Лекция № 12-13
(окончание)

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ПРИРОДА СВЕТА. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

Литература: *Павлов К.Б. Волновые свойства света. Учебное пособие. – М.: МВТУ, 1986, Иродов И.Е. Волновые процессы. Основные законы. – М. – С.-П.: Физматлит, 1999.*

Интерференция света в тонких пленках

Интерференционные полосы равной толщины и равного наклона

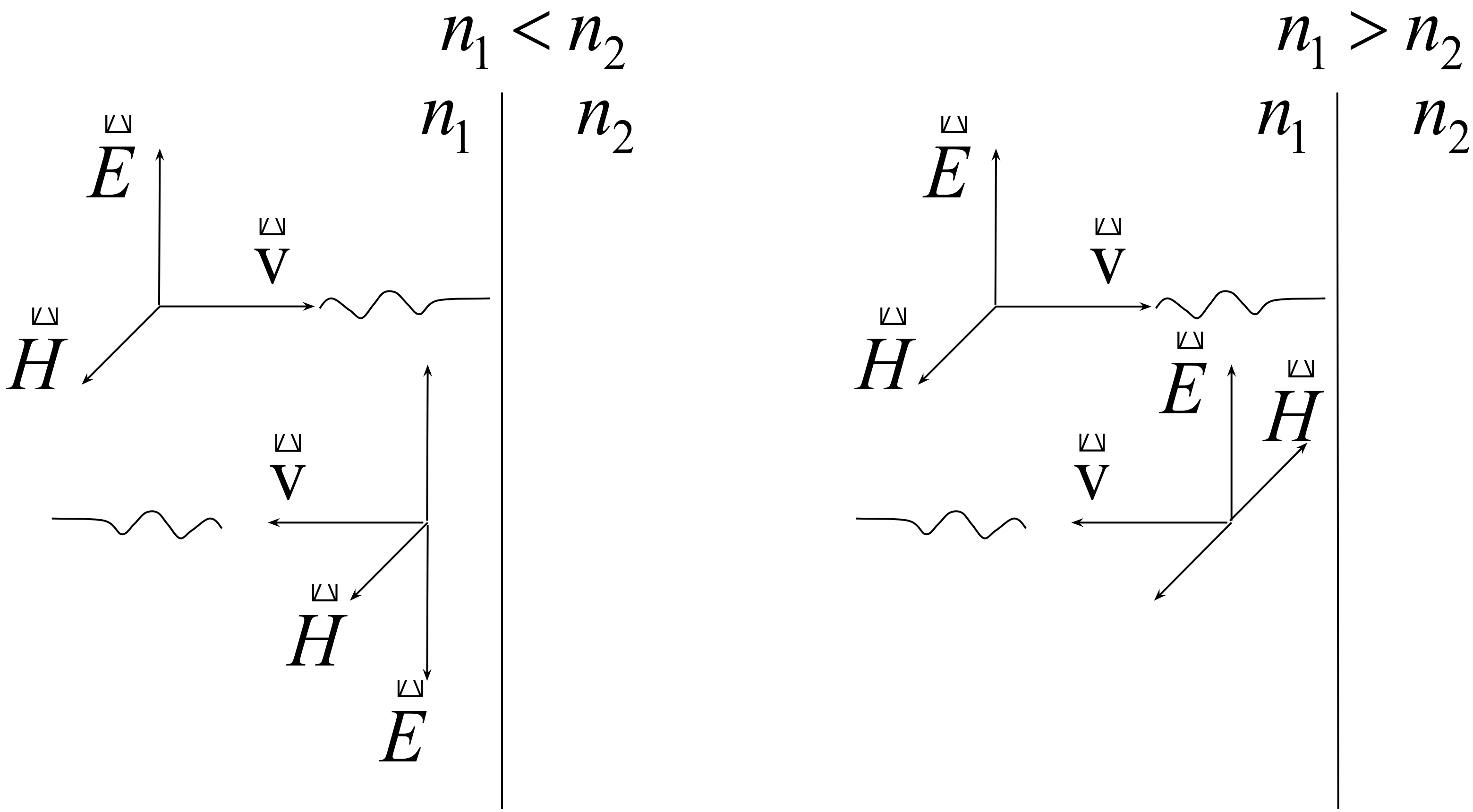
Интерференционные *полосы равного наклона* возникают *при отражении параллельных пучков света от плоскопараллельных пленок*.

Интерференционные *полосы равной толщины* возникают *при отражении пучков света от пленок*, *толщина которых не постоянна*.

Полосы равной толщины и равного наклона *могут наблюдаться* **при прохождении** указанных пучков *света через пленки*.

Попадая на границу раздела сред э/м волны частично отражаются, частично преломляются.

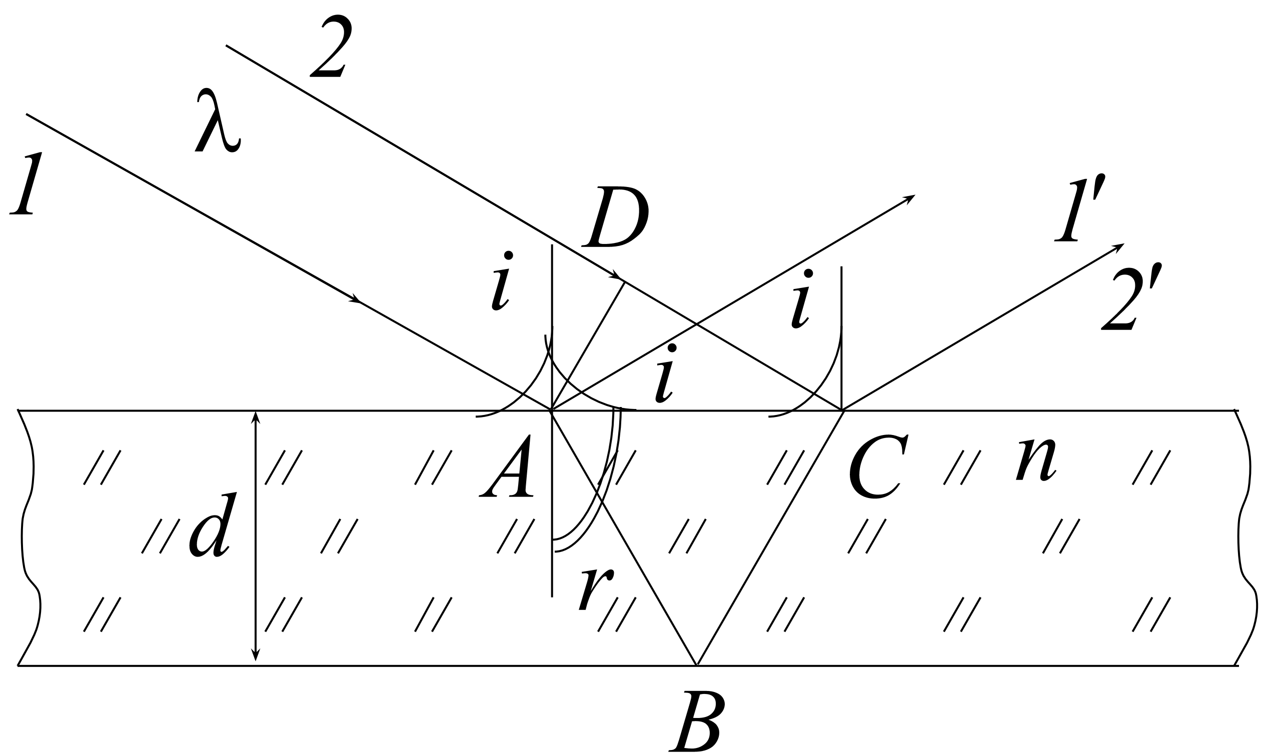
Если $n_2 > n_1$, то отражение волны сопровождается потерей полуволны (фаза колебаний $\vec{E}$ изменяется на π). Если $n_2 < n_1$, потеря полуволны происходит у $\vec{H}$



Выражение оптической разности хода Δ должно быть дополнено слагаемым $\pm\lambda/2$. Знак перед $\lambda/2$ выбирается из соображений удобства.

Интерференция в тонких пластинах (пленках)

Пластина постоянной толщины, однородная



Оптическая разность хода

$$\Delta = \left(|AB| + |BC|\right)n - \left(|DC| + \lambda/2\right) \qquad (13.1)$$

$$|AB| = |BC| = \frac{d}{\cos r} \qquad (13.2)$$

$$|DC| = |AC|\sin i = 2|BC|\sin r \sin i$$

$$|DC| = 2d\,\mathrm{tg}\,r \sin i \qquad (13.3)$$

Подставим (13.2) и (13.3) в (13.1)

$$\Delta = \frac{2dn}{\cos r} - 2d\,\mathrm{tg}\,r \sin i - \frac{\lambda}{2}$$

С учетом
$$\frac{\sin i}{\sin r} = n, \qquad (13.4)$$

$$\Delta = 2dn\frac{1 - \sin^2 i/n^2}{\cos r} - \frac{\lambda}{2} \qquad (13.5)$$

Из (13.4)
$$\sin^2 r = \frac{\sin^2 i}{n^2}$$

или

$$\cos^2 r = 1 - \sin^2 r = 1 - \frac{\sin^2 i}{n^2} \qquad (13.6)$$

Подставив (13.6) в (13.5)

$$\Delta = 2dn\cos r - \lambda/2$$

или, с учетом (13.6)

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \lambda/2$$

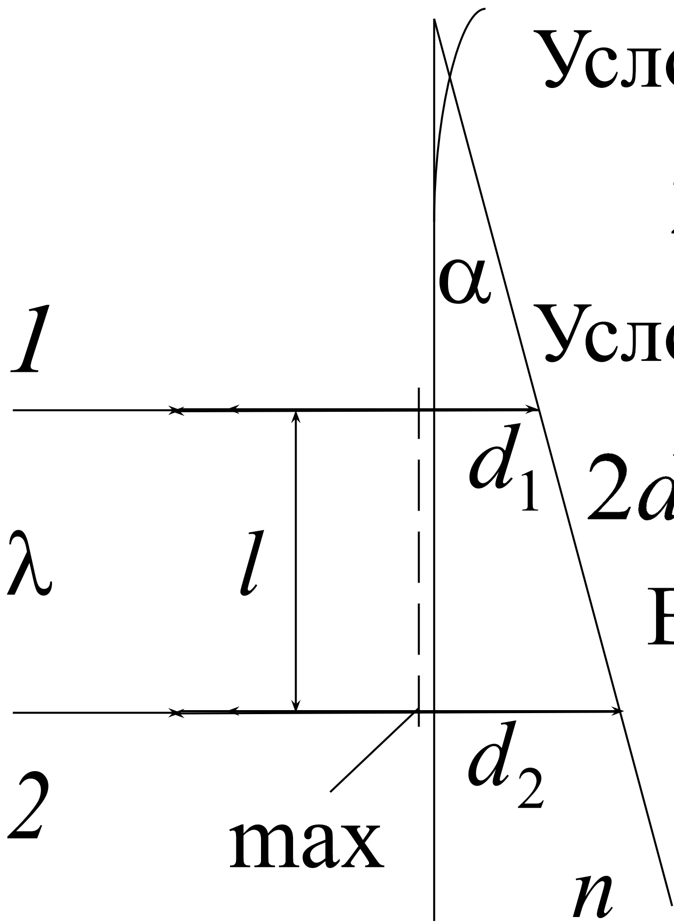
Условие максимума

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} = 2m\frac{\lambda}{2} \qquad (13.7)$$

Условие минимума

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} = (2m+1)\frac{\lambda}{2} \qquad (13.8)$$

Тонкий клин
(с малым углом при вершине)



Условие максимума для луча *1*

$$2d_1 n - \lambda/2 = m\lambda \qquad (13.9)$$

Условие максимума для луча *2*

$$2d_2 n - \lambda/2 = (m + a)\lambda \qquad (13.10)$$

Вычтем из (13.10) (13.9)

$$2(d_2 - d_1)n = a\lambda$$

$$2nl\,\mathrm{tg}\,\alpha = a\lambda \qquad (13.11)$$

Пусть клин стеклянный $n = 1$, $l = 10^{-2}$ м, $a = 5$, $\lambda \approx 5 \cdot 10^{-7}$ м (зеленый свет). Тогда, используя (13.11)

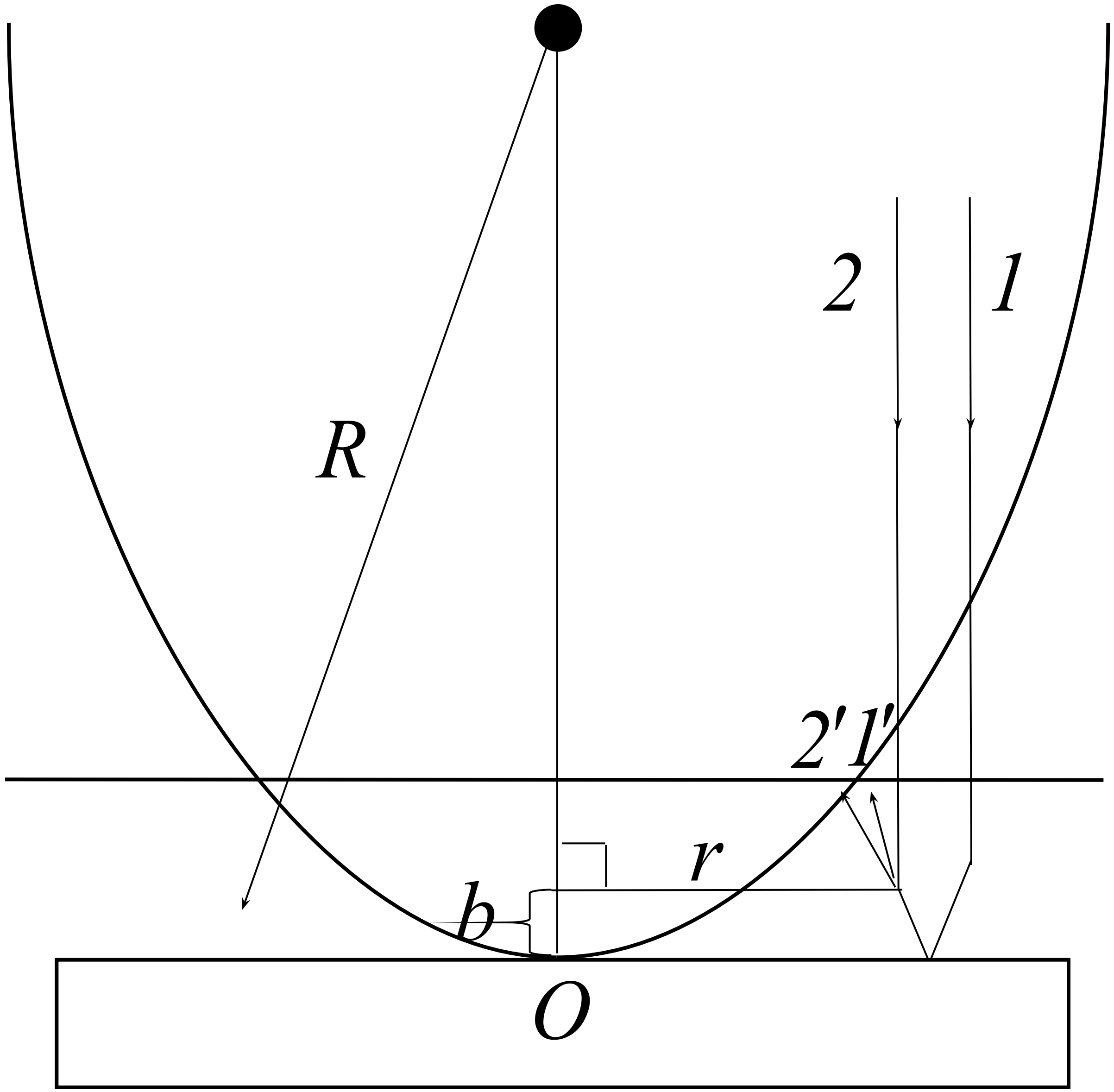
$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{a\lambda}{2nl} = \frac{5 \cdot 5 \cdot 10^{-7}}{2 \cdot 1{,}5 \cdot 10^{-2}} = 8{,}3 \cdot 10^{-5},$$

угол получается в секундах.

Если взять толстый клин ($\alpha \sim$ нескольких градусов), то максимумов будет больше; они могут быть неразличимы глазом (сливаются).

Кольца Ньютона

– полосы равной толщины, возникающие в результате интерференции света в воздушном зазоре, образованном при соприкосновении в т. O плосковыпуклой линзы малой кривизны с плоской стеклянной поверхностью. При использовании источника монохроматических волн полосы равной толщины представляют собой систему концентрических темных и светлых колец, расположенных вокруг темного круга с центром в т. O (наблюдение проводится в отраженном свете).



R
2
1
2'
1'
r
b
O

Пучок монохроматических лучей с длиной волны λ падает нормально на плоскую поверхность линзы (лучи *1* и *2*).

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

$$r^2 = R^2 - R^2 + 2Rb - b^2,$$

$$r^2 = 2Rb - b^2.$$

Так как $b << R$, то

$$r^2 \approx 2bR$$

Радиус кольца

$$r = \sqrt{2bR}$$

Оптическая разность хода интерферирующих лучей, с учетом «потери» полуволны при отражении от оптически более плотной среды (при падении луча из воздуха на стекло):

$$\Delta = 2b + \frac{\lambda}{2}$$

Для **светлого кольца**:

$$\Delta = 2b + \frac{\lambda}{2} = m\lambda, \qquad m = 1,2,3,\ldots$$

откуда

$$2b = \left(m - \frac{1}{2}\right)\lambda, \quad m = 1,2,3,\ldots$$

Радиус *m*-ого светлого кольца

$$r_m = \sqrt{\left(m - \frac{1}{2}\right)\lambda R}, \quad m = 1,2,3,\ldots \qquad (13.12)$$

Для **темного кольца**:

$$\Delta = 2b + \frac{\lambda}{2} = (2m+1)\frac{\lambda}{2}, \qquad m = 0,1,2,\ldots$$

откуда $\qquad 2b = m\lambda, \qquad m = 0,1,2,\ldots$

Радиус *m*-ого темного кольца

$$r_m = \sqrt{m\lambda R}, \qquad m = 0,1,2,\ldots \qquad (13.13)$$

$m=0$ соответствует минимум темного *пятна*.

Если в зазор поместить жидкость с показателем преломления n ($n < n_{\text{ст.}}$) , то

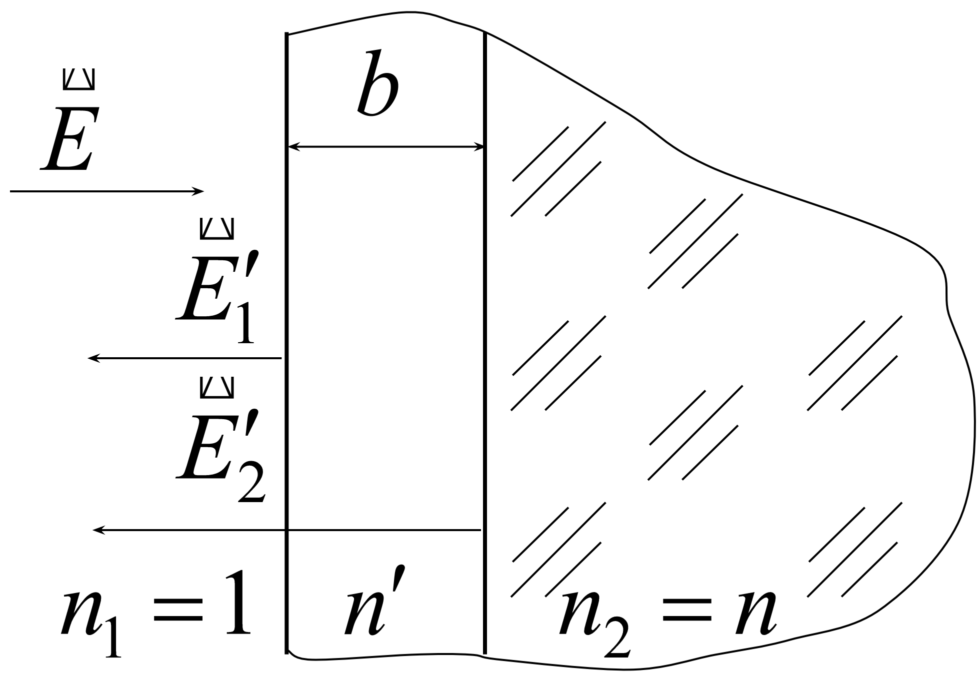
$$\Delta = 2bn + \frac{\lambda}{2} \qquad \text{и т.д.}$$

Применение интерференции

Просветление оптики. При прохождении света через каждую преломляющую поверхность линзы отражается примерно 4% падающего света. В сложных объективах такие отражения совершаются многократно и суммарная потеря светового потока оказывается весьма ощутимой. Например, в призменном бинокле она составляет свыше 50%.

В просветленной оптике на каждую поверхность линзы наносят путем напыления тонкую пленку прозрачного диэлектрика с

$$n' \approx \sqrt{n_1 n_2}$$



При этом условии амплитуды отраженных от обеих поверхностей пленки волн оказываются практически одинаковыми.

При $E_1' \approx E_2'$

$$\frac{E_1'}{E} = \frac{E_2'}{E} \tag{13.14}$$

Из рассмотрения отражения и преломления плоской волны на границе двух диэлектриков:

$$E_x' = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} E_x \tag{13.15}$$

с учетом (13.14) и (13.15)

$$\frac{n_1 - n'}{n_1 + n'} \approx \frac{n' - n_2}{n' + n_2}$$

При $\quad n_1 = 1, \qquad n_2 = n$

$$\frac{1 - n'}{1 + n'} \approx \frac{n' - n}{n' + n} \;\Rightarrow\; n' \approx \sqrt{n}$$

Толщина пленки делается такой, чтобы волны, отраженные от обеих поверхностей пленки, оказывались в противофазе, т.е. гасили друг друга.

Определим толщину пленки для этого случая. *Оптическая разность хода* этих *двух отраженных волн* на выходе из пленки

$$\Delta = \left(2bn' + \frac{\lambda}{2}\right) - \frac{\lambda}{2} = (2m+1)\frac{\lambda}{2}, \quad m = 0,1,2,...$$

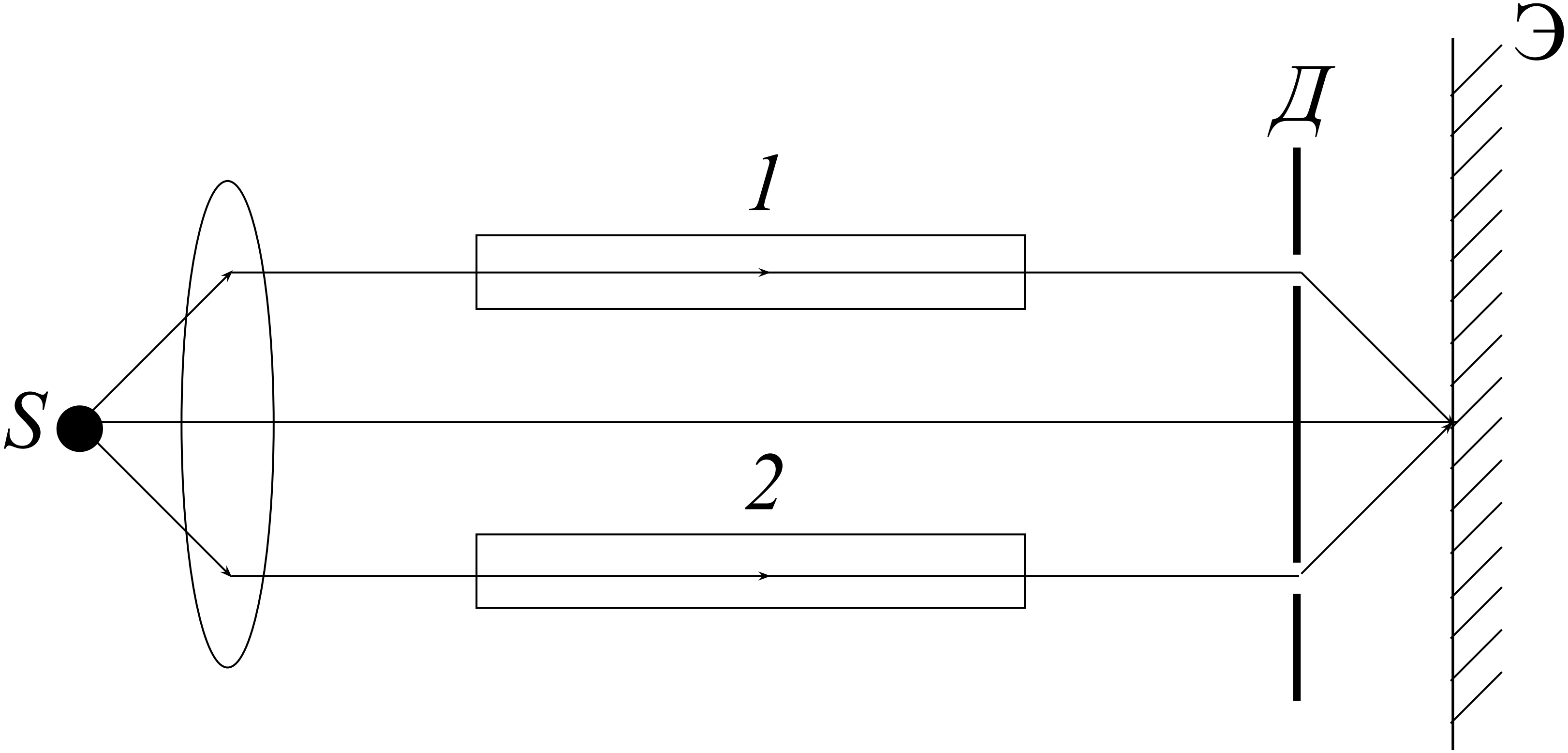
$$\Delta = 2bn' = (2m+1)\frac{\lambda}{2}, \quad m = 0,1,2,...$$

Определим толщину тонкой пленки:

$$b = \frac{(2m+1)\lambda}{4n'} = \frac{(2m+1)\lambda}{4\sqrt{n}}, \quad m = 0,1,2,...$$

Интерферометры

Интерферометр Рэлея



На схеме S – узкая щель, освещаемая монохроматическим светом с длиной волны λ, *1* и *2* – две одинаковые трубки с воздухом, длина каждой из которых равна l, торцы – прозрачные, Д – диафрагма с двумя щелями. Когда воздух в трубке *1* постепенно заменили газом X, то интерференционная картина на экране *Э* сместилась на N полос. Зная показатель преломления n_0 воздуха, определяют показатель преломления газа X.

Смещение на N полос означает, что оптическая разность хода Δ лучей, падающих на щели, стала равной $N\lambda$:

$$\Delta = l \cdot n - l \cdot n_0 = N\lambda$$

Отсюда ***показатель преломления*** газа X

$$n = n_0 + N\lambda/l$$

Смещение полос вверх свидетельствует о том, что и максимум нулевого порядка сместился вверх. При этом увеличение геометрической длины луча *2* компенсируется увеличением оптической длины луча *1*.

Интерферометр Рэлея используют для измерения малых разностей показателей преломления прозрачных веществ (газов и жидкостей).