

ционная картина, состоящая из концентрических колец. При освещении белым светом внешние края колец окрашены в красный, а внутренние — в фиолетовый цвет. Это указывает на дифракционную природу явления, так как длины волн красных лучей больше, чем фиолетовых.

4. Описанное явление наблюдается в природе в виде *венцов*. Так называются светлые туманные кольца на небесном своде вокруг Солнца или Луны. Иногда венцы наблюдаются вокруг ярких звезд или планет, а также вокруг земных источников света. Венцы возникают в результате дифракции света на водяных капельках (или кристалликах льда), когда перед светилом проходит полупрозрачное облако (чаще всего высококучевое) или туман. Угловые радиусы венцов обычно не превосходят 5° . Дифракционная природа колец в явлении венцов подтверждается тем, что наружные края колец имеют красноватый цвет, а внутренние — синеватый. При наличии в атмосфере капель всевозможных размеров кольца венцов налагаются друг на друга и образуют общее белое сияние вокруг диска светила, называемое в случае Солнца *околосолнечным ореолом*.

От венцов следует отличать *гало*. Так называется группа оптических явлений в атмосфере, возникающая при преломлении или отражении лучей Солнца или Луны на плавающих в воздухе кристалликах льда, образующих перистые облака. Угловые радиусы гало значительно больше угловых радиусов венцов и составляют 22° или 46° . Наружный край колец гало имеет синеватую, а внутренний — красноватую окраску. Это указывает на рефракционную природу явления (дисперсия). В отличие от венцов, угловые размеры которых могут меняться с изменением радиусов водяных капелек, угловые размеры колец гало строго постоянны, так как они зависят только от углов между гранями кристалликов, которые при изменении размеров последних остаются неизменными.

§ 46. Дифракционная решетка

1. *Дифракционная решетка* — важнейший спектральный прибор, предназначенный для разложения света в спектр и измерения длин волн. Она представляет собой плоскую стеклянную или металлическую поверхность, на которой делительной машиной нарезано очень много (до сотен тысяч) прямых равноотстоящих штрихов. На стеклянных решетках наблюдения можно производить как в *проходящем*, так и в *отраженном свете*, на металлических — только в *отраженном*. Применяются *вогнутые металлические решетки*, в которых штрихи наносятся на вогнутой сферической поверхности.

Сначала рассмотрим простейшую идеализированную решетку, состоящую из одинаковых равноотстоящих параллельных щелей, сделанных в непрозрачном экране. Ширину щели обозначим через b , ширину непрозрачной части экрана между двумя соседними ще-

лями — через a . Величина $d = a + b$ называется *периодом решетки*. В решетке осуществляется *многолучевая интерференция* когерентных дифрагированных пучков света, исходящих от щелей решетки при ее освещении. Дифракционная картина наблюдается по методу Фраунгофера, т. е. либо на бесконечно удаленном экране, либо

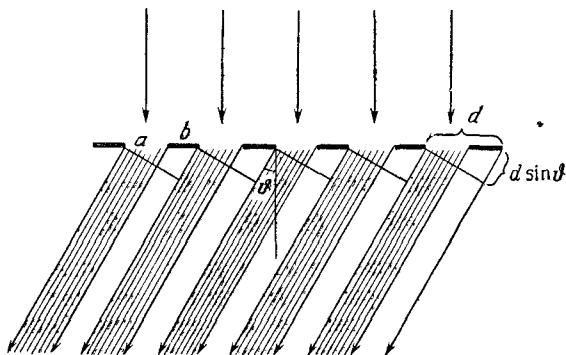


Рис. 182.

в фокальной плоскости линзы, поставленной на пути дифрагированного света.

Пусть на решетку перпендикулярно к ее поверхности падает плоская монохроматическая волна (рис. 182). Разность хода между вторичными волнами, исходящими из соседних щелей решетки, будет $d \sin \theta$, а разность фаз $\delta = kd \sin \theta = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta$, где θ — угол дифракции. Обозначим через E_1 поле в точке наблюдения, излучаемое первой щелью. Оно определяется формулой $E_1 = b \frac{\sin \alpha}{\alpha}$. Поля, излучаемые остальными щелями, представятся выражениями:

$$E_2 = E_1 e^{-i\delta}, \quad E_3 = E_1 e^{-2i\delta}, \quad \dots, \quad E_N = E_1 e^{-i(N-1)\delta},$$

где N — общее число щелей. Полное поле, излучаемое всеми щелями, представится суммой

$$E = E_1 [1 + e^{-i\delta} + e^{-2i\delta} + \dots + e^{-i(N-1)\delta}] = E_1 \frac{1 - e^{-iN\delta}}{1 - e^{-i\delta}},$$

откуда

$$E = E_1 \frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)} e^{-i(N-1)\delta/2},$$

$$A = A_1 \frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)}, \quad (46.1)$$

где A_1 — вещественная амплитуда волны от одной щели, A — от всей решетки. Для интенсивностей получаем

$$I = I_1 \left[\frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)} \right]^2. \quad (46.2)$$

Формулы (46.1) и (46.2) — основные в теории дифракционной решетки.

2. Когда $\vartheta = 0$, то $\delta = 0$. В этом случае выражения (46.1) и (46.2) принимают неопределенный вид $0/0$. Раскрыв неопределенность, получим

$$A_{г.л} = NA_1, \quad I_{г.л} = N^2 I_1. \quad (46.3)$$

Тот же результат получается в случае $\delta/2 = m\lambda$, т. е. при

$$d \sin \vartheta = m\lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (46.4)$$

В направлениях, определяемых этим условием, получаются максимумы, интенсивность которых в N^2 раз превосходит интенсивность волны от одной щели в том же направлении. Они называются *главными максимумами*. Целое число m называют *порядком главного максимума* или *порядком спектра*. Условие (46.4) определяет направления, в которых излучения от всех щелей решетки приходят в точку наблюдения в одинаковых фазах, а потому усиливают друг друга. В таких направлениях при отдельных значениях m могут и не возникнуть максимумы. Это будет, когда $I_1 = 0$, т. е. в направлениях на дифракционные минимумы от одной щели. Например, если $a = b$, то все главные максимумы четных порядков не появятся. Действительно, условие появления главного максимума порядка $2n$ имеет вид $d \sin \vartheta = 2n\lambda$. При $d = 2b$ оно переходит в $b \sin \vartheta = n\lambda$, т. е. в условие *дифракционного минимума* на щели. Таким образом, в рассматриваемом направлении ни одна щель, а потому и решетка в целом не излучают.

3. Выражения (46.1) и (46.2) обращаются в нуль, если $\sin(N\delta/2) = 0$, но $\sin(\delta/2) \neq 0$, т. е. при $N\delta/2 = (Nm + p)\pi$, или

$$d \sin \vartheta = \left(m + \frac{p}{N} \right) \lambda \quad (p = 1, 2, \dots, N - 1). \quad (46.5)$$

В соответствующих направлениях получаются дифракционные минимумы, в которых интенсивность света равна нулю. Между двумя соседними минимумами получается максимум. Такие максимумы называются *второстепенными* или *добавочными*. Между двумя соседними главными максимумами располагается $(N - 1)$ минимумов и $(N - 2)$ добавочных максимумов. На эти максимумы и минимумы накладываются минимумы, возникающие при дифракции от отдельной щели, в которых функция E_1 обращается в нуль.

Второстепенные максимумы находятся примерно посередине между соответствующими дифракционными минимумами. Величину

δ , определяющую направление на какой-либо из второстепенных максимумов, можно поэтому вычислить по приближенной формуле

$$N \frac{\delta}{2} = \frac{(Nm + p) + (Nm + p + 1)}{2} \pi,$$

или

$$\frac{\delta}{2} = \left(m + \frac{2p + 1}{2N} \right) \pi. \quad (46.6)$$

Пользуясь этой формулой, найдем приближенное выражение для интенсивности второстепенных максимумов в окрестности соответствующего главного максимума (т. е. при малых p). В положениях второстепенных максимумов числители в формуле (46.2) равны единице. Если число щелей решетки N очень велико, а номер второстепенного максимума p невелик, то угол $\delta/2$ будет мал, и можно положить

$$\sin \frac{\delta}{2} = \pm \sin \frac{2p + 1}{2N} \pi \approx \pm \frac{2p + 1}{2N} \pi.$$

Это дает

$$I = \frac{I_1}{\pi^2} \left(\frac{2N}{2p + 1} \right)^2 = \frac{4}{(2p + 1)^2 \pi^2} I_{\text{гл.}} \quad (46.7)$$

Таким образом, интенсивности главного максимума и ближайших к нему второстепенных максимумов находятся в отношениях

$$1 : \frac{4}{9\pi^2} : \frac{4}{25\pi^2} : \frac{4}{49\pi^2} : \dots = 1 : 0,045 : 0,016 : 0,0083 : \dots$$

Второстепенные максимумы слабы по сравнению с главными, максимумами. При большом числе щелей они обычно не играют роли. Второстепенные максимумы создают более или менее равномерный слабый фон, на нем выступают узкие и резкие главные максимумы, в которых концентрируется практически весь дифрагированный свет. Распределение интенсивности в дифрагированном свете представлено на схематическом рисунке 183 для $N = 8$. Величина множителя I_1 , входящего в формулу (46.2), не указана. Между соседними главными максимумами находится $N - 2 = 6$ второстепенных максимумов. Относительные интенсивности главных и второстепенных максимумов представляются числами 100; 5,0; 2,25; 1,6; 1,6; 2,25; 5,0; 100.

Красивую демонстрацию можно получить, направив на решетку яркий узкий пучок света от лазера. При дифракции пучок расщепляется на много хорошо видимых в воздухе ярких пучков, веерообразно расходящихся от решетки. Падая на потолок и стены аудитории, эти пучки оставляют на них яркие светлые пятна (световые зайчики).

4. Происхождение второстепенных или добавочных максимумов и минимумов легко уяснить с помощью векторной диаграммы. На

векторной диаграмме колебания от отдельных щелей решетки представляются векторами равной длины. Из-за сдвига фаз такие векторы повернуты один относительно другого на один и тот же

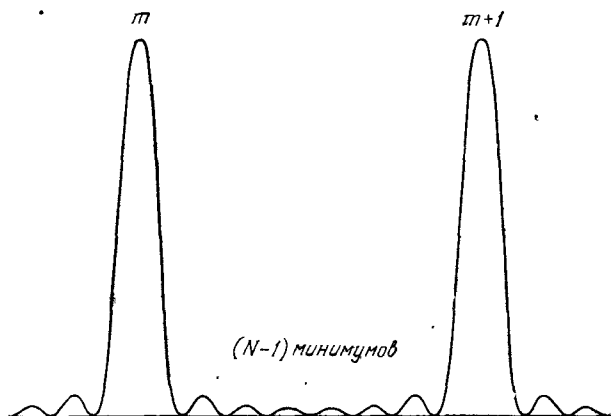


Рис. 183.

угол $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \vartheta$ (рис. 184), образуя звенья правильной ломаной линии. Замыкающая этой ломаной OA изображает колебание, возбуждаемое всей решеткой. Если ломаная замкнутая, то $E = 0$, т. е. получается дифракционный минимум. Первый раз это произойдет при $\delta = 2\pi/N$, второй — при $\delta = 4\pi/N$ и т. д. Легко видеть,

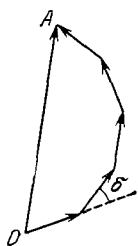


Рис. 184.

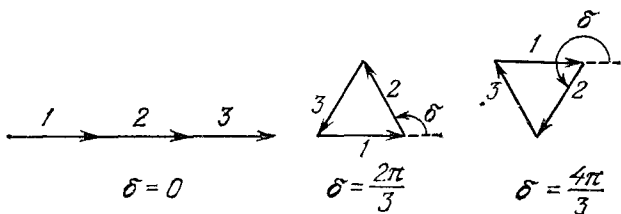


Рис. 185.

что таким путем получается условие дифракционного минимума (46.5). Все это проиллюстрировано на рис. 185 для $N = 3$ и на рис. 186 для $N = 4$.

5. Если волна падает на решетку наклонно под углом ϑ_0 (рис. 187), то разность хода между соседними пучками становится равной $AD - CB = d(\sin \vartheta - \sin \vartheta_0)$. Характер дифракционной картины в основном сохраняется. Положение главных максимумов

определяется условием

$$d(\sin \vartheta - \sin \vartheta_0) = m\lambda, \quad (46.8)$$

а дифракционных минимумов — условием

$$d(\sin \vartheta - \sin \vartheta_0) = \left(m + \frac{p}{N}\right)\lambda \quad (p = 1, 2, \dots, N - 1). \quad (46.9)$$

Зная положение главных максимумов, можно вычислить длину волны по формуле (46.4) или (46.8). Решетка есть прибор для

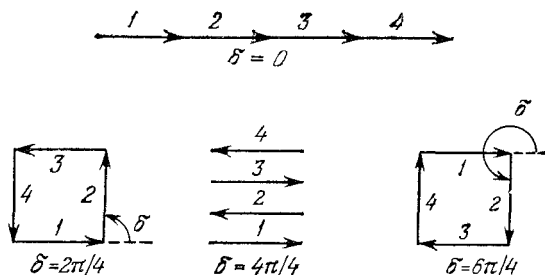


Рис. 186.

измерения именно *длины волны*, а не частоты колебаний, как это иногда неверно утверждают.

6. Форма штрихов, нанесенных на решетку, материал, из которого она изготовлена, и т. п. сказываются лишь на виде волны E_1 от отдельного штриха. Положение же главных максимумов определяется исключительно периодом решетки, а дифракционных минимумов — кроме того еще числом штрихов N . При выводе формул (46.4), (46.8) и (46.9) из принципа Гюйгенса — Френеля нет необходимости применять приближенные методы. Из рассуждений пункта 4 ясно, что существенна только *периодичность светового поля на выходе* (т. е. задней стороне) решетки, обусловленная в свою очередь периодичностью структуры последней. Ничего другого о поле на выходе решетки знать не надо. Поэтому перечисленные формулы *совершенно точны*.

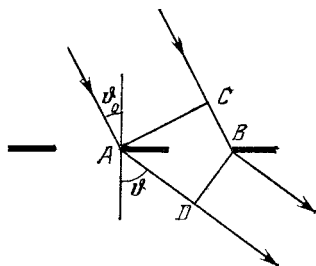


Рис. 187.

Под дифракционной решеткой в широком смысле слова понимается всякая структура, обладающая *пространственной периодичностью*. Если свойства структуры периодически меняются только

в одном направлении, то решетка называется *одномерной* или *линейной*. Если же периодичность решетки имеет место в двух или трех направлениях, то решетка называется соответственно *двух-* или *трехмерной*. В последнем случае ее называют также *пространственной*. В этом и следующих параграфах рассматриваются только линейные решетки.

Не обязательно, чтобы при прохождении через решетку менялась амплитуда волны. Существенно только, чтобы на выходе решетки периодически менялось *волновое поле в целом*. Можно различать два крайних идеализованных случая. 1) Решетка вносит периодические изменения в амплитуду волны, не влияя на ее фазу. Такая решетка называется *амплитудной*. 2) Решетка вносит периодические изменения в фазу волны, но не влияет на ее амплитуду. Такую решетку называют *фазовой*.

Всякая реальная решетка, строго говоря, не является чисто амплитудной или чисто фазовой. Она периодически меняет на выходе как амплитуду, так и фазу волнового поля. Приблизительно амплитудной решеткой является рассмотренная выше совокупность равноотстоящих щелей в непрозрачном экране (рис. 187). Приближением фазовой решетки может служить стеклянная пластинка, представленная на рис. 188. В обоих случаях период решетки

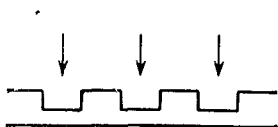


Рис. 188.

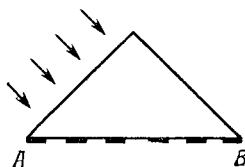


Рис. 189.

должен быть велик по сравнению с длиной волны. Примером фазовой отражательной решетки может служить решетка, изготовленная С. М. Рытовым (р. 1908) и И. Л. Фабелинским (р. 1911). Она представляет собой равнобочную стеклянную призму с преломляющим углом 90° (рис. 189). На гипотенузной поверхности AB напылены узкие равноотстоящие полосы серебра, параллельные преломляющему ребру призмы. Свет падает нормально на одну из боковых граней призмы. Попадая на гипотенузную грань AB , он испытывает либо полное отражение от непосеребренных полосок, либо отражится от посеребренных полосок. В последнем случае отражение также практически полное благодаря высокому коэффициенту отражения серебра. В обоих случаях отражение сопровождается изменением фазы, но эти изменения разные (см. §§ 66 и 73). Таким образом, амплитуда волны при отражении не меняется, а в фазу вносятся периодические изменения.

7. Не все целые числа m , входящие в формулы (46.4) и (46.8), допустимы. Так как $|\sin \vartheta| < 1$, то на m должно быть наложено ограничение

$$\left| m \frac{\lambda}{d} + \sin \vartheta_0 \right| \leq 1. \quad (46.10)$$

В частности, при нормальном падении

$$|m| \leq d/\lambda. \quad (46.11)$$

При $d < \lambda$ может возникнуть только главный максимум нулевого порядка. Плоская волна после прохождения через решетку продолжает оставаться плоской, и никаких боковых волн не возникает. Решетка ведет себя подобно плоскопараллельной пластинке. Но это справедливо только вдали от решетки. В тонком поверхностном слое вблизи решетки существуют неоднородные волны, быстро затухающие при удалении от нее (см. § 52).

8. Допустим, что решетка грубая ($d \gg \lambda$), а свет падает на нее под небольшим углом ϑ_0 . Тогда углы дифракции будут малы, так что вместо (46.8) можно написать приближенно

$$d \cdot (\vartheta - \vartheta_0) = m\lambda. \quad (46.12)$$

На очень грубых решетках обнаружить дифракцию трудно из-за малости углов дифракции ($\vartheta - \vartheta_0$). Но этого можно добиться, применяя скольльзящее падение света, когда угол падения близок к 90° . При малой разности ($\vartheta - \vartheta_0$) формулу (46.8) можно переписать в виде

$$d \cos \vartheta_0 \cdot (\vartheta - \vartheta_0) = m\lambda. \quad (46.13)$$

По виду формула (46.13) совпадает с формулой (46.12). Роль периода d играет величина $d \cos \vartheta_0$, которая может быть сделана очень малой. Следовательно, скольльзящее падение как бы уменьшает период решетки и увеличивает углы дифракции. Таким путем удастся получать отчетливые дифракционные спектры даже от очень грубых решеток, например от грамофонных пластинок. Последние позволяют в демонстрационной аудитории получать в белом свете даже довольно красивые дифракционные спектры разных порядков.

Большое значение метод скольльзящего падения имеет в рентгеновской спектроскопии. Изготовление дифракционной решетки для рентгеновской области спектра встречает большие трудности из-за исключительной малости длин рентгеновских волн (порядка 0,1 нм и меньше). Но метод скольльзящего падения позволяет получать великолепные дифракционные картины в рентгеновском свете от обычных отражательных оптических решеток. Задача облегчается тем, что показатель преломления рентгеновских лучей меньше единицы. Это позволяет применять такие углы падения, при которых рентгеновские лучи испытывают полное отражение. Таким образом,

с помощью оптической дифракционной решетки можно точно измерить длину волны монохроматического рентгеновского излучения. Изучая далее дифракцию этого излучения на естественном кристалле, можно измерить в абсолютных единицах постоянную решетки этого кристалла. После этого такой кристалл может быть использован в рентгеновском спектрографе для измерения длин волн рентгеновских лучей в абсолютных единицах (см. § 61).

ЗАДАЧИ

1. Показать, что для обычной щелевой дифракционной решетки $I_{\text{диф}} \leq \leq 1/4 I_{\text{пад}}$, где $I_{\text{пад}}$ — интенсивность падающего, а $I_{\text{диф}}$ — дифрагированного света, приходящегося на все дифракционные максимумы, кроме максимума нулевого порядка. Максимальное значение интенсивности дифрагированного света достигается, когда ширина щелей решетки равна половине ее периода.

Решение. Если I_0 — интенсивность света, сосредоточенного в максимуме нулевого порядка, а $I_{\text{диф}}$ — дифрагированного света, то $I_{\text{прош}} = I_0 + I_{\text{диф}}$, где $I_{\text{прош}}$ — интенсивность прошедшего света. Аналогично, для дополнительной решетки $I'_{\text{прош}} = I'_0 + I'_{\text{диф}}$. По теореме Бабинне $I_{\text{диф}} = I'_{\text{диф}}$. Кроме того,

$$\frac{I_{\text{прош}}}{I'_{\text{прош}}} = \frac{b}{d-b}, \quad \frac{I_0}{I'_0} = \left(\frac{b}{d-b} \right)^2.$$

С учетом этого получаем

$$I_{\text{диф}} = \frac{b}{d} \frac{d-b}{d} I_{\text{пад}}.$$

Максимум этого выражения достигается при $b = 1/2 d$, а потому $I_{\text{диф}} \leq 1/4 I_{\text{пад}}$.

2. При каком условии можно наблюдать зеркальное отражение от шероховатой поверхности при малых и больших углах падения?

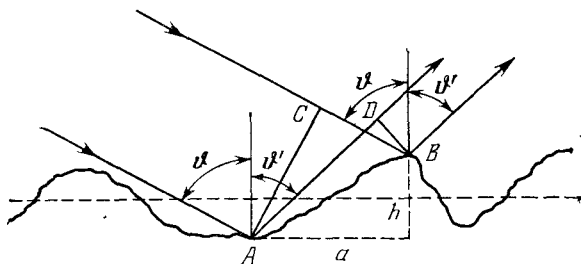


Рис. 190.

Решение. Обозначим через ϑ угол, который падающие лучи образуют с нормалью к плоскости, изображенной на рис. 190 пунктирной линией. Разность хода вторичных волн, исходящих от поверхности тела под углом ϑ' к нормали, определяется выражением

$$\Delta = AD - BC = a (\sin \vartheta' - \sin \vartheta) + h (\cos \vartheta' + \cos \vartheta).$$

Здесь a может принимать любые значения, Поэтому, если $\vartheta' \neq \vartheta$, то Δ может принимать также любые значения, и притом для неправильно отражающей поверхности они с одинаковой вероятностью могут быть и положительными, и отрица-

тельными. Отсюда следует, что правильное отражение, если таковое возможно, может происходить лишь под углом $\vartheta' = \vartheta$. В таком случае $\Delta = 2h \cos \vartheta$. Следовательно, каково бы ни было h , можно подобрать достаточно большой угол ϑ , для которого $\Delta \ll \lambda$. При этом условии отражение будет правильное. При нормальном падении $\Delta = 2h$, и правильное отражение возможно лишь при соблюдении условия $h \ll \lambda$. Таким образом, если угол падения близок к $\pi/2$, зеркальное отражение наблюдается всегда. При малых углах падения зеркальное отражение может наблюдаться, если шероховатость поверхности $\ll \lambda$.

3. Прозрачная одномерная периодическая структура, профиль которой изображен на рис. 191, освещается сверху плоской монохроматической волной, падающей нормально на верхнюю границу. Ширины уступов и впадин структуры одинаковы. При заданном показателе преломления n подобрать глубину h таким образом, чтобы главные фраунгоферовы дифракционные максимумы первого порядка имели наибольшую интенсивность. Какова при этом интенсивность нулевого главного максимума?

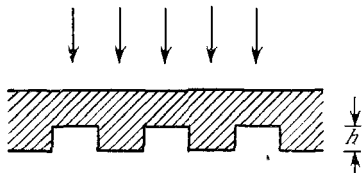


Рис. 191.

Ответ. $h = \frac{2m-1}{2(n-1)} \lambda$, где $m = 1, 2, 3, \dots$

Интенсивность нулевого главного максимума равна нулю.

4. Сложная излучающая система состоит из конечного ряда густо расставленных параллельных вибраторов с равномерным распределением фаз колебаний вдоль ряда. Как должен изменяться со временем сдвиг фаз $\Delta\varphi$ между двумя соседними вибраторами, чтобы главный лепесток диаграммы направленности всей системы совершал круговой обзор местности с постоянной угловой скоростью Ω (при отсутствии вращения самой системы)?

Ответ. Если угол между нормалью к ряду вибраторов и направлением на главный лепесток $\vartheta = \Omega t + \delta$, то

$$\Delta\varphi = -\frac{2\pi}{\lambda} \sin(\Omega t + \delta) + 2m\pi,$$

где

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

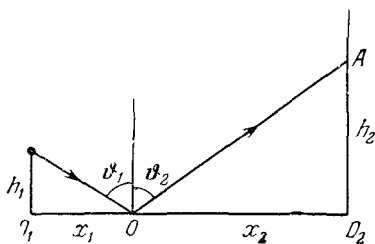


Рис. 192.

5. Над центром граммофонной пластинки O_1 помещен точечный источник монохроматического света на высоте $h_1 = 1$ см. Глаз наблюдателя расположен на высоте $h_2 = 10$ см на расстоянии $a = 110$ см от оси пластинки. Помимо геометрического изображения источника глаз видит систему дифракционных полос на поверхности пластинки. Определить расстояние Δx между ними, если расстояние между бороздками $d = 0,5$ мм. Длина световой волны $\lambda = 550$ нм.

Решение. Условие максимума m -го порядка (рис. 192) $d(\sin \vartheta_1 - \sin \vartheta_2) = m\lambda$, а максимума $(m+1)$ -го порядка $d(\sin \vartheta'_1 - \sin \vartheta'_2) = (m+1)\lambda$. При переходе от одного максимума к другому углы ϑ_1 и ϑ_2 получают приращения $\Delta\vartheta_1$ и $\Delta\vartheta_2$, связанные соотношением $d(\cos \vartheta_1 \Delta\vartheta_1 - \cos \vartheta_2 \Delta\vartheta_2) = \lambda$. Кроме того, $x_1 = h_1 \operatorname{tg} \vartheta_1$, $x_2 = h_2 \operatorname{tg} \vartheta_2$, причем $x_1 + x_2 = a = \operatorname{const}$. Из этого условия получается второе соотношение

$$\frac{h_1}{\cos^2 \vartheta_1} \Delta\vartheta_1 + \frac{h_2}{\cos^2 \vartheta_2} \Delta\vartheta_2 = 0.$$

Из этих двух соотношений находим $\Delta\vartheta_1$ и $\Delta\vartheta_2$, а после этого — расстояние между максимумами:

$$\Delta x = \Delta x_1 = \Delta x_2 = \frac{h_1}{\cos^2 \vartheta_1} \Delta\vartheta_1 = -\frac{h_2}{\cos^2 \vartheta_2} \Delta\vartheta_2.$$

Результат можно упростить, заметив, что углы ϑ_1 и ϑ_2 мало отличаются от угла падения ϑ_0 , соответствующего зеркальному отражению. Заменяя эти углы на ϑ_0 , находим

$$\Delta x = \frac{h_1 h_2}{h_1 + h_2} \frac{\lambda}{d \cos^3 \vartheta_0}.$$

При этом

$$\cos \vartheta_0 \approx \frac{h_1}{x_1} \approx \frac{h_2}{x_2}, \quad \text{или} \quad \cos \vartheta_0 = \frac{h_1 + h_2}{x_1 + x_2} = \frac{h_1 + h_2}{a} = \frac{1}{10}.$$

Подстановка численных значений дает $\Delta x = 1$ см.

§ 47. Дифракционная решетка как спектральный прибор

1. Положение главных максимумов в дифракционной решетке зависит от длины волны. Исключение составляют только главные максимумы нулевого порядка ($m = 0$), положения которых от длины волны не зависят. Белый и всякий сложный свет можно рассматривать как суперпозицию монохроматических волн с различными длинами. Эти волны при дифракции на решетке ведут себя *независимо*. Поэтому решетка в каждом порядке $m \neq 0$ разложит падающий свет в спектр, в котором отдельные монохроматические компоненты окажутся пространственно разделенными. Главные дифракционные максимумы, соответствующие $m = 1$, образуют *спектр первого порядка*. За ним идет *спектр второго* ($m = 2$), *третьего* ($m = 3$) и *высших порядков*. Если падающий свет белый, то спектр каждого порядка имеет вид цветной полосы, в которой встречаются все цвета радуги. В такой полосе наиболее отклоненными будут красные лучи, наименее отклоненными — фиолетовые.

Положение спектральных линий в спектрах дифракционной решетки определяется простыми соотношениями (46.4) или (46.8). В этом отношении дифракционные спектры выгодно отличаются, например, от спектров призматических, получаемых разложением света дисперсионными призмами. В призматических спектрах положение спектральной линии определяется сложной зависимостью показателя преломления материала призмы от длины волны. Спектр называется *нормальным*, если координата x , характеризующая положение спектральной линии в спектре, линейно меняется с длиной волны. При малых углах дифракции, когда изменением косинуса угла ϑ можно пренебречь, дифракционная решетка дает *нормальный спектр*.

Важными характеристиками дифракционной решетки и других спектральных аппаратов являются *угловая дисперсия*, *дисперсионная область* и *разрешающая способность*.