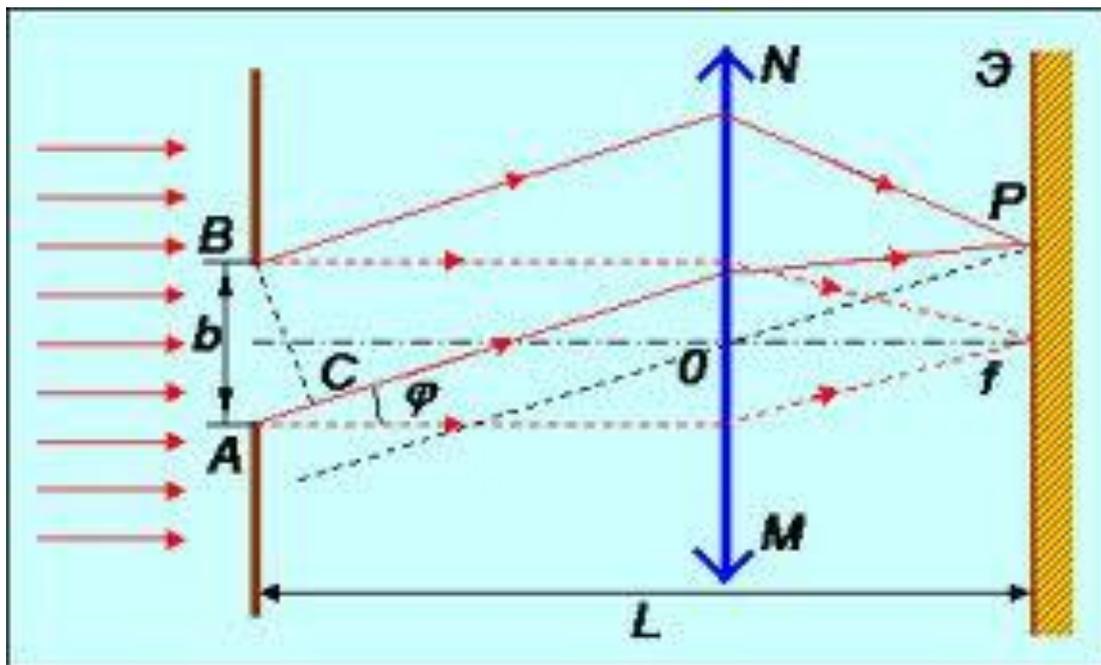


Дифракция

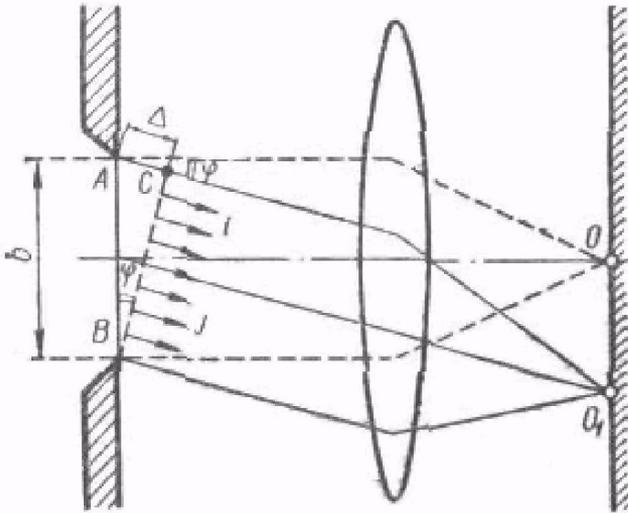
Дифракция Фраунгофера

Дифракции **Фраунгофера**

Если источник света и точка наблюдения расположены от препятствия настолько далеко, что лучи, падающие на препятствия и лучи, идущие в точку наблюдения, образуют практически параллельные пучки, говорят о дифракции в параллельных лучах



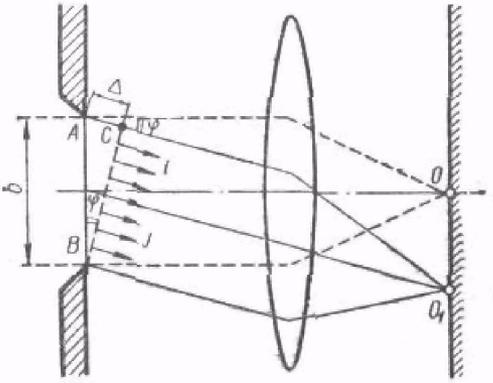
Дифракция Фраунгофера от бесконечно длинной щели



При перпендикулярном падении света на плоскость щели все точки фронта волны АВ колеблются в одной фазе. Разность хода Δ между крайними лучами пучка равна нулю. Лучи, собранные линзой в точке О, интерферируя друг с другом, взаимно усиливаются, и в этой точке получится максимум освещенности. В другой точке O_1 , где соберутся лучи, идущие из разных точек щели под углом φ_1 к основному направлению, результат интерференции будет иной.

$\Delta = b \sin \varphi$, где b — ширина щели. Допустим, $\Delta = 2\lambda/2$. Тогда рассматриваемый под углом φ_1 , пучок лучей можно разделить на две части, или, как говорят, зоны, причем каждый луч i верхней зоны будет на $\lambda/2$ отставать от соответствующего луча j нижней зоны, следовательно, в точке O_1 они «погасят» друг друга. Таким образом, под углом φ_1 , удовлетворяющим условию $\Delta_1 = b \sin \varphi_1 = \lambda$, происходит взаимное гашение лучей, прошедших через щель и собранных в точке O_1 . Такое разделение пучка лучей или световой волны на части, которые при интерференции взаимно гасят друг друга, как уже говорилось ранее, называется разделением на **зоны Френеля**.

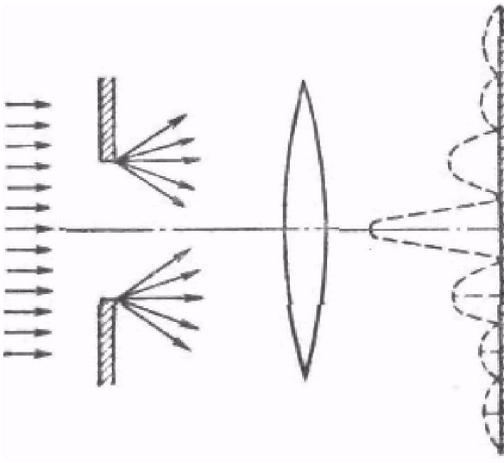
Дифракция Фраунгофера от бесконечно длинной щели

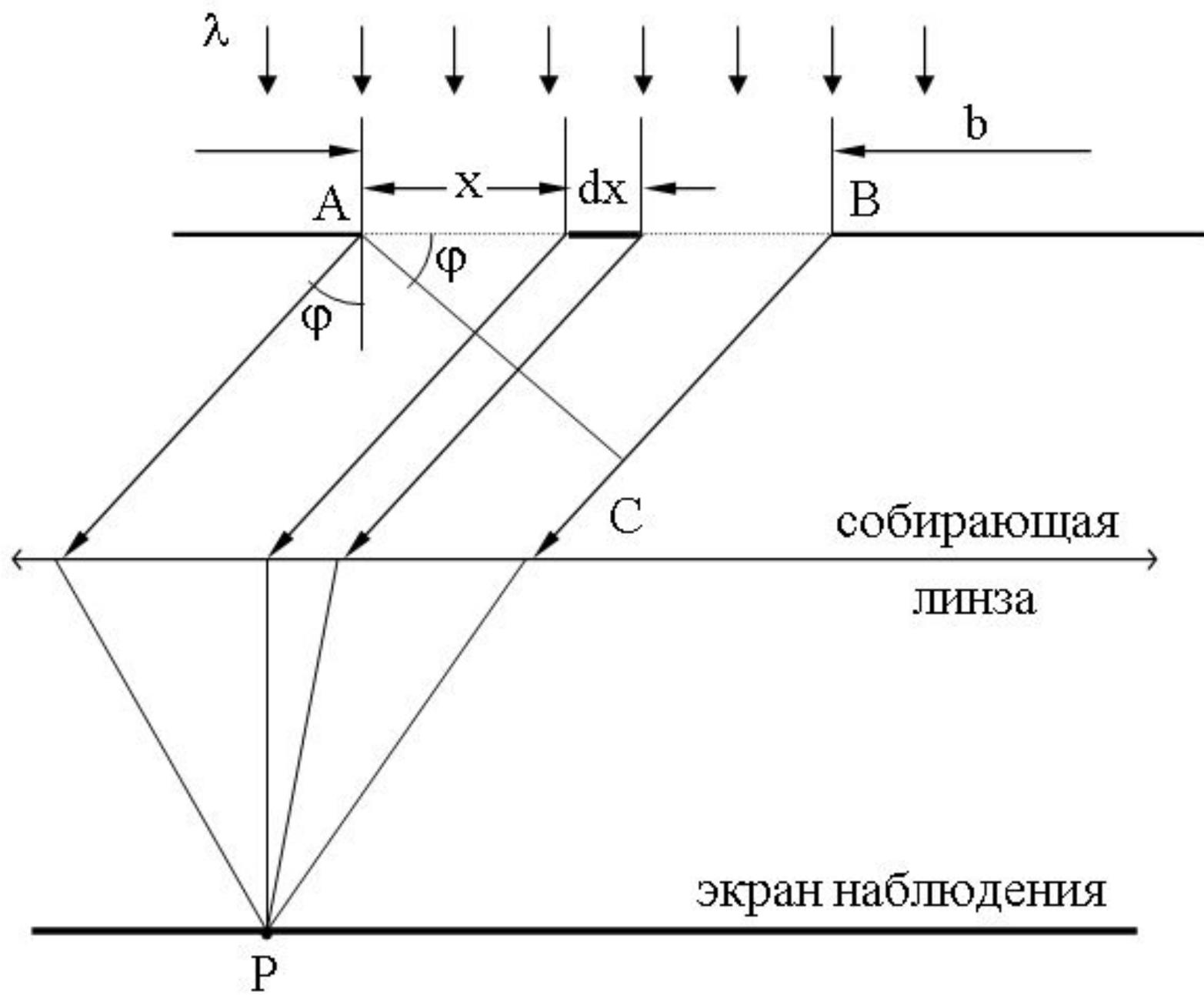


Рассмотрим другое направление — под углом φ_2 , для которого $\Delta_2 = b \sin \varphi_2 = 3\lambda/2$. В этом направлении пучок света можно разделить на три зоны из которых две зоны (первая и вторая или вторая и третья) друг друга погасят, а третья останется непогашенной и даст в соответствующей точке экрана O_2 некоторую освещенность, которая будет значительно меньше, чем освещенность в точке O .

Рассуждая таким образом, можно показать, что в направлениях, в которых $b \sin \varphi$ равно нулю или нечетному числу $\lambda/2$ и, следовательно, пучок света состоит из нечетного числа зон Френеля (1, 3, 5 и т. д.), на экране получаются светлые точки (вернее, линии, параллельные щели), а в направлениях, для которых $b \sin \varphi$ равно четному числу $\lambda/2$ и, следовательно, пучок света делится на четное число взаимно гасящих друг друга зон, на экране получаются темные линии. В промежуточных направлениях освещенность экрана постепенно уменьшается от нуля до соответствующих максимумов.

Распределение освещенности на экране (расположенном в фокальной плоскости линзы), полученное вследствие дифракции световой волны, называется **дифракционным спектром**.





Дифракция Фраунгофера на одной щели

Минимум

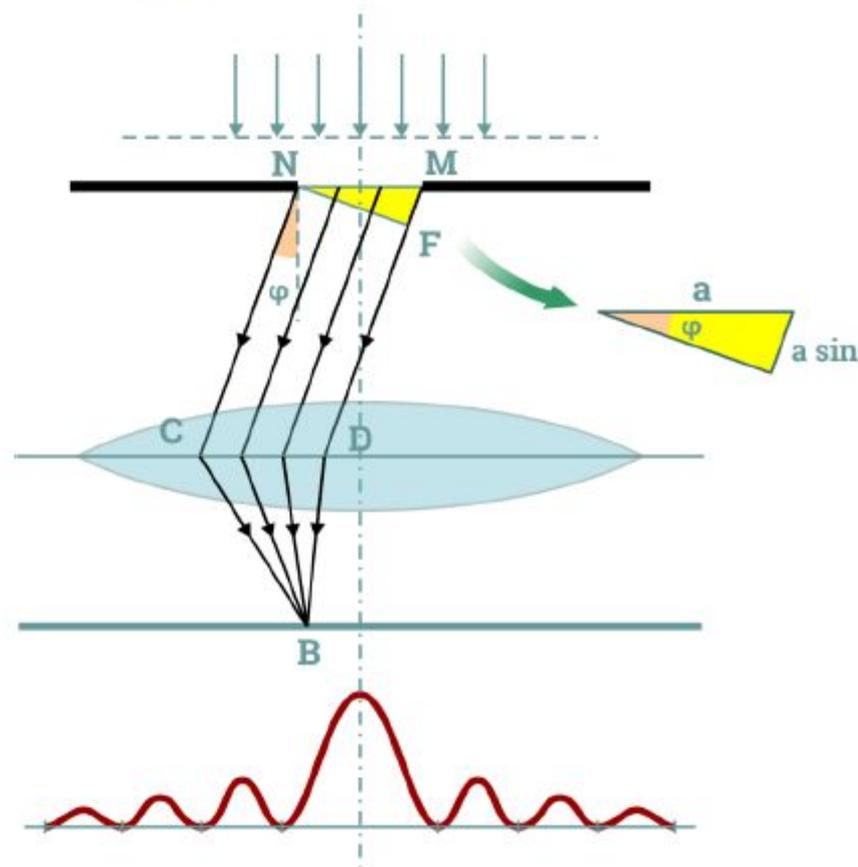
число зон Френеля **четное**

$$a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}$$

Максимум

число зон Френеля **нечетное**

$$a \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$$



- Волны от разных участков будут приходить в точку наблюдения с разностью фаз $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi$,

обусловленной разностью хода, которая равна $\Delta = x \sin \varphi$. $\left(\delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \right)$.

Положение главных МИНИМУМОВ

A_φ обращается в нуль для углов φ ,
удовлетворяющих условию

$$\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi = \pm k\pi, k = 1, 2, 3, \dots$$

$b \sin \varphi = \pm k\lambda$ - условие определяет
положение минимумов интенсивности.

Амплитуда A_φ результирующего колебания в точке P определяется как

$$A_\varphi = \left| A_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right)} \right|$$

Таким образом вдоль экрана (с изменением φ) освещенность меняется, проходя через максимумы и минимумы.

Распределение интенсивности задается формулой

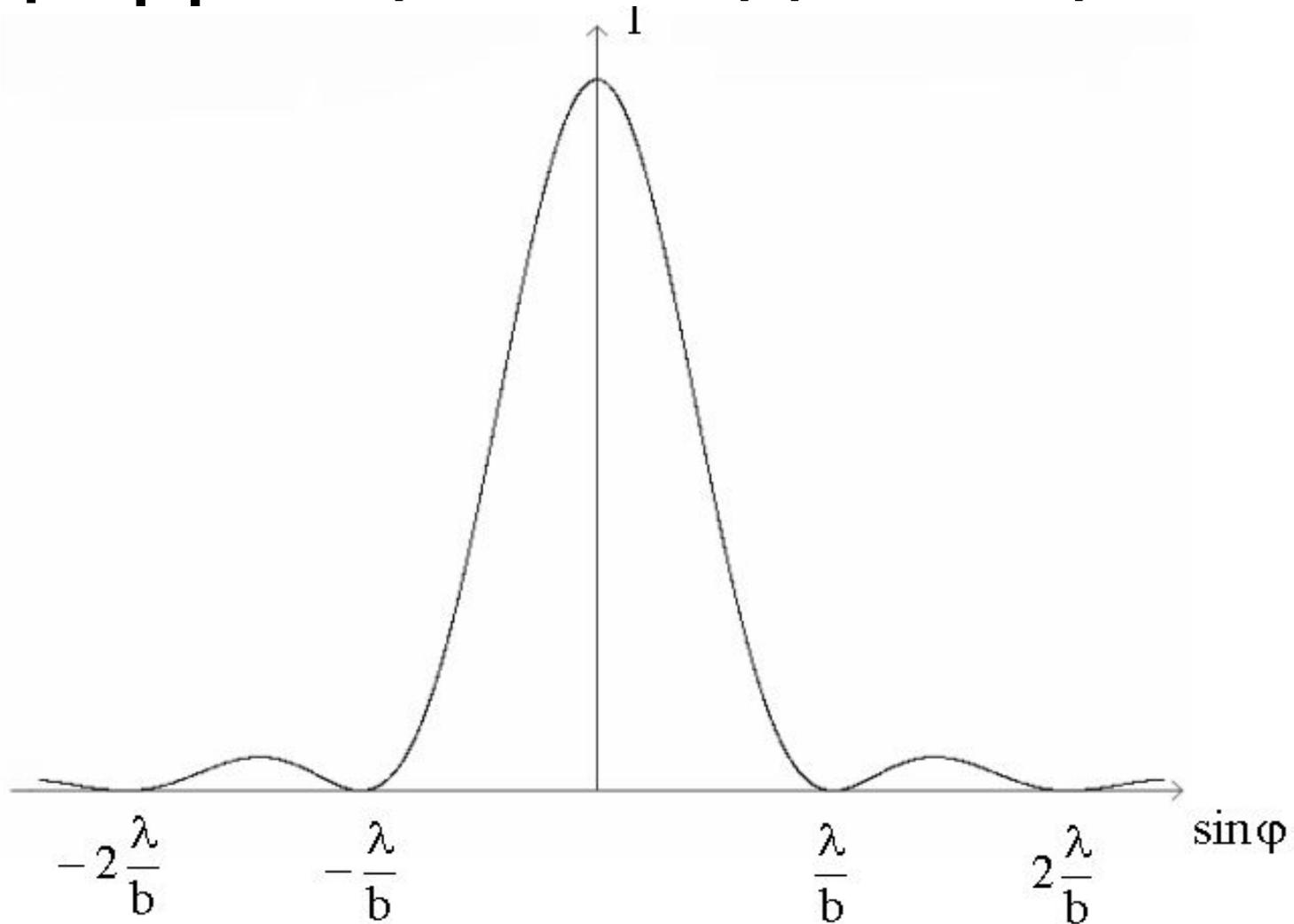
$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2\left[\left(\frac{\pi b}{\lambda}\right) \sin \varphi\right]}{\left[\left(\frac{\pi b}{\lambda}\right) \sin \varphi\right]^2}$$

При определенных промежуточных значениях угла φ амплитуда достигает максимальных и минимальных значений.

Наибольший максимум имеет место когда,

$$\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi = 0 \quad , \text{ т.е. } \varphi = 0 \quad , \text{ при этом } A_{\varphi} = A_0 .$$

Дифракция на одной щели



Следующие максимумы, значительно уступающие по абсолютной величине главному, соответствуют значениям φ , определенным из условий

$$\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi = 1.43\pi$$

$$\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi = 2.46\pi$$

$$\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi = 3.47\pi$$

$$\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi = 4.47\pi \text{ и т.д.}$$

Оценим угловую ширину центрального максимума.

Краям этого максимума соответствуют углы, получающиеся из условия

$$b \sin \varphi = \pm \lambda$$

и равные

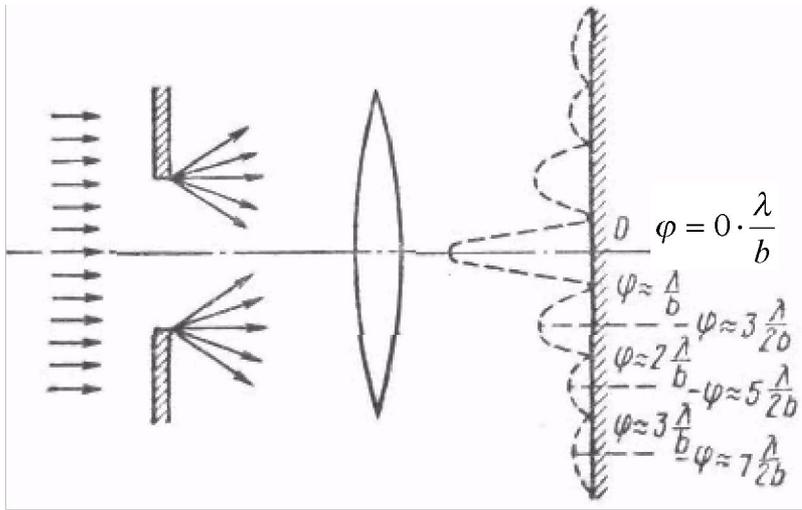
$$\varphi = \pm \arcsin\left(\frac{\lambda}{b}\right)$$

Следовательно, угловая ширина

$$\delta\varphi = 2 \arcsin\left(\frac{\lambda}{b}\right)$$

В случае $b \gg \lambda$ $\delta\varphi = 2\lambda/b$.

Дифракция Фраунгофера от бесконечно длинной щели



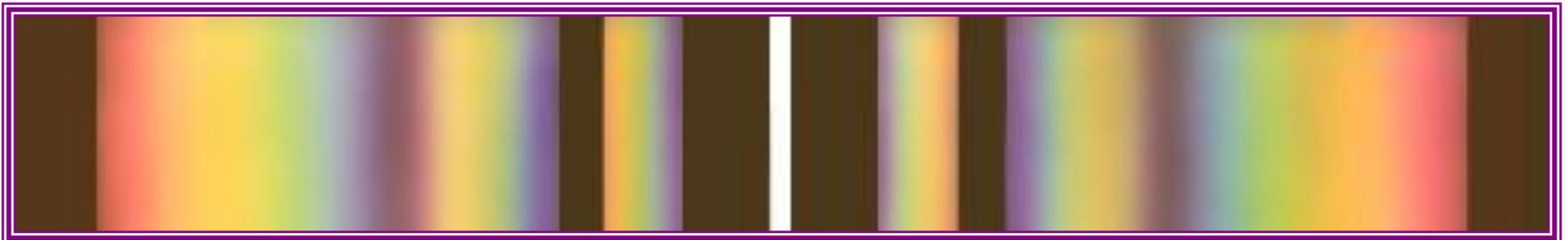
Так как углы φ очень малы, то $\sin\varphi \approx \varphi$ и условия **максимума** выполняются под углами: $\Delta = b \sin \varphi = (2k+1) \lambda/2$,

$\varphi \approx (2k+1) \lambda/2b$, (так как φ мал, иначе интенсивность максимума убывает, то $\lambda \approx 2b$, т.е. b должно быть сравнимо с длиной волны),

а условия **минимума** — под углами: $\varphi \approx 2k \cdot \lambda/2b = k \cdot \lambda/b$ ($k = 1, 2, 3, \dots$).

Чем уже щель, тем дальше друг от друга располагаются максимумы. Расположение максимумов и минимумов зависит от длины

Расположение максимумов и минимумов зависит от длины волны света. Если падающий свет — сложный, например, белый то на экране максимумы и минимумы для различных цветов располагаются в различных местах.



Если щель открывает малую долю центральной зоны Френеля, то наблюдается дифракция Фраунгофера (в этом случае $b \ll a$ и $m \ll 1$).

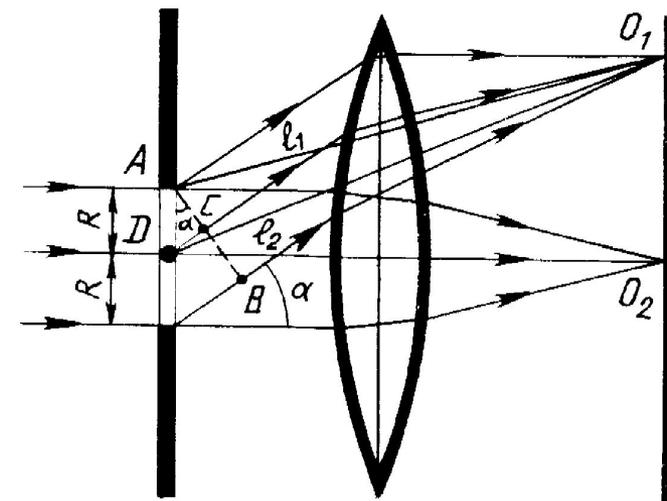
Если щель открывает небольшое число зон Френеля ($m \sim 1$), то наблюдается дифракция Френеля и при $(m \gg 1)$ изображение соответствует геометрической оптики.

Дифракционная решетка –

совокупность большого числа одинаковых, отстоящих друг от друга на одно и то же расстояние щелей. Расстояние между соседними щелями называется периодом решетки.

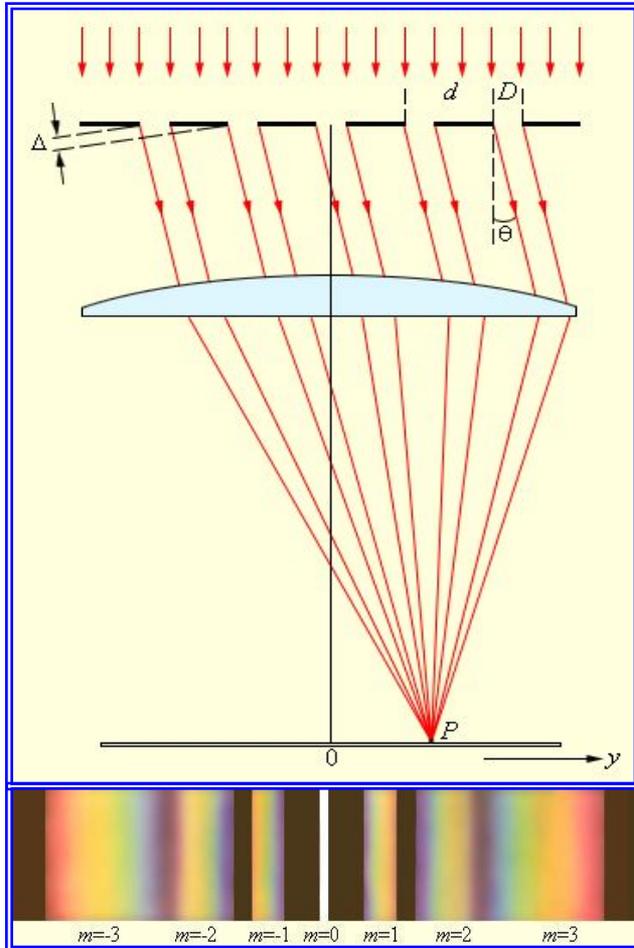
Выясним характер дифракционной картины, получающейся при падении параллельного пучка света с длиной волны λ на дифракционную решетку

Величина $d = a + b$ называется *постоянной* (периодом) *дифракционной решетки*, где a — ширина щели; b — ширина непрозрачной части

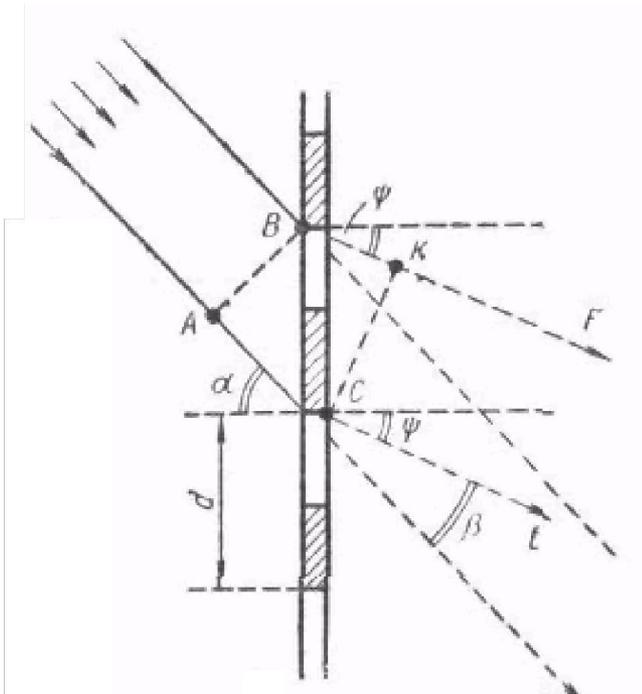


Применение дифракции

Дифракционная решетка



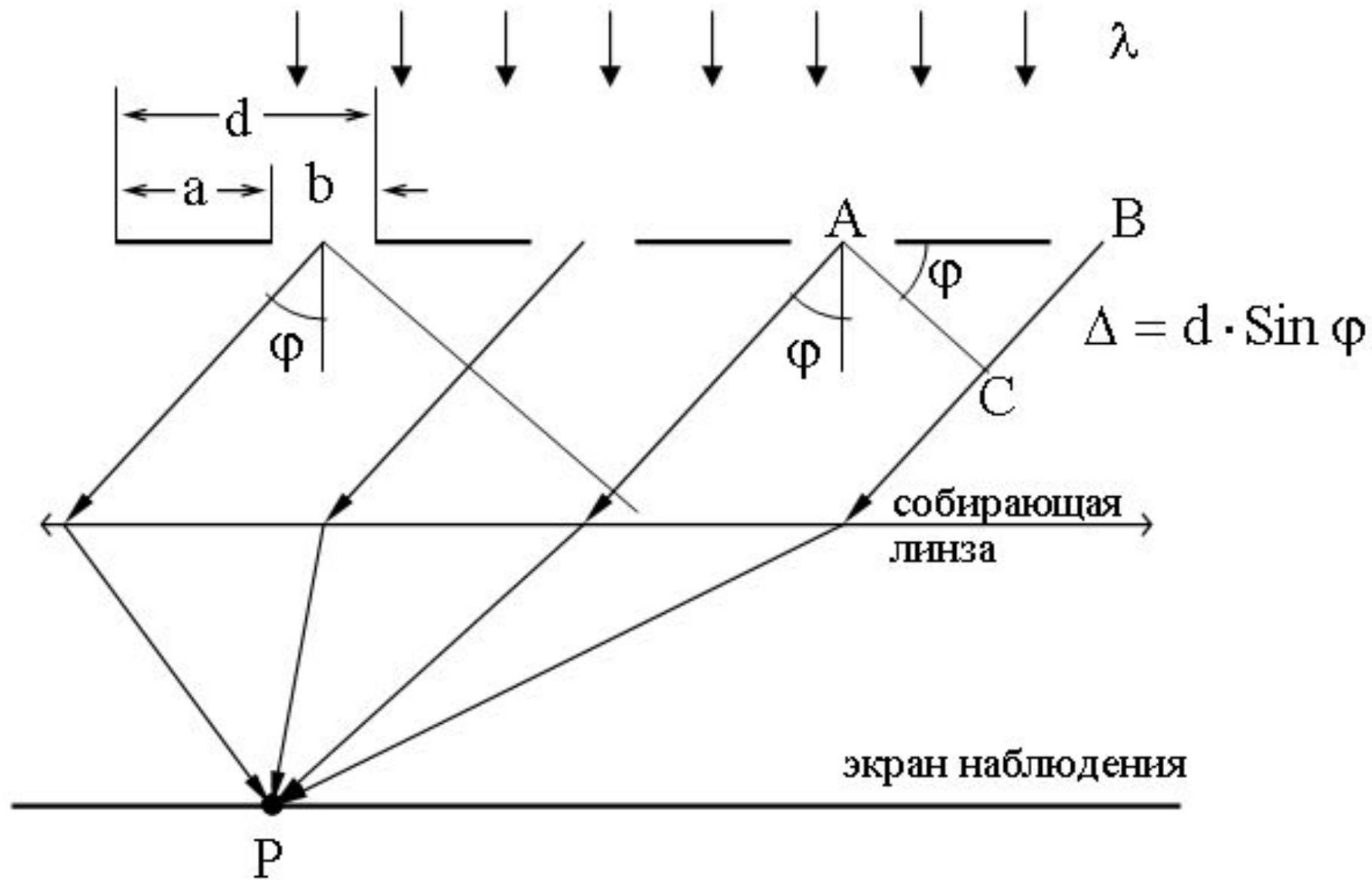
- Существуют отражательные и прозрачные дифракционные решетки.
- Дифракционные решетки используются для разложения электромагнитного излучения в спектр.



Для нахождения дифракционного спектра от двух и более параллельных щелей необходимо учесть не только взаимную интерференцию лучей, вышедших из одной щели, но и интерференцию лучей, пришедших в данную точку экрана из различных щелей.

Каждая из щелей даст на экране картину, описанную выше. Картины от всех щелей придутся на одно и то же место экрана. (центральный максимум напротив центра линзы).

Если предположить, что радиус когерентности намного превышает длину решетки, то колебания от всех щелей будут когерентными друг относительно друга.



Результирующее колебание в точке P , положение которой определяется углом φ , представляет собой сумму N колебаний с одинаковой амплитудой $A\varphi$ (амплитуда результирующего колебания, созданного одной щелью), сдвинутых друг относительно друга по фазе на одну и ту же величину δ .

При рассмотрении многолучевой интерференции нами была получена формула

$$I_{\text{реш}} = I_{\varphi} \frac{\sin^2(N\delta / 2)}{\sin^2(\delta / 2)}$$

Из рисунка ясно, что
$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot d \sin \varphi$$

Тогда
$$I_{\text{реш}} = I_0 \frac{\sin^2\left(\pi b \sin \varphi / \lambda\right)}{\left(\pi b \sin \varphi / \lambda\right)^2} \cdot \frac{\sin^2\left(N \pi d \sin \varphi / \lambda\right)}{\sin^2\left(\pi d \sin \varphi / \lambda\right)}$$

Первый множитель обращается в нуль, если

$$b \sin \varphi = \pm k \lambda \quad (1)$$
$$\left(\pi b \sin \varphi / \lambda = \pm k \pi\right) \quad k = 1, 2, \dots$$

В этих точках интенсивность, создаваемая каждой из щелей в отдельности, равна нулю. **Условие (1) является условием главных минимумов.**

Второй множитель принимает значение N^2 в точках

$$\frac{\pi d \sin \varphi}{\lambda} = \pm m \pi \Rightarrow d \sin \varphi = \pm m \lambda \quad (2)$$

$$m = 0, 1, 2, \dots$$

Для направлений, определяемых этим условием, колебания от щелей друг друга усиливают.

Условие (2) определяет положение главных максимумов.

Минимумы будут на прежних местах, так как в направлениях, в которых ни одна щель не посылает свет, не получают его и при двух щелях.

Существуют направления, в которых колебания, посылаемые двумя щелями, взаимно уничтожаются. Это направления, которым соответствует разность хода $\lambda/2, 3\lambda/2$ для волн, идущих от соответственных точек обеих щелей.

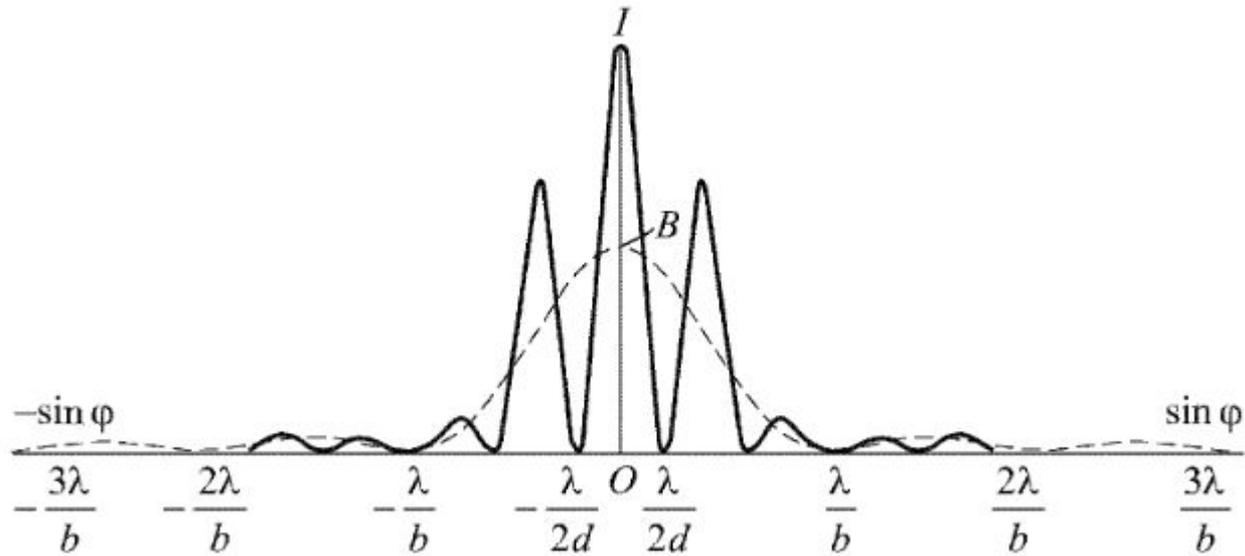
$$d \sin \varphi = \frac{1}{2} \lambda, \frac{3}{2} \lambda, \frac{5}{2} \lambda, \dots$$

В направлениях, где действие щелей усиливается – главные максимумы

$$d \sin \varphi = \lambda, 2\lambda, \dots,$$

Полная картина

прежние минимумы	$b \sin \varphi =$	$\lambda,$	$2\lambda,$	$3\lambda,$	$\dots;$
добавочные минимумы	$d \sin \varphi =$	$\frac{1}{2} \lambda,$	$\frac{3}{2} \lambda,$	$\frac{5}{2} \lambda,$	$\dots;$
главные максимумы	$d \sin \varphi = 0,$	$\lambda,$	$2\lambda,$	$3\lambda,$	$\dots,$



Пунктир – если бы обе щели освещались некогерентными световыми пучками

Угловая ширина основной дифракционной картины равна $2\lambda/b$

Дифракционная решетка

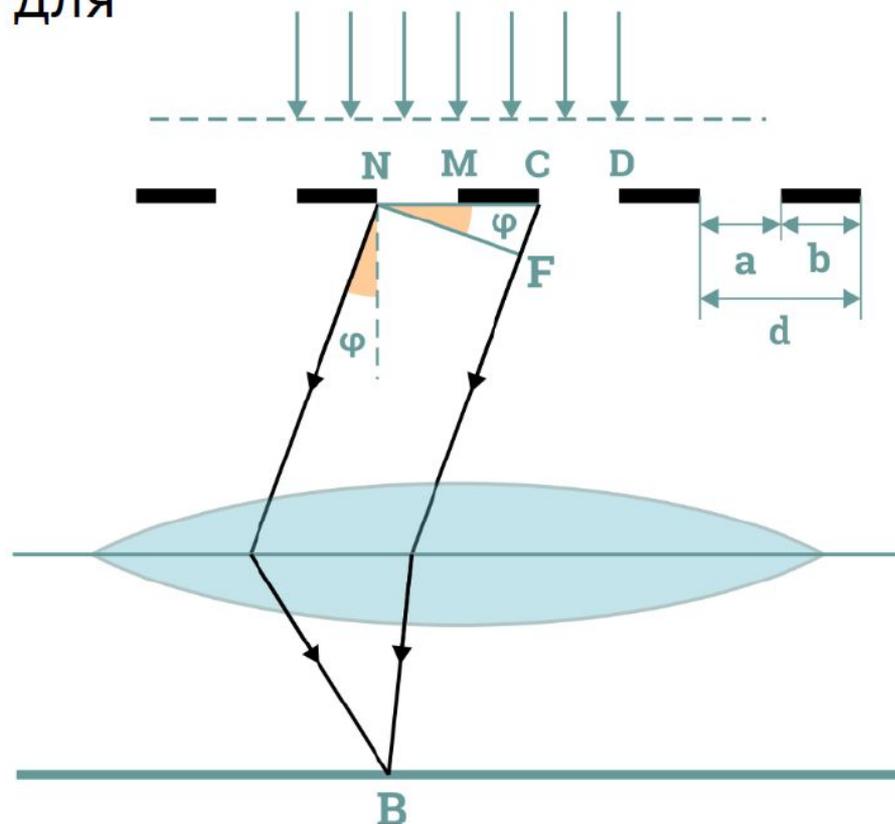
Условие главного максимума для дифракционной решетки

$$d \sin \varphi = \pm k \lambda$$

$k = 0, 1, 2, \dots$ – порядок дифракционного максимума

Условие главного минимума

$$d \sin \varphi = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$$



Кроме минимумов, определяется условием (1), между главными максимумами имеется по $(N-1)$ -му добавочному минимуму, положения которых определяются условием:

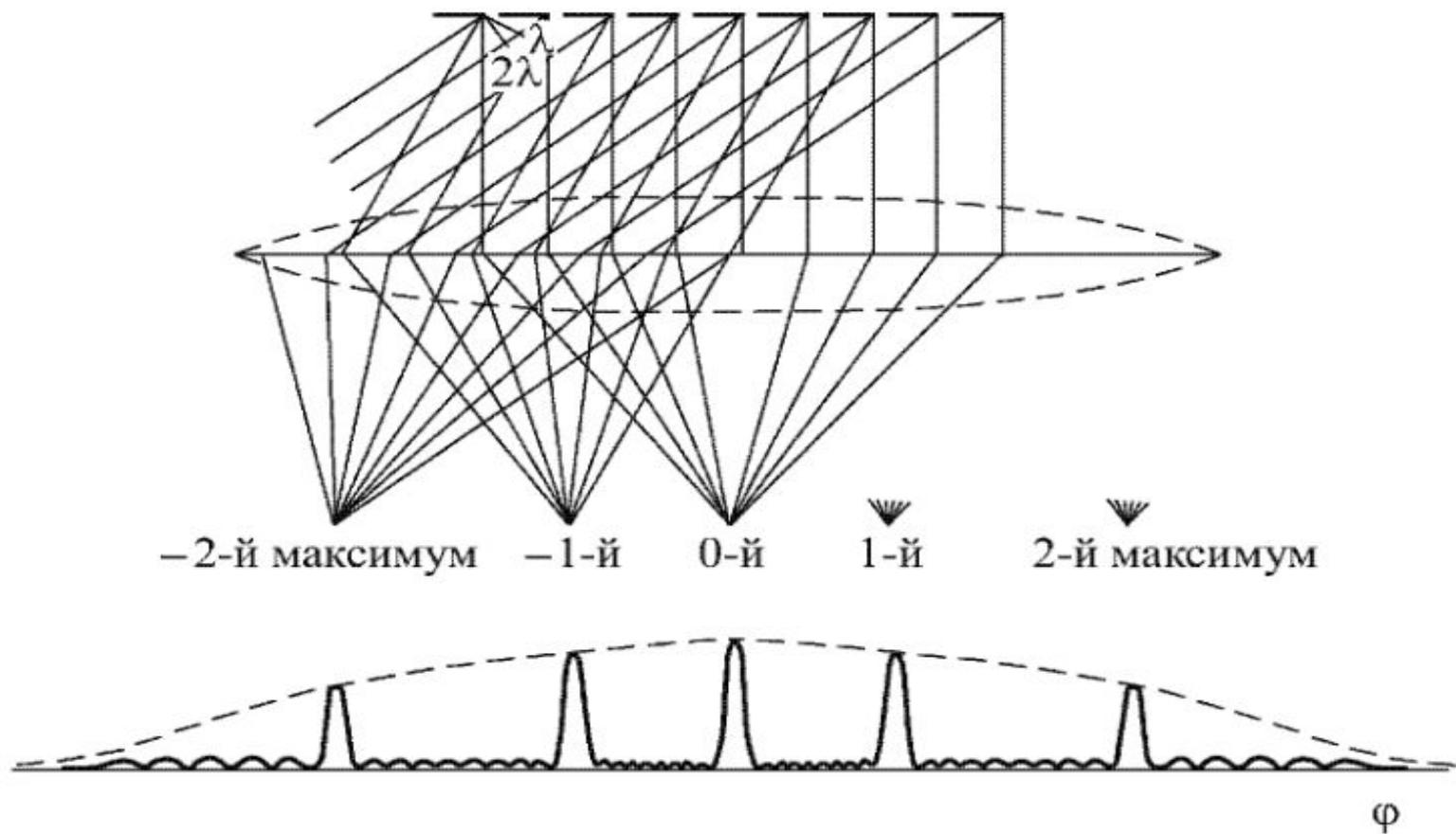
$$d \sin \varphi = \pm \frac{k'}{N} \lambda$$

$$k' = 1, 2, \dots, N-1, N+1, \dots, 2N-1, 2N+1, \dots$$

Между вторичными минимумами располагаются слабые вторичные максимумы $(N-2)$.

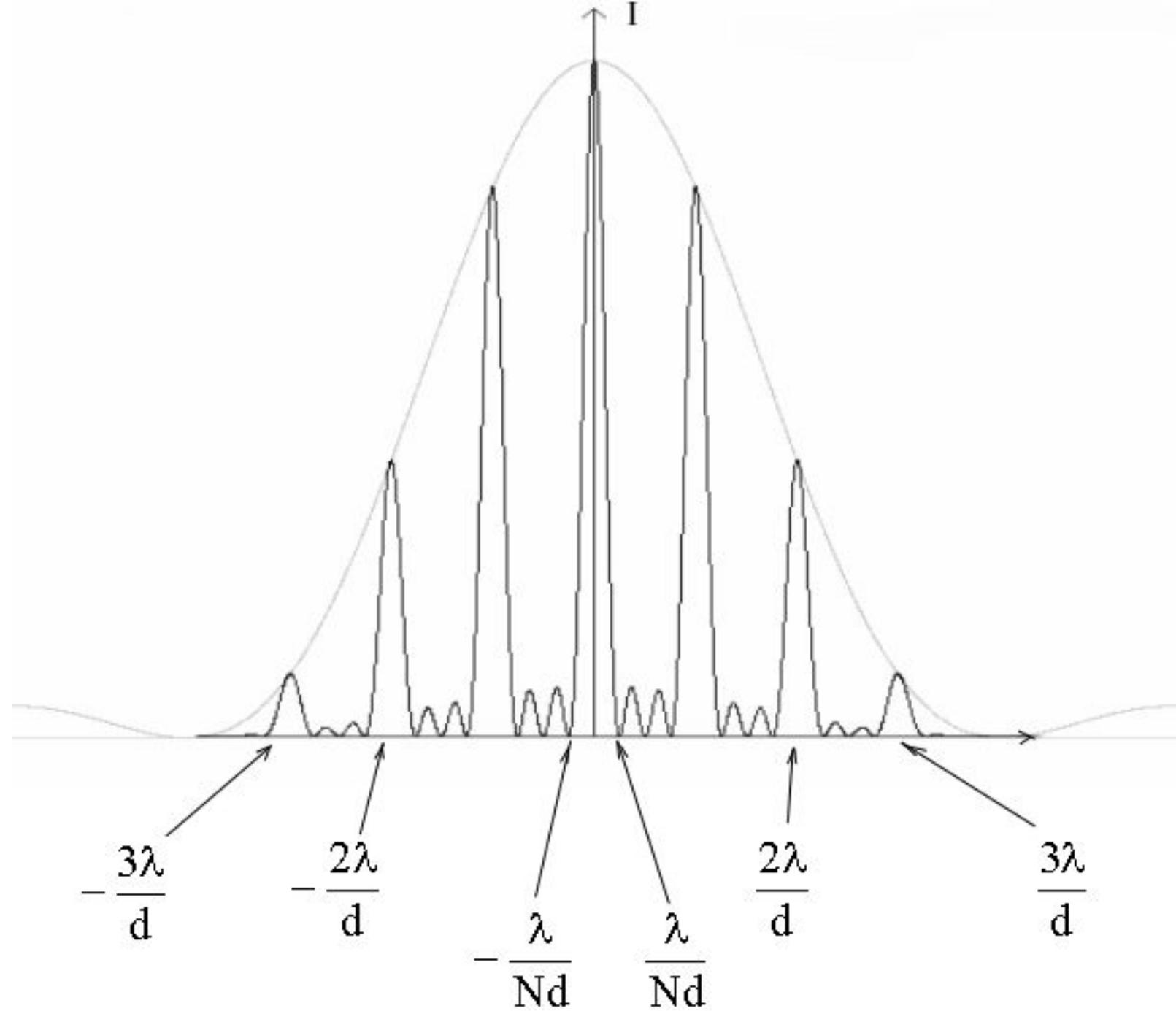
Условия, определяющие дифракционную картину

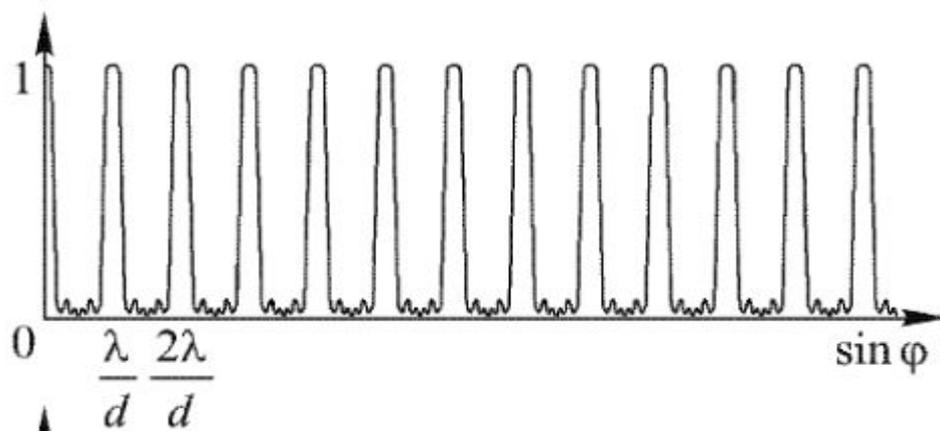
прежние минимумы	$b \sin \varphi =$	$\lambda,$	$2\lambda,$	$\dots;$
главные максимумы	$d \sin \varphi = 0,$	$\lambda,$	$2\lambda,$	$\dots;$
добавочные минимумы	$d \sin \varphi =$	$\lambda/N, 2\lambda/N, \dots, (N-1)\lambda/N, (N+1)\lambda/N, \dots,$		



$$A = A_0 \frac{\sin \alpha \sin N\beta}{\alpha \sin \beta}$$

$\alpha = (\pi b/\lambda) \sin \varphi$, $\beta = (\pi d/\lambda) \sin \varphi$, N — число щелей

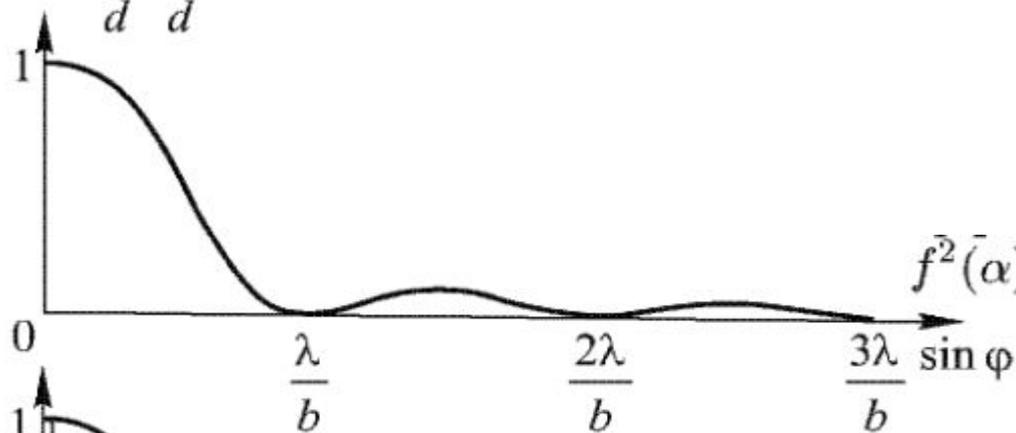




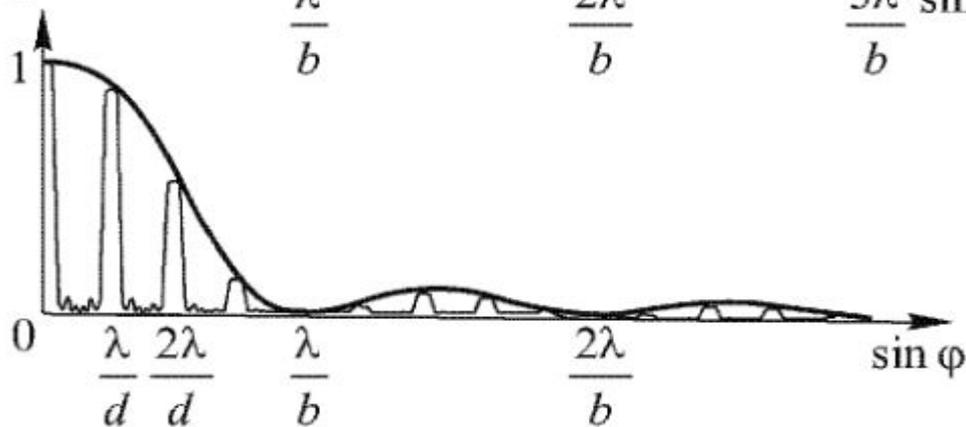
$$[(\sin N\beta / N \sin \beta)]^2$$

$$\beta = (\pi d / \lambda) \sin \varphi$$

Интерференция от N щелей

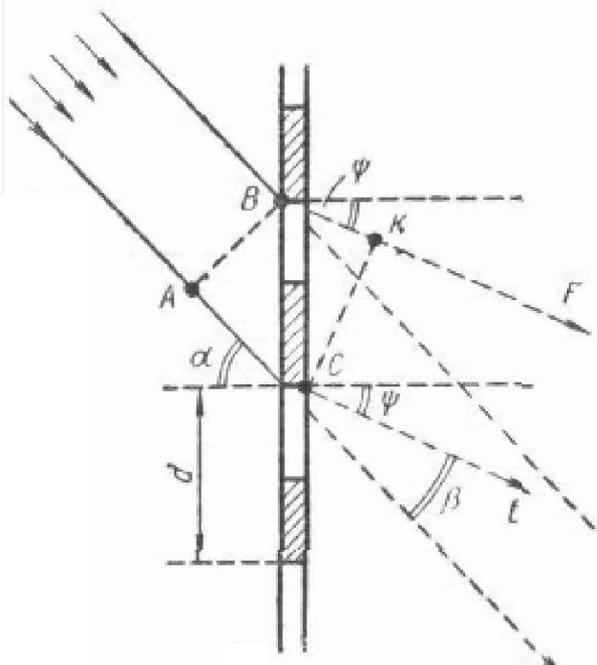


$$f^2(\alpha) = [(\sin \alpha) / \alpha]^2, \quad \alpha = (\pi b / \lambda) \sin \varphi$$



$$I_m \approx A^2 = \frac{A_0^2 N^2 d^2 \sin^2(\pi b m / d)}{\pi^2 m^2 b^2} = \frac{A_0^2 N^2 d^2}{\pi^2 m^2 b^2} \sin^2 \frac{\pi b m}{d}$$

Дифракция от нескольких щелей: дифракционная решетка



Каждая щель дает на экране ту или иную освещенность по всем направлениям, кроме тех, которые удовлетворяют условиям гашения:

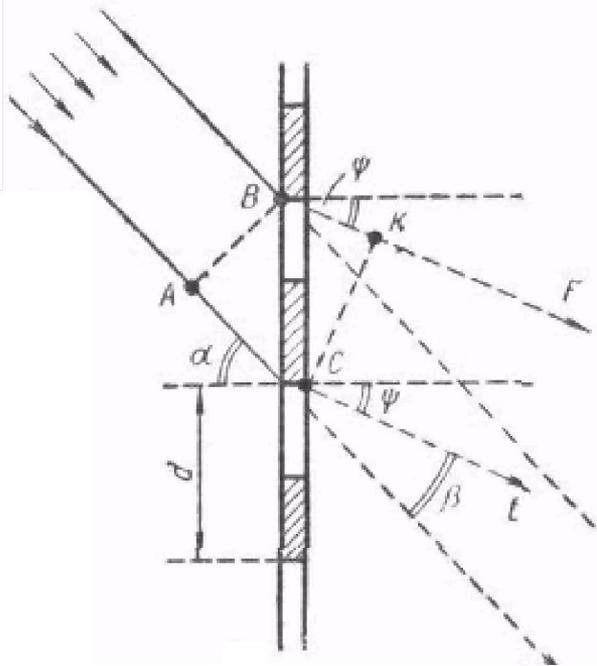
$$b \sin \varphi = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots; \quad \varphi \approx k \cdot \lambda / b$$

В этих направлениях условия гашения (четное число зон Френеля) выполняются для каждой щели в отдельности.

Рассмотрим некоторое направление под углом ψ и допустим, что первая щель посылает свет, интенсивность которого в соответствующей точке экрана определяется вектором E_1 , вторая щель дает E_2 , третья — E_3 и т. д. В точке M , где собираются лучи от всех щелей, освещенность определяется значением суммарного вектора $E = E_1 + E_2 + E_3 + \dots$. Рассмотрим два наиболее простых случая:

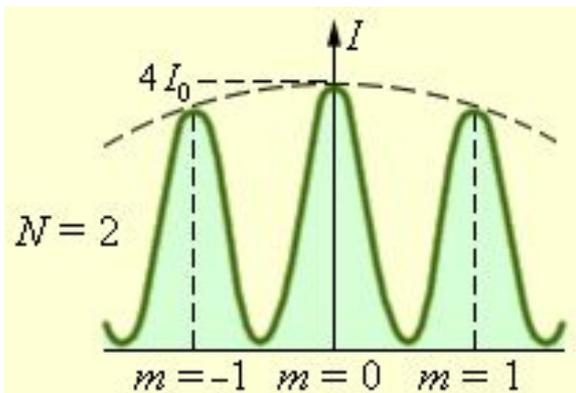
Основная формула дифракционной решетки

(определяет угол под которым наблюдаются главные максимумы)



а) допустим, что в точке М все векторы E_1, E_2, E_3, \dots имеют одинаковое направление. Тогда суммарная напряженность E будет иметь наибольшее значение. Это возможно, если фазы волн, пришедших из разных щелей, отличаются на 2π или на целое число 2π , т.е. разность хода лучей от соседних щелей ($\Delta = d \sin \psi$) равна λ , или целому числу λ . Поэтому условие:

$$d \sin \psi = k \cdot \lambda \quad (k = 1, 2, 3, \dots)$$



определяет местонахождение главных максимумов света. Здесь d — расстояние между осями двух соседних щелей — *период решетки*; k — порядок максимума. Максимум нулевого порядка всегда один, остальных по два.

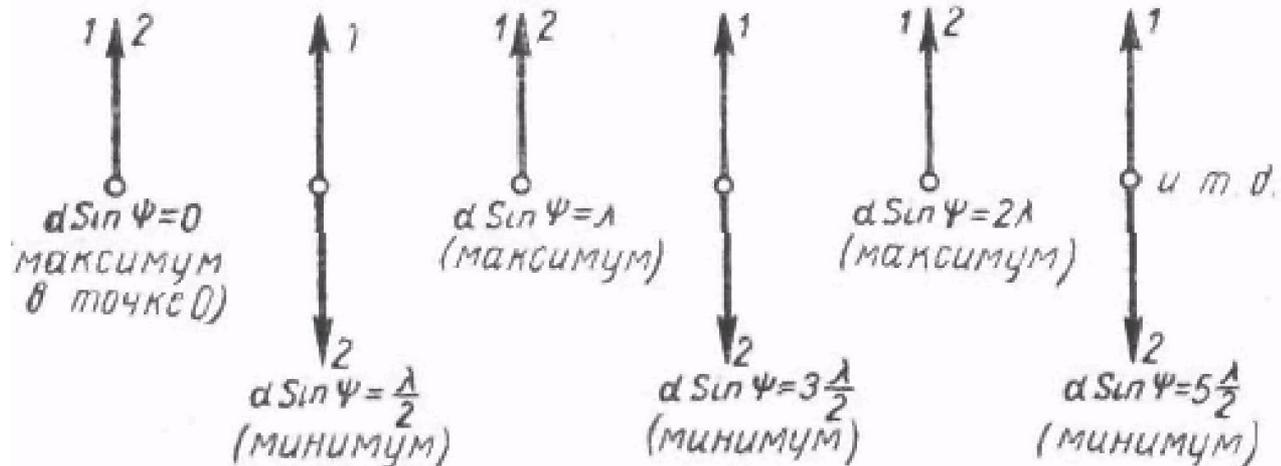


Дифракция от нескольких щелей: побочные максимумы и минимумы

N=2

Предположим, что в данной точке экрана суммарная напряженность $E = E_1 + E_2 + E_3 + \dots = 0$, т.е. волны, пришедшие в эту точку экрана от различных щелей, в результате интерференции гасят друг друга. Это условие может выполняться различным образом в зависимости от числа щелей. Для наглядности используем векторную диаграмму сложения колебаний. Допустим, что имеются всего **две щели**, создающие равные E_1 и E_2 . Очевидно, условие $E = E_1 + E_2 = 0$ выполняется, если E_1 и E_2 противоположны по направлению, т.е. отличаются по фазе на π , 3π , 5π и т.д. Разность хода лучей, исходящих от этих щелей, должна быть равна $d \sin \psi = \lambda/2$, $3\lambda/2$, $5\lambda/2$ и т.д. В случае **двух щелей** между двумя соседними максимумами имеется один минимум.

N=2



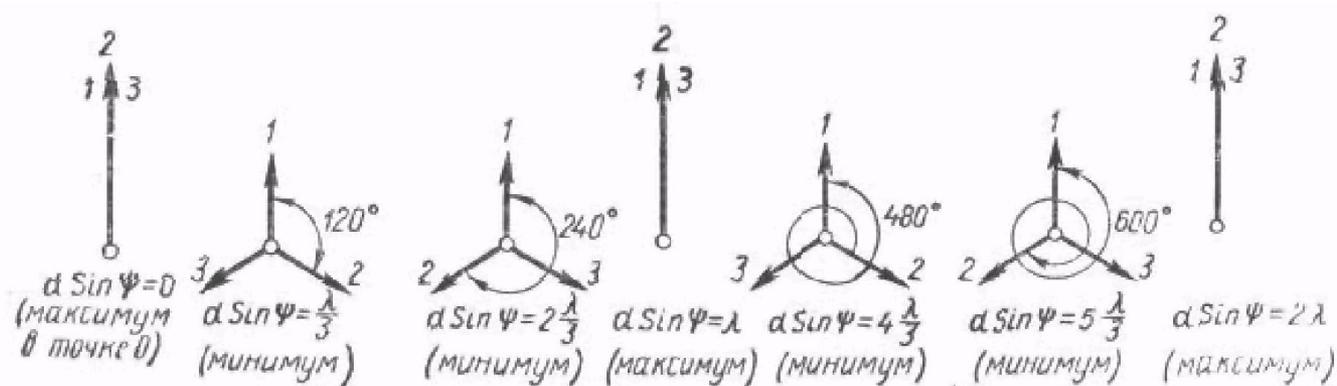
Векторная диаграмма сложения колебаний для решетки из **двух щелей**

Дифракция от нескольких щелей: побочные максимумы и минимумы

N=3

В случае **трех щелей** для получения максимумов по-прежнему считаем, что все векторы E_1, E_2, E_3 имеют одинаковое направление и складываются; для получения же минимума, в частности для равенства $E_1 + E_2 + E_3 = 0$, необходимо, чтобы фазы этих векторов отличались либо на $2\pi/3$ (120° или $\lambda/3$), либо на $2 \cdot 2\pi/3$ (240° или $2\lambda/3$). При наличии **трех щелей** между двумя соседними максимумами появляются два минимума.

N=2



Векторная диаграмма сложения колебаний для решетки из **трех щелей**

Дифракция от нескольких щелей: побочные максимумы и минимумы

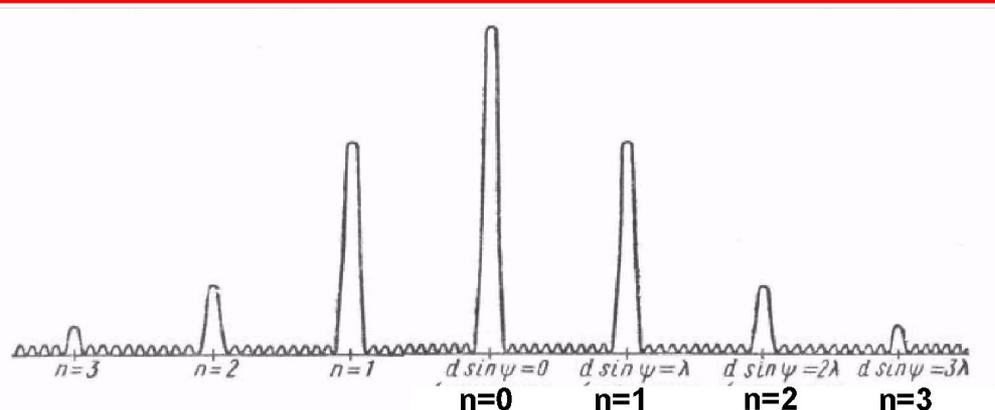
Для четырех щелей условия минимума имеют место, если разность фаз между векторами напряженностей от соседних щелей равна $\pi/2$, $2\pi/2$, $3\pi/2$, а разность хода — $\lambda/4$, $2\lambda/4$, $3\lambda/4$ и т. д.

При наличии четырех щелей между двумя соседними максимумами образуются три минимума.

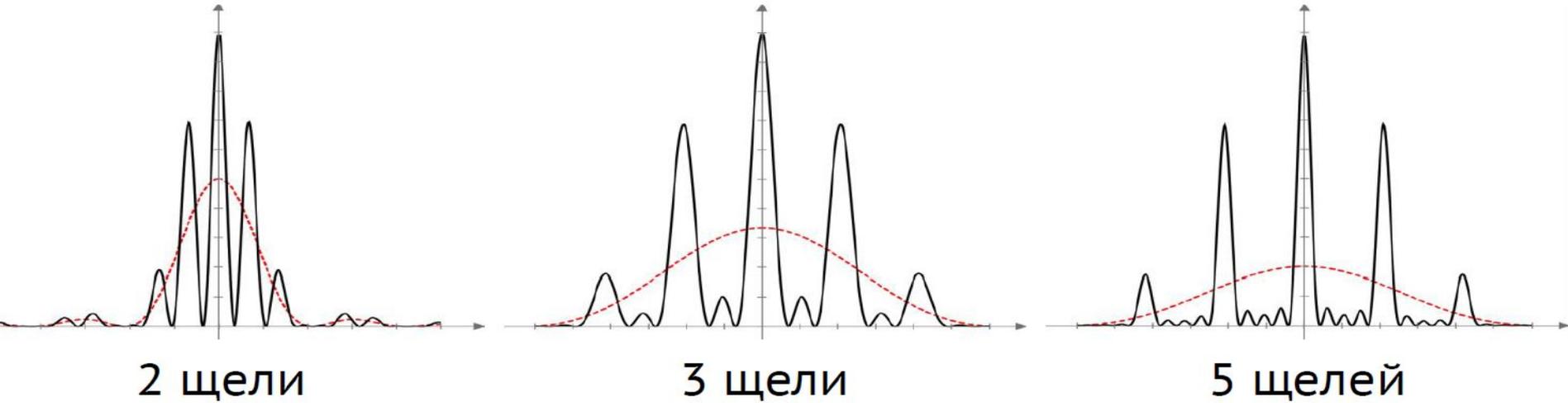
N=4

Продолжая рассуждения, можно установить следующее правило:

при наличии N щелей между двумя соседними максимумами образуются N — 1 минимумов; разность хода лучей $d \sin \psi$ от двух соседних щелей для максимумов должна равняться целому числу λ , а для минимумов; λ/N , $2\lambda/N$, $3\lambda/N$ и т. д. Дополнительные (побочные) максимумы, расположенные между двумя соседними минимумами, создают на экране весьма слабую освещенность (фон).

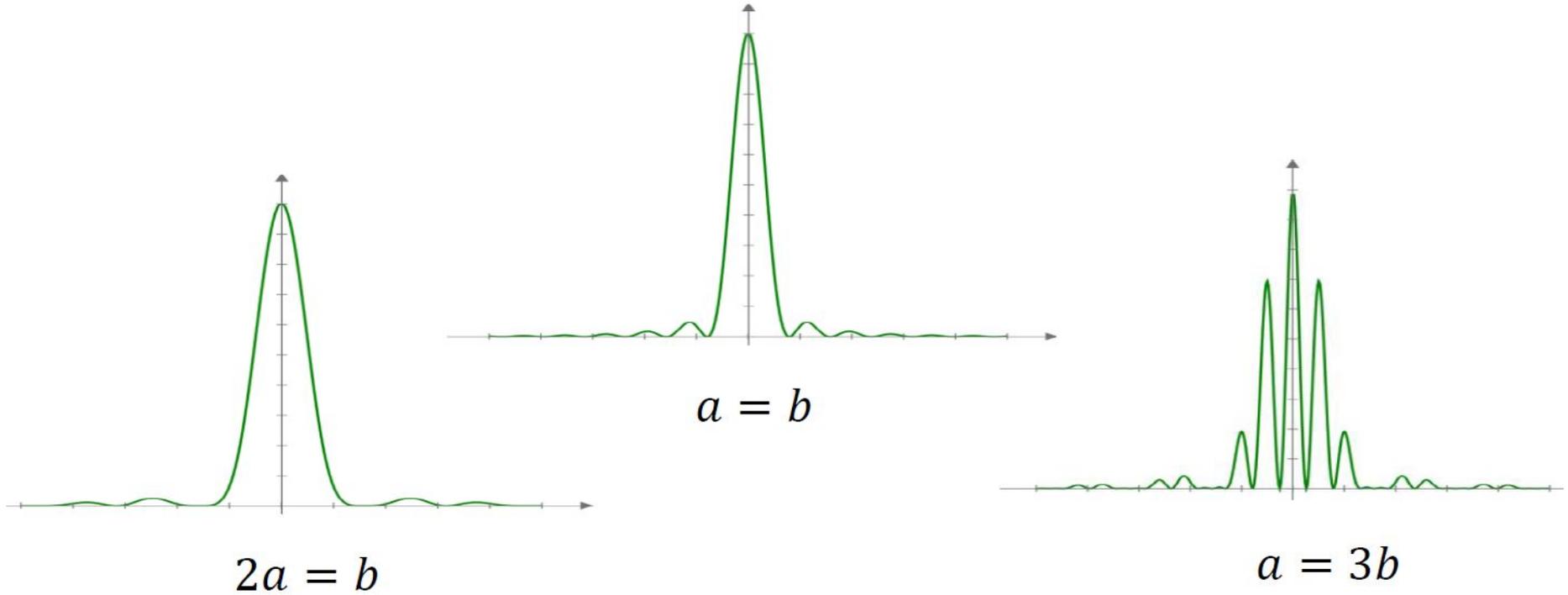


Дифракция на N щелях



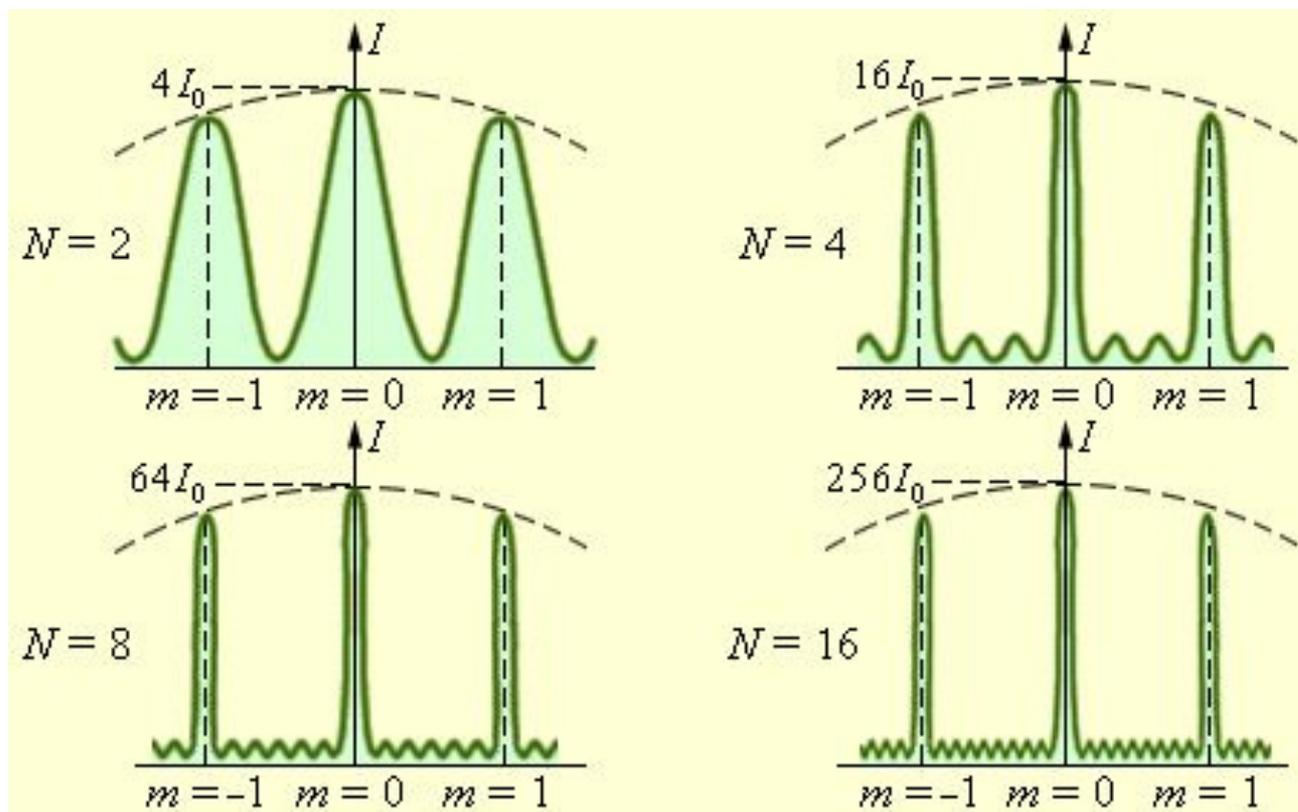
Распределение интенсивности света при дифракции на N щелях шириной b разделенных расстоянием $a = 3b$

Пунктирной линия – дифракция на одной щели шириной b



Распределение интенсивности света при дифракции на 2-х щелях шириной b разделенных расстоянием a

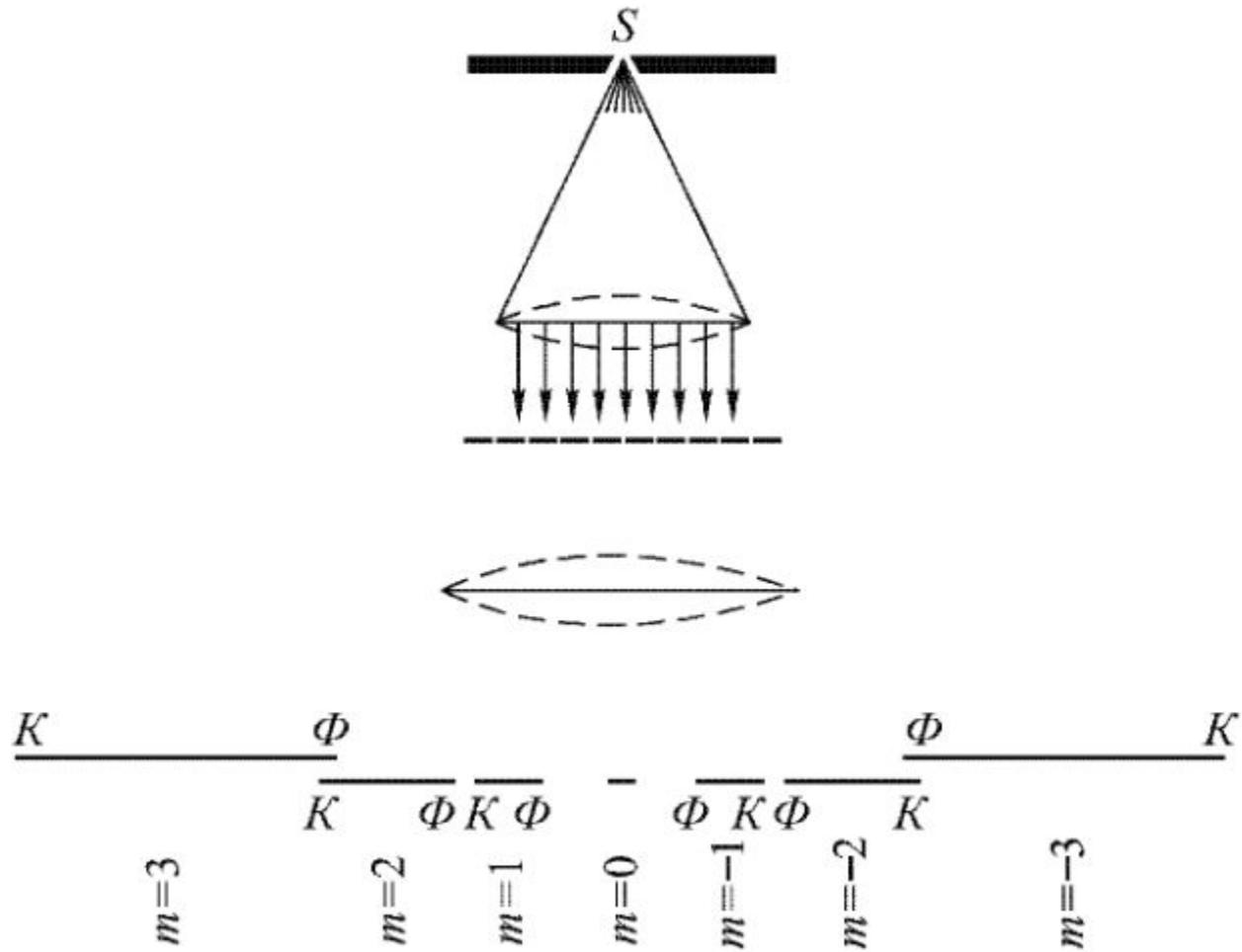
Изменение остроты главных максимумов при увеличении числа щелей решетки.



Распределение интенсивности при дифракции монохроматического света на решетках с различным числом щелей. I_0 – интенсивность колебаний при дифракции света на одной щели

При освещении решетки белым светом, все максимумы, кроме центрального разложатся в спектр, фиолетовый конец которого обращен к центру дифракционной картины, красной – наружу. Дифракционная решетка – это спектральный прибор, основными характеристиками которого являются его дисперсия и разрешающая способность.

Разложение белого света дифракционной решеткой



Дисперсия определяет угловое или линейное расстояние между двумя спектральными линиями, отличающимися по длине волны на $\Delta\lambda$.

Разрешающая способность определяет минимальную разность длин волн $\delta\lambda$, при которой линии воспринимаются в спектре отдельно.

$$D = \frac{\partial\varphi}{\partial\lambda}$$

Угловая дисперсия.

$$d \sin \varphi = m\lambda$$

$$d \cos \varphi \delta\varphi = m\delta\lambda$$

$$D = \frac{\partial\varphi}{\partial\lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi}$$

Линейная дисперсия.

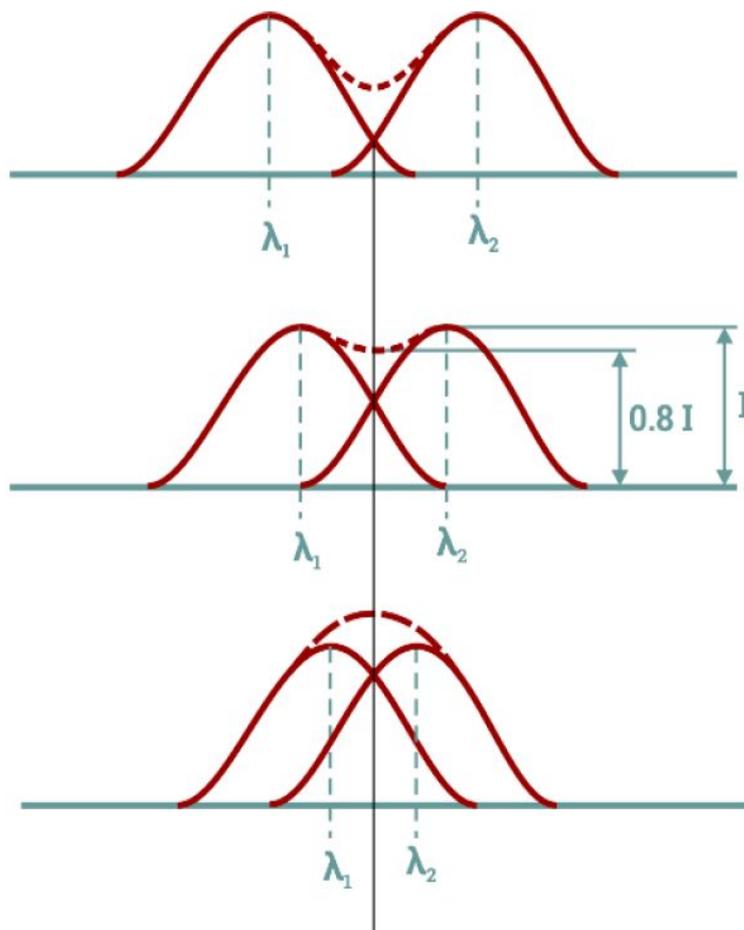
$$D = \frac{\partial l}{\partial \lambda}$$

∂l - расстояние между линиями на экране или фотопластинке, отличающимися по длине волны наблюдения на $\delta\lambda$.

Критерий Релея

Изображения двух близлежащих одинаковых точечных **источников** или двух близлежащих спектральных линий **разделены для восприятия**, если центральный максимум дифракционной картины от одного источника совпадает с первым минимумом дифракционной картины от другого

$$\varphi \geq \frac{1,22\lambda}{D}$$



Разрешающая способность. $R = \frac{\lambda}{\partial\lambda}$

Линии воспринимаются как отдельные (согласно критерию Рэлея), если интенсивность в промежутке между ними составляет не более 80% от интенсивности максимума. Такое соотношение интенсивностей имеет место, если середина одного максимума совпадает с краем другого.

- $d \sin \varphi_{\max} = m(\lambda + \delta\lambda)$ - условие максимума для линии $\delta\lambda$.

$$d \sin \varphi_{\min} = \left(m \pm \frac{1}{N} \right) \lambda \quad - \text{условие минимума для } \lambda.$$

$$m(\lambda + \delta\lambda) = \left(m + \frac{1}{N} \right) \lambda$$

$$m\delta\lambda = \frac{\lambda}{N} \Rightarrow \frac{\lambda}{\delta\lambda} = m \cdot N = R$$

Разрешающая способность оптических приборов

Разрешающая способность (разрешающая сила)
объектива

$$R = \frac{1}{\varphi_{min}}$$

Разрешающая способность дифракционной
решетки

$$R_{реш} = mN$$

Дифракция на пространственной решетке. (дифракция рентгеновских лучей)

Дифракция наблюдается также на трехмерных структурах, которыми являются все кристаллические тела. Т.к. возникновение дифракционных максимумов возможно лишь

при условии

$$\frac{\lambda}{d} < 1 (\sin \varphi < 1)$$

$$d > \lambda$$

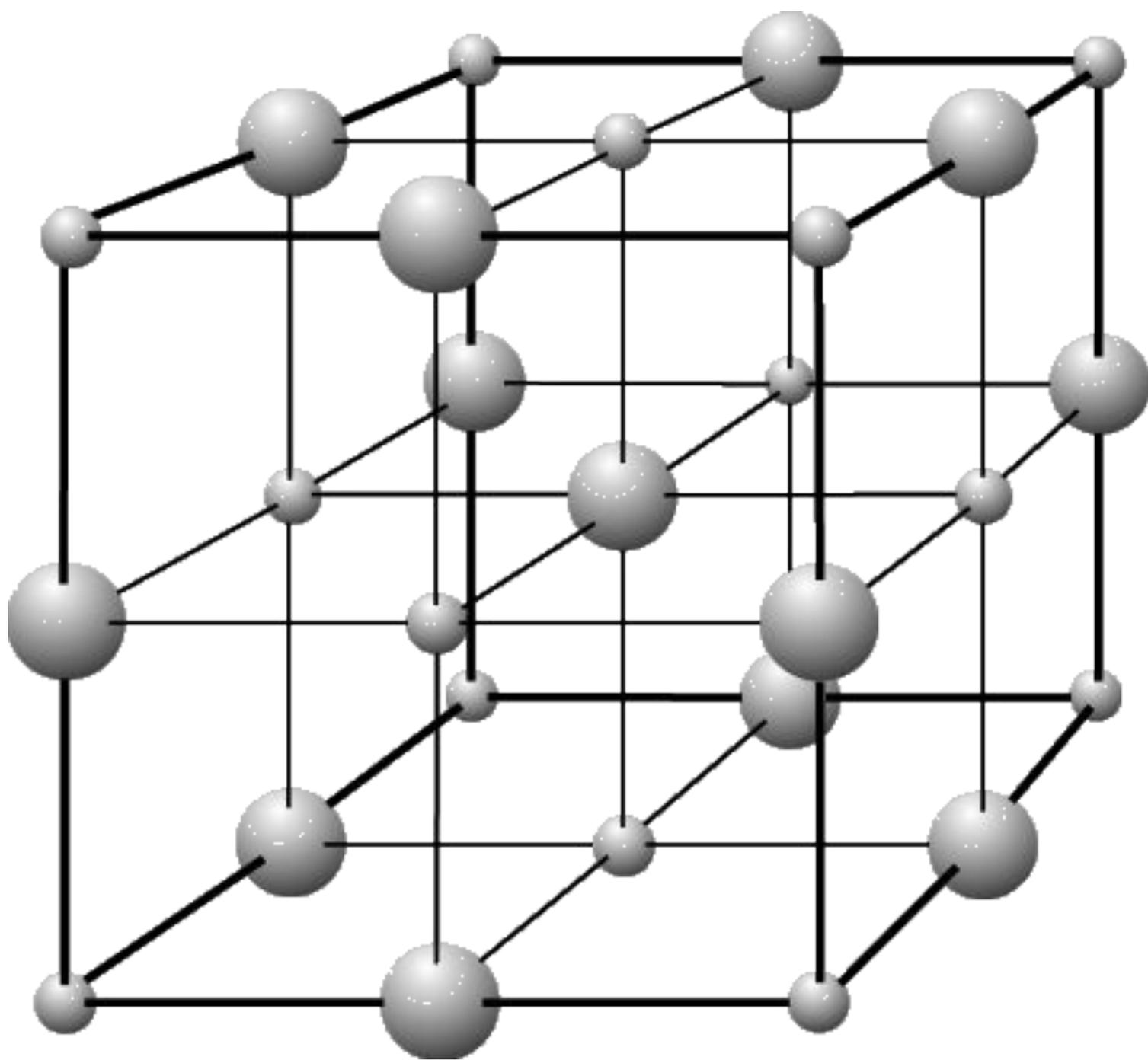
, то

$$d \sim 10^{-10} \text{ м} \quad \text{Т.к. период}$$

кристаллической решетки

, то

наблюдать дифракцию на пространственной решетке можно только в рентгеновских лучах.



Возьмем кубическую пространственную решетку, которую рассмотрим как совокупность линейных цепочек, составленных из атомов. Выделим цепочки по осям x , y и z . Пусть на решетку падает параллельный пучок лучей, составляющий с осями x , y и z углы $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$. Соответственно углы

Разность хода между интерферирующими лучами в этом случае будет равна

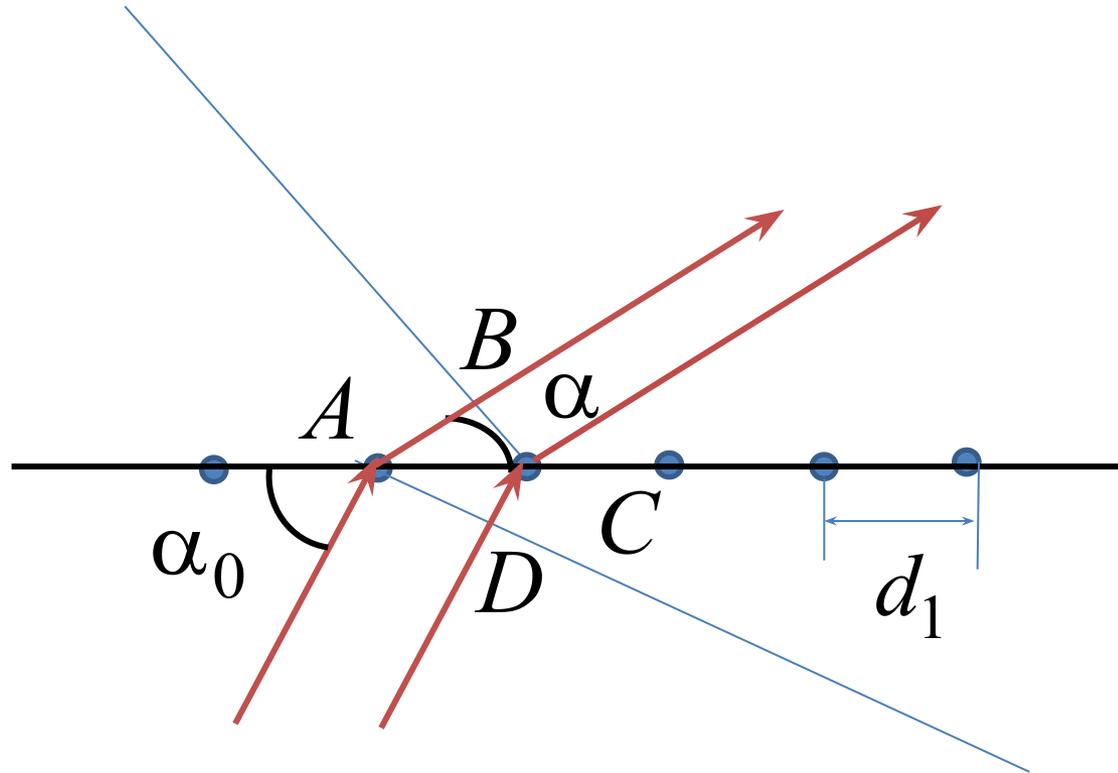
$$\Delta = d_1 \cos \alpha - d_1 \cos \alpha_0$$

При $d_1 (\cos \alpha - \cos \alpha_0) = \pm m_1 \lambda$ (1)

$$m_1 = 0, 1, 2, \dots$$

будут получаться максимумы интенсивности от одной взятой цепочки.

Ход лучей

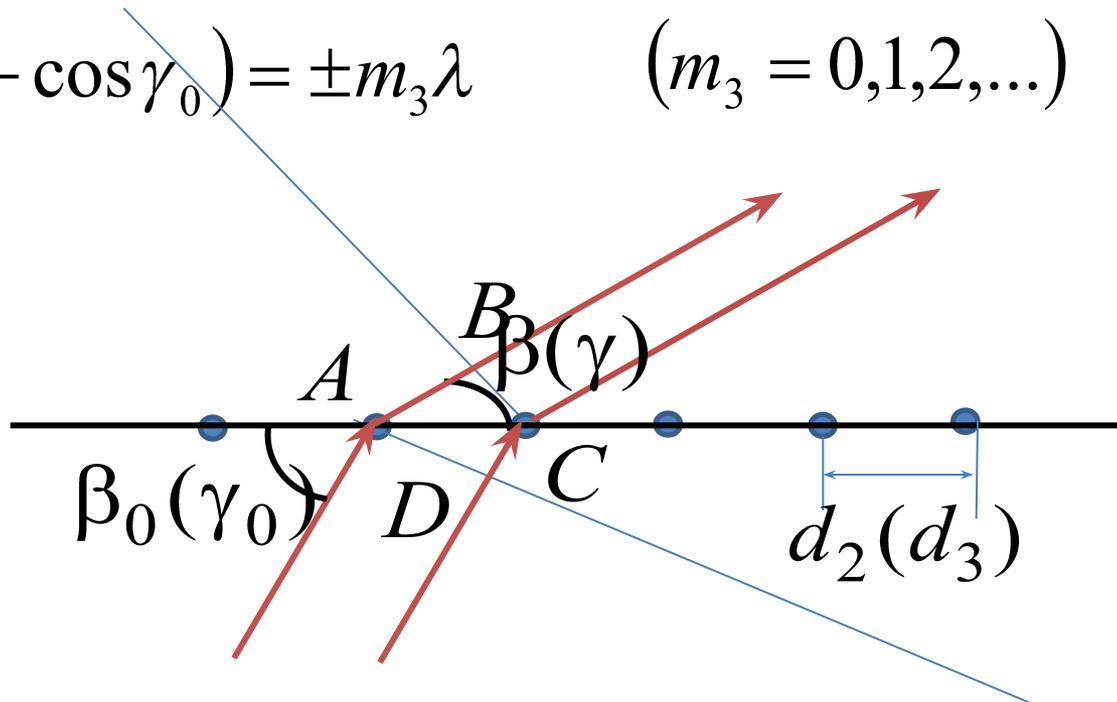


Условие максимума для цепочки, параллельной оси y , имеет вид

$$d_2(\cos \beta - \cos \beta_0) = \pm m_2 \lambda \quad (m_2 = 0, 1, 2, \dots) \quad (2)$$

Условие максимумов для цепочки, параллельной оси z

$$(3) \quad d_3(\cos \gamma - \cos \gamma_0) = \pm m_3 \lambda \quad (m_3 = 0, 1, 2, \dots)$$



В направлениях, удовлетворяющих одновременно условиям, происходит взаимное усиление колебаний от всех элементов, образующих пространственную структуру. Возникают дифракционные максимумы, направления этих максимумов лежат на линиях пересечения трех конусов, оси которых параллельны координатным осям. Условия

$$d_1(\cos \alpha - \cos \alpha_0) = \pm m_1 \lambda$$

$$d_2(\cos \beta - \cos \beta_0) = \pm m_2 \lambda$$

$$d_3(\cos \gamma - \cos \gamma_0) = \pm m_3 \lambda$$

носят название формул Лауэ

Углы α, β, γ не являются независимыми

$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1 \quad (4)$$

Система уравнений (1-4) оказывается разрешимой лишь для некоторых вполне определенных длин волн. Каждому значению λ соответствует, вообще говоря, только один максимум.

$(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0, \lambda)$ - заданы, ищем α, β, γ

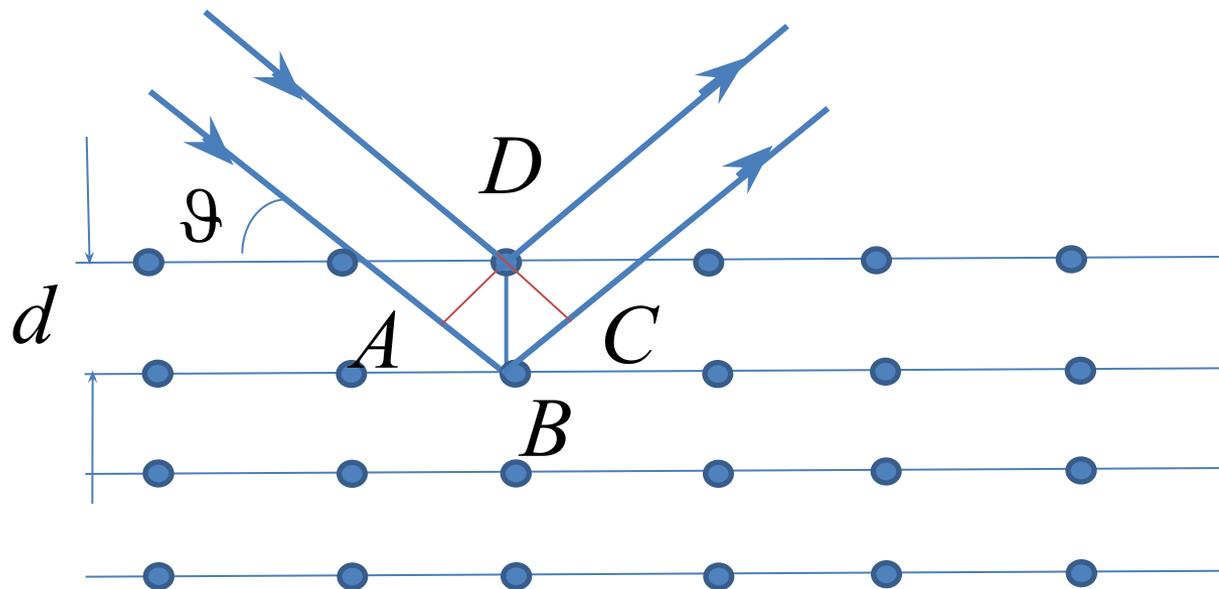
Если зафиксировать λ , то систему уравнений можно сделать совместной, если изменять $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$, т.е. вращать кристалл.

- Вульф и Брэгг показали, что расчет дифракционной картины от кристаллической решетки можно осуществить простым способом, дающим тот же результат, что и уравнения Лауэ.

Проведем, через узлы кристаллической решетки параллельные плоскости - слои.

Если на кристалл падает плоская волна, то огибающая вторичных волн, порожденных атомами в атомном слое, также будет плоскостью.

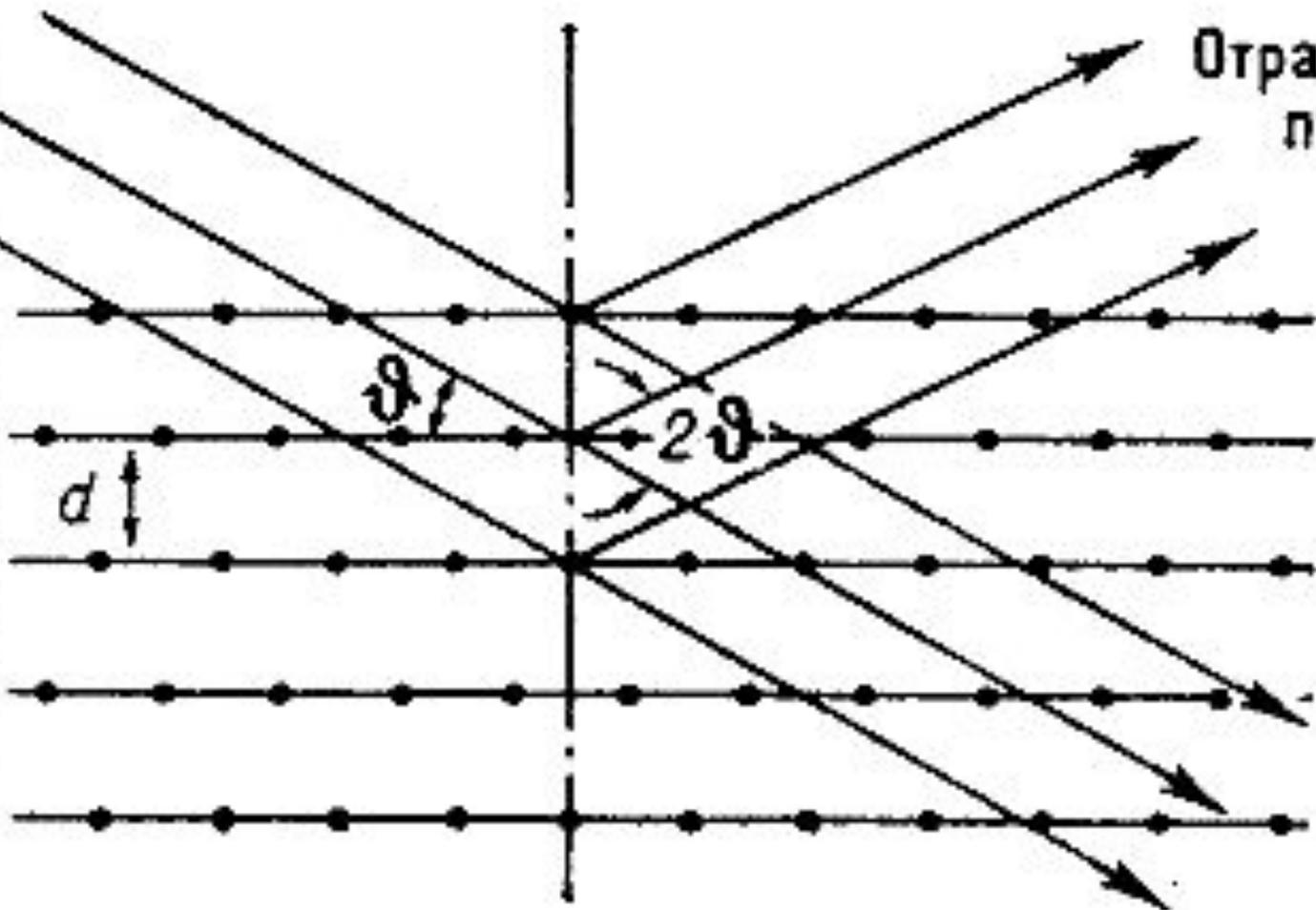
Дифракция на кристаллографических плоскостях



Первичный
лучок

Отраженный
лучок

Кристаллографичес-
кие плоскости



Плоские вторичные волны, отразившиеся от разных атомных слоев, когерентны и будут интерферировать между собой. Разность хода между волнами, отразившихся от соседних слоев будет

$$\Delta = 2d \sin \vartheta$$

где ϑ - угол скольжения. Следовательно в направлениях $2d \sin \vartheta = \pm m \lambda$ ($m = 1, 2, \dots$)

наблюдаются дифракционные максимумы.

Это соотношение называется формулой Брэгга-Вульфа.

