

ОПТИКА

Методическое руководство
к лабораторным работам № 30, 32, 35 по физике
для студентов II курса всех специальностей

УДК 535 (076.5)
О-627

Составители:

Б. Л. Паклин (лаб. работа № 30);
С. А. Стрельцов (лаб. работа № 32);
Г. Е. Невская, А. В. Морозов,
В. В. Христофоров (лаб. работа № 35);
А. М. Погорельский, А. В. Морозов,
А. А. Шевченко (приложение)

Ответственный за оформление и выпуск *В. В. Христофоров*

Экспериментальное оборудование разработали и изготовили
А. М. Погорельский, П. А. Крапивко, А. В. Морозов,
А. А. Шевченко

Рецензент доцент каф. общей физики НГТУ *Г. Ф. Сивых*

Работа подготовлена на кафедре общей физики

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 30

ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА ОТ ДВУХ ЩЕЛЕЙ

Цель работы. Определение расстояния между щелями с помощью интерференционных полос в опыте Юнга.

ВВЕДЕНИЕ

Интерференцией называется явление сложения (суперпозиции) колебаний, возбужденных в некоторой точке пространства волнами, приходящими от нескольких когерентных источников. Рассмотрим два точечных когерентных источника S_1 и S_2 , колебания которых происходят с одинаковой частотой ω , а разность начальных фаз колебаний равна нулю (источники синфазны). Пусть от источника S_1 распространяются бегущие волны в среде 1 с показателем преломления n_1 , а от источника S_2 – в среде 2 с показателем преломления n_2 (рис. 1). Линия OO_1 – граница между этими прозрачными средами.

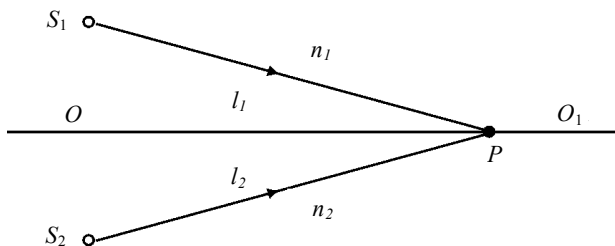


Рис. 1

На границе OO_1 выберем точку P и определим условие минимума и максимума амплитуды результирующего колебания в этой точке пространства. Обозначим $l_1 = S_1P$ и $l_2 = S_2P$. Для электромагнитных волн (свет – электромагнитная волна) колебания вектора напряженности электрического поля $\mathbf{E}$ от двух одинаковых источников 1 и 2 определяются выражениями $E_1 = E_0 \cos(\omega t - k_1 l_1)$ и $E_2 = E_0 \cos(\omega t - k_2 l_2)$. Здесь E_0 – амплитуда гармонических колебаний, k – волновое число.

В точке наблюдения P происходит сложение колебаний одинаковой частоты. Будем считать, что эти колебания происходят вдоль одного направления. Разность фаз колебаний в этой точке равна

$$\delta = (\omega t - k_1 l_1) - (\omega t - k_2 l_2) = k_2 l_2 - k_1 l_1,$$

где $k = \omega / V$ – волновое число; $V = c / n$ – фазовая скорость распространения электромагнитной волны в среде с показателем преломления n ; c – скорость этой волны в вакууме. Так как

$$kl = \frac{\omega l}{V} = \frac{\omega nl}{c} = k_0 nl,$$

где $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ – волновое число для среды с $n = 1$ (вакуум);

λ_0 – длина волны в среде с $n = 1$, то разность фаз колебаний

$$\delta = k_0 n_2 l_2 - k_0 n_1 l_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_2 l_2 - n_1 l_1)$$

определяет амплитуду результирующего колебания в точке P .

Величина nl – оптический путь волны, разность двух оптических волн $\Delta = n_2 l_2 - n_1 l_1$ – их оптическая разность хода, тогда $\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta$.

Из условия минимума при сложении колебаний $\delta = \pm(2m + 1)\pi$, $m = 0, 1, 2, \dots$, получаем условие минимума при интерференции, выраженное через оптическую разность хода волн: $\Delta = \pm(2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}$. Условие максимума $\delta = \pm 2\pi m$ (колебания происходят в одной фазе) определяет условие максимума, выраженное через Δ : $\Delta = \pm m \lambda_0$.

Можно сказать, что при сложении колебаний в любой точке пространства результирующее колебание определяется величиной оптической разности хода волн, которые возбуждают эти колебания.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Рассмотрим монохроматическую световую волну (длина волны в вакууме λ_0) с плоским фронтом, падающую на непрозрачный экран с двумя щелями (оптическая схема, близкая к схеме опыта Юнга). Пусть экран, где расположены щели, может поворачиваться относительно точки O – середины расстояния d между щелями (рис. 2) – на некоторый угол α .

Можно показать, что положение максимумов и минимумов интенсивности света на экране наблюдения, расположенном далеко от щелей ($L \gg d$), совпадает с их положением для точечных источников S_1 и S_2 , расположенных на таком же расстоянии друг от друга. Теорию интерференции волн от таких двух точечных источников мы и рассмотрим ниже.

Экран наблюдения (обычный лист бумаги) располагается на расстоянии $OA = L$, отсчитываемом от точки O ; x – координата точки наблюдения P равна расстоянию AP .

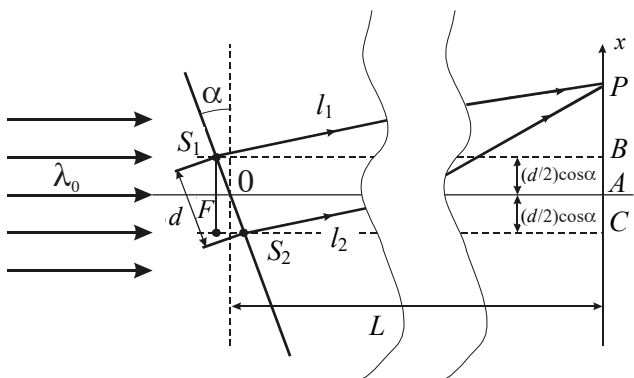


Рис. 2

Оптическая разность хода лучей 1 и 2 от плоского фронта до щелей равна $\Delta_1 = FS_2 = d \sin \alpha$, а оптическая разность хода лучей 1 и 2 после

прохождения щелей S_1 и S_2 равна $\Delta_2(n=1)$. На экран лучи 1 и 2 приходят с разностью хода $\Delta = \Delta_1 + \Delta_2$. Рассчитаем Δ_2 . Из прямоугольных треугольников S_1BP и S_2CP :

$$l_1^2 = \left(L + \frac{d}{2} \sin \alpha \right)^2 + \left(x - \frac{d}{2} \cos \alpha \right)^2,$$

$$l_2^2 = \left(L - \frac{d}{2} \sin \alpha \right)^2 + \left(x + \frac{d}{2} \cos \alpha \right)^2, \quad \Delta_2 = l_2 - l_1,$$

$$l_2^2 - l_1^2 = (l_2 + l_1)(l_2 - l_1) = -2Ld \sin \alpha + 2xd \cos \alpha.$$

При условии $d, x \ll L$

$$l_1 \approx l_2 \approx L,$$

$$l_1 + l_2 \approx 2L,$$

$$2L\Delta_2 = 2xd \cos \alpha - 2Ld \sin \alpha,$$

или

$$\Delta_2 = \frac{xd \cos \alpha}{L} - d \sin \alpha,$$

$$\Delta = \Delta_1 + \Delta_2 = \frac{xd \cos \alpha}{L}.$$

Из условия максимума для интерферирующих лучей 1 и 2 – $\Delta = \pm m\lambda_0$, где $m = 0, 1, 2, \dots$, получим

$$x_m = \frac{m\lambda_0 L}{d \cos \alpha}.$$

Здесь x_m – координаты точек экрана с максимальной интенсивностью света. Расстояние между соседними максимумами равно

$$\Delta x = x_{m+1} - x_m = \frac{\lambda_0 L}{d \cos \alpha}.$$

Измеряя расстояние между максимумом нулевого и максимумом m -го порядка, равное x_m , можно рассчитать расстояние между щелями:

$$d = \frac{m\lambda_0 L}{x_m \cos \alpha}.$$

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Подготовить к работе и включить лабораторную установку (см. приложение). Для угла поворота α (рис. 2) определить расстояние между серединами интерференционных максимумов нулевого и m -го порядка x_m .

2. Опыт повторить для трех значений угла поворота. Определить при каждом угле поворота размер $d = \frac{m\lambda_0 L}{x_m \cos \alpha}$. Длина волны лазерного излучения λ_0 и расстояние L указаны на передней панели установки.

3. Рассчитать среднее значение d и погрешность измерения δ_d , считая измерение d прямым. Доверительную вероятность P следует взять равной 95 %. Данные занести в таблицу измерений.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какими условиями определяется когерентность волн?
2. Какова роль когерентности волн при интерференции?
3. Каким образом разность фаз колебаний связана с оптической разностью хода лучей?
4. Условия максимумов и минимумов при интерференции волн.
5. Схема установки и порядок выполнения работы.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Савельев И. В. Курс общей физики. – М.: Наука, 1988. – Т. 2. (Можно использовать более поздние издания.)
2. Яворский Б. М., Детлаф А. А. Курс физики. – М.: Высшая школа, 1982. – Т. 3.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 32

ДИФРАКЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы. Определение ширины щели и постоянной дифракционных решеток по дифракционным картинам на экране наблюдения.

ВВЕДЕНИЕ

Дифракцией называют все отклонения от прямолинейного распространения света. Наиболее отчетливые дифракционные эффекты возникают при распространении света близ непрозрачных препятствий. Дифракция происходит во всех случаях, когда изменение амплитуды или фазы световой волны неодинаково на всей поверхности волнового фронта. Поэтому она возникает при любом (амплитудном или фазовом) локальном нарушении волнового фронта. Дифракция, в частности, приводит к огибанию световыми волнами препятствий и проникновению света в область геометрической тени. Дифракция, как и интерференция, служит доказательством волновой природы света. В большинстве случаев, имеющих практическое значение, дифракция достаточно точно и просто моделируется на основе принципа Гюйгенса – Френеля.

Различают два случая дифракции. Если источник света и точка наблюдения расположены от препятствия настолько далеко, что лучи, падающие на препятствие, и лучи, идущие в точку наблюдения, образуют практически параллельные пучки, то говорят о дифракции Фраунгофера, или дифракции в параллельных пучках. В противном случае говорят о дифракции Френеля, или дифракции в сходящихся пучках. Дифракционную картину Френеля достаточно просто объяснить на основе метода зон Френеля.

На практике часто дифракционную картину Фраунгофера наблюдают на экране при помощи линзы, установленной перед экраном так,

что он находится в ее фокальной плоскости. Количественный расчет дифракционной картины Фраунгофера значительно проще расчета картины Френеля [1].

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА НА ЩЕЛИ

На рис. 1 показаны поперечное сечение щели шириной b , образованной в некотором светонепроницаемом препятствии, собирающая линза L , экран $\mathcal{E}$, а также ход выбранных для рассмотрения дифрагированных световых лучей. На рисунке обозначены: C – центр линзы, F – фокусное расстояние линзы, φ – угол дифракции лучей.

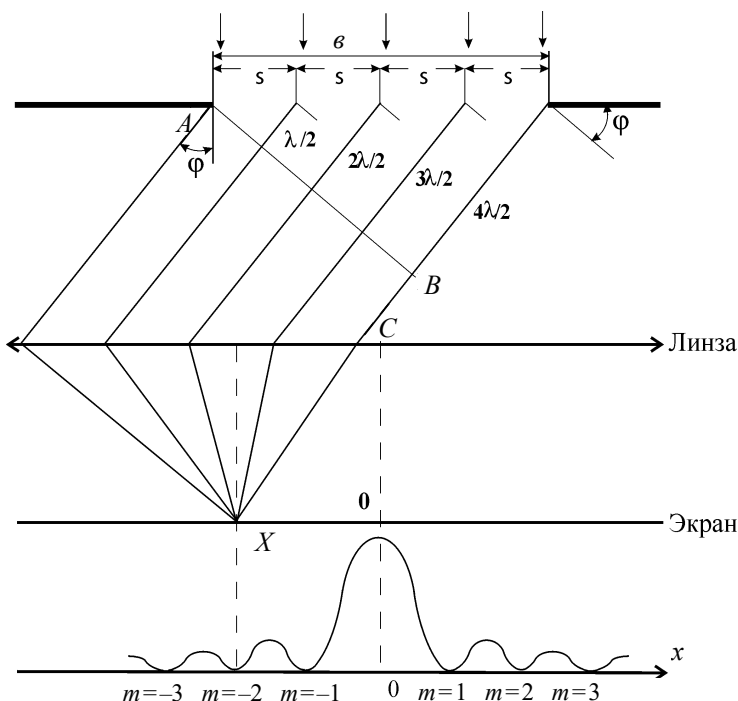


Рис. 1

На щель шириной b по нормали падает плоская монохроматическая световая волна. Ее волновая поверхность в щели характеризуется век-

тором напряженности электрического поля $E_b = E_{mb} \cos \omega t$ и интенсивностью $I_b = \alpha E_{mb}^2$, где $\alpha = 1 / 2\sqrt{\epsilon_0 / \mu_0}$ [1].

Разделим волновую поверхность в щели на N одинаковых участков шириной $s = b / N$ (на рис. 1 $N = 4$). По принципу Гюйгенса – Френеля [1] каждый такой участок считаем когерентным источником вторичных волн, вектор напряженности электрического поля которых в плоскости щели $\mathbf{E} = E_m \cos \omega t$, где $E_m = E_{mb} / N$.

Для лучей всех вторичных источников, направленных под углом φ относительно нормали к щели, вектор напряженности электрического поля

$$E_1 = E_{m1} \cos \omega t \quad (1)$$

имеет амплитуду, определенную как проекция вектора $\mathbf{E}$ на направление нормали AB к дифрагированным лучам:

$$E_{m1} = E_m \cos \varphi = \frac{E_{mb}}{N} \cos \varphi.$$

Угол дифракции φ мал, так что $\cos \varphi \approx 1$ и $E_{m1} \approx E_{mb} / N$.

Из множества возможных значений угол дифракции φ условимся выбирать таким, чтобы вторичные источники света в щели являлись зонами Френеля [1]. Для этого разность хода любых двух соседних лучей от их источников до некоторой нормали AB к лучам (волновой поверхности дифрагированного пучка света) должна равняться половине длины волны света: $\Delta l = \lambda / 2$. Поскольку $\Delta l = s \sin \varphi = \frac{b}{N} \sin \varphi$, на ширине b щели укладывается N зон Френеля, если

$$b \sin \varphi = N \frac{\lambda}{2}. \quad (2)$$

При наблюдении дифракционной картины обычно $N \leq 7$. На нормали AB векторы напряженности электрического поля двух любых соседних лучей, имея одинаковые модули, колеблются в противофазе, поэтому их геометрическая сумма равна нулю (например, $\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 = 0$, $\mathbf{E}_3 + \mathbf{E}_4 = 0$ и т. д.) в любой момент. Сведенные в одну точку любые два соседних луча «гасят» друг друга, имеют результирующую интенсивность $I_{1-2} = \alpha(E_{m1} - E_{m2})^2 = 0$ и т. д.

Пучок из N параллельных лучей линза L собирает в точке X экрана $\mathcal{E}$, расположенного в фокальной плоскости. Положение этой точки определяется тем, что угол между направлением CO и прямой CX равен углу дифракции φ .

Результат суперпозиции лучей в точке X экрана будет таким же, как если бы сложение векторов напряженности электрического поля было осуществлено на нормали (волновой поверхности) AB . Это следует из того, что от нормали AB до точки X на экране все N лучей параллельного пучка имеют с учетом свойств линзы одинаковую оптическую длину [1].

Таким образом, для рассмотрения дифракционной картины на экране нам необходимо знать значение результирующего вектора напряженности электрического поля на нормали AB :

$$E_{\varphi} = E_1 + E_2 + E_3 + \dots + E_N = E_{m\varphi} \cos \omega t,$$

определяющего интенсивность света в точке X экрана $I_{\varphi} = \alpha E_{m\varphi}^2$.

Принципиально важны следующие два случая:

а) при четном числе $N = 2, 4, 6, \dots, 2m$, где $m = 1, 2, 3, \dots$, амплитуда $E_{m\varphi} = 0$ и интенсивность света на экране будет минимальна: $I_{\min} = 0$;

б) при нечетном числе $N = 3, 5, 7, \dots, (2n + 1)$, где $n = 1, 2, 3, \dots$, амплитуда вектора напряженности электрического поля $E_{m\varphi} = E_{m1} \approx \frac{E_{mb}}{N}$ обеспечивает максимальную интенсивность света на экране

$$I_{\max} = \alpha E_{m\varphi}^2 \approx \frac{I_b}{N^2}. \quad (3)$$

Таким образом, при $N = 2m$ из формулы (2) следует *условие дифракционных минимумов* ($I_{\min}$):

$$b \sin \varphi_m = \pm m \lambda, \quad (4)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$ – «порядок» минимума; при $N = 2n + 1$ из формулы (2) получим *условие дифракционных максимумов* ($I_{\max}$):

$$b \sin \varphi_n = \pm \left(n + \frac{1}{2} \right) \lambda, \quad (5)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$ – «порядок» максимума.

При угле дифракции $\varphi = 0$ в точке $x = 0$ экрана будет наблюдаться наиболее интенсивный $\left(I_0 = \alpha E_m^2 \approx I_b\right)$ центральный максимум.

Интенсивность дифрагированного света от максимального значения до минимального уменьшается постепенно, как показано на рис. 1. Ее распределение описывается следующей [1] точной зависимостью:

$$I_\varphi = I_0 \left[\frac{\sin\left(\pi \frac{b}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\pi \frac{b}{\lambda} \sin \varphi} \right]^2, \quad (6)$$

для которой условие (4) остается справедливым как следствие требования $I_\varphi = 0$. Условие же максимумов интенсивности отличается от (5) и имеет [2] вид

$$b \sin \varphi = \frac{\lambda}{\pi} \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right). \quad (5a)$$

Однако расчеты показывают, что формула (5) по сравнению с (5a) дает лишь несущественно завышенные значения угла дифракции φ_n : примерно на 5 % для $n = 1$, на 2 % для $n = 2$ и т. д. Такая ошибка пренебрежимо мала, и формулу (5) можно считать справедливой. Подставив ее в выражение (6) для $n = 1, 2, 3$ (и далее), получим

$$I_{\max \varphi} = \frac{I_0}{\pi^2 (n + 0,5)^2},$$

откуда следует, что максимумы $I_{\max \varphi}$ высших порядков по сравнению с центральным I_0 очень слабые, а именно

$$I_{\max 1} = 0,045 I_0, I_{\max 2} = 0,016 I_0, I_{\max 3} = 0,008 I_0 \text{ и т. д.}$$

Из (6) вытекает, что $I_{-\varphi} = I_\varphi$. Это означает, что дифракционная картина симметрична относительно центра линзы.

При малых углах дифракции на экране координаты минимумов или максимумов (рис. 1) $x = F \operatorname{tg} \varphi \approx F \sin \varphi$. Отсюда и из условий (4) и (5) получим

$$x_m = \pm m \frac{\lambda}{b} F,$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$ – порядок минимумов при дифракции на щели.

$$x_n = \pm \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{\lambda}{b} F,$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$ – порядок максимумов при дифракции на щели.

Ширина центрального максимума (рис. 1), ограниченная минимумами порядка $m = 1$, определяется зависимостью

$$\Delta x_0 = 2 \frac{\lambda}{b} F. \quad (7)$$

Она увеличивается при уменьшении ширины щели b , что не может быть объяснено законами геометрической оптики. При $b \gg \lambda$ дифракция становится слабо выраженной, а на экране наблюдается геометрическое изображение щели. Однако в любом случае дифракцию можно наблюдать только при $b > \lambda$, так как в формуле (4) $\sin \varphi_m \leq 1$, а $b_{\min} \geq m \lambda$, где $m = 1, 2, 3, \dots$

На экране, достаточно удаленном (на расстояние L) от щели, дифракцию Фраунгофера можно наблюдать и без собирающей линзы, для этого необходимо, чтобы выполнялось условие $L \gg b^2 / \lambda$.

Пучок света, сходящийся в точке $x = L \operatorname{tg} \varphi \approx L \sin \varphi$ экрана, практически остается параллельным. Из формул (4) и (5) в этом случае следует, что координаты минимумов и максимумов при дифракции на щели равны соответственно:

$$x_m = \pm m \frac{\lambda}{b} L,$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$ – порядок минимумов при дифракции на щели,

$$x_n = \pm \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{\lambda}{b} L, \quad (8)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$ – порядок максимумов при дифракции на щели.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА НА НЕСКОЛЬКИХ ЩЕЛЯХ

Дифракционная решетка

Прозрачной одномерной дифракционной решеткой называют периодическую систему параллельных щелей в преграде, имеющих одинаковую ширину b и расположенных на одинаковом расстоянии a друг от друга. Основным параметром решетки является ее период d (постоянная решетки). Для разных решеток $d = 1 \dots 30$ мкм. Дифракционные решетки создают *эффект резкого разделения и усиления интенсивности света в области максимумов*, что делает их незаменимыми оптическими приборами. Они позволяют получать ярко выраженную дифракционную картину.

На рис. 2 показаны одно из поперечных сечений ряда щелей дифракционной решетки ДР, линзы Л, экрана Э, а также ход лучей дифрагированного света от N щелей ($N = 3$).

На N щелей решетки по нормали падает пучок параллельных лучей. Эти щели можно рассматривать как N когерентных [1] источников света с синфазными колебаниями вектора напряженности электрического поля E . На каждой щели происходит дифракция света. Дифрагированные под одинаковым углом φ лучи (фраунгоферовский способ наблюдения) N когерентных источников при суперпозиции интерферируют [1]. Поэтому перераспределение интенсивности света, прошедшего через дифракционную решетку, можно рассматривать как *интерференцию N -го числа дифрагированных лучей*.

В каждой щели колебания вектора напряженности электрического поля $E_{\varphi} = E_{m\varphi} \cos \omega t$, дифрагированного под углом φ луча, происходят с амплитудой $E_{m\varphi}$, определяющей интенсивность света $I_{\varphi} = \alpha E_{m\varphi}^2$ (рис. 1). При этом интенсивность может быть минимальной ($E_{m\varphi} = 0$, $I_{\min} = 0$), если выполняется условие (4), и максимальной, когда выполняется условие (5).

Результат суперпозиции N лучей в точке x экрана будет таким же, как если бы она осуществлялась на нормали AB (рис. 2), проведенной к направлению лучей. Если выполняется условие (4), суммарная амплитуда колебаний вектора напряженности электрического поля

$$E_{mN} = \sum_1^N E_{m\varphi} = 0, \text{ так как } E_{m\varphi} = 0, \text{ и результирующая интенсивность}$$

света равна нулю: $I_N = \alpha E_{mN}^2 = 0$. Для решетки этот результат называют главным минимумом интенсивности света, он определяется формулой (4), а именно

$$b \sin \varphi_m = \pm m \lambda, \quad (9)$$

где $m = 1, 2, 3 \dots$ – порядок главного минимума.

Если амплитуда $E_{m\varphi}$ дифрагированных лучей не равна нулю, то при суперпозиции их на нормали AB могут быть получены интерференционные максимумы интенсивности света. Известно [1], что эти максимумы наблюдаются при разности хода двух любых соседних лучей от источников до нормали AB , равной целому числу длин волн, как показано на рис. 2, т. е. при

$$\Delta l = k \lambda, \quad \text{где } k = 0, 1, 2, 3 \dots$$

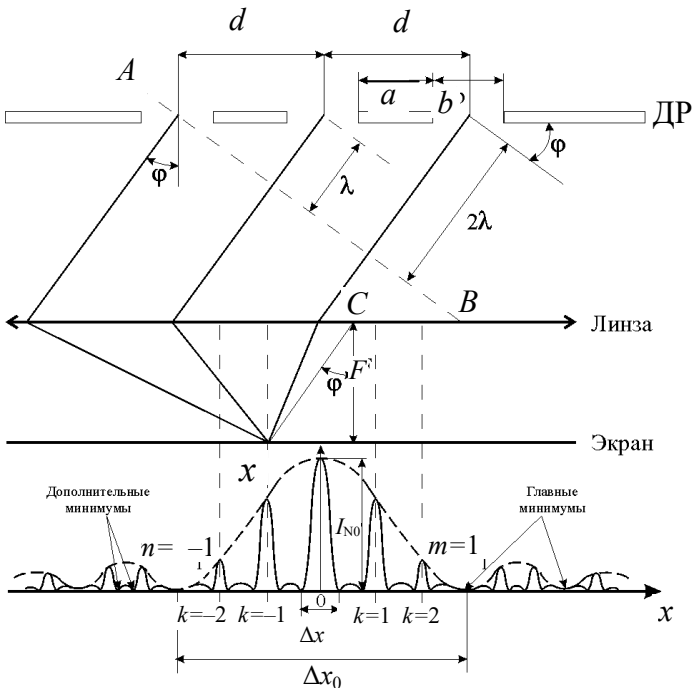


Рис. 2

Из рис. 2 видно, что $\Delta l = d \sin \varphi$. Следовательно, для дифракционной решетки главные максимумы интенсивности света наблюдаются при условии

$$d \sin \varphi_k = \pm k \lambda, \quad (10)$$

где $k = 0, 1, 2, 3 \dots$ – порядок главного максимума.

На рис. 2 ход лучей показан для случаев $\Delta l = \lambda$ и $k = 1$, когда координата x на экране соответствует главному максимуму первого порядка.

При условии (10) векторы напряженности электрического поля всех N лучей на нормали AB колеблются синфазно и при суперпозиции дают амплитуду результирующего колебания

$$E_{mN} = \sum_1^N E_{m\varphi} = N E_{m\varphi},$$

которой соответствует интенсивность света

$$I_N = \alpha E_{m\varphi}^2 = N^2 I_\varphi, \quad (11)$$

где I_φ – интенсивность света при дифракции на одной щели (см. рис. 1), определяемая формулой (6).

Так как между главными минимумами, например первого порядка ($m = 1$), содержится не один, а несколько главных максимумов, *формула (11) характеризует «огibaющую наибольших значений интенсивности света» этих нескольких главных максимумов*, показанную на рис. 2 штриховой линией.

Из формулы (11) видно, что дифракционная решетка позволяет резко (в N^2 раз) усилить интенсивность света в области максимумов по сравнению с картиной дифракции на одной щели.

Более строго распределение интенсивности света при дифракции на решетке, показанное на рис. 2, определяется зависимостью

$$I_N = I_\varphi \left[\frac{\sin \left(\pi N \frac{d}{\lambda} \sin \varphi \right)}{\sin \left(\pi \frac{d}{\lambda} \sin \varphi \right)} \right]^2, \quad (12)$$

для которой остаются справедливыми условия (9) – (11).

Главные максимумы разделены между собой не только главными минимумами, но и рядом «дополнительных минимумов», образующихся вследствие интерференции N лучей, которые «гасят» друг друга. Между «дополнительными минимумами» располагаются очень слабые «вторичные максимумы», число которых между соседними главными максимумами равно $Z_{\text{втор}} = N - 2$. На рис. 2 при $N = 3$ число $Z_{\text{втор}} = 1$.

При $k = 0$ ($\varphi_k = 0$) в точке $x = 0$ экрана против центра линзы расположен «центральный главный максимум». Симметрично относительно него расположены менее интенсивные главные максимумы высших порядков. Между главными минимумами первого порядка число главных максимумов

$$Z_{\text{гл}} = 2 \frac{d}{b} - 1,$$

а между главными минимумами возрастающих порядков число главных максимумов равно

$$Z'_{\text{гл}} = \frac{d}{b} - 1.$$

На рис. 2 для отношения $d / b = 3$ получено $Z_{\text{гл}} = 5$, $Z'_{\text{гл}} = 2$.

Ширина главных максимумов зависит от числа N щелей, участвующих в дифракции, и определяется формулой

$$\Delta x = 2 \frac{\lambda}{dN} F. \quad (13)$$

Из сравнения формул (8) и (13) видно, что $\Delta x \ll \Delta x_0$ (рис. 2).

Дифракционная решетка создает эффект резкого разделения максимумов интенсивности света.

Из рис. 2 видно, что при малых углах дифракции координата главного минимума или максимума на экране $x = F \operatorname{tg} \varphi \approx F \sin \varphi$ с учетом формул (9) или (10) определяется следующим образом:

$$x_m = \pm m \frac{\lambda}{b} F,$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$ – порядок главных минимумов для дифракционной решетки;

$$x_k = \pm k \frac{\lambda}{d} F, \quad (14)$$

где $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ – координаты главных максимумов для дифракционной решетки.

При больших расстояниях L от решетки до экрана суперпозиция параллельных дифрагированных лучей осуществляется на экране и без собирающей линзы в точке $x \approx L \sin \varphi$, когда координаты главных минимумов и максимумов соответствуют формулам

$$x_m = \pm m \frac{\lambda}{b} L,$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$ – порядок главных минимумов для решетки;

$$x_k = \pm k \frac{\lambda}{d} L, \quad (14a)$$

где $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ – порядок главных максимумов для решетки.

Дифракция на двух и четырех щелях может рассматриваться как частный случай дифракции на решетке ($N = 2$ и $N = 4$ соответственно). При этом характер дифракционной картины соответствует приведенной на рис. 2, где для дифракции на двух щелях

$$Z_{\text{втор}} = 0, \quad \Delta x = \frac{b}{2d} \Delta x_0, \quad \text{или} \quad \Delta x = \frac{\Delta x_0}{Z_{\text{гл}} + 1},$$

а на четырех щелях

$$Z_{\text{втор}} = 2, \quad \Delta x = \frac{b}{4d} \Delta x_0, \quad \text{или} \quad \Delta x = \frac{\Delta x_0}{2(Z_{\text{гл}} + 1)}.$$

Наклонное падение лучей на дифракционную решетку

Если плоская монохроматическая волна падает на решетку, работающую на пропускание, под углом θ (рис. 3), то разность хода двух соседних лучей, дифрагировавших под углом φ , равна

$$\Delta l = d(\sin \theta - \sin \varphi). \quad (15)$$

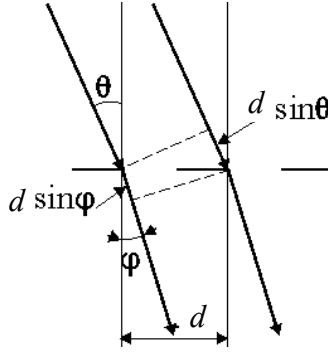


Рис. 3

В этом случае условие (10), при котором наблюдаются главные максимумы интенсивности света, для дифракционной решетки запишется в виде

$$d(\sin \theta - \sin \varphi_k) = \pm k\lambda, \quad (16)$$

где $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ – порядок главного максимума. Распределение интенсивности дифрагированного света для решетки в случае падения на нее излучения под углом θ будет иметь вид

$$I_{N\theta} = I_0 \left[\frac{\sin((\sin \theta - \sin \varphi)\pi b / \lambda)}{(\sin \theta - \sin \varphi)\pi b / \lambda} \right]^2 \left[\frac{\sin((\sin \theta - \sin \varphi)Nd\pi / \lambda)}{\sin((\sin \theta - \sin \varphi)d\pi / \lambda)} \right]^2, \quad (17)$$

где I_0 – интенсивность недифрагированного излучения ($\varphi = 0$) [3].

При $d \gg \lambda$ углы дифракции малы, т. е. $\varphi_k \approx \theta$, и условие главных максимумов (16) можно переписать в виде

$$d(\theta - \varphi_k) \cos \theta = \pm k\lambda, \quad (18)$$

где $k = 0, 1, 2, \dots$

При малых углах дифракции φ_k условие максимумов для нормального падения света на дифракционную решетку (10) можно переписать в виде

$$d\varphi_k = \pm k\lambda, \quad (19)$$

где $k = 0, 1, 2, \dots$

Сравнение (18) и (19) показывает, что угол дифракции $(\theta - \varphi_k)$ при наклонном падении вычисляется так же, как при нормальном падении света, но с уменьшенным значением периода решетки:

$$d' = d \cos \theta. \quad (19a)$$

Следовательно, при довольно большом наклоне падающего луча $(\theta \approx 90^\circ)$ кажущаяся постоянная решетки $(d \cos \theta)$ становится весьма малой и на решетке с $d \gg \lambda$ при таком освещении можно будет наблюдать четкую дифракционную картину [4]. Это свойство используется при исследовании дифракции рентгеновских лучей.

Дифракция на двумерной решетке

Двумерная решетка представляет собой скрещенные перпендикулярно друг другу решетки с периодами d_1 и d_2 , причем часто $d_1 = d_2$. Пусть ось X перпендикулярна щелям первой решетки, ось Y – щелям второй, а ось Z направлена перпендикулярно плоскости двумерной решетки. Углы между падающими и дифрагированными лучами и осями

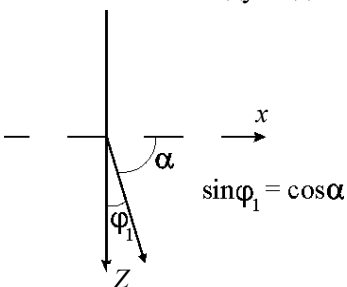


Рис. 4

X , Y и Z обозначим соответственно через α_0 , β_0 , γ_0 и α , β , γ . Очевидно, что α , β , γ – углы, дополняющие углы дифракции до 90° (рис. 4). Пусть на двумерную решетку нормально ($\alpha_0 = \pi/2$, $\beta_0 = \pi/2$, $\gamma_0 = 0$) падает плоская волна. Тогда условия возникновения главных максимумов для излучения с длиной волны λ имеют вид

$$\left. \begin{aligned} d_1 \cos \alpha &= k_1 \lambda, \\ d_2 \cos \beta &= k_2 \lambda. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Углы α , β , γ связаны между собой соотношением

$$\begin{aligned} \cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma &= 1, \\ k_1, k_2 &= 0, 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \quad (21)$$

Выражения (20) и (21) позволяют при известных d_1, d_2, λ определить углы α, β, γ , характеризующие направление дифрагированного луча для максимумов того или иного порядка. Если в каждой решетке число щелей N_1 и N_2 достаточно велико, то максимумы будут очень острыми и в них сосредоточится практически вся световая энергия дифрагировавших волн. В результате на экране, расположенном за двумерной решеткой, получится дифракционная картина в виде четких, симметрично расположенных световых пятен, каждому из которых соответствуют два целочисленных индекса k_1 и k_2 (рис. 5):

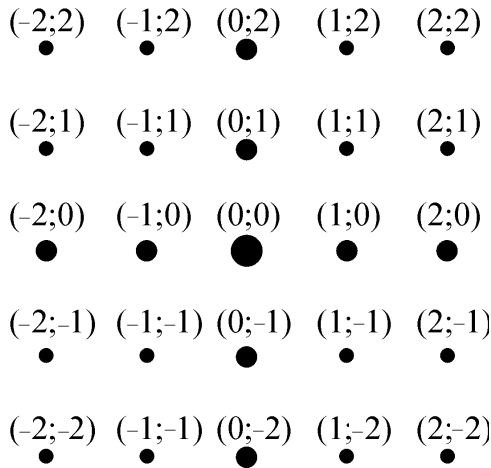


Рис. 5

Главные максимумы возникают только тогда, когда $\frac{d_1}{\lambda} \cos \alpha = k_1$ и одновременно $\frac{d_2}{\lambda} \cos \beta = k_2$, где k_1 и k_2 – целые числа. В этом случае интенсивность света в данном направлении $I \sim N_1^2 N_2^2$. Если только одно из этих чисел (k_1 или k_2) – целое, т. е. выполняется условие возникновения главного максимума лишь для одной из решеток, то его интенсивность оказывается много меньше. Одна система максимумов

$\left(\text{соответствующая условию } \frac{\pi d_2}{\lambda} \cos \beta = 0 \right)$ располагается вдоль оси X , а вторая $\left(\frac{\pi d_1}{\lambda} \cos \alpha = 0 \right)$ – вдоль оси Y . В центре картины находится максимум нулевого порядка, который лежит в направлении α_0 и β_0 .

Если углы дифракции малы, координаты главных максимумов вдоль осей X и Y определяются соответственно как

$$\left. \begin{aligned} x_{k_1} &= \pm k_1 \frac{\lambda}{d_1} F, \quad k_1 = 0, 1, 2, 3, \dots, \\ y_{k_2} &= \pm k_2 \frac{\lambda}{d_2} F, \quad k_2 = 0, 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

При больших расстояниях L от решетки до экрана суперпозиция параллельных дифрагированных лучей осуществляется на экране и без собирающей линзы и выражения (22) примут вид

$$\left. \begin{aligned} x_{k_1} &= \pm k_1 \frac{\lambda}{d_1} L, \quad k_1 = 0, 1, 2, 3, \dots, \\ y_{k_2} &= \pm k_2 \frac{\lambda}{d_2} L, \quad k_2 = 0, 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \right\} \quad (22a)$$

Пусть волна падает на двумерную решетку наклонно (т. е. углы α_0 и β_0 отличны от $\pi/2$). Тогда условия возникновения главных максимумов примут вид

$$\left. \begin{aligned} d_1 (\cos \alpha - \cos \alpha_0) &= k_1 \lambda, \\ d_2 (\cos \beta - \cos \beta_0) &= k_2 \lambda. \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Общий характер дифракционной картины в этом случае останется прежним, изменятся лишь масштабы по осям X и Y наблюдаемой дифракционной картины.

Если решетки d_1 и d_2 взаимно не перпендикулярны, а составляют какой-либо угол между собой, положение максимумов будет зависеть от угла между штрихами решеток. Однако нарушение строгой периодичности щелей (хаотическое их распределение) приводит к существенному изменению общей картины: наблюдаются симметричные размытые интерференционные кольца. Интенсивность колец пропорциональна не квадрату числа щелей, а числу щелей. Таким образом, по расположению максимумов можно судить о величине периодов d_1 и d_2 и взаимной ориентации решеток [5].

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

В верхней части установки находится лазерный источник света. Ниже расположенная турель содержит все объекты исследования. Рекомендуется вначале провести измерения с одиночной щелью, установив ее под лазерным источником (см. пиктограмму). Затем, вращая турель, следует переходить к двум, четырем щелям, одномерной и двумерной дифракционным решеткам, место расположения которых определяется по соответствующим пиктограммам.

На верхнюю крышку электронного блока надо положить лист белой бумаги, который будет играть роль экрана наблюдения.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Изучить теорию явления дифракции на щели и на решетке.
2. Ознакомиться с порядком включения и выключения лазерного источника света (см. приложение). *Особое внимание необходимо обратить на недопустимость попадания в глаза прямого лазерного излучения.*
3. Собрать оптическую схему (см. выше «Описание установки»).
4. Включить лазерный монохроматический источник света (длина волны источника указана на передней панели установки).
5. Установить первый объект исследования (рекомендуется одиночная щель) в положение, перпендикулярное направлению светового пучка. При этом стрелка, закрепленная на оси вращения пластинки со щелью, должна указывать на 0° .

6. Зарисовать дифракционную картину, определить положение минимума первого порядка и по формуле (7) при наличии линзы или по формуле (8) при ее отсутствии определить ширину щели b .

7. Повернуть щель на угол 30° по отношению к первоначальному положению. Пронаблюдать изменения дифракционной картины и зарисовать ее. Объяснить увиденное.

8. Установить, повернув турель, на место одиночной щели пластинку с двумя щелями. Следует убедиться, что плоскость пластинки перпендикулярна световому пучку. Зарисовать дифракционную картину.

9. Определить положение максимума k -го порядка (для повышения точности измерений рекомендуется выбрать $k = 3 - 5$) и по формуле (14) при наличии линзы или по формуле (14а) при ее отсутствии найти расстояние d между щелями.

10. Повернуть пластинку со щелями на угол 30 и 60° . Зарисовать дифракционную картину. Вычислить расстояние d , пользуясь результатами этих опытов, приняв во внимание формулу (19а).

11. Повторить пп. 8, 9 и 10 для пластинок с четырьмя щелями и одномерной дифракционной решеткой.

12. Установить в качестве объекта исследования двумерную дифракционную решетку. Определить положение максимума k -го порядка вдоль осей X и Y (как выбрать k_1 , k_2 см. п. 9) и по формуле (22) при наличии линзы и по формуле (22а) при ее отсутствии найти периоды решеток d_1 и d_2 .

13. Повернуть пластинку с двумерной дифракционной решеткой на угол 30 и 60° . Пронаблюдать изменения дифракционной картины. Объяснить их.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Объясните сущность дифракции света, дифракции Френеля и Фраунгофера.

2. Принцип Гюйгенса – Френеля. Объясните с его помощью явление дифракции.

3. Метод зон Френеля.

4. Объясните получение условий максимумов и минимумов при дифракции света на щели.

5. Получите условия минимумов и максимумов при дифракции на решетке.

6. Сделайте сравнительную оценку дифракционных картин, полученных на щели и на решетке. Какая из них имеет преимущества и в чем они состоят?

7. Почему изменяются положения максимумов и минимумов при повороте объектов исследования по отношению к падающему на них световому пучку?

8. Объясните картину дифракции на двумерной решетке.

9. Попробуйте предсказать, какой вид будет иметь дифракционная картина, если скрестить три, четыре решетки и более, располагая их под разными углами друг к другу.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Савельев И.В.* Курс общей физики. – М.: Наука, 1987. – Т. 2. (Можно использовать более поздние издания.)
2. *Яворский Б.М., Детлаф А.А.* Курс физики. – М.: Высшая школа, 1972. – Т. 3.
3. *Дитчберн Р.* Физическая оптика. – М.: Наука, 1965. – 632 с.
4. *Годжаев Н.М.* Оптика. – М.: Наука; Высшая школа, 1977. – 422 с.
5. *Ландсберг Г.С.* Оптика. – М.: Наука, 1976. – 926 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 35

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

КРАТКОЕ ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

1. Естественный и поляризованный свет

Свет является электромагнитной волной, т. е. волной, в которой происходят колебания вектора напряженности электрического поля $\mathbf{E}$ и вектора напряженности магнитного поля $\mathbf{H}$. Электромагнитная волна поперечна, так как колебания векторов $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ перпендикулярны к направлению ее распространения. Таким образом, три вектора – $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ и скорость распространения волнового фронта $\mathbf{V}$ – взаимно перпендикулярны и образуют правую тройку векторов. Как показывает опыт, физиологическое, фотохимическое, фотоэлектрическое и другие действия света вызываются колебаниями электрического вектора. Поэтому его принято называть световым вектором. В дальнейшем мы будем говорить только о векторе $\mathbf{E}$ (направление вектора $\mathbf{H}$ всегда можно определить, зная направления $\mathbf{E}$ и $\mathbf{V}$).

Естественный свет (т. е. свет, испускаемый обычными световыми источниками: солнцем, горящей свечой) есть совокупность световых волн со всевозможными направлениями колебания вектора $\mathbf{E}$, перпендикулярными лучу света, быстро и беспорядочно сменяющими друг друга. Такой характер колебаний обусловлен спецификой излучения света. Излучение светящегося тела складывается из волн, испускаемых его атомами. Процесс излучения отдельного атома длится около 10^{-8} с. За это время испускается пучок волн протяженностью примерно 3 м. Через некоторое время после излучения такого пучка волн атом возбуждается и снова начинает излучать. Одновременно испускает энергию множество атомов. Пучки волн, излучаемые ими, накладываются друг на друга, образуя световую волну. Нам одновременно приходится

наблюдать излучение огромного числа атомов, посылающих свет с различным направлением колебаний векторов $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$.

Свет, направления колебаний в котором упорядочены каким-либо образом, называют *поляризованным*. Свет, в котором имеется единственное направление колебаний вектора $\mathbf{E}$ (а следовательно, и $\mathbf{H}$), называют *плоскополяризованным* или *линейно поляризованным*. Если конец вектора $\mathbf{E}$ описывает эллипс – *поляризованным по эллипсу*. В случае, если конец вектора $\mathbf{E}$ описывает окружность, свет называется *поляризованным по кругу*. Свет, в котором имеется преимущественное направление колебаний вектора $\mathbf{E}$, но при этом имеются и другие направления колебаний, называют *частично поляризованным*.

2. Поляризация при отражении и преломлении света на границе двух диэлектриков

Одним из способов получения поляризованного света является его отражение и преломление на границе раздела двух изотропных диэлектриков. Пусть на границу раздела диэлектриков 1 и 2 падает естественный свет. Отраженный и преломленный лучи оказываются частично поляризованными. В отраженном луче преобладают колебания, перпендикулярные плоскости падения, в преломленном луче – колебания, параллельные плоскости падения.

Степень поляризации зависит от угла падения. При некотором угле падения, называемом углом Брюстера ($\alpha_{\text{Бр}}$), отраженный луч становится полностью поляризованным (плоскополяризованным) (рис. 1). Он содержит только колебания, перпендикулярные плоскости падения (обозначены точками). Степень поляризации преломленного луча при угле падения, равном $\alpha_{\text{Бр}}$, достигает наибольшего значения (на рис. 1 колебания, параллельные плоскости падения, изображены двусторонними стрелками). Однако этот луч остается частично поляризованным. Угол Брюстера определяется следующим соотношением:

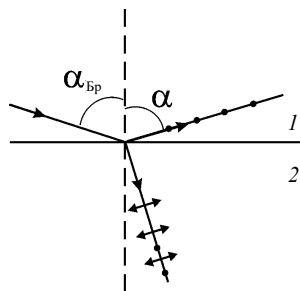


Рис. 1

$$\operatorname{tg} \alpha_{\text{Бр}} = n_{12} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (1)$$

где n_{12} – показатель преломления второй среды относительно первой. Это соотношение носит название *закона Брюстера*.

Если на границу раздела двух диэлектриков под углом Брюстера падает плоскополяризованный свет (например, от лазера) с направлением колебаний вектора $\mathbf{E}$ в плоскости падения волны, то интенсивность отраженной волны становится близкой к нулю. Это объясняется тем, что в падающей волне отсутствует направление колебаний светового вектора, необходимое для создания отраженной волны.

Если преломленные лучи подвергнуть второму, третьему и следующему преломлениям, то степень поляризации преломленных лучей возрастает. Если имеется 8–10 пластинок (стопа Столетова), то при падении под углом Брюстера и отраженный, и прошедший свет практически оказывается полностью поляризованным.

3. Поляризация света при двойном лучепреломлении

Из теории Максвелла следует, что фазовая скорость распространения света в среде находится как

$$V = \frac{c}{n},$$

где $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ – показатель преломления вещества; ϵ – диэлектрическая проницаемость вещества; μ – магнитная проницаемость вещества; c – скорость света в вакууме.

Для большинства оптически прозрачных веществ магнитная проницаемость $\mu \approx 1$, следовательно, показатель преломления и скорость света в среде определяются величиной диэлектрической проницаемости среды.

Свойства изотропных сред одинаковы по всем направлениям. В оптически изотропных средах n имеет одно определенное значение. Следовательно, показатель преломления n для любого направления распространения света с любой поляризацией одинаков.

Свойства анизотропных сред зависят от направления. В частности, от направления в среде может зависеть значение ее диэлектрической проницаемости ϵ .

В естественных условиях оптически анизотропным является большинство кристаллов. Рассмотрим распространение света в оптически анизотропном кристалле, который имеет форму пластины. Световой

луч, падающий на кристалл, разделяется внутри кристалла на два луча, идущих в различных направлениях (рис. 2). Это явление получило название *двойного лучепреломления*. Меняя направление падающего луча, можно в кристалле обнаружить такие направления, вдоль которых световой луч не разделяется внутри кристалла на два луча. Прямая, проведенная через любую точку кристалла в этом направлении, называется *оптической осью*.

По количеству оптических осей, имеющихся у данного кристалла, различают одно- и двучосные кристаллы. В дальнейшем речь будет идти только об одноосных кристаллах.

Плоскость, содержащая оптическую ось и падающий луч, называют главным сечением или *главной плоскостью* кристалла.

У одноосных кристаллов для одного из преломленных лучей выполняется обычный закон преломления (n_0 – относительный показатель преломления):

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta_0} = n_0 = \text{const.}$$

Этот луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью к преломляющей поверхности. Скорость этого луча во всех направлениях одинакова. Этот луч называется *обыкновенным* и обозначается буквой *o* (рис. 2). Для другого луча, называемого *необыкновенным* (его обозначают буквой *e*), справедливо отношение

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta_e} = n_e \neq \text{const.}$$

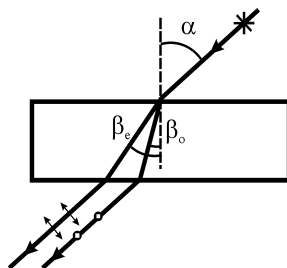


Рис. 2

Это означает, что относительный показатель преломления для необыкновенного луча изменяется при изменении направления его распространения в кристалле. Скорость этого луча различна в разных направлениях. Исследование обыкновенного и необыкновенного луча показывает, что оба луча являются плоскополяризованными во взаимно перпендикулярных направлениях.

Плоскость колебаний обыкновенного луча перпендикулярна главному сечению кристалла (направления показаны точками). В необык-

новенном луче колебания светового вектора происходят в плоскости главного сечения (на рис. 2 они показаны двухсторонними стрелками). При выходе из кристалла оба луча отличаются друг от друга только направлением поляризации.

4. Анализ поляризованного света. Закон Малюса

Анализ поляризованного света осуществляется с помощью поляризационных приборов. Если поляризационный прибор используется для получения плоскополяризованного света, то он называется *поляризатором*. При использовании прибора для анализа поляризованного света его называют *анализатором*. После прохождения поляризатора колебания вектора напряженности электрического поля E световой волны происходят вдоль главного сечения поляризатора (плоскости пропускания поляризатора).

Если поляризатор поставить на пути естественного света, то из него выйдет плоскополяризованный свет, интенсивность которого I_0 составит половину интенсивности естественного света $I_{\text{ест}}$:

$$I_0 = \frac{I_{\text{ест}}}{2}.$$

Этот результат не зависит от положения главного сечения поляризатора. Следовательно, график зависимости интенсивности I света, прошедшего через поляризатор, от угла поворота поляризатора α имеет вид, показанный на рис. 3.

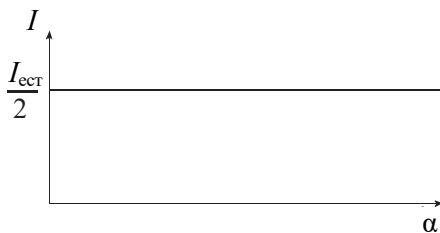


Рис. 3

Рассчитаем интенсивность света на выходе из второго поляризатора (анализатора), если главное сечение анализатора повернуто относительно главного сечения поляризатора на угол α . Пусть AA' – плос-

кость, в которой колеблется световой вектор (E_0) в волне, выходящей из первого поляризатора (плоскость главного сечения поляризатора); BB' – плоскость главного сечения анализатора. Колебания E в луче, выходящем из анализатора, происходят в плоскости BB' .

Из рис. 4 видно, что $E = E_0 \cos \alpha$. Так как интенсивность света пропорциональна квадрату напряженности поля, получаем

$$I = I_0 \cos^2 \alpha, \quad (2)$$

где I – интенсивность света на выходе из анализатора. Эта формула известна как *закон Малюса*.

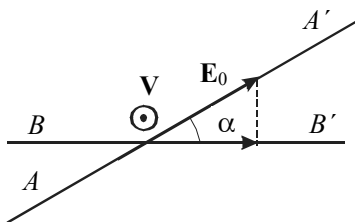


Рис. 4

Интенсивность света I будет максимальной в том случае, когда $\alpha = 0$ (главные сечения поляризатора и анализатора параллельны). При $\alpha = \pi / 2 = 90^\circ$ интенсивность света на выходе из анализатора равна нулю, т. е. скрещенные поляризаторы света не пропускают.

График зависимости интенсивности I света, прошедшего через анализатор, от угла поворота его главного сечения относительно главного сечения поляризатора α [см. формулу (2)] представлен на рис. 5, а.

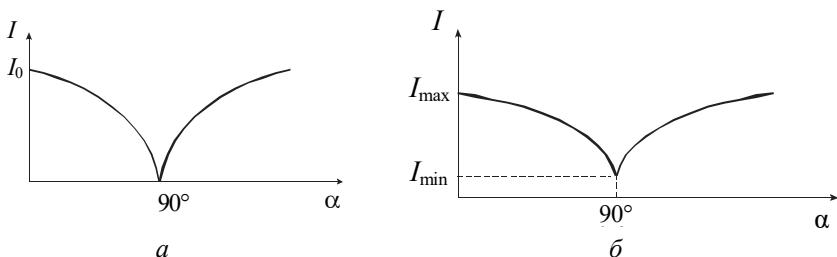


Рис. 5

Реально прохождение света через анализатор и поляризатор связано с потерями световой энергии, т. е. световой луч при выходе, например, естественного света из поляризатора имеет интенсивность меньше, чем $I_0 = I_{\text{ест}} / 2$. Отношение интенсивности света, реально выходящего из поляризатора (или анализатора), к интенсивности выходящего света при отсутствии потерь можно назвать коэффициентом пропускания k .

Если анализатор поставить на пути частично поляризованного света и вращать вокруг направления луча, то будет наблюдаться изменение интенсивности от I_{max} до I_{min} . График зависимости интенсивности I света, прошедшего через анализатор, от угла поворота его главного сечения α в этом случае представлен на рис. 5, б.

Выражение

$$P = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}} \quad (3)$$

называется *степенью линейной поляризации*.

Для плоскополяризованного света $I_{\text{min}} = 0$ и, следовательно, степень поляризации равна $P = 1$.

5. Прохождение плоскополяризованного света через кристаллическую пластинку (через оптически анизотропное вещество)

Пусть плоскополяризованный свет падает перпендикулярно на кристаллическую пластинку толщиной d . Пластинка вырезана из кристалла так, что оптическая ось кристалла параллельна ее поверхности.

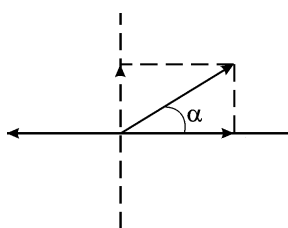


Рис. 6

Угол между плоскостью колебаний вектора E падающего света и оптической осью OO' равен α (рис. 5).

Колебания вектора E падающего поляризованного света в некоторой точке пространства можно представить как результат сложения взаимно перпендикулярных колебаний, идущих вдоль и поперек направления оптической оси кристалла. При этом вид

поляризации волны до ее падения на кристалл будет определяться разностью фаз $\Delta\varphi_{\text{до}}$ этих взаимно перпендикулярных колебаний. При разности фаз $\Delta\varphi_{\text{до}} = 0$ и $\Delta\varphi_{\text{до}} = \pi$ рад падающая на кристалл волна будет плоскополяризованной. При разности фаз $\Delta\varphi_{\text{до}} = \pi/2$ и $\Delta\varphi_{\text{до}} = 3\pi/2$ рад падающая на кристалл волна будет поляризованной по эллипсу, одна из осей которого направлена вдоль оптической оси кристалла. При других значениях $\Delta\varphi_{\text{до}}$ поляризация падающей волны также эллиптическая, но ни одна из осей эллипса не направлена вдоль оптической оси кристалла. Если $\Delta\varphi_{\text{до}}$ не изменяется с течением времени, то указанный характер поляризации падающей волны будет сохраняться. Если же $\Delta\varphi_{\text{до}}$ хаотично изменяется с течением времени, то это будет означать, что на кристаллическую пластинку падает естественная неполяризованная волна.

Внутри кристалла падающая волна превратится в «обыкновенную» и «необыкновенную», амплитуды светового вектора в которых будут равны:

$$\begin{aligned} E_0 &= E \sin \alpha, \\ E_e &= E \cos \alpha. \end{aligned} \tag{4}$$

Поскольку направление падающей на кристаллическую пластинку волны перпендикулярно оптической оси кристалла, пространственного разделения обыкновенной и необыкновенной волн в кристалле не произойдет. Скорости распространения этих волн в пластинке различны, поэтому внутри кристалла к моменту выхода из него между ними накопится дополнительная разность фаз колебаний векторов E_0 и E_e .

Эту разность фаз можно найти следующим образом. Поскольку волны входят в кристаллическую пластинку перпендикулярно к оптической оси и пространственно не разделяются, их геометрические пути в кристалле будут одинаковы и равны толщине пластинки. Вместе с тем оптические длины путей для «обыкновенного» и «необыкновенного» лучей из-за различия в показателях преломления будут различны. Следовательно, накопленная в кристалле оптическая разность хода волн равна

$$\Delta = (n_0 - n_e)d. \tag{5}$$

Отсюда разность фаз, накопленная внутри пластинки:

$$\Delta\varphi = k\Delta = \frac{2\pi}{\lambda}(n_0 - n_e)d, \quad (6)$$

где k – волновое число; λ – длина волны падающего излучения в вакууме.

Вид поляризации на выходе из кристаллической пластинки определяется общей разностью фаз:

$$\Delta\varphi_{\text{вых}} = \Delta\varphi_{\text{до}} + \Delta\varphi. \quad (7)$$

Из сказанного следует, что кристаллическая пластинка позволяет управлять характером поляризации, превращая, например, плоскополяризованный свет в свет, поляризованный по эллипсу. Причем форма и ориентация эллипса зависят от величины угла α (рис. 5) и разности фаз (6), накопленной внутри пластинки.

Важно отметить, что если $\Delta\varphi_{\text{до}}$ хаотично изменяется с течением времени, то и $\Delta\varphi_{\text{вых}}$ (7) будет хаотично изменяться. Следовательно, при падении на кристаллическую пластинку естественного света из нее будет выходить также естественный свет. Из сказанного также видно, что разделить свет на «обыкновенную» и «необыкновенную» волну удобно еще до ее попадания внутрь кристалла. Колебания, созданные этими волнами, имеют разность фаз $\Delta\varphi_{\text{до}}$. При этом до кристалла скорости этих волн нужно считать одинаковыми.

Описание установки приведено в приложении.

ОПИСАНИЕ ОПЫТОВ

1. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПРИ ОТРАЖЕНИИ И ПРЕЛОМЛЕНИИ СВЕТА НА ГРАНИЦЕ ДВУХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Цель работы. Определение угла Брюстера для стекла. Определение степени поляризации преломленной световой волны.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Включить лазерный источник света, строго соблюдая порядок включения и правила техники безопасности. (Конструктивные особенности применяемого лазера таковы, что пучок света на его выходе

не является строго плоскополяризованным, а поляризация имеет характер эллипса, сильно вытянутого вдоль одной из его осей.)

2. Для превращения эллиптически поляризованного света в плоскополяризованный по ходу пучка света ввести поляризатор.

3. Стрелку поляризатора, установленную при юстировке прибора вдоль плоскости его пропускания, повернуть в переднее положение, при этом она должна указывать на 90° . Теперь после поляризатора распространяется пучок, плоскость колебаний светового вектора $\mathbf{E}$ которого лежит в плоскости падения его на стеклянную пластинку (см. ниже).

4. Поворотом турели по ходу луча установить стеклянную пластинку.

5. Вращая стеклянную пластинку вокруг горизонтальной оси с помощью расположенных на ее оси ручек (прикасаться к стеклу не рекомендуется), пронаблюдать за изменениями интенсивности луча лазера, отраженного на вертикальную шкалу.

6. Установить пластинку под углом Брюстера. При этом интенсивность отраженного луча достигает минимума. Определить по шкале численное значение полученного угла $\alpha_{\text{Бр}}$. Вычислить, пользуясь измеренным значением угла Брюстера и законом Брюстера [формула (1)], показатель преломления стекла, из которого изготовлена пластинка. Не менять найденного положения стеклянной пластинки, чтобы использовать ее для дальнейших опытов (см. пп. 9 и 10).

7. Выключив лазерный источник света тумблером (кнопкой) на передней панели электронного блока, подключить источник белого света (лампу накаливания).

8. Провести измерения степени поляризации света, полученного от лампы накаливания. Убрать с верхней крышки электронного блока предметы (экран наблюдения) и освободить входное окно фотоприемников. Установить в пучок света анализатор, повернув соответствующую турель. Нажатием кнопки подключить фотоприемник с широким рабочим диапазоном длин волн $\lambda = 0,4...0,9$ мкм (см. приложение). Вращая анализатор, зафиксировать и записать максимальное I_{max} и минимальное I_{min} значение интенсивности света. Вычислить степень поляризации света лампы накаливания по формуле (3).

9. Не меняя положения стеклянной пластинки, найденного при выполнении задания п. 6, поместить ее под пучок белого света.

10. Провести измерения степени поляризации частично поляризованного света, преломленного стеклянной пластинкой. Вращая анализатор, зафиксировать и записать максимальное $I_{\max}$ и минимальное $I_{\min}$ значение интенсивности света. Вычислить степень поляризации частично поляризованного света, преломленного стеклянной пластинкой, по формуле (3):

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}.$$

11. Сравнить полученные в п. 10 результаты с результатами, полученными ранее в п. 8.

12. Сделать выводы.

2. АНАЛИЗ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

Цель работы. Изучение закона Малюса.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Отключить источник белого света и включить лазер.

2. Нажатием клавиши включить фотоприемник лазерного излучения с диапазоном длин волн $\lambda = 0,4 \dots 1,2$ мкм. Убедитесь, что цифровой индикатор относительной интенсивности принимаемого излучения работает и его показания не превышают допустимых значений. Для получения более точных результатов желательно, чтобы максимальные показания прибора были как можно больше. Этого можно добиться вращением ручки 18 (см. приложение). При этом нельзя допускать перегрузки индикатора (гаснут все цифры, кроме единицы).

3. Установить между лазером и фотоприемником анализатор, повернув соответствующую турель. Вращая анализатор, пронаблюдать изменения интенсивности света. Определить, на какой угол приходится поворачивать анализатор, чтобы максимальная интенсивность света на экране наблюдения сменилась минимальной. Провести измерение максимальной и минимальной интенсивности $I_{\max}$ и $I_{\min}$. Определить, как это делалось выше, степень линейной поляризации лазерного излучения по формуле

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}.$$

4. Провести проверку закона Малюса. Для этого рекомендуется действовать в следующем порядке:

- построить график зависимости $\cos^2 \alpha$ от угла α в пределах $0 \leq \alpha \leq 90^\circ$;
- установить плоскость пропускания анализатора вдоль плоскости колебания светового вектора $\mathbf{E}$ лазера. Такое положение соответствует значению угла $\alpha = 0$ в законе Малюса;
- записать показания индикатора относительной интенсивности света, падающего на фотоприемник, при этом угле $I(\alpha = 0)$ (это значение будет наибольшим);
- поворачивая анализатор на угол α , равный 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90° от первоначального нулевого положения, записать соответствующие показания индикатора относительной интенсивности света $I(\alpha)$;
- найти отношение каждой из интенсивностей $I(\alpha)$ к интенсивности, полученной для нулевого угла $I(\alpha = 0)$;
- нанести на ранее построенный график зависимости $\cos^2 \alpha$ от угла α значения отношения $\frac{I(\alpha)}{I(\alpha = 0)}$ для всех углов α , соединив их плавной кривой;
- сравнить полученный экспериментальный результат с результатом, ожидаемым по закону Малюса;
- сделать выводы.

3. ИЗУЧЕНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ СВЕТА ЧЕРЕЗ ОПТИЧЕСКИ АНИЗОТРОПНОЕ ВЕЩЕСТВО

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Включить, если требуется, лазерный источник, строго выполняя порядок подключения и правила техники безопасности (см. приложение). Убедиться, что цифровой индикатор относительной интенсивности принимаемого лазерного излучения работает и его показания не превышают допустимых значений.

2. На пути лазерного поляризованного луча поместить анализатор, повернув турель, в которой он закреплен.

3. Вращая анализатор, найти положение, при котором наблюдается минимум интенсивности света на цифровом индикаторе относительной интенсивности принимаемого лазерного излучения, соответствующее взаимно перпендикулярному положению плоскостей пропускания поляризатора и анализатора.

4. Установить на пути лазерного луча оптически анизотропный объект.

5. Вращая оптически анизотропный объект, снять зависимость относительной интенсивности света, прошедшего через систему лазер–оптически анизотропный объект–анализатор от угла поворота оптически анизотропного объекта.

6. Сделать выводы.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Естественный и поляризованный свет. Виды поляризованного света.

2. Способы получения поляризованного света.

3. Поляризация при отражении света от диэлектрика. Закон Брюстера. Стопа Столетова.

4. Двойное лучепреломление. Свойства «обыкновенного» и «необыкновенного» луча.

5. Закон Малюса.

6. Вывод формулы для закона Малюса с учетом потерь световой энергии.

7. Прохождение плоскополяризованного света через одноосную кристаллическую пластинку. Оптическая разность хода и разность фаз «обыкновенного» и «необыкновенного» луча на выходе из кристалла.

8. Интерференция поляризованного света.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Савельев И.В.* Курс общей физики. – М.: Наука, 1995. – Т. 2. (Можно использовать и другие издания.)

2. *Баранов А.В. и др.* Колебания и волны. Оптика. Квантовая механика. Кн. 2. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 1994.

3. *Ландсберг Г.С.* Оптика. – М.: Наука, 1976.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Краткое описание модульного лабораторного учебного комплекса МУК-О8

1. Назначение

Модульный учебный комплекс МУК-О8 (в дальнейшем по тексту «комплекс») предназначен для проведения физического практикума в высших учебных заведениях по разделу «Волновая и квантовая оптика» курса общей физики.

Комплекс позволяет проводить лабораторные работы по темам:

- интерференция света;
- дифракция света;
- закон Малюса;
- определение угла Брюстера;
- взаимодействие поляризованного света с оптически анизотропным веществом;
- тепловое излучение.

2. Технические данные

Длина волны лазерного излучателя 0,65 мкм.

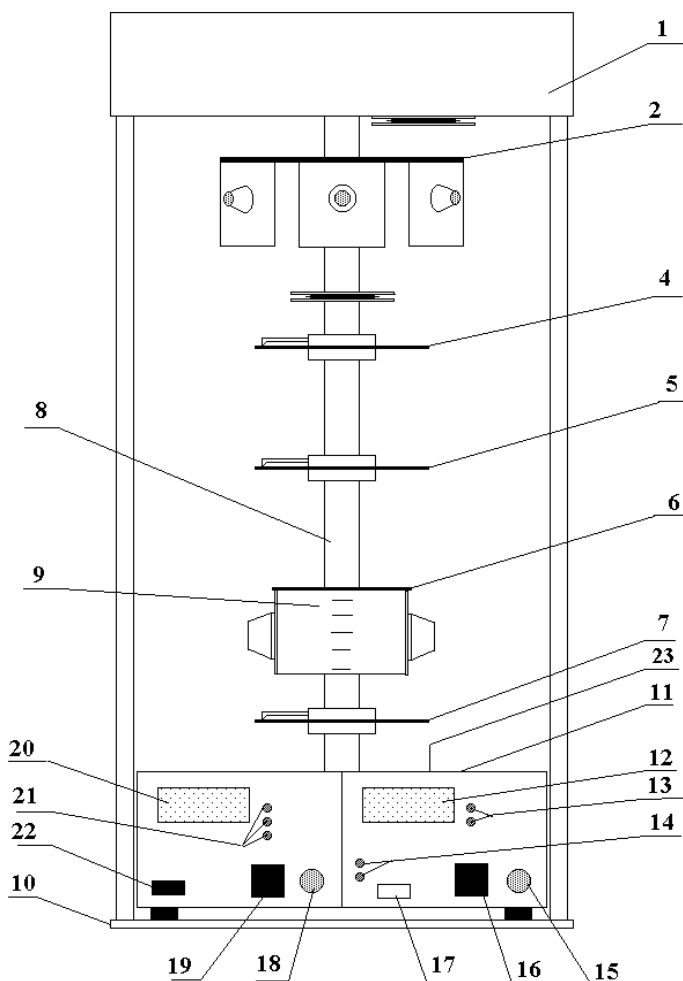
Требуемое напряжение питания белого осветителя 0...15 В при токе до 1 А.

Комплекс снабжен механическими отсчетными устройствами углов поворота.

3. Устройство и принцип работы блоков комплекса

Оптический блок (см. рисунок) состоит из основания 10, на котором установлены и закреплены электронный блок 11 и стойка 8, служащая вертикальной оптической скамьей. На стойке смонтированы следующие оптические узлы.

- Устройство 1 с полупроводниковым лазерным и белым осветителем. Белый осветитель представляет собой зеркальный отражатель, в котором смонтирована лампа накаливания, свет от которой, отразившись от плоского зеркала и пройдя конденсорную систему, выводится вертикально вниз.



Оптический блок

- Турель 2, на которой смонтированы объекты исследования для лабораторных работ по интерференции и дифракции. Каждый из объектов закреплен на вращающейся втулке, горизонтальная ось которой совпадает с серединой объекта. Втулка снабжена стрелкой, а основание – угломерной шкалой и пиктограммой объекта исследования.

- Поляризатор 4 закреплен на турели во вращающейся обойме со стрелкой-указателем и транспортиром. При выполнении работ, в которых не требуется поляризатор, турель поляризатора поворачивается на 90° и выводится из рабочей зоны.

- Турель 5 имеет образец оптически анизотропного вещества, используемый в работах по поляризации света.

- Устройство 6 с матовой полупрозрачной шкалой 9 содержит поворотную стеклянную пластинку, используемую в опытах по изучению закона Брюстера.

- Турель с анализатором 7 выполнена аналогично 4.

Электронный блок 11 содержит:

- блоки электропитания лазерного и белого источника света с цифровыми индикаторами регулируемого напряжения и силы тока белого источника;

- блок фотоприемников с цифровым индикатором относительной интенсивности принимаемого света.

4. Подготовка комплекса к работе

Установка комплекса на рабочее место: снимите защитный чехол, установите прибор так, чтобы он занял удобное положение на рабочем столе. Важно, чтобы на это место не попадал слишком сильный посторонний свет.

Оптический блок

При включении электропитания комплекса кнопкой 22 включается либо лазерный, либо белый источник света. Выбор нужного источника производится кнопкой 17 и подтверждается индикаторами 14.

Для проведения работ по дифракции и интерференции поворотом турели 2 на пути лазерного луча устанавливается соответствующий объект исследования, при этом все расположенные ниже турели поворачиваются в сторону и выводятся из рабочей зоны.

При проведении работ по поляризации верхняя турель 2 устанавливается так, чтобы луч света проходил через свободное отверстие в ней. При работе с источником белого света необходимо учитывать, что его пучок выходит правее лазерного пучка. Ниже по ходу распространения света в пучок вводятся предусмотренные заданием объекты исследования.

Электронный блок

Электронный блок содержит следующие органы управления, коммутации и индикации:

- кнопку включения «Сеть» 22;
- кнопку переключения фотоприемников 19 с индикаторами факта подключения данного фотоприемника 21;
- два окна 23 в верхней крышке электронного блока, одно из которых предназначено для лазерного, а другое – для белого света, под которыми расположены фотоприемники с узкой и широкой полосой принимаемого излучения;
- ручку установки « $J_{\max}$ » 18;
- цифровой индикатор величины относительной интенсивности принимаемого излучения 20;
- кнопку переключения лазерного и белого источников света 17 с подтверждающими индикаторами 14;
- цифровой индикатор величины напряжения и силы тока электролампы белого источника света 12;
- кнопку 16 переключения цифрового индикатора с индикации напряжения на индикацию силы тока источника белого света с подтверждающими сигнализаторами 13;
- ручку управления напряжением питания электролампы белого источника света 15.

Порядок выключения комплекса

Если работа с измерительным прибором закончена, нажать кнопку «Сеть» и отключить электронный блок.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Лабораторная работа № 30	
Изучение интерференции света от двух щелей	3
Лабораторная работа № 32	
Дифракция лазерного излучения	8
Лабораторная работа № 35	
Поляризация света	26
Приложение. Краткое описание модульного лабораторного учебного комплекса МУК-О8	39

ОПТИКА

Методическое руководство к лабораторным работам № 30, 32, 35

Редактор *И.Л. Кескевич*
Выпускающий редактор *И.П. Брованова*
Корректор *И.Е. Семенова*
Дизайн обложки *А.В. Ладыжская*
Компьютерная верстка *С.И. Ткачева*

Налоговая льгота – Общероссийский классификатор продукции
Издание соответствует коду 95 3000 ОК 005-93 (ОКП)

Подписано в печать 22.04.2025. Формат 60 × 84 1/16. Бумага офсетная. Тираж 50 экз.
Уч.-изд. л. 2,55. Печ. л. 2,75. Изд. № 210/24. Заказ № 122. Цена договорная

Отпечатано в типографии
Новосибирского государственного технического университета
630073, г. Новосибирск, пр. К. Маркса, 20