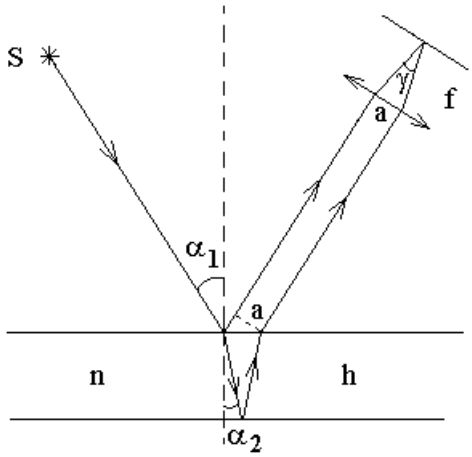
Лекционные демонстрации на втором часу.

Экзамен. Полосы равного наклона (продолжение)**.**



Рассмотрим апертуру интерференции или угол между лучами, выходящими из одной точки источника света, которые затем попадают в одну точку экрана. В нашем случае экран находится в фокальной плоскости линзы, следовательно, лучи, попадающие в одну точку экрана, до линзы идут параллельно друг другу. Тогда лучи идут параллельно и до отражения от двух граней плоскопараллельной пластинки. Параллельные лучи, выходящие из одной точки источника, просто совпадают друг с другом. То есть апертура интерференции равна нулю $\beta = 0$.

Полосы равного наклона можно наблюдать при любом размере источника света:

$$b_{\max} = \frac{\lambda}{\beta} = \infty .$$

Найдем теперь ширину интерференционных полос. Пусть свет источника S падает под углом α_1 на плоскопараллельную пластину толщиной h и показателем преломления n. Угол преломления α_2 соответствует закону преломления Снеллиуса

$$\sin(\alpha_1) = n \cdot \sin(\alpha_2).$$

Лучи отраженные верхней и нижней гранями пластины идут параллельно друг другу на расстоянии a:

$$a = 2h \cdot tg(\alpha_2) \cdot \cos(\alpha_1),$$

здесь $h \cdot tg(\alpha_2)$ — горизонтальное смещение луча при прохождении от верхней до нижней грани пластины, то есть $2h \cdot tg(\alpha_2)$ — расстояние по горизонтали между точкой входа луча в пластинку и точкой выхода из пластинки после отражения от нижней грани.

Ширина d интерференционных полос на экране определяется величиной угла γ, под которым лучи сходятся на экране:

$d = \dfrac{\lambda}{\gamma}$ — ширина полос, где $\gamma = \dfrac{a}{f}$. Здесь f — фокусное расстояние линзы, $a = 2h \cdot tg(\alpha_2) \cdot \cos(\alpha_1)$.

Чтобы найти допустимую немонохроматичность источника света $\delta\lambda = \dfrac{\lambda^2}{\Delta}$, нужно найти оптическую разность хода Δ.

Пока нижний луч дважды проходит через пластину, преодолевая оптическую длину пути $2\dfrac{nh}{\cos(\alpha_2)}$, верхний луч проходит путь $a \cdot tg(\alpha_1) = 2h \cdot tg(\alpha_2) \cdot \sin(\alpha_1)$ от верхней грани пластины до пунктирной линии перпендикулярной отраженным пластинкой лучам.

$$\Delta = 2\frac{nh}{\cos(\alpha_2)} - 2h \cdot tg(\alpha_2) \cdot \sin(\alpha_1) = \frac{2h}{\cos(\alpha_2)}\left(n - \sin(\alpha_2) \cdot \sin(\alpha_1)\right) =$$

$$= \frac{2h}{\cos(\alpha_2)}\left(n - \sin(\alpha_2) \cdot n \cdot \sin(\alpha_2)\right) = \frac{2nh}{\cos(\alpha_2)}\left(1 - \sin^2(\alpha_2)\right) = 2nh \cdot \cos(\alpha_2) \qquad =>$$

$\Delta = 2nh \cdot \cos(\alpha_2)$ — оптическая разность хода интерферирующих лучей. Тогда

$\delta\lambda_{\max} = \dfrac{\lambda^2}{\Delta} = \dfrac{\lambda^2}{2nh \cdot \cos(\alpha_2)}$ — допустимая немонохроматичность источника света при наблюдении полос равного наклона. Косинус угла преломления $\cos(\alpha_2)$ в этих формулах может быть выражен через угол падения α_1:

$$\cos(\alpha_2) = \sqrt{1 - \sin^2(\alpha_2)} = \sqrt{1 - \frac{1}{n^2}\sin^2(\alpha_1)}.$$

Если считать, что толщина пластинки мала по сравнению с расстоянием от пластинки до источника света, то разность хода Δ и допустимая немонохроматичность $\delta\lambda_{\max}$ примерно такие же для любой плоскости локализации интерференционной картины.

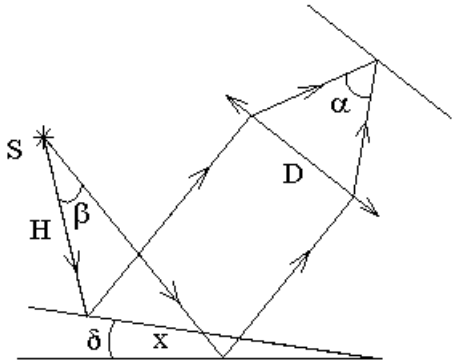
Исходящие от разных точек источника света лучи с одинаковым углом α_1 падения на пластину, идут параллельно друг другу и собираются линзой в одну точку экрана. Каждый из этих лучей, отражаясь от пластины, формирует пару параллельных лучей с одной и той же разностью хода Δ. Если рассмотреть свет, который падает на пластину под другим углом α_1, то он попадает в другую точку экрана.

Каждому углу падения α_1 в плоскости рисунка соответствует своя точка на экране и своя разность хода Δ. Если теперь падающий на пластинку луч повернуть вокруг нормали к пластинке, то угол падения не изменится, а два отраженных интерферирующих луча с той же разностью хода будут попадать в другую точку экрана, которая сместится в направлении перпендикулярном

плоскости рисунка. В результате, точки на экране с одинаковой разностью хода Δ и одинаковым углом наклона к платине образуют полосы перпендикулярные плоскости рисунка, в частности, точки экрана с разностью хода кратной λ образуют светлые полосы. Поэтому интерференционные полосы на экране называются полосами равного наклона.

Факультативная вставка.

В отличие от плоскопараллельной пластинки при отражении от оптического клина полосы равного наклона практически невозможно наблюдать.



Чтобы оба луча попали в линзу диаметром D необходимо выполнение условия:

$x < D$, где x — расстояние между двумя лучами по горизонтали.

С другой стороны

$$\left.\begin{array}{l} x \approx \beta H \\ \beta = 2\delta \end{array}\right\} \quad => \quad x \approx 2H\delta .$$

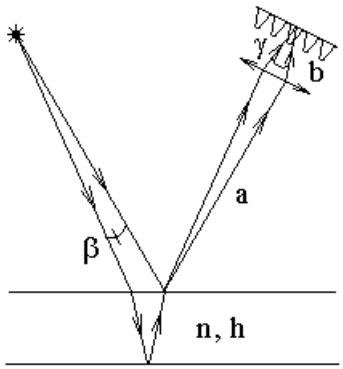
Тогда при больших значениях H условие $x < D$ невыполнимо. Невозможно наблюдать полосы равного наклона при отражении от оптического клина, если источник света находится на большом расстоянии от оптического клина, особенно если полосы наблюдать глазом. Глазом без экрана наблюдаются полосы равной толщины.

Конец факультативной вставки.

Экзамен. Полосы равной толщины.

Полосы равной толщины локализованы на поверхности плоскопараллельной пластинки, на поверхности обращенной к свету. При этом подразумевается, что пластинка тонкая. Толщина пластинки много меньше расстояния от пластинки до источника света.

Рассмотрим интерференционные полосы, локализованные на верхней границе отражающей свет пластинки.



С этой целью линзу и экран нужно поставить так, чтобы $\frac{1}{|a|}+\frac{1}{|b|}=\frac{1}{f}$, где f — фокусное расстояние линзы, $|a|$ и $|b|$ — расстояния от пластинки до линзы и от линзы до экрана. Тогда на экране отображается интерференционная картина, локализованная на поверхности пластинки.

$d=\frac{\lambda}{\gamma}$ — ширина интерференционных полос,

$b_{\max}=\frac{\lambda}{\beta}$ — максимальный допустимый размер источника света, чтобы интерференционные полосы не полностью смазались.

$\delta\lambda_{\max}=\frac{\lambda^2}{\Delta}=\frac{\lambda^2}{2nh\cdot\cos(\alpha_2)}$ — допустимая немонохроматичность источника света такая же, как и при наблюдении полос равного наклона.

<u>Факультативная вставка.</u>

Если посмотреть на лужу с тонким слоем бензина, то на поверхности лужи видна радужная пленка — это полосы равной толщины, локализованные на поверхности тонкой бензиновой пленки. Роль линзы и экрана играют хрусталик глаза и сетчатка глаза.

Полосы видны даже в том случае, если источником света является пасмурное небо. Как это согласуется с максимальным допустимым размером источника света $b_{\max}=\frac{\lambda}{\beta}$?

Дело в том, что из точки на поверхности лужи зрачок глаза виден под малым телесным углом. Этот же угол, направленный с поверхности лужи в небо вырезает из туч или голубого неба источник света, лучи которого попадают в точку на сетчатке глаза, через рассматриваемую точку на поверхности лужи. Вырезаемый рассматриваемым углом источник света имеет размер меньше максимально допустимого размера $b_{\max}=\frac{\lambda}{\beta}$. Поэтому полосы не смазываются.

Конец факультативной вставки.

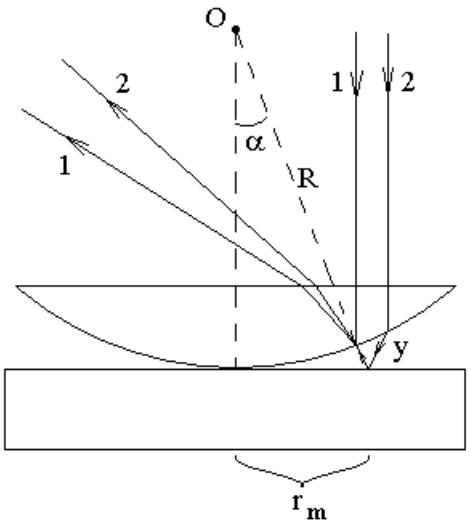
Факультативная вставка.

Если источник света находится далеко, то в отраженном свете от оптического клина даже с малым углом не смазываются только полосы равной толщины. В этом их преимущество по сравнению с любой другой плоскостью локализации интерференционной картины.

Конец факультативной вставки.

Экзамен. Кольца Ньютона.

Кольца Ньютона в отраженном свете — это разновидность полос равной толщины, локализованных в области соприкосновения плоской и сферической поверхностей.



Ход интерферирующих лучей изображен на рисунке. Нас интересуют два луча. Первый из них (луч 1) отражается от сферической границы. Второй луч отражается от плоской границы и на обратном пути проходит сферическую границу через точку отражения первого луча.

Обозначим буквой y ширину зазора между плоской границей пластинки и соприкасающейся с ней сферической границей линзы. Ширина этого зазора много меньше радиуса кривизны поверхности линзы $y << R$. В таком случае угол между двумя поверхностями обсуждаемого воздушного зазора мал $\alpha << 1$. Этот угол равен углу между двумя направлениями, одно из которых — это направление вертикально вниз из центра кривизны сферической поверхности в точку касания сферы и плоскости. Второе направление — это направление из центра сферической поверхности в точку прохождения сферической поверхности интерферирующими лучами. Углы равны, как углы со взаимно ортогональными сторонами.

На рисунке для наглядности угол α не очень мал. В результате оказывается, что луч, отраженный от плоской границы, проходит заметно различный путь вниз и вверх в воздушном зазоре между сферической и плоской границами. Для малой величины угла α длина пути вверх и вниз в воздушном зазоре примерно одинаковая. В таком случае разность хода рассматриваемых

интерферирующих лучей с хорошей точностью равна удвоенной ширине воздушного зазора y:

$$\Delta = 2y.$$

Кроме того, при малой величине угла α лучи отраженные двумя границами пойдут почти вертикально вверх.

Рассматривая два изображенных на рисунке пунктирных радиуса сферы и угол α между ними, получим:

$$y = R - R\cdot\cos(\alpha) = R\cdot(1-\cos(\alpha)) \approx R\cdot\left(1-\left(1-\frac{\alpha^2}{2}\right)\right) = \frac{R\alpha^2}{2}.$$

Разность хода интерферирующих лучей вдвое больше ширины зазора $\Delta = 2y$:

$$\Delta = \alpha^2 R.$$

При отражении второго луча от плоской границы происходит отражение от оптически более плотной среды. То есть отражение происходит с потерей полуволны. С учетом потери полуволны разность хода интерферирующих лучей:

$$\Delta = \alpha^2 R + \frac{\lambda}{2}.$$

Для темной полосы с номером m разность хода равна:

$$\Delta = m\lambda + \frac{\lambda}{2}.$$

Приравнивая друг другу оба выражения для разности хода, получим равенство

$$m\lambda = \alpha^2 R,$$

из которого следует зависимость угла α от номера темной интерференционной полосы m:

$$\alpha = \sqrt{\frac{m\lambda}{R}}.$$

Из рисунка видно, что радиус соответствующего темного кольца

$r_m \approx \alpha R$ =>

$r_m = \sqrt{m\lambda R}$ — радиус m-го темного интерференционного кольца Ньютона.

В качестве оценки величины радиуса первого темного кольца рассмотрим сферическую поверхность с радиусом $R = 20\,см$, тогда $r_1 = \sqrt{\lambda R} \approx 0.3\,мм$. Чем больше номер кольца m, тем меньше расстояние между соседними кольцами $\Delta r_m \sim \frac{1}{\sqrt{m}}$. То есть кольца Ньютона нужно рассматривать через микроскоп.

При $m = 0$ имеем $r_m = 0$. В точке касания плоской и сферической поверхностей находится нулевая темная полоса.

<u>Факультативная вставка.</u>

Есть еще две плоские поверхности, от которых отражается свет. Это верхняя граница линзы и нижняя граница плоскопараллельной пластинки.

Для любой другой пары из четырех поверхностей, кроме подробно рассмотренной ранее пары, разность хода Δ интерферирующих волн гораздо больше, а требования к спектральной ширине источника света $\delta\lambda < \frac{\lambda^2}{\Delta}$ гораздо жестче. Если спектральная ширина нелазерного источника света достаточно велика, то волны, отраженные от других пар поверхностей не интерферируют. С лазерным источником света интерференционная картина будет сложнее.

<u>Конец факультативной вставки.</u>