

вой порядок спектра, где нет спектрального разложения, интенсивность же спектров других и даже первого порядков мала.

Если штрихам Д. р. придать треугольную несимметричную форму, то у такой фазовой решётки ф-ция J_g также имеет дифракц. распределение, но с аргументом u , зависящим от угла наклона Ω грани штриха (рис. 2, а). При этом направление на центр дифракц. максимума определяется зеркальным отражением падающего пучка не от плоскости Д. р., а от грани штриха. Изменяя угол наклона Ω грани штриха, можно совместить центр дифракц. максимума ф-ции J_g с любым интерференционным гл. максимумом ф-ции J_N любого порядка $m \neq 0$, обычно $m=1$ (рис. 3, з) или $m=2$. Условие такого совмещения: углы ψ и $\varphi_{\text{макс}}$ должны одновременно удовлетворять соотношениям $d(\sin \psi + \sin \varphi_{\text{макс}}) = m\lambda$ и $\psi + \varphi_{\text{макс}} = 2\Omega$. При этих условиях спектр данного порядка $m \neq 0$ будет иметь наиб. интенсивность, а указанные соотношения позволяют определить необходимую величину Ω при заданных λ , d , ψ и m . Фазовые Д. р. с треугольным профилем штриха, концентрирующие большую часть (до 80 %) падающего на решётку светового потока в спектр ненулевого порядка, наз. *эшелеттами*. Угол, под к-рым происходит указанная концентрация падающего светового потока в спектр, наз. *углом блеска Д. р.*

Осп. спектроскопич. характеристики Д. р. — угловая дисперсия $d\varphi/d\lambda$, разрешающая способность $R = \lambda/\delta\lambda$ и область дисперсии $\Delta\lambda$ — определяются только свойствами ф-ции J_N , связанной с периодич. структурой Д. р., и не зависят от формы штриха.

Угл. дисперсию, характеризующую степень пространственного (углового) разделения лучей с разной длиной волны, для Д. р. получают, дифференцируя $d(\sin \psi + \sin \varphi) = m\lambda$; тогда $d\varphi/d\lambda = m/(d \cos \varphi)$, откуда следует, что при работе в заданном порядке спектра m величина $d\varphi/d\lambda$ тем больше, чем меньше период решётки. Кроме того, величина $d\varphi/d\lambda$ растёт с увеличением угла дифракции φ . Однако в случае амплитудной решётки увеличение угла φ приводит к уменьшению интенсивности спектра. В случае эшелетта можно создать такой профиль штриха, при к-ром концентрация энергии в спектре будет происходить при больших углах φ , в связи с чем удаётся создавать светосильные спектральные приборы с большой угл. дисперсией.

Теоретическая разрешающая способность Д. р. $R = \lambda/\delta\lambda$, где $\delta\lambda$ — мин. разность длин волн двух монохроматич. линий (λ и $\lambda + \delta\lambda$) равной интенсивности, к-рые ещё можно различить в спектре. Как у всякого спектрального прибора, R Д. р. определяется спектральной шириной $\delta\lambda$ *аппаратной функции*, к-рой в случае Д. р. являются главные максимумы ф-ции J_N . Определив спектральную ширину $\delta\lambda$ этих максимумов, можно получить выражения для R в виде $R = mN = W(\sin \psi + \sin \varphi)/\lambda$, где $W = Nd$ — полная длина заштрихованной части Д. р. (рис. 1). Из выражения для R следует, что при заданных углах ψ и φ величина R может быть увеличена только за счёт увеличения размеров Д. р. — W . Величина R возрастает с увеличением угла дифракции φ , но медленнее, чем возрастает $d\varphi/d\lambda$. Выражение для R может быть также представлено в виде $R = D_\varphi d\varphi/d\lambda$, где $D_\varphi = W \cos \varphi$ — полная ширина параллельного дифрагиров. пучка, идущего от Д. р. под углом φ .

Область дисперсии Д. р. — величина спектрального интервала $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, при к-ром спектр данного порядка m не перекрывается со спектрами соседних порядков и, следовательно, имеет место однозначная связь между углом дифракции φ и λ . $\Delta\lambda$ определяется из условия $d(\sin \psi + \sin \varphi_{\text{макс}}) = m\lambda_2 = (m+1)\lambda_1$, откуда $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = \lambda_1/m$. Для $m=1$ $\lambda_2 = 2\lambda_1$, т. е. область дисперсии охватывает интервал в одну октаву, напр. всю видимую область спектра от 800 до 400 нм. Выражение для $\Delta\lambda$ может быть также представлено в виде $\Delta\lambda = \lambda^2/[d(\sin \psi + \sin \varphi)]$, откуда следует, что величина

$\Delta\lambda$ тем больше, чем меньше d , и зависит от угла φ , уменьшаясь (в отличие от $d\varphi/d\lambda$ и R) с увеличением φ .

Из выражений для $R = \lambda/\delta\lambda = mN$ и $\Delta\lambda = \lambda/m$ может быть получено соотношение $\Delta\lambda/\delta\lambda = N$. Для Д. р. различие между $\Delta\lambda$ и $\delta\lambda$ очень большое, т. к. у современных Д. р. полное число штрихов N велико ($N \sim 10^5$ и больше).

Вогнутая Д. р. У вогнутых Д. р. штрихи нанесены на вогнутую (обычно сферическую) зеркальную поверхность. Такие решётки выполняют роль как диспергирующей, так и фокусирующей системы, т. е. не требуют применения в спектральных приборах входного и выходного коллиматорных объективов или зеркал, в отличие от плоских Д. р. При этом источник света (входная щель S_1) и спектр оказываются расположенными на окружности, касательной к решётке в её вершине, диаметр окружности равен радиусу кривизны R сферич. поверхности Д. р. (рис. 5). Этот круг наз.

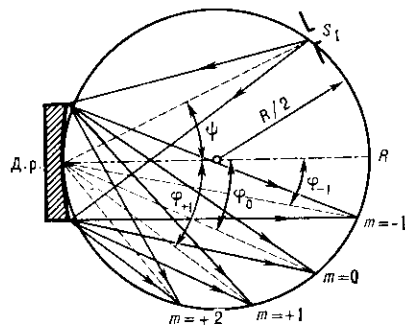


Рис. 5. Схема образования спектров вогнутой дифракционной решёткой на круге Роуланда.

кругом Роуланда. В случае вогнутой Д. р. из источника света (щели) на решётку падает расходящийся пучок света, а после дифракции на штрихах и интерференции когерентных пучков образуются результирующие световые волны, сходящиеся на круге Роуланда, где и располагаются интерференц. максимумы, т. е. спектр. Углы, образованные осевыми лучами падающего и дифрагированного пучков с осью сферы, связаны соотношением $d(\sin \psi + \sin \varphi_{\text{макс}}) = \pm m\lambda$. Здесь также образуется неск. спектров разл. порядков, расположенных на круге Роуланда, к-рый является линией дисперсии. Поскольку ур-ние решётки для вогнутой Д. р. такое же, как и для плоской, то и выражения для спектроскопич. характеристик — угл. дисперсии, разрешающей способности и области дисперсии — оказываются совпадающими для решёток обоих видов. Выражения же для линейных дисперсий этих решёток различны (см. *Спектральные приборы*).

Вогнутые Д. р., в отличие от плоских, обладают *астигматизмом*, к-рый проявляется в том, что каждая точка источника (щели) изображается решёткой не в виде точки, а в виде отрезка, перпендикулярного к кругу Роуланда (к линии дисперсии), т. е. направленного вдоль спектральных линий, что приводит к значит. уменьшению интенсивности спектра. Наличие астигматизма также препятствует применению разл. фотометрич. приспособлений. Астигматизм можно устранить, если штрихи нанести на асферическую, напр. тороидальную вогнутую, поверхность или нарезать решётку не с эквидистантными, а с изменяющимися по некому закону расстояниями между штрихами. Но изготовление таких решёток связано с большими трудностями, они не получили ещё широкого применения.

Голографические Д. р. В 1970-х гг. был разработан новый, голографический метод изготовления как плоских, так и вогнутых Д. р., причём у последних астигматизм может быть устранён в значит. области спектра. В этом методе плоская или вогнутая сферич. подложка, покрытая слоем спец. светочувствительного материала — *фоторезиста*, освещается двумя пучками когерентного лазерного излучения (с длиной волны λ_0),