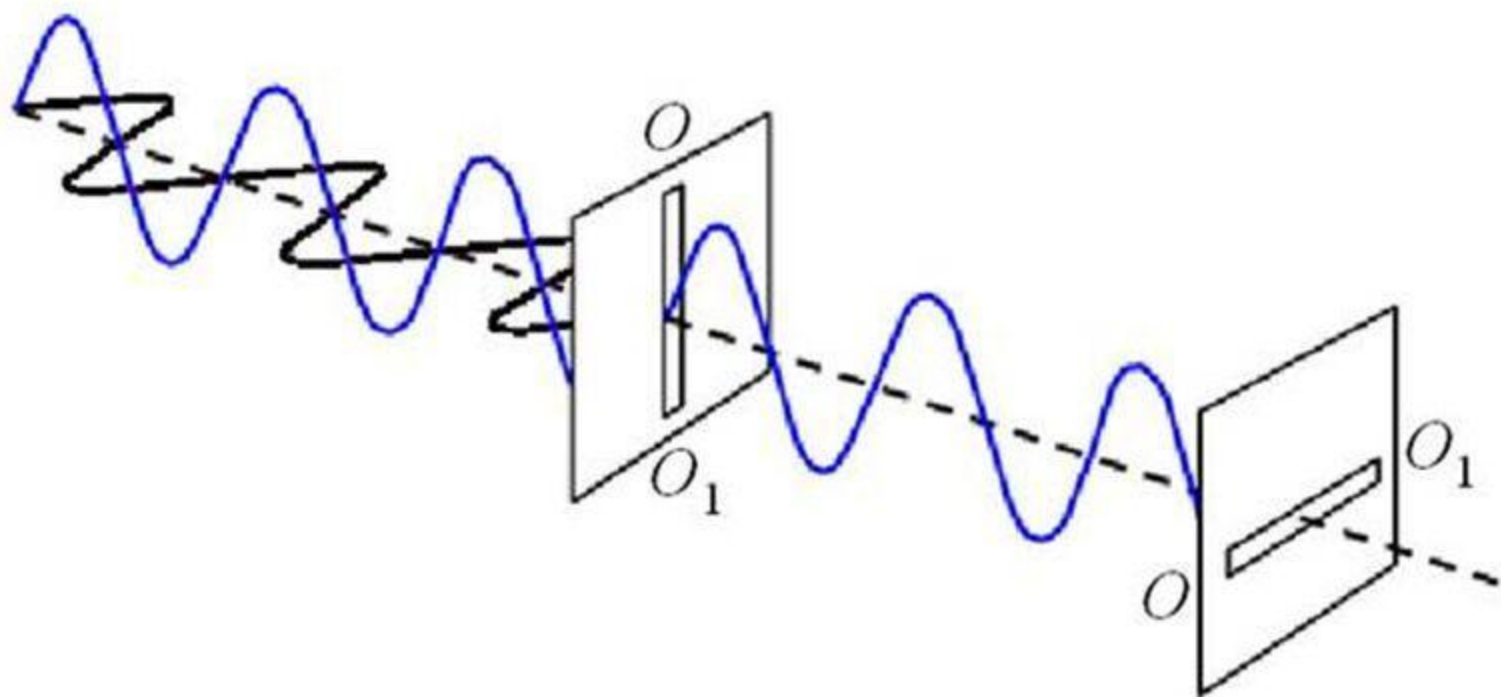
- Плоскость, в которой колеблется световой вектор \vec{E} , называется плоскостью колебаний (плоскость yz), а плоскость, в которой совершает колебание магнитный вектор \vec{H} – плоскостью поляризации (плоскость xz).



- Плоскополяризованный свет является предельным случаем **эллиптически поляризованного света** — света, для которого вектор E (вектор H) изменяется со временем так, что его конец описывает эллипс, лежащий в плоскости, перпендикулярной лучу.
- Если эллипс поляризации вырождается в прямую (при разности фаз φ , равной нулю или π), то имеем дело с рассмотренным выше плоскополяризованным светом, если в окружность (при $\Delta\varphi = \pm\pi/2$ и равенстве амплитуд складываемых волн), то имеем дело с **циркулярно поляризованным (поляризованным по кругу) светом**.

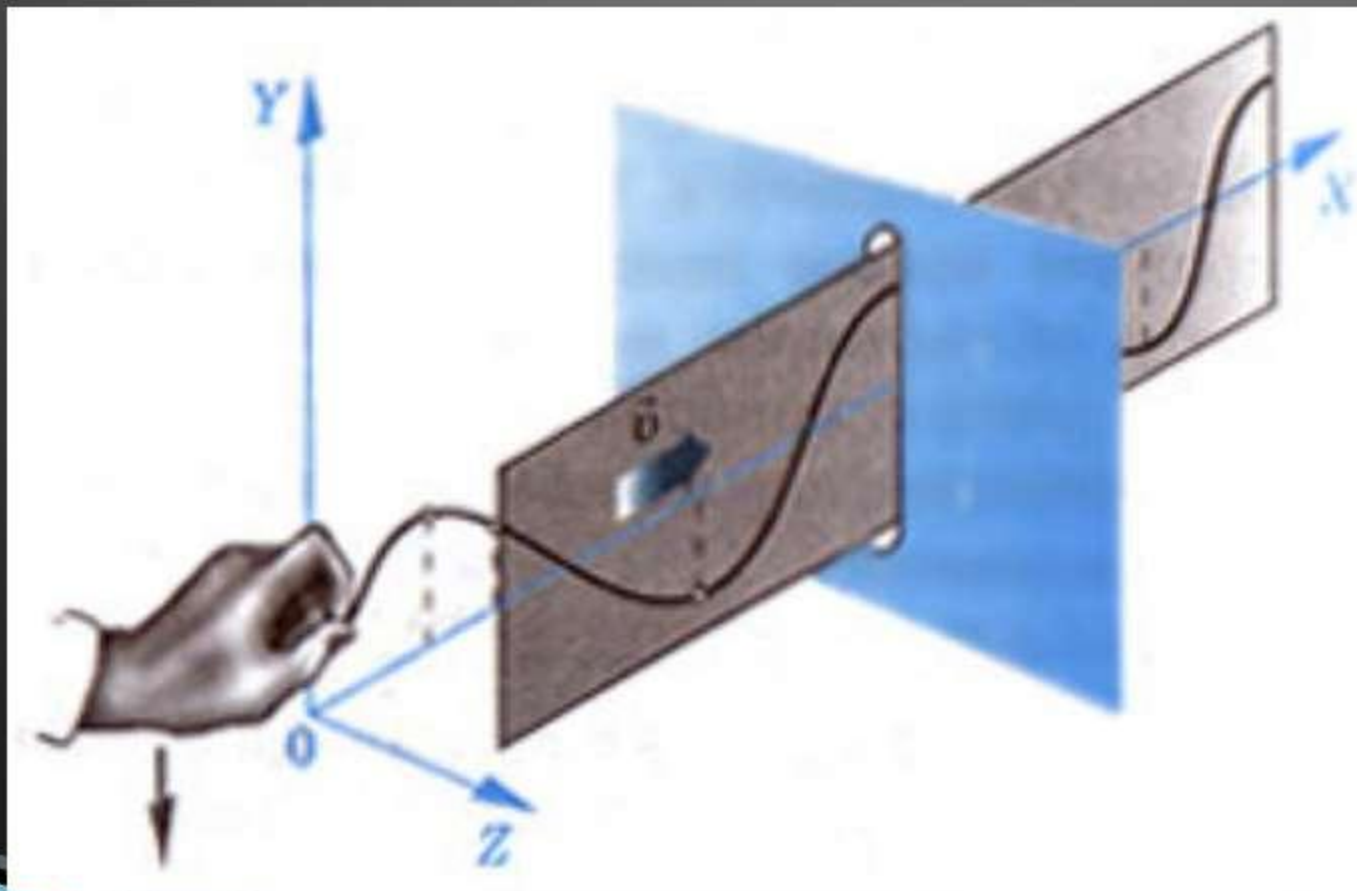
Работа поляризатора

Этот прибор свободно пропускает те волны, которые параллельны плоскости его поляризации и не пропускает волны перпендикулярные плоскости поляризации прибора.

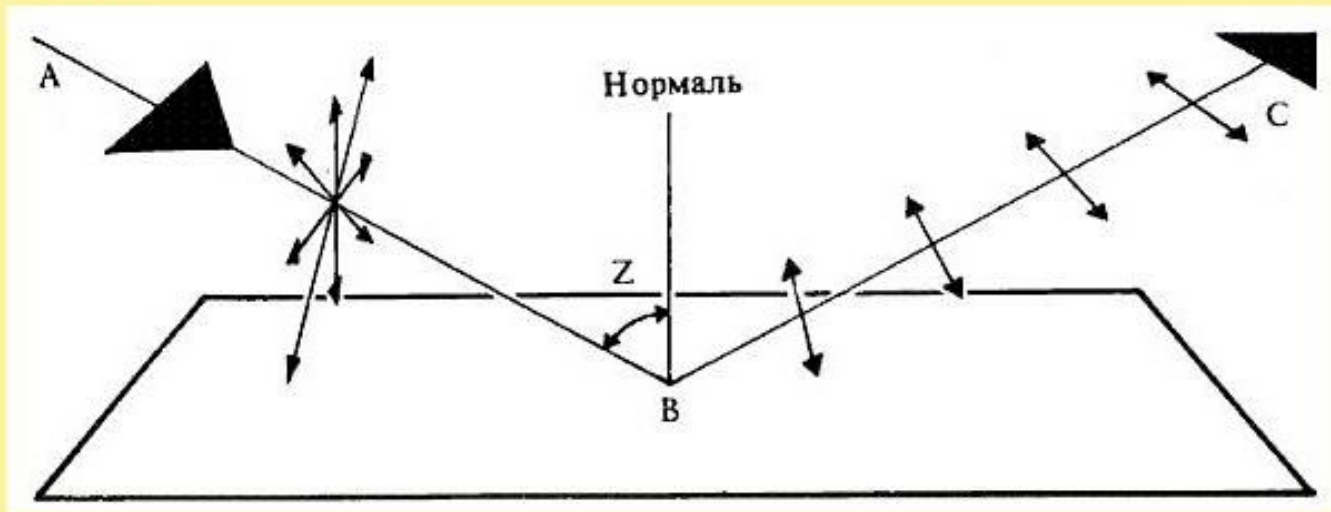


Как действует поляризатор

Этот прибор свободно пропускает те волны которые параллельны плоскости поляризации.

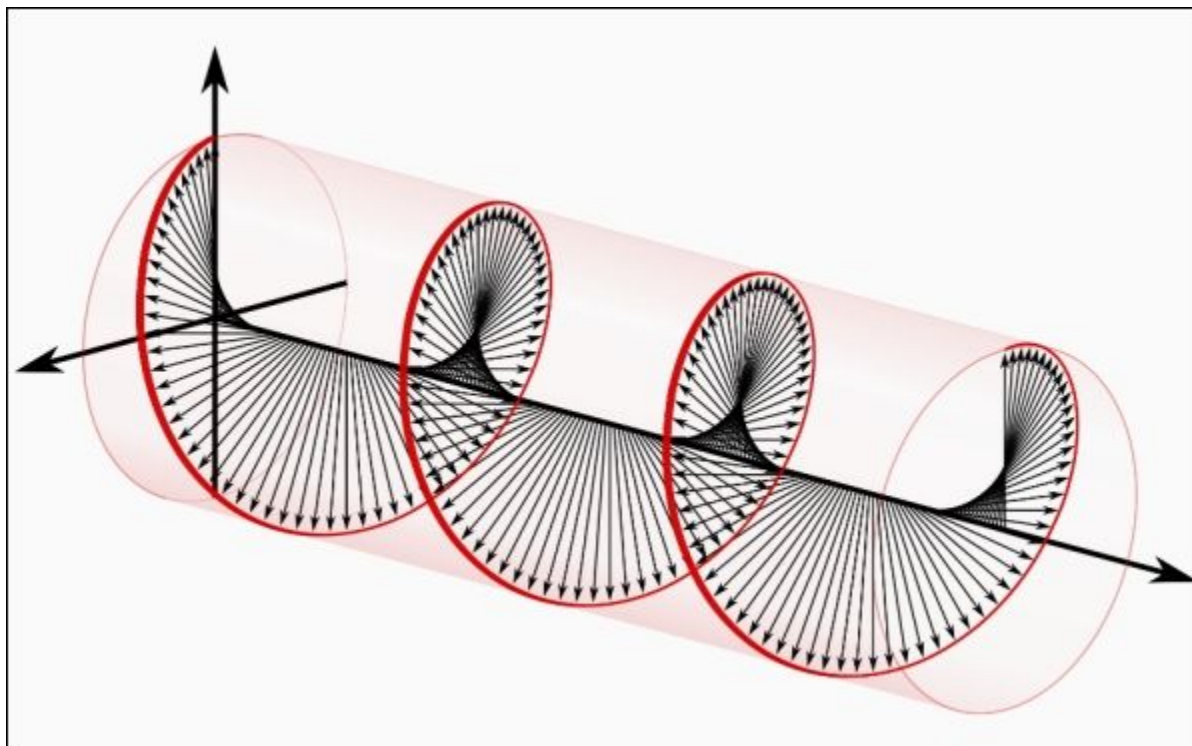


1.Поляризация света при отражении от границы двух диэлектриков



Степень поляризации зависит от угла падения световых лучей , при некотором угле падения (угол Брюстера) отраженный луч полностью поляризуется. Хорошо поляризуют свет стекла , поверхность воды , асфальт. Металлы свет не поляризуют

Круговая поляризация



Интенсивность излучения. Закон Малюса

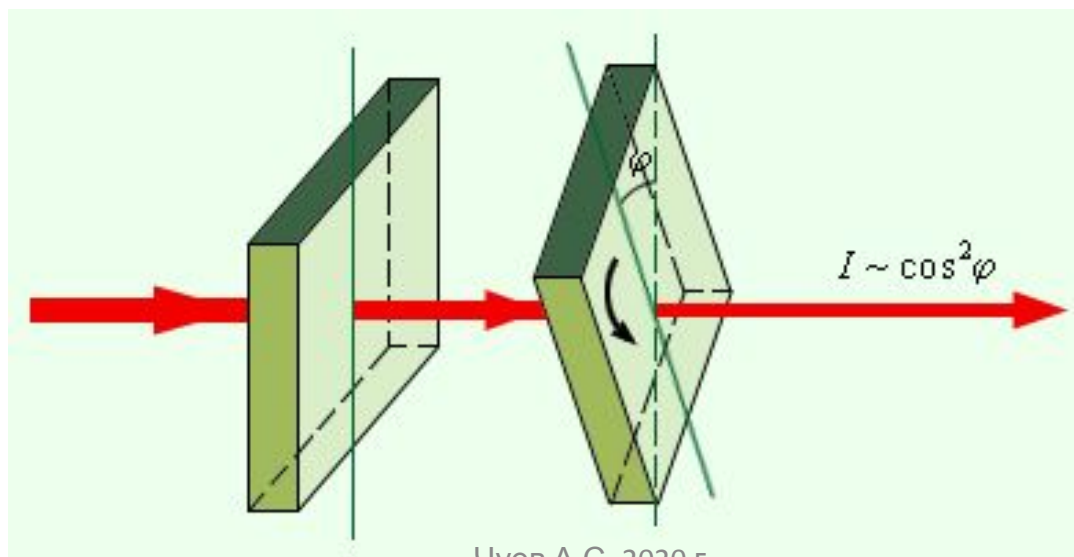
$$I = \langle \mathbf{S} \rangle \propto E_m H_m. \quad H_m \propto \sqrt{\epsilon} E_m = n E_m$$

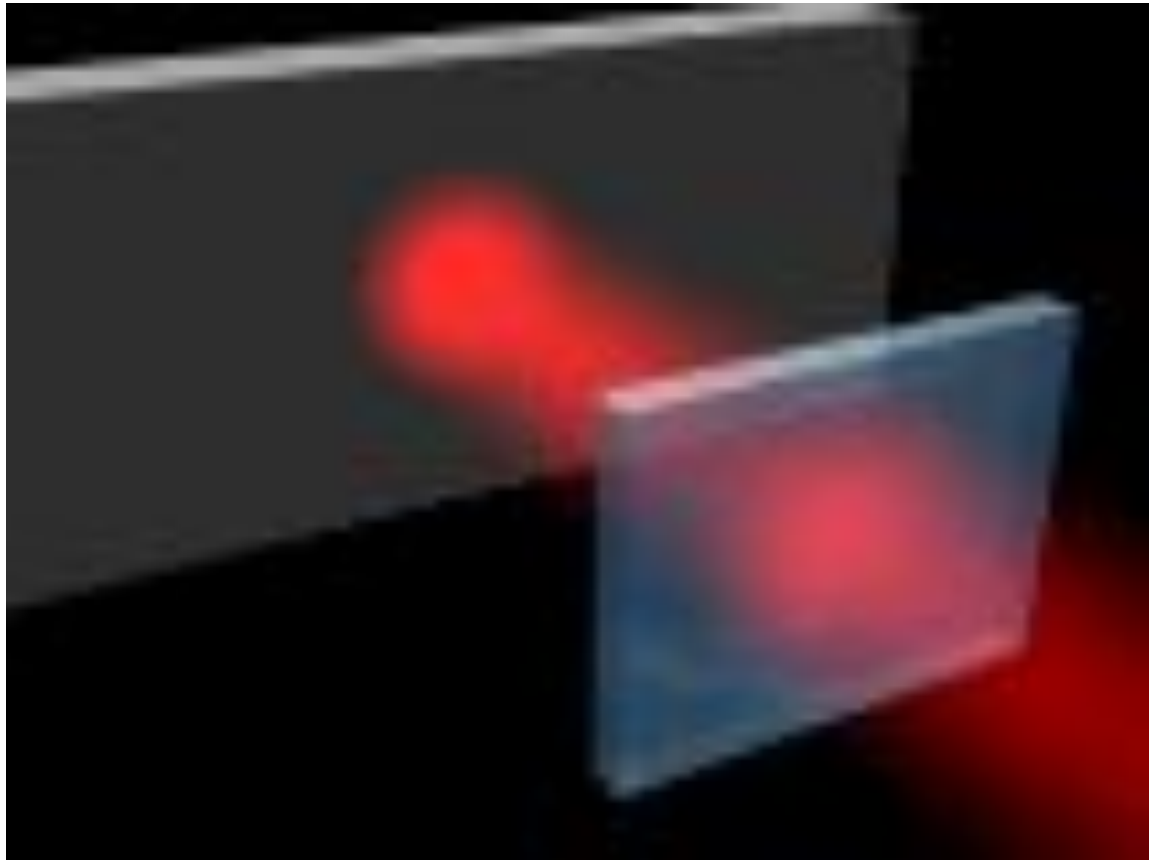
$$I \propto n E_m^2 = n A^2.$$

$$I = I_0 \cos^2 \varphi,$$

В 1809 году французский инженер [Э. Малюс](#) открыл закон, названный его именем. В опытах Малюса свет последовательно пропускался через две одинаковые пластинки из турмалина (прозрачное кристаллическое вещество зеленоватой окраски). Пластинки можно было поворачивать друг относительно друга на угол φ (см. рис.).

Интенсивность прошедшего света оказалась прямо пропорциональной $\cos^2\varphi$: $I \sim \cos^2\varphi$.





Степенью поляризации называется величина

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

Где I_{\max} и I_{\min} — максимальная и минимальная интенсивности частично поляризованного света, пропускаемого анализатором.

Для естественного света

$$I_{\max} = I_{\min} \text{ и } P = 0,$$

для плоскополяризованного $I_{\min} = 0$ и $P = 1$.

Основу геометрической оптики составляют три закона:

1. Закон прямолинейного распространения света (в однородной среде).

2. Закон отражения света: угол отражения ϑ' света равен его углу падения ϑ ,

$$\vartheta' = \vartheta,$$

и оба луча лежат в одной плоскости с нормалью к поверхности раздела.

3. Закон преломления света (закон Снелла): при преломлении света на границе раздела двух изотропных сред с показателями преломления n_1 и n_2 выполняется условие

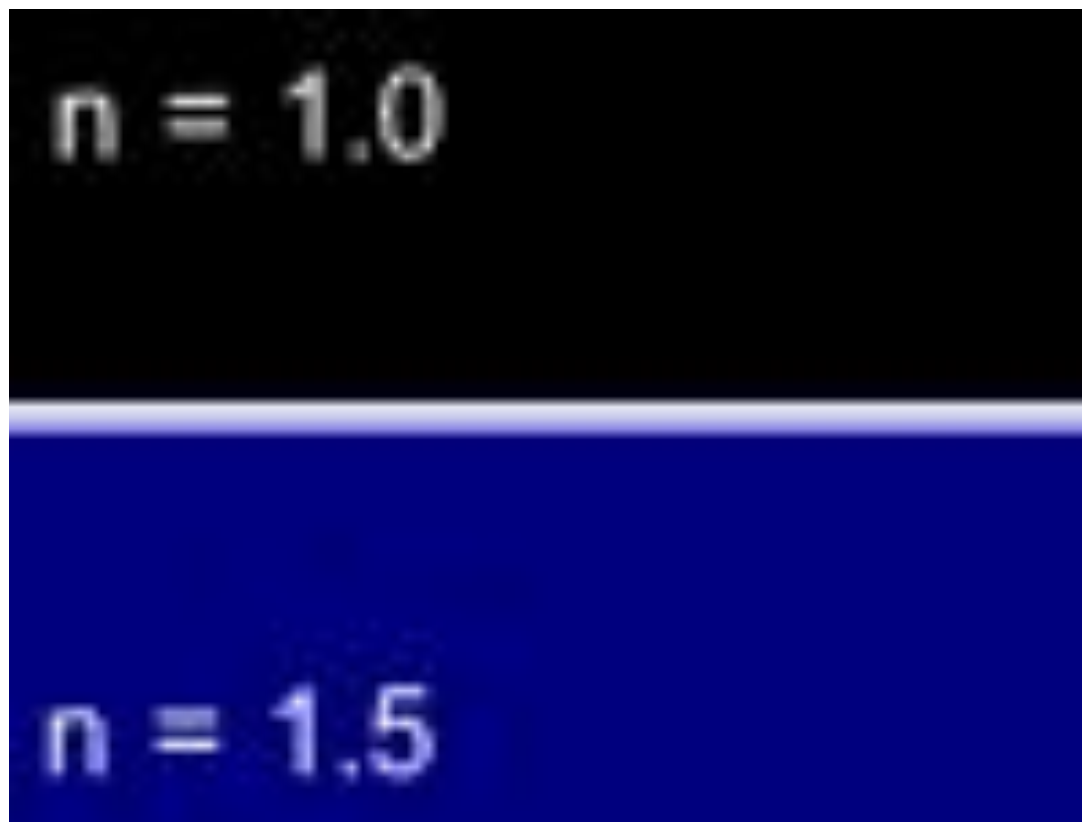
$$n_1 \sin \vartheta_1 = n_2 \sin \vartheta_2.$$

Отсюда, в частности, следует, что при падении света на оптически менее плотную среду ($n_2 < n_1$) угол ϑ_2 может достигнуть 90° . Соответствующий угол падения называют *предельным*:

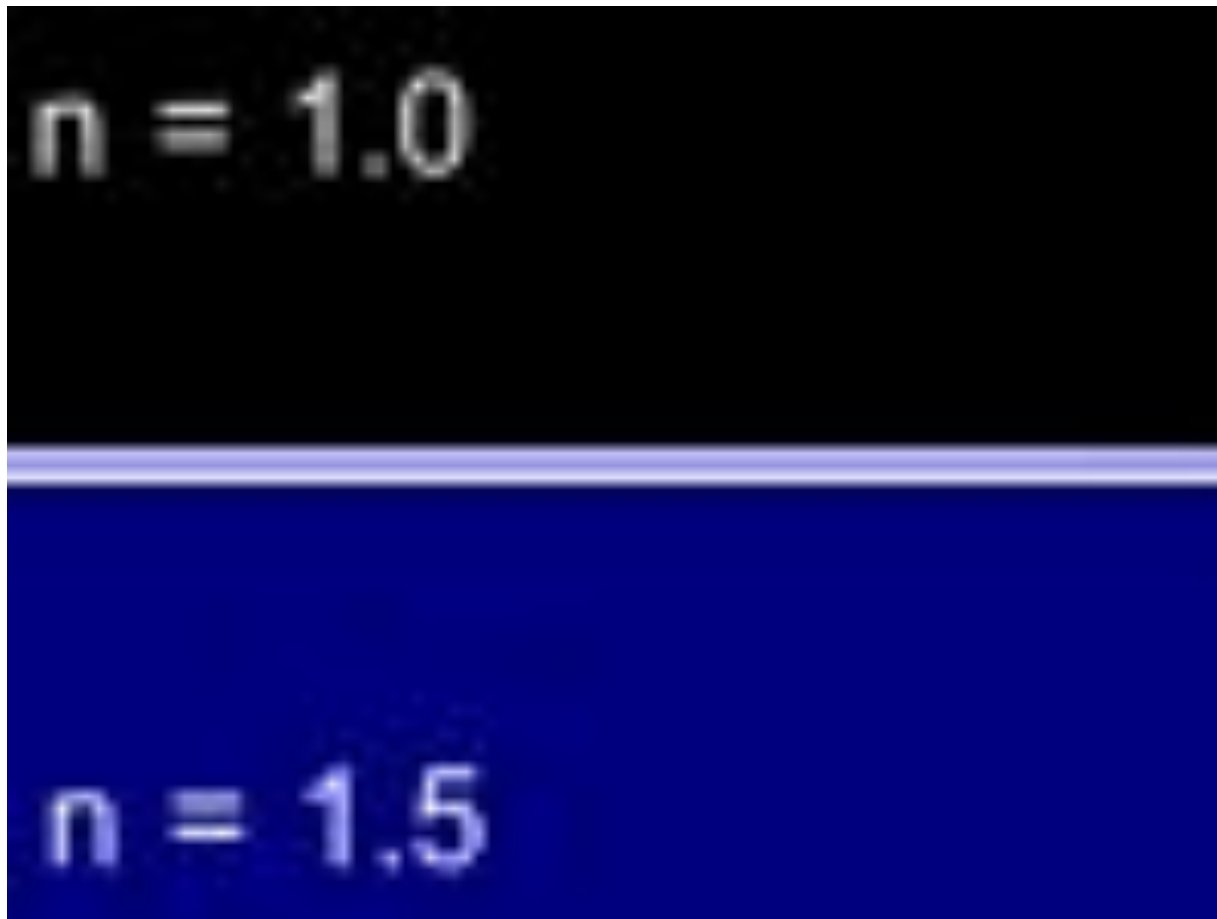
$$\sin \vartheta_{1 \text{ пр}} = n_2/n_1.$$

Для углов падения $\vartheta_1 > \vartheta_{1 \text{ пр}}$ наблюдается *полное внутреннее отражение*. Это явление нашло достаточно широкое практическое применение (призмы полного внутреннего отражения, световоды и др.).

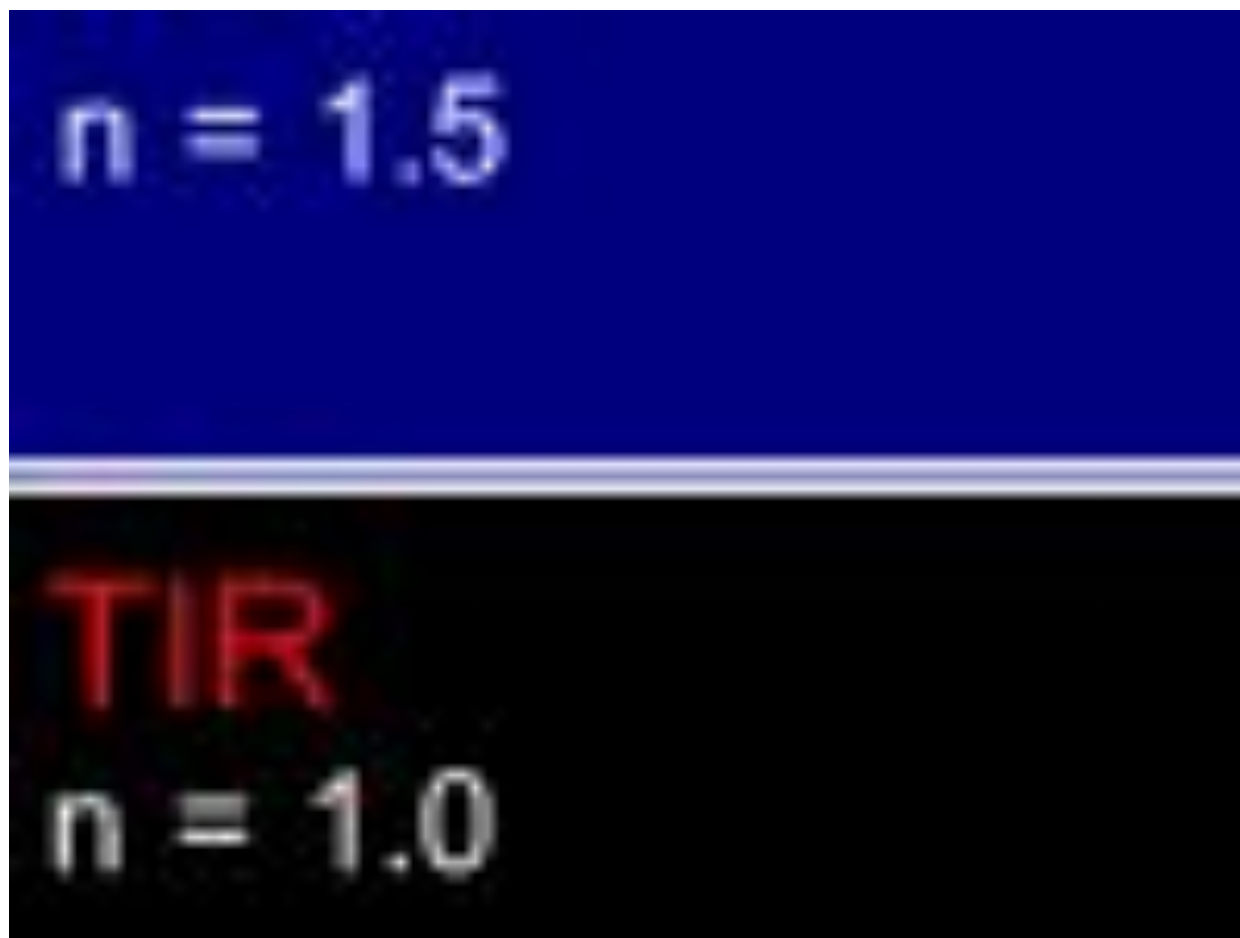
Воздух-стекло, II - поляризация



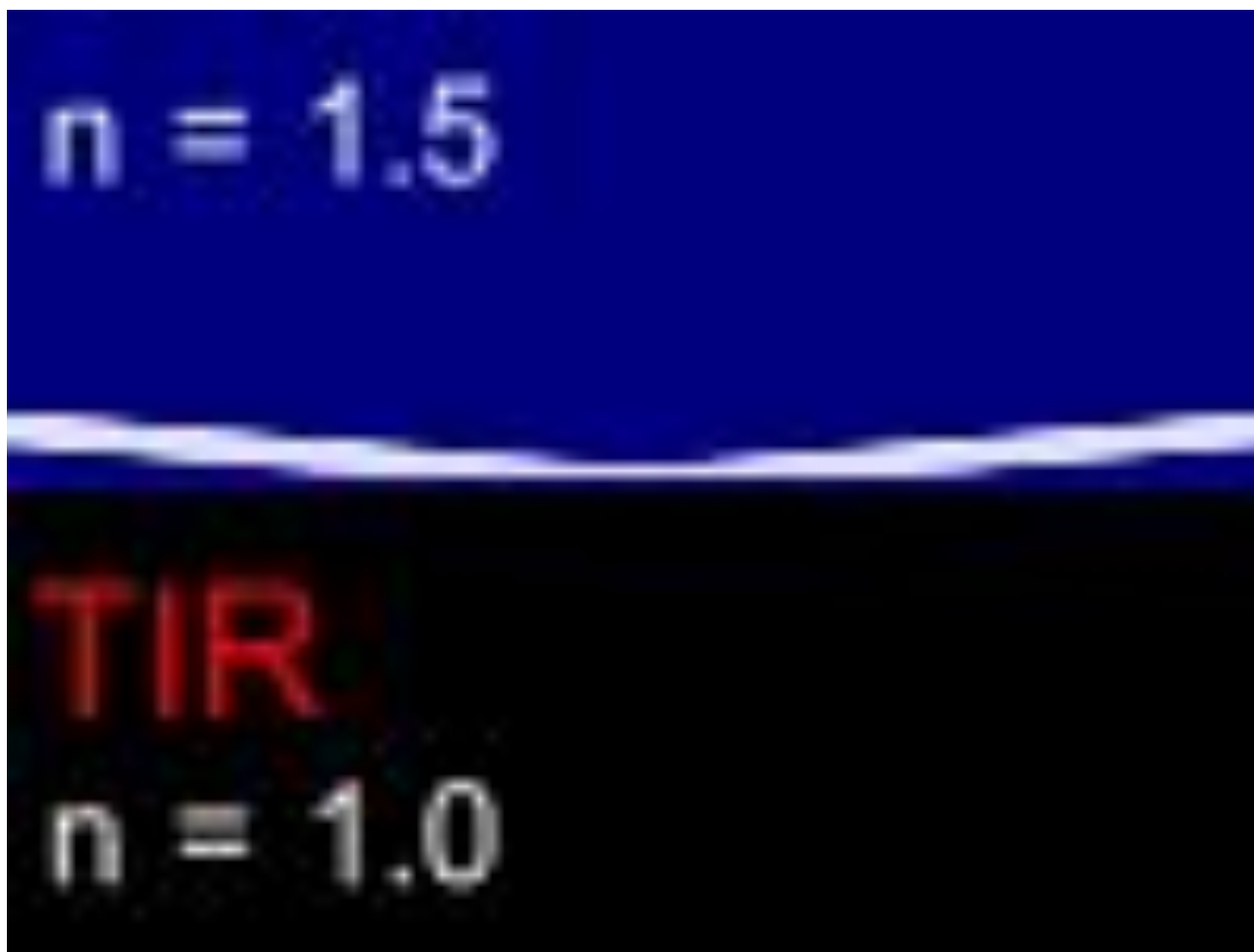
Воздух-стекло, T - поляризация



Стекло-воздух, II - поляризация



Стекло-воздух, Т - поляризация



E, H – падающий луч

E', H' – отраженный луч

E'', H'' – прошедший луч

Иродов. Волновые процессы, стр. 69

На границе двух сред имеется равенство тангенциальных составляющих векторов E и H :

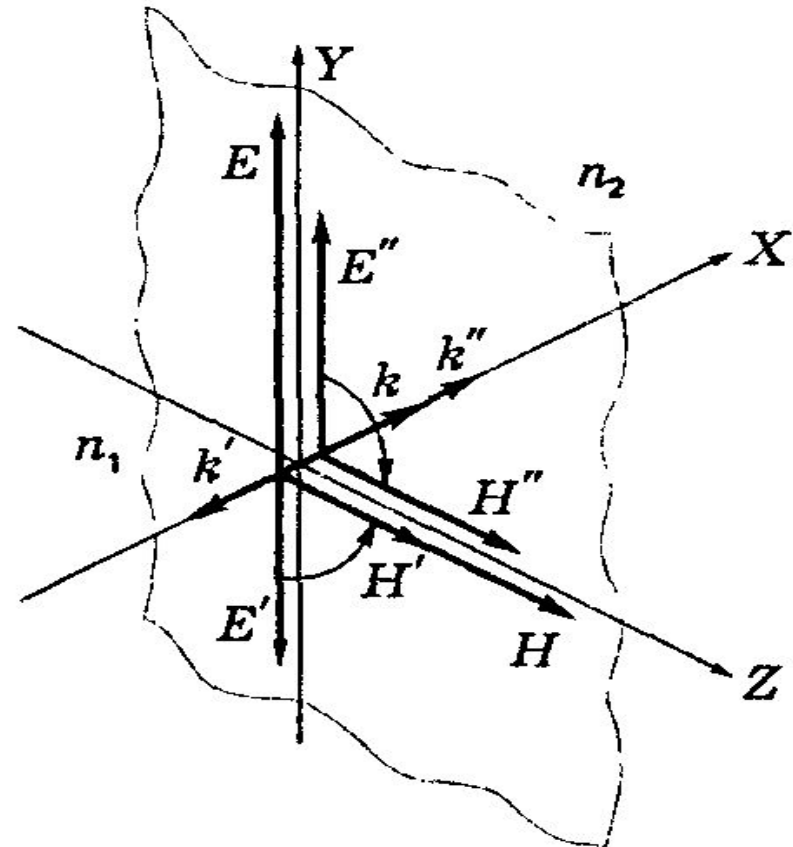
$$E_{1y} = E_{2y}, \quad H_{1z} = H_{2z}.$$

Для нашего случая:

$$\vec{E}_y + \vec{E}'_y = \vec{E}''_y,$$

$$\vec{H}_z = \vec{H}'_z = \vec{H}''_z.$$

*)



Используя соотношения:

$$H_z \propto \sqrt{\varepsilon} E_y = n_1 E_y, \quad H'_z \propto -n_1 E'_y,$$

и $H''_z \propto n_2 E''_y$, вытекающие из $\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} E_y = \sqrt{\mu\mu_0} H_z$.

можем записать:

$$n_1 E_y - n_1 E'_y = n_2 E''_y, \quad \text{или} \quad E_y - E'_y = (n_2/n_1) E''_y.$$

С учетом *) получим:

Для отраженного E' и прошедшего E'' лучей:

$$E' = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} E, \quad E'' = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} E.$$

1. Вектор E'' всегда сонаправлен с вектором E , т. е. оба вектора колеблются синфазно — при прохождении волны через границу раздела фаза не претерпевает скачка.

2. Это же относится и к векторам E' и E , но при условии, что $n_1 > n_2$, т. е. если волна переходит в оптически менее плотную среду. В случае же, когда $n_1 < n_2$, дробь в выражении для E' оказывается отрицательной, а это означает, что направление вектора E' противоположно направлению вектора E , т. е. колебания вектора E' происходят в противофазе с колебаниями вектора E .

при отражении волны от оптически более плотной среды ее фаза изменяется скачком на π .

Коэффициенты отражения и пропускания

Коэффициент отражения:

$$\rho = I'/I = n_1 E_m'^2 / n_1 E_m^2 .$$

$$\rho = \frac{I'}{I} = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 .$$

Коэффициент пропускания:

$$I''/I = n_2 E_m''^2 / n_1 E_m^2 .$$

$$\tau = \frac{I''}{I} = \frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2} .$$

$$\rho + \tau = 1$$

Поляризация света при отражении и преломлении на границе двух диэлектриков

Степень поляризации зависит от угла падения

лучей и показателя преломления. При угле

падаения i_B (угол Брюстера), определяемого

отношением $\text{tg } i_B = n_{21}$

(n_{21} — показатель преломления второй среды

относительно первой), *отраженный луч является*

плоскополяризованным (содержит только

колебания, перпендикулярные плоскости

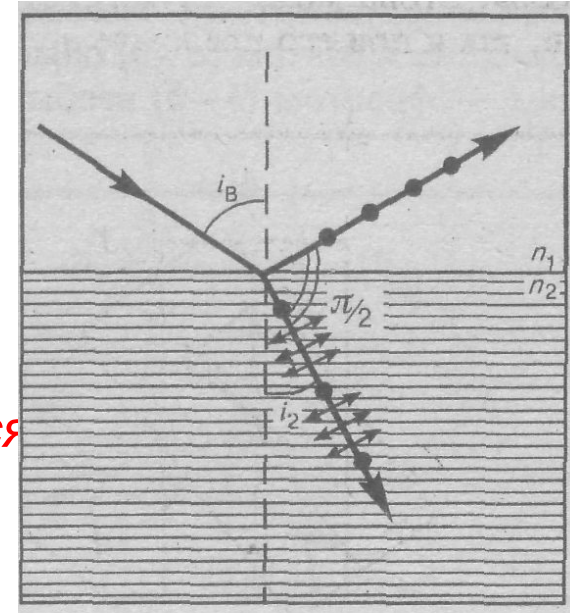
падаения) .

Преломленный же луч при угле падения i_B

поляризуется максимально, но не полностью.

Если свет падает на границу раздела под углом

Брюстера, то отраженный и преломленный лучи



$$\operatorname{tgi}_b = \sin i_b / \cos i_b, \quad n_{21} = \sin i_b / \sin i_2$$

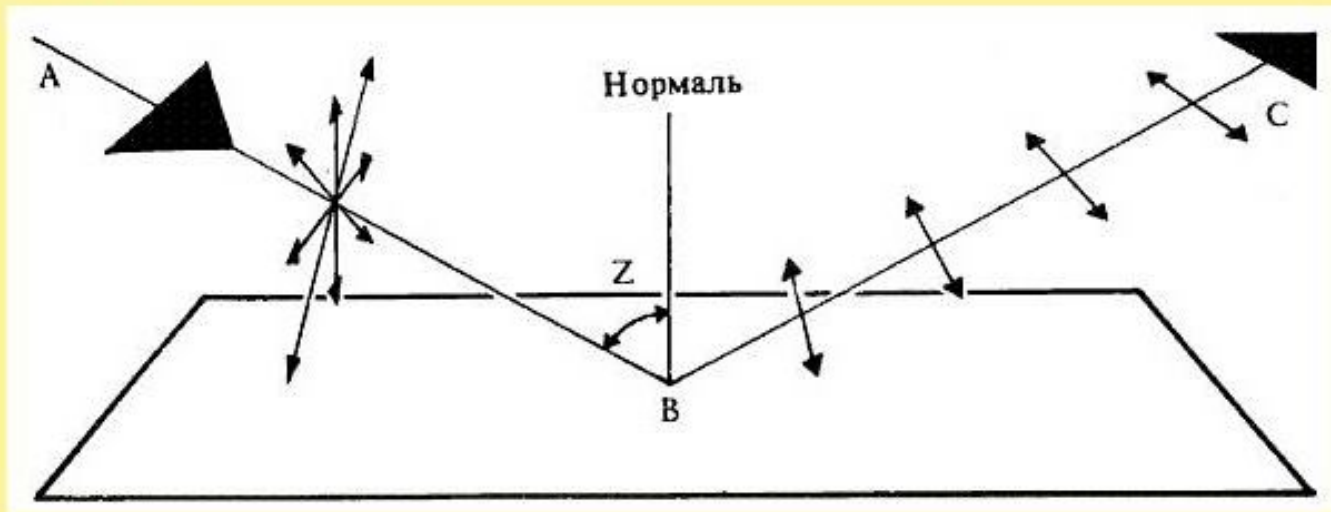
(i_2 — угол преломления),

откуда $\cos i_b = \sin i_2$.

Следовательно, $i_b + i_2 = \pi/2$, но $i'_b = i_b$

(закон отражения), поэтому $i_b + i_2 = \pi/2$.

1.Поляризация света при отражении от границы двух диэлектриков

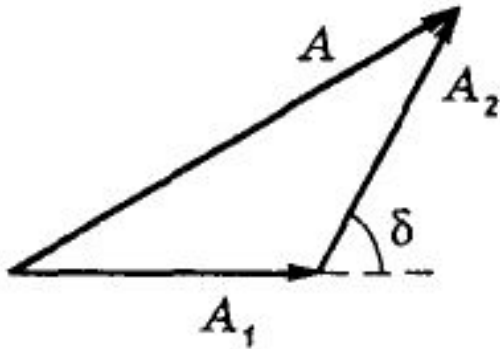


Степень поляризации зависит от угла падения световых лучей , при некотором угле падения (угол Брюстера) отраженный луч полностью поляризуется. Хорошо поляризуют свет стекла , поверхность воды , асфальт. Металлы свет не поляризуют

Интерференция электромагнитных ВОЛН



Когерентность волн



Для когерентных
волн

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \delta.$$

Для некогерентных
волн

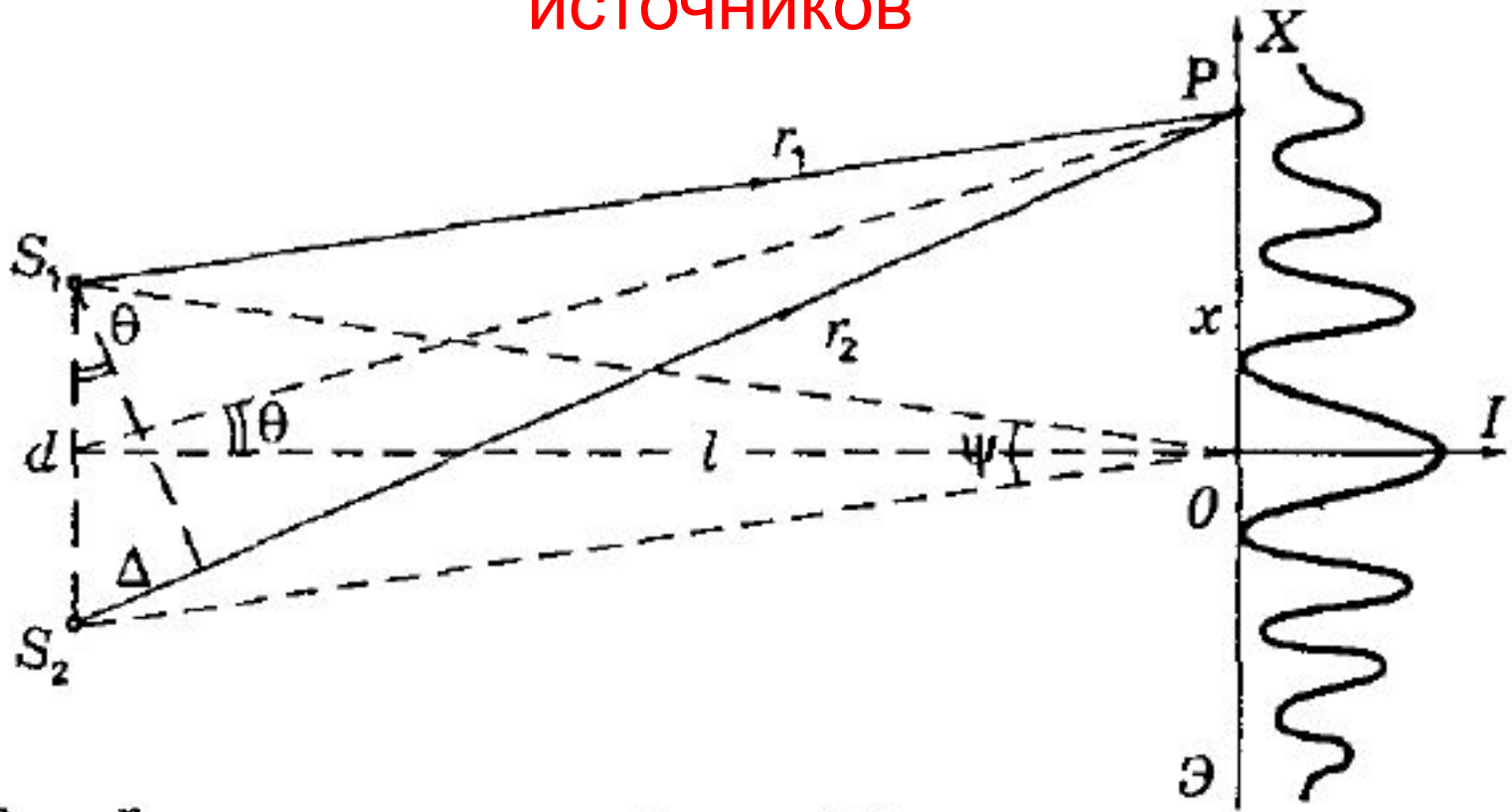
$$\langle \cos \delta \rangle = 0,$$

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2.$$

$$I = I_1 + I_2.$$

Оптическая длина пути: $L = ns$

Расчет интерференционной картины от двух ИСТОЧНИКОВ

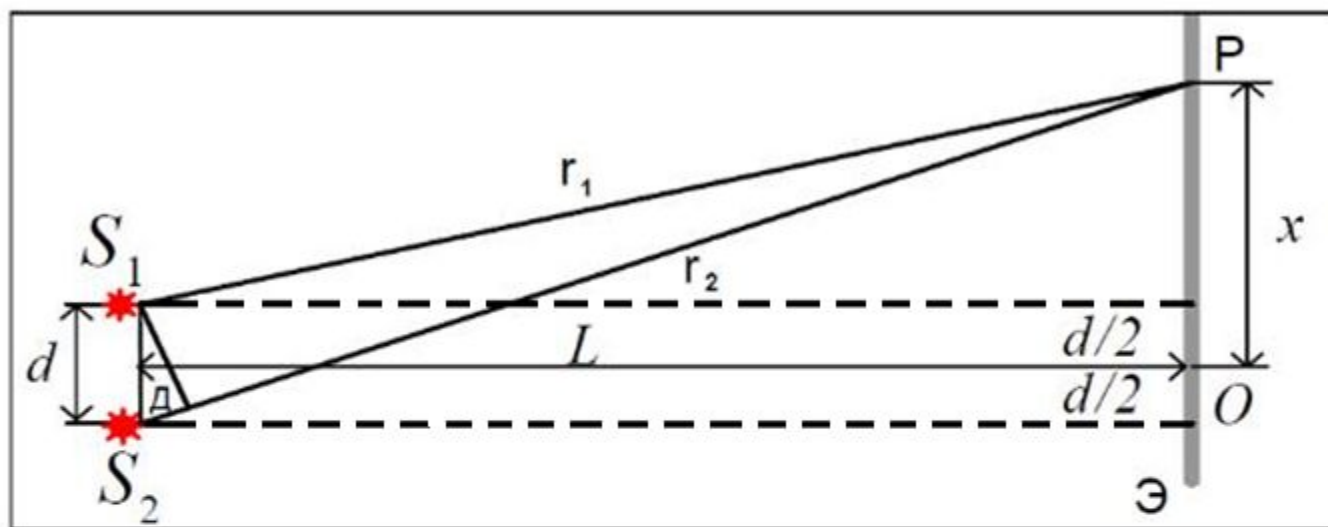


$$\Delta = r_2 - r_1$$

$$\Delta = m\lambda, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad m \text{ — порядок интерференции}$$

$$\Delta = n(r_2 - r_1) \quad \text{- оптическая разность хода}$$

Расчет интерференционной картины от двух источников.



$\Delta = r_2 - r_1$ - разность хода 2-х лучей. Из рисунка находим

$$r_2^2 = L^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2; \quad r_1^2 = L^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2$$

$$\Delta = r_2 - r_1 = \frac{2xd}{r_1 + r_2} \approx \frac{xd}{L}$$

$\Delta = d \cdot \theta$, где d — расстояние между источниками

А так как $\theta \approx x/l$, то для максимумов, $d \cdot x_m / l = m\lambda$,

откуда $x_m = m\lambda l / d$.

В точке $x = 0$ расположен максимум, соответствующий нулевой разности хода. Для него порядок интерференции $m = 0$. Это центр интерференционной картины.

Ширина интерференционной полосы.

$$\boxed{\Delta x = \lambda l / d} \quad \text{или} \quad \boxed{\Delta x = \lambda / \psi},$$

Распределение интенсивности.

При $A_1 = A_2 = A_0$ и когерентности излучения двух источников

$$A^2 = 2A_0^2 + 2A_0^2 \cos \delta = 2A_0^2 (1 + \cos \delta) = 4A_0^2 \cos^2(\delta/2),$$

где δ — разность фаз, которая зависит от разности хода как $\delta = 2\pi\Delta/\lambda$. В нашем случае $\Delta = d \cdot \theta = dx/l$. Следовательно

$$\delta = 2\pi dx/l\lambda.$$

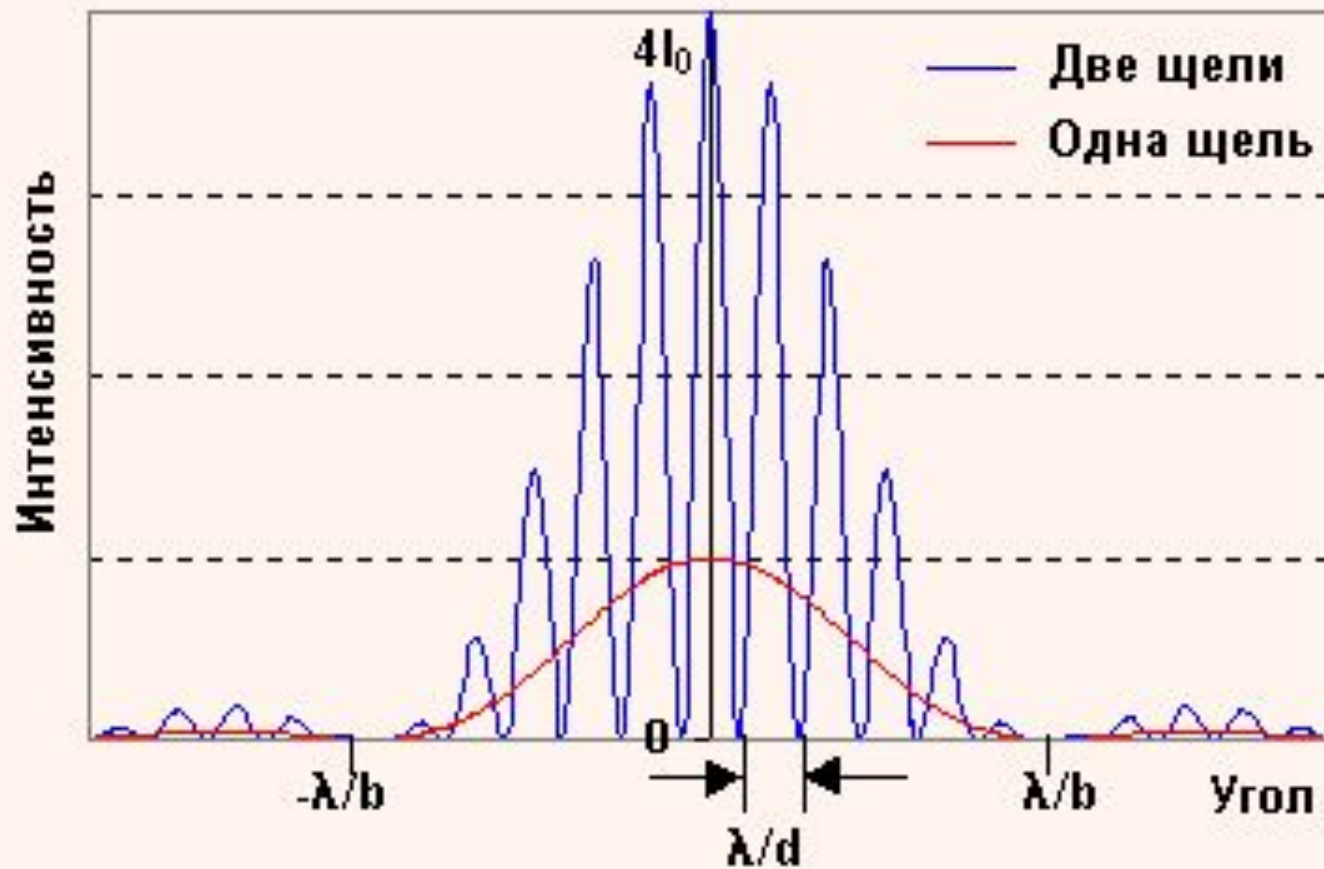
Имея в виду, что интенсивность $I \propto A^2$, получим

$$I = I_0 \cos^2 \eta x,$$

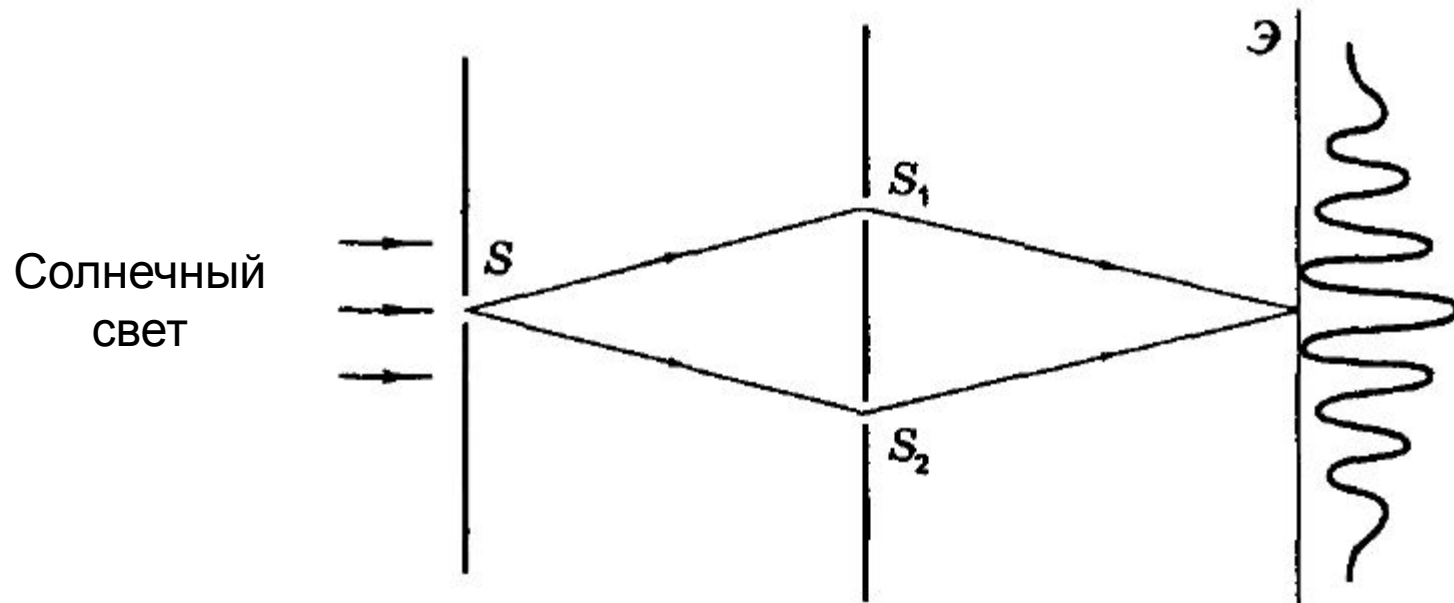
где $\eta = \pi d/l\lambda$,

I_0 — интенсивность в максимумах.

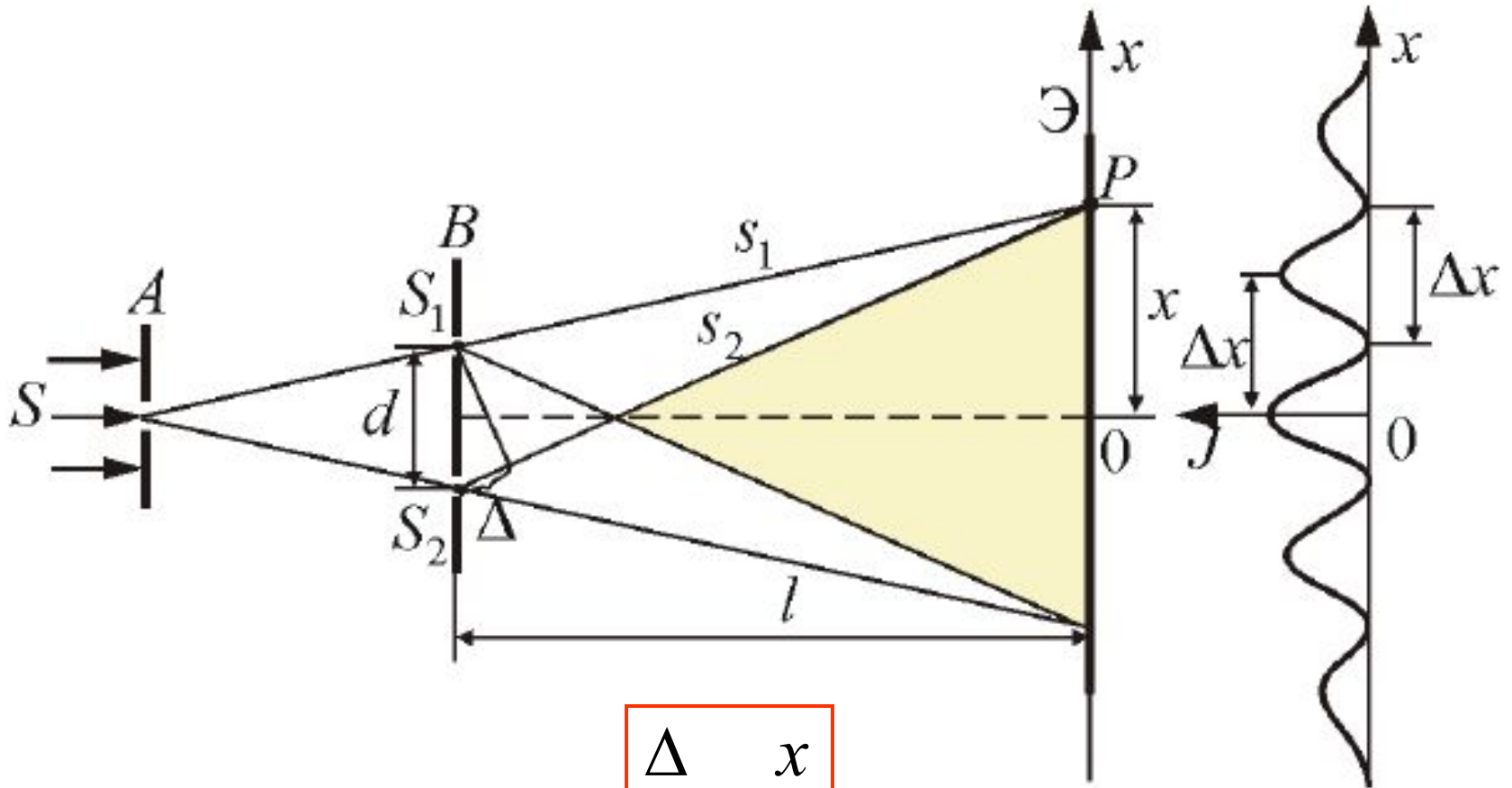
Дифракция Фраунгофера



Опыт Юнга



Опыт Юнга



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

Расстояние между двумя соседними максимумами называется расстоянием между интерференционными полосами, а расстояние между соседними минимумами – ширина интерференционной полосы.

$$s_2^2 = l^2 + (x + d/2)^2; \quad s_1^2 = l^2 + (x - d/2)^2,$$

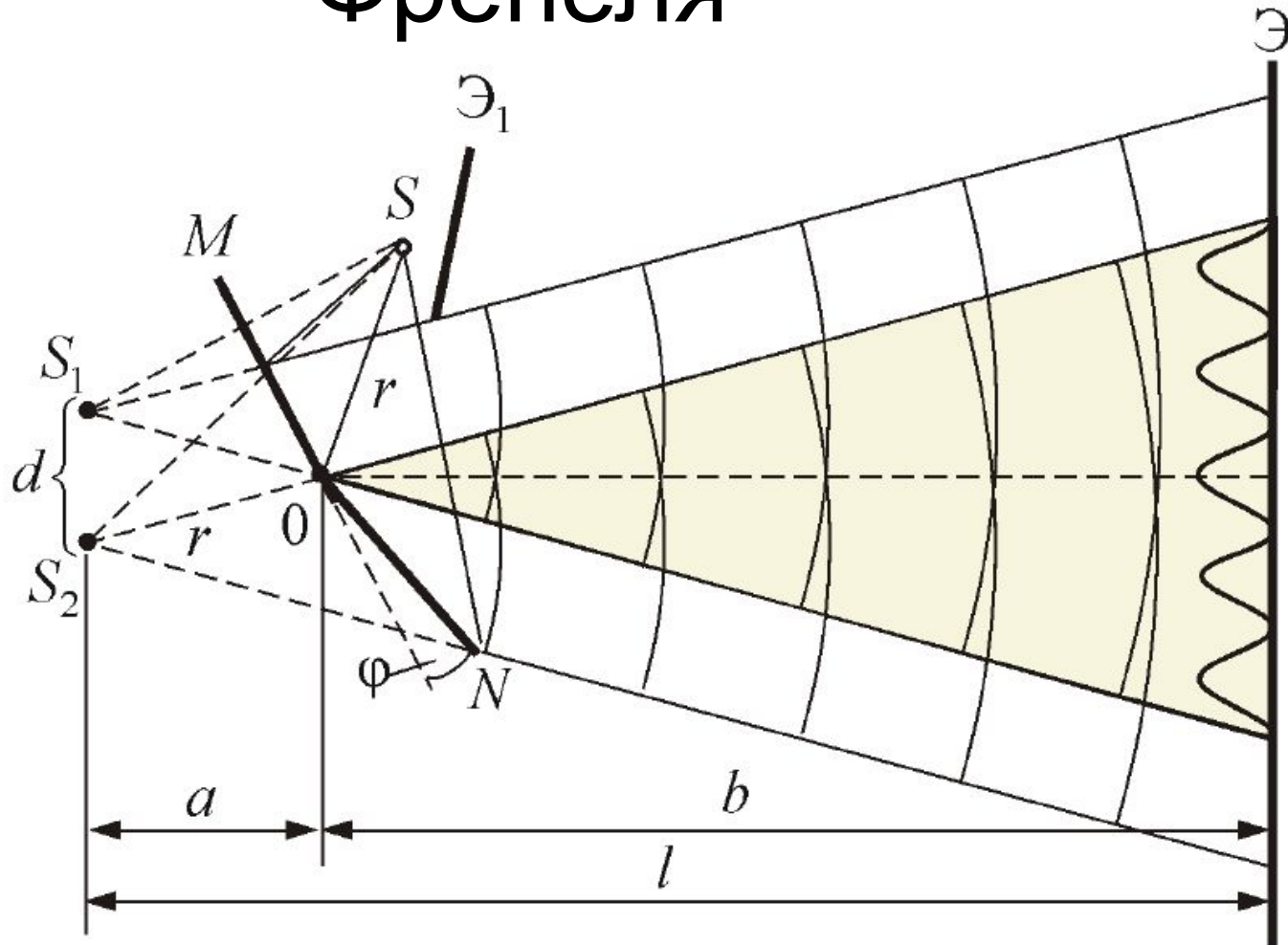
откуда $s_2^2 - s_1^2 = 2xd$, или

$$\Delta = s_2 - s_1 = \frac{2xd}{s_1 + s_2}.$$

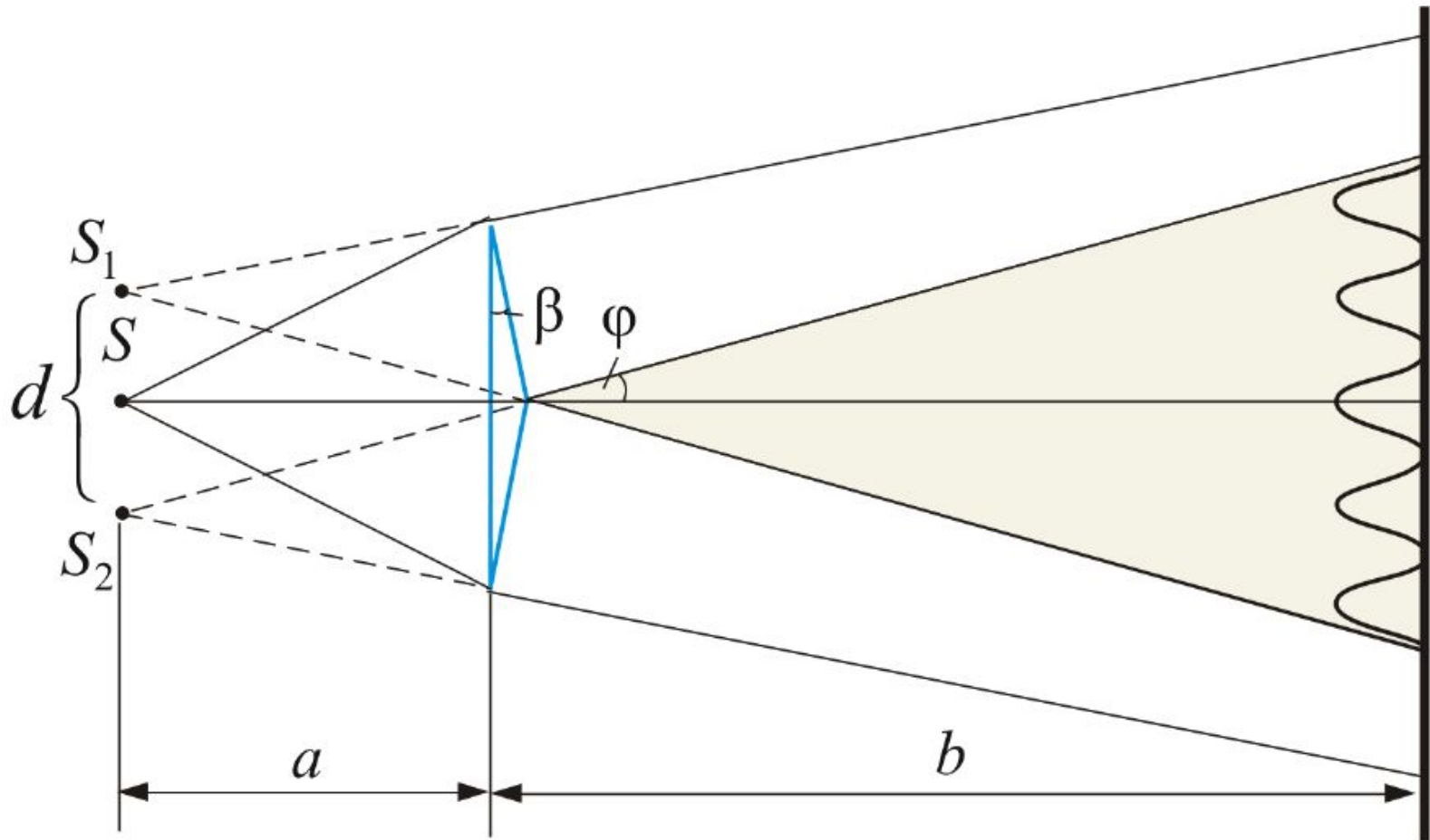
Из условия $l \gg d$ следует, что $s_1 + s_2 \approx 2l$, поэтому

$$\Delta = \frac{xd}{l}.$$

Зеркала Френеля



Бипризма Френеля



Пространственно-временная когерентность

Время

Длина когерентности:

Ширина

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ И ВРЕМЕННАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ.

Временная когерентность – характеризует монохроматичность источника излучения

Время когерентности τ_k – наименьший интервал времени, в течение которого фазу и амплитуду квазимонохроматической волны можно считать постоянными.

$$\tau_k = 10^{-9} \dots 10^{-10} \text{ с}$$

Длина когерентности L_k – расстояние, на которое распространилась волна, за время в течение которого ее фаза и амплитуда оставались постоянными.

Спектр частот реальной волны имеет конечную ширину $\Delta\omega$. Если в какой то момент времени волны *были в фазе*, через некоторое время $\tau_{\text{ког}}$ разность фаз будет уже равна π (*волны в противофазе*). Такую волну можно приближенно считать *монохроматической* только в течение времени

$$\Delta t \ll \tau_{\text{ког}} = \frac{\pi}{\Delta\omega},$$

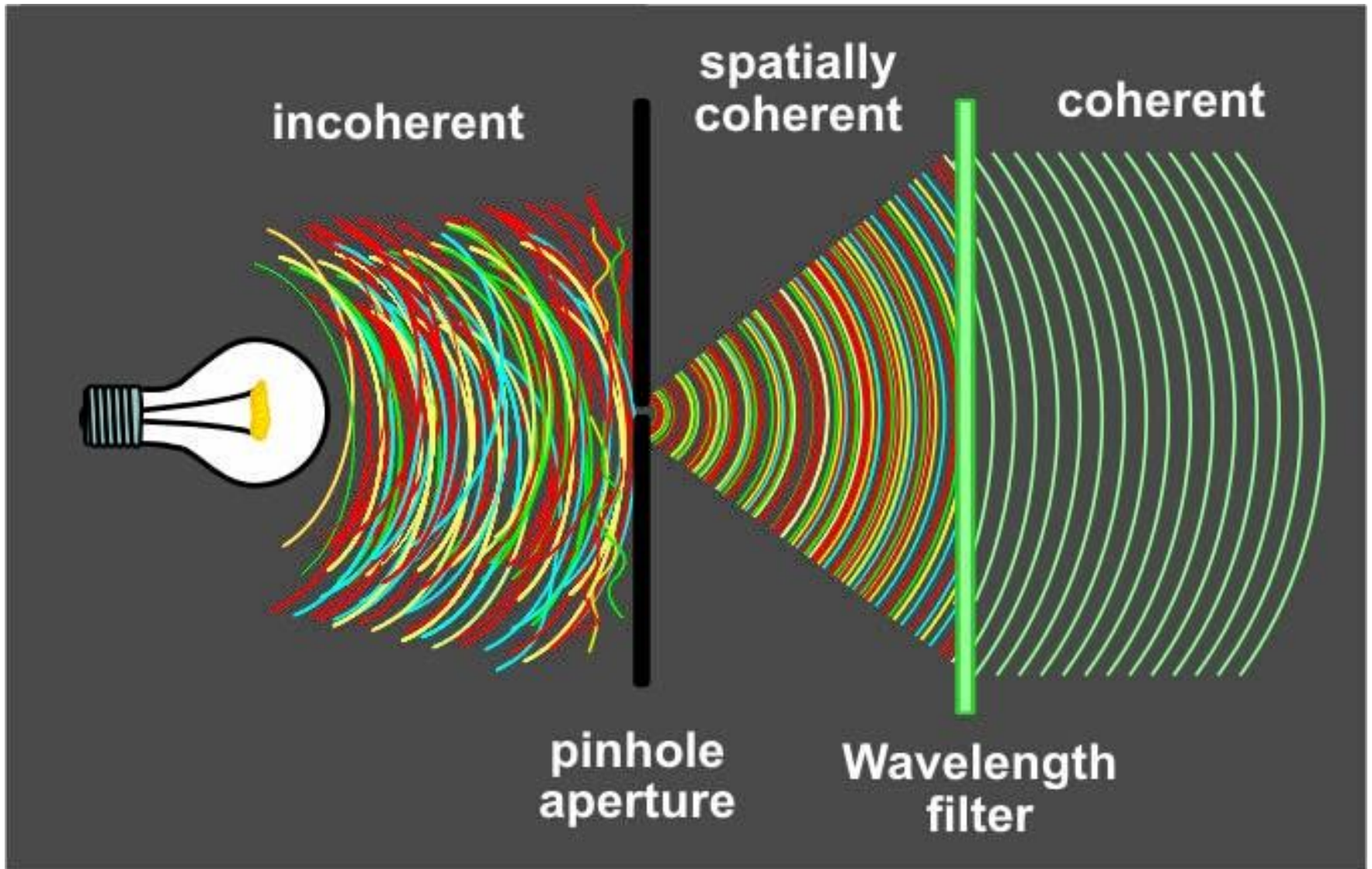
где $\tau_{\text{ког}}$ – *время когерентности* немонохроматической волны.

За промежуток времени $\tau_{\text{ког}}$ разность фаз колебаний изменится на π .

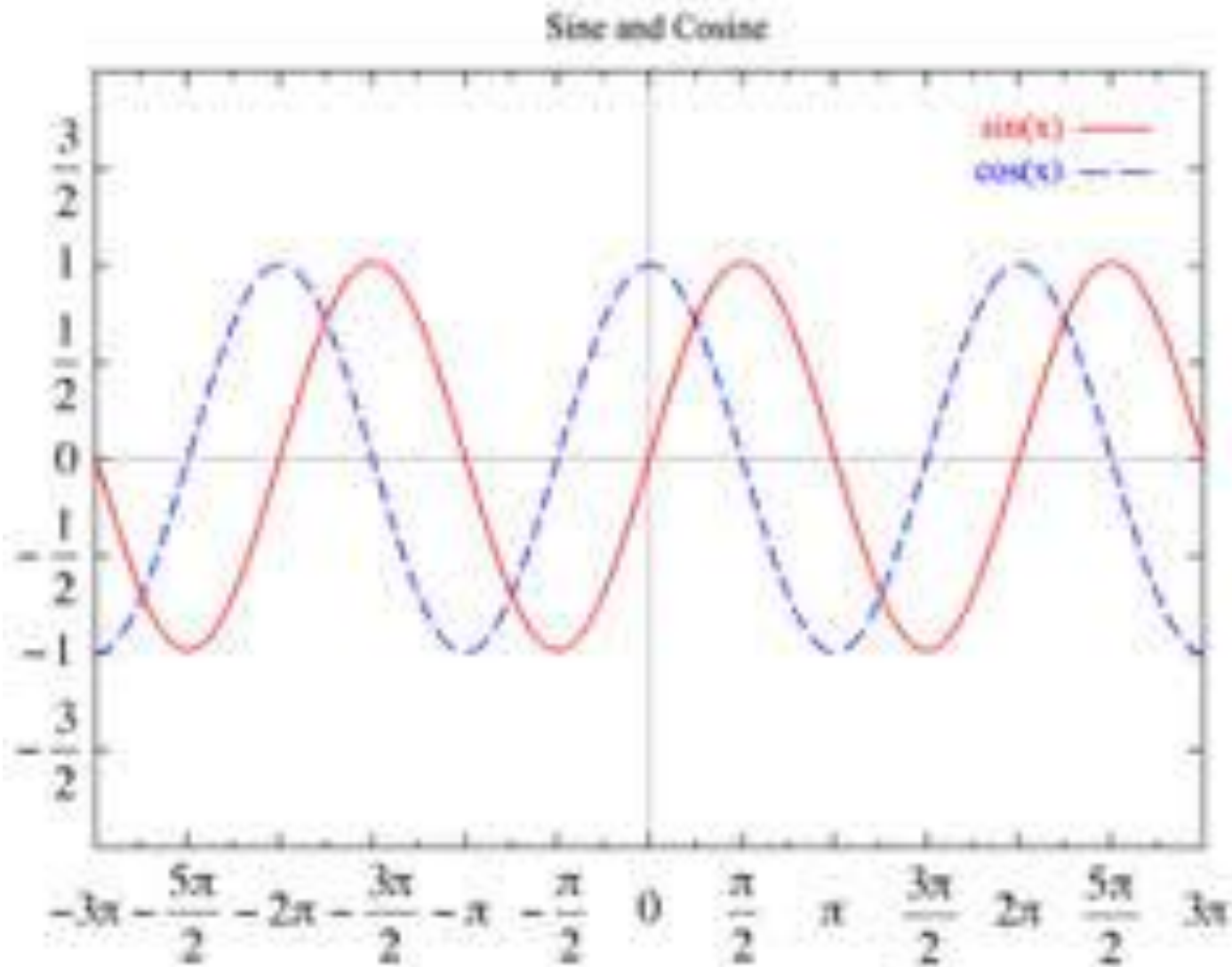
Время когерентности – время, по истечению которого разность фаз волны в некоторой, но одной и той же точке пространства, изменяется на π .

Волна с циклической частотой ω и фазовой скоростью v распространяется за это время на расстояние

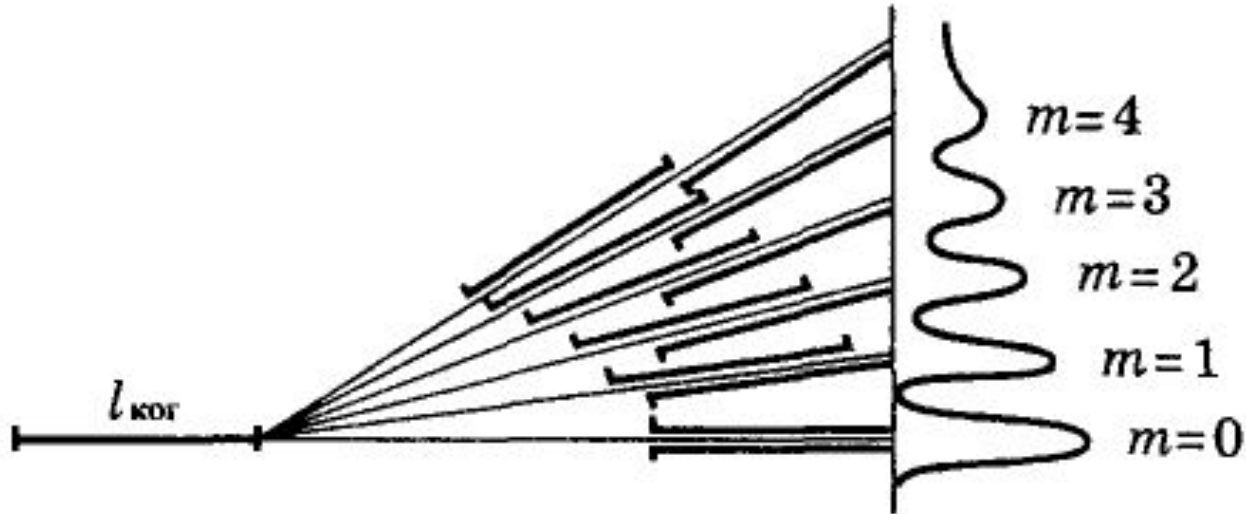
$$l_{\text{ког}} = v\tau_{\text{ког}} = \frac{\pi v}{\Delta\omega},$$



Влияние времени когерентности

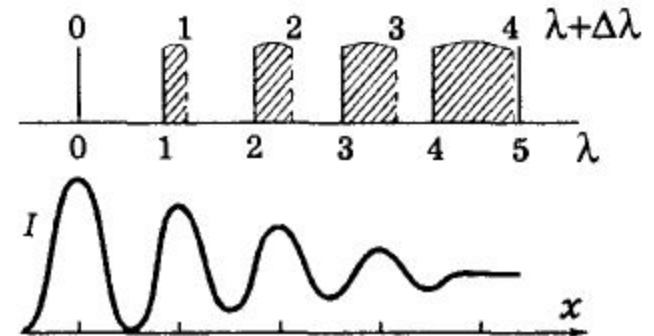


Влияние длины когерентности



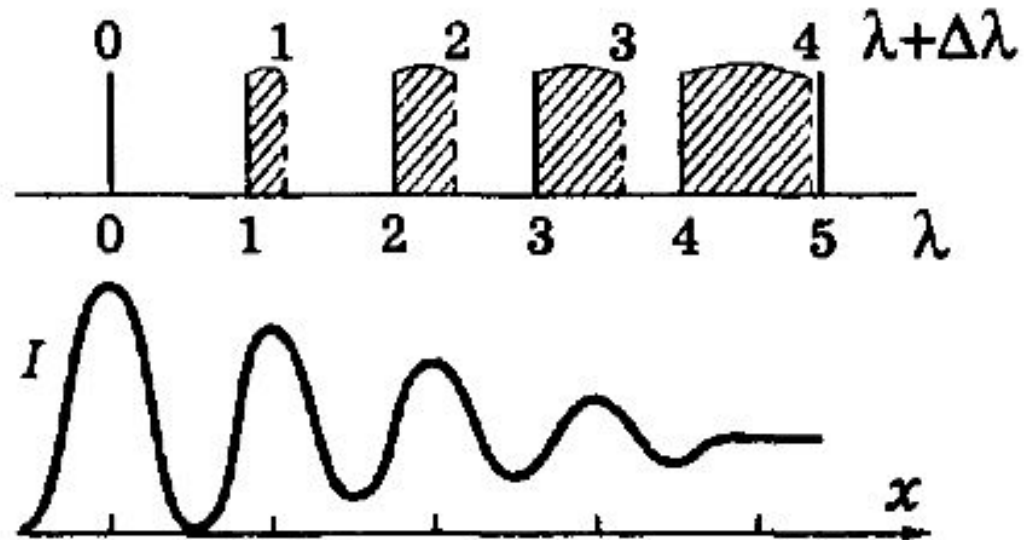
там, где $m(\lambda + \Delta\lambda) \approx (m + 1)\lambda$,
полосы исчезают.

$$m \approx \lambda / \Delta\lambda$$



$\lambda / \Delta\lambda$ характеризует степень монохроматичности

Для солнечного света $l_{\text{ког}} \approx 5\lambda$



Полосы исчезнут там,

$$m(\lambda + \Delta\lambda) \approx (m + 1)\lambda,$$

где:

m — предельный порядок интерференции.

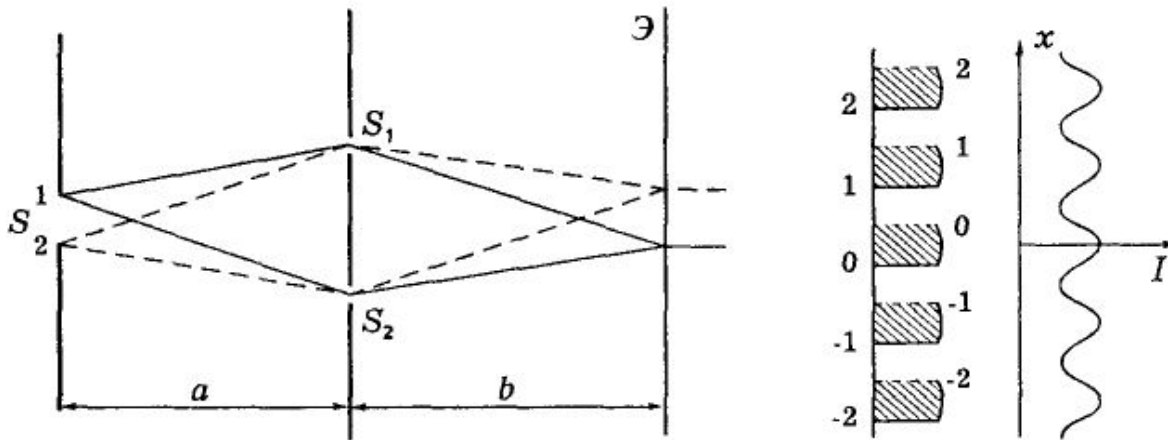
Отсюда $m \approx \lambda / \Delta\lambda$

а так, как: $l_{\text{ког}} \approx m\lambda$

То

$$l_{\text{ког}} \approx \lambda^2 / \Delta\lambda.$$

Влияние ширины когерентности



Источники S_1 и S_2 становятся некогерентными при $h_{\text{ког}} \approx d$,
где d – расстояние между щелями.

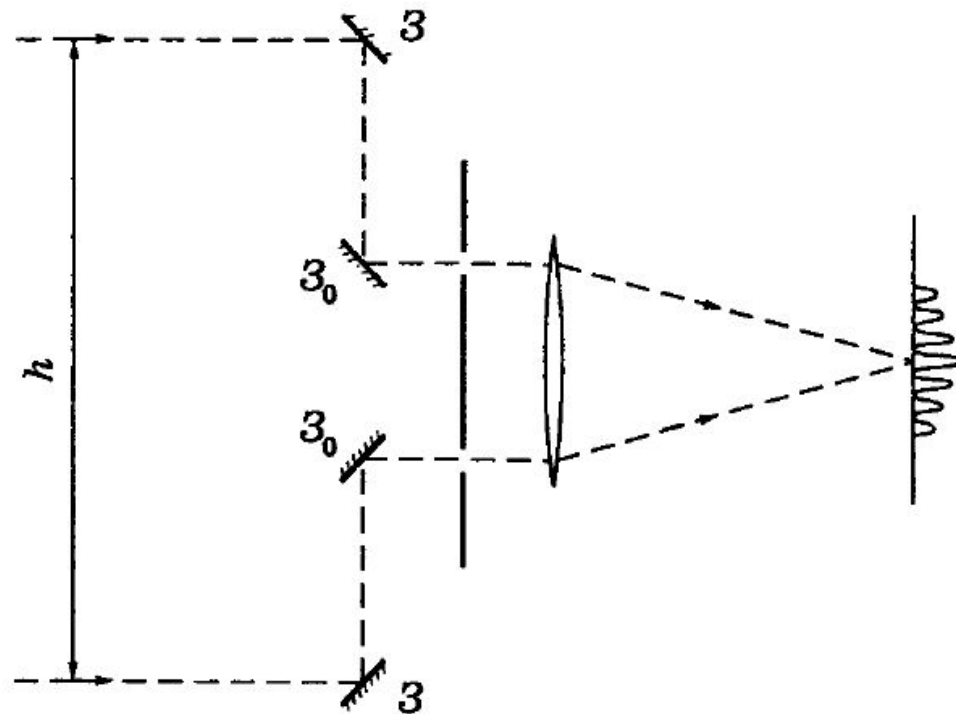
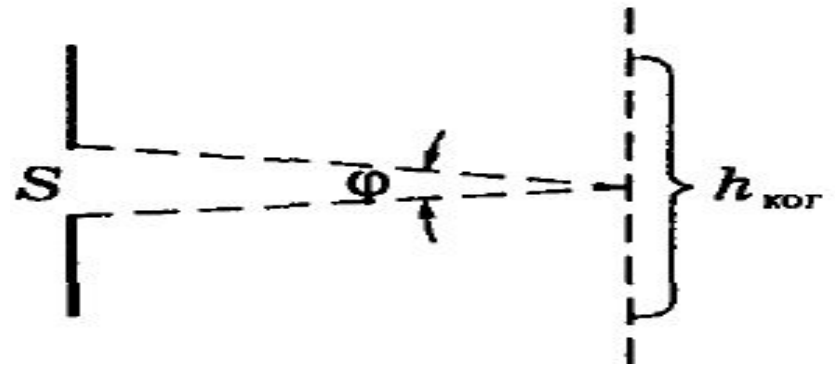
Интерференция исчезает при ширине щели $s \approx \Delta x$.

Ширина щели $\Delta x = \lambda l / d$.

Тогда: $h_{\text{ког}} \approx d = \lambda l / \Delta x \approx \lambda l / s = \lambda / (s/l) = \lambda / \varphi$,

$$h_{\text{ког}} \approx \lambda / \varphi.$$

Звездный интерферометр



$$h_{КОГ} \approx \lambda / \phi.$$

Первой звездой, угловой диаметр которой удалось определить, была Бетельгейзе (0,047 угл. сек.). Измерив кроме того расстояние до нее (по параллаксу), определили диаметр этой звезды-гиганта (он оказался больше диаметра земной орбиты!).

Общие выводы: интерференционная картина устойчива

- 1) **если** длина когерентности $l_{\text{ког}}$ превышает оптическую разность хода Δ складываемых колебаний и
- 2) ширина когерентности $h_{\text{ког}}$ превышает расстояние d между щелями*.

На практике:

$$l_{\text{ког}} \geq 2\Delta,$$

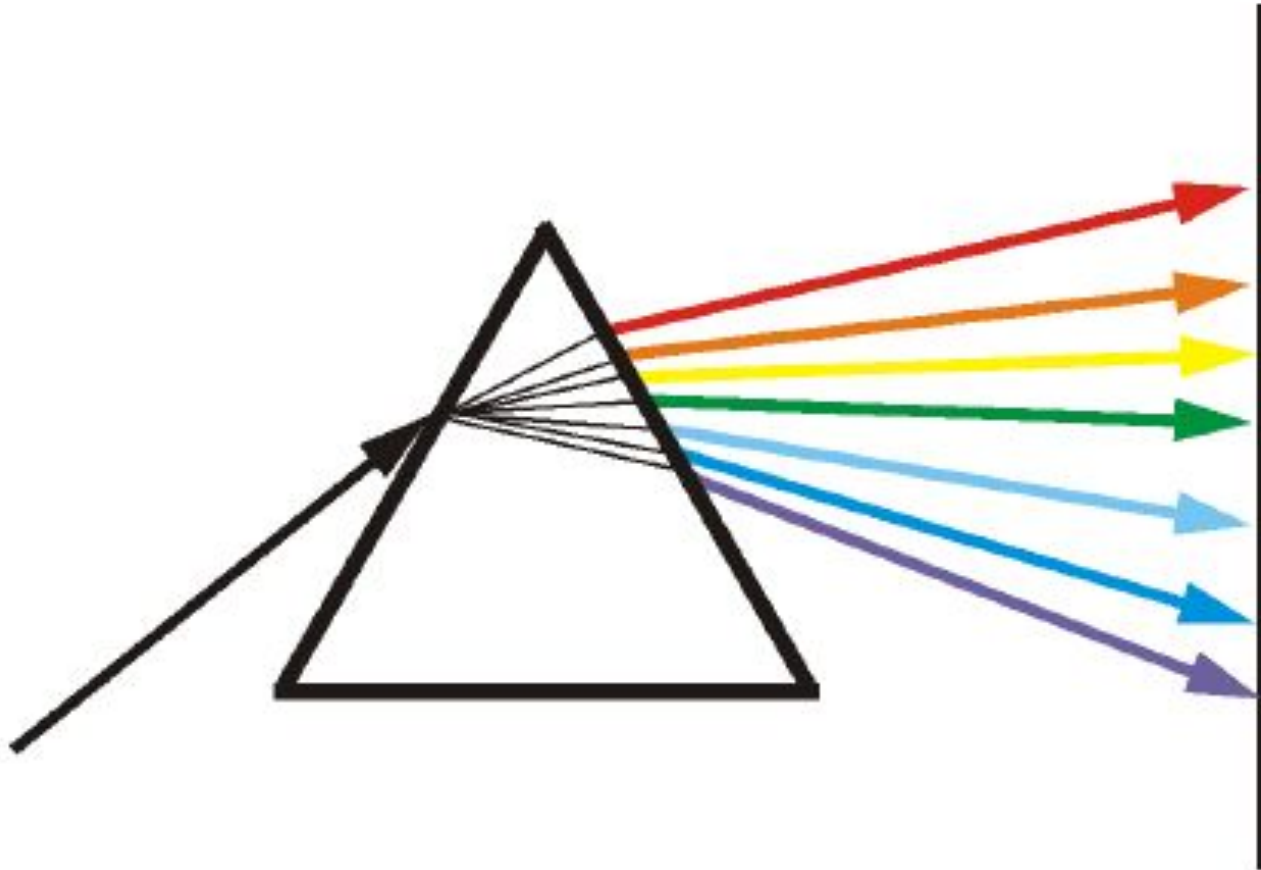
$$h_{\text{ког}} \geq 2d.$$

Конец лекции 12

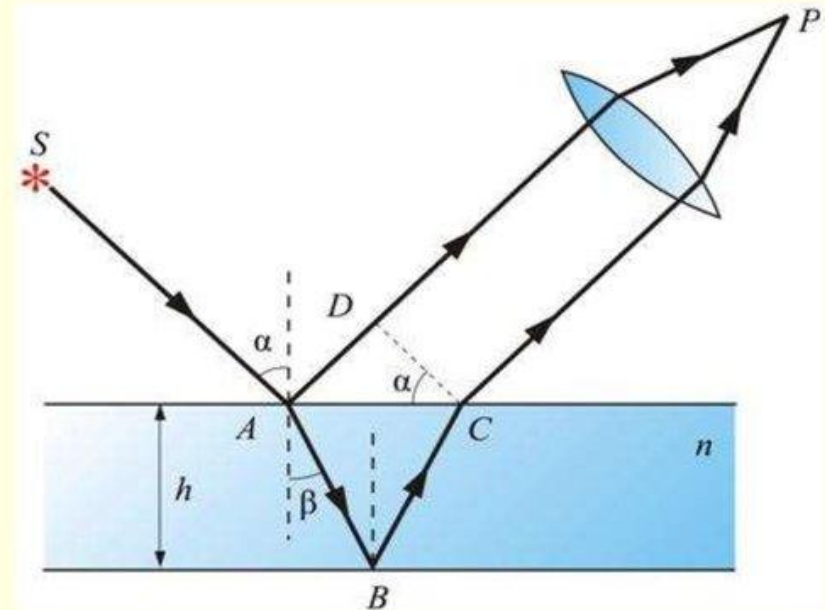
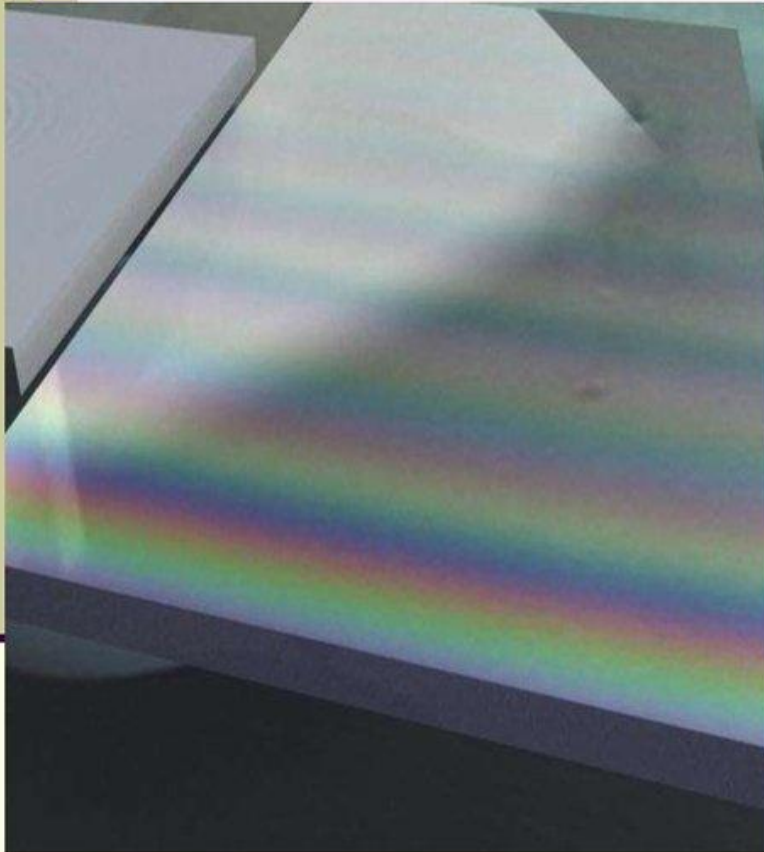
Лекция 13

1. Интерференция света в тонких пленках.
2. Интерференционные полосы равной толщины и равного наклона.
3. Применение интерференции.

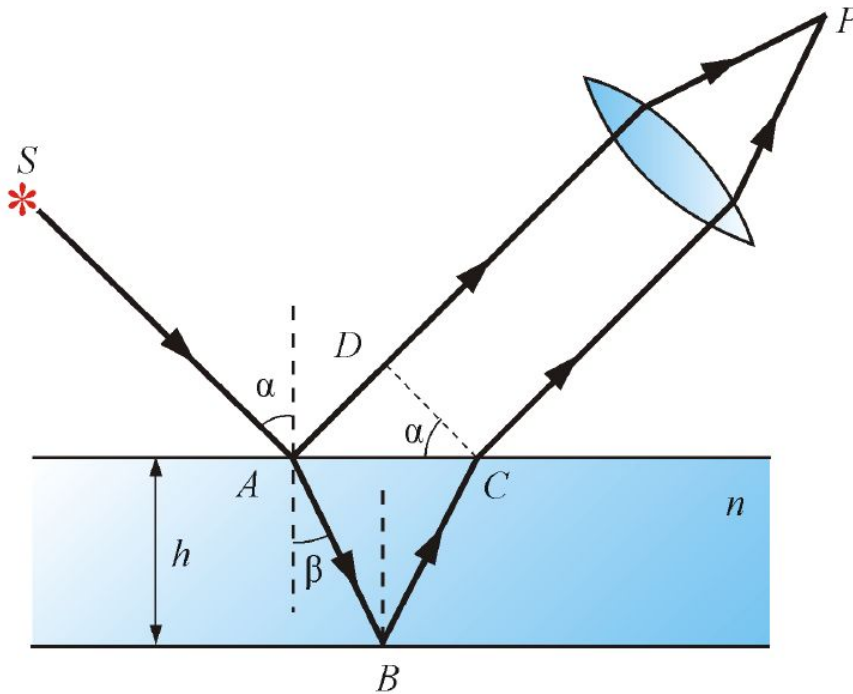
Разложение белого света треугольной призмой



Интерференция в тонких пленках



Полосы равного наклона



$$\Delta = n(AB + BC) - AD,$$

$$AB + BC = \frac{2h}{\cos \beta},$$

$$AD = 2htg\beta \sin \alpha$$

C

учетом:

$$\Delta = AB + BC - AD;$$

$$n \cdot \sin \beta = \sin \alpha; \quad AD = 2nh \frac{\sin^2 \beta}{\cos \beta}$$

$$\Delta = 2nh \frac{1 - \sin^2 \beta}{\cos \beta}$$

$$\Delta = 2nh \cos \beta.$$

С учетом потери верхним лучом полволны при отражении света от оптически более плотной среды, оптическая разность хода составит:

$$\Delta = 2nh \cos \beta - \frac{\lambda}{2}$$

Интерференционный **максимум** будет наблюдаться при:

$$\Delta = 2nh \cos \beta = m\lambda + \frac{\lambda}{2} \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

Интерференционный **минимум** будет наблюдаться при:

$$\Delta = 2nh \cos \beta = m\lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

С учетом

$$n \cdot \sin \beta = \sin \alpha;$$

формулу

$$\Delta = 2nh \cos \beta - \frac{\lambda}{2}$$

можно преобразовать, представив в виде:

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

Для
интерференции:

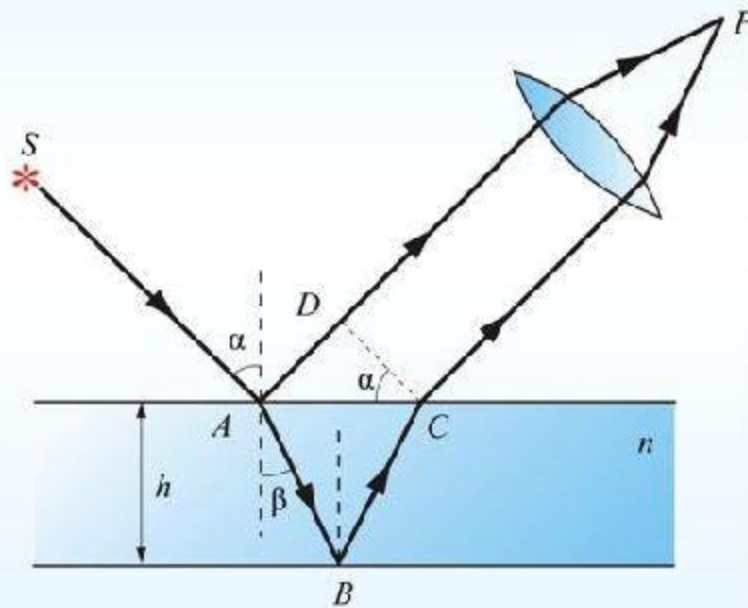
$$\Delta \leq l_{\text{ког}} / 2; \quad \approx 2h \leq l_{\text{ког}} / 2;$$

$$h \leq \frac{\lambda^2}{4\Delta\lambda}$$

Название **полосы равного наклона** – т.к.
интерференционные полосы создаются плоскими
волнами, падающими на пластину под одним углом

Интерференция в тонких пленках

При падении световой волны на тонкую прозрачную пленку или пластинку происходит отражение от обеих поверхностей пленки, т.е. возникают две когерентные волны, которые при определенных условиях могут интерферировать.



Повтор
вывода

$$\Delta = nS_2 - S_1$$

$$\Delta = 2hn \frac{1}{\cos \beta} - 2h \frac{1}{\cos \beta} \sin \beta \sin \alpha$$

$$\Delta = \frac{2h}{\cos \beta} (n - \sin \beta \sin \alpha)$$

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n$$



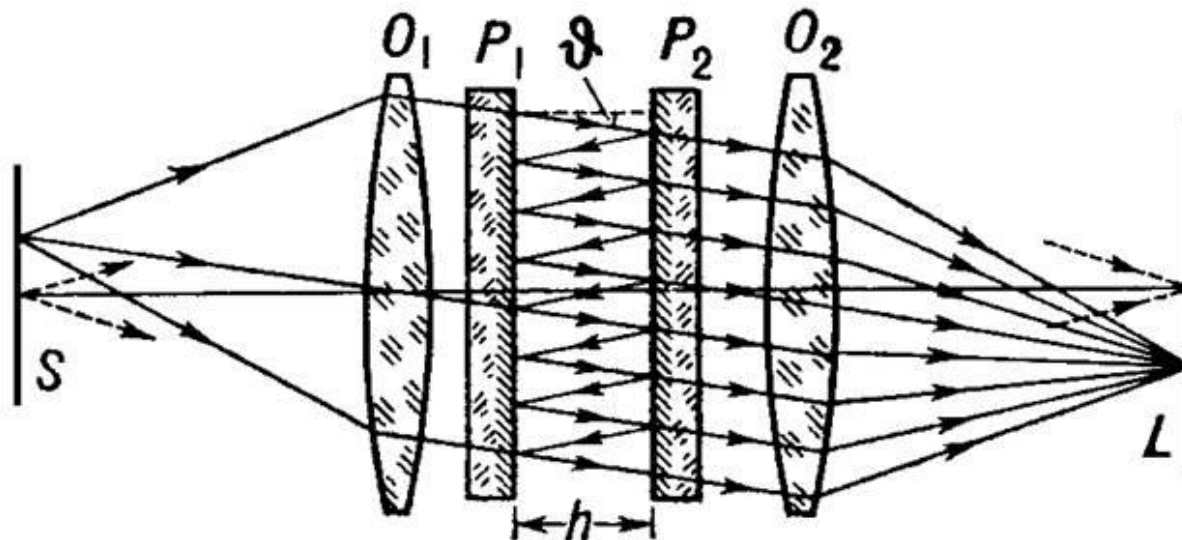
$$\Delta = \frac{2h}{\cos \beta} (n - n \sin^2 \beta) = \frac{2hn}{\cos \beta} \cos^2 \beta$$

$$\Delta = 2hn \cos \beta \quad \longrightarrow \quad \cos \beta = \sqrt{1 - \sin^2 \alpha / n^2} \quad \longrightarrow \quad \Delta = 2h \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}$$

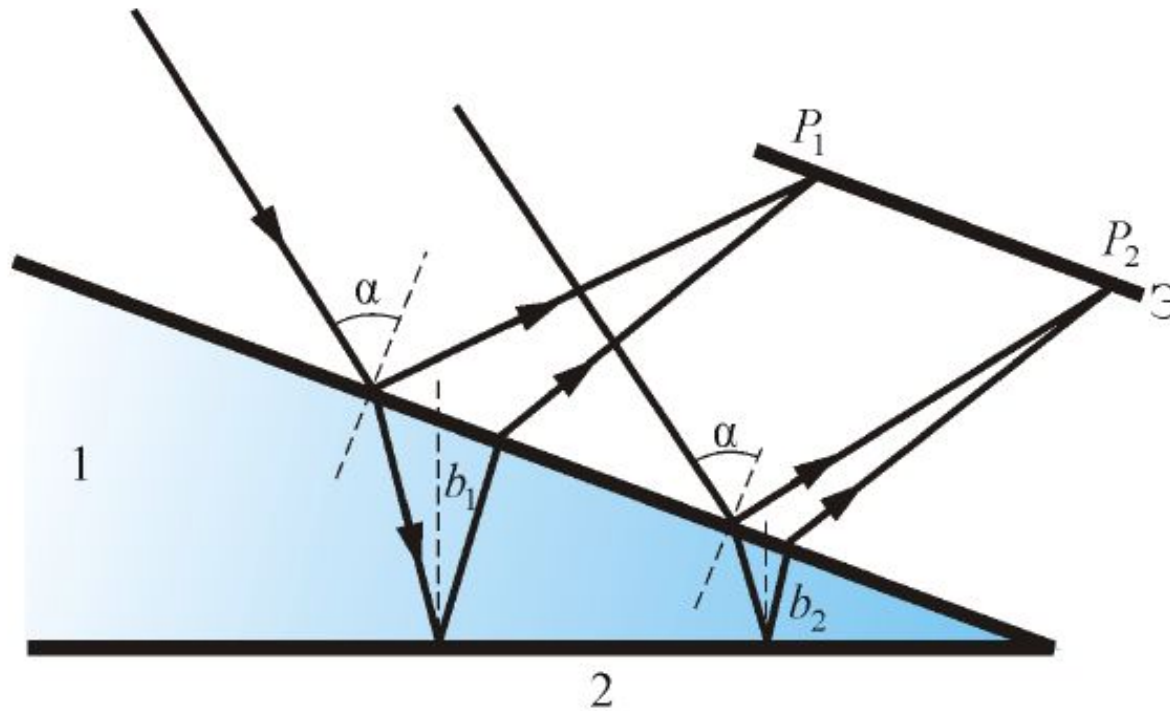
Полосы равного наклона

Интерферометр Фабри – Перо

Многолучевой интерферометр Фабри – Перо состоит из двух стеклянных или кварцевых пластинок P_1 и P_2 , на обращённые друг к другу и параллельные между собой поверхности которых нанесены зеркальные покрытия с высоким (85 – 98 %) коэффициентом отражения. Параллельный пучок света, падающий из объектива O_1 в результате многократного отражения от зеркал, образует большое число параллельных когерентных пучков с постоянной разностью хода между соседними пучками, но различной интенсивности. В результате многолучевой интерференции в фокальной плоскости L объектива O_2 образуется интерференционная картина

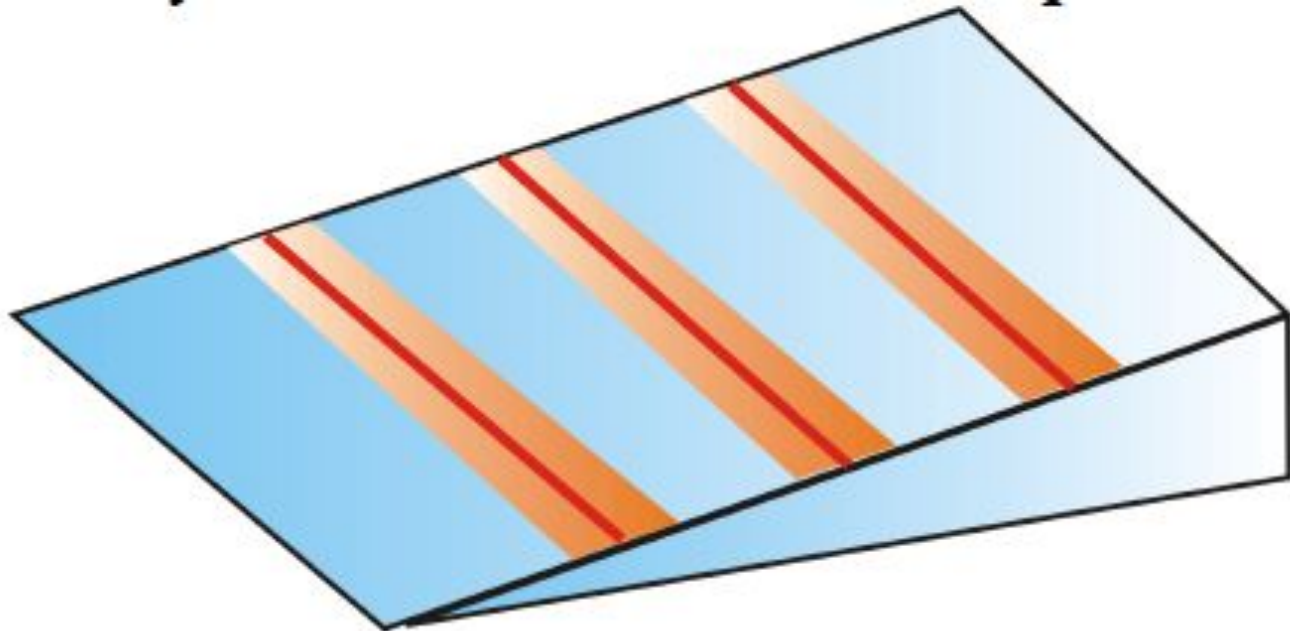


Полосы равной толщины

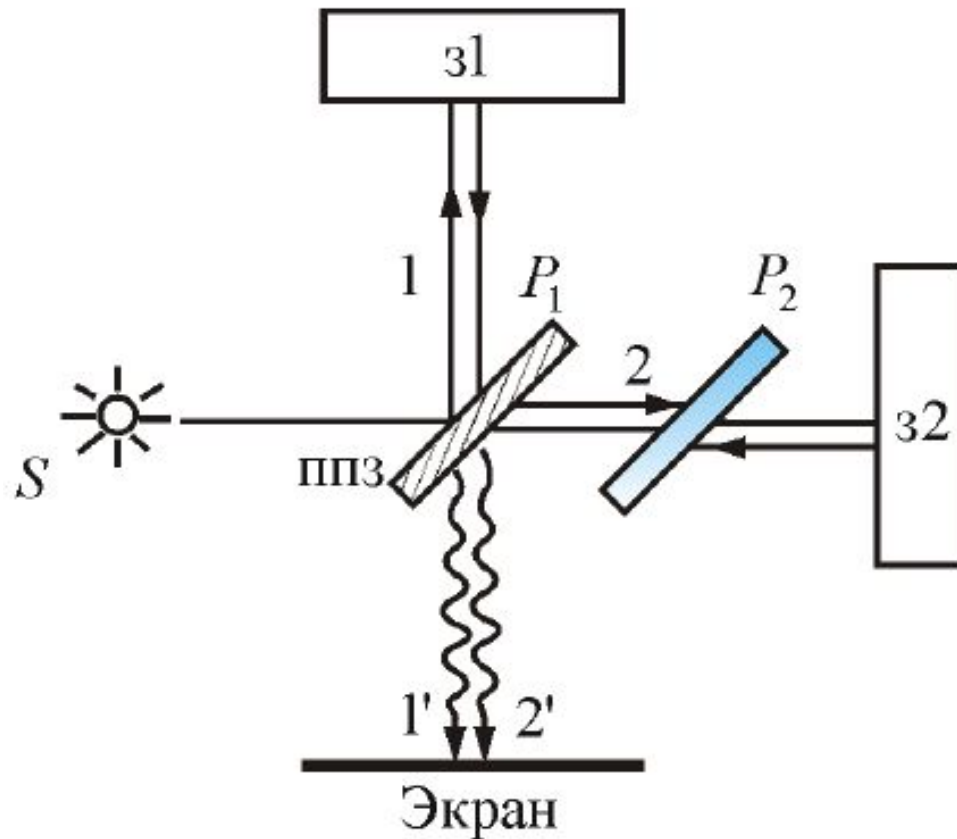


$$\Delta = 2b \sqrt{n^2 - \sin^2(\alpha)} \pm \frac{\lambda_0}{2}$$

Каждая из таких
полос возникает в результате отражении от участков клина с одинако-
вой толщиной, поэтому их называют *полосами равной толщины*.



Интерферометр Майкельсона



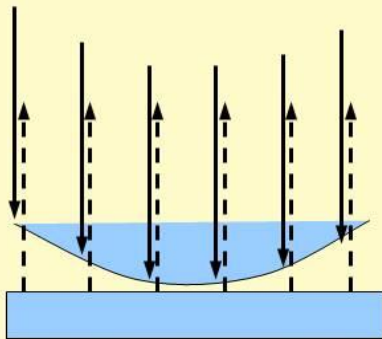
Анимация работы интерферометра Майкельсона:

<https://www.youtube.com/watch?v=UA1qG7Fjc2A>

Кольца Ньютона

Кольцевые полосы равной толщины, наблюдаемые в воздушном зазоре между соприкасающимися выпуклой сферической поверхностью линзы малой кривизны и плоской поверхностью стекла называют кольцами Ньютона.

Кольца Ньютона

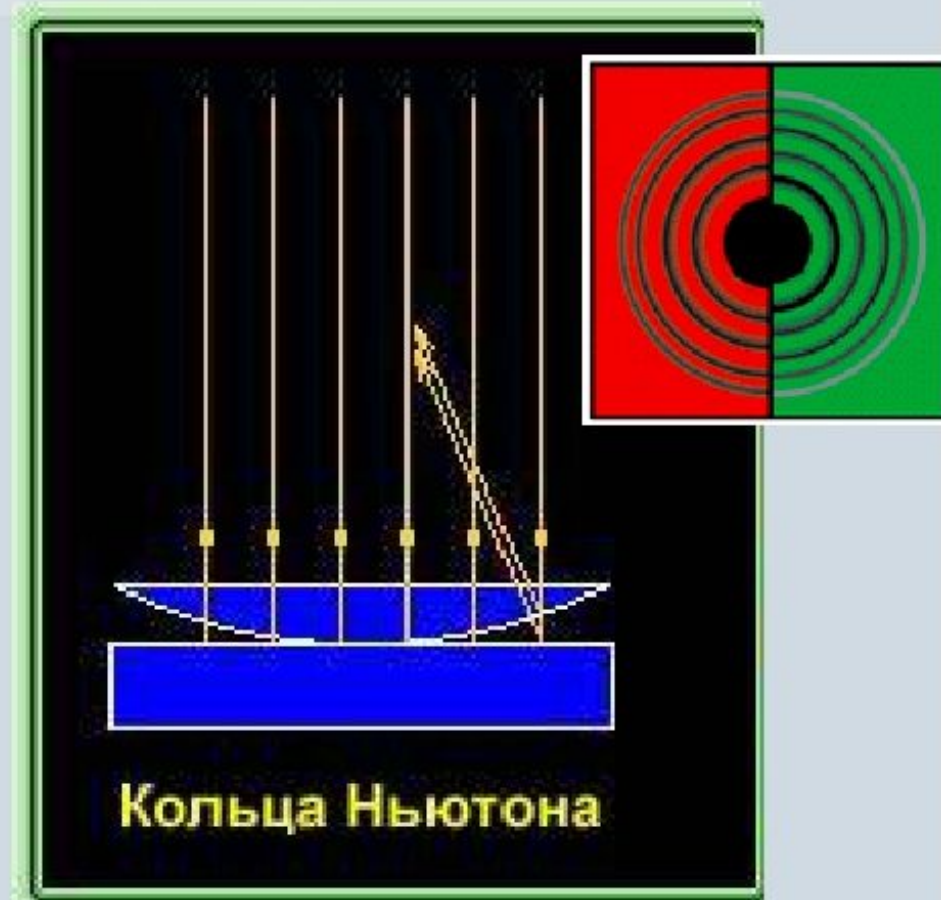


И.Ньютон наблюдал и исследовал кольца не только в белом, но и при освещении линзы одноцветным (монохроматическим) светом. **Удовлетворительно объяснить, почему возникают кольца, Ньютон не смог.** Это удалось Юнгу.



Кольца Ньютона

Ньютон наблюдал и исследовал их не только в белом свете, но и при освещении линзы одноцветным (монохроматическим) пучком. Оказалось, что радиусы колец одного и того же порядкового номера увеличиваются при переходе от фиолетового конца спектра к красному; красные кольца имеют максимальный радиус



Кольца

Ньютона

УСЛОВИЕ ДЛЯ ТЕМНЫХ КОЛЕЦ:

$$\Delta = 2b + \lambda/2 = (2m + 1)\lambda/2,$$

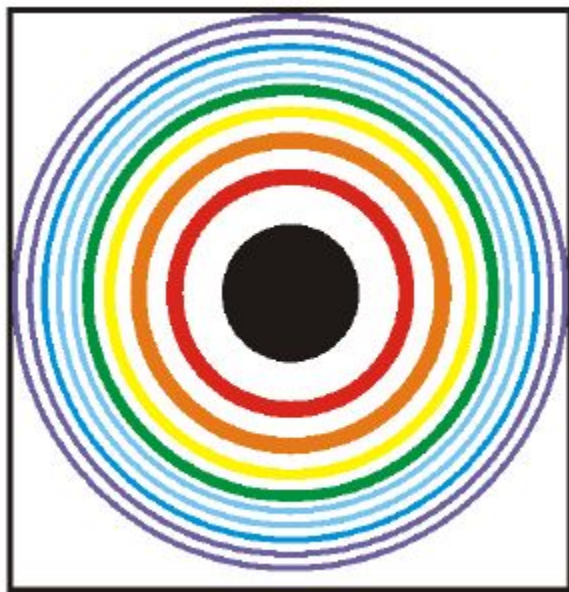
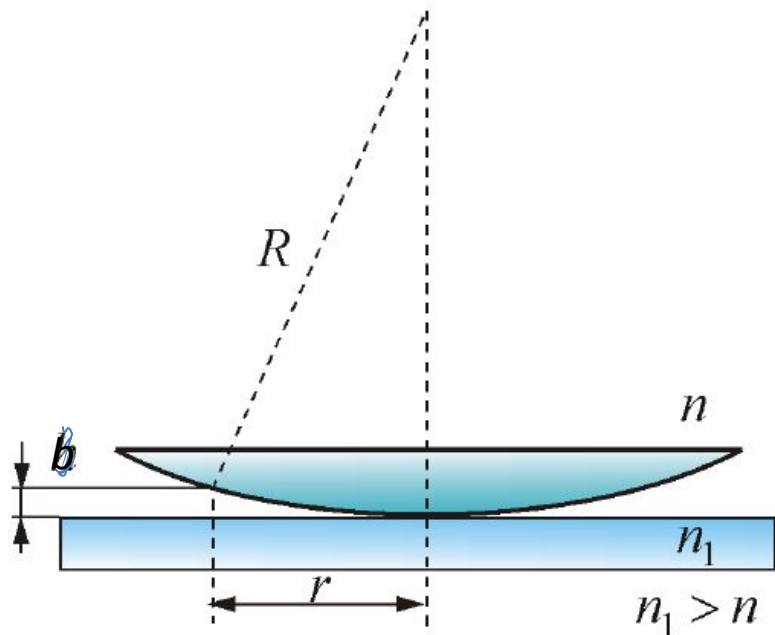
$m = 0, 1, 2, \dots$ Отсюда

$$2b = m\lambda.$$

$$r^2 = R^2 - (R - b)^2.$$

Учитывая, что $b \ll R$, получим

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



Если линзу постепенно отодвигать от поверхности пластинки, то интерференционные кольца будут стягиваться к центру: это ведь кольца (полосы) равной толщины, а она при этом перемещается к центру.

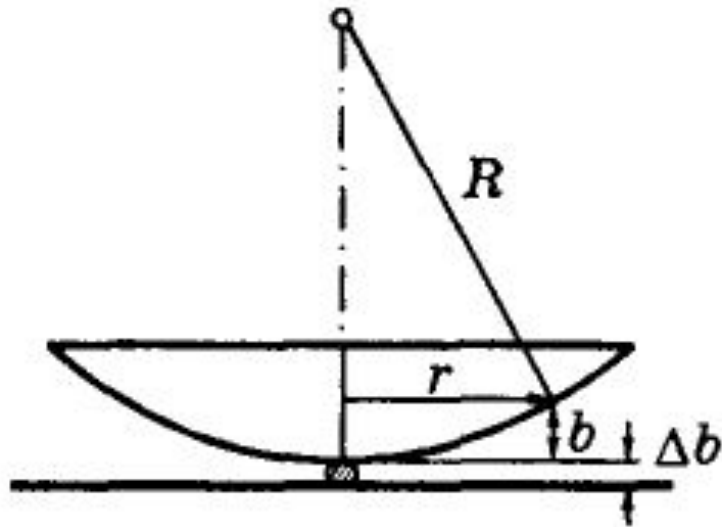
Задача из Иродова: Волновые процессы. Осн.

законы

Плоско-выпуклая стеклянная линза с радиусом кривизны сферической поверхности R лежит на стеклянной пластине, причем из-за попадания пылинки между выпуклой поверхностью линзы и пластинкой нет контакта. Найти радиус кривизны выпуклой поверхности линзы, если диаметры N_1 -го и N_2 -го темных колец в отраженном свете равны соответственно d_1 и d_2 .

Задача из Иродова. Определить радиус линзы, если известны радиусы колец

$$2bR = r^2.$$



Условие образования темных колец $2(b + \Delta b) = m\lambda$,

$$r_2^2 - r_1^2 = R(2b_2 - 2b_1) = R(m_2 - m_1)\lambda = R(N_2 - N_1)\lambda.$$

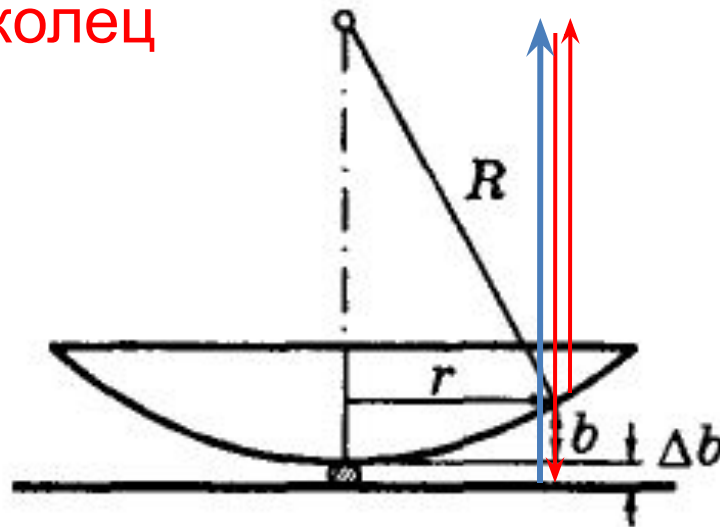
$$R = \frac{d_2^2 - d_1^2}{4(N_2 - N_1)\lambda}.$$

Влияние зазора на радиус колец

Условие без зазора:

$$2bR = r^2.$$

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



Оптическая разность хода лучей: $2(b + \Delta b) + \frac{\lambda}{2}$

Для темных
колец:

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

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

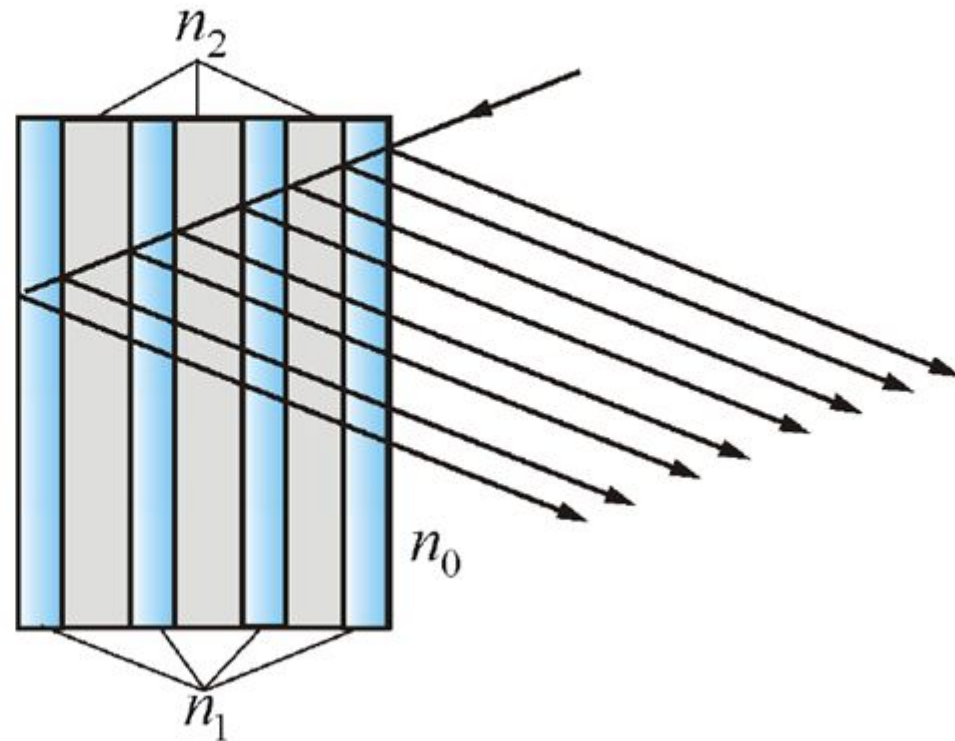
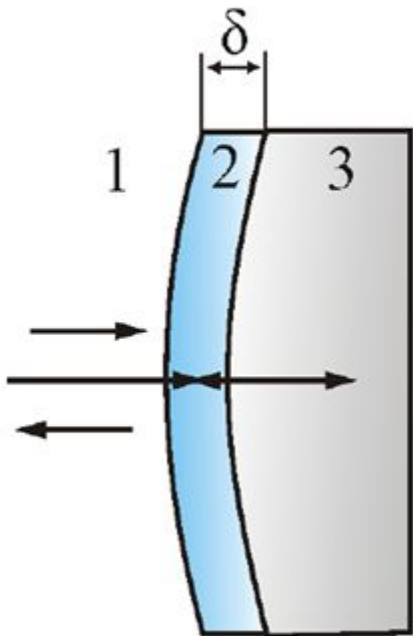
а:

Радиус колец при зазоре Δb

$$r = \sqrt{2bR} = \sqrt{2R(m \frac{\lambda}{2} - \Delta b)}$$

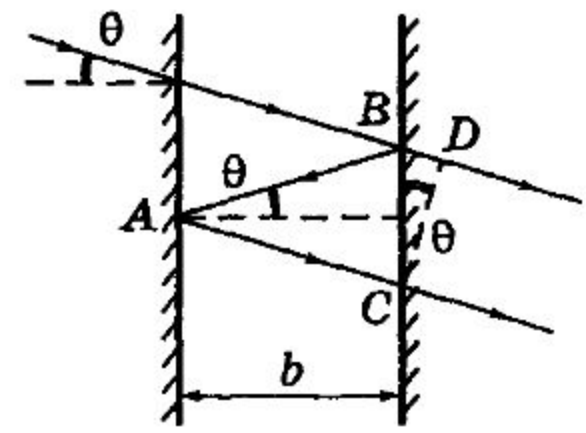
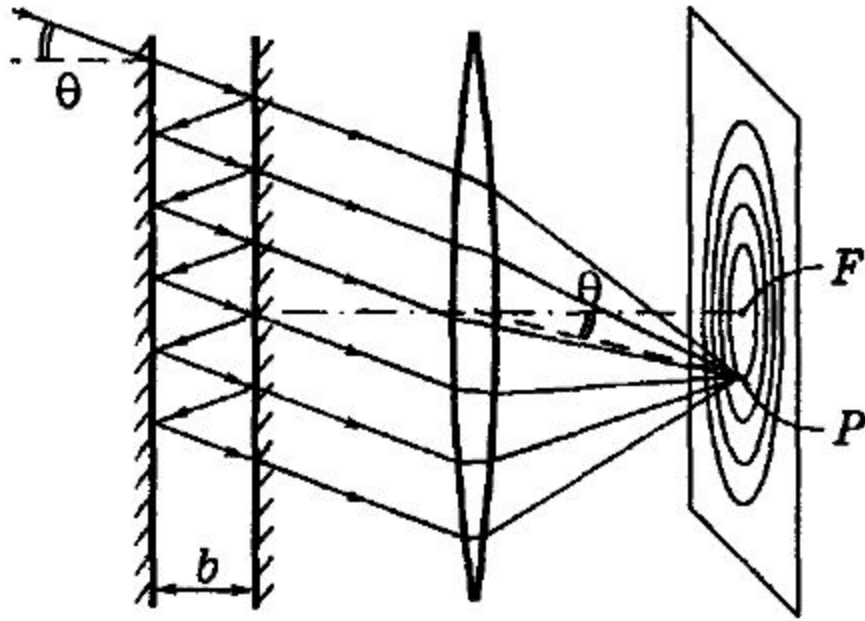
Уменьшение и повышение отражающей способности

$$\delta = (2m + 1)\lambda / 4$$



Видео по интерференции <https://www.youtube.com/watch?v=UprbjvIAfqq>

Многолучевая интерферометрия. Интерферометр Фабри-Перо



$$\Delta = BAC - BD = 2b \cos \theta.$$

Максимумы при: $2b \cos \theta = m\lambda$.

угол θ зависит от λ .

b между зеркальными поверхностями обычно составляет 1÷100 мм (а в специальных случаях и до 1 м). Поэтому порядки интерференции $m \approx 2b/\lambda$ весьма велики: при $b = 5$ мм $m \approx 20\ 000$.

Угловая дисперсия интерферометра Ф-П:

$$\text{Из } 2b \cos \theta = m\lambda. \quad d\theta/d\lambda = -m/2b \sin \theta.$$

$m/2b = \cos \theta/\lambda$, в результате получим:

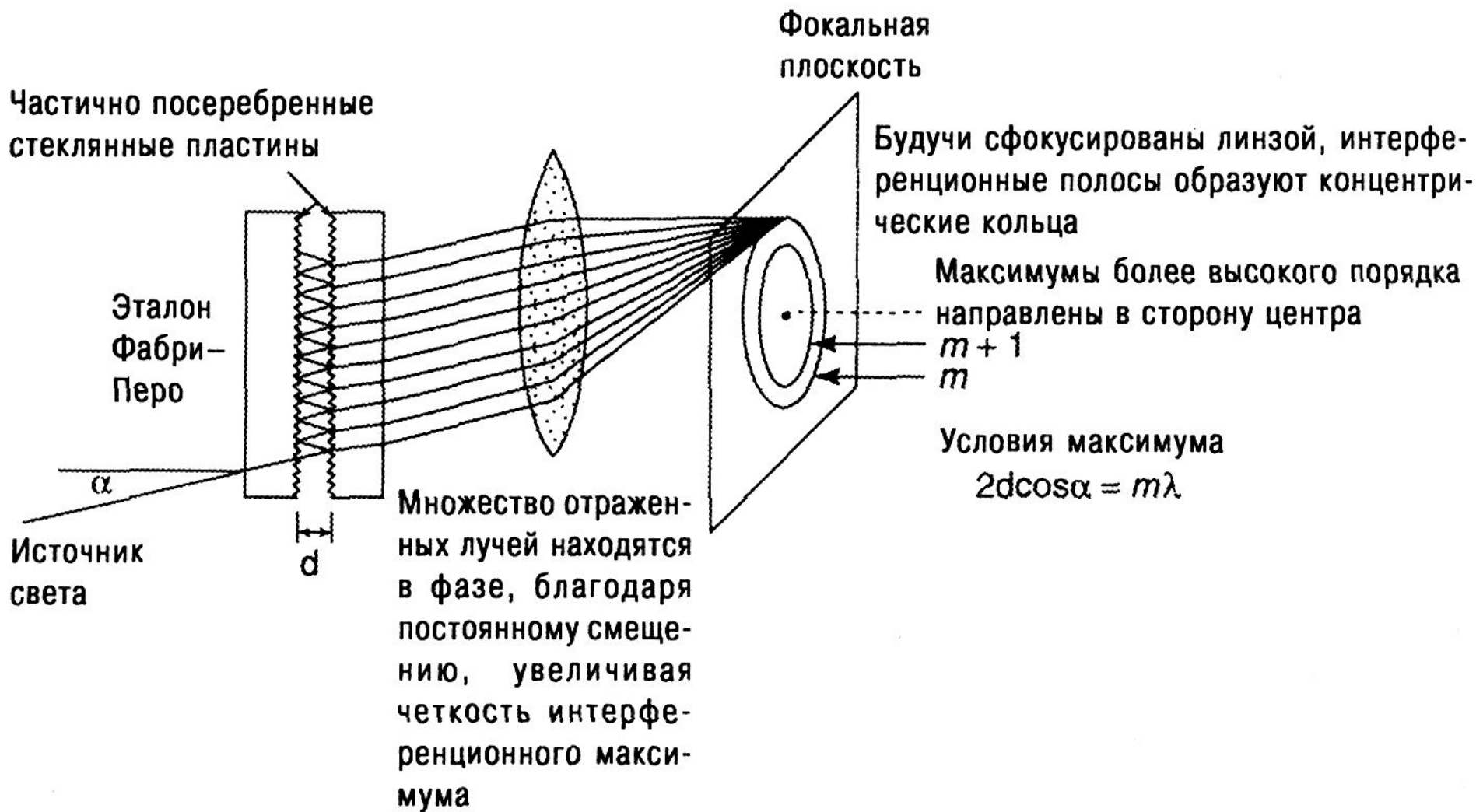
$$\frac{d\theta}{d\lambda} = -\frac{1}{\lambda \operatorname{tg} \theta} \approx -\frac{1}{\lambda \cdot \theta},$$

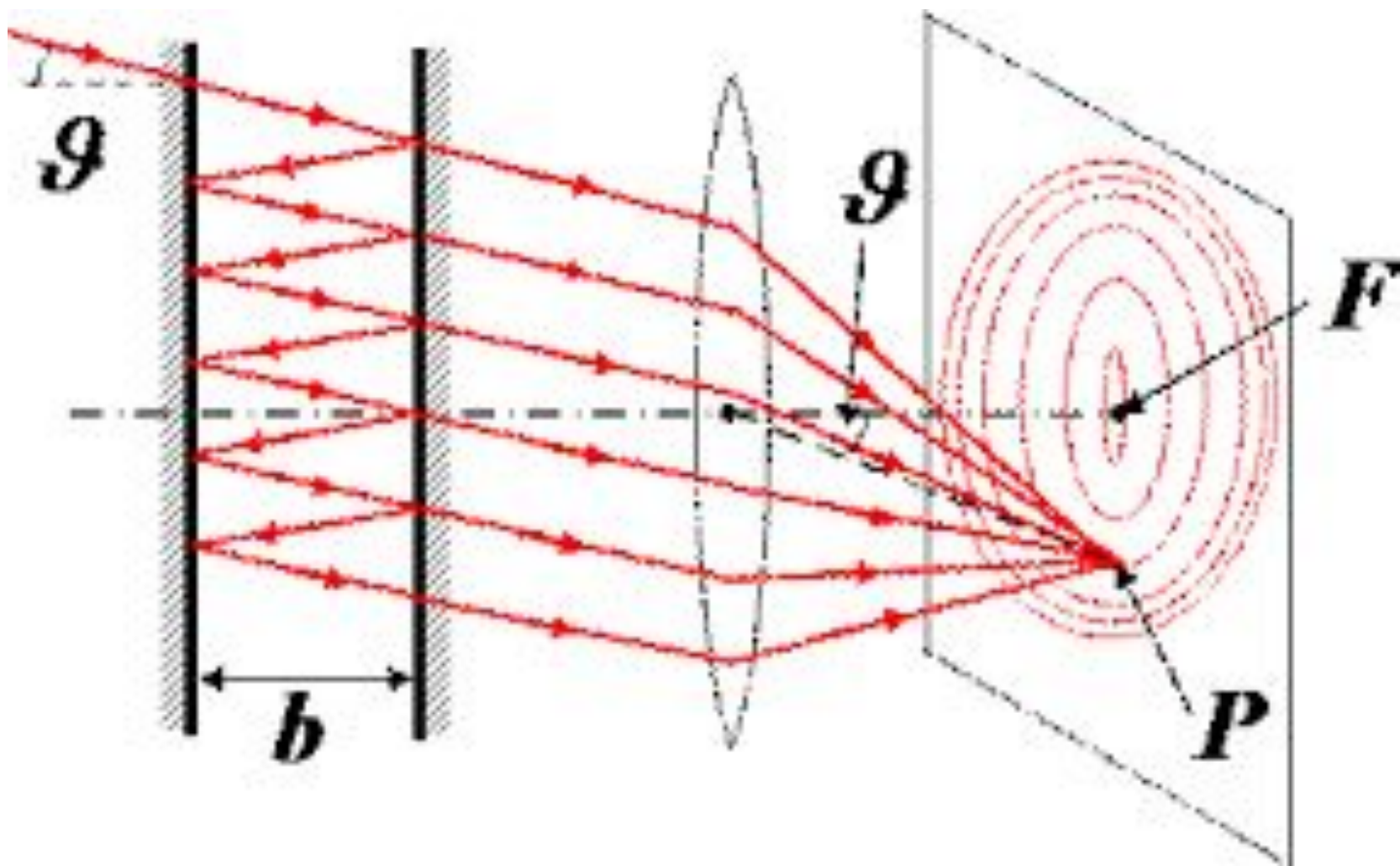
знак минус означает, что с ростом λ угол θ для максимумов того же порядка убывает.

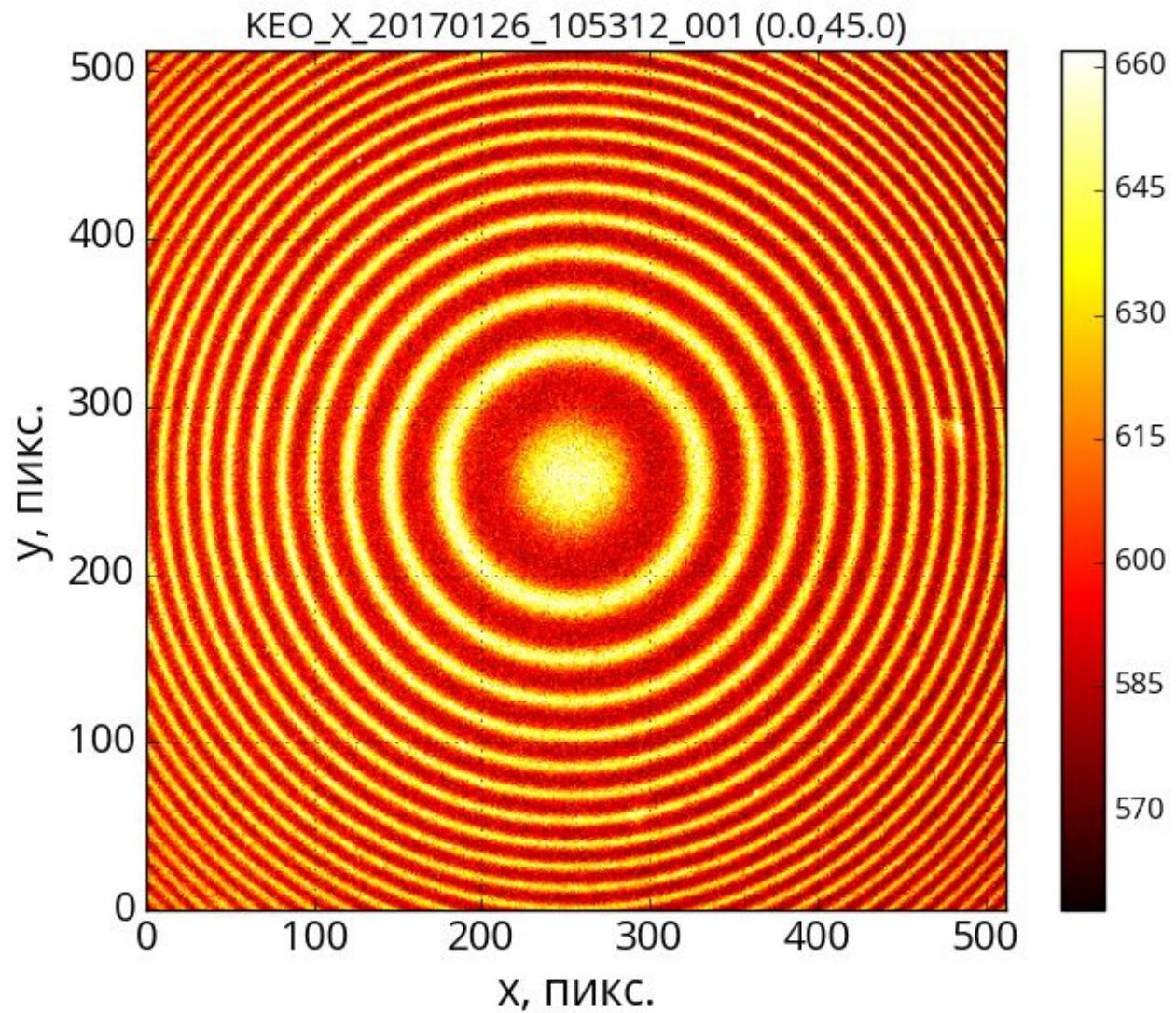
измерения обычно проводят на втором или третьем от центра максимуме (кольце), для которых $\theta \sim 10^{-2}$ рад $\approx 0,6^\circ$. Для таких углов $d\theta/d\lambda \sim 10$ угл.град/нм, что значительно превышает угловую дисперсию других спектральных приборов и является основным преимуществом интерферометра Фабри–Перо.

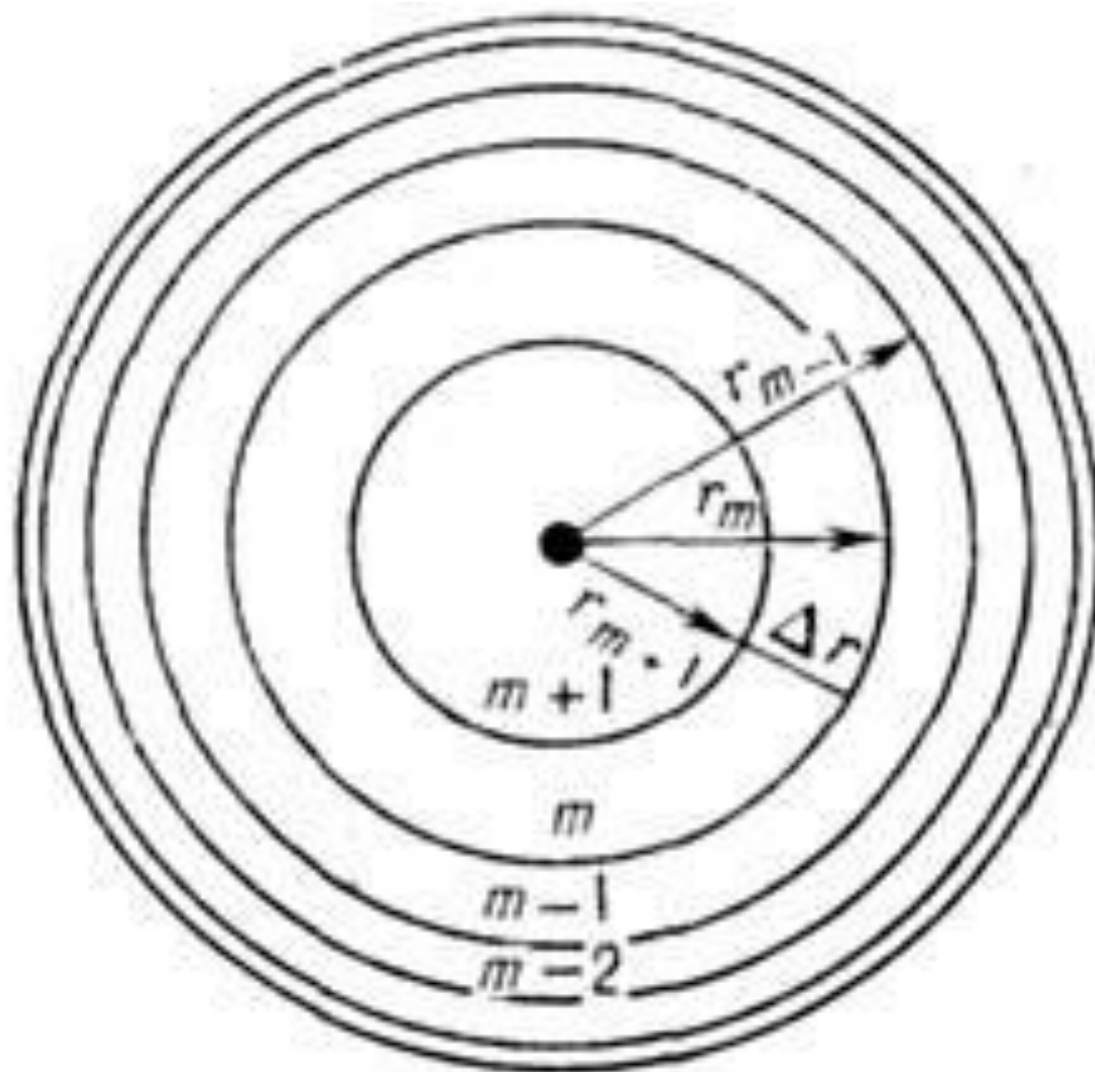
Однако область дисперсии $\Delta\lambda$, т. е. интервал длин волн, в пределах которого не происходит перекрывания спектром другого порядка, очень мала. Например, при $b = 5$ мм и $\lambda = 500$ нм $\Delta\lambda$ составляет менее 0,03 нм. В этом недостаток данного интерферометра. Но этот интерферометр незаменим при исследовании сверхтонкой структуры спектральных линий.

То есть, мы хорошо различаем волны только в очень узком диапазоне.

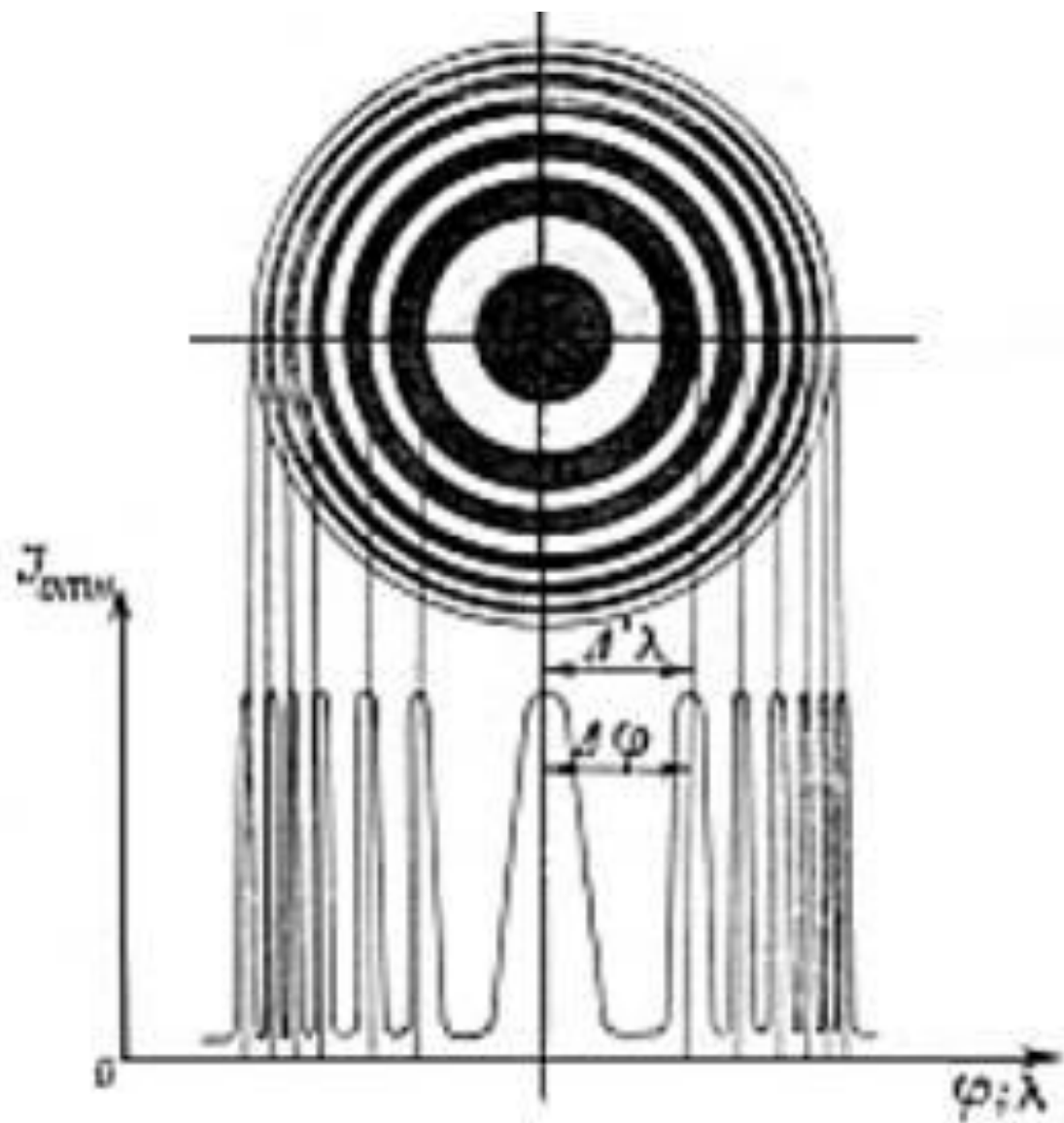


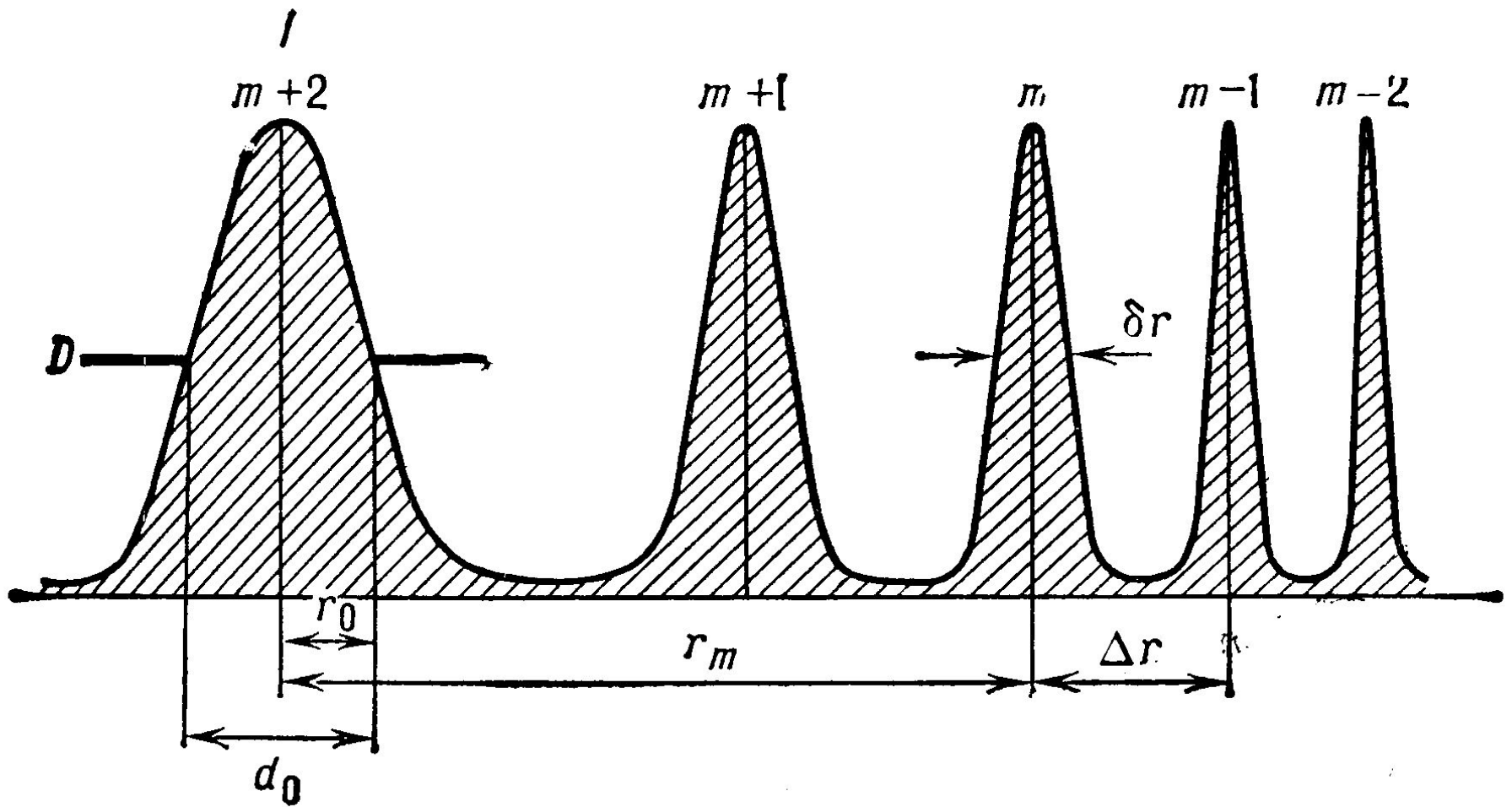












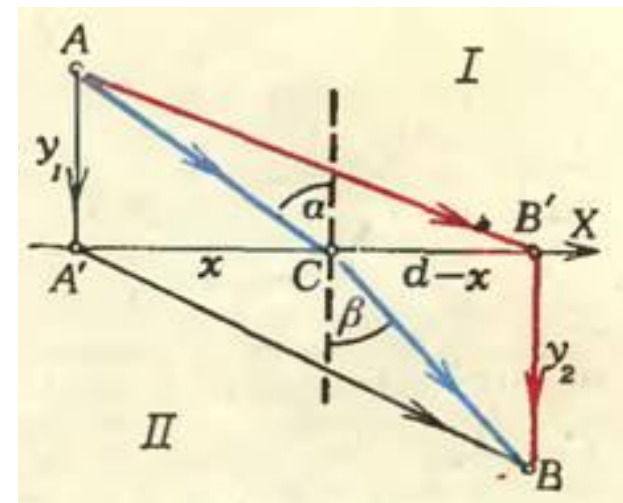
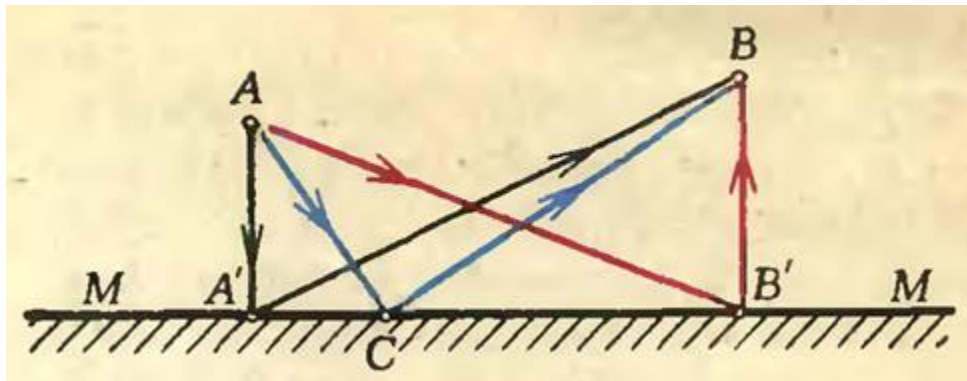
Подробнее об интерферометре Фабри-Перо:
<https://www.youtube.com/watch?v=1pPRrjVu8Xc>
<https://www.youtube.com/watch?v=FwllG5OFxrY>

Интерферометр Маха-Цандера

- <https://www.youtube.com/watch?v=YEf6suQgEfw>

Принцип Ферма

Согласно *принципу Ферма*, свет распространяется между двумя точками по пути, для прохождения которого необходимо **наименьшее время**.



Конец лекции 13