

в области пересечения к-рых образуется стационарная интерференц. картина с косинусоидальным распределением интенсивности (см. *Интерференция света*), изменяющая фоторезистивный материал в соответствии с изменением интенсивности в картине. После соответствующей обработки экспонированного фоторезистивного слоя и нанесения на него отражающего покрытия получается голографич. фазовая отражат. решётка с косинусоидальной формой штриха, т. е. не является эшелетом и потому обладает меньшей светосилой. Если освещению производилось параллельными пучками, образующими между собой угол  $2\alpha$  (рис. 6), а подложка плоская, то получается плоская эквидистантная голографич. Д. р. с периодом  $d = \lambda_0 / (2 \sin \alpha)$ , при сферич. подложке — вогнутая голографич. Д. р., эквивалентная по своим свойствам обычной нарезной вогнутой решётке. При освещении сферич. подложки двумя расходящимися пучками от источников, расположенных на круге Роуланда, получается голографич. Д. р. с криволинейными и неэквидистантными штрихами, к-рая свободна от астигматизма в значит. области спектра.

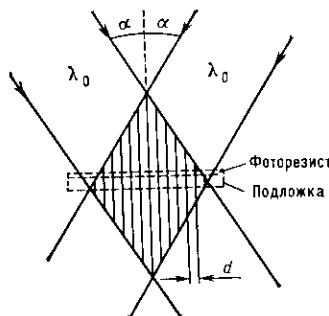


Рис. 6. Схема изготовления голографической дифракционной решётки.

Для каждой Д. р. с периодом  $d$  существует предельная длина волны света  $\lambda_{\max}$  («красная граница»), для к-рой можно получить спектр ненулевого порядка. Она определяется из осн. ур-ния решётки  $d(\sin \psi + \sin \varphi) = m\lambda$  при  $m=1$ ,  $\psi = \varphi = 90^\circ$  и равна  $\lambda_{\max} = 2d$ . Это — теоретич. предел, т. к. работа при углах  $\psi = \varphi = 90^\circ$  невозможна. Практически Д. р. можно использовать при  $\psi \approx \varphi \approx 75-80^\circ$ , при к-рых  $\lambda_{\max} = (1,9-1,95)d$ . Поэтому при работе в разл. областях спектра с разл. периодом, а следовательно разл. числом штрихов на 1 мм: в УФ-области —  $3600 \div 1200$  штрих/мм, в видимой области —  $1200 \div 600$  штрих/мм, в ИК-области спектра —  $300 \div 1$  штрих/мм. Со стороны коротких длин волн принципиальных ограничений нет, т. к. ур-ние решётки удовлетворяется и при  $\lambda \ll d$ , но при высоких порядках спектра. Кроме того, и при  $\lambda \ll d$  возможна работа в малых порядках, если  $\psi$  и  $\varphi$  близки по величине, но разных знаков и ур-ние решётки имеет вид  $d(\sin \psi - \sin \varphi_{\max}) = m\lambda$ .

Нарезные плоские Д. р. (эшелетты) применяются в широкой области спектра — от  $1000 \text{ \AA}$  до  $1-2 \text{ мм}$ , вогнутые — в осн. в области спектра от  $10 \text{ \AA}$  до  $1000 \text{ \AA}$  и обычно при углах  $\psi$  и  $\varphi$  разных знаков и больших величинах самих углов (до  $80^\circ$ ). Голографич. вогнутые Д. р. с компенсиров. астигматизмом используются как в УФ-, так и в видимой областях спектра.

Отражательные металлич. Д. р. (эшелетты) изменяют поляризацию падающего на них света. Это связано с различием в коэф. отражения световых волн, электрич. вектор к-рых направлен вдоль штрихов и перпендикулярен к ним.

Качество Д. р. определяется гл. обр. величиной интенсивности рассеянного света, обусловленного наличием мелких дефектов на граях отд. штрихов, и интенсивностью «духов» — ложных линий, возникающих в спектре в результате нарушения строгой эквидистантности в расположенных штрихов у нарезных Д. р. Преимуществом голографич. Д. р. по сравнению с нарезными являются отсутствие «духов» и меньшая интенсивность рассеянного света.

В рентг. области спектра ( $\lambda < 10 \text{ \AA}$ ) в качестве Д. р. используют разл. монокристаллы, у к-рых атомы и мо-

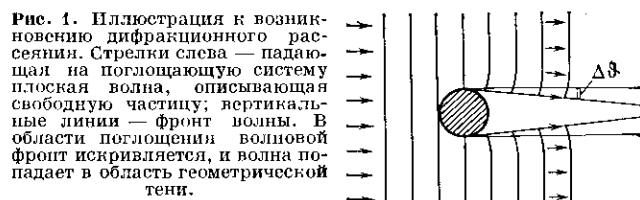
лекулы, расположенные в узлах кристаллич. решётки, образуют трёхмерную периодич. структуру (см. *Дифракция рентгеновских лучей*).

Для радиоволн ( $\lambda > 2 \text{ мм}$ ) и акустич. волн используются различные проволочные и др. решётки, период к-рых должен быть соизмерим с длиной волны ( $d \geq \lambda$ ) (см. *Дифракция волн*).

Кроме спектральных приборов плоские оптич. Д. р. — эшелетты также используются в качестве одного из зеркал резонаторов лазеров с перестраиваемой частотой генерации.

Лит.: Ландсберг Г. С., *Оптика*, 5 изд., М., 1976; Герасимов Ф. М., *Современные дифракционные решетки*, ч. 1, «Оптико-механическая промышленность», 1965, № 10, с. 33; Тарасов К. И., *Спектральные приборы*, 2 изд., Л., 1977; Лебедева В. В., *Техника оптической спектроскопии*, 2 изд., М., 1986; Малышев В. И., *Введение в экспериментальную спектроскопию*, М., 1979. В. И. Малышев.

**ДИФРАКЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ** — специфич. упругое (без изменения энергии и внутр. состояния) рассеяние частиц адронами и атомными ядрами, способными поглощать налетающие частицы. Д. р. имеет волновую природу и обусловлено тем, что область поглощения искажает волновой фронт падающей на систему волны и приводит к распространению его в область геом. тени (рис. 1). При малых длинах волн де Бройля частицы ( $\lambda = \hbar/p \ll R$ , где  $R$  — радиус поглощающей системы,



$p$  — импульс налетающей частицы) Д. р. аналогично дифракции света на непрозрачном экране. В случае полного поглощения Д. р. является единств. механизмом упругого рассеяния. Характерные углы, на к-рые происходит Д. р., имеют величину  $\Delta\theta \sim \lambda/R$  (это вытекает из соотношения неопределённостей, т. к. угол рассеяния  $\Delta\theta \approx \Delta p_{\perp}/p$ , где  $\Delta p_{\perp}$  — изменение импульса частицы в направлении, перпендикулярном падающему пучку, связанное с  $R$  соотношением  $\Delta p_{\perp} R \sim \hbar$ ).

Для рассеяния на полностью непрозрачном шаре радиуса  $R$  (напр., нейтронов на тяжёлых ядрах) амплитуда  $f(\theta)$  Д. р. на угол  $\theta$  и дифференц. сечение  $d\sigma_s$  в элемент телесного угла  $do$  соответственно равны:

$$f(\theta) = iR J_1(kR\theta)/\theta, \\ d\sigma_s = \sigma_1(\theta) do = |f(\theta)|^2 do = R^2 |J_1(kR\theta)/\theta|^2 do,$$

где  $k=1/\lambda$  — волновое число, а  $J_1(x)$  — функция Бесселя 1-го порядка (см. *Цилиндрические функции*), определяющая характерное осциллирующее угл. распределение  $\sigma_s(\theta)$ . Сечение  $\sigma_s(\theta)$  сосредоточено в области малых углов рассеяния,  $\theta \leq 1/kR$ , и быстро уменьшается к большему  $\theta$ . Оно характеризуется ярко выраженными максимумами и минимумами, совпадающими с экстремумами ф-ции Бесселя. Амплитуда Д. р. в этом случае чисто мнимая. Полные сечения Д. р.  $\sigma_s$  и неупругих процессов  $\sigma_{in}$  не зависят от энергии и равны между собой, а полное сечение  $\sigma_{tot} = \sigma_s + \sigma_{in} = 2\pi R^2$ .

Осн. характеристики рассеяния сохраняются и для полупрозрачных ядер, к-рые наряду с поглощением характеризуются также преломлением падающей волны. Амплитуда  $f(\theta)$  остаётся преобладающе мнимой, но содержит также действит. часть. Наличие действит. части в  $f(\theta)$  и резкий край ядра приводят к некому заполнению минимумов вблизи нулей ф-ции  $J_1(kR\theta)$ . Для Д. р. бариев на полупрозрачном ядре отлична от нуля поляризация. Она обращается в нуль в приближении дифракции на чёрном ядре.