

Дифракция Фраунгофера

(основную часть текста составляют описание задачи №409 практикума и Глава 5 из «Методики решения...»)

Дифракция Фраунгофера на одной щели. Рассмотрим схему наблюдения дифракции Фраунгофера, представленную на рис.3. Плоская монохроматическая волна падает нормально на плоскость Щ, где расположена бесконечно длинная щель шириной b (щель можно считать бесконечно длинной, если ее длина намного больше ее ширины. Так при ширине в 0,01 - 0,05 мм длина в несколько миллиметров может считаться бесконечной).

За щелью расположена линза L , в фокальной плоскости которой находится экран \mathcal{E} . Наличие линзы равносильно тому, что экран расположен как бы на "бесконечном" расстоянии от объекта. Если бы свет распространялся прямолинейно в соответствии с законами геометрической оптики, то в фокальной плоскости линзы получилась бы бесконечно узкая светлая полоса, проходящая через точку N_0 на экране \mathcal{E} . Но в соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля каждая точка волнового фронта, достигающего плоскости, где расположена щель, является источником сферических волн, называемых вторичными. Выделим для всех вторичных источников лучи, идущие под некоторым углом φ к первоначальному направлению. Они образуют плоский волновой фронт и соберутся в фокальной плоскости линзы в т. N_φ (рис.3).

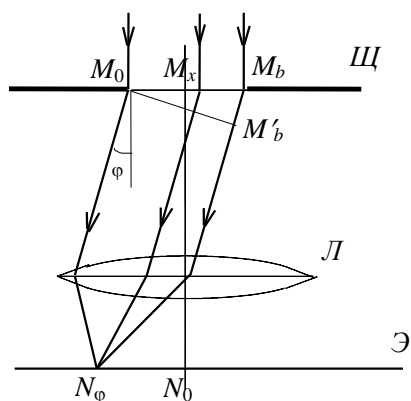


Рис.3 Дифракция Фраунгофера на одной щели.

Расчет поля в плоскости экрана проведём непосредственно на основе принципа Гюйгенса-Френеля. Для этого разобьём открытую часть поверхности щели на зоны в виде узких полосок одинаковой ширины dx , параллельных краям щели. Эти элементарные участки становятся источниками вторичных волн. Амплитуды dA_0 этих волн, приходящих в т. N_φ на экране от разных полосок, одинаковы, так как все зоны имеют одну и ту же площадь и один и тот же к направлению вторичных волн угол φ . Эти амплитуды будут пропорциональны произведению амплитуды падающей волны E_0 на размер полоски dx , т.е.

$$dA_0 = C \cdot E_0 dx \quad (2)$$

где C - коэффициент пропорциональности.

Однако фазы колебаний, приходящих от различных участков щели, будут различаться. Для определения разности фаз проведем прямую M_0M_φ' , перпендикулярную к направлению дифрагированных лучей, и найдем разность хода, возникающую на пути от прямой M_0M_φ до прямой M_0M_φ' . Из рис.3 видно, что разность хода между волнами, идущими от точки M_0 и от точки M_x , расположенной на расстоянии x от т. M_0 , равна $x \sin \varphi$.

Следовательно, если считать, что фаза волны, приходящей в т. N_φ из т. M_0 , равна нулю, то колебание dU_φ , приходящее от элемента dx из окрестности точки M_x в т. N_φ , может быть записано в виде:

$$dU_\varphi = dA_0 \cos(\omega t - kx \sin \varphi)$$

где $k=2\pi/\lambda$ - волновое число, ω - частота колебания.

Для вычисления величины U_φ в т. N_φ необходимо просуммировать вклады от различных участков щели, т.е. проинтегрировать dU_φ в пределах от $x = 0$ до $x = b$:

$$\begin{aligned} U(\varphi) &= \int_0^b CE_0 \cos(\omega t - kx \sin \varphi) dx = \\ &= CE_0 b \frac{\sin\left(\frac{k b \sin \varphi}{2}\right)}{\frac{k b \sin \varphi}{2}} \cos\left(\omega t - \frac{k b \sin \varphi}{2}\right) \end{aligned} \quad (3)$$

Сомножитель $\cos\left(\omega t - \frac{k b \sin \varphi}{2}\right)$ в формуле (3) описывает временное изменение поля в точке наблюдения с частотой ω , а модуль выражения, стоящего перед косинусом, есть амплитуда A_φ результирующей волны в точке N_φ :

$$A_\varphi = CE_0 b \frac{\sin\left(\frac{k b \sin \varphi}{2}\right)}{\frac{k b \sin \varphi}{2}} = CE_0 b \cdot \text{sinc}\left(\frac{k b \sin \varphi}{2}\right) \quad (4)$$

Отметим, что амплитуда волны, распространяющейся в направлении $\varphi=0$, пропорциональна ширине щели b и равна

$$A_0 = CE_0 b \quad (5)$$

и выражение (4) можно переписать в виде

$$A_\varphi = A_0 \cdot \text{sinc}\left(\frac{k b \sin \varphi}{2}\right) \quad (4')$$

Интенсивность света определяется квадратом амплитуды, т.е.

$$I_\varphi = I_0 \cdot \text{sinc}^2\left(\frac{k b \sin \varphi}{2}\right) = I_0 \cdot \left(\frac{\sin u}{u}\right)^2 \quad (6)$$

где I_0 - интенсивность в центре дифракционной картины ($I_0 \sim b^2$),

$$u = \frac{k b \sin \varphi}{2}.$$

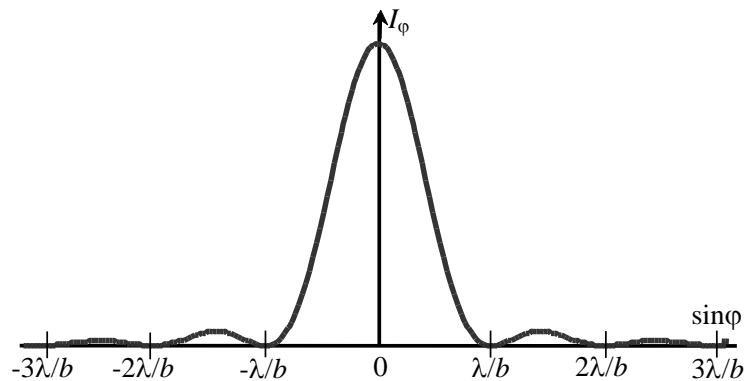


Рис.4. Дифракция Фраунгофера на одной щели: распределение интенсивности на экране в зависимости от синуса угла дифракции.

На рис.4 приведен график зависимости интенсивности I_φ от синуса угла дифракции φ . Интенсивность максимальна для направления $\varphi_{0\max} = 0$, совпадающего с направлением распространения падающей волны. Направления, соответствующие последующим максимумам, можно найти из решения задачи поиска экстремума функции (6). Эти направления примерно соответствуют значениям u , равным $u_{1\max} = 1.43\pi \approx 3\pi/2$, $u_{2\max} = 2.46\pi \approx 5\pi/2$, $u_{3\max} = 3.47\pi \approx 7\pi/2, \dots$ Соотношения интенсивностей главного и последующего максимумов равны $I_{0\max} = I_{1\max} = I_{2\max} = I_{3\max} = \dots = 1 : 0,045 : 0,016 : 0,008 : \dots$ и не зависят ни от ширины щели, ни от длины волны.

В то же время для направлений $\sin\varphi = \lambda/b, 2\lambda/b, 3\lambda/b, 4\lambda/b, \dots$, удовлетворяющих уравнению $\sin u = 0$, интенсивность равна нулю. Эти направления соответствуют случаю, когда разность хода между волнами, приходящими от крайних участков щели, равна целому числу длин волн. Это означает, что для любого произвольно выбранного участка щели всегда найдется другой, равный по величине, участок, излучение от которого придет строго в противофазе с излучением от выбранного участка. Тем самым, в результате интерференции интенсивность распространяющегося в этих направлениях излучения будет равна нулю.

Из рис.4 видно, что основная часть светового потока сосредоточена в центральной дифракционной полосе, определяемой значениями $\sin\varphi = \frac{\lambda}{b} \approx \varphi$ (так называемый центральный максимум), малая его часть будет распространяться в пределах первых ($\approx 5\%$) и вторых ($\approx 2\%$) максимумов и т.д. Угловой размер центрального дифракционного максимума $\varphi = \frac{\lambda}{b}$ часто называют **дифракционной расходимостью** пучка в дальней зоне.

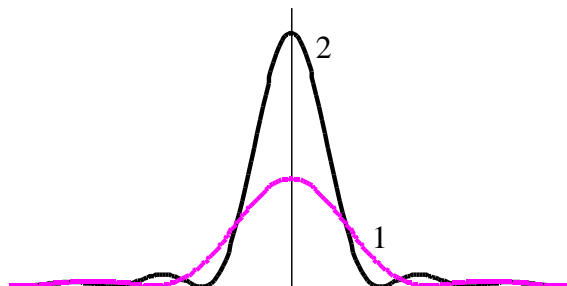


Рис.5. Дифракция Фраунгофера на одной щели: 1 - узкая щель, 2 - широкая щель.

Рассмотрим влияние ширины щели на распределение интенсивности дифракционной картины (рис.5). Увеличение ширины щели приводит к приближению первых минимумов к центру дифракционной картины, при этом резкость дифракционного максимума увеличивается (рис.5, кривая 2). Соотношение интенсивностей света в отдельных максимумах не изменяется, однако увеличивается абсолютное значение интенсивности, связанное с тем, что с увеличением ширины щели увеличивается энергия проходящего через нее излучения.

Отметим, что дифракция Фраунгофера может наблюдаться и при падении сферической волны на объект, и при отсутствии линзы. Из формулы (1) можно показать, что условия для наблюдения дифракции Фраунгофера имеют вид: $b^2/\lambda r \ll 1$, $b^2/\lambda s \ll 1$.

Формулу (6) для дифракции на щели можно получить и с помощью метода векторных диаграмм (см. «Методику решения задач по оптике», глава 5, Теоретическое введение).

Направления φ_m на минимумы m -го порядка находятся из соотношения

$$b \sin \varphi_m = m\lambda.$$

Зная эту формулу, легко записать и формулу (6). Так как нули СИНКа соответствуют значениям аргумента $u=m\pi$, а из условия минимума

$$m = \frac{b \sin \varphi}{\lambda},$$

то для аргумента СИНКа получим:

$$u = m\pi = \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda} = \frac{k b \sin \varphi}{2}.$$

Дифракция на нескольких щелях (дифракционная решетка). Рассмотрим дифракцию Фраунгофера на объекте, представляющем собой совокупность N бесконечно длинных щелей, имеющих одинаковую ширину b и расположенных на одинаковом расстоянии друг от друга. Такой объект принято называть **дифракционной решеткой**. Обозначим через d расстояние между центрами соседних щелей (т.н. период решетки). Пусть на дифракционную решетку падает нормально монохроматическое излучение с длиной волны λ . Для определения интенсивности света, распространяющегося в направлении, составляющем угол φ с нормалью, воспользуемся принципом Гюйгенса-Френеля.

Амплитуды волн, приходящих в т. N_φ от каждой из щелей, равны и выражаются формулой (4'), однако между волнами, приходящими от соседних щелей, существует разность фаз, задаваемая формулой $kd \sin \varphi$.

$$\text{Введем обозначение } \delta = \frac{kd \sin \varphi}{2} = \frac{\pi d \sin \varphi}{\lambda}.$$

Чтобы получить возмущение, посылаемое всей решеткой, необходимо просуммировать по всем N щелям, т.е.

$$A_\varphi = A_0 \frac{\sin u}{u} \sum_{n=0}^{N-1} \exp(-i2\delta n) \quad (9)$$

Сумма в (9) представляет собой геометрическую прогрессию, первый член которой равен единице, а показатель прогрессии - $q = \exp(-i2\delta)$. Таким образом

$$\sum_{n=0}^{N-1} \exp(-i2\delta n) = \frac{1-q^N}{1-q} = \frac{1-\exp(-i2\delta N)}{1-\exp(-i2\delta)} \quad (10)$$

В итоге для возмущения в направлении φ получаем

$$A_\varphi = A_0 \frac{\sin u}{u} \cdot \frac{1-\exp(-i2\delta N)}{1-\exp(-i2\delta)} \quad (11)$$

С учетом того, что

$$(1-e^{i\alpha})(1-e^{-i\alpha}) = 2 - (e^{i\alpha} + e^{-i\alpha}) = 2 - 2\cos\alpha = 4\sin^2\alpha / 2$$

получаем выражение для интенсивности дифрагированных лучей под углом φ в виде

$$I_\varphi = A_\varphi A_\varphi^* = I_0 \cdot \left(\frac{\sin u}{u}\right)^2 \cdot \left(\frac{\sin N\delta}{\sin \delta}\right)^2 \quad (12)$$

Формулу (12) можно представить в виде произведения двух членов. Первый член, называемый **дифракционным**, имеет вид

$$I_{\text{дифр}} = I_0 \cdot \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 \quad (13)$$

и описывает дифракцию на одной щели размера b . Вид этой функции (рис.6б) совпадает с приведенным на рис.4.

Второй член, равный

$$I_{\text{инт}} = \left(\frac{\sin N\delta}{\sin \delta} \right)^2 \quad (14)$$

описывает интерференцию излучения, приходящего от различных щелей, и носит название **интерференционного**.

Исследуем более подробно вид функции (14), изображенный на рис.6а. Числитель в формуле (14) обращается в нуль при $\delta=0, \pi/N, 2\pi/N, \dots, (N-1)\pi/N, \pi, (N+1)\pi/N, \dots$ однако для каждого N -ого значения $\delta=0, \pi, 2\pi, \dots$ в нуль обращается и знаменатель. Воспользовавшись предельным переходом, можно получить, что для этих значений угла функция (14) имеет одинаковое максимальное значение, равное N^2 . Таким образом, для этих значений угла δ интенсивность будет максимальной. Такие максимумы называют **главными**, направления φ_m на них находятся из условия, что разность хода Δs между лучами, приходящими от соседних щелей, равна целому числу длин волн:

$$\Delta s = d \sin \varphi_m = m\lambda. \quad (15)$$

Между **главными** максимумами располагаются $(N-1)$ **добавочных** минимумов, соответствующих нулевым значениям числителя в формуле (14). Так как между любыми двумя соседними добавочными минимумами имеется добавочный максимум, интенсивность которого существенно меньше интенсивности ближайших главных максимумов, то общее число добавочных максимумов между главными равно $(N-2)$.

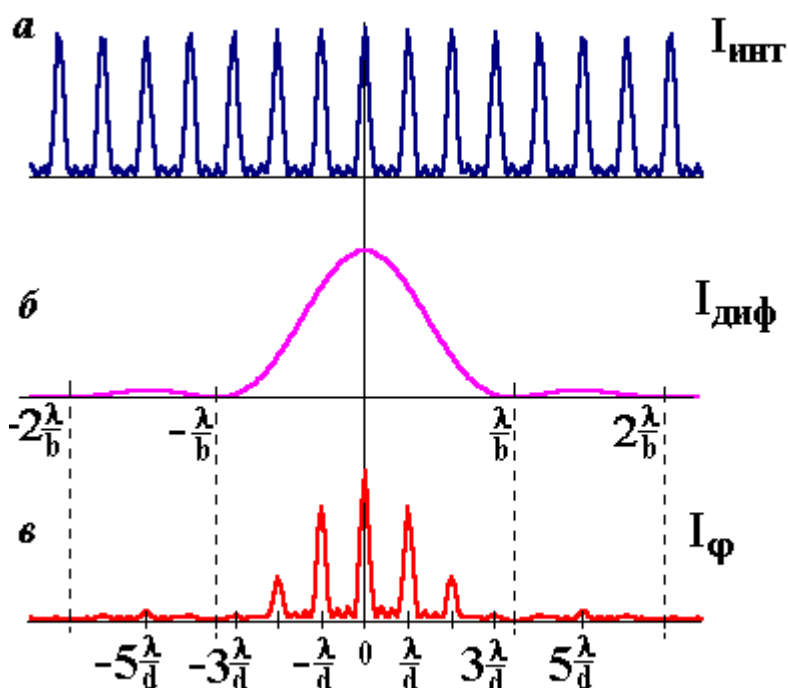


Рис.6. Дифракция Фраунгофера на четырех щелях: *а* - интерференционный член (14), *б* - дифракционный член (13), *в* - общий вид дифракционной картины (12).

Вид функции (12), описывающей распределение интенсивности при дифракции Фраунгофера на N щелях, изображен на рис.6в. Характерными точками этого графика являются:

главные

дифракционные минимумы	$\sin\varphi = \lambda/b,$	$2\lambda/b,$	$3\lambda/b, \dots$
добавочные интерференционные минимумы	$\sin\varphi = \lambda/Nd, 2\lambda/Nd, 3\lambda/Nd, \dots, (N-1)\lambda/Nd, (N+1)\lambda/Nd, \dots, (2N-1)\lambda/Nd, (2N+1)\lambda/Nd, \dots$		
главные интерференционные максимумы	$\sin\varphi = 0,$	$\lambda/d,$	$2\lambda/d, 3\lambda/d, \dots$

Таким образом, получив на экране дифракционную картину от решетки и подсчитав число добавочных минимумов или максимумов между главными максимумами, можно определить число щелей решетки.

Формулу (12) для интенсивности при дифракции на N щелях нетрудно запомнить. Аргумент u СИНКа, описывающего дифракцию на одной щели, как отмечалось ранее, записывается из условия дифракционных минимумов:

$$b \sin \varphi_m = m\lambda.$$

и нулей СИНКа $u=m\pi$, откуда получим:

$$u = m\pi = \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda} = \frac{k b \sin \varphi}{2}.$$

Аргумент δ в интерференционном члене находится из условия главных дифракционных максимумов:

$$d \sin \varphi_m = m\lambda,$$

$$\delta = m\pi = \frac{\pi d \sin \varphi}{\lambda} = \frac{k d \sin \varphi}{2}.$$

Дифракция Фраунгофера на круглом отверстии.

Дифракционная картина от круглого отверстия имеет вид концентрических окружностей, комплексная амплитуда A в зависимости от угла дифракции θ задается функцией Бесселя J_1 первого порядка:

$$A(\theta) \sim \pi R^2 \cdot \frac{2J_1(\xi)}{\xi},$$

где R – радиус отверстия;

$$\xi = kR \sin \theta = k_r R;$$

θ - угол дифракции;

Максимальная амплитуда в центре картины пропорциональна площади отверстия

$$S = \pi R^2 \text{ (волны от всех вторичных источников приходят в фазе).}$$

Интенсивность дифракционной картины

$$I(\theta) \sim A^2(\theta) \sim (\pi R^2)^2 \cdot \left(\frac{2J_1(\xi)}{\xi} \right)^2.$$

График функции $f(\xi) = \left(\frac{2J_1(\xi)}{\xi} \right)^2$ напоминает квадрат СИНКа:

$$f(0) = 1 - \text{max}; f(1,22\pi) = 0 - \text{min}; f(1,635\pi) = 0,0175 - \text{max}; f(2,23\pi) = 0 - \text{min} \text{ и т.д.}$$

График распределения интенсивности для круглого отверстия очень напоминает приведенный на рис. 4 график для щели, только направления на первые минимумы задаются формулами:

$$\sin \theta_1 \approx 0,61 \cdot \frac{\lambda}{R} = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{D},$$

$$\sin \theta_2 \approx 2,23 \cdot \frac{\lambda}{D},$$

где D - диаметр отверстия.

Как и в случае щели, для круглого отверстия принято считать, что основная энергия сосредоточена в центральном пятне, угловой размер $\Delta\theta$ которого

$$\Delta\theta \approx \sin \theta_1 \approx 0,61 \cdot \frac{\lambda}{R} = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{D}.$$

Данная формула часто используется при определении разрешающей способности объективов.

Дифракция Фраунгофера как преобразование Фурье.

Вернемся к рассмотрению дифракции на одной щели (рис. 3) и применим формулу Френеля-Кирхгофа (1). Так как на препятствие падает плоская волна, то комплексная амплитуда поля во всех точках поверхности Σ будет одной и той же и равной U_0 .

Лучи, идущие от вторичных источников под некоторым углом φ к первоначальному направлению, соберутся в фокальной плоскости линзы в т. N_φ . Вклад от произвольного элемента шириной dx , представим в виде

$$dU(N_\varphi) = U_0 \cdot \frac{e^{iks}}{s} dx \cdot K(\chi) \approx U_0 \cdot \frac{e^{iks_0}}{s_0} K_0 \cdot e^{ik(s-s_0)} dx$$

где $(s - s_0) = x \cdot \sin \varphi$ – разность хода между лучом, идущим из точки щели с координатой x , и лучом, идущим из центра щели.

Результирующее поле ищется интегрированием по поверхности Σ :

$$U(N_\varphi) = U_0 \cdot \frac{e^{iks_0}}{s_0} K_0 \cdot \int_{-b/2}^{b/2} e^{ikx \sin \varphi} dx.$$

Вспомним понятие **функции пропускания** препятствия $\alpha(x, y)$ как отношения комплексной амплитуды поля $E_2(x, y)$ падающей волны в точках, расположенных непосредственно сразу за препятствием, к комплексной амплитуде поля $E_1(x, y)$ волны в точках, расположенных непосредственно перед препятствием (толщина препятствия

считается бесконечно малой). Так как для щели $\alpha(x) = \begin{cases} 1, & |x| < b/2 \\ 0, & |x| > b/2 \end{cases}$, то для поля

$$U(N_\varphi) = U_0 \cdot \frac{e^{iks_0}}{s_0} K_0 \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) \cdot e^{ik'x} dx$$

где $k' = k \sin \varphi$.

Данная формула есть не что иное, как пространственное преобразование Фурье от функции пропускания препятствия $\alpha(x)$. По аналогии с преобразованием Фурье по времени величину $k' = k \sin \varphi$ называют **пространственной частотой**. Таким образом, дифракция Фраунгофера есть **пространственное разложение ограниченного светового пучка на плоские волны**.

Аналогичный вывод можно сделать и вспомнив полученную ранее формулу для нахождения поля в приближении Фраунгофера:

$$U(x', y') \sim \iint_{(x, y)} \exp\left(-ik\left(\frac{xx' + yy'}{b}\right)\right) dx dy,$$

которую, с использованием функции пропускания $\alpha(x)$, можно записать в виде:

$$\begin{aligned} U(x', y') &\sim \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x, y) \cdot \exp\left(-ik\left(\frac{xx' + yy'}{b}\right)\right) dx dy = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x, y) \cdot \exp(-i(k_x x + k_y y)) dx dy. \end{aligned}$$

Данное приближение называют **приближением Фраунгофера**. А получившийся интеграл есть пространственное преобразование Фурье по пространственным частотам

$$k_x = k \frac{x'}{b} \approx k \sin \varphi_x, \quad k_y = k \frac{y'}{b} \approx k \sin \varphi_y,$$

где φ_x, φ_y - углы дифракции.

Представление о дифракции Фраунгофера как о пространственном фурье-преобразовании можно использовать и в случае квазиплоских волн. Например, если задана комплексная амплитуда поля $U(x, y)$ в плоскости объекта, то поле в дальней зоне $U(x', y')$ находится из соотношения

$$U(x', y') \sim \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(x, y) \cdot \exp(-i(k_x x + k_y y)) dx dy,$$

Например, при распространении гауссового пучка он в дальней зоне остается гауссовым (из свойств фурье-преобразования).

Дифракция рентгеновских лучей на пространственной решетке (кристалле).

Идеальный кристалл представляет собой регулярную трехмерную периодическую структуру с характерным периодом порядка $d \sim 1$ Ангстрема. Свет видимого диапазона не проходит через подобную структуру, однако для рентгеновских лучей с $\lambda \leq d$ будет наблюдаться дифракция.

Рассмотрим кристалл с элементарной ячейкой в форме прямоугольного параллелепипеда с размерами d_x, d_y, d_z . Волна, падающая на кристалл, воздействует на атомы, которые становятся вторичными источниками когерентного излучения (см. рис.):. Условия дифракционных максимумов на двумерной структуре (x, y) при наклонном падении в приближении Фраунгофера записываются в том же виде, что и для дифракционной решетки

$$d_x \cdot (\sin \theta_x - \sin \theta_{0x}) = m_x \cdot \lambda,$$

(аналогично и для оси y).

Из рисунка видно, что и для третьей координаты z условие максимума будет иметь вид:

$$d_z \cdot (\sin \theta_z - \sin \theta_{0z}) = m_z \cdot \lambda.$$

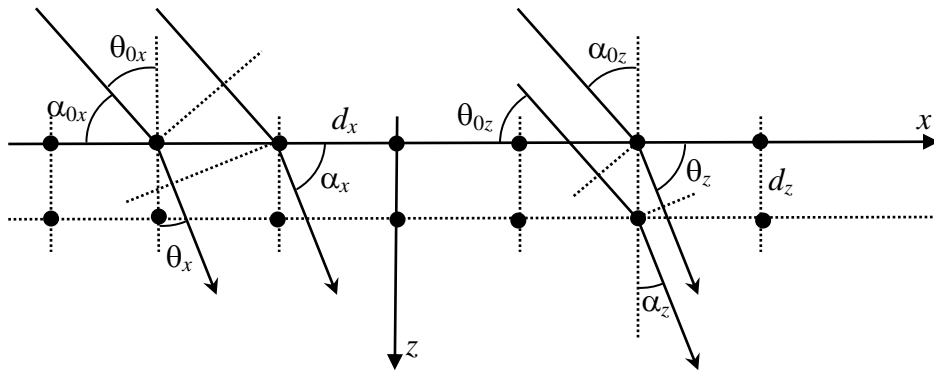


Рис. Дифракция рентгеновских лучей на пространственной структуре.

Однако в трехмерном случае направление луча задают обычно углом, образованным этим лучом с соответствующей осью координат:

$$\alpha_x = \frac{\pi}{2} - \theta_x,$$

поэтому синус «превратится» в косинус. В результате получим систему уравнений, называемых **уравнениями Лауэ**:

$$d_x \cdot (\cos \alpha_x - \cos \alpha_{0x}) = m_x \cdot \lambda;$$

$$d_y \cdot (\cos \alpha_y - \cos \alpha_{0y}) = m_y \cdot \lambda$$

$$d_z \cdot (\cos \alpha_z - \cos \alpha_{0z}) = m_z \cdot \lambda.$$

Кроме этого, необходимо учесть соотношения между направляющими косинусами:

$$\cos^2 \alpha_{0x} + \cos^2 \alpha_{0y} + \cos^2 \alpha_{0z} = 1;$$

$$\cos^2 \alpha_x + \cos^2 \alpha_y + \cos^2 \alpha_z = 1.$$

Так как числа m_x, m_y, m_z - целые, то для произвольной длины волны λ невозможно удовлетворить всем уравнениям. Поэтому в случае освещения непрерывным спектром через кристалл пройдет излучение только на нескольких длинах волн. Т.е., трехмерная структура работает как узкополосный фильтр.

Полученную дифракционную картину называют **лауэграммой**, расшифровывая ее, получают информацию о структуре кристалла.

Дифракция рентгеновских лучей может наблюдаться и в отраженном свете. Атомы в кристаллической решетке создают целый набор параллельных плоскостей, расположенных на одинаковом расстоянии друг от друга. В результате отражения атомными плоскостями возникает интерференция. Формула для разности хода точно такая же, как при интерференции в плоскопараллельной пластине, условие наблюдения максимумов (**условие Брэгга-Вульфа**) запишется в виде:

$$\Delta s = 2d \cdot \sin \alpha = m\lambda$$

(как и в предыдущем случае, косинус «превращается» в синус, т.к. задается угол скольжения).

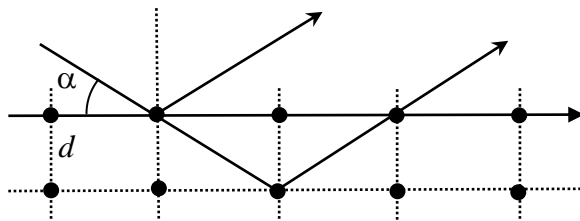


Рис. Дифракция рентгеновских лучей при отражении.

При измерении интенсивности оптического излучения теряется информация о фазе, поэтому нет возможности восстановить характеристики источника волн. Однако информацию о фазе можно сохранить при интерференции, когда происходит преобразование фазовых соотношений в амплитудную структуру интерференционной картины. На приемник излучения следует направить не только волну от объекта, но и опорную волну, желательно простой формы (плоскую, сферическую). Для появления интерференции необходимо, чтобы обе волны исходили из одного и того же источника.

Простейший пример: интерференция двух плоских волн: одна - от объекта, вторая – опорная. Интерференционная картина: система полос с синусоидальным распределением интенсивности. Если почернение фотопластинки (приемника излучения) пропорционально интенсивности, то формируется амплитудная дифракционная решетка с периодом, равным периоду интерференционной картины. При ее освещении плоской волной (такой же, как опорная) формируется дифракционная картина, в которой наблюдаются максимумы трех порядков: нулевого и плюс-минус первого. Один из этих максимумов полностью подобен исходной волне от объекта. **Голография** (с греческого «полная запись») – это метод регистрации фазы волны и ее восстановления. Голограмма – пластина, на которой зафиксирована интерференционная картина.

Классическая схема голографии: плоская волна от монохроматического (лазерного) источника падает как на объект исследования, так и на зеркало (обычно плоское). Волна, рассеянная от объекта, и волна, отраженная от зеркала, образуют интерференционную картину на фотопластинке. После ее проявления (степень почернения считаем пропорциональной интенсивности) получившуюся голограмму освещают плоским лазерным пучком. В результате формируются несколько пучков, один из которых:

- 1) дает действительное изображение, наблюдаемое на экране;
- 2) дает мнимое изображение, наблюдаемое глазом;
- 3) дает ослабленный пучок в исходном направлении, не несущий полезной информации.

Объяснение на «пальцах».

При освещении объекта плоской волной формируется дифракционная картина, которую можно представить как совокупность плоских волн, распространяющихся во всевозможных направлениях. Каждая из этих волн интерферирует с опорной волной и дает интерференционную картину в виде полос с характерными для нее ориентацией и периодом. Т.е. на пластинке формируется множество дифракционных решеток. При освещении пластинки волной, подобной опорной, после пластинки вновь возникнет волна, подобная идущей от объекта.

Количественные характеристики см. Ландсберг, §60.

Формируемая интерференционная картина не является локализованной на поверхности пластины. Слой фотоэмульсии обычно имеет толщину, превышающую длину волны излучения на порядок и более. Поэтому в эмульсии формируется трехмерная интерференционная картина (**объемная голограмма**). При освещении такой голограммы происходит дифракция на трехмерной структуре (подобно дифракции рентгеновских лучей). Подобный метод голографии был предложен Ю.Н.Денисюком в 1962 году.

Голограмму записывают обычно во встречных пучках (опорная и объектная волны идут в противоположных направлениях), это позволяет создавать только мнимое изображение, причем в белом свете.