

Лекция №9 Интерференция и дифракция света.

Интерференция света

Интерференция – одно из ярких проявлений волновой природы света. Это интересное и красивое явление наблюдается при определенных условиях при наложении двух или нескольких световых пучков. Интенсивность света в области перекрытия пучков имеет характер чередующихся светлых и темных полос, причем в максимумах интенсивность больше, а в минимумах меньше суммы интенсивностей пучков. При использовании белого света **интерференционные полосы** оказываются окрашенными в различные цвета спектра. С интерференционными явлениями мы сталкиваемся довольно часто: цвета масляных пятен на асфальте, окраска замерзающих оконных стекол, причудливые цветные рисунки на крыльях некоторых бабочек и жуков – все это проявление интерференции света.

Условие интерференционного максимума:

$$\Delta = \pm m\lambda_0 \quad (m=0, 1, 2, \dots),$$

где $\Delta = L_1 - L_2$ - разность оптических длин проходимых волнами путей – оптическая разность хода; L – оптическая длина пути.

Условие интерференционного минимума:

$$\Delta = \pm (2m+1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (m=0, 1, 2, \dots),$$

Монохроматическая волна, распространяющаяся в направлении радиус-вектора \vec{r} , записывается в виде

$$E = a \cos(\omega t - kr),$$

где a – амплитуда волны, $k = 2\pi / \lambda$ – волновое число, λ – длина волны, $\omega = 2\pi\nu$ – круговая частота. В оптических задачах под E следует понимать модуль вектора напряженности электрического поля волны. При сложении двух волн в точке P результирующее колебание также происходит на частоте ω и имеет некоторую амплитуду A и фазу φ :

$$E = a_1 \cdot \cos(\omega t - kr_1) + a_2 \cdot \cos(\omega t - kr_2) = A \cdot \cos(\omega t - \varphi).$$

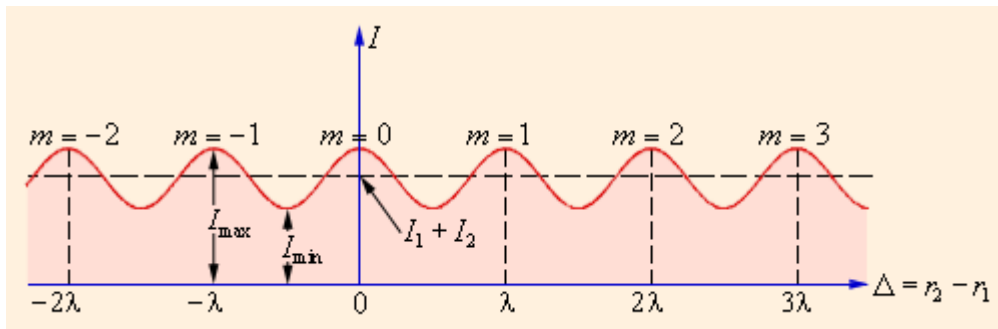
Не существует приборов, которые способны были бы следить за быстрыми изменениями поля световой волны в оптическом диапазоне; наблюдаемой величиной является поток энергии, который прямо пропорционален квадрату амплитуды электрического поля волны. Физическую величину, равную квадрату амплитуды электрического поля волны, принято называть **интенсивностью**: $I = A^2$.

Несложные тригонометрические преобразования приводят к следующему выражению для интенсивности результирующего колебания в точке P :

$$(*) \quad I = A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos k\Delta = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos k\Delta,$$

где $\Delta = r_2 - r_1$ – так называемая **разность хода**.

Из этого выражения следует, что интерференционный максимум (светлая полоса) достигается в тех точках пространства, в которых $\Delta = m\lambda$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$). При этом $I_{\max} = (a_1 + a_2)^2 > I_1 + I_2$. Интерференционный минимум (темная полоса) достигается при $\Delta = m\lambda + \lambda / 2$. Минимальное значение интенсивности $I_{\min} = (a_1 - a_2)^2 < I_1 + I_2$. На рис. показано распределение интенсивности света в интерференционной картине в зависимости от разности хода Δ .



Распределение интенсивности в интерференционной картине. Целое число m – порядок интерференционного максимума.

В частности, если $I_1 = I_2 = I_0$, т. е. интенсивности обеих интерферирующих волн одинаковы, выражение (*) приобретает вид:

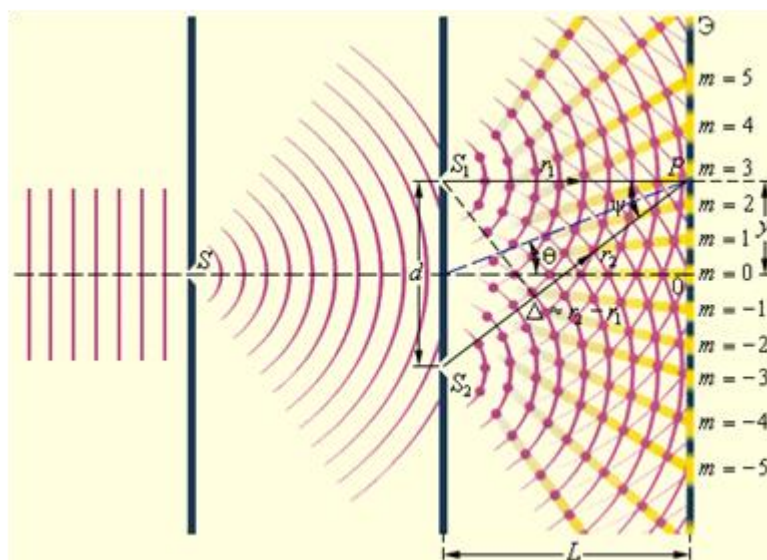
$$I = 2I_0(1 + \cos k\Delta). (**)$$

В этом случае $I_{\max} = 4I_0$, $I_{\min} = 0$.

Формулы (*) и (**) являются универсальными. Они применимы к любой интерференционной схеме, в которой происходит сложение двух монохроматических волн одной и той же частоты. Различия проявляются только в том, как зависит разность хода Δ от положения точки наблюдения P . Если в схеме Юнга через y обозначить смещение точки наблюдения от плоскости симметрии, то для случая, когда $d \ll L$ и $y \ll L$ (в оптических экспериментах эти условия обычно выполняются), можно приближенно получить:

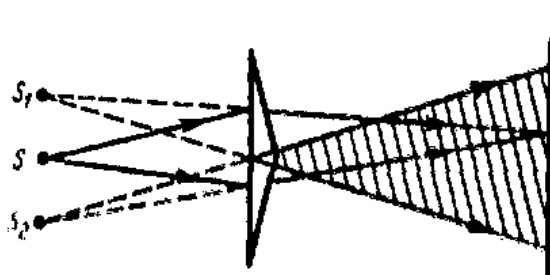
$$\Delta \approx d \cdot \theta \approx \frac{d \cdot y}{L}.$$

Метод Юнга. Исторически первым интерференционным опытом, получившим объяснение на основе волновой теории света, явился *опыт Юнга* (1802 г.). В опыте Юнга свет от источника, в качестве которого служила узкая щель S , падал на экран с двумя близко расположенными щелями S_1 и S_2 . Проходя через каждую из щелей, световой пучок уширялся вследствие дифракции, поэтому на белом экране Э световые пучки, прошедшие через щели S_1 и S_2 , перекрывались. В области перекрытия световых пучков наблюдалась интерференционная картина в виде чередующихся светлых и темных полос.



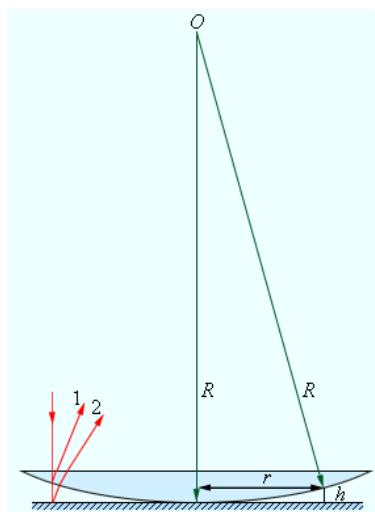
Юнг был первым, кто понял, что нельзя наблюдать интерференцию при сложении волн от двух независимых источников. Поэтому в его опыте щели S_1 и S_2 , которые можно рассматривать в соответствии с принципом Гюйгенса как источники вторичных волн, освещались светом одного источника S . При симметричном расположении щелей вторичные волны, испускаемые источниками S_1 и S_2 , находятся в фазе, но эти волны проходят до точки наблюдения P разные расстояния r_1 и r_2 . Следовательно, фазы колебаний, создаваемых волнами от источников S_1 и S_2 в точке P , вообще говоря, различны. Таким образом, задача об интерференции волн сводится к задаче о сложении колебаний одной и той же частоты, но с разными фазами. Утверждение о том, что волны от источников S_1 и S_2 распространяются независимо друг от друга, а в точке наблюдения они просто складываются, является опытным фактом и носит название *принципа суперпозиции*.

Бипризма Френеля. Она состоит из двух одинаковых, сложенных основаниями призм с малыми преломляющими углами. Свет от источника S (рис.) преломляется в обеих призмах, в результате чего за бипризмой распространяются световые лучи, как бы исходящие из мнимых источников S_1 и S_2 , являющихся когерентными. Таким образом, на поверхности экрана (в заштрихованной области) происходит наложение когерентных пучков и наблюдается интерференция.

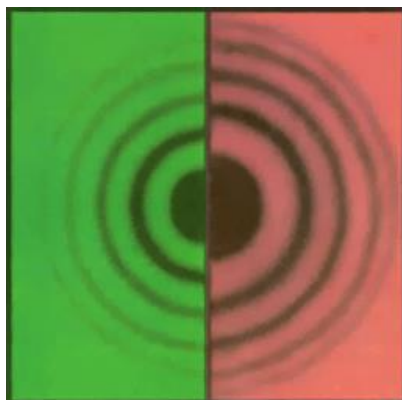


Кольца Ньютона.

Первый эксперимент по наблюдению интерференции света в лабораторных условиях принадлежит И. Ньютону. Он наблюдал интерференционную картину, возникающую при отражении света в тонкой воздушной прослойке между плоской стеклянной пластиной и плосковыпуклой линзой большого радиуса кривизны (рис.). Интерференционная картина имела вид концентрических колец, получивших название *колец Ньютона* (рис.).



Наблюдение колец Ньютона. Интерференция возникает при сложении волн, отразившихся от двух сторон воздушной прослойки. «Лучи» 1 и 2 – направления распространения волн; h – толщина воздушного зазора.



Кольца Ньютона в зеленом и красном свете.

Просветление оптики

Явление интерференции обусловлено волновой природой света; его количественные закономерности зависят от длины волны λ_0 . Поэтому это явление применяется для подтверждения волновой природы света и для измерения длин волн (интерференционная спектроскопия).

Явление интерференции применяется также для улучшения качества оптических приборов (просветление оптики) и получения высокоотражающих покрытий. Прохождение света через каждую преломляющую поверхность линзы, например через границу стекло-воздух, сопровождается отражением $\sim 4\%$ падающего потока (при показателе преломления стекла 1,5). Так как современные объективы содержат большое количество линз, то число отражений в них велико, а поэтому велики и потери светового потока. Таким образом, интенсивность прошедшего света ослабляется и светосила оптического прибора уменьшается. Кроме того, отражения от поверхностей линз приводят к возникновению бликов, что часто (например, в военной технике) маскирует положение прибора.

Для устранения указанных недостатков осуществляют так называемое просветление оптики, для этого на свободные поверхности линз наносят тонкие пленки с показателем преломления, меньшим, чем у материала линзы. При отражении света от границ раздела воздух-пленка и пленка-стекло возникает интерференция когерентных лучей $1'$ и $2'$ (рис. 1).



Дифракция света

Дифракцией называется совокупность явлений, которые обусловлены волновой природой света и наблюдаются при его распространении в среде с резко выраженной оптической неоднородностью (при прохождении через отверстия в экранах, вблизи границ непрозрачных тел и т.п.).

В более узком смысле под дифракцией понимают огибание светом встречных препятствий и проникновении его в область геометрической тени, т.е. отклонение от законов геометрической оптики. Самым наглядным проявлением явления дифракции является нарушение светом закона прямолинейного распространения, возникающее после прохождения светом через малое отверстие в преграде. Условием наблюдения дифракции света является определенное соотношение между диаметром отверстия D и расстоянием b от отверстия до точки наблюдения, а именно: $b \sim 10^3 \cdot D$.

Принцип Гюйгенса-Френеля: каждая точка, до которой доходит фронт световой волны, становится источником вторичных когерентных световых волн, интерферирующих между собой. Поверхность, огибающая эти вторичные волны (с учетом их интерференции), дает положение волнового фронта световой волны в каждый момент времени. Интенсивность света в каждой точке пространства по ходу светового пучка можно рассматривать как результат интерференции вторичных световых волн.

Метод зон Френеля.

Применим принцип Гюйгенса-Френеля для нахождения амплитуды светового колебания, возбуждаемого в точке P сферической волной, распространяющейся в однородной среде из точечного источника S . (рис.1.) Для этого необходимо сложить все световые волны, которые приходят в точку наблюдения P со всех точек волнового фронта Σ . Френель предложил разделить волновую поверхность на кольцевые зоны таким образом, чтобы края соседних зон отстояли от точки наблюдения P на расстояния, различающиеся на половину

длины световой волны в данной среде, то есть на $\lambda/2$. (λ — длина волны в той среде, в которой распространяется волна). Обладающие таким свойством зоны носят название зон Френеля.

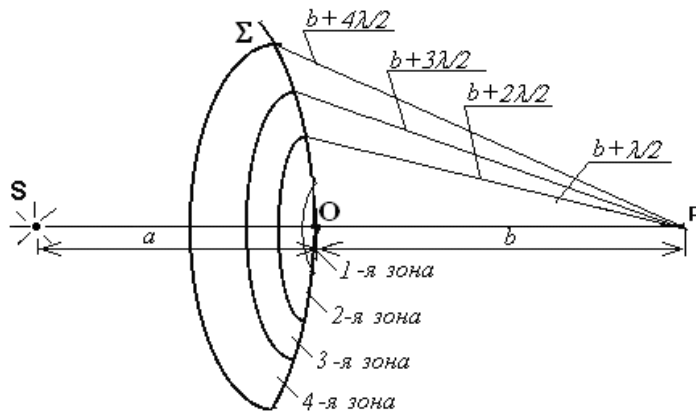


Рис. 1 Метод зон Френеля

В этом случае расстояние от зоны с номером m до точки наблюдения P будет:

$$b_m = b + (m - 1) \left(\frac{\lambda}{2} \right) \quad (1)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$ - номер зоны Френеля.

Колебания, приходящие в точку наблюдения P от краев двух соседних зон, будут находиться в противофазе. Это также относится к любой паре точек, находящихся на поверхностях соседних зон, для которых расстояния до точки наблюдения P различаются на $\lambda/2$.

Без вывода запишем, что площади зон Френеля рассчитываются по формуле (2), где a расстояние от точечного источника света S до волнового фронта Σ , а расстояние b — от волнового фронта до точки P .

$$S_m \approx \frac{\pi a b \lambda}{a + b} \quad (2)$$

В эту формулу не входит номер зоны. Это означает: при не слишком больших значениях номеров зон m площади всех зон Френеля примерно одинаковы.

Следовательно, каждая зона Френеля содержит одинаковое число светящихся точек (вторичных источников когерентных волн). Вследствие этого для каждой точки в любой зоне Френеля и в соседней с ней зоной Френеля найдется одна и только одна точка, такая, что световые колебания от этой пары вторичных источников приходят в точку наблюдения дифракционной картины с разностью хода $\lambda/2$. Следовательно, световые колебания от любых двух соседних зон в точке наблюдения P взаимно гасят друг друга.

Для радиуса внешней границы m -й зоны Френеля получим выражение

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m \lambda \quad (3)$$

Дифракция на малом отверстии.

Поставим между точечным источником S и точкой наблюдения P непрозрачный экран с круглым отверстием AB , плоскость которого перпендикулярна к оси SP . Согласно Френелю, действие такого препятствия сводится к тому, что экран как бы устраняет ту часть волнового фронта, которую он прикрывает.

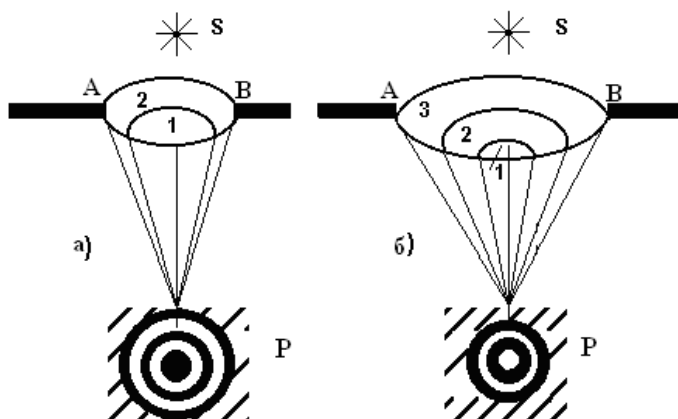


Рис.2. Дифракционная картина в случаях:
 а) двух зон Френеля;
 б) трех зон Френеля.

Так, в случае открытых двух зон Френеля увидим в центре экрана темное пятно, а вокруг него светлый пояс (светлое кольцо). Если же увеличить диаметр отверстия, так, что будут открыты три зоны Френеля, то вид картины изменится. Две зоны взаимно гасят друг друга, а третья зона Френеля даст освещение в точке P . На

экране будет видно центральное яркое пятно, а вокруг него чередующиеся темные и светлые кольца (рис.2).

Полученную закономерность мы можем распространить на любое количество зон Френеля, укладывающихся в волновом фронте, выходящем из отверстия.

Вывод: При наблюдении дифракции света на малом отверстии в условиях, когда относительно точки наблюдения во фронте световой волны укладывается четное число зон Френеля, в центре дифракционной картины будет темное пятно, окруженное чередующимися светлыми и темными кольцами. Если же в данных условиях в волновом фронте укладывается нечетное число зон Френеля, то в центре картины будет светлое пятно, окруженное системой темных и светлых колец. Размеры колец тем меньше, чем больше диаметр отверстия, и зависят от длины световой волны.

Дифракция от щели

Немецкий физик Джозеф. Фраунгофер (1787-1826) рассмотрел дифракцию в параллельных лучах. Дифракция Фраунгофера, имеющая большое практическое значение, наблюдается в том случае, когда источник света и точка наблюдения бесконечно удалены от препятствия, вызвавшего дифракцию. Чтобы этот тип дифракции осуществить, достаточно точечный источник света поместить в фокусе собирающей линзы, а дифракционную картину исследовать в фокальной плоскости второй собирающей линзы, установленной за препятствием.

Рассмотрим дифракцию Фраунгофера от бесконечно длинной щели (для этого достаточно, чтобы длина щели была значительно **больше ее ширины**). Пусть плоская монохроматическая световая волна падает нормально плоскости узкой щели шириной a (рис.3). Оптическая разность хода между крайними лучами MC и ND , идущими от щели в произвольном направлении φ ,

$$\Delta = NF = a \sin \varphi, \quad (4)$$

Дифракционная картина, получаемая в параллельных лучах после прохождения светом щели, зависит от числа зон Френеля, укладываемых в плоскости этой щели.

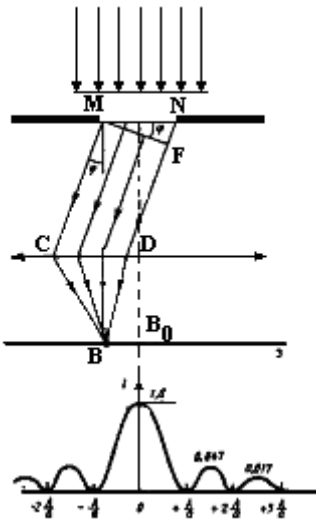


Рис.3. Наблюдение дифракции Фраунгофера от щели

F — основание перпендикуляра, опущенного из точки M на луч ND .

Разобьем открытую часть волновой поверхности в плоскости щели MN на зоны Френеля, имеющие вид полос, параллельных ребру M щели. Ширина каждой зоны выбирается так, чтобы разность хода от краев этих зон была равна $\lambda/2$, т. е. всего на ширине щели уместится m зон Френеля ($m = \Delta : \lambda/2$). Так как свет на щель падает нормально, то плоскость щели совпадает с волновым фронтом; следовательно, все точки волнового фронта в плоскости щели будут колебаться в одинаковой фазе. Амплитуды вторичных волн в плоскости щели будут равны, так как выбранные зоны Френеля имеют одинаковые площади и одинаково наклонены к направлению наблюдения.

Из выражения (4) вытекает, что число зон Френеля, укладываемых на ширине щели, зависит от угла φ . От числа зон Френеля, в свою очередь, зависит результат наложения всех вторичных волн. Из приведенного построения следует, что при интерференции света от каждой пары *соседних* зон Френеля амплитуда результирующих колебаний равна нулю, так как колебания от каждой пары соседних зон взаимно гасят друг друга. Следовательно, если число зон Френеля четное, то

$$a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3, \dots), \quad (5)$$

и в точке B наблюдается дифракционный минимум (полная темнота), если же число зон Френеля нечетно, то

$$a \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (6)$$

и наблюдается дифракционный максимум, соответствующий действию одной не скомпенсированной зоной Френеля. Отметим, что в направлении $\varphi = 0$ щель действует как одна зона Френеля, и в этом направлении свет распространяется с наибольшей интенсивностью, т. е. в точке B_0 наблюдается центральный дифракционный максимум.

Изменяя ширину щели, мы меняем число возможных зон Френеля m , открывающихся при наблюдении под данным углом φ . Из опыта и соответствующих расчетов следует:

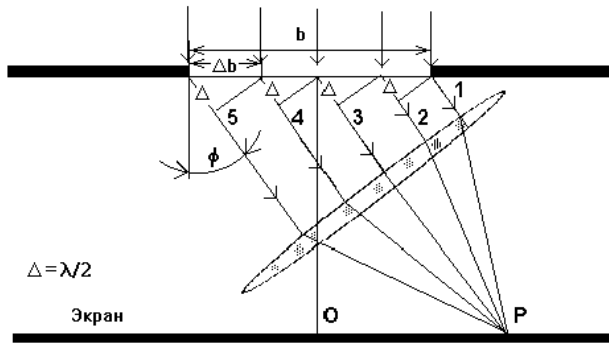
1. если ширина щели равна половине длины волны, то возникает только один нулевой максимум, при $\varphi = 90^\circ$;
2. дальнейшее сужение щели приводит к тому, что центральный максимум расплывается, а интенсивность уменьшается (это, естественно, относится и к другим максимумам);
3. при увеличении ширины щели ($a > \lambda$) дифракционная картина становится ярче, но дифракционные полосы уже, а число самих полос больше;
4. при ширине щели $a \gg \lambda$ в центре получается резкое изображение источника света, т. е. имеет место прямолинейное распространение света;
5. положение дифракционных максимумов зависит от длины волны λ , поэтому рассмотренная выше дифракционная картина имеет место лишь для монохроматического света.

При освещении щели белым светом центральный максимум наблюдается в виде белой полоски; он общий для всех длин волн (при $\varphi = 0$ разность хода равна нулю для всех λ). Боковые максимумы радужно окрашены, так как условие максимума при любых m различно для разных λ . Таким образом, справа и слева от центрального максимума наблюдаются максимумы первого ($m = 1$), второго ($m = 2$) и других порядков, обращенные фиолетовым краем к центру дифракционной картины. Однако они настолько расплывчаты, что отчетливого разделения различных длин волн с помощью дифракции на одной щели получить невозможно.

Более резкое разрешение максимумов и минимумов освещенности удастся получить при дифракции на нескольких щелях, причем, чем больше количество щелей N , тем отчетливее различимы максимумы и минимумы получающейся дифракционной картины.

Дифракционная решетка.

Дифракционная решетка получается при помощи нанесения на прозрачную пластинку системы параллельных равноотстоящих рисок, которые представляют собой преграды свету. Риски можно нанести также на зеркальную металлическую поверхность, в этом случае дифракционная решетка называется *отражательной*.



Сумма ширины прозрачного и непрозрачного штрихов называется периодом дифракционной решетки и обозначается d ($d = a + b$).

У лучших современных решеток период может быть менее 0,8 мкм, а число штрихов на миллиметр достигает, таким образом, 1200.

Направим на дифракционную решетку параллельный пучок

монохроматического света (т.е. света с определенной длиной волны λ).

На экране, расположенном по другую сторону дифракционной решетки, будем наблюдать дифракционную картину, состоящую из чередующихся светлых и темных полос. Для того, чтобы в точке наблюдения P был максимум освещенности, необходимо, чтобы выполнялось условие:

$$d \sin \varphi = m\lambda \quad (7)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$ - целое число.

Приведенное выражение называется *формулой дифракционной решетки*. Таким образом, перемещая точку наблюдения вдоль линии OP , мы будем видеть чередующиеся максимумы и минимумы освещенности, соответствующие приведенному выше условию, которые называются *главными максимумами*. Т.к. в точку наблюдения P приходят лучи от всех щелей решетки и, складываясь, усиливаются, то максимумы на дифракционной картине выражены тем более четко, чем больше штрихов в дифракционной решетке N .

Между главными максимумами на экране располагается $N - 2$ вторичных максимумов. Однако их интенсивность мала, не более 5% от интенсивности главных максимумов. Центральный главный максимум на экране называется *нулевым*, от него вправо и влево идут главные максимумы 1, 2, 3... и т.д. порядков. Из геометрических построений можно определить углы, под которыми будут наблюдаться главные максимумы. Угловое положение максимумов и минимумов интенсивности:

$$d \sin \varphi_{\max} = m\lambda \quad d \sin \varphi_{\min} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (8)$$

Из формулы дифракционной решетки видно, что угловое положение максимумов и минимумов зависит от длины волны света. Это означает: *при наблюдении дифракции сложного света (т.е. содержащего в своем составе излучение нескольких длин волн), напр., белого, дифракционные максимумы для различных компонент этого света будут располагаться на некотором расстоянии друг от друга, т.е. решетка разлагает сложный свет на монохроматические составляющие*.

При наблюдении картины дифракции белого цвета каждый дифракционный максимум будет окрашен во все цвета, входящие в состав белого света.

Фиолетовый край каждого дифракционного максимума будет обращен к нулевому максимуму. Таким образом, дифракционная решетка представляет собой спектральный прибор. Его чувствительность к определению минимального интервала длин волн света характеризуется величиной угловой дисперсии D :

$$D = \lim_{\Delta\lambda \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta\lambda} = \frac{d\varphi}{d\lambda} \quad (9)$$

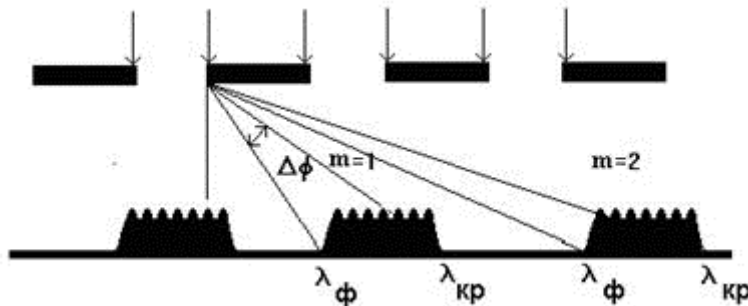
Чем больше величина угловой дисперсии решетки, тем с большей точностью решетка может выделить определенную длину волны света, или, другими словами, тем больший угловой размер занимает интерференционный максимум для белого света, содержащего все длины волн видимого излучения.

$$D = \frac{\varphi_K - \varphi_\Phi}{\lambda_K - \lambda_\Phi} \quad (10)$$

Угловая дисперсия дифракционной решетки прямо пропорциональна числу щелей на единицу длины решетки и обратно пропорциональна косинусу угла наблюдения, *т.е. дисперсия возрастает с увеличением порядка наблюдаемого максимума.*

$$D = \frac{mN}{\cos \varphi}$$

здесь N - число щелей решетки на единицу длины $N = \frac{1}{d}$, m - номер максимума



Зная период дифракционной решетки, ее можно использовать для определения длины световой волны.

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi}{m} \quad (11)$$