

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**  
**имени М. В. Ломоносова**

---

**Физический факультет**  
**кафедра общей физики и физики конденсированного состояния**

**Методическая разработка**  
**по общему физическому практикуму**

**Лаб. работа № 77**

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСА**  
**КРИВИЗНЫ ЛИНЗЫ С ПОМОЩЬЮ**  
**КОЛЕЦ НЬЮТОНА**

**Работу поставил доцент Авксентьев Ю.И.**

**Москва 2011 г.**

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСА КРИВИЗНЫ ЛИНЗЫ С ПОМОЩЬЮ КОЛЕЦ НЬЮТОНА.

Целью настоящей работы является изучение явления интерференции света в опыте по наблюдению колец Ньютона в отраженном свете и определение радиуса кривизны линзы.

### Теоретическое введение. \*)

#### Понятие об интерференции. Когерентность.

*Интерференцией* называется такое наложение двух (или более) периодических волн, при котором возникает закономерное увеличение и уменьшение амплитуды результирующей волны от одной области пространства к другой. Интерференция может наблюдаться при наложении волн любой природы: волн на поверхности жидкости, упругих волн (в том числе звуковых), радиоволн и т.д. Интерференция света проявляется в том, что в одних областях пространства интенсивность оказывается больше, а в других – меньше суммы интенсивностей складываемых волн. Распределение максимумов и минимумов интенсивностей света, получающееся в результате интерференции, называется *интерференционной картиной*, а область пространства, где наблюдается интерференция, – *полем интерференции*. Изучение интерференции света явилось одним из важнейших обоснований волновой природы света.

В отличие от волн другой природы, для которых наблюдение интерференции, как правило, не составляет труда, при сложении световых потоков от независимых источников света обычно наблюдается простое сложение интенсивностей складываемых потоков, т.е. интерференция отсутствует. Для наблюдения интерференции света необходимо соблюдение ряда условий, к выяснению которых мы сейчас и приступим.

Рассмотрим две монохроматические световые волны, проходящие через некоторую точку пространства. Каждая из этих волн в данной точке создаёт колебание напряжённости электрического поля, происходящее по гармоническому закону. Пусть колебание напряжённости, обусловленное первой волной, определяется формулой  $\vec{E}_1(t) = \vec{E}_{10} \sin(\omega_1 t + \varphi_1)$ , а второй волной – формулой  $\vec{E}_2(t) = \vec{E}_{20} \sin(\omega_2 t + \varphi_2)$ . Согласно принципу суперпозиции для электрического поля результирующая напряжённость в этой точке должна быть равна  $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ . Результат сложения зависит от параметров, определяющих колебания складываемых волн:

- 1) от взаимного направления векторов  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$ ;

---

\*) Теоретическое введение написано доц. Пустоваловым Г.Е.

- 2) от соотношения между круговыми частотами колебаний  $\omega_1$  и  $\omega_2$ ;
- 3) от соотношения между начальными фазами колебаний  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ ;
- 4) от соотношения между величинами амплитуд напряжённостей  $\vec{E}_{10}$  и  $\vec{E}_{20}$ .

**Влияние на интерференцию взаимного направления векторов напряжённостей складываемых волн.** Один из векторов  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$  всегда можно представить в виде двух составляющих, одна из которых направлена вдоль другого вектора, а вторая – перпендикулярно ему. Поэтому для выяснения влияния на интерференцию взаимного направления векторов напряжённостей достаточно рассмотреть два случая: 1) векторы  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$  взаимно перпендикулярны и 2) векторы  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$  направлены вдоль одной прямой.

Если векторы  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$  взаимно перпендикулярны, то  $E^2 = E_1^2 + E_2^2$ . Возьмём среднее значение величины  $E^2$  за время разрешения приёмника света. Учитывая, что среднее значение суммы равно сумме средних значений слагаемых, найдём  $\bar{E}^2 = \bar{E}_1^2 + \bar{E}_2^2$ . Так как  $\bar{E}^2 \sim I$ ,  $\bar{E}_1^2 \sim I_1$  и  $\bar{E}_2^2 \sim I_2$ , где  $I$  – интенсивность результирующей волны, а  $I_1$  и  $I_2$  – интенсивности первой и второй волн соответственно, то

$$I = I_1 + I_2.$$

Таким образом, при взаимно перпендикулярной поляризации складываемых волн интенсивность результирующей волны всегда равна сумме интенсивностей складываемых волн независимо от параметров, характеризующих эти волны, и, следовательно, интерференции в этом случае не наблюдается.

Поэтому дальнейшее исследование возможности осуществления интерференции в зависимости от соотношений между частотами, фазами и амплитудами складываемых волн мы будем рассматривать лишь для волн, у которых векторы напряжённостей электрического поля направлены вдоль одной прямой. В этом случае сложение векторов можно производить как сложение скалярных величин и отбросить стрелочки, обозначающие векторный характер напряжённостей электрического поля.

**Сложение волн с одинаковыми частотами и с векторами напряжённости, направленными вдоль одной прямой.** Пусть  $\omega$  – частота колебаний напряжённости электрического поля в каждой из волн. Тогда

$$E_1 = E_{10} \sin(\omega t + \varphi_1), \quad E_2 = E_{20} \sin(\omega t + \varphi_2). \quad (1)$$

Как известно, при сложении двух гармонических колебаний скалярных величин, имеющих одинаковые частоты, получается гармоническое колебание с той же частотой, т.е.

$$E = E_1 + E_2 = E_0 \sin(\omega t + \varphi),$$

Квадрат амплитуды этого колебания выражается формулой

$$E_0^2 = E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{10}E_{20} \cos(\varphi_2 - \varphi_1).$$

Учитывая, что интенсивность результирующей волны  $I \sim E_0^2$ , интенсивности складываемых волн  $I \sim E_{10}^2$  и  $I \sim E_{20}^2$ , а также, что  $E_{10} \sim \sqrt{I_1}$  и  $E_{20} \sim \sqrt{I_2}$ , получим отсюда

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (2)$$

Последний член в правой части этого равенства

$$2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (3)$$

называется *интерференционным членом* – его наличие приводит к тому, что интенсивность результирующей волны может быть не равна сумме интенсивностей складываемых волн, т.е. к возможности возникновения интерференции.

Фазы колебаний, вызванных волной, изменяются от точки к точке в направлении распространения волны. Поэтому разности фаз колебаний, вызванных складываемыми волнами в различных точках пространства, отличаются друг от друга. Значения  $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$  могут при этом быть как положительными, так и отрицательными. Следовательно, в одних областях пространства интенсивность  $I$  результирующей волны будет больше суммы  $I_1 + I_2$  интенсивностей складываемых волн, в других – меньше, т.е. возникает интерференционная картина. Так как строго монохроматическая волна бесконечна, то параметры, определяющие колебания, вызванные монохроматической волной, остаются постоянными сколь угодно долго, разности фаз колебаний в каждой точке не будут изменяться с течением времени, и интерференционная картина будет оставаться неизменной. На практике для наблюдения интерференции достаточно, чтобы разности фаз складываемых колебаний оставались постоянными в течение времени разрешения используемого приёмника света.

**Влияние на интерференцию прерывистости излучения.** За время разрешения приёмника света через данную точку пространства, расположенную на пути распространения света, проходит огромное число цугов, беспорядочно распределённых во времени. При сложении большого числа гармонических колебаний одинаковой частоты, каждое из которых имеет вид  $E_i = E_{i0} \sin(\omega t + \varphi_i)$ , для квадрата суммарной амплитуды  $E_0$  можно получить выражение

$$E_0^2 = \sum_i E_{i0}^2 + \sum_{i \neq j} E_{i0} E_{j0} \cos(\varphi_j - \varphi_i). \quad (4)$$

Первая сумма в этом выражении содержит квадраты амплитуд колебаний, вызываемых цугами, пришедшими как от первого, так и от второго источников света. Поэтому при усреднении за время разрешения приёмника света она оказывается пропорциональной суммарной интенсивности  $I_1 + I_2$ , создаваемой в рассматриваемой точке обоими источниками.

Каждый член второй суммы в выражении (4) содержит косинус разности фаз пары цугов, проходящих через данную точку одновременно.

При определении интенсивности в эту сумму следует включить огромное число членов, обусловленных всеми парами лучей, проходящих через данную точку за время разрешения приёмника света. Ввиду хаотического распределения лучей во времени среди членов этой суммы одинаково часто будут встречаться члены как с положительным, так и с отрицательным значением косинуса, что приводит к их взаимной компенсации. Следовательно, эту сумму можно не принимать во внимание. В результате приёмник регистрирует интенсивность, равную сумме интенсивностей накладываемых пучков:  $I = I_1 + I_2$ .

Таким образом, наблюдать интерференцию при наложении световых пучков, испускаемых обычными источниками света, без специальных приёмов нельзя, что и подтверждается опытом.

**Влияние на интерференцию разницы в частотах складываемых волн.** Рассмотрим наложение двух строго монохроматических волн, предполагая, что частоты их не равны друг другу. Пусть эти частоты  $\omega_1 = \omega$  и  $\omega_2 = \omega + \Delta\omega$ . Тогда

$$E_1 = E_{10} \sin(\omega t + \varphi_1),$$

$$E_2 = E_{20} \sin[(\omega + \Delta\omega)t + \varphi_2] = E_{20} \sin[\omega t + (\Delta\omega t + \varphi_2)] = E_{20} \sin(\omega t + \varphi_2^*),$$

где  $\varphi_2^* = \Delta\omega t + \varphi_2$ .

При сравнении выражений для  $E_1$  и  $E_2$  с соответствующими выражениями (1) видно, что формулы (2) и (3) остаются справедливыми и в случае разных частот, если в них  $\varphi_2$  заменить на  $\varphi_2^*$ . Следовательно, интерференционный член теперь будет иметь вид

$$2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\omega t + \varphi_2 - \varphi_1). \quad (5)$$

Легко видеть, что это выражение представляет собой формулу гармонических колебаний с частотой  $\Delta\omega$  и периодом  $T = \frac{2\pi}{\Delta\omega}$ . Когда величина

$T$  значительно меньше времени разрешения приёмника света, то за время, необходимое для наблюдения интерференции, интерференционный член многократно успевает сменить знак. Его среднее значение при этом оказывается равным нулю во всех точках пространства, где складываются волны. Следовательно, в этом случае интерференции наблюдаться не будет. Для наблюдения интерференции в оптическом диапазоне требуется такая малая разность частот  $\Delta\omega$ , что эти частоты в пределах экспериментальных ошибок оказываются одинаковыми. Поэтому мы в дальнейшем будем считать, что интерферировать могут лишь волны, имеющие одинаковые частоты.

**Когерентность.** Таким образом, анализ различных вариантов, могущих встретиться при сложении световых волн, приводит к заключению, что интерференция световых волн может наблюдаться, если колебания, вызываемые этими волнами, удовлетворяют следующим условиям:

- 1) частоты складываемых колебаний одинаковы,

- 2) разность фаз колебаний постоянна, по крайней мере, в течение времени, необходимого для наблюдения интерференционной картины,
- 3) имеется отличная от нуля составляющая вектора напряжённости одного колебания вдоль направления вектора напряжённости другого колебания.

Такие колебания называются *когерентными* (согласованными). Когерентными также называют волны, вызывающие такие колебания, и источники, испускающие эти волны.

**Контрастность интерференционной картины.** Рассмотрим влияние на интерференционную картину соотношения между амплитудами складываемых волн. Предположим, что перечисленные выше условия когерентности выполняются. Из формулы (2) следует, что наибольшая интенсивность  $I_{\text{макс}}$  в этом случае будет в тех точках пространства, где  $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = 1$ , а наименьшая интенсивность  $I_{\text{мин}}$  будет там, где  $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = -1$ , причём

$$\begin{aligned} I_{\text{макс}} &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}, \\ I_{\text{мин}} &= I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Интерференционную картину можно наблюдать, если она будет достаточно контрастной, т.е. если будет заметна разница между интенсивностью  $I_{\text{макс}}$  максимума и интенсивностью  $I_{\text{мин}}$  ближайшего к нему минимума. Для характеристики контрастности картины используется величина, называемая *параметром видности*:

$$V = \frac{I_{\text{макс}} - I_{\text{мин}}}{I_{\text{макс}} + I_{\text{мин}}}. \quad (7)$$

Если интенсивности складываемых волн равны между собой ( $I_1 = I_2 = I$ ), то из (6) следует, что  $I_{\text{макс}} = 4I$ , а  $I_{\text{мин}} = 0$ . В этом случае  $V = 1$ . Глаз в состоянии различать интерференционную картину при  $V \geq 0,1$ . Такие значения  $V$  получаются, если амплитуда одной волны составляет не менее 5 % амплитуды другой (при одинаковой поляризации этих волн).

Контрастность интерференционной картины уменьшается, если помимо когерентных пучков света в интерференционное поле попадает ещё и некогерентный свет. Присутствие некогерентного света может быть вызвано, в частности, неодинаковой поляризацией интерферирующих волн, нестрогой монохроматичностью источников света и другими причинами, которые определяются конкретным способом получения интерференции.

### **Расположение максимумов и минимумов интенсивности относительно источников света.**

**Оптическая длина пути.** Из предыдущего ясно, что для описания интерференции важно знать значение фаз колебаний, приходящих в какую-либо точку пространства. Сейчас мы рассмотрим зависимость фазы колебаний от взаимного расположения этой точки и источника света.

Пусть точечный источник света  $S$  (рис. 1) испускает монохроматическую электромагнитную волну, в которой колебания напряжённости электрического поля происходят с круговой частотой  $\omega$ . Примем начальную фазу колебаний источника за нуль. Тогда в некоторой точке  $A$ , лежащей на пути распространения волны, закон колебаний напряжённости электрического поля можно представить в виде

$$E = E_0 \sin[\omega(t - t_{зан})], \quad (8)$$

где  $t_{зан}$  представляет собой время запаздывания, т.е. промежуток времени, необходимый для распространения электромагнитного возмущения от источника до данной точки.

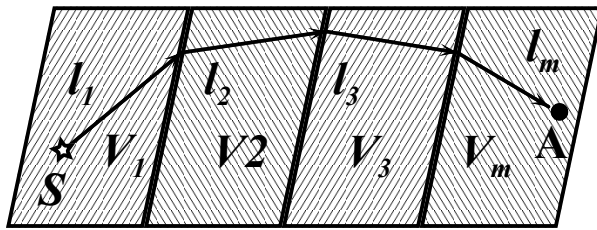


Рис. 1

Пусть от источника до данной точки свет проходит через ряд областей, заполненных веществами с показателями преломления  $n_1, n_2, \dots, n_m$ . Скорости распространения света в этих областях равны  $v_1 = \frac{c}{n_1}, v_2 = \frac{c}{n_2}, \dots, v_m = \frac{c}{n_m}$ , где  $c$  - скорость распространения света в пустоте. Обозначив расстояния, проходимые светом в этих областях  $l_1, l_2, \dots, l_m$

соответственно, найдём

$$t_{зан} = \frac{l_1}{v_1} + \frac{l_2}{v_2} + \dots + \frac{l_m}{v_m} = \frac{1}{c}(n_1 l_1 + n_2 l_2 + \dots + n_m l_m) = \frac{d}{c}. \quad (9)$$

Величина  $d = n_1 l_1 + n_2 l_2 + \dots + n_m l_m$  называется *оптической длиной пути*. Оптическая длина пути совпадает с геометрической, если на всём пути свет распространяется в пустоте.

Подставив время запаздывания, определяемое формулой (9), найдём закон колебания напряжённости электрического поля в рассматриваемой нами точке:

$$E = E_0 \sin\left[\omega\left(t - \frac{d}{c}\right)\right]. \quad (10)$$

Пусть  $\lambda$  - длина электромагнитной волны с данной частотой в пустоте. Тогда, используя соотношение  $\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi c}{\lambda}$ , из формулы (10) легко получить

$$E = E_0 \sin\left(\omega t - \frac{2\pi d}{\lambda}\right).$$

Сравнивая это выражение с формулой гармонических колебаний  $E = E_0 \sin(\omega t + \varphi)$ , найдём, что начальная фаза колебаний напряжённости в рассматриваемой точке

$$\varphi = -\frac{2\pi d}{\lambda}. \quad (11)$$

Пусть теперь имеется два точечных когерентных источника света  $S_1$  и  $S_2$ , которые испускают монохроматические волны одинаковой частоты  $\omega$ ,

причём начальная фаза колебаний каждого из источников всё время остаётся равной нулю. Рассмотрим точку в области, где происходит наложение волн, идущих от этих источников. Фазы колебаний напряжённостей электрического поля, вызванных в этой точке первой и второй волнами, согласно формуле (11) равны  $\varphi_1 = -\frac{2\pi d_1}{\lambda}$  и  $\varphi_2 = -\frac{2\pi d_2}{\lambda}$ , где  $d_1$  и  $d_2$  - оптические длины путей до этой точки от первого и второго источников соответственно. Разность этих фаз равна

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda}(d_1 - d_2). \quad (12)$$

Величина  $\Delta = d_1 - d_2$ , которая входит в эту формулу, представляет собой разность длин оптических путей и называется *оптической разностью хода лучей, идущих от источников до рассматриваемой точки*. Напомним, что  $\lambda$  - это длина волны в пустоте при частоте  $\omega$ .

**Условия положения максимумов и минимумов интенсивности.** Так как все величины, входящие в правую часть формулы (12), не зависят от времени, то  $\varphi_2 - \varphi_1 = const$ . Если вдобавок напряжённость электрического поля одной волны имеет в данной точке отличную от нуля составляющую в направлении напряжённости поля второй волны, то колебания напряжённостей этих волн когерентны и, следовательно, эти волны интерферируют.

Из формулы (2) видно, что максимумы интенсивности при интерференции волн, идущих от двух когерентных источников, будут расположены в тех точках пространства, где интерференционный член имеет наибольшую величину, т.е. в тех точках, где  $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = 1$ . Как известно, это равенство выполняется, если  $\varphi_2 - \varphi_1 = 2\pi k$ , где  $k$  - целое число (положительное или отрицательное) или нуль (т.е.  $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ). Подставляя это значение разности фаз в формулу (12), найдём условие, определяющее положение максимумов интенсивности при интерференции волн, испускаемых двумя когерентными источниками

$$\Delta = d_1 - d_2 = k\lambda, \quad (13)$$

т.е. *оптическая разность хода от источников до максимума интенсивности должна быть равна целому числу длин волн (или чётному числу полуволн)*. Число  $k$ , показывающее, сколько длин волн укладывается в оптической разности хода, называется *порядком интерференции*.

Из формулы (2) следует, что минимумы интенсивности расположены в тех точках пространства, для которых интерференционный член имеет наименьшее значение, т.е. в точках, для которых  $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = -1$  и  $\varphi_2 - \varphi_1 = (2k + 1)\pi$ . Подставляя это значение разности фаз в формулу (12), получим условие, определяющее положение минимумов интенсивности

$$\Delta = d_1 - d_2 = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}, \quad (14)$$



т.е. *оптическая разность хода от источников до минимума должна быть равна нечётному числу полуволн.*

Между максимумами и минимумами интенсивность принимает промежуточные значения так, что переходы от максимумов к минимумам происходят постепенно.

### Вывод рабочей формулы.

Для получения когерентных пучков света, наложение которых вызывает интерференцию, в оптике существует два принципиально различных метода. Один метод – согласование актов излучения света атомами источника. Этот метод используется в оптических квантовых генераторах – лазерах. Другой метод позволяет получать интерференционные картины при помощи обычных источников света. Этот метод, разработанный Френелем, заключается в том, что свет, идущий от одного источника, разделяется на несколько пучков ( в простейшем случае - на два ), которые затем накладываются друг на друга при помощи каких-либо устройств, использующих большей частью законы отражения и преломления света. Рассмотрим один из таких методов наблюдения интерференции, получивший название метода колец Ньютона.

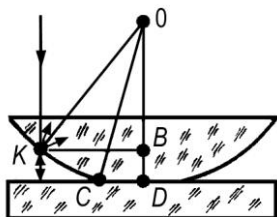


Рис. 2

Пусть на линзу малой кривизны, соприкасающуюся с плоской поверхностью хорошо отполированной пластинки, нормально падает пучок монохроматического света (рис.2). На рис.2 изображен только один луч этого пучка. В результате наложения световых волн, отраженных от верхней и нижней границ воздушной прослойки, будет наблюдаться интерференция. В силу того, что толщина воздушной прослойки между линзой и пластинкой постепенно увеличивается от точки соприкосновения к краям, наблюдаемая интерференционная картина является примером полос равной толщины. Вследствие симметрии относительно оси *ОД* интерференционная картина имеет вид концентрических темных и светлых колец и носит название колец Ньютона. Размеры и положение колец Ньютона при нормальном падении света на поверхность линзы нетрудно рассчитать, если учесть, что высокая видимость интерференционной картины имеет место лишь в тонком слое, практически совпадающем со сферической поверхностью линзы. Для вычисления  $\Delta$ - оптической разности хода лучей в точке *К* на сферической поверхности линзы воспользуемся формулой 15).<sup>1)</sup>

$$\Delta = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda}{2} \quad (15)$$

Для случая, рассматриваемого нами, *h* — расстояние от точки *К* до поверхности пластинки, *n* — показатель преломления среды (воздуха) между

<sup>1)</sup> Вывод формулы (15) см. в учебном пособии (1) Д.В.Белова «Электродинамика и волновая оптика», § 23.

линзой и пластинкой равный 1,  $i$  — угол падения луча. При нормальном падении, что имеет место в нашем случае,  $i = 0$ ,  $\lambda$  — длина волны излучения. Известно, что условием образования интерференционного минимума является равенство  $\Delta$  нечетному числу полуволн. С учетом сказанного выше для интерференционного минимума порядка  $m$  можно записать следующее равенство

$$2h + \frac{\lambda}{2} = (2m+1) \frac{\lambda}{2},$$

или

$$2h = m\lambda. \quad (16)$$

Используя рис.2, найдем соотношение между  $h$ ,  $r_m$  — радиусом темного интерференционного кольца порядка  $m$  —  $r_m$  и радиусом кривизны линзы —  $R$ . При выводе этого соотношения учтем, что в результате деформации стекла в месте контакта при виде сверху поверхность контакта имеет форму диска. На интерференционной картине эта поверхность соответствует центральному темному пятну радиуса  $r_0$ . Введем следующие обозначения:

$$\begin{aligned} OK &= OC = R \\ OB &= H \\ BD &= h \\ KB &= r_m \\ CD &= r_0 \end{aligned} \quad (17)$$

Из прямоугольных треугольников  $ODC$  и  $OBK$  имеем:

$$\begin{aligned} (OB + BD)^2 &= OC^2 - CD^2 \\ OK^2 &= OB^2 + KB^2 \end{aligned}$$

или

$$(H + h)^2 = R^2 - r_0^2 \quad (18)$$

$$R^2 = H^2 + r_m^2 \quad (19)$$

Из равенства (18) находим

$$H = (R^2 - r_0^2)^{0.5} - h \quad (20)$$

Подставим (20) в (19)

$$R^2 = R^2 - r_0^2 - 2h(R^2 - r_0^2)^{0.5} + h^2 + r_m^2. \quad (21)$$

Если учесть, что  $r_0 \ll R$  и  $h \ll R$ , то величинами  $r_0^2$  под корнем и  $h^2$  можно пренебречь. Равенство (21) в этом случае приобретает вид:

$$2h = \frac{1}{R}(r_m^2 - r_0^2) \quad (22)$$

Подставив (22) в (16), получим интересующее нас соотношение

$$\frac{1}{R}(r_m^2 - r_0^2) = m\lambda$$

или

$$r_m^2 = mR\lambda + r_0^2 \quad (23)$$

Так как при измерениях определяют значения диаметров колец, а не радиусов, то более удобным для вычислений является следующее соотношение:

$$D_m^2 = 4R\lambda m + D_0^2 \quad (24)$$

Как следует из (24) зависимость  $D_m^2$  от  $m$  линейна, т.е.

$$D_m^2 = bm + D_0^2 \quad (25)$$

Построив зависимость  $D_m^2$  от  $m$ , по коэффициенту  $b$  наклона этой прямой можно вычислить радиус кривизны линзы  $R$ .

$$R = b/4\lambda \quad (26)$$

### Описание установки.

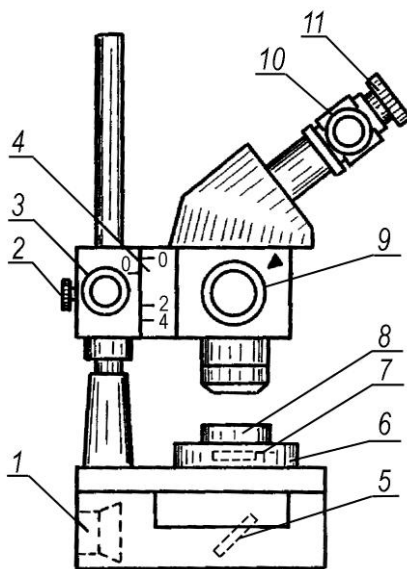


Рис. 3

Оптическая установка для наблюдения колец Ньютона собрана на базе стереоскопического микроскопа МБС-10. Общий вид установки с надписями, поясняющими назначение ее отдельных частей, представлен на рис.3.

1. Гнездо осветителя.
2. Стопорный винт.
3. Рукоятка фокусировки.
4. Шкала.
5. Зеркало.
6. Предметный столик.
7. Объект-микрометр.
8. Оправка с линзой.
9. Рукоятка для изменения коэффициента увеличения объектива.
10. Отсчетный барабан микрометра.
11. Кольцо фокусировки окулярного микрометра.

Пучок света для освещения линзы создается осветителем (рис.4). Питание осветителя осуществляется от источника, изображенного на рис.5. Нормальное падение пучка света на линзу достигается в результате того, что осветитель устанавливается на место одного из окуляров в бинокулярной насадке микроскопа (рис.6). Для получения монохроматического пучка света перед осветителем располагается светофильтр с узкой полосой пропускания. Место второго окуляра в бинокулярной насадке занимает окулярный микрометр. С помощью окулярного микрометра измеряют диаметры колец Ньютона. Изображение колец Ньютона, создаваемое объективом микроскопа, располагается в фокальной плоскости окулярного микрометра. Там же расположены неподвижная шкала с делениями от 0 до 8 мм, подвижное перекрестие и индекс в виде биштриха, см. рис.7.

Подвижное перекрестие и индекс размещаются на пластинке, которая перемещается в поле



Рис. 4

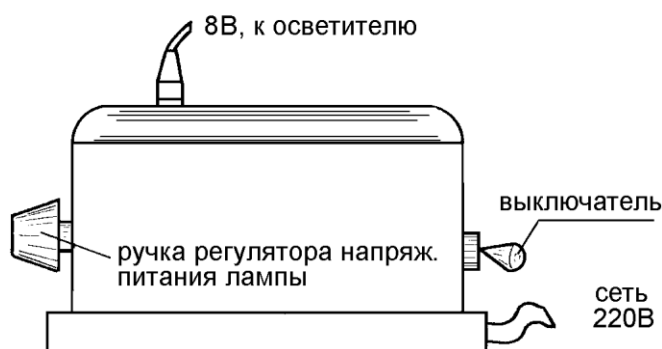


Рис. 5

зрения окуляра относительно неподвижной шкалы с помощью микрометрического винта, связанного с барабаном 12 (рис.6). Шаг винта равен 1 мм. При повороте микрометрического винта за накатанную часть барабана 12 на один оборот биштрих и перекрестие перемещаются в поле зрения окуляра на одно деление шкалы. Следовательно, неподвижная шкала служит для отсчета полных оборотов барабана, т.е. целых миллиметров. Барабан 12 разделен по окружности на 100 делений. Поворот барабана на одно деление соответствует перемещению перекрестия и биштриха на 0,01 мм. Таким образом, одно деление барабана соответствует 0,01 мм. Отсчет по барабану 12 производится точно так же, как и на обычном микрометре, т.е. определяется деление шкалы барабана, которое находится против штриха,

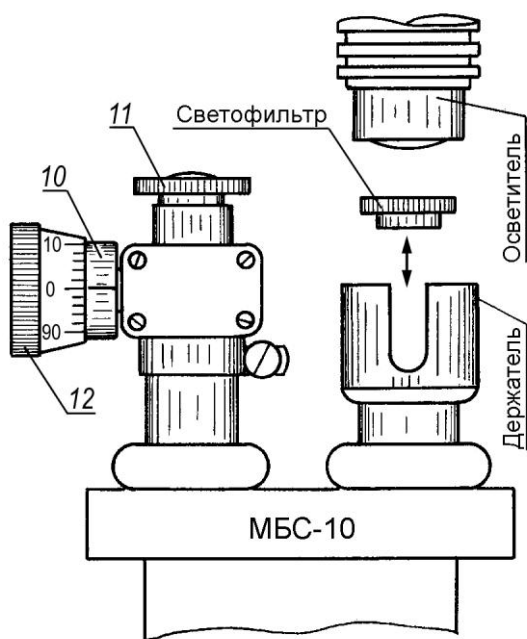


Рис. 6

нанесенного на неподвижном цилиндре *10*. Полный отсчет по шкалам окулярного микрометра складывается из отсчета по неподвижной шкале и отсчета по барабану. Например, если индекс находится против деления «55» шкалы барабана, а биштрих, как на рис.7, расположен между делениями «0» и «1», то полный отсчет по шкалам равен  $0 + 0,55 = 0,55 \text{ мм}$ .

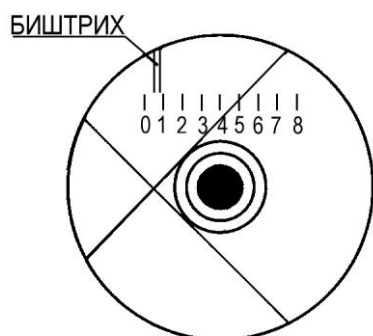


Рис.7

### Подготовка установки к работе.

- а) Положить оправку с линзой и стеклянной пластинкой на предметный столик микроскопа.
  - б) Подключить осветитель к источнику питания: вилку питания осветителя вставить в розетку, находящуюся на крышке источника питания, как показано на рис. 5.
  - в) Включить сетевую вилку источника питания в сеть  $220 \text{ В}, 50 \text{ Гц}$ .
  - г) Включить осветитель: поставить выключатель на корпусе источника питания в положение «Вкл». Ручку регулировки напряжения (рис.5) установить в среднее положение. По свету, пробивающемуся через ребра радиатора охлаждения, убедиться, что осветитель включен.
  - д) Вращением окуляра микрометра за накатанное кольцо *11* (см. рис.6) добиться резкого изображения перекрестия и отсчетной шкалы в поле зрения окулярного микрометра.
  - е) Рукоятку переключения увеличений *9* (рис.3) установить в положение 2.
  - ж) Сфокусировать грубо микроскоп на изображение колец Ньютона. Для этого рукояткой фокусировки *3* (рис.3) установить подвижную метку 2 шкалы 4 на левой стороне корпуса микроскопа напротив неподвижной метки «0».
  - з) Рассматривая кольца Ньютона через окулярный микрометр, произвести точную фокусировку микроскопа.<sup>1\*</sup>
- Для того чтобы опытным путем решить вопрос о локализации интерференционной картины, на выпуклую поверхность линзы, недалеко от точки касания ее со стеклянной пластинкой, тушью нанесена точка небольших размеров. При фокусировке микроскопа обратить внимание на то, что четкие изображения интерференционной картины и контура точки наступают одновременно.
- и) Вращением ручки регулировки напряжения источника питания установить необходимую яркость изображения.
  - к) Вращением отсчетного барабана окулярного микрометра перевести точку перекрестия в левую половину поля зрения. Перемещением оправки с линзой по предметному столику микроскопа расположить центр колец против штриха 4 неподвижной шкалы так, чтобы линии перекрестия стали

<sup>1</sup> Если интерференционная картина не видна, подтянуть круглую гайку оправки. При отсутствии ключа обратиться к лаборанту.

касательными ко второму (или третьему) кольцу, (рис.7). При таком исходном расположении точка перекрестия при вращении барабана будет перемещаться по диаметру колец.

## Упражнение №1.

### Измерение диаметров колец Ньютона.

Мы будем производить измерения диаметров темных колец. Перед проведением измерений убедитесь, что диаметр центрального темного пятна по неподвижной шкале окулярного микрометра не превышает  $2 \text{ мм.}^{2*}$  Диаметры колец Ньютона измеряют следующим образом. Перемещая точку перекрестия окулярного микрометра влево от центра интерференционной картины совмещают ее с серединой первого (считая от центра) темного кольца. Производят полный отсчет по шкалам окулярного микрометра и результат записывают в колонку  $X_{лев.}$  таблицы данных  $I^{3*}$ . Продолжая перемещение перекрестия в том же направлении, определяют положение 2-го, 3-го и т.д. темных колец. Такие измерения производят для 10–15 колец. Результаты всех измерений записывают в колонку  $X_{лев.}$  таблицы данных 1. Выполнив последнее измерение, перемещают центр перекрестия вправо от центра интерференционной картины и производят измерения справа тех же темных колец, начиная с первого. Результаты измерений записывают в колонке  $X_{прав.}$  в таблице данных 1.

Таблица 1

$M_{кольца}$	$X_{лев.}$ (мм)	$X_{прав.}$ (мм)	$D_m$ (мм)	$D_m^2$ (мм <sup>2</sup> )
1				
2				
3				
..				
..				
15				

### Обработка результатов измерений.

Диаметр интерференционного кольца порядка  $m$  ( $d_m$ ) равен разности значений  $X_{прав}$  и  $X_{лев}$  для соответствующего номера « $m$ ».

$$d_m = X_{прав} - X_{лев} \quad (27)$$

<sup>2</sup> Если этот диаметр больше 2 мм, то это означает, что сила давления линзы на стеклянную пластинку слишком велика. Такое давление нарушает «плоскостность» стеклянной пластинки и искажает зависимость (25). Для уменьшения диаметра обратиться к лаборанту.

<sup>3</sup> Порядковый номер темного кольца при отсчете от центра совпадает с порядком интерференции  $m$  в формуле (25)

Вычисленный таким образом диаметр  $d_m$  — это диаметр изображения  $m$ -го кольца в фокальной плоскости окулярного микрометра, полученного с помощью объектива микроскопа. Следовательно, истинный диаметр  $m$ -го кольца в  $\Gamma$  раз меньше диаметра  $d_m$ , т.е.

$$D_m = d_m / \Gamma, \quad (28)$$

где  $\Gamma$  — коэффициент линейного увеличения объектива микроскопа.

Сведения о коэффициенте увеличения  $\Gamma$  и длине волны пропускания используемого светофильтра можно получить у лаборанта.<sup>4\*</sup>

Используя формулы (27) и (28), вычислить  $D_m$  и  $D_m^2$ . Результаты вычислений записать в таблицу данных 1. По результатам вычислений на миллиметровой бумаге построить график

$$D_m^2 = f(m)$$

Для построения графика выбрать следующий масштаб: по оси абсцисс — 1 см соответствует  $\Delta m = 1$ , по оси ординат — 1 см соответствует  $\Delta D_m^2 = 0,25$  мм<sup>2</sup>. По графику найти коэффициент наклона прямой « $b$ ». Радиус кривизны линзы рассчитать по формуле (26),  $R = b/4\lambda$ .

При отчете представить:

- а) заполненную таблицу данных 1;
- б) график зависимости  $D_m^2 = f(m)$ ;
- в) вычисленное значение радиуса кривизны линзы  $R$ . В качестве погрешности измерения  $R$  указать погрешность метода.

## Упражнение №2.

### Измерение линейного коэффициента увеличения объектива микроскопа.

#### 6. Подготовка установки к работе.

а) Тумблером «Вкл» на блоке питания выключить осветитель и подождать некоторое время, пока корпус осветителя остынет и его можно будет взять в руки.

б) Удерживая рукой держатель осветителя и, поворачивая осветитель вдоль его оси на небольшой угол по и против часовой стрелки, извлечь его из держателя и перенести в гнездо 1 на корпусе микроскопа (рис.3). Так как при неаккуратном выполнении этой операции может быть поврежден светофильтр, находящийся под осветителем, то выполнить ее должен лаборант.

в) Тумблером «Вкл» на блоке питания включить осветитель.

---

<sup>4</sup> Если студент по указанию преподавателя выполняет задачу в полном объеме, то коэффициент линейного увеличения объектива микроскопа  $\Gamma$  и длину волны  $\lambda_{np}$  он измеряет в упр. 2 и 3 соответственно.

г) Рукояткой фокусировки 3 (рис.3) совместить метку «0» (объект микрометр) на подвижной шкале 4 с неподвижным штрихом «0».

д) В поле зрения окулярного микрометра появится изображение объект-микрометра.<sup>5\*</sup> При отсутствии изображения повернуть отражатель 5 (рис.3) так, чтобы пучок света от осветителя попадал на объект-микрометр 7. Для получения равномерного освещения рекомендуется использовать матовую (а не зеркальную) поверхность отражателя. Поворот отражателя вокруг горизонтальной оси осуществляется путем вращения диска с накаткой, находящегося слева от гнезда осветителя 1. После получения равномерной освещенности поля зрения, вращением рукоятки фокусировки 3, добиться четкого изображения шкалы объект-микрометра. При необходимости произвести регулировку яркости осветителя.

е) Убедиться, что рукоятка переключения увеличений 9 (рис.3) установлена в положении 2, т.е. находится в том же положении, которое она занимала при измерении диаметров колец Ньютона.

### Проведение измерений.

Путем вращения барабана 12, подвести биштрих окулярного микрометра к делению «8» неподвижной миллиметровой шкалы. Вращая барабан в обратном направлении совместить центр перекрестия окуляра с ближайшим штрихом шкалы объект-микрометра. Снять отсчет по шкалам объект-микрометра и окулярного микрометра. Результаты измерений записать в колонки  $X_1$  и  $Y_1$  таблицы данных 2.

Таблица 2

Деление объект-микрометра		Деление окулярного микрометра	
$X_1$	$X_2$	$Y_1$	$Y_2$

Продолжая наблюдать в окуляр и вращая барабан 12 в ту же сторону, совместить центр перекрестия с изображением штриха объект-микрометра, отстоящего от первого на 30 малых делений. Снять отсчет по шкалам объект-микрометра и окулярного микрометра. Результаты измерений записать в колонки  $X_2$  и  $Y_2$  таблицы данных 2.

### Обработка результатов измерений.

Коэффициент линейного увеличения объектива микроскопа вычислить по формуле

---

<sup>5</sup> Объект-микрометр представляет собой прозрачную пластину, на которой находится изображение шкалы. Штрихи на шкалу наносятся с определенным шагом, так что расстояние между ними считается известным. Такие пластинки используются для калибровки различных оптических приборов. В используемом объект-микрометре расстояние между малыми делениями шкалы равно 0.10 мм.



$$\Gamma = \frac{Y_1 - Y_2}{|X_1 - X_2| \cdot 0.10} , \quad (29)$$

где  $0.10 \left( \frac{\text{мм.}}{\text{дел.}} \right)$  - цена одного малого деления объектмикрометра.

В качестве погрешности измерения коэффициента линейного увеличения объектива микроскопа  $\Gamma$  указать погрешность метода.

### **Упражнение №3.**

#### **Измерение длины волны пропускания светофильтра.**

##### **Устройство монохроматора.**

Для измерения длины волны пропускания светофильтра используется малогабаритный универсальный монохроматор (*МУМ*), общий вид которого представлен на рис.8.

Монохроматор предназначен, главным образом, для выделения из падающего на него светового потока монохроматического излучения. Универсальность используемого монохроматора состоит в том, что с его помощью можно решать и другие задачи в области спектра, в частности, его легко приспособить для исследования спектральных характеристик светофильтров. В состав монохроматора входят (рис.8):

##### **а) источник излучения.**

В качестве источника излучения в *МУМ* используется галогенная лампа накаливания типа *КГМ-12-100*, обладающая сплошным спектром. Лампа размещена в закрытом кожухе. Световой поток выводится через конденсор, встроенный в стенку кожуха.

##### **б) Держатель светофильтров (5).**

Держатель состоит из двух коротких соосных трубок разного диаметра. Большая трубка срезана по диаметру наполовину и имеет на внутренней стороне кольцевую проточку для размещения в ней узкой части оправки светофильтра (кольца с накаткой). Вдоль оси малой трубки влево и вправо перемещается кожух цилиндрической формы. Перед помещением светофильтра в держатель, кожух смещается влево. Для защиты светофильтра от попадания на него постороннего излучения кожух смещается вправо.

##### **в) Блок собственно монохроматора с отсчетным устройством.**

Для спектрального анализа излучения в монохроматоре используется дифракционная решетка. Дифрагированное решеткой излучение направляется в выходную щель, через которую оно попадает в приемник излучения. Сканирование спектра (просмотр составляющих спектра) осуществляется поворотом решетки. Одновременно с решеткой приводится в

движение отсчетное устройство, которое представляет собой цифровой механический счетчик, вмонтированный в корпус монохроматора. Показания счетчика соответствуют длине волны излучения, дифрагированного в направлении выходной щели монохроматора в нанометрах ( $1 \text{ нм} = 10 \text{ \AA}$ ).

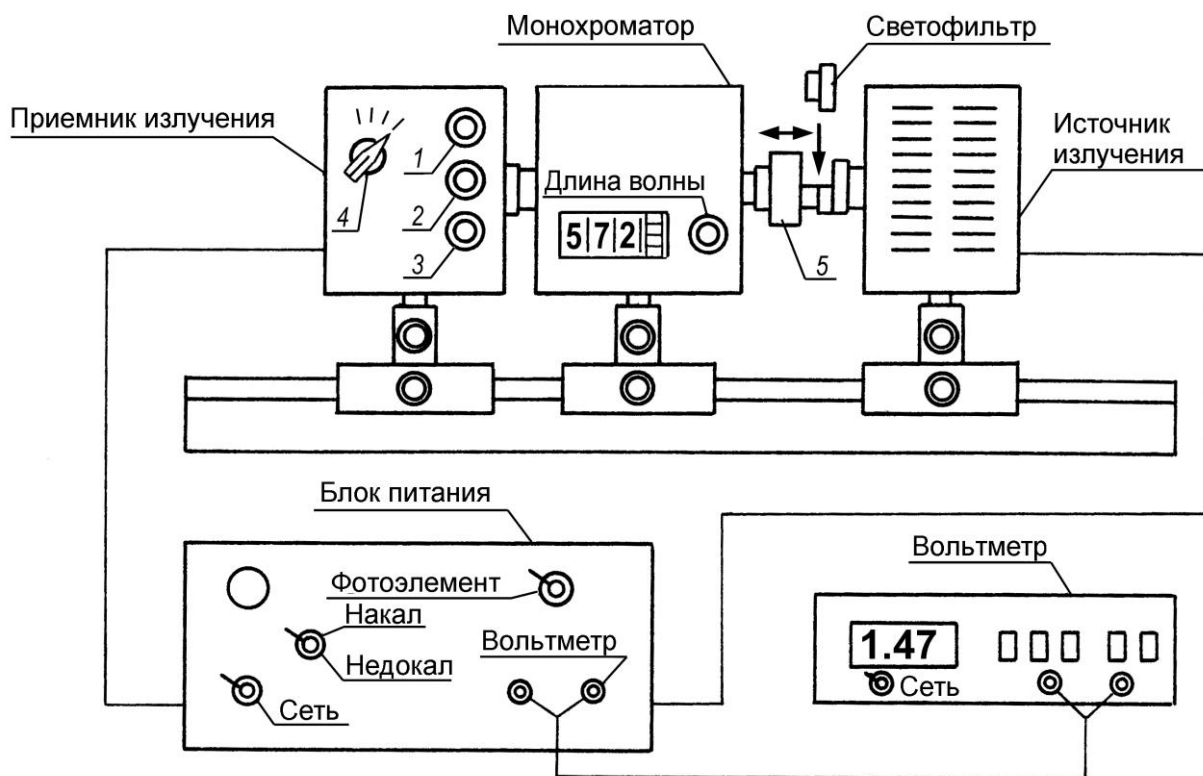


Рис.8

Отсчет длин волн осуществляется с точностью  $\pm 2 \text{ нм}$ . Сканирование спектра производится вращением головки, расположенной рядом со счетчиком. Для получения большей спектральной чистоты на входе и выходе монохроматора устанавливаются сменные щели постоянной ширины. Для работы в видимой части спектра щели устанавливаются в положение 1. (Метка 1 выгравирована на корпусе самой щели.) Для установки щелей в корпусе монохроматора предусмотрены гнезда.

#### г) Приемник излучения.

Приемником излучения является фотоэлемент, ток которого пропорционален интенсивности светового потока, падающего на его катод. С анодной нагрузки фотоэлемента сигнал подается на вход измерительного усилителя, выход которого подключен к гнездам «Вольтметр» на блоке

питания. Выходное напряжение усилителя измеряется цифровым вольтметром В7-22А.

Таким образом, регистрация интенсивности светового потока, попадающего в приемник, осуществляется в относительных единицах по шкале цифрового вольтметра. На боковой стенке корпуса приемника располагаются:

- переключатель чувствительности измерительного усилителя 4,
- рукоятки установки нуля выходного напряжения измерительного усилителя, «грубо» — 3, точно — 2,
- рукоятка изменения отверстия диафрагмы 1.

Все три блока — источник излучения, монохроматор и приемник располагаются стационарно на оптической скамье.

#### **д) Блок питания.**

Блок питания служит для обеспечения необходимым напряжением всех электрических цепей монохроматора.

На лицевой панели корпуса блока питания располагаются:

- тумблер «Сеть» (и сигнальная лампа) для включения блока питания. Положение «Вниз» соответствует выключенному состоянию;
- тумблер «Накал–Недокал» на три положения для обеспечения работы источника излучения в двух режимах. Горизонтальное положение рукоятки тумблера соответствует выключенному состоянию источника излучения;
- тумблер «Фотоэлемент» на два положения. При переключении рукоятки тумблера вверх фотоэлемент включается в схему измерительного усилителя, при переключении вниз — выключается.
- гнезда для подключения цифрового вольтметра.

#### **Подготовка монохроматора к измерениям.**

Перед проведением измерений установить ручки управления в исходное положение.

На блоке питания:

- тумблер «Сеть» в положение «Вниз»;
- переключатель «Накал–Недокал» в горизонтальное положение;
- тумблер «Фотоэлемент» — в положение «Вниз».

На приемнике излучения:

- переключатель 4 в положение 3;
- рукоятку 1 повернуть по часовой стрелке до упора;
- рукоятки 2 и 3 могут находиться в произвольном положении.

На цифровом вольтметре В7-22А:

- тумблер «Сеть» в положение выключено;
- в группе кнопок (–, V~, mA, kΩ) нажать кнопку (–), что соответствует выбору режима измерения постоянного напряжения;

- в группе кнопок (0,2; 2; 20; 200; 2000) нажать кнопку 2, что соответствует выбору диапазона измерения постоянного напряжения ( $-2\text{ В}$ )–( $+2\text{ В}$ );
- убедиться, что с помощью проводов клеммы (0–2 В) и (\*) на вольтметре соединены с клеммами «Вольтметр» на блоке питания. При этом клемма, отмеченная на блоке питания символом ( $\perp$ ), должна быть соединена с клеммой (\*) на вольтметре;
- цилиндрический кожух 5 (см. рис.7) передвинуть вправо до упора.

### **Включение монохроматора.**

- а) Сетевые вилки блока питания и цифрового вольтметра подключить к питающей сети 220 В, 50 Гц.
  - б) Тумблерами «Сеть» включить блок питания монохроматора и цифровой вольтметр.
  - в) Переключатель «Накал–Недокал» установить в положение «Недокал».
  - г) Тумблер «Фотоэлемент» поставить в положение «Включено».
  - д) Вращением рукоятки 3 на блоке приемника излучения установить на индикаторе цифрового вольтметра напряжение, приблизительно  $+0,5\text{ В}$ .
- К измерениям можно приступать после прогрева монохроматора и цифрового вольтметра в течение 30 мин.

### **Проведение измерений.**

- а) Передвинуть влево цилиндрический экран 5 держателя светофильтров.
- б) Перенести светофильтр из стереоскопической насадки микроскопа в держатель. (Студентам, выполняющим задачу №78, предварительно обратиться к лаборанту с просьбой вынуть осветитель из стереоскопической насадки). Светофильтр из стереоскопической насадки извлекается двумя пальцами за узкое кольцо с накаткой. Доступ к кольцу обеспечивается двумя продольными прорезями в корпусе держателя осветителя (см. рис.6). В держатель монохроматора светофильтр помещают так, как показано на рис.8 (кольцо с накаткой должно быть обращено в сторону источника излучения).
- в) Передвинуть цилиндрический экран 5 вправо до упора, изолируя тем самым монохроматор от проникновения постороннего излучения.
- г) Переключатель «Накал–Недокал» перевести в положение «Накал».
- д) Произвести измерение длины волны пропускания светофильтра ( $\lambda_{np}$ ). В целях сокращения времени измерения поиск  $\lambda_{np}$  рекомендуется начинать для красного светофильтра с  $\lambda = 600,0\text{ нм}$ ,  
оранжевого светофильтра с  $\lambda = 500,0\text{ нм}$ ,

зеленого светофильтра с  $\lambda = 450,0 \text{ нм}$ ,  
голубого светофильтра с  $\lambda = 400,0 \text{ нм}$ .

Перед измерением установить на механическом счетчике длину волны, соответствующую цвету используемого светофильтра. Вращая рукоятку счетчика «Длина волны» на корпусе монохроматора (см. рис.8) в сторону увеличения длины волны, найти длину волны, при которой показание цифрового вольтметра станет максимальным. Записать измеренное значение длины волны пропускания в таблицу данных 3. Измерения  $\lambda_{np}$  провести три раза. После первого измерения диапазон поиска можно сократить — искать в пределах  $10 \text{ нм}$  около найденной при первом измерении  $\lambda_{np}$ .

**РУКОЯТКУ СЧЕТЧИКА «ДЛИНА ВОЛНЫ» ВРАЩАТЬ ПЛАВНО, БЕЗ РЫВКОВ, С НЕБОЛЬШОЙ СКОРОСТЬЮ.**

Таблица 3

№	$\lambda_{np}$ (нм)	$\lambda_{np.cр.}$ (А)
1		
2		
3		

### 13. Обработка результатов измерений.

По данным таблицы 3 найти среднее значение  $\lambda_{np}$ , доверительный интервал и относительную погрешность измерений.

### ЛИТЕРАТУРА.

1. Белов Д.В. “Электромагнетизм и волновая оптика” - МГУ, 1994, часть 2-я: введение, гл.1 §§16–20, 23, или
2. Белов Д.В, Пустовалов Г.Е. Оптика (ч. IV Краткого курса общей физики).- МГУ, 1982: Введение (§§1–5, 8).
3. Савельев И.В. «Курс общей физики». Учебное пособие в 5-и книгах. Кн. 4. «Волновая оптика». М. Наука. Физматгиз 1998 г.  
Ч. II Оптика.  
Гл. 4 Интерференция света.  
4.1 - Интерференция световых волн.  
4.2 - Когерентность.  
4.3 - Способы наблюдения интерференции света.  
4.4 – Интерференция света при отражении от тонких пластинок.