**Дифракционная решетка.**

**Экзамен. Главные дифракционные максимумы решетки.**

Дифракционная решетка может работать как в отраженном свете, так и в прошедшем свете.

Рассмотрим решетку, работающую на пропускание. Такая решетка состоит из чередующихся прозрачных и непрозрачных полосок.

Пусть $a$ — ширина прозрачной полоски, $b$ — ширина непрозрачной полоски. Тогда величину $a+b \equiv d$ — называют шагом дифракционной решетки или шириной штриха решетки.

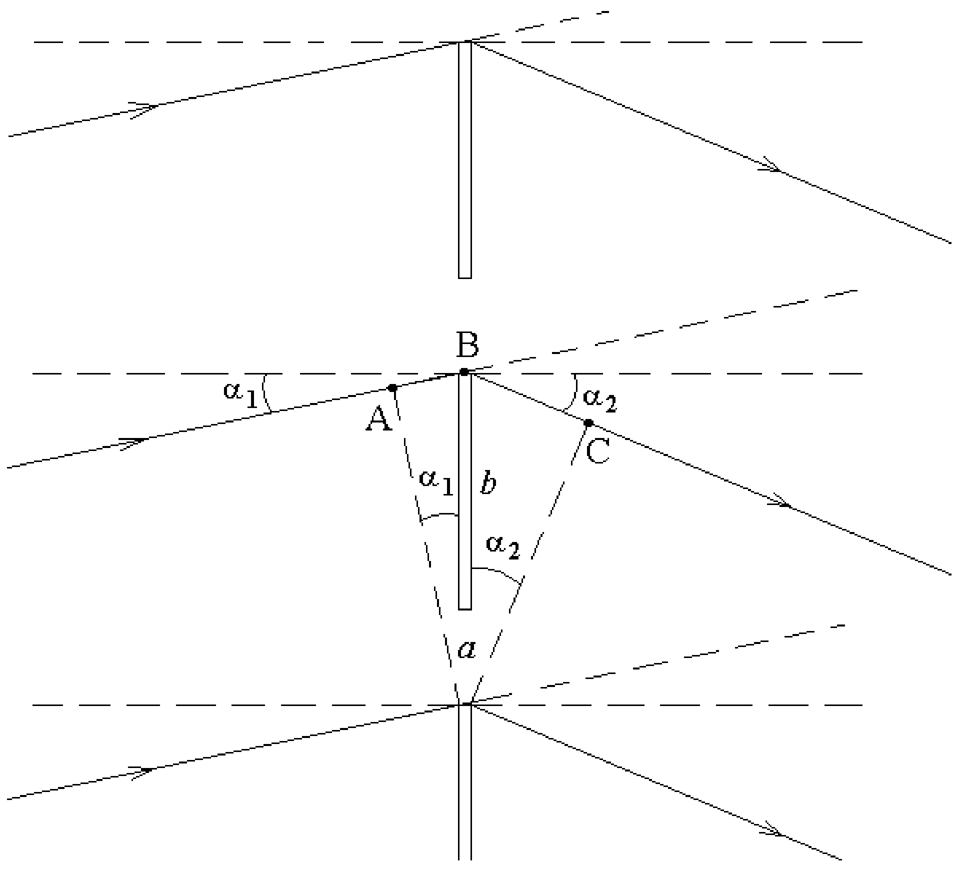
Будем рассматривать только дифракцию Фраунгофера, когда дифракционная картина локализована на бесконечности. Будем рассматривать возможные направления падающей световой волны только перпендикулярные направлению штриха решетки.

Направление главного дифракционного максимума решетки (по определению) — это направление, в котором свет от разных штрихов приходит в одинаковой фазе.

Если свет приходит в одинаковой фазе, то разность хода для соседних штрихов кратна длине волны.

$\Delta = m\lambda$, где $m = 0, \pm 1, \pm 2, ...$ — порядок дифракции.

На следующем рисунке рассмотрим дифракционную решетку, которая работает на пропускание. Плоскость решетки перпендикулярна плоскости рисунка. Штрихи решетки тоже направлены перпендикулярно плоскости рисунка.



Из рисунка видно, что разность хода $\Delta$ лучей, проходящих через нижний край двух соседних штрихов решетки, равна сумме длин отрезков $AB = d \cdot \sin(\alpha_1)$ и $BC = d \cdot \sin(\alpha_2)$. Тогда:

$\Delta = d \cdot (\sin(\alpha_1) + \sin(\alpha_2))$, где $d$ — шаг решетки,

Здесь $\alpha_1$ — угол падения света на дифракционную решетку или угол между падающим лучом и нормалью к плоскости решетки, $\alpha_2$ — угол дифракции.

Положительные направления для углов $\alpha_1$ и $\alpha_2$ выбраны так, чтобы поворот луча составлял угол $(\alpha_1 + \alpha_2)$.

Для главного дифракционного максимума $\Delta = m\lambda$ и, следовательно,

$d \cdot (\sin(\alpha_1) + \sin(\alpha_2)) = m\lambda$.

Это основное уравнение дифракционной решетки. Его можно рассматривать, как уравнение для определения угла дифракции света $\alpha_2$ при заданных остальных параметрах.

Для каждой длины волны света $\lambda$ основное уравнение дифракционной решетки задает свое направление дифракции $\alpha_2$.

---------

Отражательные дифракционные решетки обычно используются в спектрометре в качестве диспергирующего элемента вместо призмы. Параллельный пучок лучей падает на призму. После призмы свет каждой длины волны идет в своем направлении за счет дисперсии света (показатель преломления призмы зависит от длины волны света). Аналогично, если параллельный пучок света падает на дифракционную решетку, то после отражения от решетки свет с каждой длиной волны идет в свою сторону.

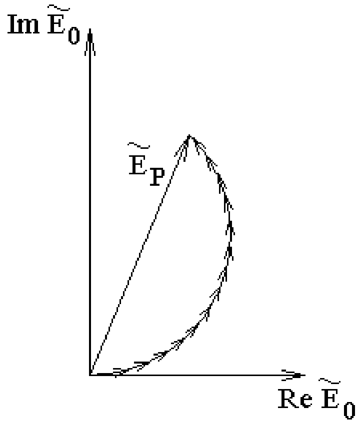
Спектр света, полученный с помощью дифракционной решетки, может быть осложнен наложением друг на друга спектров разных порядков дифракции.

## Экзамен. Угловая ширина главного дифракционного максимума решетки.

Пусть для некоторого угла дифракции разность хода для соседних штрихов почти кратна длине волны $\Delta \approx m\lambda$, но несколько отличается от $m\lambda$.

Если разность хода кратна $\lambda$, то разность фаз кратна $2\pi$. Такую разность фаз можно не учитывать и считать нулевой.

Дифракционная решетка всегда содержит много штрихов от нескольких сотен до десятков тысяч. В таком случае суммарная комплексная амплитуда в точке наблюдения от вторичных источников всех штрихов — это сумма большого числа векторов на комплексной плоскости. Векторы имеют одинаковую длину и развернуты друг относительно друга на одинаковые углы (угол поворота на комплексной плоскости равен разности фаз). Эти углы малы, если разность хода для соседних штрихов почти кратна $\lambda$, а соответствующая разность фаз почти кратна $2\pi$. В таком случае картина сложения комплексных амплитуд похожа на дугу окружности.




Количество слагаемых векторов равно числу штрихов решетки $N$.

При изменении угла дифракции дуга изменяет радиус кривизны без изменения длины дуги. При некотором угле дифракции дуга свернется в окружность, и суммарная амплитуда окажется нулевой. Этот угол дифракции будет примерно равен угловой ширине на половине высоты главного дифракционного максимума решетки. Поясним это чуть позже, а сейчас найдем величину угла.

Если дуга свернулась в окружность, то сдвиг фаз между первым и последним $N$-ым слагаемым будет примерно равен $2\pi$:

$\delta\varphi_{1N} \approx 2\pi$.

Этот угол равен $N-1$ углов между соседними векторами $\delta\varphi_{12}$, тогда

$$\delta\varphi_{12} = \frac{\delta\varphi_{1N}}{N-1} = \frac{2\pi}{N}.$$

Этой разности фаз комплексных амплитуд излучений двух соседних штрихов решетки соответствует разность хода:

$$\Delta_{12} = \lambda \frac{\delta\varphi_{12}}{2\pi} = \frac{\lambda}{2\pi}\delta\varphi_{12} = \frac{\lambda}{2\pi}\cdot\frac{2\pi}{N} = \frac{\lambda}{N}.$$

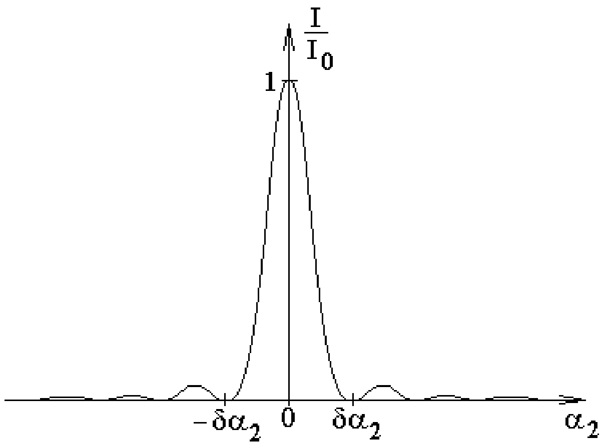
Найдем, какое изменение угла дифракции $\delta\alpha_2$ соответствует такому изменению разности хода. Для этого продифференцируем уравнение $\Delta = d\cdot\left(\sin(\alpha_1)+\sin(\alpha_2)\right)$, считая, что переменные величины — это разность хода $\Delta$ и угол дифракции $\alpha_2$:

$$\delta\Delta = d\cdot\delta\left(\sin(\alpha_1)+\sin(\alpha_2)\right) = d\cdot\cos(\alpha_2)\cdot\delta\alpha_2 \quad => \quad \delta\Delta = d\cdot\cos(\alpha_2)\cdot\delta\alpha_2,$$

здесь $\delta\Delta$ и $\delta\alpha_2$ — дифференциалы.

Заменим в этом равенстве $\delta\Delta$ разностью хода от двух соседних штрихов $\Delta_{12} = \dfrac{\lambda}{N}$ и получим изменение угла дифракции $\delta\alpha_2$, соответствующее изменению амплитуды дифрагированной волны от максимума до нуля:

$$\delta\alpha_2 = \frac{\lambda}{N d\cdot\cos(\alpha_2)}.$$

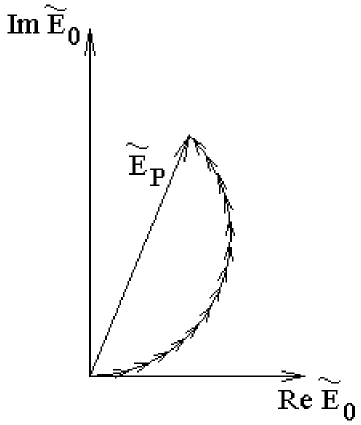



Из рисунка зависимости интенсивности дифрагированной волны от угла дифракции видно, что угол $\delta\alpha_2 = \dfrac{\lambda}{Nd \cdot \cos(\alpha_2)}$ примерно равен угловой ширине главного дифракционного максимума на половине его высоты.

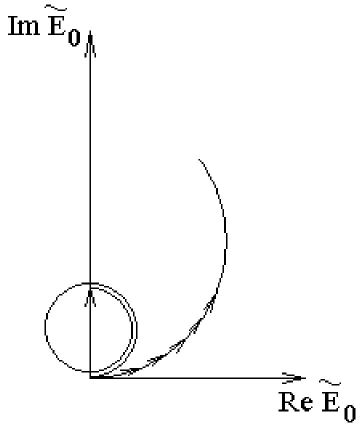
**<u>Экзамен. Побочные максимумы дифракционной решетки.</u>**

Напомним рассмотрение вопроса об угловой ширине главного дифракционного максимума дифракционной решетки.

Как уже обсуждалось выше, на комплексной плоскости картина сложения комплексных амплитуд излучения разных штрихов решетки похожа на дугу окружности:




При изменении направления наблюдения света (угла дифракции) изменяется радиус кривизны без изменения длины дуги. При монотонном изменении угла дифракции дуга сначала сворачивается в окружность, а затем — в полторы окружности. Вектор, проведенный из начала дуги в конец при этом снова достигнет максимума. Этому максимуму амплитуды соответствует максимум интенсивности.




Это и есть побочный максимум дифракционной решетки.

Длина дуги при сворачивании не изменяется, поэтому отношение амплитуды побочного максимума к амплитуде основного максимума равно отношению диаметра окружности к длине дуги в полторы окружности. Напомним, что для главного дифракционного максимума решетки дуга разворачивается в горизонтальный отрезок.

$\frac{D}{\frac{3}{2}\pi D} = \frac{1}{\frac{3}{2}\pi}$ — отношение амплитуд максимумов. Тогда отношение интенсивностей в первом побочном максимуме и в главном максимуме решетки будет равно:

$$\frac{I_1}{I_0} = \frac{1}{\left(\frac{3}{2}\pi\right)^2}.$$

Следующие побочные максимумы получаются, когда дуга на комплексной плоскости сложения амплитуд сворачивается в две с половиной окружности, затем в три с половиной и т. д.

Интенсивности побочных максимумов относительно интенсивности главного максимума принимают значения:

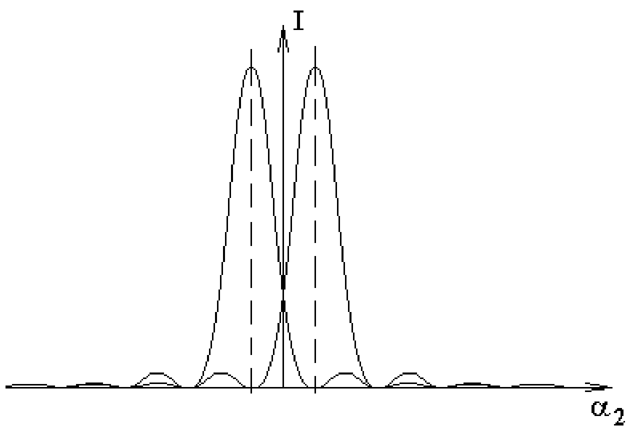
$$\frac{1}{\left(\frac{3}{2}\pi\right)^2}, \frac{1}{\left(\frac{5}{2}\pi\right)^2}, \frac{1}{\left(\frac{7}{2}\pi\right)^2}, \ldots$$

## Экзамен. Спектральное разрешение дифракционной решетки. Критерий Рэлея.

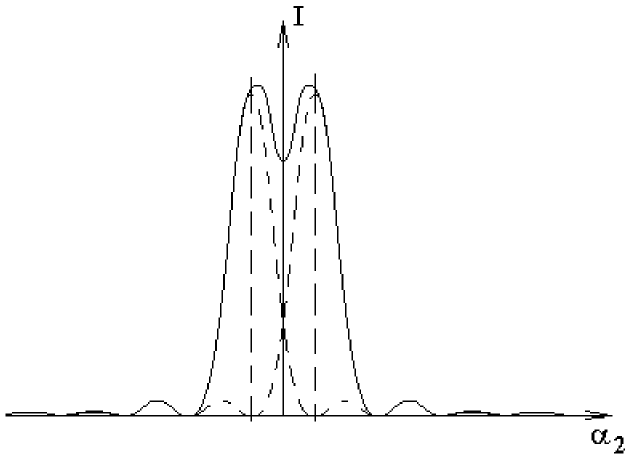
Пусть в спектре света, падающего на решетку, есть две близкие спектральные линии. В каких случаях дифракционная решетка позволяет определить, что линии две, а в каких не позволяет?

По критерию Рэлея спектральные линии находятся на пороге разрешения, если главный дифракционный максимум одной спектральной линии совпадает с первым нулем интенсивности другой. Имеется в виду ноль интенсивности соседний с главным дифракционным максимумом, и подразумевается, что интенсивности двух спектральных линий равны.

Рассмотрим два графика зависимости интенсивности света от угла дифракции для каждой из двух спектральных линий.




Если спектральные линии близки, то нет возможности различить, где свет одной линии, а где — другой. Регистрируется только суммарная интенсивность двух спектральных линий. На пороге разрешения по критерию Рэлея контур суммарной интенсивности имеет в центре примерно 20%-ый провал.




Провал суммарного контура интенсивности в 20% — второе определение критерия Рэлея для предела спектрального разрешения.

Эти два определения критерия Рэлея для разрешающей способности оптических приборов справедливы не только для дифракционных решеток, но и для других оптических устройств. Если зависимость интенсивности после максимума не опускается до нуля, то пользуются вторым определением критерия Рэлея для разрешающей способности оптического прибора.

---------

Рассмотрим основное равенство дифракционной решетки

$d \cdot \left(\sin(\alpha_1) + \sin(\alpha_2)\right) = m\lambda$, где $m$ — целое число — порядок дифракции.

Продифференцируем это равенство, считая, что переменные величины — это угол дифракции $\alpha_2$ и длина световой волны $\lambda$. Тогда получим

$d \cdot \cos(\alpha_2) \cdot \delta\alpha_2 = m \cdot \delta\lambda$, где $\delta\alpha_2$ и $\delta\lambda$ — дифференциалы.

Подставим в получившееся равенство выражение для угловой ширины главного дифракционного максимума $\delta\alpha_2 = \dfrac{\lambda}{N\,d \cdot \cos(\alpha_2)}$ дифракционной решетки и получим

$$d \cdot \cos(\alpha_2) \cdot \frac{\lambda}{Nd \cdot \cos(\alpha_2)} = m \cdot \delta\lambda \qquad => \qquad \frac{\lambda}{N} = m \cdot \delta\lambda .$$

Отсюда можно выразить отношение $\dfrac{\delta\lambda}{\lambda}$:

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{mN}.$$

Этому изменению $\delta\lambda$ длины волны $\lambda$ соответствует такое изменение угла дифракции $\alpha_2$, которое для одной длины волны соответствует изменению интенсивности дифрагированной волны от главного дифракционного максимума до ближайшего нуля. По критерию Рэлея это изменение длины волны равно спектральному разрешению решетки.

В результате получаем, что относительное спектральное разрешение дифракционной решетки

$$\frac{\delta\nu}{\nu} = \frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{mN},$$

где $m$ — порядок дифракции, $N$ — общее число штрихов решетки.

## Экзамен. Аппаратная функция дифракционной решетки.

Что такое аппаратная функция прибора? Пусть у нас есть некоторый измерительный прибор, результатом измерения которого является некоторая функция. Пусть у нас есть некоторый идеальный сигнал на входе прибора, на который идеально работающий прибор должен выдать функцию в виде идеально тонкого пика, пропорционального дельта-функции Дирака. Реальный, а не идеальный, прибор выдает на выходе некоторый узкий контур вместо бесконечно узкого пика. Этот узкий контур и называют аппаратной функцией прибора. Аппаратный контур — это отклик прибора в ситуации, когда идеальный прибор должен откликнуться узким пиком.

Рассмотрим в качестве прибора спектрометр с дифракционной решеткой (вместо призмы) в качестве диспергирующего элемента. Подадим на вход спектрометра идеально монохроматическое излучение. Идеальный спектрометр должен выдать спектр в виде бесконечно узкого пика на одной частоте (одной длине волны). Найдем отклик реального спектрометра на монохроматическое излучение, то есть аппаратную функцию спектрометра. Будем считать, что остальные оптические элементы спектрометра, кроме дифракционной решетки, работают идеально. Тогда аппаратная функция спектрометра совпадет с аппаратной функцией дифракционной решетки. Найдем эту функцию.

Найдем аналитическое выражение для зависимости интенсивности монохроматического света от угла дифракции для дифракционной решетки.

Пусть амплитуда света в точке наблюдения от нижнего штриха решетки равна $\tilde{E}_1$. От следующего штриха решетки свет придет в точку наблюдения с таким же модулем амплитуды, но с другой фазой. Фазовый сдвиг $\delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta$ определяется разностью хода $\Delta = d \cdot \left(\sin\left(\alpha_1\right) + \sin\left(\alpha_2\right)\right)$, где $d$ — шаг решетки, $\alpha_1$ — угол падения света на решетку, $\alpha_2$ — угол дифракции:

$$\delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta = k\Delta = kd \cdot \left(\sin\left(\alpha_1\right) + \sin\left(\alpha_2\right)\right).$$

Амплитуда света в точке наблюдения от второго штриха решетки равна $\tilde{E}_1 e^{i\,\delta\varphi}$, от третьего $\tilde{E}_1 e^{2i\,\delta\varphi}$, от четвертого $\tilde{E}_1 e^{3i\,\delta\varphi}$ и так далее. Амплитуда света от всей решетки:

$$\tilde{E} = \tilde{E}_1 + \tilde{E}_1 e^{i\,\delta\varphi} + \tilde{E}_1 e^{2i\,\delta\varphi} + \tilde{E}_1 e^{3i\,\delta\varphi} + \ldots + \tilde{E}_1 e^{(N-1)i\,\delta\varphi}$$

где $N$ — число штрихов решетки.

Складывая, как геометрическую прогрессию, получаем:

$$\tilde{E} = \tilde{E}_1 \frac{1 - e^{Ni\,\delta\varphi}}{1 - e^{i\,\delta\varphi}}.$$

Интенсивность света пропорциональна квадрату модуля амплитуды:

$$I = I_1 \frac{\sin^2\left(N\frac{\delta\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\delta\varphi}{2}\right)},$$

здесь $I$ — интенсивность света при дифракции Фраунгофера на дифракционной решетке в зависимости от угла дифракции $\alpha_2$, величина $I_1 = I_0\left(\frac{\sin\left(U\right)}{U}\right)^2$ — интенсивности света при дифракции Фраунгофера на одной щели шириной $a$ (при дифракции на одном первом штрихе решетки), здесь $U = \frac{1}{2}ka\left(\sin\left(\alpha_1\right) + \sin\left(\alpha_2\right)\right)$, где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число, $\alpha_1$ — угол падения света на решетку, $\alpha_2$ — угол дифракции, $N$ — число штрихов решетки.

Сравним $U = \frac{1}{2}ka\left(\sin\left(\alpha_1\right) + \sin\left(\alpha_2\right)\right)$ с величиной $\frac{\delta\varphi}{2} = \frac{1}{2}kd \cdot \left(\sin\left(\alpha_1\right) + \sin\left(\alpha_2\right)\right)$ — половиной запаздывания по фазе между световыми волнами от двух соседних штрихов решетки с периодом $d$. Из сравнения видно, что $U = \frac{a}{d} \cdot \frac{\delta\varphi}{2}$. Тогда

$$I = I_1 \frac{\sin^2\left(N\frac{\delta\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\delta\varphi}{2}\right)} = I_0 \left(\frac{\sin(U)}{U}\right)^2 \frac{\sin^2\left(N\frac{\delta\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\delta\varphi}{2}\right)} = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{a}{d}\frac{\delta\varphi}{2}\right)}{\left(\frac{a}{d}\frac{\delta\varphi}{2}\right)^2} \cdot \frac{\sin^2\left(N\frac{\delta\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\delta\varphi}{2}\right)},$$

где $\delta\varphi = kd \cdot \left(\sin(\alpha_1) + \sin(\alpha_2)\right)$ — разность фаз в точке наблюдения от соседних штрихов дифракционной решетки, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число, $N$ — общее число штрихов решетки, $d$ — шаг (или период) решетки, $a$ — ширина прозрачной части штриха, $\alpha_1$ — угол падения света на решетку, $\alpha_2$ — угол дифракции, для которого вычисляется интенсивность света $I$.

## **Экзамен. Дифракционная решетка с отсутствующими четными главными дифракционными максимумами.**

Свет дифрагирует на каждой прозрачной части штриха решетки, как на одной щели.

Рассмотрим решетку, у которой прозрачная и непрозрачная части штриха равны по ширине:

$$a = b = \frac{d}{2}.$$

При нормальном падении света на решетку $\alpha_1 = 0$ рассмотрим второй порядок дифракции $m = 2$:

$$\begin{cases} d \cdot \left(\sin(\alpha_1) + \sin(\alpha_2)\right) = m\lambda \\ m = 2 \\ \alpha_1 = 0 \end{cases} \quad \Rightarrow \quad d \cdot \sin(\alpha_2) = 2\lambda \quad \Rightarrow$$

$$\sin(\alpha_2) = \frac{2\lambda}{d}.$$

Рассмотрим интенсивность света, дифрагированного в этом направлении прозрачной частью одного штриха:

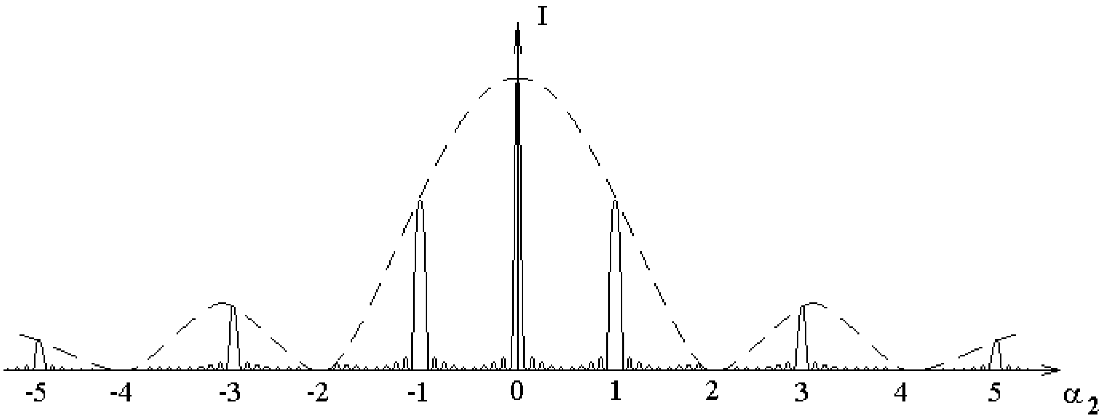
$$I(\alpha) = I_0 \left(\frac{\sin(U)}{U}\right)^2, \text{ где } U = \frac{1}{2} ka \cdot \sin(\alpha).$$

Тогда с учетом $\sin(\alpha_2) = \frac{2\lambda}{d}$ получим $U = \frac{1}{2} ka \cdot \frac{2\lambda}{d} = \frac{1}{2} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{d}{2} \cdot \frac{2\lambda}{d} = \pi$,

тогда $\sin(U) = 0 \quad \Rightarrow \quad I(\alpha_2) = I_0 \left(\frac{\sin(U)}{U}\right)^2 = 0.$

Следовательно, второй главный дифракционный максимум имеет нулевую интенсивность для решетки с одинаковой шириной прозрачной и непрозрачной части штриха $a = b = \frac{d}{2}$.

Аналогично можно показать, что для такой решетки пропадают все четные дифракционные максимумы кроме нулевого. Пример зависимости интенсивности монохроматического света от угла дифракции для такой решетки приведен на следующем рисунке.




Здесь пунктирной линией изображена зависимость интенсивности от угла дифракции для одного штриха решетки. Главные дифракционные максимумы решетки пронумерованы. Из рисунка видно, что четные главные максимумы попадают на нули интенсивности дифракции на одной щели. Этот график представляет собой аппаратную функцию дифракционной решетки при условии равенства ширины прозрачной и непрозрачной части штриха $a = b = \frac{d}{2}$.

Заметим, что обычно угол дифракции отсчитывают не вниз, как сделали мы, а вверх, и положительные порядки дифракции обычно отсчитываются вверх. В таком случае разность хода от соседних штрихов решетки

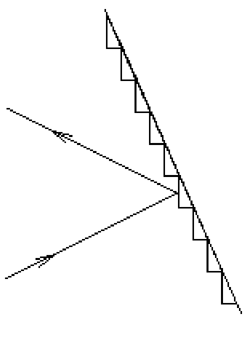
$$\Delta = d \cdot \left(\sin\left(\alpha_2\right) - \sin\left(\alpha_1\right)\right) \quad \text{и} \quad d \cdot \left(\sin\left(\alpha_2\right) - \sin\left(\alpha_1\right)\right) = m\lambda$$

(разность синусов вместо суммы), и разность фаз в вопросе об аппаратной функции равна

$$\delta\varphi = kd \cdot \left(\sin\left(\alpha_2\right) - \sin\left(\alpha_1\right)\right).$$

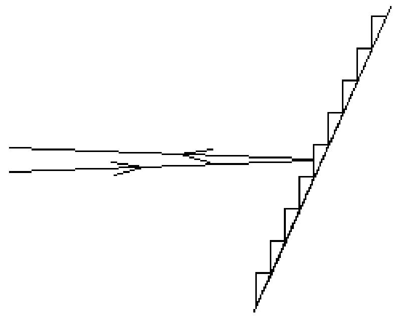
Остальные формулы останутся без изменения.

## <u>Факультатив. Отражательная решетка с профилированным штрихом.</u>



При нормальном падении света на решетку большая часть энергии отражается в первый порядок дифракции, если в этом направлении зеркально отражает каждый штрих решетки. В спектрометре энергетически выгодно, чтобы в первый порядок дифракции света отражалось больше, чем в нулевой порядок, поэтому в спектрометре обычно используется решетка с профилированным штрихом.

Отражательная решетка с профилированным штрихом часто используются в $CO_2$-лазере в качестве одного из зеркал лазера. Такое зеркало отражает обратно свет в минус первый порядок дифракции



только для одной длины волны $2d \cdot \sin(\alpha) = \lambda$.

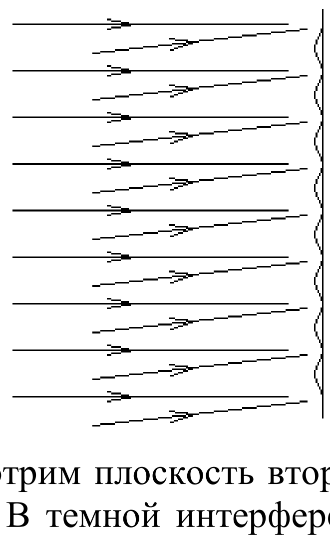
Поворот решетки и изменение угла падения и одновременно угла дифракции $\alpha$ приводит к изменению длины волны света $\lambda$, для которой решетка отражает свет строго назад.

Для $CO_2$-лазера в минус первый порядок дифракции решетки отражается до 90% энергии.

## **Голография.**

## **Экзамен. Голограмма плоской световой волны.**

Рассмотрим некоторый экран, на который падают две плоские монохроматические световые волны. Пусть одна из волн падает на экран строго перпендикулярно экрану. Назовем эту волну опорной волной. Пусть вторая волна, назовем ее сигнальной волной, падает на экран под небольшим углом к первой. На экране наблюдается интерференционная картина.

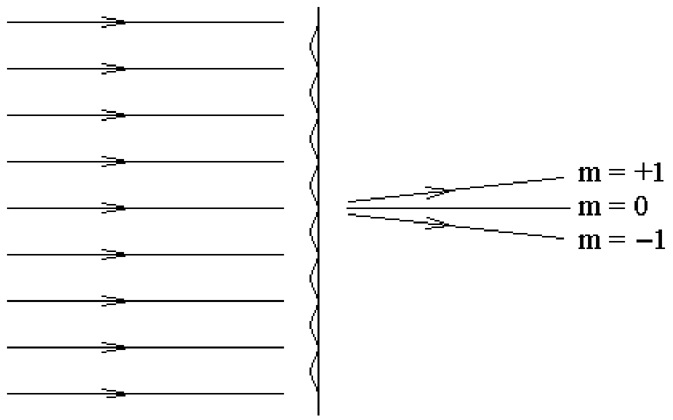


Уберем экран и рассмотрим плоскость вторичных источников в бывшем месте расположения экрана. В темной интерференционной полосе вторичных источников нет, в светлой полосе — есть.

Те же самые вторичные источники в рассматриваемой плоскости можно получить другим способом. Возьмем прозрачную пластинку, нанесем на нее фотоэмульсию и сфотографируем интерференционную картину в рассматриваемой нами плоскости. Это фотографирование назовем записью голограммы. Для записи голограммы используется лазерное излучение.

Будем считать, что темные интерференционные полосы стали темными непрозрачными полосами на фотопластинке, а светлые интерференционные полосы стали прозрачными полосами на фотопластинке. Эту проявленную фотографию будем называть голограммой.

Что будет, если на голограмму направить только одну из двух световых волн — опорную волну? Интерференционная картина, запечатленная на голограмме, будет выполнять функцию дифракционной решетки, работающей на пропускание. Если почернение голограммы — гармоническая функция координаты, то дифракционная решетка имеет только нулевой и плюс-минус первые порядки дифракции $m$.




Здесь в первом порядке дифракции (вверх) $m = +1$ — восстановленная сигнальная волна, в нулевом порядке $m = 0$ — прошедшая опорная волна, и еще одна волна в минус первом порядке дифракции — лишняя волна.

Таким образом, если голограмму осветить опорной волной, то в прошедшем свете за голограммой кроме опорной волны появляется восстановленная сигнальная волна.

Освещение голограммы опорной световой волной и наблюдение восстановленной сигнальной волны называется воспроизведением голограммы.

---

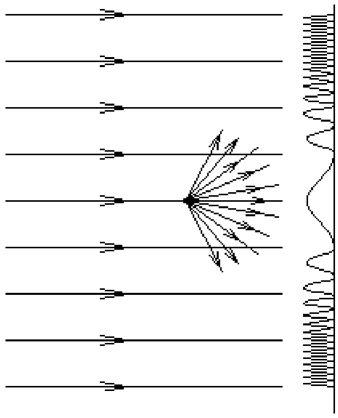
Почему нет минус первого порядка дифракции от вторичных источников света, если убрать фотопластинку при записи голограммы?

Дело в том, что при восстановлении голограммы все вторичные источники света в плоскости фотопластинки имеют одинаковую фазу, а при записи голограммы фазы в плоскости фотопластинки разные.

## Экзамен. Голограмма точки при нормальном падении опорной волны.

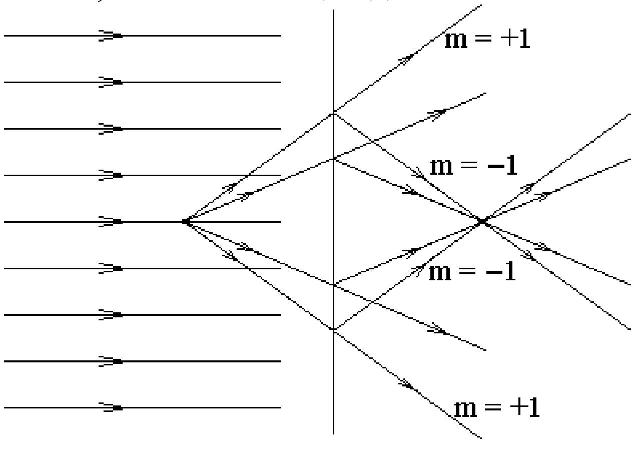
Рассмотрим запись голограммы.

Пусть перпендикулярно на фотопластинку падает опорная монохроматическая световая волна, и пусть на пути световой волны находится маленькая песчинка, рассеивающая свет.



Волна, рассеянная песчинкой, — сигнальная волна. Сигнальная волна будет иметь почти сферический фронт. На фотопластинке опорная и сигнальная волны интерферируют. Задача имеет осевую симметрию, следовательно, и интерференционная картина обладает той же симметрией. Интерференционная картина — светлые и темные кольца. В центре интерференционной картины угол $\alpha$ между двумя интерферирующими волнами мал, следовательно, интерференционные полосы — широкие. Ширина полос $d = \dfrac{\lambda}{\alpha}$. По мере удаления от центра экрана интерференционные кольца становятся все уже и уже, так как угол $\alpha$ между интерферирующими волнами увеличивается.

После проявления фотопластинки получим голограмму точки. Для воспроизведения голограммы осветим ее опорной волной. Каждый небольшой участок голограммы можно рассматривать, как голограмму плоской волны, так как на малом участке ширина интерференционных полос почти постоянна. Из каждого малого участка голограммы при ее освещении опорной волной выходят три волны: $m = +1$ — восстановленная сигнальная волна, $m = 0$ — прошедшая опорная волна, $m = -1$ — еще одна световая волна.




На рисунке, чтобы не загромождать его, изображены только некоторые лучи первого и минус первого порядков дифракции. Лучи плюс первого порядка дифракции как бы выходят из мнимого восстановленного изображения точечного источника сигнальной волны. Лучи минус первого порядка дифракции формируют лишнее действительное изображение справа от голограммы.

---------

Заметим, что голограмма фокусирует свет в точку действительного изображения. Если почернение интерференционных полос голограммы имеет прямоугольный профиль, а не гармонический профиль, как это наиболее желательно для голограммы, то голограмма точки представляет собой зонную пластинку для точки действительного изображения.