§4. Дифракция Фраунгофера на: щели, линейной дифракционной решётке. Разрешающая сила дифракционной решётки

Дифракция Фраунгофера на щели

Пусть плоская монохроматическая волна падает нормально на длинную прямую узкую щель шириной a, вырезанную в непрозрачном экране (рис. 12.18).

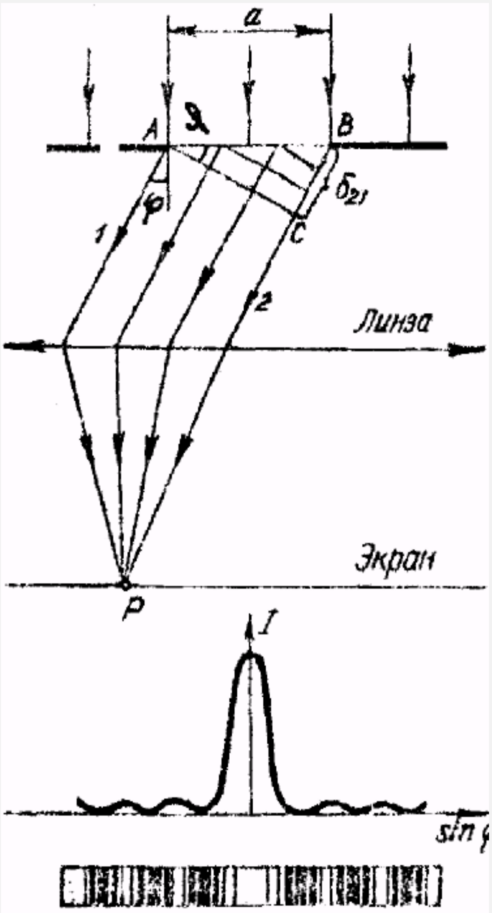

Рис. 12.18

Рассмотрим вторичные волны, испускаемые точками волнового фронта, когда он достигает плоскости щели. Выделим волны, распространяющиеся за щелью под углом φ к её нормали. Чтобы заставить эти волны интерферировать, за щелью поместим собирающую линзу с экраном в её фокальной плоскости. Разобьём фронт волны на зоны Френеля следующим образом. Проведём плоскости, перпендикулярные к выделенному направлению так, как показано на рис. 12.18. Расстояние между соседними плоскостями равно $\lambda/2$. Пересекаясь с фронтом волны, эти плоскости разделят его на ряд полосок-зон одинаковой ширины.

Все вторичные волны, испускаемые щелью, от плоскости AC до точки сложения P проходят одинаковые оптические пути (линза не создаёт дополнительной разности хода).

Следовательно, разность фаз между этими волнами возникает только из-за того, что они проходят разные пути от щели до плоскости АС. Из рисунка видно, что разность хода волн 2 и 1, идущих от краёв щели в направлении φ, равна

$$\delta_{21} = a\sin\varphi, \qquad (12.7.1)$$

где a – ширина щели.

Разность хода δ_{21} и угол φ – величины алгебраические. При выбранной на рис. 12.18 нумерации волн $\delta_{21}>0$ и $\varphi>0$. Если угол φ откладывается вправо от нормали к щели (против часовой стрелки), то $\delta_{21}<0$ и $\varphi<0$.

Число зон, укладывающихся в щели, равно $\dfrac{|\delta_{21}|}{\lambda/2}$.

Если число зон – чётное, т. е.

$$\frac{\delta_{21}}{\lambda/2} = \pm 2k$$

или, учитывая (12.7.1),

$$a\sin\varphi = \pm 2k\frac{\lambda}{2}, \quad (k = 1,2,3,\ldots) \qquad (12.7.2)$$

то волны от каждой пары соседних зон при наложении погасят друг друга; если число зон – нечётное, т.е.

$$\frac{\delta_{21}}{\lambda/2} = \pm(2k+1)$$

или

$$a\sin\varphi = \pm(2k+1)\frac{\lambda}{2}, \quad (k = 0,1,2,\ldots) \qquad (12.7.3)$$

то одна волна останется непогашенной. Знак плюс в (12.7.2) и (12.7.3) берётся в случае, когда $\varphi>0$, минус, если $\varphi<0$. Величина k называется порядком максимума или минимума.

Дифракция Фраунгофера на линейной дифракционной решётке

Совокупность одинаковых дифракционных элементов (отверстий или препятствий), расположенных регулярно, называется дифракционной решёткой.

Рассмотрим линейную дифракционную решётку, представляющую собой ряд параллельных щелей шириной a, разделённых одинаковыми непрозрачными промежутками шириной b (рис. 12.19, *а*).

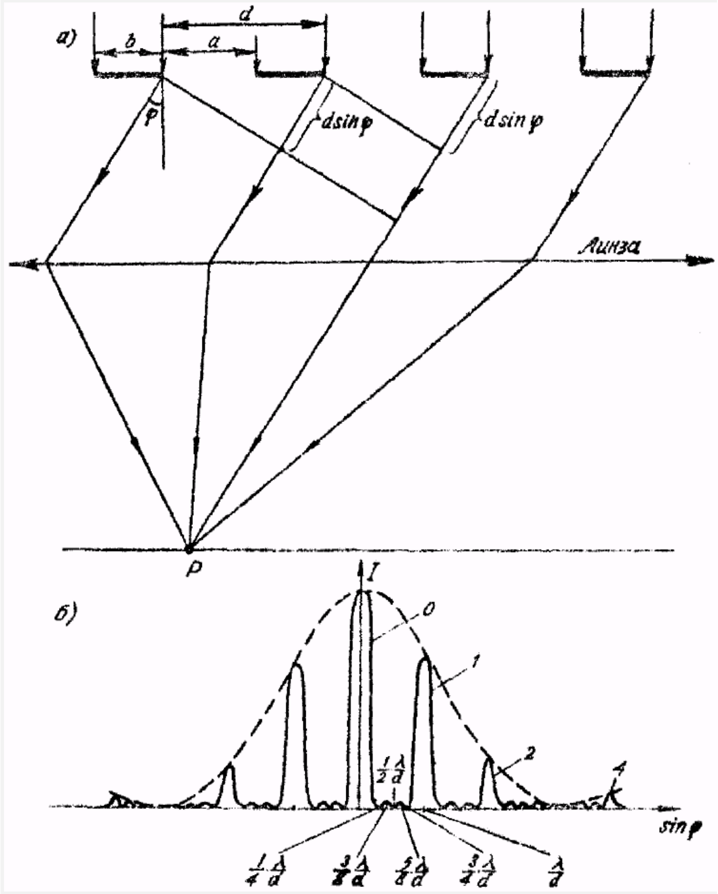

Рис. 12.19

Сумма $a+b=d$ называется периодом или постоянной дифракционной решётки. Обозначим общее число щелей решётки через N.

Пусть на решётку падает нормально плоская монохроматическая волна.

Условие минимума для одной щели

$$a\sin\varphi=\pm 2k\frac{\lambda}{2} \qquad (12.7.5)$$

является условием минимума и для решётки.

Минимумы (12.7.5) называются основными.

В направлениях, для которых выполняется условие

$$d\sin\varphi=\pm 2k\frac{\lambda}{2} \quad (k=0,1,2,...), \qquad (12.7.6)$$

волны, идущие от двух соседних щелей, и, как легко видеть, от двух любых щелей, усиливают друг друга. Если это направление одновременно не удовлетворяет условию минимума для одной щели (12.7.5), то оно будет направлением максимума для решётки. Максимумы, удовлетворяющие условию (12.7.6), называются главными. Величина k в (12.7.6) называется порядком главного максимума.

Число главных максимумов равно

$$n=2k_{\max}+1, \qquad (12.7.7)$$

где $k_{\max}$ – порядок последнего максимума или число максимумов всех порядков, наблюдаемых по одну сторону от центрального максимума; единица учитывает центральный максимум.

Значению $k_{\max}$ соответствует некоторый угол $\varphi_{\max}$ и $\sin\varphi_{\max}=1$. Подставив из (12.7.6) $k_{\max}$ в (12.7.7), получим:

$$n=\frac{2d}{\lambda}+1. \qquad (12.7.8)$$

Между двумя соседними главными максимумами располагается $N-1$ добавочных минимумов и $N-2$ слабых по интенсивности добавочных максимумов.

Будем считать решётку в целом одной широкой щелью (процесс распространения света в данном направлении не зависит от того, проходит ли свет через одну широкую щель или через множество узких; наличие N равноотстоящих непрозрачных промежутков приведёт просто к задержке части падающего на решётку света). Разность хода волн, идущих в направлении φ от краёв этой щели, равна

$$\delta=N\cdot d\sin\varphi.$$

Если эта разность хода равна чётному числу полуволн, то в соответствии с (12.7.2) в этом направлении наблюдается минимум интенсивности, если нечётному, то по (12.7.3) в этом направлении наблюдается максимум интенсивности.

Таким образом, в направлениях, удовлетворяющих условию

$$N\cdot d\sin\varphi=\pm 2k\frac{\lambda}{2}$$

или

$$d\sin\varphi=\pm\frac{2k}{N}\cdot\frac{\lambda}{2} \qquad (12.7.13)$$

($k=1, 2, 3, ...$, кроме $0,\ N,\ 2N,\ ...$), наблюдаются добавочные минимумы; а в направлениях, удовлетворяющих условию

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

или

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

($k=1, 2, 3, ...$, кроме $0,\ N-1,\ N,\ 2N-1,\ 2N,\ ...$), наблюдаются добавочные максимумы.

График распределения интенсивности света в дифракционной картине от решётки с $N=4$ и $\frac{d}{a}=3$ изображён на рис. 12.19, *б* (главный максимум 3-го порядка отсутствует, т. к. отношение периода решётки к ширине щели $\frac{d}{a}=3$).

В табл. 12.1 и 12.2 сопоставлены условия максимумов и минимумов интенсивности света от щели и решётки. С ростом числа щелей N главные максимумы становятся более острыми и интенсивными.

Таблица 12.1. Щель

Максимумы	Минимумы
$a\sin\varphi=\pm(2k+1)\frac{\lambda}{2}$ $k=0, 1, 2, 3, ...$	$a\sin\varphi=\pm 2k\frac{\lambda}{2}$ $k=1, 2, 3, ...$

Таблица 12.2. Дифракционная решётка

Максимумы	
главные	добавочные
$d\sin\varphi=\pm 2k\frac{\lambda}{2}$ $k=0, 1, 2, 3, ...$	$d\sin\varphi=\pm\frac{(2k+1)}{N}\cdot\frac{\lambda}{2}$ $k=1, 2, 3, ...$ кроме 0, N-1, N, 2N-1, 2N, ...
Минимумы	
основные	добавочные
$a\sin\varphi=\pm 2k\frac{\lambda}{2}$ $k=1, 2, 3, ...$	$d\sin\varphi=\pm\frac{2k}{N}\cdot\frac{\lambda}{2}$ $k=1, 2, 3, ...$ кроме 0, N, 2N, ...

Разрешающая сила дифракционной решётки

Важной характеристикой дифракционной решётки является её разрешающая сила. Эта величина характеризует способность решётки разделять максимумы двух близких по длине волн λ_1 и λ_2 и выражается отношением $\lambda/\delta\lambda$, где $\delta\lambda=|\lambda_1-\lambda_2|$ – разность длин волн, а $\lambda=\frac{\lambda_1+\lambda_2}{2}$.

Расчёт показывает, что разрешающая сила решётки зависит от порядка спектра k и числа щелей N:

$$R_{диф.реш}=\frac{\lambda}{\delta\lambda}=kN. \qquad (12.7.15)$$

Таким образом, разрешающая сила дифракционной решётки пропорциональна порядку k спектра и числу щелей N, т. е. при заданном числе щелей увеличивается при переходе к большим значениям порядка k интерференции.

§5. Дисперсия света. Поглощение света

Значение показателя преломления n вещества в основном определяется свойствами этого вещества, однако оно зависит от характеристик самого света, от длины волны (частоты) света.

Дисперсия света – зависимость показателя преломления вещества от длины волны (частоты) света (рис. 12.21).

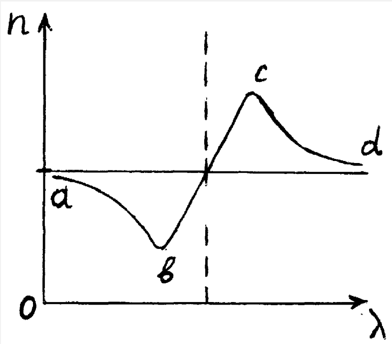

Рис. 12.21

Дисперсия света представляется в виде зависимости

$$n = f(\lambda)$$

или

$$n = f(\omega).$$

Явление дисперсии было обнаружено Ньютоном (1672 г.). Опыт Ньютона состоял в том, что луч белого света, проходящий через трёхгранную призму, оказывается разложенным на лучи разного цвета (на семь основных цветов).
Попадая на экран, эти лучи образуют дисперсионный спектр – совокупность разноцветных полос, от красного до фиолетового, непрерывно переходящих друг в друга (рис. 12.22).

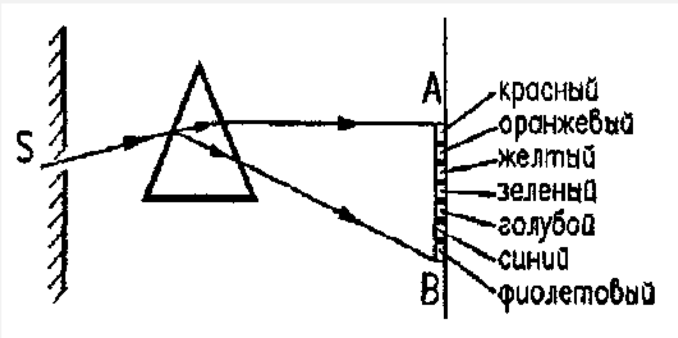

Рис. 12.22

Из опыта Ньютона следуют выводы: 1) белый луч – сложный, он состоит из разноцветных лучей; 2) лучи, получившиеся в результате разложения, простые (монохроматические), они больше не разлагаются; 3) лучи, различные по цвету, различны и по степени преломлённости.

Дисперсия называется нормальной, если показатель преломления возрастает с уменьшением длины (увеличением частоты) световой волны (рис. 12.21, участки ab и cd). В противном случае она называется аномальной (рис. 12.21, участок bc).

Составные цвета в дифракционном и призматическом спектрах располагаются различно. Красные лучи, имеющие большую длину волны, чем фиолетовые, отклоняются дифракционной решёткой сильнее. Красные лучи отклоняются призмой слабее, чем фиолетовые.

На явлении нормальной дисперсии основано действие призменных спектрографов (определение спектрального состава света), имеющих широкое применение в спектральном анализе (изготовление хороших призм значительно проще, чем изготовление хороших дифракционных решёток).

Поглощение света

Поглощением (абсорбцией) света называется явление уменьшения энергии световой волны при её распространении в веществе вследствие преобразования энергии волны в другие виды энергии. В результате поглощения интенсивность света при прохождении через вещество уменьшается.

Поглощение света в веществе описывается законом Бугера-Ламберта:

$$I = I_0 e^{-\alpha x}, \qquad (12.10.1)$$

где I_0 и I – интенсивности плоской монохроматической световой волны на входе и выходе поглощающего вещества толщиной x; α – коэффициент поглощения, зависящий от: 1) длины волны света; 2) химической природы вещества; 3) состояния вещества (не зависит от интенсивности падающего света). При $x = 1/\alpha$ интенсивность света I по сравнению с I_0 уменьшается в e раз.

Явление поглощения света объясняет классическая электронная теория. Объяснение состоит в следующем. Электроны атомов и молекул совершают вынужденные колебания под действием электрического поля с частотой, равной частоте света. Если частота световой волны приближается к частоте собственных колебаний, то возникает явление резонанса, обуславливающее поглощение света. На рис. 12.24 показана зависимость коэффициента поглощения α от длины световой волны. Штрихом на том же рисунке изображена дисперсионная кривая.

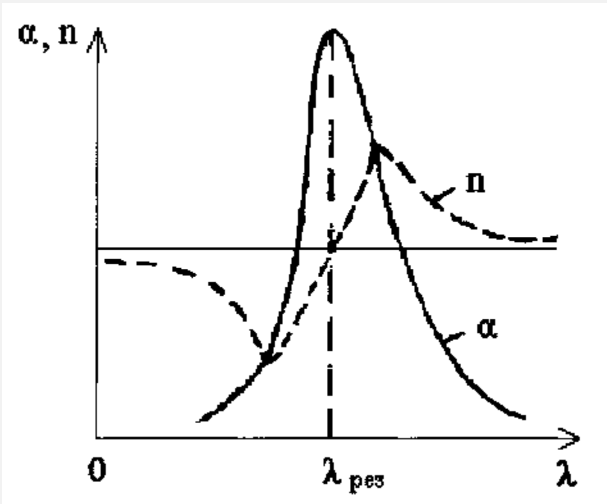

Рис. 12.24

Коэффициент поглощения зависит от длины волны λ (или частоты ω) и для различных веществ различен. Например, одноатомные газы и пары металлов (т. е. вещества, в которых атомы расположены на значительных расстояниях друг от друга, и их можно считать изолированными) обладают близким к нулю коэффициентом поглощения. Спектр поглощения атомов – линейчатый спектр поглощения. Эти линии соответствуют частотам собственных колебаний электронов в атомах. Спектр поглощения молекул, определяемый колебаниями атомов в молекулах, характеризуется полосами поглощения.

Коэффициент поглощения для диэлектриков невелик ($\approx 10^{-3} - 10^{-5}$ см$^{-1}$). Диэлектрики имеют сплошной спектр поглощения. Это связано с тем, что в диэлектриках нет свободных электронов, и поглощение света обусловлено явлением резонанса при вынужденных колебаниях электронов в атомах и атомов в молекулах диэлектрика.

Коэффициент поглощения для металлов имеет большие значения ($\approx 10^3 - 10^5$ см$^{-1}$) и поэтому металлы являются непрозрачными для света.

§6. Естественный и поляризованный свет. Закон Малюса. Закон Брюстера

Электромагнитная волна поперечна: колебания электрического $\vec{E}$ и магнитного $\vec{B}$ векторов в ней происходят в направлениях, перпендикулярных друг другу и к направлению распространения волны.

Отдельно взятая молекула, атом или любая колеблющаяся заряженная частица излучает электромагнитную волну, для которой плоскость колебания вектора $\vec{E}$ строго фиксирована. Но любое светящееся тело (к примеру, нить электрической лампы или Солнце) состоит из огромного числа частиц. Излучение любой из них никак не связано с излучением соседней, поэтому плоскость колебания вектора $\vec{E}$ у каждой из них не зависит от соседней. В суммарном излучении, которое испускается таким телом, направление колебаний светового вектора меняется беспорядочно. Свет, у которого световой вектор колеблется беспорядочно одновременно во всех направлениях, перпендикулярных лучу, называется естественным или неполяризованным. Типичный пример неполяризованного света – солнечное излучение, излучение ламп накаливания, ламп дневного света и т. п. На рис. 12.26 показаны возможные направления результирующего электрического вектора в произвольной точке световой волны в некоторые произвольные моменты времени.

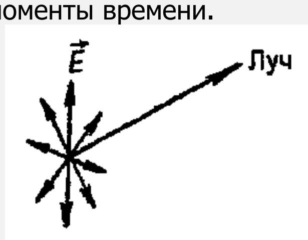

Рис. 12.26

Свет, у которого направления колебаний светового вектора упорядочены, называется поляризованным. Процесс преобразования естественного света в поляризованный называется поляризацией.

Свет называется линейно или плоскополяризованным, если колебания электрического вектора происходят вдоль одного направления. Плоскость, проходящая через электрический вектор и направление распространения световой волны, называется плоскостью поляризации этой волны (рис. 12.27).

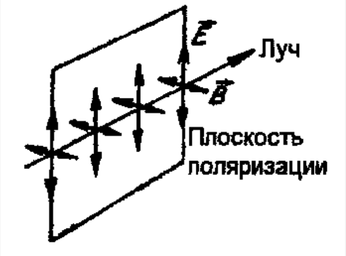

Рис. 12.27

Устройство, создающее линейно поляризованный свет из неполяризованного, называется поляризатором. Поляризатор пропускает световые колебания одного направления и полностью задерживает колебания, перпендикулярные к этому направлению. Плоскость, параллельная направлению колебаний, которые поляризатор полностью пропускает, называется плоскостью поляризатора. Устройство, обнаруживающее линейную поляризацию света, называется анализатором. Анализатор в принципе ничем не отличается от поляризатора.

Поставим на пути естественного света поляризатор. Пусть мгновенное направление колебаний вектора $\vec{E}$ в упавшей на поляризатор волне образует с плоскостью поляризатора угол α (рис. 12.28).

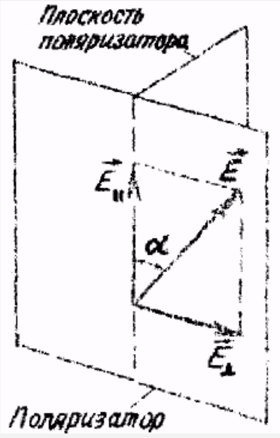

Рис. 12.28

Разложим колебания вектора $\vec{E}$ на два взаимно перпендикулярных колебания, происходящих в плоскости поляризатора и перпендикулярно к ней. Амплитуды этих колебаний равны соответственно

$$E_{||} = E\cos\alpha, \quad E_{\perp} = E\sin\alpha,$$

где E – амплитуда результирующего колебания. Первое колебание поляризатор пропустит, второе – задержит. Интенсивности I_0 и I падающей и прошедшей волн пропорциональны соответственно E^2 и $E_{||}^2$:

$$I_0 = kE^2, \qquad I = kE_{||}^2 = kE^2\cos^2\alpha, \tag{12.11.1}$$

где k – коэффициент пропорциональности.

Из (12.11.1) следует:

$$I = I_0\cos^2\alpha. \tag{12.11.2}$$

Соотношение (12.11.2) называется законом Малюса.

В естественном свете все значения α равновероятны. Так как $\langle\cos^2\alpha\rangle = 1/2$, то средняя интенсивность прошедшего через поляризатор света равна

$$I = \frac{I_0}{2}.$$

При вращении плоскости поляризатора вокруг естественного луча интенсивность прошедшего света остаётся неизменной, изменяется лишь плоскость его поляризации.

Если на пути естественного света поставить два поляризатора, то после первого поляризатора интенсивность света будет равна

$$I_1 = \frac{I_0}{2},$$

после второго

$$I_2 = I_1 \cos^2 \alpha = \frac{I_0}{2} \cos^2 \alpha, \qquad (12.11.3)$$

где I_0 – интенсивность естественного света, α – угол между плоскостями поляризаторов. При α =0 (поляризаторы параллельны) $I_2 = I_1$; при $\alpha = \pi/2$ (поляризаторы скрещены) I_2 =0.

Закон Брюстера

Естественный свет при отражении и преломлении поляризуется (рис.12.31).

Согласно закону Брюстера отражённый от диэлектрика свет максимально линейно поляризован (в ряде случаев – полностью), если тангенс угла падения лучей равен показателю преломления диэлектрика n:

$$tg\alpha_Б = n. \qquad (12.12.1)$$

Угол $\alpha_Б$ в (12.12.1) называется углом Брюстера; преломлённый свет при этом также максимально линейно поляризован, но в меньшей степени, чем отражённый.

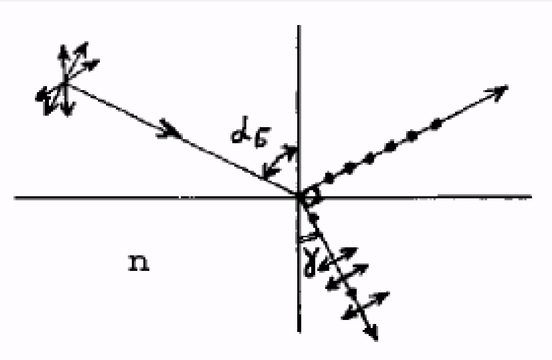

Рис. 12.31

В отражённой под углом Брюстера волне колебания электрического вектора происходят в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения лучей; в преломлённой волне преобладают колебания в плоскости падения (на рис. 12.31 колебания, происходящие в плоскости падения лучей, изображены стрелками, колебания, перпендикулярные к ней, – точками). При падении света под углом Брюстера отражённый и преломлённый лучи взаимно перпендикулярны.