

лочные решетки применялись в области длинных (инфракрасных) волн. Затем Фраунгофер стал изготовлять более совершенные решетки штриховкой слоя золота на поверхности стекла и, наконец, штриховкой самого стекла алмазным острием. Наилучшие решетки были получены последним методом. Лучшая решетка имела ширину около 12 мм и период $3 \cdot 10^{-3}$ мм (3300 штрихов на сантиметр).

После Фраунгофера многие искусные механики уделяли много внимания штриховке решеток. Особо следует отметить астронома-любителя Л. М. Резерфорда, большая часть решеток которого была изготовлена в 1880 г. Его решетки значительно превосходили все предшествующие. Резерфорд ввел в практику отражательные решетки, нанося делительной машиной штрихи на зеркальной поверхности металла. Металл более мягок, чем стекло, и поэтому значительно меньше изнашивает алмазное острие, от постоянства которого так сильно зависит качество решеток.

Но наиболее значительные усовершенствования были сделаны Роулэндом (1848—1901). Он усовершенствовал способы изготовления винтов для делительной машины и первый стал изготовлять вогнутые отражательные решетки, выполняющие одновременно функции решетки и собирающей линзы. Решетки Роулэнда имели до 8000 штрихов на сантиметр при ширине до 10 см и превосходном качестве. Они сделали возможным выполнение важнейших спектроскопических исследований в конце XIX и начале XX веков.

Дальнейшие улучшения в машины Роулэнда ввели Андерсон и Вуд, которые после смерти Роулэнда заменили его в его лаборатории. Из этой лаборатории и поныне выходят наиболее совершенные решетки, имеющие до 12 000 штрихов на сантиметр. С таких гравированных решеток получают дешевые копии (реплики) путем изготовления отпечатков на желатине или специальных пластмассах. В СССР налажено производство дифракционных решеток, а также реплик высокого качества. Их параметры были указаны выше.

§ 48. Эшелон Майкельсона и интерференционные спектральные приборы

1. Дифракционная решетка, как уже указывалось, есть спектральный прибор, в котором осуществляется многолучевая интерференция идентичных световых пучков, из которых каждый сдвинут по фазе относительно предыдущего на одну и ту же величину. Ко всем приборам, работающим по этому принципу, применимы общие результаты, изложенные в двух предыдущих параграфах. В частности, их спектральная разрешающая способность выражается формулой $\lambda/\delta\lambda = Nt$, т. е. равна разности хода между крайними интерферирующими лучами, выраженной в длинах волн. Высокая разрешающая способность достигается как увеличением числа интерферирующих пучков N , так и повышением порядка интерференции t . В дифракционных решетках число интерферирующих пучков очень велико (до 200 000 и больше), а порядки интерференции t низкие (не выше 3). В так называемых *интерференционных спектральных приборах*, наоборот, порядки интерференции t очень высокие (до 10^5 и выше), а число интерферирующих пучков сравнительно невелико (20—40). Одним из таких приборов является ступенчатая решетка, или *эшелон Майкельсона*.

2. Эшелон Майкельсона состоит из нескольких (30—40) пластин из очень однородного стекла, толщина h -которых порядка 1—3 см.

Толщина пластин должна быть совершенно одинакова с точностью до сотой длины волны. Поэтому их вырезают из одной и той же плоскопараллельной пластины, постоянство толщины которой контролируется интерференционными методами. Пластины сложены в виде ступенчатой лестницы (рис. 194). Ширина ступеньки a должна быть одной и той же на протяжении всей «лестницы». Получается как бы сплошной кусок однородного стекла, ступенчатая поверхность которого действует как дифракционная решетка. Пусть

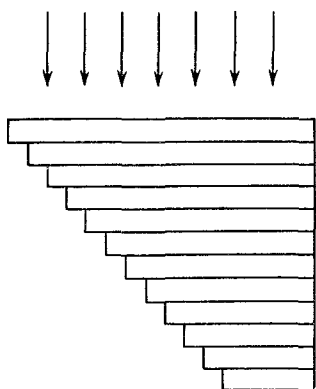


Рис. 194.

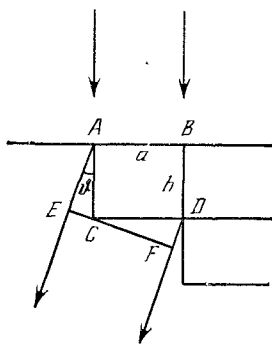


Рис. 195.

на эшелон нормально падает пучок параллельных лучей. Разность хода между вторичными волнами Гюйгенса, исходящими под углом ϑ от соседних ступенек эшелона и приходящими в соответствующую точку фраунгоферовой дифракционной картины, будет $(BDF) - AE = nh + a \sin \vartheta - h \cos \vartheta$ (рис. 195). Положения главных максимумов определяются условием

$$nh + a \sin \vartheta - h \cos \vartheta = m\lambda, \quad (48.1)$$

где m — целое число.

Из (48.1) дифференцированием находим угловую дисперсию

$$\frac{d\vartheta}{d\lambda} = \frac{m}{a \cos \vartheta + h \sin \vartheta}, \quad (48.2)$$

или, ввиду малости угла ϑ , $d\vartheta/d\lambda = m/a$, или

$$\frac{d\vartheta}{d\lambda} = \frac{h(n-1)}{a\lambda}. \quad (48.3)$$

Так как $h \sim a$, то угловая дисперсия эшелона относительно велика. Поэтому при незначительных изменениях λ получаются заметные изменения угла дифракции ϑ .

Дисперсионная область эшелона определяется выражением

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m} = \frac{\lambda^2}{h(n-1)}. \quad (48.4)$$

Она очень мала, и это является недостатком эшелона. Например, при $h = 1$ см, $n = 1,5$, $\lambda = 600$ нм получаем $\Delta\lambda \approx 0,07$ нм, что примерно в 10 раз меньше расстояния между компонентами желтой D -линии натрия.

Разрешающая способность дается формулой

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = Nm = \frac{Nh(n-1)}{\lambda}, \quad (48.5)$$

где N — число пластин. При $N = 40$ в предыдущем примере получим $\lambda/\delta\lambda \approx 3,3 \cdot 10^5$. Со штриховой решеткой в спектре первого порядка такой разрешающей способности можно было бы достигнуть при числе штрихов порядка 300 000.

Уточним формулу (48.5), приняв во внимание дисперсию показателя преломления стекла. Пусть при угле дифракции ϑ получается дифракционный максимум m -го порядка для длины волны $\lambda' = \lambda + \delta\lambda$. Тогда

$$hn' + a \sin \vartheta - h \cos \vartheta = m\lambda' = m(\lambda + \delta\lambda),$$

где n' — показатель преломления стекла для той же длины волны. Согласно Рэлею, $\delta\lambda$ будет равна разрешаемому спектральному расстоянию, если для длины волны λ в том же направлении получится первый дифракционный минимум, т. е.

$$hn + a \sin \vartheta - h \cos \vartheta = m\lambda + \lambda/N.$$

Вычитая это соотношение из предыдущего, получим

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = N \left(m - h \frac{dn}{d\lambda} \right), \quad (48.6)$$

или после подстановки $m = h(n-1)/\lambda$

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{Nh}{\lambda} \left[(n-1) - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right]. \quad (48.7)$$

Так как в прозрачной области спектра $dn/d\lambda < 0$ (нормальная дисперсия), то дисперсия показателя преломления повышает разрешающую способность эшелона.

Рассуждая аналогично, легко получить следующие выражения для дисперсионной области и угловой дисперсии эшелона:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m - h (dn/d\lambda)}, \quad (48.8)$$

$$\frac{d\vartheta}{d\lambda} = \frac{m - h (dn/d\lambda)}{a \cos \vartheta + h \sin \vartheta}. \quad (48.9)$$

Дисперсия показателя преломления увеличивает угловую дисперсию эшелона, но уменьшает его дисперсионную область.

Интенсивность света в дифракционной картине, разумеется, определяется общей формулой (46.2). В ней $I_1(\vartheta)$ означает интенсивность, которая получилась бы при дифракции на отдельной ступеньке эшелона ширины a . Функция $I_1(\vartheta)$ такая же, что и при дифракции на щели. Поэтому весь дифрагированный свет практически концентрируется в интервале углов ϑ между $\vartheta_1 = -\lambda/a$ и $\vartheta_2 = +\lambda/a$. Заметную интенсивность будут иметь только такие главные максимумы, которые попадают в указанный интервал. Ввиду малости угла ϑ можно пренебречь его квадратами, представив формулу (48.1) в виде $(n-1)h + a\vartheta = m\lambda$, или

$$\vartheta = \frac{m\lambda - (n-1)h}{a}. \quad (48.10)$$

Допустим, что показатель преломления таков, что для определенного m числитель в этой формуле обращается в нуль. Тогда в указанный интервал попадут только три главных максимума, порядки которых равны $(m-1)$, m , $(m+1)$. Крайние из них приходятся на концы интервала, их интенсивность равна нулю. Поэтому дифрагированный свет будет состоять только из спектра одного порядка m . Если же числитель в формуле (48.10) не равен нулю, то будут видны спектры двух соседних порядков, вообще говоря, разной интенсивности. Их интенсивности будут одинаковы, когда числитель в формуле (48.10) по абсолютной величине равен $\lambda/2$. Таким образом, возможны такие установки эшелона, при одной из которых получается только один дифракционный максимум, а при другой — два одинаковых симметричных максимума. Чтобы перейти от одной установки к другой, эшелон обычно помещают в герметическую камеру и изменяют в ней давление, а с ним и относительный показатель преломления n , пока не будут достигнуты требуемые для работы условия.

Майкельсону принадлежит также идея использования эшелона как отражательной решетки. Такой эшелон был построен Вильямсом в 1933 г. из пластин плавленного кварца. Тщательно очищенные пластины кварца сажались на оптический контакт и нагревались до температуры, значительно меньшей температуры плавления кварца. В результате пластины прилипали друг к другу настолько прочно, что после охлаждения их удавалось отделить одна от другой только при значительном усилии. Отражающие ступеньки эшелона покрывались алюминием, напыленным в вакууме.

3. В эшелоне Майкельсона интерферирующие пучки возникают в результате дифракции на ступеньках. В чисто интерференционных спектроскопах — интерферометре Фабри — Перо и пластинке Луммера — Герке — они образуются в результате отражений света. Эти приборы уже были рассмотрены в § 36. Получаемый в них спектр

определенного порядка есть не что иное, как интерференционная полоса равного наклона. Дисперсионная область, конечно, определяется общей формулой (47.2). Для интерферометра Фабри — Перо порядок спектра m можно вычислить по формуле $m = 2h/\lambda$, где h — расстояние между отражающими поверхностями интерферометра. Для пластинки Луммера — Герке то же самое можно сделать по формуле (36.7), заменяя в ней ψ предельным углом полного отражения. Это дает

$$m = \frac{2h \sqrt{n^2 - 1}}{\lambda}. \quad (48.11)$$

Остановимся еще на разрешающей способности интерферометра Фабри — Перо и пластинки Луммера — Герке. В них интерферируют пучки, интенсивность которых медленно убывает с возрастанием номера пучка. Если бы число пучков было бесконечно, как предполагалось при вычислениях в § 36, то спектр содержал бы только одни главные максимумы (см. рис. 141) и никаких добавочных максимумов и минимумов¹⁾. В этом случае критерий спектрального разрешения Рэлея теряет смысл. Поэтому в § 36 был дан другой критерий. Для разрешающей способности интерферометра Фабри — Перо он приводит к формуле (36.5), имеющей тот же вид, что и формула (47.3). Роль числа интерферирующих пучков N играет величина $N = 2\pi\sqrt{R}/(1-R)$, практически равная $2\pi/(1-R)$. В этом нет ничего неожиданного, так как интуитивно следует ожидать, что убывание интенсивности эквивалентно ограничению числа эффективно действующих пучков без учета их ослабления. Число таких эффективных пучков, очевидно, пропорционально $1/(1-R)$.

Что касается пластинки Луммера — Герке, то для нее в формулу (36.5) необходимо ввести поправку на зависимость показателя преломления стекла от длины волны λ , а также на конечное число интерферирующих пучков. Поэтому мы повторим вывод формулы (36.5) с этим уточнением, считая сначала число интерферирующих пучков бесконечным. Сохраняя обозначения прежнего вывода, пишем, как и раньше, $\delta\Phi = (1-R)/\sqrt{R}$, причем в максимуме m -го порядка $\Phi = 2\pi m$, а во всех остальных точках $\Phi = (4\pi dn \cos\psi)/\lambda$. Однако теперь величины n и ψ имеют разные значения для λ и λ' . Общим для них является только угол падения (так как свет исследуется вне пластинки), а потому $n \sin\psi = n' \sin\psi' = \sin\phi$. Следовательно, должно быть

$$\frac{\delta\Phi}{\Phi} = \frac{\delta n}{n} - \frac{\sin\psi \delta\psi}{\cos\psi} - \frac{\delta\lambda}{\lambda}$$

при условии

$$\frac{\delta n}{n} + \frac{\cos\psi}{\sin\psi} \delta\psi = 0.$$

¹⁾ Реально они, конечно, есть из-за ограниченности числа интерферирующих пучков.

Исключив $d\psi$, получим

$$\frac{\delta\Phi}{\Phi} = \frac{1}{\cos^2 \psi} \frac{\delta n}{n} - \frac{\delta\lambda}{\lambda}.$$

Подставим сюда значения $\delta\Phi$, $\Phi = 2m\pi$, а также $\delta n = (dn/d\lambda) \delta\lambda$. Тогда

$$\left| \frac{\lambda}{\delta\lambda} \right| = \frac{2\pi \sqrt{R} m}{1-R} \left(1 - \frac{1}{\cos^2 \psi} \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right). \quad (48.12)$$

Эта формула выведена в предположении бесконечного числа интерферирующих пучков. Она была бы применима к интерферометру Фабри — Перо, если бы в нем пространство между отражающими зеркалами было заполнено однородной средой, показатель преломления n которой отличен от единицы (для такого интерферометра можно было бы положить $\cos \psi = 1$). Для пластинки Луммера — Герке формула неприменима из-за ограниченного числа интерферирующих пучков. В этом случае, как ясно из изложенного выше, формулу надо заменить на

$$\left| \frac{\lambda}{\delta\lambda} \right| = Nm \left(1 - \frac{1}{\cos^2 \psi} \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right). \quad (48.13)$$

После подстановки значений N , m и $\cos \psi$ получаем

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = L \left(\frac{n^2 - 1}{\lambda} - n \frac{dn}{d\lambda} \right). \quad (48.14)$$

Аналогично, для дисперсионной области

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2h \sqrt{n^2 - 1} \left(1 - \frac{\lambda n}{n^2 - 1} \frac{dn}{d\lambda} \right)}. \quad (48.15)$$

Из-за дисперсии показателя преломления стекла разрешающая способность пластинки Луммера — Герке возрастает, а дисперсионная область уменьшается.

§ 49. Разрешающая способность призмы

1. Действие призмы как спектрального прибора основано на зависимости показателя преломления вещества от длины волны. Для определения разрешающей способности призмы необходимо учесть дифракцию света на краях диафрагмы или самой призмы, ограничивающих ширину падающего светового пучка. Допустим сначала, что на призму падает монохроматический параллельный пучок лучей, ограниченный диафрагмой AA' (рис. 196). Пусть волновой фронт падающей волны совпадает с плоскостью диафрагмы AA' . Возьмем за призмой произвольный волновой фронт BB' . По определению волнового фронта оптические длины ($ACDB$) и