Лабораторная работа № 5-3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ КОЛЕЦ НЬЮТОНА

Цель работы: ознакомление с интерференцией, условием образования колец Ньютона и принципом их использования для практических целей.

Оборудование: микроскоп МИМ-7, выпуклая линза, плоскопараллельная стеклянная пластинка, светофильтр, сферометр ИЗС-7.

Введение

Согласно волновой теории свет представляет собой электромагнитную волну, в которой колеблются два взаимно перпендикулярных вектора – $\vec{E}$ напряженности электрического и $\vec{H}$ напряженности магнитного поля. Как показывает опыт, физиологическое, фотохимическое, фотоэлектрическое и другие действия света вызываются колебаниями вектора $\vec{E}$. В соответствии с этим обычно говорят о световом векторе, подразумевая под ним вектор $\vec{E}$.

Итак, плоскую световую волну, распространяющуюся, например, вдоль оси Z можно представить в виде

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t - kz - \alpha), \tag{1}$$

где $\vec{E}_0$ = const – амплитуда колебания, $\omega = 2\pi/T$ – циклическая частота, T – период, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, α – начальная фаза волны. Длины волн видимого света заключены в пределах $4\cdot10^{-7}$ м $\le \lambda \le 7.6\cdot10^{-7}$ м.

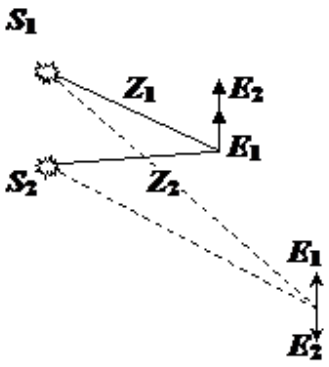


Рис. 1

Волны одинаковой частоты, разность начальных фаз которых постоянна во времени, называются когерентными волнами, а источники когерентных волн называются когерентными источниками.

Рассмотрим наложение двух когерентных волн, линии колебаний которых совпадают. Пусть эти волны исходят из источников S_1 и S_2 (рис. 1).

Для простоты расчета допустим, что $E_{01} = E_{02} = E_0$ и $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$. Тогда согласно (1)

$$E_1 = E_0 \cos(\omega t - kz_1),\ E_2 = E_0 \cos(\omega t - kz_2).$$

С помощью формулы суммы тригонометрических функций $\cos\alpha+\cos\beta = 2\cos[(\alpha+\beta)/2]\cos[(\alpha-\beta)/2]$ легко получить для результирующей волны

$$E = E_1 - E_2 = 2E_0\cos[k(z_2 - z_1)/2]\cos[\omega t - k(z_1+z_2)/2]. \tag{2}$$

Из (2) следует, что в точках, где $\cos[k(z_2 - z_1)/2] = 0$, суммарная амплитуда волны в любой момент времени равна 0 и волны взаимно гасятся. Координаты этих точек определяются условием $k(z_2 - z_1)/2 = \pm(2m+1)\pi/2$ или с учетом $k = 2\pi/\lambda$

$$\Delta = z_2 - z_1 = \pm(2m+1)\lambda/2 \quad (m = 0,1,2,3\ldots\ldots). \tag{3}$$

В точках, где $\cos[k(z_2 - z_1)/2] = \pm 1$, суммарная амплитуда волны в любой момент времени принимает максимальное значение. Координаты этих точек

определяются условием $k(z_2 - z_1)/2 = \pm m\pi$ или

$$\Delta = z_2 - z_1 = \pm 2m\lambda/2 \ (m = 0,1,2,3\ldots\ldots). \qquad (4)$$

Полученные результаты (3) и (4) показывают, что при наложении двух когерентных световых волн, имеющих одинаковые направления колебаний, в одних точках волнового поля амплитуда результирующих колебаний резко уменьшается, а в других – возрастает. При этом интенсивность результирующей световой волны либо больше, либо меньше суммы интенсивностей падающих волн. Явление это называется *интерференцией световых волн*.

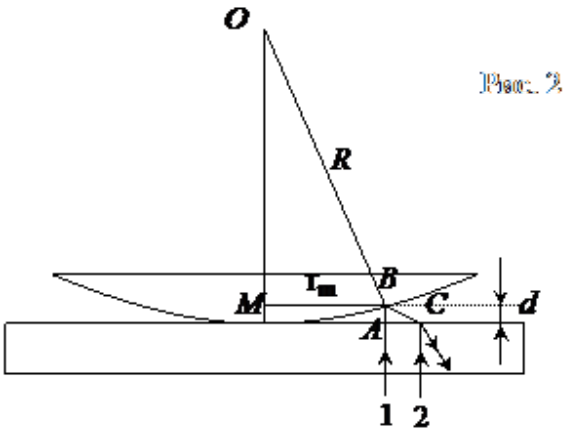


Рис. 2

В данной работе используется интерференция в тонком слое, известная под названием колец Ньютона. Этот случай наблюдается, когда выпуклая поверхность линзы соприкасается в некоторой точке с плоской поверхностью хорошо отполированной пластинки, так что остающаяся между ними воздушная прослойка постепенно утолщается от точки соприкосновения к краям (рис. 2).

Если на систему приблизительно нормально к плоской поверхности пластинки падает пучок монохроматического света, то световые волны, отраженные от нижней и верхних границ этой воздушной прослойки, будут интерферировать между собой, так как здесь наблюдаются все необходимые для света условия. При этом в точке соприкосновения получается темное пятно, и оно окружено рядом концентрических светлых и темных колец убывающей толщины. Нетрудно рассчитать размеры и положение колец Ньютона, предполагая, что свет падает нормально к поверхности пластинки. Показатель преломления воздуха $n \approx 1$ и меньше показателя преломления стекла. Поэтому при отражении идущего снизу светового луча от границы воздух – линза теряется половина длины волны $\lambda/2$. Эта потеря равносильна увеличению оптической длины пути на $\lambda/2$ и должна учитываться при вычислении оптической разности хода Δ. Тогда оптическая разность хода лучей 1 и 2 (рис. 2) $\Delta = (AB + BC) + \lambda/2$. Ввиду того, что толщина воздушной прослойки d очень мала, $AB \approx BC \approx d$, поэтому

$$\Delta = 2d + \lambda/2: \qquad (5)$$

Для подсчета кольца Ньютона рассмотрим треугольник OBM, где $OB = = R$ – радиус кривизны линзы, $MB = r_m$ – радиус кольца Ньютона. Из рис. 2 следует

$$R^2 = (R - d)^2 + r^2_m = R^2 - 2Rd + d^2 + r^2_m.$$

Так как d мало, то величиной d^2 можно пренебречь, и тогда $d = r_m^2/2R$. Подставляя это значение в (5), получим

$$\Delta = (r_m^2/R) + \lambda/2. \qquad (5^*)$$

Для темного кольца, подставляя (5^*) в соотношение (3), легко получить

$$r_m^2/R = m\lambda\ . \qquad (6)$$

Из (6) можно определить λ (или R), но так как вследствие упругой деформации стекла невозможно добиться соприкосновения сферической линзы и плоской пластинки строго в одной точке, то более правильный результат получится, если вычислять λ (или R) по разности радиусов двух колец r_m и r_n. Тогда окончательная формула будет иметь вид $(r_m^2 - r_n^2) = (m - n)\lambda$. Для расчетов это

$$\lambda = \frac{(r_m - r_n)\cdot(r_m + r_n)}{(m-n)R} \quad (m>n). \qquad (7)$$

Отсюда, зная радиус кривизны линзы R и экспериментально определяя величины r_m и r_n, можно вычислить длину световой волны λ. Таким образом, для определения длины волны необходимо предварительно с достаточной точностью измерить радиус кривизны используемой линзы. Для этой цели в данной работе применяется специальный прибор сферометр ПЗС-7 (см. описание в лаборатории оптики).

Радиусы интерференционных колец измеряются при помощи микроскопа МИМ-7 (рис. 3). Нить накала лампы 1 коллиматором 2 и зеркалом 3 проектируется в плоскости апертурной диафрагмы 5. При этом свет проходит через светофильтр 4. Системой, состоящей из линз 6, призмы 7 и отражательной пластинки 8, апертурная диафрагма изображается в плоскости опорного торца для объективов. Отражательная пластинка 8 направляет в объектив 9 лучи, которые, отразившись от объекта 10, вновь проходят через объектив, выходят из него параллельным пучком, проходят отражательную пластинку и попадают на ахроматическую линзу 11.

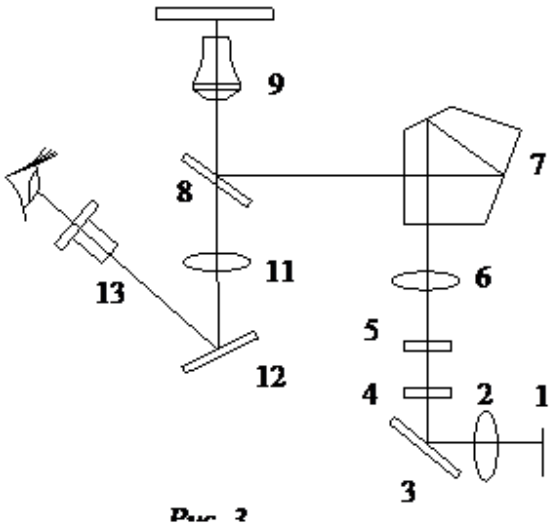


Рис. 3

Объектив 9 служит не только для получения изображения, но и является частью осветительной системы. Выходящие из объектива параллельные лучи при помощи линзы 11 изображают объект в фокальной плоскости окуляра 13. При визуальном наблюдении в ход лучей вводится зеркало 12, которое отклоняет лучи в сторону окуляра. Общий вид микроскопа дан на рис. 4, *а*, *б* 5. На предметном столике 7 лежит стеклянная пластинка, на которой при помощи специальных зажимов укреплена выпуклая линза. Свет от источника попадает на выпуклую поверхность линзы снизу через объектив. При этом интерферируют луч, отраженный от верхней поверхности пластинки, и луч, отраженный от выпуклой поверхности линзы. Для получения качественной интерференционной картины необходимо, чтобы радиус кривизны линзы был достаточно большим.

Порядок выполнения работы

1. При помощи сферометра определить радиус кривизны линзы.

2. Включить лампу осветителя микроскопа МИМ-7 (см. рис. 4, *а*, *б*), поместив на оправе 6 осветительной линзы светофильтр, выделяющий световую волну, длина которой измеряется. При помощи диска 5 ввести дополнительно соответствующий светофильтр.

3. Сняв линзу, освободив стопорную рукоятку 8, фокусировать микроскоп при помощи рукоятки грубой подачи столика 4 на верхнюю поверхность стеклянной пластинки, положив на нее какой-нибудь объект наблюдения (например кусок миллиметровой бумаги или металлическую монету). Закрепив рукоятку 8, поставив затем линзу в прежнее положение, с помощью рукояток 3 установить стеклянную пластинку так, чтобы точка соприкосновения линзы и пластинки попала точно в центр поля зрения окуляра микроскопа 2. Образующиеся на границе воздушного слоя и стеклянной пластинки кольца Ньютона должны быть отлично видны. В противном случае исправить фокусировку микроскопа вращением барашка микрометрической подачи объектива 1. Если в точке соприкосновения вместо темного пятна получится светлое, необходимо протереть стекло и линзу от пыли.

4. При помощи рукояток 3 добиться, чтобы линия окулярной шкалы проходила через центр ньютоновских колец. Измерить в делениях окулярной шкалы диаметры D темных колец, фиксируя положение их левых (m_1) и правых (m_2) границ. При этом определить расстояние от середины до середины ширины линии кольца. Диаметры измерить три раза, поворачивая каждый раз окуляр со шкалой вокруг оптической оси микроскопа приблизительно на 60° и вычисляют среднее значение каждого диаметра.

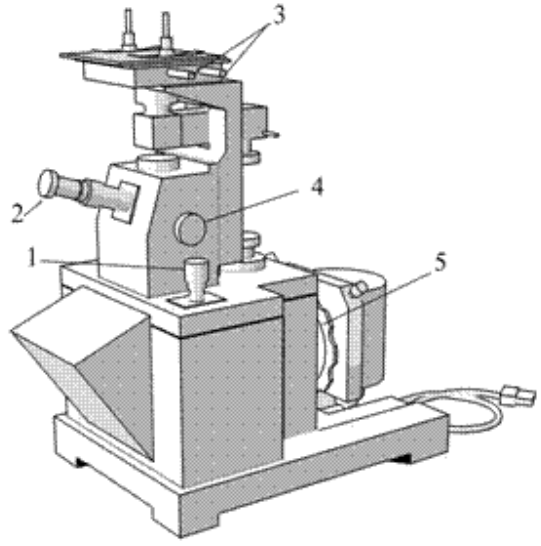


Рис.

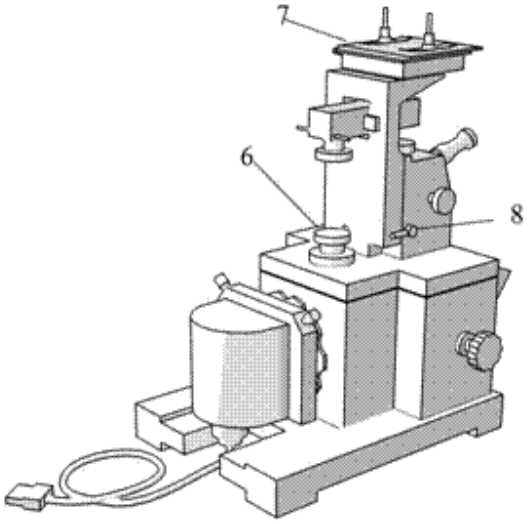


Рис.

5. Вычислить радиусы r_k по формуле

$$r_k = D_k/2 = (m_2 - m_1)1{,}2\cdot10^{-3}\text{см}/2 = (m_2 - m_1)6{,}0\cdot10^{-4}\text{см},$$

где $1{,}2\cdot10^{-3}$см – цена наименьшего деления шкалы. Заносят их в таблицу.

6. Комбинируя попарно радиусы колец, по формуле (7) определить длину световой волны. В целях повышения точности результата рекомендуется комбинировать радиус кольца номера k с радиусом кольца номера $k-2$, кольца $k-1$ с $(k-2)-1$ и т.д. Из полученных значений λ вычислить среднее значение длины световой волны.

Контрольные вопросы

1. Почему радиус кривизны линзы, применяемой в данной работе, должен быть достаточно большим?
2. В чем состоит явление интерференции волн?
3. Почему интерференционная картина в данной работе имеет характер колец?
4. Как изменяется интерференционная картина в проходящем свете по сравнению с той же картиной в отраженном свете? Почему?
5. Почему в центре ньютоновских колец получается темное пятно?

Список рекомендуемой литературы

1. Савельев И.В. Курс общей физики: В 3 т. Т. 2. – М.: Наука, 1978. – 480 с.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. – М.: Наука, 1980. – 928 с.

Лабораторная работа № 5-5

Определение длины световой волны при помощи дифракционной решетки

Цель работы: изучение явления дифракции света и ознакомление с одним из методов определения длины световой волны при помощи дифракционной решетки.

Оборудование: источник света, дифракционная решетка, экран с миллиметровым масштабом, измерительная линейка, набор светофильтров.

Введение

Огибание световой волной границ непрозрачных тел за счет интерференционного перераспределения энергии по различным направлениям называется *дифракцией световой волны*. Рассмотрим сначала дифракцию на одной щели.

Если на щель шириной a перпендикулярно ей падает параллельный пучок света (рис. 1), то напряженность E_φ, которую будут иметь дифрагированные электромагнитные волны длиной λ, собираемые линзой в точке M_φ на экране MM, можно рассчитать следующим образом:

$$E_\varphi = \int_0^a \frac{E_0}{a}\cos(\omega t - kx\sin\varphi - kR)dx, \quad (1)$$

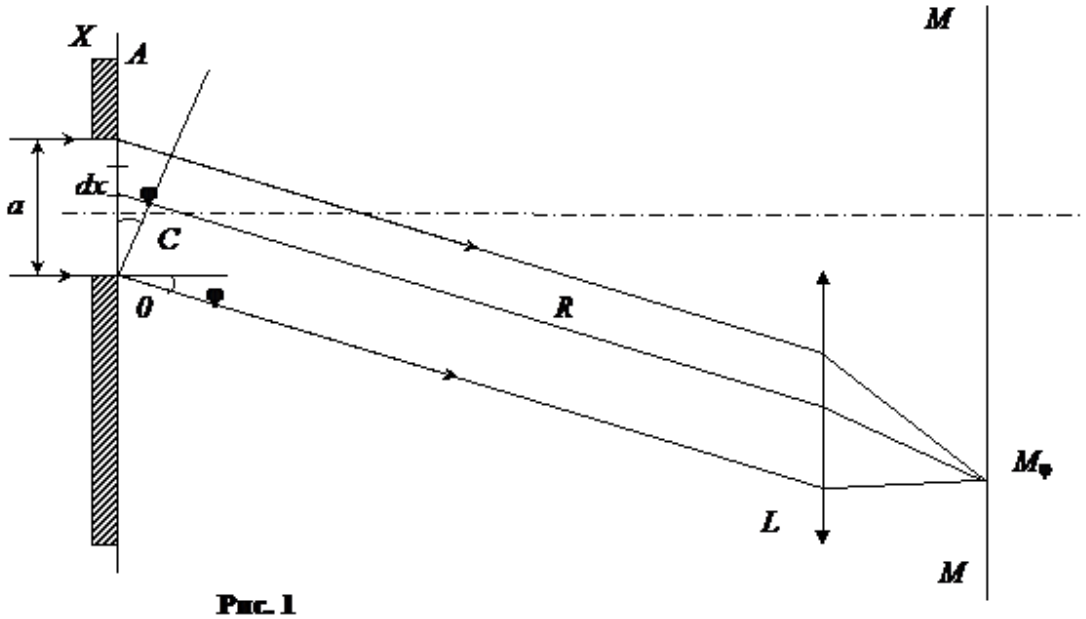


Рис. 1

где E_0 – амплитуда напряженности электрического поля в направлении $\varphi=0$, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, $R = CM\varphi$. Здесь учтено, что линза L не вносит дополнительной разности фаз (таутохронизм). После интегрирования из (1) получим:

$$E_\varphi = E_0 \frac{\sin(\frac{ka}{2}\sin\varphi)}{\frac{ka}{2}\sin\varphi}\cos(\omega t - \alpha_0), \qquad (2)$$

где $\alpha_0 = \frac{ka}{2}\sin\varphi + kR$. Амплитуда колебания (2)

$$E_{\varphi 0} = E_0 \frac{\sin(\frac{ka}{2}\sin\varphi)}{\frac{ka}{2}\sin\varphi} = E_0 \frac{\sin(\frac{\pi a}{\lambda}\sin\varphi)}{\frac{\pi a}{\lambda}\sin\varphi}. \qquad (3)$$

Минимум колебаний в результате интерференции дифрагированных лучей в направлении φ определяется согласно (3) условием

$$a\sin\varphi = \pm m\lambda \quad (m=1,2,\ldots). \qquad (4)$$

В направлении $\varphi = 0$ наблюдается максимум колебаний, для которого согласно уравнению (3) $E_{\varphi 0} = E_0$. График распределения интенсивности $E^2_{\varphi_0}$ представлен на рис. 2 жирной линией.

Теперь рассмотрим дифракцию параллельного пучка лучей, которые падают нормально к плоскости дифракционной решетки. Простейшая дифракционная решетка представляет собой прозрачную пластинку, на которой нанесены параллельные друг другу царапины и оставлены узкие неповрежденные полоски. Процарапанные места непрозрачны для света, и неповрежденные полоски образуют систему параллельных щелей.

Принято называть *периодом решетки* или *постоянной решетки* сумму размеров прозрачной a и непрозрачной b полос: $d = a + b$ (рис. 3). В силу таутохронизма линзы фазы колебаний соответствующих лучей, например 1 и

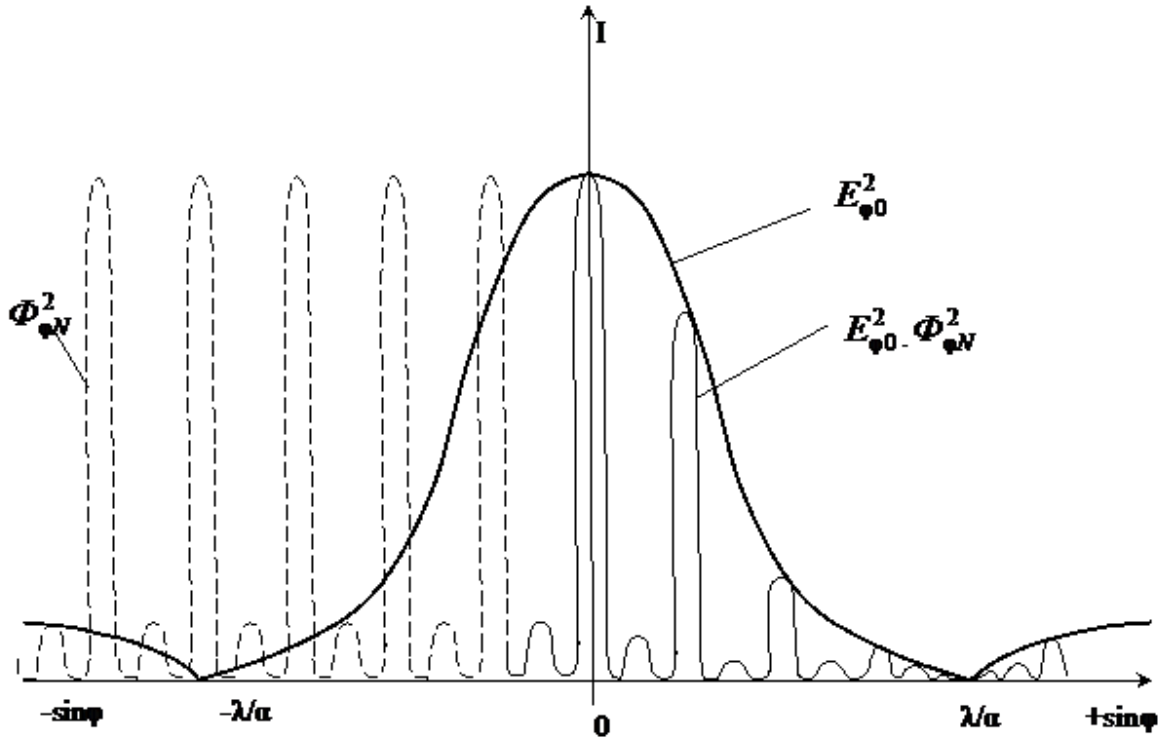


Рис. 2

2 (рис. 3), проходящих через ближайшие щели, в точке M_φ на экране *MM* будут отличаться друг от друга только на величину

$$\alpha = (2\pi/\lambda)\, d \sin\varphi . \qquad (5)$$

Общую напряженность в точке M_φ на экране *MM*, которая создается волнами, идущими в направлении φ, можно вычислить через напряженность отдельных волн $\vec{E}_1, \vec{E}_2, \ldots, \vec{E}_N$, проходящих сквозь щели

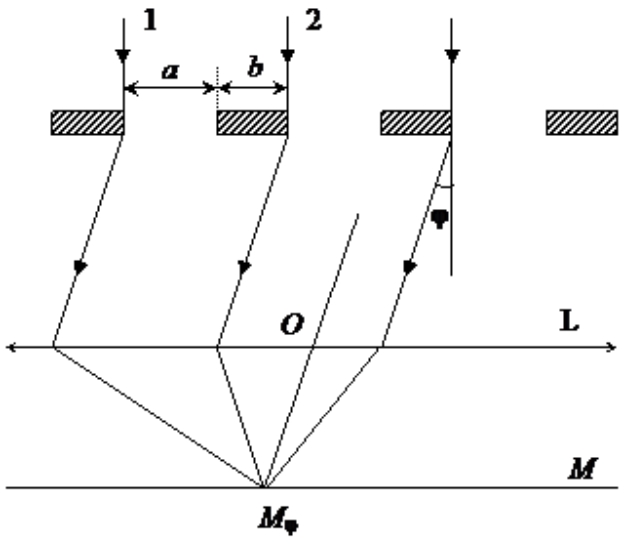


Рис. 3

$$\vec{E}_{\varphi N} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \ldots + \vec{E}_N , \qquad (6)$$

где *N* – число щелей. Величины $\vec{E}_1, \vec{E}_2, \ldots, \vec{E}_N$ могут быть определены из выражения (2). Поскольку направления колебаний векторов $\vec{E}$ одинаковы, то векторную сумму (6) можно заменить арифметической. Учитывая, что для одинаковых щелей амплитуды векторов напряженности $\vec{E}_1, \vec{E}_2, \ldots, \vec{E}_N$ будут равны одной и той же величине $\vec{E}_{\varphi 0}$, вместо (6) можно написать:

$$E_{\varphi N} = E_{\varphi 0}\{\cos(\omega t - \alpha_0) + \cos(\omega t - \alpha_0 - \alpha) + \cos(\omega t - \alpha_0 - 2\alpha) + \ldots + \cos[\omega t - \alpha_0 - (N-1)\alpha]\}. \qquad (7)$$

Удобно найти сумму, входящую в выражение (7), графическим методом, основанным на возможности представления гармонического колебания с помощью вращающегося вектора амплитуды. Для этого расположим модули

векторов $\vec{E}_1, \vec{E}_2, \ldots, \vec{E}_N$, как показано на рис. 4. Направления ближайших отрезков отличаются друг от друга на угол α, определяемый соотношением (5). Этим учитывается различие в начальных фазах колебаний.

Из рис. 4 легко видеть, что амплитуда результирующего колебания будет определяться отрезком $AN = 2R\sin(N\alpha/2)$, а $E_{\varphi 0} = E_i = 2R\sin(\alpha/2)$. Поэтому

$$AN = E_{\varphi 0}\frac{\sin(N\alpha/2)}{\sin(\alpha/2)} . \qquad (8)$$

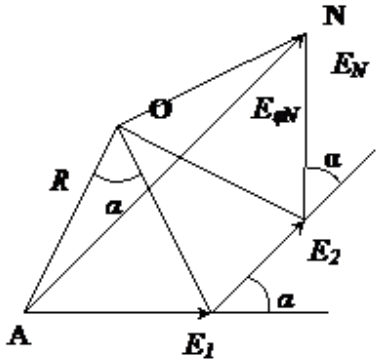


Рис. 4

С учетом соотношений (3) и (5) из (8) получим выражение для амплитуды напряженности электрического поля световой волны, которая после дифракции на решетке распространяется в направлении φ,

$$(E_{\varphi N})_0 = E_0\frac{\sin(\frac{\pi a}{\lambda}\sin\varphi)\cdot\sin(N\frac{\pi d}{\lambda}\sin\varphi)}{\frac{\pi a}{\lambda}\sin\varphi\cdot\sin(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\varphi)} . \qquad (9)$$

Из полученного результата (9) можно сделать выводы:

1. Распределение интенсивности светового потока при дифракции на решетке определяется произведением двух функций

$$E_{\varphi 0}^2 = E_0^2\frac{\sin^2(\frac{\pi a}{\lambda}\sin\varphi)}{(\frac{\pi a}{\lambda}\sin\varphi)^2} . \quad \text{и} \quad \Phi_{\varphi N}^2 = \frac{\sin^2(N\frac{\pi d}{\lambda}\sin\varphi)}{\sin^2(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\varphi)} .$$

2. Главные минимумы определяются из условия

$$\sin(\frac{\pi a}{\lambda}\sin\varphi) = 0 , \text{ т.е. } a\sin\varphi = \pm m\lambda \quad (m = 1,2,\ldots),$$

которое справедливо для любого количества щелей.

3. Главные максимумы определяются из условия

$$\sin(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\varphi) = 0 , \text{ т.е. } d\sin\varphi = \pm m\lambda \quad (m = 0,1,2,\ldots). \qquad (10)$$

4. Дополнительные минимумы найдем из условия

$$\sin(N\frac{\pi d}{\lambda}\sin\varphi) = 0 , \text{ т.е. } d\sin\varphi = \pm m\frac{\lambda}{N} \quad (m = 1,2,\ldots,\ m \neq N).$$

Легко видеть, что световой поток в результате дифракции перераспределяется в основном вблизи направлений, соответствующих главным максимумам. Распределение интенсивности света $I = E_{\varphi 0}^2 \cdot \Phi_{\varphi N}^2$ приведено на рис. 2. Как уже было отмечено, функция $E_{\varphi 0}^2$ была изображена жирной линией, функция $\Phi_{\varphi N}^2$ показана штриховой линией.

Если источник света испускает волны различных длин, то в результате дифракции на экране появятся освещенные полосы, окрашенные в различные цвета (максимумы света), так как согласно (10) направление главного

максимума зависит от длины волны. Другими словами, дифракционная решетка представляет собой спектральный прибор.

Соотношение (10) является основной расчетной формулой для вычисления длин световых волн при помощи дифракционной решетки и называется формулой дифракционной решетки. При известной длине световой волны эта формула дает возможность определить постоянную дифракционной решетки d. Целое число m в формуле (10) называется порядком спектра и представляет собой номер спектра по отношению к центральной нулевой полосе.

Метод, применяемый в данной работе, заключается в том, что дифракционный спектр рассматривается без помощи линзы непосредственно на экране, находящемся на большом расстоянии от решетки (рис. 5).

При большом расстоянии между решеткой и экраном лучи, приходящие в точку M_φ из разных участков решетки, становятся почти параллельными, и поэтому условия дифракционных максимумов и минимумов могут реализоваться на экране без помощи собирающей линзы.

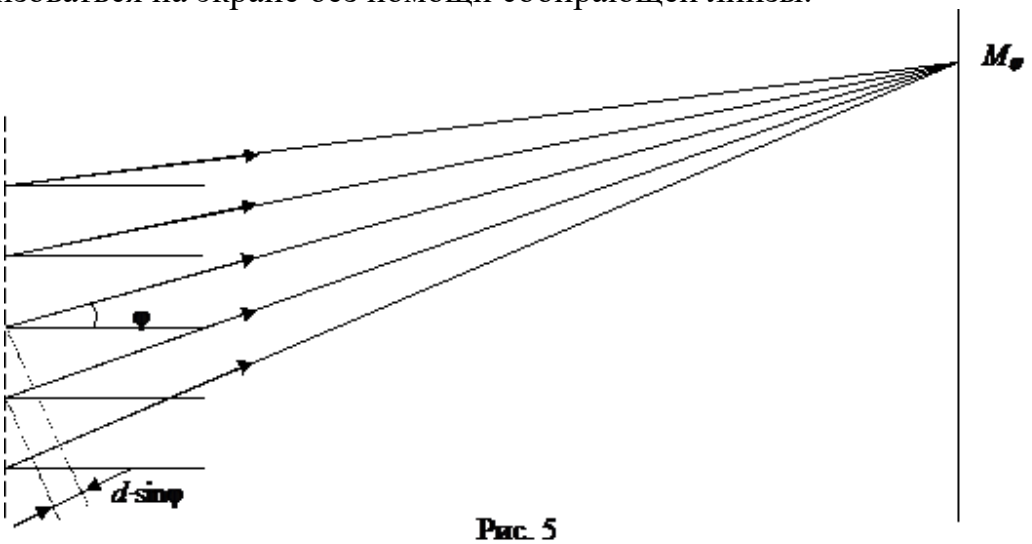


Рис. 5

Схема установки приведена на рис. 6. RR – дифракционная решетка, на которую падает параллельный пучок лучей из осветительной системы S; l – расстояние от дифракционной решетки до экрана MM, x_m – расстояние между средними точками полос одного и того же цвета для спектров 1-го, 2-го и т.д. порядков.

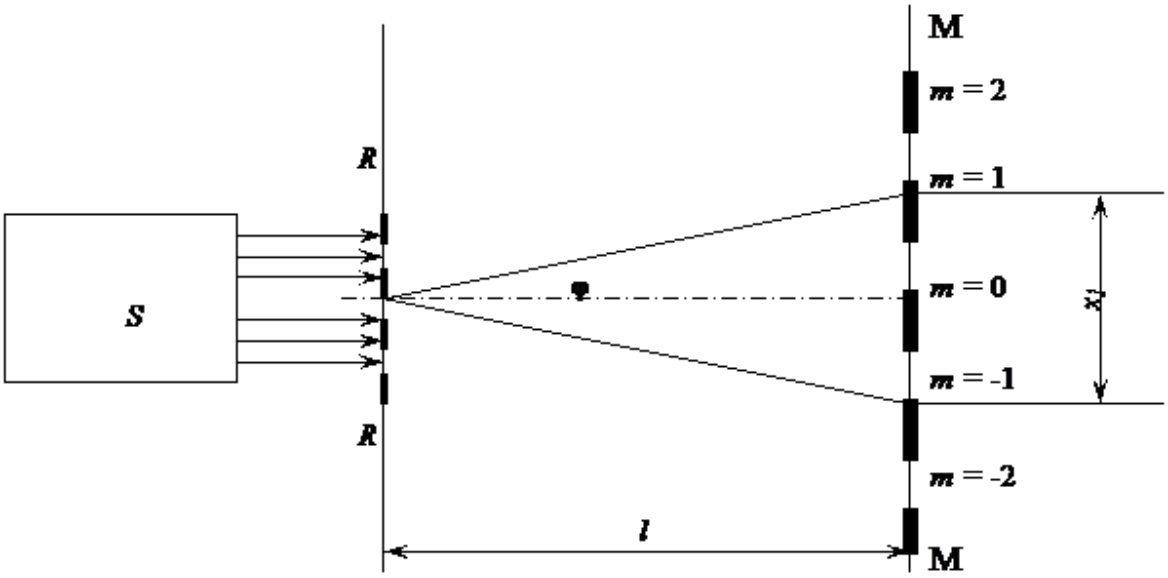


Рис. 6

Для определения длины волны λ или постоянной решетки d в формуле (10) необходимо знать sin φ. Так как $x_m << l$, то sin φ ≈ tg φ = x_m / $2l$ (см. рис. 6). Представляя значения sin φ в (10), получим:

$$\frac{\lambda}{d} = \frac{x_m}{2ml}. \qquad (11)$$

Порядок выполнения работы

1. Включить осветительную систему. Если в качестве источника используется лазер, то его включает преподаватель.
2. Установить экран так, чтобы на нем получилось четкое изображение центральной полосы и спектров 1-го и 2-го порядков.
3. Измерить расстояние от экрана до дифракционной решетки.
4. Измерить на экране расстояние между серединами освещенных полос определенного цвета (по указанию преподавателя) x_1 спектра 1-го порядка.
5. Аналогично определить расстояние x_2 в спектре 2-го порядка.
6. Полученные значения l и x_m подставить в формулу (11) и вычислить длину световой волны или постоянную дифракционной решетки по указанию преподавателя.
7. Вычислить погрешность.

Контрольные вопросы

1. Что называется дифракцией света?
2. Как происходит дифракция на одной щели?
3. Как перераспределяется поток световых волн на дифракционной решетке?
4. Как изменяется дифракционная картина от многих щелей по сравнению с дифракцией от одной щели?
5. Каким образом можно определить длину световой волны с помощью дифракционной решетки?

Список рекомендуемой литературы

1. Савельев И.В. Курс общей физики: В 3 т. Т. 2. – М.: Наука, 1978. – 480 с.
2. Ландсберг Г.С. Оптика. – М.: Наука, 1976. – 928 с.