

Семинар 12. Интерференция методом деления амплитуды.  
Формирование интерференционных колец.

Основной материал семинара изложен в конспекте лекций по оптике по теме «Интерференция монохроматического света».  
Здесь только дополнительные моменты.

**1. Об интерференционных кольцах.**

Пусть плоскость экрана для наблюдения интерференции **перпендикулярна** линии, проходящей через точечные когерентные источники  $O_1$  и  $O_2$  (рис. 1). Для разности хода между лучами, приходящими в точку А (координата  $y$ ), получим:

$$\Delta s = d \cdot \cos \chi \approx d \cdot \left(1 - \frac{\chi^2}{2}\right),$$

где  $\chi \approx \text{tg} \chi = \frac{y}{L}$ .

В точке  $y=0$  порядок интерференции максимален и равен  $m_{\text{max}} = d/\lambda$ . При этом интенсивность в центре может быть произвольной от  $I_{\text{max}}$  (если  $m_{\text{max}}$  - целое число) до  $I_{\text{min}} = 0$  (если  $m_{\text{max}}$  - полуцелое число)

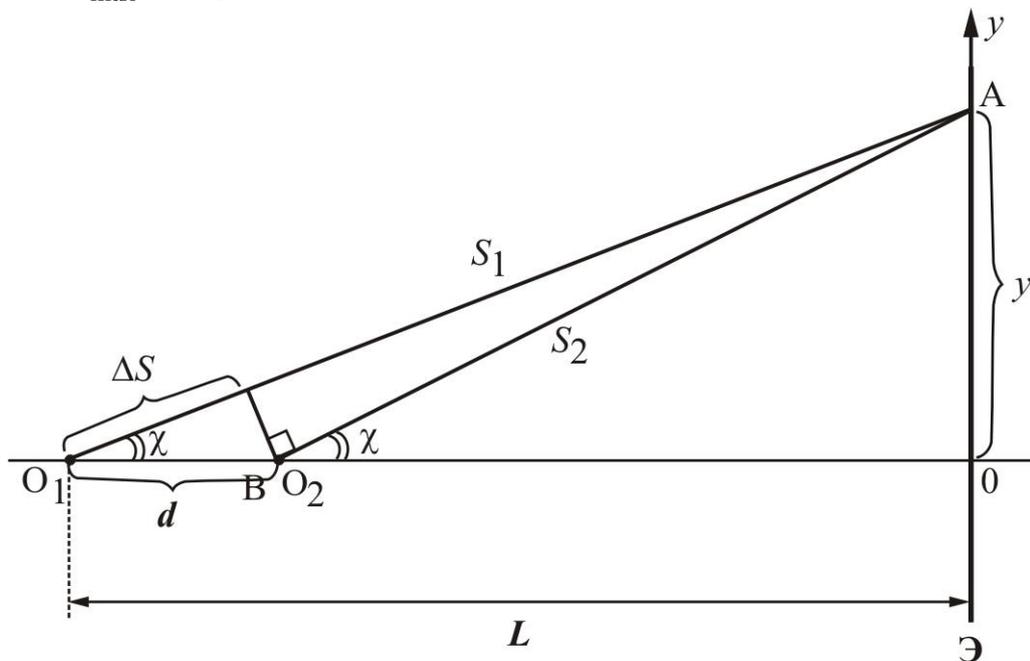


Рис. 1. Интерференционная схема для наблюдения интерференционных колец

Вследствие симметрии интерференционная картина будет представлять систему колец. Найдем выражение для радиусов.

Пусть в центре картины наблюдается светлое пятно ( $m_{\text{max}}$  - целое число). Для  $i$ -го светлого кольца (порядок интерференции  $m = m_{\text{max}} - i$ ) запишем:

$$\Delta s_i = (m_{\text{max}} - i) \cdot \lambda \approx d \cdot \left(1 - \frac{\chi^2}{2}\right) = d \cdot \left(1 - \frac{y^2}{2L^2}\right);$$

$$i \cdot \lambda \approx d \cdot \frac{y^2}{2L^2}; \quad y_i^2 \approx \frac{2L^2 \lambda}{d} \cdot i,$$

т.е. квадрат радиуса кольца пропорционален его номеру. Аналогичное выражение получится и для темных колец, если в центре будет наблюдаться темное пятно. В произвольном случае,

когда интенсивность в центре  $I_{\max} > I_{\text{центр}} > 0$  структура формулы для радиусов колец будет иметь вид:

$$y_i^2 \approx \frac{2L^2 \lambda}{d} \cdot (i - \Delta i),$$

где поправка  $\Delta i$  находится из соотношения  $d$  и  $\lambda$ .

## 2. Схема для наблюдения интерференционных колец.

Плоская монохроматическая волна (пучок света от лазера) падает на собирающую линзу, в фокусе которой формируется точечный источник света  $S$ . Расходящийся пучок падает на плоскопараллельную пластину ППП (толщина  $h$ , показатель преломления  $n$ ). В результате отражения от передней и задней поверхностей ППП возникают две отраженные волны. Для наблюдения интерференционной картины экран  $\mathcal{E}$  устанавливается параллельно поверхностям ППП, в нем делается отверстие, в котором «располагается» точечный источник.

Найдем положение вторичных источников.

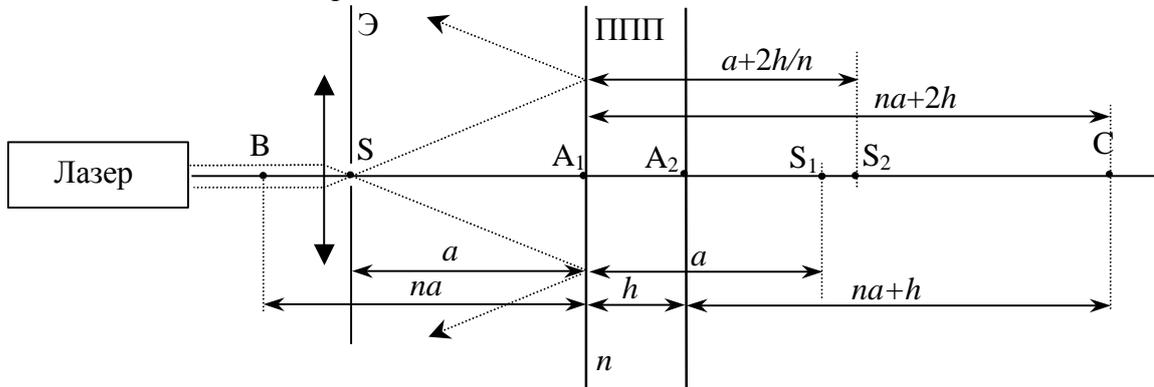


Рис. 2. Построение изображений при отражении излучения от ППП

Источник света  $S$  расположен на расстоянии  $a$  (отрезок  $SA_1$ ) от передней поверхности ППП. Изображение  $S_1$ , возникающее при отражении от передней поверхности ППП, будет находиться на таком же расстоянии:  $S_1A_1 = SA_1 = a$ .

Построение второго изображения выполним в три этапа:

1) при преломлении на передней поверхности изображение  $B$  источника  $S$  будет находиться на расстоянии  $BA_1 = na$  от нее (данная формула была получена ранее).

2) при отражении от задней поверхности ППП изображение  $C$  окажется от нее на таком же расстоянии, что и «источник»  $B$ :  $CA_2 = BA_2 = na+h$ .

3) при преломлении отраженной волны на передней поверхности изображение  $S_2$  «источника»  $C$  будет находиться на расстоянии в  $n$  раз меньшем расстояния  $CA_1 = na+2h$ , т.е.  $S_2A_1 = (na+2h)/n = a+2h/n$ .

Таким образом, расстояние между вторичными источниками  $S_1$  и  $S_2$  равно

$$d = \frac{2h}{n},$$

а расстояние  $L$  от источников до экрана

$$L \approx 2a.$$

Радиусы колец  $R_i$  на экране находятся по формуле:

$$R_i^2 \approx \frac{2(2a)^2 \lambda}{2h/n} \cdot i = \frac{4na^2 \lambda}{h} \cdot i.$$

Обратим внимание на следующий момент. В центре картины оптическая разность хода между отраженными лучами равна удвоенной оптической толщине ППП:

$$\Delta s_{\text{центр}} = 2h \cdot n,$$

в то время как расстояние между источниками  $S_1$  и  $S_2$  равно  $d = \frac{2h}{n}$ . В таком несоответствии нет никакой ошибки. Это означает, что источники  $S_1$  и  $S_2$  излучают не в фазе. Разность фаз найти довольно просто:

$$\Delta\varphi = k\Delta s = k(\Delta s_{\text{центр}} - d) = k \cdot 2h \left( n - \frac{1}{n} \right).$$

где  $k$  – волновое число. Однако, как уже отмечалось ранее, это не скажется на выражении для радиусов светлых (темных) колец при условии, что в центре наблюдается светлое (темное) пятно.

Таким образом, порядок интерференции в центре картины определяется именно оптической разностью хода:

$$m_{\text{max}} = \frac{\Delta s_{\text{центр}}}{\lambda} = \frac{2h \cdot n}{\lambda},$$

в то же время для расчета радиуса колец необходимо знать расстояние между источниками

$$d = \frac{2h}{n}.$$

Вспомним, что в случае квазимонохроматического источника в схеме Юнга видность интерференционной картины в центре была максимальной и постепенно уменьшалась по мере удаления от центра (с ростом порядка интерференции). В рассмотренной выше схеме, наоборот, картина размывается как раз в центре, т.к. именно там порядок интерференции максимален (напомним, что порядок, в котором исчезает интерференция, равен  $m_{\text{исч}} \approx \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ ).

Эта особенность присуща для разных интерференционных схем, приводящих к появлению колец, за исключением схемы колец Ньютона (для них порядок интерференции минимален в центре).

### 3. Расчет разности хода в плоскопараллельной пластине (ППП).

Луч света от точечного источника  $S$  падает на ППП. Найти разность хода между лучами, отраженными от поверхностей пластины.

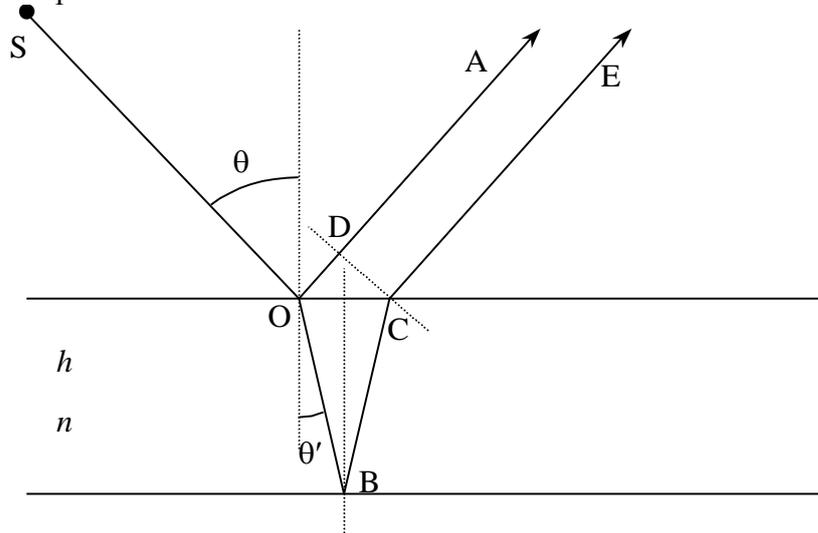


Рис. 3. Расчет разности хода в ППП.

Луч  $SO$  падает под углом  $\theta$  на переднюю грань ППП, частично отражаясь в направлении  $OA$ , и преломляясь в направлении  $OB$ . Преломленный луч после отражения от задней грани в точке  $B$  вновь преломляется и выходит в направлении  $CE$  параллельно первому отраженному лучу.

Оптическая разность хода между лучами  $OA$  и  $CE$  равна:

$$\Delta s_0 = n \cdot (OB + BC) - OD = 2n \frac{h}{\cos\theta'} - OC \cdot \sin\theta = 2n \frac{h}{\cos\theta'} - 2h \cdot \operatorname{tg}\theta' \cdot n \cdot \sin\theta' =$$

$$= 2n \frac{h}{\cos\theta'} (1 - \sin^2 \theta') = 2nh \cos\theta' = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}.$$

Кроме этого, следует учесть изменение на  $\pi$  фазы отраженного луча ОА вследствие отражения от оптически более плотной среды. Это эквивалентно появлению дополнительной разности хода  $\frac{\lambda}{2}$ :

$$\Delta s = \Delta s_0 + \frac{\lambda}{2} = 2nh \cos\theta' + \frac{\lambda}{2} = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} + \frac{\lambda}{2},$$

$$\Delta\varphi = k \cdot \Delta s = k \cdot 2nh \cos\theta' + \pi = k \cdot 2h\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} + \pi.$$

Поясним понятие «оптическая разность хода». Она равна разности хода, умноженной на показатель преломления  $n$  среды. Дело в том, что при интерференции основной характеристикой является разность фаз  $\Delta\varphi$  между волнами, которая связана с разностью хода соотношением:

$$\Delta\varphi = k \cdot \Delta s.$$

При распространении света в среде с показателем преломления  $n$  длина волны  $\lambda_n$  уменьшается в  $n$  раз по сравнению с длиной волны  $\lambda_0$  в вакууме:  $\lambda_n = \frac{\lambda_0}{n}$ .

В результате получаем:

$$\Delta\varphi = k_n \cdot \Delta s = \frac{2\pi}{\lambda_n} \cdot \Delta s = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot n\Delta s = k_0 \cdot \Delta s_{\text{онм}},$$

где  $\Delta s_{\text{онм}} = n\Delta s$ . Иными словами, прохождение волной в среде с показателем преломления  $n$  пути  $\Delta s$  эквивалентно прохождению этой волной в вакууме пути  $\Delta s_{\text{онм}} = n\Delta s$ . Этот прием широко используется при расчете интерференции, дифракции и других явлений.

#### 4. Интерференция в тонкой пленке.

Типовая задача 5.84 (Иродов).

Найти минимальную толщину пленки с показателем преломления  $n=1,33$ , при которой свет с длиной волны  $\lambda_1=0,64$  мкм испытывает максимальное отражение, а свет с длиной волны  $\lambda_2=0,40$  мкм не отражается совсем. Угол падения равен  $\theta=30$  градусов.

Решение.

Вспомним формулу для разности хода между волнами, отраженными от двух поверхностей пленки:

$$\Delta s = 2nh \cos\theta' + \frac{\lambda}{2}.$$

Вспомним, что означают для разности хода слова «максимум» и «минимум»:

$$\Delta s_{\text{макс}} = 2nh \cos\theta' + \frac{\lambda_1}{2} = m_1 \lambda_1; \quad \Delta s_{\text{мин}} = 2nh \cos\theta' + \frac{\lambda_2}{2} = \left(m_2 + \frac{1}{2}\right) \lambda_2.$$

Подчеркнем, что порядки максимума и минимума для разных длин волн в общем случае не обязаны совпадать, поэтому и записано:  $m_1$  и  $m_2$ .

Выражая одну и ту же величину  $2nh \cos\theta'$  в обеих формулах, получим:

$$m_1 \lambda_1 - \frac{\lambda_1}{2} = \left(m_2 + \frac{1}{2}\right) \lambda_2 - \frac{\lambda_2}{2};$$

$$\left(m_1 - \frac{1}{2}\right) \lambda_1 = m_2 \lambda_2.$$

Далее вступает в силу знание арифметики: необходимо подобрать два целых числа  $m_1$  и  $m_2$ , при которых указанное равенство будет выполнено. Подбор осуществляется исключительно перебором, начиная с малых целых чисел: 1, 2, 3 и т.д.

После того, как искомые числа подобраны, возвращаемся к формуле для разности хода и определяем нужную величину.

### 5. Что наблюдается при интерференции в плоскопараллельной пластине?

1) Точечный монохроматический источник  $S$  находится в фокальной плоскости линзы  $L1$ . Плоская волна падает на ППП. На пути отраженных лучей установлена собирающая линза  $L2$ . Что будет наблюдаться на экране  $\mathcal{E}$ , установленном в ее фокальной плоскости?

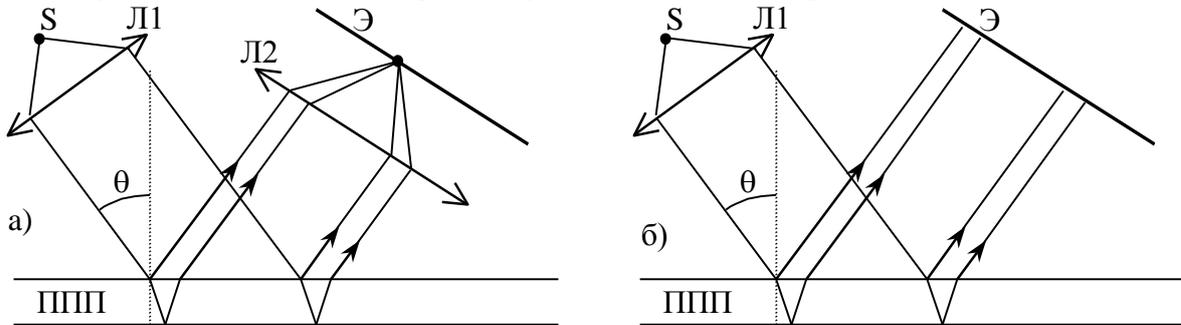


Рис. 4. Интерференционная картина в случае падения плоской волны на ППП.

а) Для всех лучей, прошедших через линзу  $L1$ , угол падения  $\theta$  на ППП будет один и тот же, как и разность хода  $\Delta s$  (рис. 4а). После прохождения линзы  $L2$  все лучи соберутся в **одной** точке экрана  $\mathcal{E}$  в фокальной плоскости. Интенсивность света в этой точке зависит от разности хода  $\Delta s$ . Никакой интерференционной картины наблюдаться не будет.

**Вопрос.** Предположим, что  $\Delta s = (m + \frac{1}{2})\lambda$ , тогда интенсивность света в точке равна нулю. А куда делась энергия?

б) Уберем линзу  $L2$  (рис. 4б). На экран  $\mathcal{E}$  падают две плоские когерентные (вышли из одного источника  $S$ ) волны, идущие в одном направлении. На экране наблюдается равномерная засветка, интенсивность которой зависит от разности хода  $\Delta s$ . Никакой интерференционной картины наблюдаться также не будет.

в) Уберем и линзу  $L1$ . Подобная схема подробно рассмотрена в п.2. Будут интерферировать две сферические волны, «вышедшие» из мнимых источников  $S_1$  и  $S_2$  (рис. 2). Интерференционная картина наблюдается в любом месте (**не локализована**) и представляет собой систему колец, центр которой лежит на перпендикуляре, опущенном из точки  $S$  на ППП.

Рассмотрим случай протяженного источника, отдельные точки которого не когерентны. Наблюдение ведется в фокальной плоскости линзы  $L2$  (линзы  $L1$  нет).

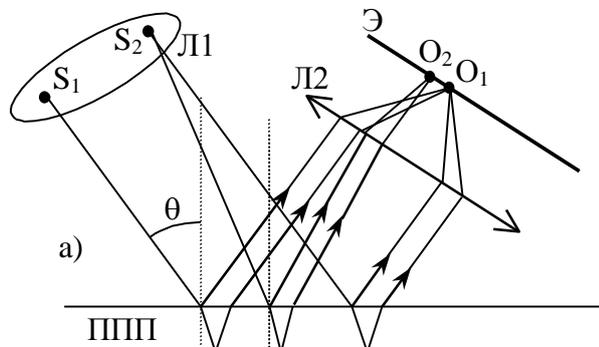


Рис. 5. Интерференция от протяженного источника, локализованная на бесконечности

Как уже отмечалось, луч от источника  $S_1$ , падающий под углом  $\theta$  на ППП, в результате отражения и преломления разобьется на два, которые проинтерферируют в т.  $O_1$  фокальной плоскости (рис. 5). Интенсивность света в этой точке зависит от разности хода  $\Delta s(\theta)$ . Лучи, вышедшие из той же точки под другими углами, соберутся в других точках фокальной

плоскости, их интенсивность будет зависеть от угла падения. В результате волна, вышедшая из точки  $S_1$  источника, сформирует интерференционную картину в виде колец (или дуг) в фокальной плоскости.

Но абсолютно точно такую же картину сформируют и волны, вышедшие из других (некогерентных) точек источника ( $S_2$  и др.). В результате сложения интенсивностей (а не амплитуд, т.к. источники не когерентны!) на экране будет наблюдаться яркая четкая интерференционная картина. Угловой радиус  $\theta_m$  темного кольца  $m$ -го порядка рассчитывается из условия:

$$\Delta s_m = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_m} + \frac{\lambda}{2} = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda,$$

$$2h\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_m} = m\lambda,$$

при этом радиус  $R_m$  кольца равен

$$R_m = \theta_m \cdot F,$$

где  $F$ - фокусное расстояние линзы Л2.

Если же линзу Л2 убрать, то четкая картина пропадет, так как каждая точка источника будет давать интерференционную картину в своем месте.

Так как одному и тому же углу падения волн от разных точек протяженного источника соответствует одна и та же разность хода, то наблюдаемые полосы называют **полосами равного наклона**. Интерференционная картина может наблюдаться только в фокальной плоскости линзы, ее называют **локализованной на бесконечности**.

### 6. Что наблюдается при интерференции в оптическом клине?

1) Точечный монохроматический источник  $S$  находится в фокальной плоскости линзы Л1. Плоская волна падает на оптический клин ОК, угол клина  $\beta$  мал. На пути отраженных лучей установлена собирающая линза Л2. Что будет наблюдаться на экране Э, установленном в ее фокальной плоскости?

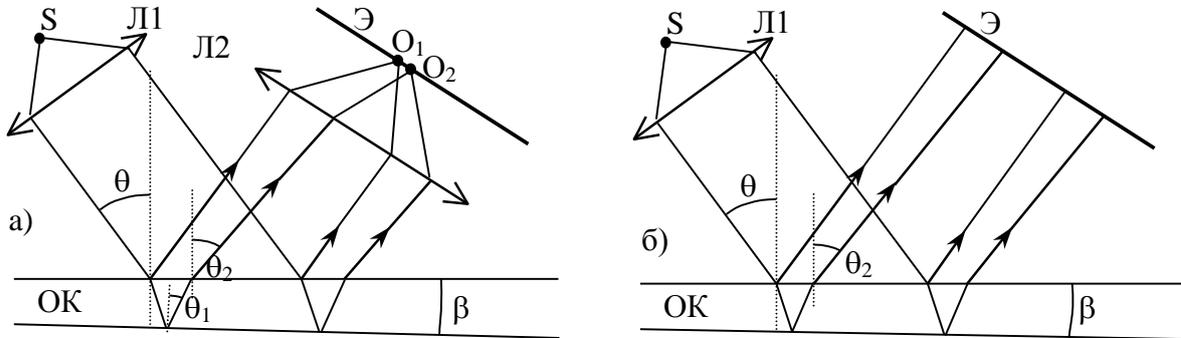


Рис. 6. Интерференционная картина в случае падения плоской волны на оптический клин.

а) Для всех лучей, прошедших через линзу Л1, угол падения  $\theta$  на ОК будет один и тот же, от передней грани волна отразится под тем же углом  $\theta$  (рис. 6а). Вторая волна после преломлений и отражений останется плоской, но вследствие клина идти будет уже в направлении  $\theta_2 \neq \theta$ . В результате после прохождения линзы Л2 все лучи каждой из волн соберутся в разных точках  $O_1$  и  $O_2$  экрана Э в фокальной плоскости. Волны не интерферируют.

б) Уберем линзу Л2 (рис. 6б). На экран Э падают две плоские когерентные (вышли из одного источника  $S$ ) волны, идущие в разных направлениях. Найдем угол схождения волн при условии  $\theta \approx 0$ . После преломления угол падения второй волны на заднюю грань будет равен  $\beta$ , после отражения на переднюю грань волна упадет под углом  $2\beta$ . Преломившись на передней грани, волна пойдет под углом  $\theta_2 = 2\beta n$ . В результате возникают две плоские волны,

расходящиеся под углом  $2\beta n$ . На экране будут наблюдаться полосы на расстоянии  $\Delta x = \frac{\lambda}{2\beta n}$

Интерференционная картина не локализована, наблюдается в любом месте.

Рассмотрим случай произвольного  $\theta \neq 0$ . Первая волна отражается под тем же углом  $\theta$ . Для нахождения угла  $\theta_2$  для второй волны запишем дважды закон преломления:

$$\sin \theta = n \sin \theta_1; \quad n \sin(\theta_1 + 2\beta) = \sin \theta_2 = \sin(\theta + \gamma).$$

Вследствие малости углов  $\beta$  и  $\gamma$ , можно записать:

$$\sin(\theta_1 + 2\beta) \approx \sin \theta_1 + \cos \theta_1 \cdot 2\beta; \quad \sin(\theta + \gamma) \approx \sin \theta + \cos \theta \cdot \gamma.$$

В итоге получим:

$$n(\sin \theta_1 + \cos \theta_1 \cdot 2\beta) = \sin \theta + \cos \theta \cdot \gamma;$$

$$\gamma = 2\beta n \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta}.$$

На экране будут наблюдаться полосы на расстоянии  $\Delta x = \frac{\lambda}{\gamma}$ .

в) в случае протяженного источника интерференционная картина может наблюдаться (**локализована**) только на поверхности клина (**полосы равной толщины**). Подробнее см. в литературе и в конспекте лекций.

**Полосы равной толщины и полосы равного наклона** – это интерференционные полосы, наблюдаемые при падении излучения от протяженного источника на тонкую пленку. Интерференционная картина возникает при наложении волн, отраженных от двух границ тонкой пленки.

**Полосы равной толщины** локализованы (наблюдаются) на поверхности пленки, каждая из полос соответствует определенной (фиксированной) разности хода, обусловленной одной и той же толщиной пленки.

Так как наблюдается система полос, то толщина пленки изменяется, а угол падения излучения на пленку, как правило, остается неизменным.

Наблюдение ведется непосредственно глазом или оптической системой, сфокусированной на поверхность пленки.

Для клиновидной пластинки полосы равной толщины параллельны ребру клина. В кольцах Ньютона в качестве тонкой пленки выступает воздушный зазор между сферической поверхностью линзы и плоской поверхностью, на которой линза лежит. Полосы равной толщины в этом случае – кольца.

**Полосы равного наклона** локализованы (наблюдаются) на бесконечности, каждая из полос соответствует определенной (фиксированной) разности хода, обусловленной одним и тем же углом падения (наклона) излучения на пленку.

Так как наблюдается система полос, то угол падения (наклона) излучения на пленку изменяется, а толщина пленки, как правило, остается неизменной.

Наблюдение ведется или непосредственно глазом, аккомодированным на бесконечность, или через зрительную трубу, настроенную на бесконечность.

### 7. Задача.

Протяженный монохроматический источник находится над тонкой пленкой переменной толщины. При каких условиях на поверхности пленки будут наблюдаться **полосы равной толщины**? Наблюдение ведется глазом с большого расстояния, источник также находится на большом расстоянии.

### Решение.

Сначала рассмотрим схему: точка источника – точка на поверхности пленки – глаз, смотрящий на эту точку. Т.к. глаз – это собирающая линза, то все лучи из точки на поверхности соберутся в точке на сетчатке, пройдя одно и то же оптическое расстояние (свойство таутохронности линзы). Следовательно, разность хода возникает на пути от точки источника  $S$  до точки  $O$  на пленке.

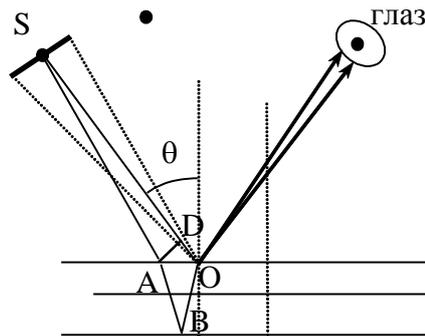


Рис. 7. Интерференция от протяженного источника, локализованная на поверхности тонкой пленки

Пусть луч  $SO$  падает на пленку под углом  $\theta$ . Второй путь, каким излучение от  $S$  придет в точку  $O$  после отражения от второй поверхности пленки – это  $SABO$ . Для нахождения оптической разности хода поступаем стандартно: опускаем перпендикуляр  $AD$  из т.А на линию  $SO$  (источник находится ооооочень далеко от пленки). И видим, что схема в точности совпадает со схемой для расчета разности хода в плоскопараллельной пластине. Поэтому воспользуемся готовой формулой:

$$\Delta s = 2nh \cos \theta'.$$

Замечания.

1) Слагаемое  $\lambda/2$  в формуле опустим как непринципиальное – просто светлые полосы поменяются на темные, и наоборот.

2) Толщина пленки, в которой глазом наблюдается интерференция, обычно не более 5-7 длин волн видимого диапазона (будет получено ниже), поэтому изменением толщины пленки в точках  $O$  и  $A$  можно пренебречь.

Так как источник протяженный, то угол падения  $\theta$  от разных точек источника в точку  $O$  на пленке будет меняться. Если размер источника  $D$ , а расстояние  $SO=H \gg D$ , то

$$d\theta = \frac{D}{H} = \psi,$$

где  $\psi$  - угловой размер источника.

Для упрощения расчетов сделаем еще одно допущение: пусть пленка – воздушная, т.е.  $n=1$ :

$$\Delta s = 2h \cos \theta.$$

Тогда изменение разности хода с изменением угла равно

$$d(\Delta s) = 2h \cdot d(\cos \theta) = 2h \cdot \sin \theta \cdot d\theta = 2h \cdot \sin \theta \cdot \psi.$$

Чтобы интерференционная картина от протяженного источника была видна, необходимо, чтобы дополнительная разность хода  $d(\Delta s)$  не превышала длины волны  $\lambda$ . Т.е. условие пропадания запишется в виде:

$$d(\Delta s) = 2h \cdot \sin \theta \cdot \psi = \lambda,$$

откуда для углового размера  $\psi_{\text{проп}}$  получим:

$$\psi_{\text{проп}} = \frac{\lambda}{2h \cdot \sin \theta}.$$

Видим, что при нормальном падении ограничений на угловой размер источника практически нет ( $\sin \theta \rightarrow 0$ ). Даже если  $\theta \approx \frac{\pi}{2}$ , то  $\psi_{\text{проп}} \approx \frac{\lambda}{2h}$ . Если толщина пленки  $h \approx 5 - 10\lambda$ , то  $\psi_{\text{проп}} \approx 0,05 - 0,1$  - это в радианах – большая величина!

А теперь вспомним, что наблюдение ведется глазом (диаметр зрачка  $d \approx 5$  мм) с большого расстояния (как правило, несколько метров), т.е. угловой размер зрачка  $\beta_{\text{зр}} \approx 0,001$ . Тем самым, в зрачок попадет отраженный пучок от части протяженного источника того же углового размера! Таким образом, т.к.  $\beta_{\text{зр}} < \psi_{\text{проп}}$ , то на видность интерференционной картины на поверхности пленки протяженность источника никоим образом не влияет! Решающую роль играет угловой размер зрачка!

А как быть с некохроматичностью – ведь на пленку падает свет всего видимого диапазона? Вспомним условия максимумов для разности хода:

$$\Delta s = 2nh \cos \theta' + \frac{\lambda}{2} = m\lambda,$$

(здесь мы добавляем  $\frac{\lambda}{2}$ , хотя и это не принципиально). Если толщина пленки  $h$  будет порядка 5-10 длин волн видимого диапазона, то и условие максимума будет выполнено для примерно такого числа длин волн (и даже больше!). Поэтому глаз будет воспринимать свет как смесь многих длин волн, т.е. будет практически обычный белый цвет с каким-либо оттенком. А если условие максимума будет выполнено для одной, максимум двух длин волн видимого диапазона, то и цвет картины будет достаточно насыщенным.

Таким образом, оптическая толщина пленки для наблюдения яркой интерференционной картины в белом цвете должна быть порядка 1-2 длин волн видимого диапазона, т.е. около 1 микрометра. Разность хода в основном зависит от толщины пленки, поэтому интерференционные полосы, наблюдаемые на поверхности пленки, называют **полосами равной толщины**.

Необходимо признать неудачность данного общепринятого термина. Ведь слыша его, неопытный физик (а уж обыватель тем более!) ожидает увидеть систему полос, толщина которых примерно одна и та же. А на самом деле это интерференционные полосы, соответствующие одной и той же толщине тонкой пленки!

#### Дополнение.

Попробуем решить задачу о допустимом размере источника через формулу, полученную для схемы Юнга:

$$\frac{Dd}{\lambda H} = 1.$$

В ней  $\frac{D}{H} = \psi$  - это угловой размер источника, а в качестве  $d$  следует взять длину отрезка

AD, потому что отношение  $\frac{AD}{H}$  есть апертура интерференции. Из геометрии несложно

получить:

$$AD = OA \cdot \cos \theta = 2h \cdot \operatorname{tg} \theta \cdot \cos \theta = 2h \cdot \sin \theta.$$

В результате получаем тот же самый ответ:

$$\Psi_{\text{прон}} = \frac{D}{H} = \frac{\lambda}{d} = \frac{\lambda}{2h \sin \theta}.$$

Т.е. подход к решению задач о протяженном источнике через схему Юнга также работает!