

**СОВРЕМЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ**



**ФИЗИКА**  
**Оптика**  
**Лабораторный практикум №5**

**Рязань 2021**

УДК 53  
ББК 22.3  
Ф50

**Физика оптика лабораторный практикум №5:** Методические указания по выполнению лабораторных работ / сост. Коненков Н.В.  
Совр. техн. универ-т. – Рязань, 2021. – 91 с. - Электронное издание.

Пособие предназначено для студентов всех форм обучения Современного технического института. Оно содержит методические указания по выполнению лабораторного практикума по курсу «Физика», раздел «Геометрическая и волновая оптика».

Учебное пособие для студентов-бакалавров  
Современного технического университета

*Издается по решению Ученого Совета  
Современного технического университета.*

УДК 53  
ББК 22.3  
Ф50

© Н.В.Коненков  
© Современный технический университет, 2021

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение.....	4
2. Геометрическая оптика. Законы геометрической оптики .....	5
3. Лабораторная работа №5.1 «Определение показателя преломления жидкостей».....	9
4. Лабораторная работа №5.2 «Измерение показателя преломления для плоскопараллельной пластинки».....	13
5. Лабораторная работа №5.3 «Измерение показателя преломления трёхгранной призмы с помощью четырёх иголок».....	18
6. Лабораторная работа №5.4 «Определение главных фокусных расстояний собирающей и рассеивающей линз» .....	22
7. Волновая оптика.....	34
8. Лабораторная работа №5.5 «Определение длины волны лазера с помощью дифракционной решётки» .....	52
9. Лабораторная работа №5.6 «Изучение дифракции Фраунгофера на одной щели» .....	59
10. Лабораторная работа №5.7 «Изучение интерференции света с помощью лазера» .....	65
11. Лабораторная работа №5.8 «Изучение явления интерференции света и определение параметров бипризмы Френеля по интерференционной картине».....	71
12. Лабораторная работа №5.9 «Изучение поляризованного света. Проверка справедливости закона Малюса для лазерного излучения» .....	79
13. Лабораторная работа №5.10 «Определение концентрации сахара в растворе с помощью поляриметра» .....	82

## ВВЕДЕНИЕ

Лабораторные занятия являются одной из ведущих форм учебной работы по физике. На этих занятиях студенты самостоятельно проводят физический эксперимент. При этом они изучают теоретические обоснования работы, проводят монтаж экспериментальной установки, планируют последовательность выполнения отдельных этапов работы, проводят наблюдения и измерения, а затем выполняют вычисления и делают вывод о проделанной работе.

*Особенностями лабораторных занятий по физике являются:*

- ✓ на занятиях в физической лаборатории студенты должны пользоваться не только учебными моделями приборов, но и современной аппаратурой, употребляющейся в настоящее время в передовой технике и научно-исследовательских лабораториях;
- ✓ в процессе лабораторных занятий студенты должны понять, что диалектический метод познания закономерностей физических процессов является единственным научным методом познания, что научные теории и представления отражают объективную реальность и что правильность этого отражения проверяется экспериментом или практикой;
- ✓ лабораторные занятия по физике развивают познавательные способности студентов, их наблюдательность, мышление, память, воображение, внимание;
- ✓ измерения физических величин должны производиться наиболее совершенными приборами, которые употребляются в настоящее время в научных учреждениях и промышленности;
- ✓ лабораторные занятия по физике способствуют развитию у студентов навыков производства вычислительных операций, в том числе и с помощью современных электронно-вычислительных машин (персональных компьютеров);
- ✓ физический практикум организуется так, что студенты получают, возможно, больше навыков в самостоятельной работе, как в экспериментальной части, так и при усвоении теоретического материала.

## ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА. ЗАКОНЫ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

Длины воспринимаемых глазом волн очень малы ( $\lambda \approx 0,38+0,76$  мкм). Поэтому распространение света можно в первом приближении рассматривать, отвлекаясь от его волновой природы и полагая, что свет распространяется вдоль некоторых линий, называемых *лучами*. Совокупность лучей образует *пучок*. В предельном случае, соответствующем  $\lambda \rightarrow 0$ , законы оптики можно сформулировать на языке геометрии. В соответствии с этим *геометрическая оптика* – раздел оптики, в котором изучаются законы распространения света на основе представлений о световых лучах (вопрос о природе света не рассматривается). В целом же под *оптикой* понимают раздел физики, в котором изучаются оптическое излучение (свет), процессы его распространения и явления, наблюдаемые при взаимодействии света с веществом.

Основу геометрической оптики составляют четыре закона и один принцип: 1) закон прямолинейного распространения света; 2) закон независимости световых лучей; 3) закон отражения света; 4) закон преломления света; 5) принцип Ферма.

**Закон прямолинейного распространения света** утверждает, что в однородной изотропной среде свет распространяется прямолинейно<sup>1</sup>. Этот закон является приближённым, т.к. при прохождении света через очень малые отверстия наблюдаются отклонения от прямолинейности, тем большие, чем меньше отверстие.

**Закон независимости световых лучей** утверждает, что лучи при пересечении не возмущают друг друга. Пересечения лучей не мешают каждому из них распространяться независимо друг от друга. Этот закон справедлив лишь при не слишком больших интенсивностях света. При интенсивностях, достигаемых с помощью лазеров, независимость световых лучей перестаёт соблюдаться.

**Закон отражения света** утверждает, что отражённый луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью, восстановленной в точке падения; угол отражения равен углу падения (рис. 1):

$$\varphi = i.$$

**Закон преломления света**<sup>2</sup> утверждает, что преломлённый луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью, восстановленной в точке падения; отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина постоянная для данных веществ и равная относительному показателю преломления второго вещества по отношению к первому (рис. 1):

<sup>1</sup>Установлен древнегреческим учёным Евклидом (III в. до н.э.).

<sup>2</sup>Экспериментально установлен голландским учёным В. Снеллем в 1620 г. и независимо от него в 1627-1630 гг. французским учёным Р. Декартом.

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n_{21}. \quad (1)$$

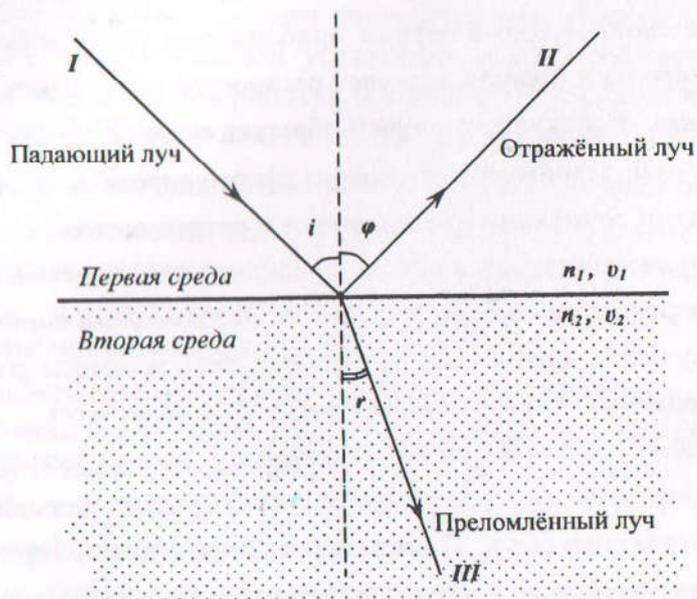


Рис. 1

**Принцип Ферма<sup>3</sup>** гласит, что свет распространяется по такому пути, для прохождения которого ему требуется минимальное время. Из этого принципа вытекают законы прямолинейного распространения света, отражения и преломления, а также обратимость световых лучей.

**Относительным показателем преломления** двух сред называется отношение абсолютного показателя преломления второй среды к абсолютному показателю преломления первой среды:

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (2)$$

**Абсолютным показателем преломления** среды называется величина  $n$ , равная отношению скорости  $c$  электромагнитных волн (света) в вакууме к их фазовой скорости  $v$  в среде:

$$n = \frac{c}{v}. \quad (3)$$

<sup>3</sup> Пьер Ферма (1601-1665) – французский математик. Принцип, названный его именем, установлен в 1660 г.

Из (2) и (3) нетрудно заметить, что  $n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{c \cdot v_1}{v_2 \cdot c} = \frac{v_1}{v_2}$ , т.е. относительный показатель

преломления двух сред равен отношению фазовых скоростей в первой среде ко второй среде.

С другой стороны, из теории Максвелла для электромагнитного поля следует, что  $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ , где  $\epsilon$  и  $\mu$  – соответственно электрическая и магнитная проницаемость среды. Учитывая (2), закон преломления (1) можно записать в виде:

$$n_1 \cdot \sin i_1 = n_2 \cdot \sin i_2. \quad (4)$$

Из симметрии выражения (4) вытекает обратимость световых лучей – если обратить луч III (рис. 1), заставив его падать на границу раздела под углом  $r$ , то преломлённый луч в первой среде будет распространяться под углом  $i$ , т.е. пойдёт в обратном направлении вдоль луча I.

Отметим, что физической причиной преломления света является *изменение скорости света* при переходе из одной среды в другую.

Показатель преломления является одной из важнейших оптических характеристик любого вещества. По числовому значению показателя преломления можно определить: качество масел и жиров в пищевой промышленности, в сельском хозяйстве – степень зрелости сахарной свеклы и помидоров, в медицине – сделать анализ крови, желудочного сока и др., в геологии – определить минералы в полевых условиях, в химии – при изучении строения сложных органических соединений, для определения концентрации растворов солей, для анализа двойных и тройных смесей жидкостей и газов (метод анализа воздуха в шахтах на содержание в нём взрывчатых газов) и т.д.

Если свет распространяется из среды с большим показателем преломления  $n_1$  (оптически более плотной) в среду с меньшим показателем преломления  $n_2$  (оптически менее плотную,  $n_1 > n_2$ ), например, из воды в воздух, то согласно (1)

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1} < 1.$$

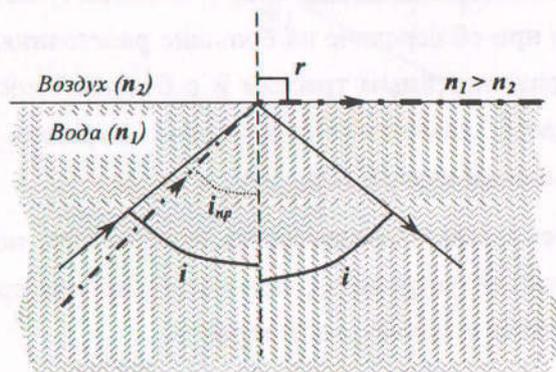


Рис. 2

Следовательно, преломлённый луч удаляется от нормали и угол преломления  $r$  больше, чем угол падения  $i$  (рис. 2). С увеличением угла падения увеличивается угол преломления до тех пор, пока при некотором угле падения ( $i = i_{np}$ ) угол преломления не окажется равным  $\pi/2$ . Угол  $i_{np}$  называется *предельным углом*. При углах падения

$i > i_{np}$  весь падающий свет полностью отражается (рис. 2).

Значение предельного угла находится по формуле (1) при подстановке в неё  $r = \pi/2$ . Тогда

$$\frac{\sin i_{np}}{\sin \pi/2} = \frac{n_2}{n_1},$$

откуда

$$i_{np} = \arcsin \frac{n_2}{n_1}. \quad (5)$$

По мере приближения угла падения к предельному углу интенсивность отражённого луча растёт, интенсивность же преломлённого луча убывает, обращаясь в ноль при предельном угле. При углах падения, заключённых в пределах от  $i_{np}$  до  $\pi/2$ , световая волна проникает во вторую среду на расстояние порядка длины волны  $\lambda$  и затем возвращается в первую среду. Это явление называется *полным внутренним отражением*.<sup>4</sup>

Нетрудно заметить, что уравнение (5) удовлетворяет значениям угла  $i_{np}$  при  $n_2 \leq n_1$ . Следовательно, явление полного

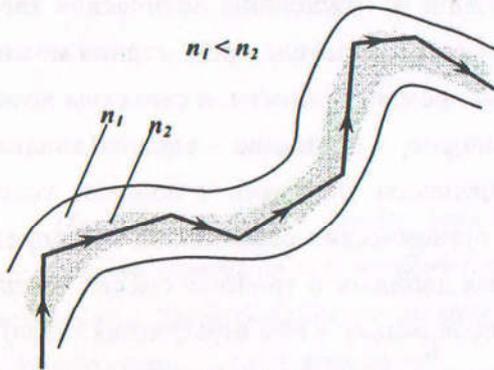


Рис.3

внутреннего отражения имеет место только при падении света из среды оптически более плотной в среду оптически менее плотную. Своё название это явление получило вследствие того, что при полном внутреннем отражении на долю отражённого света приходится  $\approx 100\%$  падающей световой энергии, в то время как лучшие полированные металлические поверхности (серебро) отражают

не более 93% света. Кроме того, даже при многократных полных внутренних отражениях спектральный состав (цвет) сложного излучения не изменяется. Поэтому полное внутреннее отражение используется во многих оптических приборах и линиях передачи света – световодах (рис. 3). Использование световодов позволяет значительно уменьшить потери световой энергии при её передаче на большие расстояния, а также передавать световую энергию по криволинейным трассам и с большой плотностью информации (одновременно по одному лазерному лучу можно передать порядка 10 000 телевизионных программ с высоким качеством).

Законы отражения и преломления света, несмотря на их простоту, позволяют рассчитывать самые сложные оптические устройства, используемые для преобразования световых лучей с целью получения оптического изображения.

<sup>4</sup> Впервые это явление было описано немецким учёным И. Кеплером.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5.1

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ЖИДКОСТЕЙ

Цель работы: определение показателей преломления исследуемых жидкостей.

Приборы и принадлежности: рефрактометр Аббе, осветитель – настольная лампа, набор жидкостей с разным показателем преломления, пипетки.

#### Теория и методика эксперимента

Для определения показателя преломления исследуемой жидкости в работе используется рефрактометр Аббе, основной частью которого являются две призмы I и II, соединённые между собой гипотенузными гранями (рис. 1). Призма I – измерительная, она имеет хорошо отполированную грань  $AB$ . Призма II – осветительная с матовой гранью  $A_1B_1$ . Между этими призмами помещается исследуемая жидкость, показатель преломления  $n$  которой меньше показателя преломления  $n_0$  измерительной призмы I.

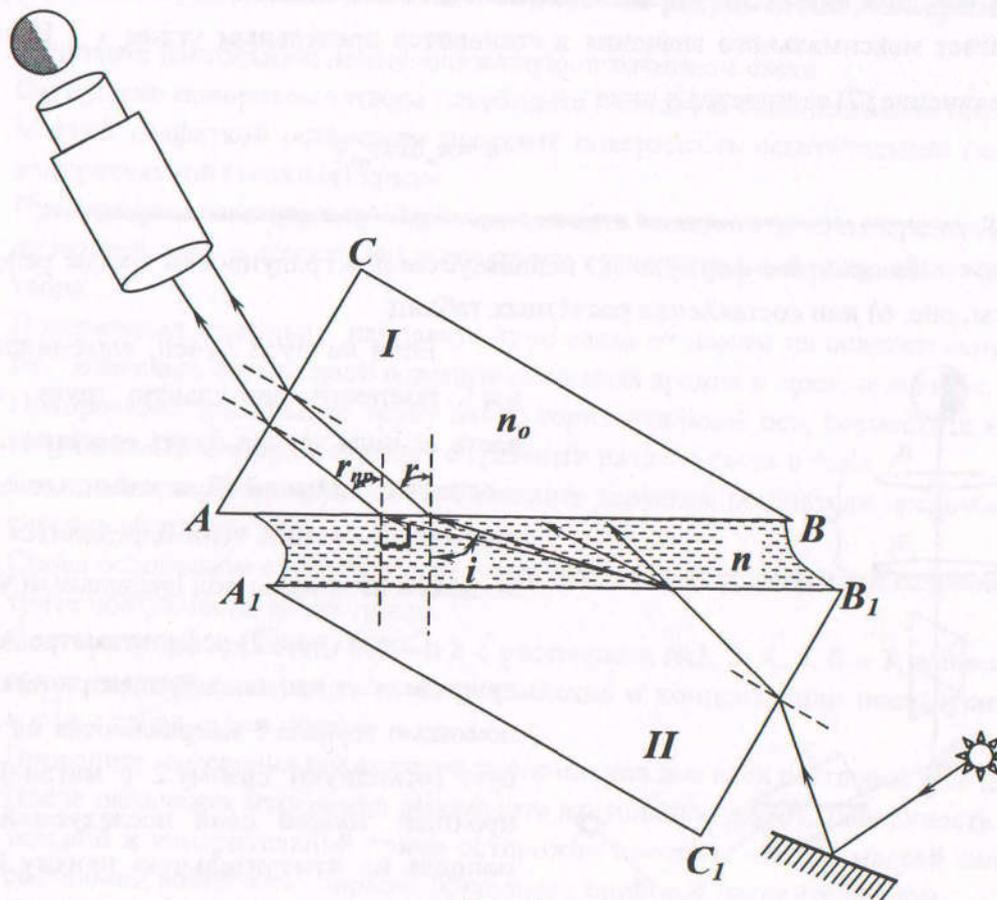


Рис. 1

Лучи света от источника, падая на грань  $C_1B_1$ , преломляются и падают на матовую поверхность  $A_1B_1$  осветительной призмы II. Вследствие рассеяния света матовой поверхностью  $A_1B_1$  в исследуемую жидкость входят лучи различных направлений.

Так как показатель преломления исследуемой жидкости меньше показателя преломления измерительной призмы ( $n < n_0$ ), то все лучи, преломившись на границе исследуемой жидкости и измерительной призмы, войдут в призму I.

Из закона преломления света на границе исследуемой жидкости с показателем преломления  $n$  и измерительной призмы с показателем преломления  $n_0$  следует, что

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_0}{n}, \quad (6)$$

где  $i$  – угол падения лучей на грань  $AB$ ;  
 $r$  – угол преломления.

Откуда 
$$\sin r = \frac{n \cdot \sin i}{n_0}. \quad (7)$$

Из уравнения (7) следует, что с увеличением угла  $i$  угол  $r$  будет увеличиваться. При  $i = 90^\circ$ , т.е. когда падающий луч скользит по поверхности  $AB$ , угол  $r$  достигает максимального значения и становится предельным углом  $r_{np}$ . В этом случае уравнение (7) запишется в виде

$$n = n_0 \sin r_{np}, \quad (8)$$

т.е. показатель преломления исследуемой жидкости определяется величиной предельного угла преломления.

На практике формула (8) используется для градуировки шкалы рефрактометра (см. рис. 6) или составления расчётных таблиц.

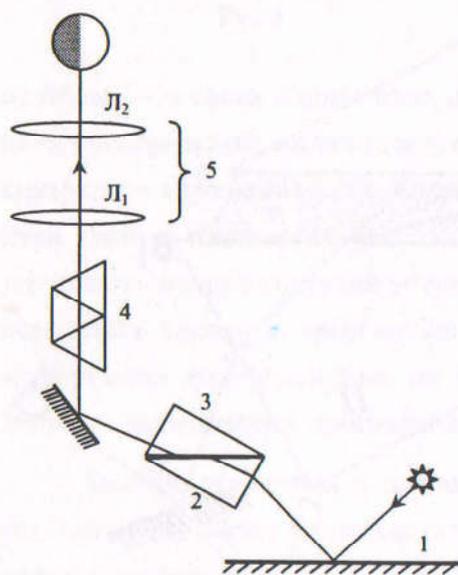


Рис. 2

Если на пути лучей, выходящих из призмы I, поставить зрительную трубу, то *верхняя* часть её поля зрения будет *освещена*, а *нижняя* – останется *тёмной*. При этом положение границы раздела света и тени определится лучом, выходящим из призмы под предельным углом  $r_{np}$ .

Схема (рис. 2) рефрактометра Аббе такова: лучи света от настольной электрической лампы с помощью зеркала 1 направляются на осветительную (откидную) призму 2 с матовой гранью и проходят тонкий слой исследуемой жидкости, попадая на измерительную призму 3 и далее в призму прямого зрения 4, служащую для устранения радужной границы раздела света и тени

(возникает вследствие явления *дисперсии* – зависимости показателя преломления от длины волны). Наличие в рефрактометре Аббе призмы прямого зрения (*призмы Амичи*) исключает необходимость использования монохроматического света.

Пройдя призму прямого зрения, лучи света попадают в зрительную трубу 5, которая вращается вокруг горизонтальной оси. Вместе со зрительной трубой вращается указатель, дающий возможность отсчитывать по круговой шкале непосредственно величину показателя преломления.

Отсчёт производится в момент, когда крест нитеокуляра зрительной трубы наведён на границу раздела света и тени, наблюдаемую в фокальной плоскости трубы (рис. 3).

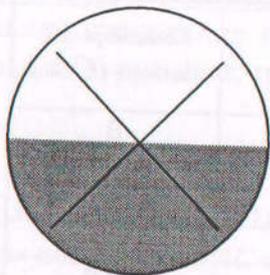


Рис. 3

Интервал измерения показателя преломления у рефрактометра Аббе от 1,3 до 1,7. Точность измерения 0,01–0,02%.

### Порядок выполнения работы и обработка результатов эксперимента

1. Включите настольную лампу, служащую источником света.
2. Осторожно поворотом затвора освободите откидную осветительную призму.
3. Мягкой салфеткой осторожно протрите поверхность осветительной (нижняя) и измерительной (верхняя) призм.
4. Придерживая осветительную призму, нанесите пипеткой на её поверхность 2-3 капли исследуемой жидкости №1 и соедините с измерительной призмой поворотом затвора.
5. Поворачивая зеркальце, направьте лучи света от лампы на осветительную призму, добиваясь однородной освещённости поля зрения в *правом окуляре*.
6. Поворачивая зрительную трубу около горизонтальной оси, совместите крест нитей, видимый в *правом окуляре*, с границей раздела света и тени.
7. Смотря в *левый окуляр*, по шкале снимите значение показателя преломления исследуемой жидкости.
8. Снова освободите откидную осветительную призму и салфеткой осторожно протрите поверхности обеих призм.
9. Повторите действия п.4, п.6 – п.8 с растворами №2, 3, 4, 5, 6 и 7, записывая полученные значения показателя преломления и концентрации исследуемой жидкости в таблицу (см. ниже).
10. Проведите измерения показателей преломления для всех растворов ещё два раза.
11. После окончания измерений выключите настольную лампу, поверхности осветительной и измерительной призм осторожно протрите чистой мягкой салфеткой, смоченной водой или спиртом, просушите прибор и накройте чехлом.
12. Для каждой концентрации вычислите средний показатель преломления.

13. По полученным данным постройте график зависимости показателя преломления ( $n$ ) от концентрации раствора ( $C, \%$ ).
14. Сделайте вывод работе с указанием характера полученной зависимости показателя преломления от концентрации исследуемого раствора жидкости.

*Зависимость показателя преломления от концентрации раствора*

№№ ёмкости	Показатель преломления( $n$ )				Концентрация раствора ( $C, \%$ )
	$n_1$	$n_2$	$n_3$	$n_{ср}$	
1					0
2					2,0
3					5,0
4					7,0
5					10,0
6					15,5
7					20,0

### Контрольные вопросы

1. Что называют относительным (абсолютным) показателем преломления?
2. Как связаны показатель преломления среды и скорость распространения света в ней?
3. Приведите некоторые примеры, для чего необходимо знать значение показателя преломления.
4. Запишите и сформулируйте законы отражения и преломления света.
5. Какой угол называют предельным углом преломления?
6. Какое физическое явление лежит в основе работы рефрактометра? Дайте определение этого явления.
7. Объясните принцип работы рефрактометра Аббе.
8. Показатель преломления каких жидкостей можно определить с помощью рефрактометра Аббе и почему?

### Литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики. В 5 кн. Кн. 4. Волны. Оптика: Учеб.пособие для вузов / И.В. Савельев. – М.: ООО «Издательство Астрель»: ООО «Издательство АСТ», 2002. – 256 с.: ил.
2. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики: Учеб.пособие для вузов. – 2-е изд., испр. и доп. – М.: Высш. шк., 1999. – 718 с.: ил.
3. Трофимова Т. И. Курс физики: Учеб.пособие для вузов. – 7-е изд., стер. – М.: Высш. шк., 2001. – 542 с.: ил.

### ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5.2

## ИЗМЕРЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ДЛЯ ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ ПЛАСТИНКИ

Цель работы: определить показатель преломления плоскопараллельной пластинки, смещение падающего луча и оценить погрешность измерения.

Приборы и принадлежности: плексигласовая подставка, 4 иголки, плоскопараллельная стеклянная пластинка, белая бумага (миллиметровая или в клетку), карандаш, линейка, транспортир, циркуль.

### Теория и методика эксперимента

Пусть на плоскую границу раздела двух сред падает плоская световая волна. Волновая поверхность  $AC$  перпендикулярна лучам  $OA$  и  $OB$  (рис. 1)

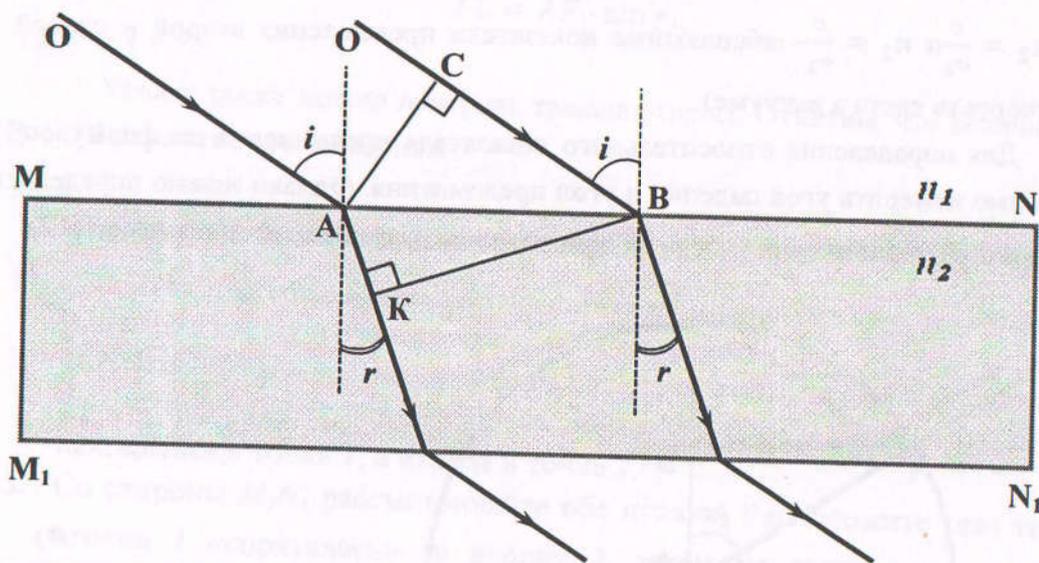


Рис. 1

Поверхности  $MN$  сначала достигнет луч  $OA$ . Луч  $OB$  достигнет поверхности спустя время  $\Delta t = \frac{CB}{v_1}$ , где  $v_1$  – скорость распространения света в первой среде. Поэтому в момент, когда вторичная волна в точке  $B$  только начнёт возбуждаться, волна в точке  $A$  уже имеет вид полусферы радиусом  $AK = v_2 \Delta t$ , где  $v_2$  – скорость распространения света во второй среде.

Волновую поверхность преломлённой волны можно получить, проведя поверхность, касательную ко всем вторичным волнам во второй среде, центры которых лежат на границе раздела сред. В данном случае это плоскость  $KB$  является огибающей вторичных волн.



Через точку  $A$  границы раздела сред воздух-стекло проводят перпендикуляр к границе, отмечают углы падения  $i$  и преломления  $r$ . Далее, с помощью циркуля проводят окружность с центром в точке  $A$  радиусом равным длине отрезка  $AF$ .

Строят прямоугольные треугольники  $ACD$  и  $AFP$ . Так как  $\sin i = \frac{CD}{AC}$ ,  $\sin r = \frac{PF}{AF}$ , то формула (3) примет вид:

$$n = \frac{CD}{PF}. \quad (5)$$

По формуле (5) для определения показателя преломления пластинки достаточно измерить расстояния  $CD$  и  $PF$ .

В оптических приборах плоскопараллельная пластинка используется для смещения луча на небольшую величину. В данной работе величину смещения луча можно измерить линейкой (длина  $FL$ ) или вычислить по формуле:

$$FL = AF \cdot \sin \gamma, \quad (6)$$

где  $\gamma = i - r$ .

Угол  $\gamma$  также можно измерить транспортиром. Отметим, что величина смещения  $FL$  зависит от угла падения.

### Порядок выполнения работы и обработка результатов эксперимента

1. Положите плоскопараллельную пластинку на миллиметровую бумагу или тетрадный лист в клетку и очертите параллельные грани.
2. За гранью  $MN$  установите две иголки под углом относительно перпендикуляра  $DP$  на некотором расстоянии друг от друга (см. рис. 3). Первая иголка должна находиться в точке  $1$ , а вторая в точке  $2$ .
3. Со стороны  $M_1N_1$  рассматривайте обе иголки. Расположите глаз так, чтобы иголка  $1$  «спряталась» за иголку  $2$ , затем на пути луча зрения перед гранью  $M_1N_1$  установите третью иголку в точку  $3$  так, чтобы она закрывала иголки  $1$  и  $2$ . Четвёртую иголку поставьте на наибольшем расстоянии от иголки  $3$  в точку  $4$  так, чтобы она закрыла первые три иголки.
4. Уберите плоскопараллельную пластинку и поочерёдно иголки, отмечая их местоположения (точки  $1, 2, 3, 4$ ). Соедините по линейке отмеченные точки.
5. Циркулем постройте окружность с центром в точке  $A$  и радиусом  $OF$ .
6. Постройте треугольник  $ACD$ .
7. Измерьте транспортиром величины углов падения  $i$  и преломления  $r$ , линейкой длины отрезков  $CD$  и  $PF$ , (все измерения и дальнейшие вычисления записывайте в таблицу измерений, см. ниже).
8. Повторите пункты 1-7 ещё четыре раза.

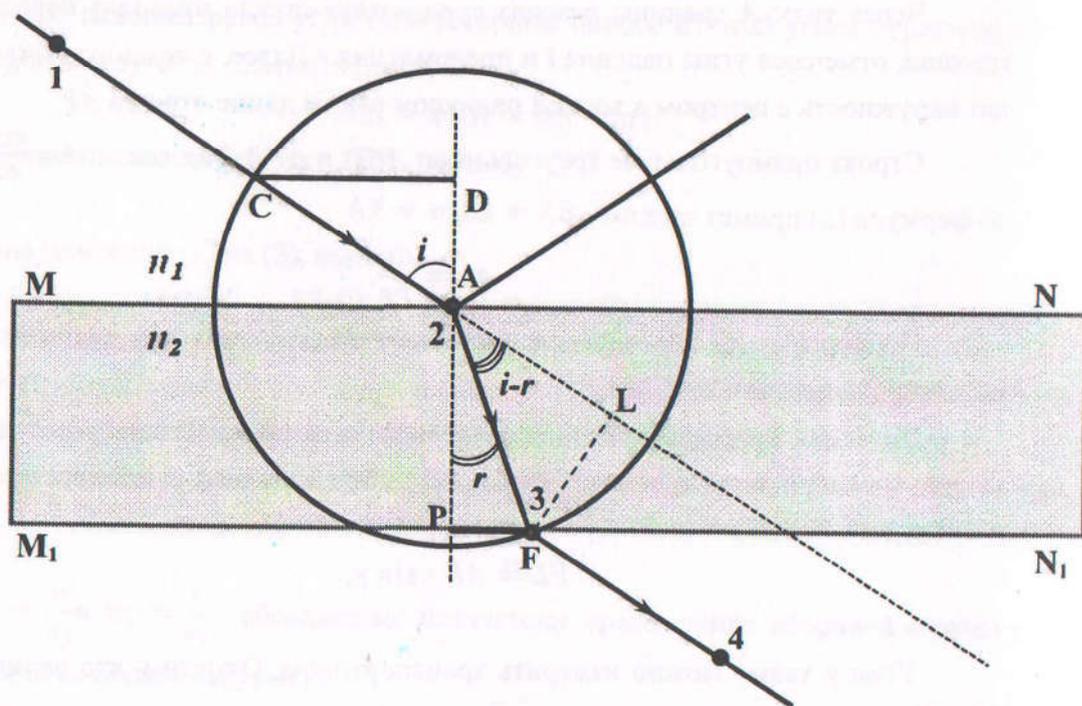


Рис. 3

9. Вычислите показатель преломления пластинки по формулам (3) и (5). Отдельно для каждой формулы!
10. Вычислите величину смещения падающего луча по формуле (6).
11. Рассчитайте средние значения полученных величин.
12. Оцените абсолютные погрешности по формуле:

$$\Delta n = t_{\alpha, k} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\bar{n} - n_i)^2}{N(N-1)}},$$

где  $t_{\alpha, k} = 2,8$  для  $N=5$  (проводится пять измерений). Отдельно для каждой формулы (3) и (5)!

13. Рассчитайте относительные погрешности найденных величин, разделив абсолютную погрешность на среднее значение величины.
14. Постройте график зависимости  $n=f(N)$ , откладывая по оси абсцисс номер измерения  $N$ , а по оси ординат среднее значение показателя преломления  $n$ .
15. Сделайте общий вывод по работе с указанием полученных результатов в виде:

$$n = \bar{n} \pm \Delta n, \quad \frac{\Delta n}{\bar{n}} \approx \dots \%$$

Таблица записи результатов и расчётов

№	$i, ^\circ$	$r, ^\circ$	Расстояние $CD, \text{мм}$	Расстояние $PF, \text{мм}$	Смещение луча $FL, \text{мм}$	по формуле (3)			по формуле (5)		
						$n$	$\Delta n$	$\frac{\Delta n}{n}, \%$	$n$	$\Delta n$	$\frac{\Delta n}{n}, \%$
1.											
2.											
3.							—	—		—	—
4.											
5.											
Ср.	—	—	—	—							

### Контрольные вопросы

1. Что называют относительным (абсолютным) показателем преломления?
2. Как связаны показатель преломления среды и скорость распространения света в ней?
3. Запишите и сформулируйте законы отражения и преломления света.
4. Что такое волновой фронт, волновая поверхность?
5. Поясните суть метода определения показателя преломления стеклянной пластинки данной работе.
6. Докажите, что луч, выходящий из плоскопараллельной пластинки, параллелен падающему лучу.
7. Как вычислить величину бокового смещения преломлённого луча?

### Литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики. В 5 кн. Кн. 4. Волны. Оптика: Учеб. пособие для вузов / И.В. Савельев. – М.: ООО «Издательство Астрель»: ООО «Издательство АСТ», 2002. – 256 с.: ил.
2. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики: Учеб. пособие для вузов. – 2-е изд., испр. и доп. – М.: Высш. шк., 1999. – 718 с.: ил.
3. Трофимова Т. И. Курс физики: Учеб. пособие для вузов. – 7-е изд., стер. – М.: Высш. шк., 2001. – 542 с.: ил.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5.3

### ИЗМЕРЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ТРЁХГРАННОЙ ПРИЗМЫ С ПОМОЩЬЮ ЧЕТЫРЁХ ИГОЛОК

Цель работы: определить показатель преломления трёхгранной призмы и оценить погрешность измерения.

Приборы и принадлежности: плексигласовая подставка, 4 иголки, трёхгранная призма, белая бумага (миллиметровая или в клетку), карандаш, линейка, транспортир.

#### Теория и методика эксперимента

Пусть на одну из поверхностей призмы, показатель преломления которой относительно окружающей среды равен  $n$ , падает луч света под углом  $i_1$ . Исходя из закона преломления света, построим ход луча в призме (рис. 1).

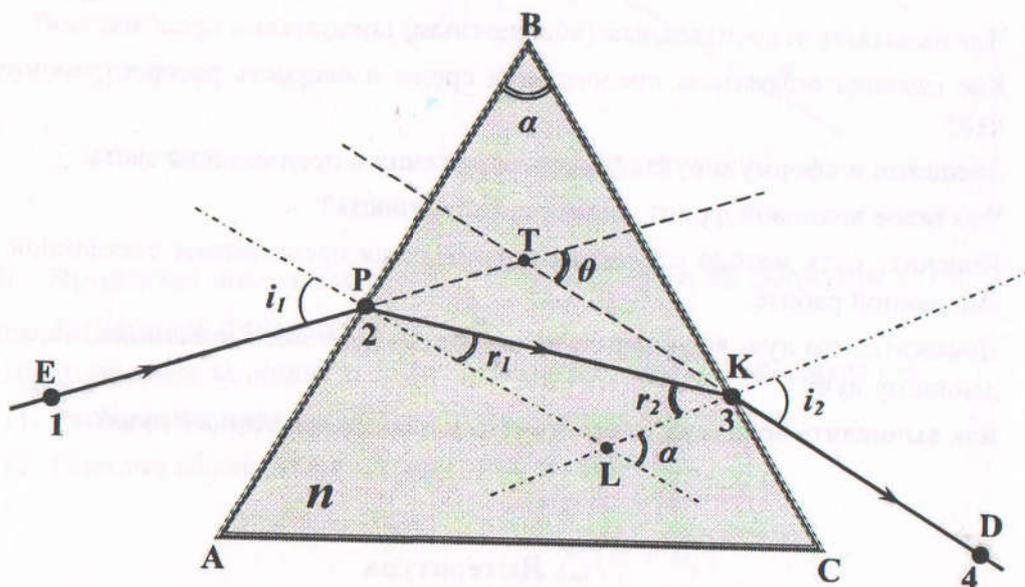


Рис. 1

Угол между преломляющими поверхностями обозначим  $\alpha$  (преломляющий угол призмы). Линия пересечения преломляющих поверхностей называется преломляющим ребром. Угол между продолжениями падающего и вышедшего (под углом  $i_2$ ) лучей обозначим  $\theta$  (угол отклонения луча в призме). Так как  $\theta$  есть внешний угол треугольника KPT (рис. 1), то  $\theta = \angle PKT + \angle TPK = i_1 - r_1 + i_2 - r_2 = i_1 + i_2 - (r_1 + r_2)$ .

Из треугольника PLK видно, что  $\alpha = r_1 + r_2$ , поэтому  $\theta = i_1 + i_2 - \alpha$ .

Согласно закону преломления света:

$$\frac{\sin i_1}{\sin r_1} = n, \quad \frac{\sin i_2}{\sin r_2} = \frac{1}{n},$$

откуда

$$i_1 = \arcsin(n \cdot \sin r_1),$$

$$i_2 = \arcsin(n \cdot \sin r_2) = \arcsin[n \cdot \sin(\alpha - r_1)].$$

Подставляя значения  $i_1$  и  $i_2$  в выражение для  $\theta$  имеем:

$$\theta = \arcsin(n \cdot \sin r_2) = \arcsin[n \cdot \sin(\alpha - r_1)] - \alpha.$$

Найдём минимальное значение угла отклонения  $\theta_{\min}$ . Легко доказать, что

$$\frac{d^2\theta}{d(r_1)^2} < 0, \text{ следовательно, } \frac{d^2\theta}{d(r_1)^2} = 0 \text{ есть условие минимума. Тогда}$$

$$\frac{d\theta}{dr_1} = \frac{n \cdot \cos r_1}{\sqrt{1 - (n \cdot \sin r_1)^2}} - \frac{n \cdot (\alpha - r_1)}{\sqrt{1 - [n \cdot \sin(\alpha - r_1)]^2}} = 0.$$

Это равенство имеет место при  $\alpha - r_1 = r_1$  и  $\alpha - r_1 = -r_1$ . Поскольку  $\alpha \neq 0$ , то

физический смысл имеет только условие  $\alpha - r_1 = r_1$  откуда следует, что  $r_1 = \frac{\alpha}{2}$ , т.к.

$\alpha = r_1 + i_2$ , то  $r_1 = i_2$ , т.е. угол отклонения минимален при симметричном расположении падающего на призму и вышедшего из неё лучей (когда луч внутри призмы параллелен её основанию). Следовательно, для минимального значения угла отклонения  $\theta_{\min}$ , получаем:

$$\theta_{\min} = 2 \cdot \arcsin\left(n \cdot \sin \frac{\alpha}{2}\right) - \alpha.$$

Откуда

$$n = \frac{\sin\left(\frac{\alpha + \theta_{\min}}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)}. \quad (1)$$

Полученная формула (1) справедлива для *толстой* призмы. Получим формулу для *тонкой* призмы.

Пусть нам дана равнобокая призма ( $AB = BC \neq AC$ ) с показателем преломления  $n$ , находящаяся в воздухе. На неё падает луч света. Угол преломления призмы  $\alpha = \angle ABC$ , угол отклонения призмы —  $\theta$ .

Рассмотрим треугольники  $TKP$  и  $KPT$ . Для треугольника  $KPT$  угол  $\theta$  внешний, значит:

$$\angle \theta = \angle K + \angle T = i_1 - r_1 + r_2 - i_2 = i_1 + r_2 - (r_1 + i_2). \quad (2)$$

Так как для малых углов падения (соответственно углах преломления) выполняются равенства  $\sin i_1 \approx i_1$  и  $\sin r_1 \approx r_1$  то закон преломления примет вид:

$$\frac{i_1}{r_1} = n, \quad (3)$$

откуда

$$i_1 = n \cdot r_1. \quad (4)$$

Таким образом, можно записать, что

$$\angle \theta = nr_1 + ni_1 - (r_1 + i_2) = n(r_1 + i_2) - (r_1 + i_2) = (r_1 + i_2)(n - 1). \quad (5)$$

Из треугольника КВР для угла  $\alpha$  получаем:

$$\angle \alpha + \angle K + \angle P = 180^\circ \quad \text{или} \quad \angle \alpha + \angle K + \angle P = \pi. \quad (6)$$

$$\angle P = \frac{\pi}{2} - r_1. \quad (7)$$

$$\angle \alpha + \frac{\pi}{2} - r_1 + \frac{\pi}{2} - i_1 = \pi. \quad (8)$$

$$\angle \alpha = \angle r_1 + \angle r_2. \quad (9)$$

$$\angle P = \frac{\pi}{2} - i_2. \quad (10)$$

Подставляя формулу (9) в (5), имеем:

$$\angle \theta = (n - 1) \cdot \alpha,$$

откуда

$$\boxed{n = 1 + \frac{\theta}{\alpha}}. \quad (11)$$

Напомним, что полученная формула (11) верна для *тонкой* линзы.

### Порядок выполнения работы и обработка результатов эксперимента

1. Положите трёхгранную призму на миллиметровую бумагу или тетрадный лист в клетку и очертите её.
2. За гранью  $AB$  призмы  $ABC$  установите две иголки под углом относительно перпендикуляра  $PL$  на некотором расстоянии друг от друга (см. рис. 1). Первая иголка должна находиться в точке  $1$ , а вторая в точке  $2$ .
3. Со стороны  $BC$  рассматривайте обе иголки. Расположите глаз так, чтобы иголка  $1$  «спряталась» за иголку  $2$ , затем на пути луча зрения перед гранью  $BC$  установите третью иголку в точку  $3$  так, чтобы она закрывала иголки  $1$  и  $2$ . Четвёртую иголку поставьте на наибольшем расстоянии от иголки  $3$  в точку  $4$  так, чтобы она закрыла первые три иголки.
4. Уберите призму и поочерёдно иголки, отмечая их местоположения (точки  $1, 2, 3, 4$ ). Соедините по линейке отмеченные точки, получив ход луча до, в и после призмы.
5. В точках  $K$  и  $P$  восстановите перпендикуляры к граням призмы и обозначьте углы между лучом и нормалью  $i_1$  и  $r_1$  на грани  $AB$  и  $i_2$  и  $r_2$  на грани  $BC$ .
6. Измерьте транспортиром величины полученных углов (все измерения и дальнейшие вычисления записывайте в таблицу измерений, см. ниже).

7. Повторите пункты 1-6 ещё четыре раза.
8. Вычислите углы  $\alpha$  и  $\theta$  по формулам (9) и (2).
9. Вычислите показатель преломления  $n$  призмы по формуле (1) [рекомендовано для физиков] или по формуле (11) [рекомендовано для других специальностей] и запишите в таблицу измерений.
10. Рассчитайте среднее значение показателя преломления материала призмы.
11. Оцените абсолютную погрешность по формуле:

$$\Delta n = t_{\alpha,k} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\bar{n} - n_i)^2}{N(N-1)}},$$

где  $t_{\alpha,k} = 2,8$  для  $N=5$  (проводится пять измерений).

12. Рассчитайте относительную погрешность показателя преломления, разделив абсолютную погрешность на среднее значение величины  $n$ .
13. Постройте график зависимости  $n=f(N)$ , откладывая по оси абсцисс номер измерения  $N$ , а по оси ординат среднее значение показателя преломления  $n$ .
14. Сделайте общий вывод по работе с указанием полученных результатов в виде:

$$n = n \pm \Delta n, \quad \frac{\Delta n}{n} \approx \dots \%$$

Таблица записи результатов и расчётов

№	$i_1, ^\circ$	$r_1, ^\circ$	$i_2, ^\circ$	$r_2, ^\circ$	$\alpha, ^\circ$	$\theta, ^\circ$	$n$	$\Delta n$	$\frac{\Delta n}{n}, \%$
1.								-	-
2.									
3.									
4.									
5.									
Ср.	-	-	-	-	-	-			

### Контрольные вопросы

1. Что называют относительным (абсолютным) показателем преломления?
2. Как связаны показатель преломления среды и скорость распространения света в ней?
3. Запишите и сформулируйте законы отражения и преломления света.
4. Что такое волновой фронт, волновая поверхность?
5. Поясните суть метода определения показателя преломления стеклянной пластинки в данной работе.

6. Докажите, что луч, выходящий из плоскопараллельной пластинки, параллелен падающему лучу.
7. Как вычислить величину бокового смещения преломлённого луча?

### Литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики. В 5 кн. Кн. 4. Волны. Оптика: Учеб.пособие для вузов / И.В. Савельев. – М.: ООО «Издательство Астрель»: ООО «Издательство АСТ», 2002. – 256 с.: ил.
2. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики: Учеб.пособие для вузов. – 2-е изд., испр. и доп. – М.: Высш. шк., 1999. – 718 с.: ил.
3. Трофимова Т. И. Курс физики: Учеб.пособие для вузов. – 7-е изд., стер. – М.: Высш. шк., 2001. – 542 с.: ил.

### ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5.4

#### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЛАВНЫХ ФОКУСНЫХ РАССТОЯНИЙ СОБИРАЮЩЕЙ И РАССЕИВАЮЩЕЙ ЛИНЗ

*Цель работы:* ознакомиться с методами определения фокусных расстояний линз; определить фокусные расстояния собирающей и рассеивающей линз; изучить зависимость между положениями линзы, предмета и изображения опытным путём.

*Приборы и принадлежности:* оптическая скамья, собирающая линза, рассеивающая линза, экран, осветитель и диафрагма с прорезью в форме стрелки.

#### Теоретическая часть

Устройство большинства оптических приборов (микроскопов, биноклей, зрительных труб, телескопов и т.д.) базируется на законах *геометрической оптики*, согласно которым световые пучки распространяются в однородной изотропной среде *прямолинейно* и испытывают *отражение* и *преломление* на границе раздела двух сред с различными показателями преломления.

Основными элементами оптических приборов являются линзы, призмы, зеркала и др. В данной лабораторной работе на опыте изучаются закономерности получения изображений в тонких линзах и определяются главные фокусные расстояния собирающей и рассеивающей линз.

\* Геометрическая оптика – раздел оптики, в котором изучаются законы распространения света на основе представлений о световых лучах (вопрос о природе света не рассматривается).

**Линзой** (от лат. *lens* – чечевица) называется тело, изготовленное из прозрачного преломляющего вещества, ограниченное двумя сферическими или иными криволинейными поверхностями (одна из которых может быть и плоской).

Линзы служат для получения изображения предметов и формирования световых пучков. Если линза преобразует параллельный пучок лучей в сходящийся, её называют **собирающей**; если параллельный пучок лучей превращается в расходящийся, – линзу называют **рассеивающей**.

Собирающая линза увеличивает сходямость или уменьшает расходимость падающих на неё лучей. Собирающие линзы (рис. 1а) бывают двояковыпуклыми, плосковыпуклыми и вогнуто-выпуклыми (мениски). У вогнуто-выпуклых линз радиус кривизны выпуклой поверхности меньше радиуса кривизны вогнутой поверхности.

Рассеивающая линза увеличивает расходимость или уменьшает сходямость падающих на неё лучей. Рассеивающие линзы (рис. 1б) бывают двояковогнутыми, плосковогнутыми и выпукло-вогнутыми (мениски). В последнем случае радиус кривизны вогнутой поверхности меньше радиуса кривизны выпуклой поверхности.

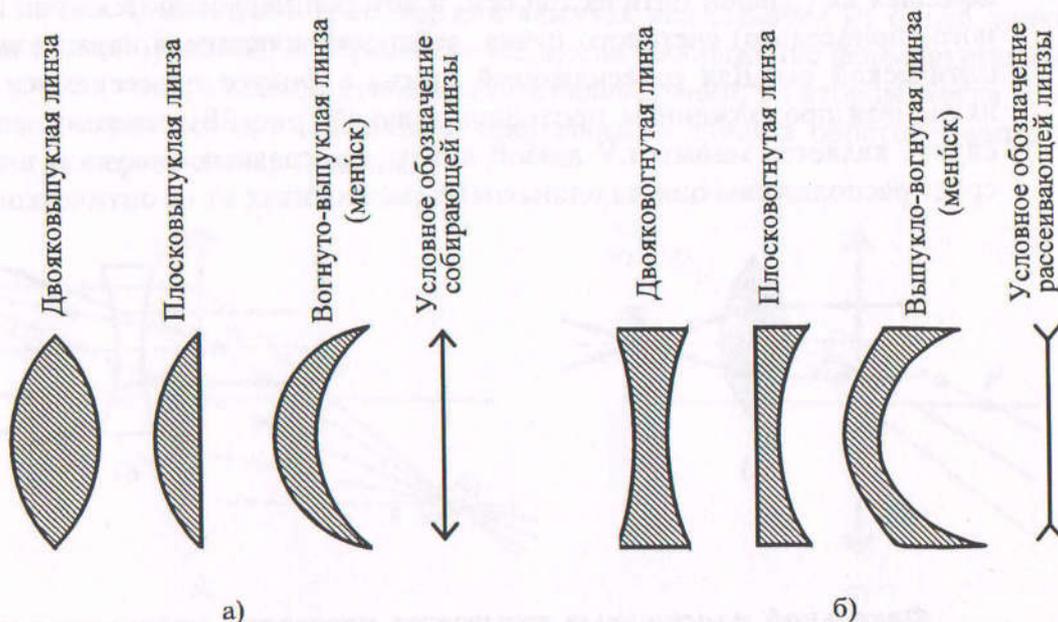


Рис. 1

**Тонкой линзой** называется линза, толщиной которой можно пренебречь по сравнению с меньшим из радиусов кривизны ограничивающих её поверхностей. Со значительной степенью точности можно считать тонкими многие линзы, применяемые на практике.

Прямая, проходящая через центры кривизны поверхностей линзы (точки  $C_1$  и  $C_2$  на рис. 2), называется **главной оптической осью**.

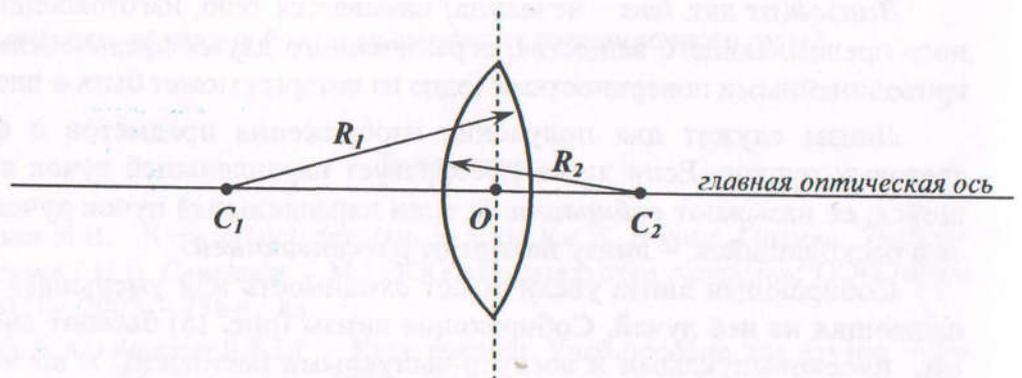


Рис. 2

**Оптическим центром линзы** (точка  $O$  на рис. 2) называется точка, лежащая на главной оптической оси и обладающая тем свойством, что лучи проходят сквозь неё *не преломляясь*.

**Побочными оптическими осями** называются прямые, проходящие через оптический центр линзы и не совпадающие с главной оптической осью.

**Главным фокусом линзы (фокусом линзы)** называется точка  $F$  (рис. 3а), лежащая на главной оптической оси, в которой пересекаются лучи параксиального (приосевого) светового пучка, распространяющиеся параллельно главной оптической оси. Для рассеивающей линзы в фокусе пересекаются линии, являющиеся продолжением проходящих лучей (рис. 3б), поэтому фокус в этом случае является мнимым. У любой линзы два главных фокуса и в однородной среде расположены они на одинаковых расстояниях от её оптического центра.

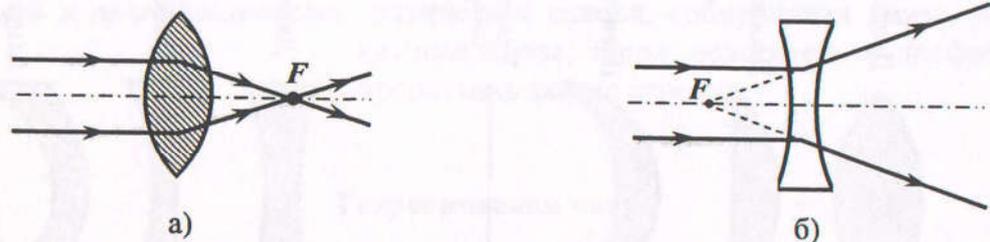


Рис. 3

**Фокальной плоскостью** называется плоскость, проходящая через фокус линзы перпендикулярно её главной оптической оси. В фокальной плоскости лежат *побочные фокусы линзы*, в которых пересекаются лучи световых пучков, распространяющихся под углами к главной оптической оси.

**Фокусным расстоянием  $F$**  называется расстояние между оптическим центром  $O$  линзы и её фокусом  $F$ . В международной системе (СИ) фокусное расстояние измеряется в метрах.

**Оптической силой  $D$  линзы** называется величина, обратная фокусному расстоянию:

$$D = \frac{1}{F}. \quad (1)$$

За единицу оптической силы линзы в СИ принимается одна диоптрия (дптр) – оптическая сила линзы, у которой фокусное расстояние равно 1 м ( $F = 1$  м).

У собирающих линз оптическая сила положительна, у рассеивающих – отрицательна. Оптическая сила  $D$  линзы, показатель преломления вещества линзы  $n$  (относительно воздуха) и радиусы кривизны её поверхностей  $R_1$  и  $R_2$  связаны соотношением:

$$D = \frac{1}{F} = (n-1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (2)$$

В общем случае, когда линза находится в среде, отличной от воздуха, эта формула имеет вид:

$$D = \frac{1}{F} = \left( \frac{n_{\text{линзы}}}{n_{\text{среды}}} - 1 \right) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (3)$$

Основное свойство линз, используемое в оптических приборах, заключается в том, что все лучи, исходящие из одной точки  $A$  перед линзой, собираются в другой точке  $A_1$  за линзой (рис. 4а) или кажутся исходящими из одной точки  $A_2$  перед линзой (рис. 4б). В первом случае, когда изображение формируется самими лучами, изображение называется *действительным*, во втором, когда изображение получается при мысленном продолжении лучей в обратном направлении до их пересечения, – *мнимым*.

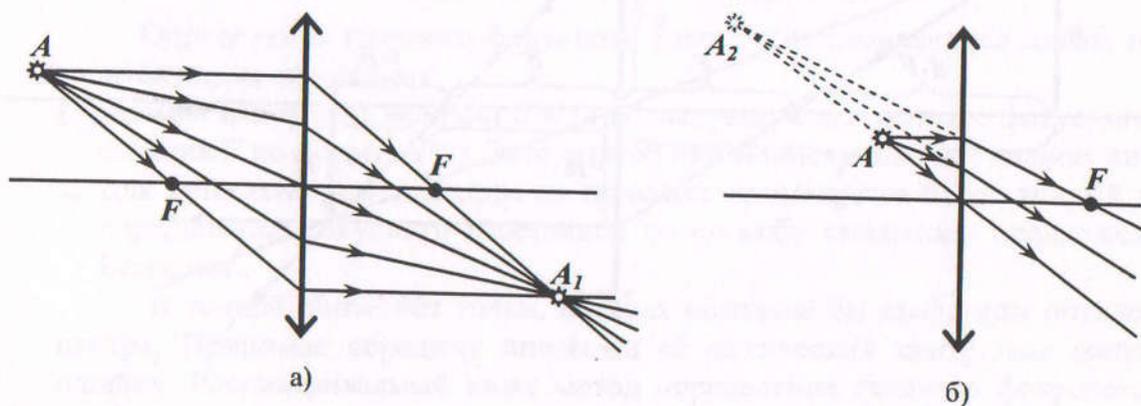


Рис. 4

Для построения любого изображения в линзе достаточно знать ход двух лучей и принцип обратимости световых лучей:

- Луч, идущий через оптический центр линзы, не преломляется;
- Луч, идущий параллельно главной (или побочной) оптической оси линзы, после преломления проходит через главный (или побочный) фокус;

- если изменить направление распространения луча на противоположное, то он пойдёт по тому же пути, но в обратную сторону.

Для собирающих и рассеивающих линз имеет место формула, связывающая расстояние  $d$  от предмета до линзы, расстояние  $f$  от изображения до линзы и фокусное расстояние  $F$ :

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}. \quad (4)$$

Эта формула, как и формула (3), называется *формулой тонкой линзы*. Её нетрудно получить из рассмотрения хода лучей, представленных на рис. 5. Из подобия треугольников (заштрихованы одинаково) следует:

$$\frac{h}{H} = \frac{d-F}{F} \quad \text{и} \quad \frac{h}{H} = \frac{F}{f-F}.$$

Из этих уравнений имеем

$$\frac{d-F}{F} = \frac{F}{f-F} \quad \text{и} \quad d \cdot f = d \cdot F + F \cdot f.$$

Делением на произведение  $d \cdot f \cdot F$  получаем искомый результат  $\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}$ .

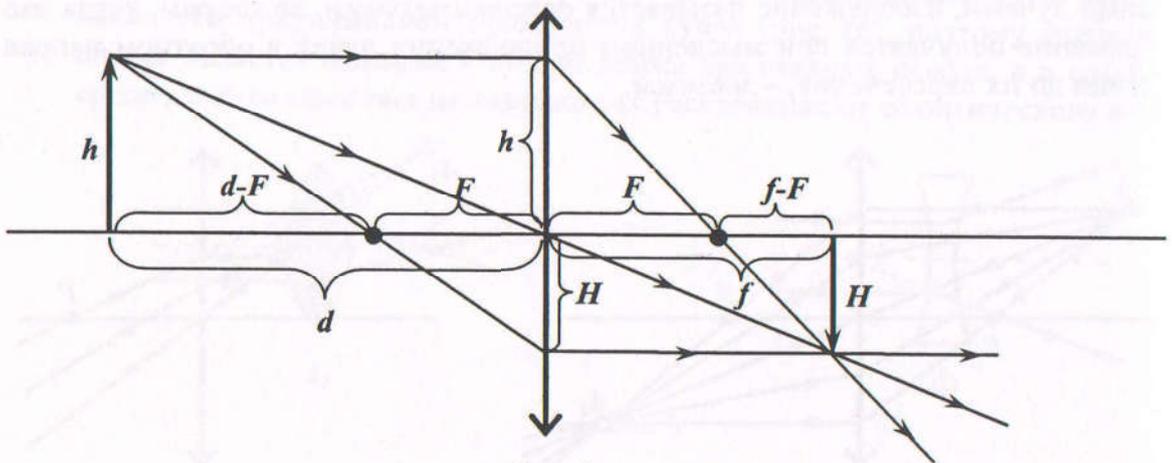


Рис. 5

В зависимости от положения предмета относительно линзы линейные размеры изображения изменяются. Отношение линейных размеров  $H$  изображения к линейным размерам  $h$  предмета называется *линейным увеличением*  $\Gamma$ :

$$\Gamma = \frac{H}{h}. \quad (5)$$

Из подобия треугольников, заштрихованных на рис. 6, следует

$$\frac{H}{h} = \frac{f}{F} \quad (6)$$

или

$$\Gamma = \frac{f}{F}. \quad (7)$$

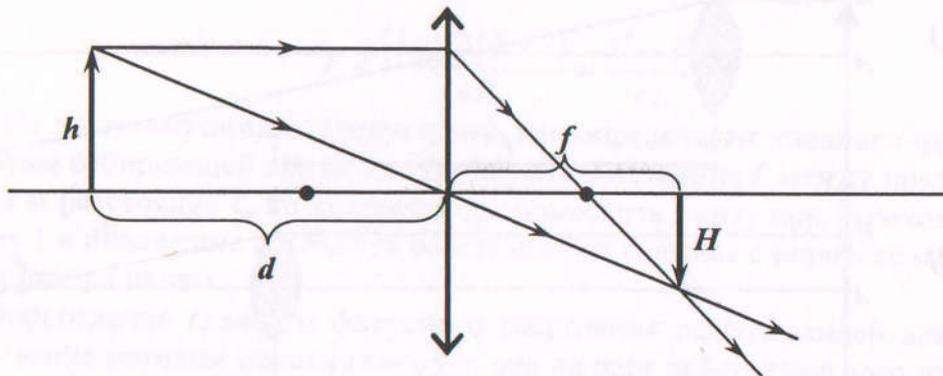


Рис. 6

Из формул (6) и (7) или построением хода лучей можно установить, что для собирающей линзы при условии  $d > 2F$  действительное изображение получается уменьшенным ( $\Gamma < 1$ ). В случае  $d = 2F$  линейные размеры действительного изображения равны размерам предмета ( $\Gamma = 1$ ). В случае  $F < d < 2F$  изображение действительное, увеличенное ( $\Gamma > 1$ ). При помещении предмета между фокусом и центром линзы ( $d < F$ ) изображение получается увеличенное, мнимое.

### Теория и методика эксперимента

Определение главного фокусного расстояния собирающей линзы производится двумя способами:

1. Прямое измерение величин  $d$  и  $f$  последующее вычисление фокусного расстояния  $F$  по формуле (4). Этот способ применим только для *тонких* линз.
2. Для линз *конечной* толщины на практике применяется более точный метод определения фокусного расстояния по способу смещения, предложенному Бесселем\*.

В тонкой линзе нет точки, которая обладала бы свойством оптического центра. Принимая середину линзы за её оптический центр, мы допускаем ошибку. Рассматриваемый ниже метод определения главного фокусного расстояния «по величине смещения линзы» свободен от погрешности, обусловленной конечной толщиной линзы. Разберём сущность этого метода.

Если предмет поместить от экрана Э на расстояние, большее четырёх фокусных расстояний собирающей линзы, то, передвигая линзу, можно найти два таких положения 1 и 2, при которых на экране один раз будет увеличенное изображение  $A_1B_1$ , в другой раз уменьшенное –  $A_2B_2$  (рис. 7).

\*Бессель Фридрих Вильгельм (1784–1846), немецкий астроном, член Берлинской АН (1812).

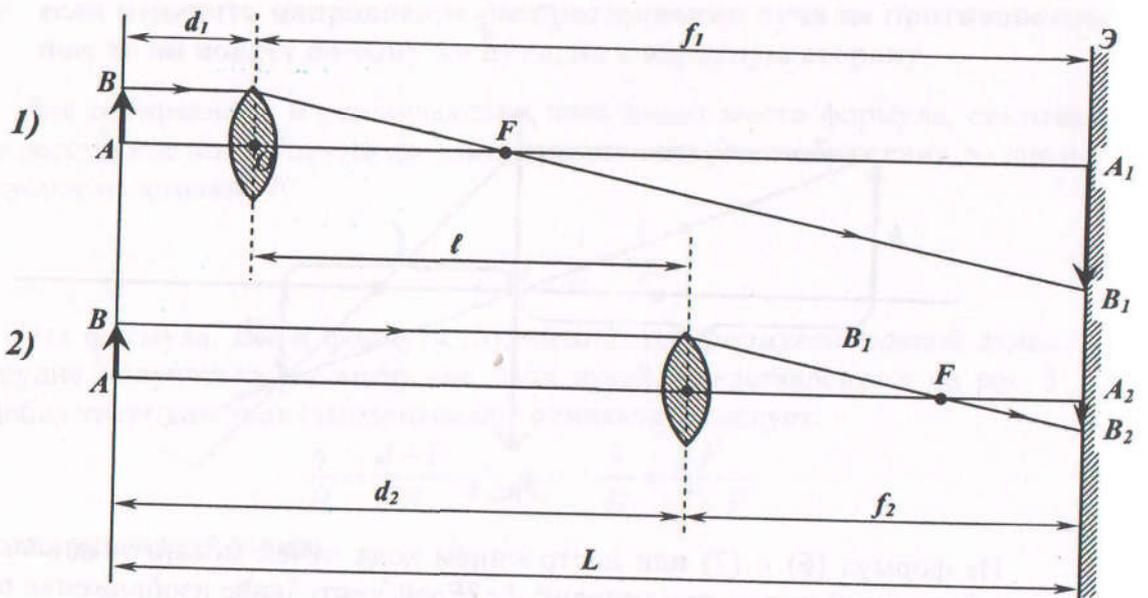


Рис. 7

Обозначим расстояния от линзы до предмета и изображения для первого случая  $d_1$  и  $f_1$ , для второго случая  $d_2$  и  $f_2$ . Расстояние от предмета до экрана обозначим  $L$ , а расстояние, на которое нужно передвинуть линзу при переходе из положения 1 в положение 2, через  $l$ . Формулу (4) для каждого случая можно написать так:

$$1. \frac{1}{F} = \frac{1}{d_1} + \frac{1}{L-d_1}; \quad 2. \frac{1}{F} = \frac{1}{f_2} + \frac{1}{L-f_2}.$$

Приравнивая правые части последних равенств, получим:

$$\frac{1}{d_1} + \frac{1}{L-d_1} = \frac{1}{f_2} + \frac{1}{L-f_2}$$

или

$$\frac{L}{d_1(L-d_1)} = \frac{L}{f_2(L-f_2)},$$

отсюда получаем равенство:

$$d_1(L-d_1) = f_2(L-f_2),$$

на основании которого

$$d_1 = f_2. \quad (8)$$

Аналогично доказывается, что

$$d_2 = f_1. \quad (9)$$

Учитывая, что  $L = d_1 + f_1$ ,  $l = d_2 - d_1$ , и, принимая во внимание равенства (8) и (9), легко доказать, что

$$d_1 = \frac{L-l}{2}; \quad f_1 = \frac{L+l}{2}.$$

Внося эти значения  $d_1$  и  $f_1$  в формулу (4), получим

откуда

$$\frac{1}{F} = \frac{2}{L-\ell} + \frac{2}{L+\ell},$$

$$F = \frac{(L-\ell)(L+\ell)}{4L} = \frac{L^2 - \ell^2}{4L}. \quad (10)$$

Из этого выражения следует, что для определения главного фокусного расстояния собирающей линзы надо измерить расстояние  $L$  между предметом и экраном и расстояние  $\ell$ , на которое надо поместить линзу при переходе из положения 1 в положение 2. Оба эти расстояния не связаны с определением оптического центра линзы.

Определение главного фокусного расстояния рассеивающей линзы указанным выше методом невозможно, т.к. она не даёт действительного изображения. Методы, применяемые в этом случае, обычно используют совокупное действие собирающей и рассеивающей линз.

Пусть точка  $B$  есть изображение светящейся точки  $A$ , получаемое с помощью собирающей линзы (рис. 8). Если поставить между собирающей линзой и точкой  $B$  рассеивающую линзу, то изображение точки  $A$  переместится из точки  $B$  в точку  $C$ . Световые лучи обладают свойством обратимости, и если допустить, что предметом (светящейся точкой) является точка  $C$ , то лучи света будут распространяться из точки  $C$  после преломления в рассеивающей линзе по таким направлениям, продолжения которых пересекутся в точке  $B$ . В таком случае точка  $B$  является мнимым изображением точки  $C$ . Следовательно, для рассеивающей линзы

$$d = O_2C, \quad f = O_2B.$$

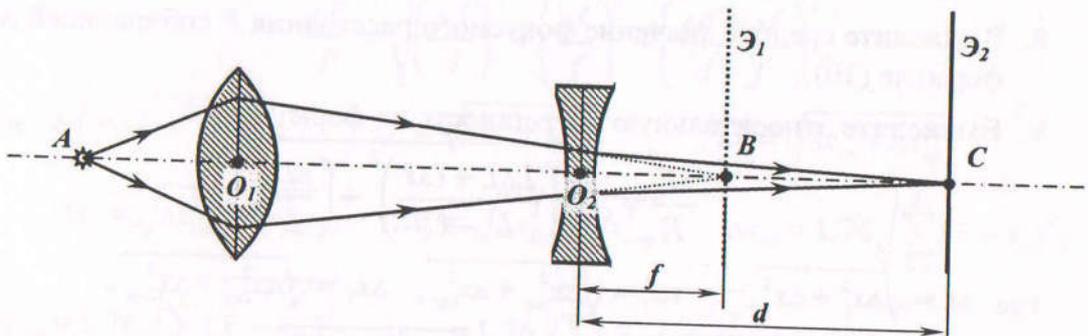


Рис. 8

Принимая во внимание, что  $F$  и  $f$  для рассеивающей линзы имеют отрицательные знаки, на основании формулы (4) будем иметь:

$$-\frac{1}{F} = -\frac{1}{f} + \frac{1}{d} \quad \text{или} \quad \frac{1}{F} = \frac{1}{f} - \frac{1}{d},$$

отсюда получаем абсолютное значение величины главного фокусного расстояния рассеивающей линзы:

$$F = \frac{d \cdot f}{d - f}. \quad (11)$$

### Порядок выполнения работы

#### I. Определение главного фокусного расстояния собирающей линзы

1. Включите осветитель, поместите экран от предмета (осветителя) на расстояние  $L$ , наиболее удалённое от осветителя (рис. 7). Измерьте это расстояние и занесите его значение в табл. 1.
2. Поместите между предметом и экраном линзу.
3. Перемещая линзу, получите резкое увеличенное изображение предмета на экране. Запишите расстояние  $x_1$  от предмета до линзы.
4. Перемещая линзу, получите отчётливое уменьшенное изображение предмета на экране (экран во время опыта не перемещайте). Запишите новое положение  $x_2$  линзы. Данные измерений заносите в табл. 1.
5. Повторите опыт ещё два раза (пункты 3 и 4).
6. Выключите осветитель.
7. Рассчитайте средние значения  $x_1$  и  $x_2$  и по ним вычислите среднее значение  $\ell = x_2 - x_1$ , на которое пришлось передвинуть линзу.
8. Вычислите среднее значение фокусного расстояния  $F$  собирающей линзы по формуле (10).
9. Вычислите относительную погрешность по формуле:

$$\frac{\Delta F}{F} = \sqrt{4 \cdot \left( \frac{L \Delta L + \ell \Delta \ell}{L^2 - \ell^2} \right)^2 + \left( \frac{\Delta L}{L} \right)^2},$$

где  $\Delta \ell = \sqrt{\Delta x_1^2 + \Delta x_2^2}$ ,  $\Delta x_1 = \sqrt{\Delta x_{1сл}^2 + \Delta x_{1нр}^2}$ ,  $\Delta x_2 = \sqrt{\Delta x_{2сл}^2 + \Delta x_{2нр}^2}$ ,

$$\Delta x_{1сл} = 1,76 \sqrt{\sum_{i=1}^3 (\bar{x}_1 - x_{1i})^2}, \quad \Delta x_{2сл} = 1,76 \sqrt{\sum_{i=1}^3 (\bar{x}_2 - x_{2i})^2}, \quad \Delta L = \Delta x_{1нр} = \Delta x_{2нр} = 1 \text{ мм.}$$

10. Вычислите абсолютную погрешность по формуле

$$\Delta F = \left( \frac{\Delta F}{F} \right) \cdot F.$$

11. Окончательный результат запишите в виде  $F_{сбл} = (F \pm \Delta F) \text{ см}$ ,  $\frac{\Delta F}{F} = \dots \%$ .

## II. Определение главного фокусного расстояния рассеивающей линзы

1. Включите осветитель. Собирающую линзу, фокусное расстояние которой определено, установите на оптической скамье на расстоянии от предмета (осветителя), несколько большем  $2F$ .
2. Переместите экран до получения на нём отчётливого уменьшенного изображения предмета. Запишите расстояние  $x_1$  экрана от предмета в табл.2.
3. Немного сместив экран для расфокусировки изображения, повторите измерения расстояния  $x_1$  экрана от предмета ещё два раза (см. п.2).
4. При полученном отчётливом уменьшенном изображении предмета поместите между собирающей линзой и экраном исследуемую рассеивающую линзу (ближе к экрану), при этом изображение на экране станет нерезким.
5. Отодвигая экран от рассеивающей линзы, добейтесь снова чёткого изображения предмета (см. рис. 8). Запишите положение храссеивающей линзы новое положение  $x_2$  экрана от предмета в табл.2.
6. Немного сместив экран для расфокусировки изображения, снова добейтесь чёткого изображения предмета на экране перемещением экрана и повторите измерения расстояний  $x_1$  и  $x_2$  ещё два раза.
7. Выключите осветитель.
8. Рассчитайте средние значения  $x_1$  и  $x_2$  и по ним вычислите средние значения  $d = x_2 - x_1$  и  $f = x_1 - x$ . Данные занесите в табл. 2.
9. Вычислите среднее значение фокусного расстояния  $F$  рассеивающей линзы по формуле (11).
10. Вычислите относительную погрешность по формуле:

$$\frac{\Delta F}{F} = \sqrt{\left(\frac{\Delta d}{d}\right)^2 + \left(\frac{\Delta f}{f}\right)^2 + \left(\frac{\Delta d + \Delta f}{d - f}\right)^2},$$

где  $\Delta d = \sqrt{\Delta x_1^2 + \Delta x_2^2}$ ,  $\Delta f = \sqrt{\Delta x_1^2 + \Delta x_2^2}$ ,  $\Delta x = \sqrt{\Delta x_{сл}^2 + \Delta x_{нр}^2}$ ,

$$\Delta x_1 = \sqrt{\Delta x_{1сл}^2 + \Delta x_{1нр}^2}, \quad \Delta x_2 = \sqrt{\Delta x_{2сл}^2 + \Delta x_{2нр}^2}, \quad \Delta x_{сл} = 1,76 \sqrt{\sum_{i=1}^3 (\bar{x} - x_i)^2},$$

$$\Delta x_{1сл} = 1,76 \sqrt{\sum_{i=1}^3 (\bar{x}_1 - x_{1i})^2}, \quad \Delta x_{2сл} = 1,76 \sqrt{\sum_{i=1}^3 (\bar{x}_2 - x_{2i})^2}, \quad \Delta x_{нр} = \Delta x_{1нр} = \Delta x_{2нр} = 1 \text{ мм.}$$

11. Вычислите абсолютную погрешность  $\Delta F$  по формуле

$$\Delta F = \left(\frac{\Delta F}{F}\right) \cdot F.$$

12. Окончательный результат запишите в виде

$$F_{рсл} = (F \pm \Delta F) \text{ см}, \quad \frac{\Delta F}{F} \approx \dots \%$$

13. Сделайте общие выводы по выполненной работе.

**ПРИМЕЧАНИЕ.** По указанию преподавателя расчёт ошибок можно произвести на компьютере, используя соответствующую программу.

Таблица 1 (для собирающей линзы)

№ опыта	$L, \text{ см}$	$x_1, \text{ см}$	$x_2, \text{ см}$	$\ell, \text{ см}$	$F, \text{ см}$	$\Delta F, \text{ см}$	$\frac{\Delta F}{F}, \%$
1	—			—	—	—	—
2							
3							
Среднее							

Таблица 2 (для рассеивающей линзы)

№ опыта	$x_1, \text{ см}$	$x_2, \text{ см}$	$x, \text{ см}$	$d, \text{ см}$	$f, \text{ см}$	$F, \text{ см}$	$\Delta F, \text{ см}$	$\frac{\Delta F}{F}, \%$
1				—	—	—	—	—
2								
3								
Среднее								

### Контрольные вопросы

1. Дайте определение линзы. Какие виды линз вы знаете?
2. Дайте определение оптического центра, оптической оси, фокальной плоскости и главных фокусов линзы.
3. Запишите и поясните формулу тонкой линзы.
4. Что называется оптической силой линзы? В каких единицах она измеряется?
5. Что называется линейным увеличением линзы?
6. Начертите ход лучей в тонких линзах (собирающей и рассеивающей).
7. Назовите способы определения главного фокусного расстояния собирающей и рассеивающей линз. В чём суть этих способов?

8. Постройте изображение предмета в собирающей (рассеивающей) линзе для случаев:
- а) предмет находится между линзой и фокусом;
  - б) предмет находится в фокусе;
  - в) предмет находится между фокусом и двойным фокусом;
  - г) предмет находится в двойном фокусе;
  - д) предмет находится за двойным фокусом
- и укажите в каких приборах используется такое расположение предмета и линзы.

### Литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики. В 5 кн. Кн. 4. Волны. Оптика: Учеб. пособие для вузов / И.В. Савельев. – М.: ООО «Издательство Астрель»: ООО «Издательство АСТ», 2002. – 256 с.: ил.
2. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики: Учеб. пособие для вузов. – 2-е изд., испр. и доп. – М.: Высш. шк., 1999. – 718 с.: ил.
3. Трофимова Т. И. Курс физики: Учеб. пособие для вузов. – 7-е изд., стер. – М.: Высш. шк., 2001. – 542 с.: ил.

# ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

## 1. ДИФРАКЦИЯ

**Дифракция волн** – в первоначальном, узком смысле – огибание волнами препятствий, в современном более широком – любое отклонение при распространении волн от законов геометрической оптики.

Благодаря дифракции, волны могут попадать в область геометрической тени: огибать препятствия, стелиться вдоль поверхности, проникать через небольшие препятствия в экраны и т.п. Например, звук может быть услышан за углом дома или радиоволна может проникнуть за горизонт даже без отражения от ионосферы.

**Дифракция света** – в узком, но наиболее употребительном смысле – огибание лучами света границы непрозрачных тел (экранов); проникновение света в область геометрической тени. В широком смысле – проявление волновых свойств света в предельных условиях перехода от волновой оптики к геометрической.

Примерами дифракции света, понимаемой в широком смысле, являются рассеяние света капельками тумана, формирование изображения оптическими системами (например, микроскопом) и т. п. Наиболее рельефно дифракция света проявляется в областях резкого изменения плотности потока лучей; вблизи фокуса линзы, границ геометрической тени и др.

В естественных условиях дифракция света обычно наблюдается в виде нерезкой, размытой границы тени предмета, освещаемого удалённым источником.

В лабораторных условиях можно выявить структуру света в области геометрической тени, проявляющуюся в чередовании светлых и тёмных (или окрашенных) областей на экране. Иногда эта структура проста, как, например, при дифракции света на дифракционной решётке (рассмотрим ниже), часто очень сложна, например, в области фокуса линзы.

Дифракция волн (в том числе и света) происходит на преградах любых размеров, но как показывает практика и соответствующий расчёт, дифракционные эффекты чётко выражены только при условии:

$$\frac{d^2}{L \cdot \lambda} \leq 1, \quad (1)$$

где  $d$  – размер препятствия;

$L$  – расстояние от препятствия до точки наблюдения;

$\lambda$  – длина волны (см. рис. 2).

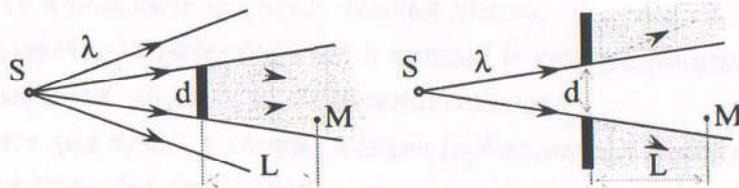


Рис. 2

Если условие (1) не выполняется, т.е.  $\frac{d^2}{L \cdot \lambda} > 1$ , можно считать, что дифракция отсутствует и дифракционными эффектами можно пренебречь. Этот случай соответствует *геометрической оптике*, где считается, что длина световой волны  $\lambda \rightarrow 0$ .

Дифракция света впервые была обнаружена в XVII веке итальянским учёным Гримальди. Большой вклад в развитие учения о дифракции света внесли М.В.Ломоносов; французские учёные Т.Юнг, Ж.Френель; голландский учёный Х.Гюйгенс и другие.

Качественное поведение света за преградой с отверстием может быть объяснено с помощью принципа Гюйгенса (1678 г.): *каждая точка пространства, которой достигла в данный момент волна, является центром вторичных элементарных волн, огибающая которых будет волновой поверхностью в следующий момент времени* (рис. 3).

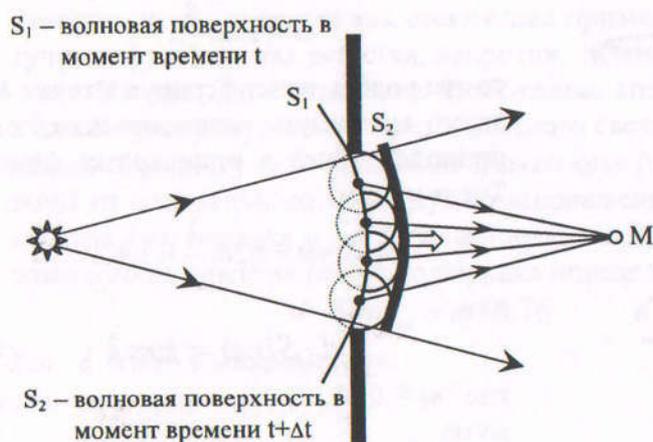


Рис. 3

Обратные элементарные волны (на рисунке показаны пунктиром) во внимание не принимаются.

Принцип Гюйгенса объясняет распространение волн, согласующееся с законами геометрической оптики, но не объясняет явления дифракции и не даёт сведений об амплитуде (интенсивности) волн, распространяющихся в различных направлениях.

Французский физик Ж.Френель (1815 г.) дополнил принцип Гюйгенса, введя

представление о когерентности вторичных элементарных волн и их интерференции, что позволило на основе принципа Гюйгенса-Френеля рассмотреть многие дифракционные явления.

Согласно принципу Гюйгенса-Френеля волновое возмущение в некоторой точке  $M$  (рис. 3) можно рассматривать как результат интерференции элементарных вторичных волн. Учёт амплитуд и фаз вторичных волн позволяет найти амплитуду (интенсивность) результирующей волны в любой точке пространства.

Принцип Гюйгенса-Френеля позволяет проанализировать все основные дифракционные явления.

Дифракционная решётка – совокупность большого числа одинаковых, отстоящих друг от друга на одно и то же расстояние щелей (рис. 4).

Периодом дифракционной решётки называется величина

$$d = a + b, \quad (2)$$

где  $a$  – ширина щели,  
 $b$  – ширина непрозрачного промежутка.

В простейшем случае дифракционная решётка представляет собой стеклянную пластинку, на которую через равные интервалы нанесены штрихи (царапины).

Расположим параллельно решётке собирающую линзу, в фокальной плоскости которой поставим экран. Выясним характер дифракционной картины, получающейся на экране при нормальном падении плоской световой волны. Каждая из щелей даст на экране картину, описываемую пунктирной кривой, изображённой на рис. 4 внизу. Картины от всех щелей придутся на одно и то же место экрана (независимо от положения щели, центральный максимум лежит против центра линзы).

Из рис. 4 видно, что разность хода волн от соседних щелей равна

$$\Delta = d \cdot \sin \varphi .$$

С другой стороны, если разность хода волн равна чётному числу длин полу- волн

$$\Delta = \pm 2m \frac{\lambda}{2},$$

то эти волны, интерферируя в точке  $M$ , дадут максимум интенсивности, т.к. приходят в неё в одинаковых фазах. Тогда имеем:

$$d \cdot \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} = \pm m \lambda$$

или

$$d \cdot \sin \varphi = \pm m \lambda , \quad (3)$$

где  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$  — порядок максимума.

Формула (3) называется *формулой дифракционной решётки* (главных максимумов интенсивности)

Для главных минимумов интенсивности соответственно получаем:

$$b \cdot \sin \varphi = \pm k \lambda , \quad (4)$$

где  $k = 0, 1, 2, 3, \dots$  — порядок минимума.

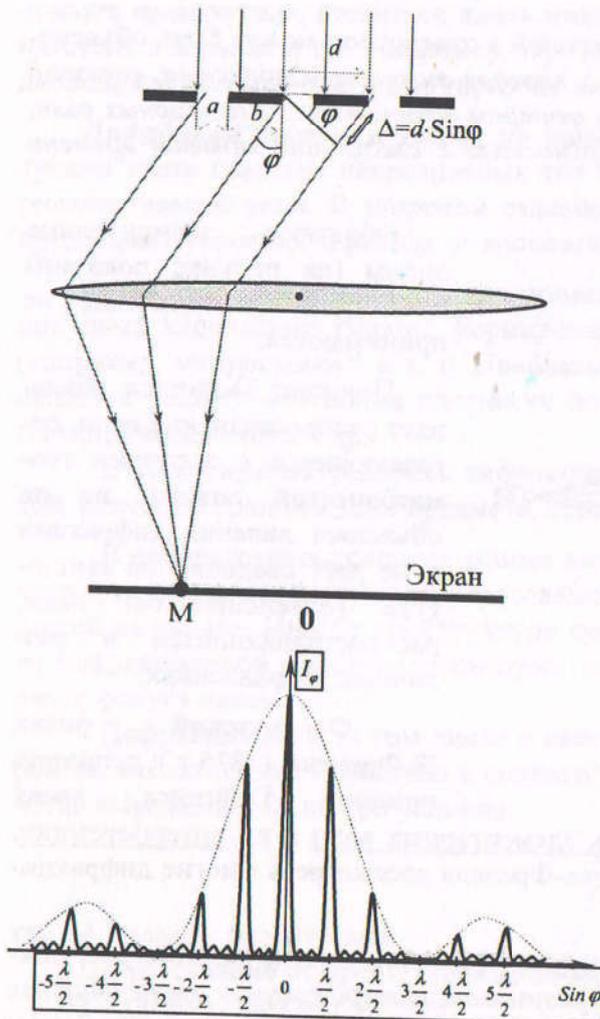


Рис. 4

на решётке из  $N$  щелей, принимает вид, изображённый на рис. 4 (сплошная линия внизу). При этом интенсивность главных максимумов в  $N^2$  раз больше интенсивности  $I_1$ , создаваемой одной щелью:  $I = N^2 \cdot I_1$  (на рис. 4 масштаб для  $I_\varphi$  уменьшен в связи с этим в  $N^2$  раз).

Кроме минимумов, определяемых условием (4), в промежутках между соседними главными максимумами имеется  $(N-1)$  добавочных минимумов. Эти минимумы возникают в тех направлениях, для которых колебания от отдельных щелей взаимно

гасят друг друга. Между дополнительными минимумами располагаются слабые вторичные максимумы. Число таких максимумов, приходящихся на промежуток между соседними главными максимумами, равно  $N-2$ . Однако, поскольку интенсивность вторичных максимумов не превышает  $1/22$  интенсивности ближайшего главного максимума, мы их в дальнейшем учитывать не будем.

Таким образом, картина распределения интенсивности света на экране, создаваемая дифракционной решёткой, возникает в результате совместного действия двух процессов – дифракции света на каждой из щелей решётки в отдельности и интерференции света, пришедшего из всех этих щелей.

Положение главных максимумов зависит от длины волны  $\lambda$ . Поэтому при пропускании через решётку белого света все максимумы, кроме центрального, разложатся в спектр, фиолетовый конец которого обращён к центру дифракционной картины, красный – наружу. Таким образом, дифракционная решётка представляет собой спектральный прибор для анализа спектрального состава падающего на решётку света (определения длин волн и интенсивностей всех монохроматических компонентов). Заметим, что в то время как стеклянная призма сильнее всего отклоняет фиолетовые лучи, дифракционная решётка, напротив, сильнее отклоняет красные лучи.

На рис. 5 схематически изображены спектры разных порядков, даваемые решёткой при пропускании через неё белого света. В центре лежит узкий максимум нулевого порядка; у него окрашены только края (согласно (3)  $\varphi$  зависит от  $\lambda$ ) По обе стороны от центрального максимума расположены два спектра 1-го порядка, затем два спектра 2-го порядка и т.д. Положение красного конца спектра  $m$ -го порядка и фиолетового конца спектра  $(m+1)$ -го порядка определяется соотношениями

$$d \cdot \sin \varphi_{\text{кр}} = m \cdot 0,76, \quad d \cdot \sin \varphi_{\text{фиол}} = (m+1) \cdot 0,40,$$

где  $d$  взято в микрометрах.

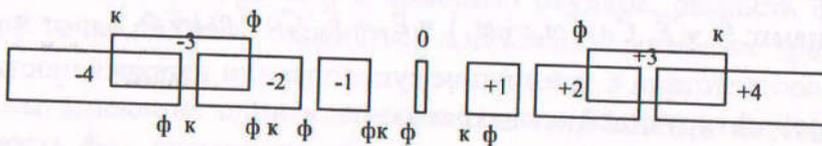


Рис. 5

При условии, что

$$0,76m > 0,40(m+1),$$

спектры  $m$ -го и  $(m+1)$ -го порядков частично перекрываются. Из неравенства получается, что  $m > 10/9$ . Следовательно, частичное перекрывание начинается со спектров 2-го и 3-го порядков (см. рис. 5, на котором для наглядности спектры разных порядков смещены друг относительно друга по вертикали).

Дифракционные решётки, используемые в различных областях спектра, отличаются размерами, формой, материалом поверхности, профилем штрихов и их частотой (от 6000 до 0,25 штрих/мм, что позволяет перекрывать область спектра от ультрафиолетовой его части до инфракрасной).

Способность дифракционной решётки давать на экране две отдельно наблюдаемые близкие спектральные линии называется разрешающей способностью дифракционной решётки. Она находится по формуле:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN, (5)$$

где  $\Delta\lambda$  – минимальная разность длин волн двух спектральных линий, при которой эти линии воспринимаются отдельно;  
 $m$  – порядок спектра (максимума);  
 $N$  – число щелей решётки.

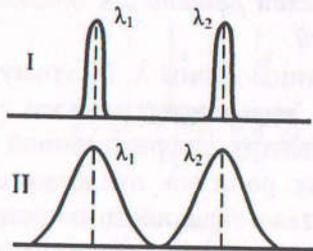


Рис. 6

На рис. 6 сопоставлены дифракционные картины, получающиеся для двух спектральных линий с помощью решёток, отличающихся значениями разрешающей способности  $R$  (у решётки I число щелей  $N$  и разрешающая способность  $R$  в два раза больше, чем у решётки II).

## 2. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ

**Интерференцией** называется явление усиления или ослабления амплитуды результирующей волны, образующейся при сложении в пространстве двух (или нескольких) волн с одинаковыми частотами колебаний. Интерференция может наблюдаться для любых волн, независимо от их природы.

Рассмотрим сложение волн. Найдём интенсивность света в какой-либо точке пространства, где перекрываются две световые волны, описываемые уравнениями:  $\vec{E}_1 = \vec{E}_{01} \cos(\omega_1 t + \varphi_1)$  и  $\vec{E}_2 = \vec{E}_{02} \cos(\omega_2 t + \varphi_2)$ .

В соответствии с принципом суперпозиции напряжённость электрического поля результирующей волны равна:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2,$$

где  $\vec{E}_1, \vec{E}_2$  – напряжённости электрического поля накрываемых волн.

Если векторы  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$  совершают колебания в одной плоскости и частоты их колебаний равны, то квадрат амплитуды результирующего колебания в некоторый момент времени равен:

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos \Delta\varphi, (1)$$

где  $\Delta\varphi$  – разность фаз колебаний в данной точке;

$E_{01}, E_{02}$  – амплитуды складываемых колебаний.

Интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды напряжённости:  $I \sim E_0^2$ , поэтому соотношение (1) можно записать так:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \langle \cos \Delta\varphi \rangle, (2)$$

где  $\langle \cos \Delta\varphi \rangle$  – среднее значение косинуса разности фаз.

Из этого уравнения видно, что мгновенная интенсивность света  $I$  в данной точке зависит от разности фаз колебаний. Если  $\langle \cos \Delta \varphi \rangle > 0$ , то интенсивность  $I > I_1 + I_2$  и произойдет усиление света; при  $\langle \cos \Delta \varphi \rangle < 0$  интенсивность  $I < I_1 + I_2$  и будет наблюдаться ослабление света; при  $\langle \cos \Delta \varphi \rangle = 0$  интенсивность равна  $I = I_1 + I_2$ .

Время пребывания атома, излучающего световую волну, в возбуждённом состоянии составляет  $\sim 10^{-8}$  с. Если атомы излучают световые волны независимо друг от друга, то разность фаз колебаний, приходящих в данную точку пространства, меняется примерно с таким же интервалом времени. Глаз не способен видеть мигания света, меняющиеся за столь короткое время. Его инерционность равна  $\sim 0,1$  с. В течение этого времени глаз усредняет все световые сигналы, попадающие в него, и реагирует на среднее за время  $\tau$  значение интенсивности, которое определяется выражением (2). Среднее значение косинуса  $\langle \cos \Delta \varphi \rangle$  за время  $\tau$  равно:

$$\langle \cos \Delta \varphi \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \cos \Delta \varphi \, dt. \quad (3)$$

Если разность фаз  $\Delta \varphi$  за время  $\tau$  меняется беспорядочно, она будет принимать любые значения от 0 до  $2\pi$ ,  $\cos \Delta \varphi$  — значения от  $-1$  до  $+1$ , а интеграл (3) — равняться 0. Тогда  $I = I_1 + I_2$  и в любой точке пространства интенсивности света от двух источников складываются *независимо*, волны не усиливают и не ослабляют друг друга, то есть интерференции *не наблюдается*. Именно с таким случаем мы встречаемся в повседневной практике.

Для того чтобы интерференционная картина была устойчива и её можно было бы наблюдать глазом или с помощью окуляра, разность фаз колебаний  $\Delta \varphi$  в данной точке должна сохраняться *постоянной* в течение времени инерции глаза  $\tau$ .

Волны, имеющие одинаковые частоты колебаний и постоянную во времени разность фаз, называются *когерентными*. Когерентные волны, накладываясь друг на друга, дают устойчивую *интерференционную картину*, представляющую собой чередующиеся светлые и тёмные полосы. Если складываются пучки монохроматического света, например, красного, полосы будут иметь красную и чёрную окраску. Если складываются пучки белого света, полосы будут иметь радужную окраску.

Выясним, от чего зависит разность фаз колебаний двух волн, приходящих в данную точку. Уравнения накладывающихся плоских волн имеют вид:

$$E_1 = E_{01} \cos \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} n_1 s_1 \right), \quad E_2 = E_{02} \cos \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 s_2 \right),$$

где  $E_0$  — амплитуда;

$\lambda_0$  — длина световой волны в вакууме;

$n_1$  и  $n_2$  — показатели преломления тех сред, по которым распространяются волны;

$s_1$  и  $s_2$  — пути, пройденные волнами от когерентных источников.

Вычтя выражения, стоящие под символом  $\cos$ , получим разность фаз колебаний в данной точке:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_2 s_2 - n_1 s_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta. \quad (4)$$

Величина  $\Delta = (n_2 s_2 - n_1 s_1)$  называется *оптической разностью* хода волн, а произведение  $n \cdot s$  — *оптической длиной пути* световой волны.

Если при наложении двух волн в данной точке разность фаз колебаний окажется равной *чётному* числу  $\pi$ , то есть  $\Delta\varphi = 2m\pi$  (а оптическая разность хода волн, соответственно, равна *чётному* числу полуволн  $\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}$ ), где  $m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$ , то  $E_0 = E_{01} + E_{02}$ , и в данной точке будет наблюдаться наибольшее *усиление* света, то есть *максимум интенсивности света*:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}.$$

Если разность фаз будет равна *нечётному* числу  $\pi$ , то есть  $\Delta\varphi = (2m+1)\pi$ , что соответствует оптической разности хода, равной *нечётному* числу полуволн  $\Delta = (2m+1) \frac{\lambda}{2}$ , то  $E_0 = E_{01} - E_{02}$ , и в данной точке будет наблюдаться наибольшее *ослабление* света, то есть *минимум интенсивности света*:

$$I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}.$$

От двух обычных источников света, например, ламп накаливания, интерференция *не наблюдается*, так как атомы нитей ламп излучают свет независимо друг от друга и разность фаз колебаний в данной точке не будет постоянной. Две когерентные волны (которые могут интерферировать) можно получить, если световую волну, идущую от данного источника света, разделить на две, а затем их вновь соединить. Это можно сделать с помощью, например:

- двух параллельных щелей, освещаемых источником света (опыт Юнга);
- двух зеркал, установленных друг к другу под углом, близким к  $180^\circ$  (зеркала Френеля);
- двух призм с очень малым углом преломления, соединённых своими основаниями (бипризма Френеля), и др.

В этих случаях мы получим два пучка *когерентных* волн, идущих, соответственно: от двух щелей; отражённых от двух зеркал; преломлённых в двух призмах, то есть в каждом из случаев мы получим два когерентных источника света и сможем наблюдать *устойчивые* интерференционные картины.

Найдём положение полос и расстояние между ними в интерференционной картине, полученной от двух когерентных источников. На рис. 1  $S_1$  и  $S_2$  — два когерентных источника света. На экране  $Эк$  наблюдается интерференционная картина в виде множества параллельных светлых и темных полос.

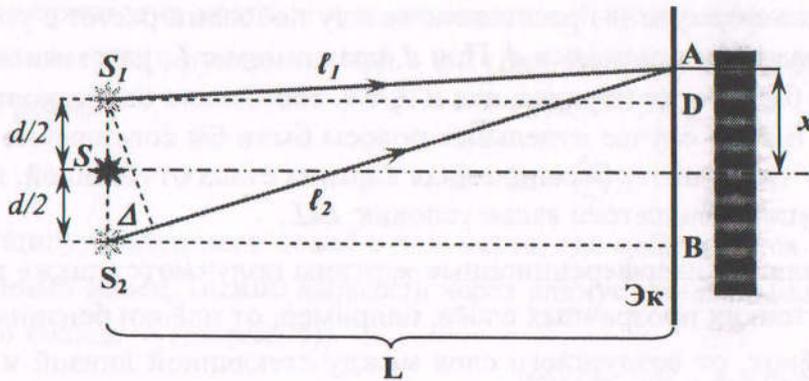


Рис. 1. Интерференционная картина от двух когерентных источников  $S_1$  и  $S_2$

Пусть  $d$  – расстояние между источниками;  $L$  – расстояние от источников до экрана  $P$ ;  $x$  – расстояние от центра картины до некоторой интерференционной полосы, проходящей через точку  $A$ . Величина  $x$  определяет положение полосы. Из рисунка видно, что

$$\ell_1^2 = L^2 + (x - d/2)^2 \quad (\text{из треугольника ADS}_1),$$

$$\ell_2^2 = L^2 + (x + d/2)^2 \quad (\text{из треугольника ABS}_2).$$

Следовательно:

$$\ell_2^2 - \ell_1^2 = (\ell_2 + \ell_1) \cdot (\ell_2 - \ell_1) = 2x \cdot d. \quad (5)$$

Ниже будет выяснено, что для получения различимой интерференционной картины расстояние между источниками  $d$  должно быть значительно меньше расстояния до экрана  $L$  ( $d \ll L$ ). Расстояние  $x$ , в пределах которого образуются интерференционные полосы, также бывает значительно меньше  $L$  ( $x \ll L$ ). При этих условиях можно положить  $\ell_2 + \ell_1 \approx 2L$ . Разность  $(\ell_2 - \ell_1)$  – это разность  $\Delta$  хода волн. Считаем, что свет распространяется в вакууме. Тогда из уравнения (5) получим:

$$x = \frac{\Delta \cdot L}{d}. \quad (6)$$

Используя условия максимумов и минимумов света при интерференции и выражение (6), можно найти положения светлых (максимумы) и темных (минимумы) полос:

$$x_{\max} = \frac{m \lambda L}{d}, \quad x_{\min} = \frac{(2m + 1) \lambda L}{d}, \quad (7)$$

где  $m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$

Из формул (7) можно определить расстояние между соседними светлыми (или темными) полосами:

$$\Delta x = \frac{\lambda L}{d}. \quad (8)$$

Согласно формуле (8) расстояние между полосами растёт с уменьшением расстояния между источниками  $d$ . При  $d$ , сравнимом с  $L$ , расстояние между полосами было бы того же порядка, что и  $\lambda$ , т.е. составляло бы несколько десятых микрометра. В этом случае отдельные полосы были бы совершенно неразличимы. Для того чтобы интерференционная картина стала отчётливой, необходимо соблюдение упоминавшегося выше условия:  $d \ll L$ .

Устойчивые интерференционные картины получают также при отражении света от тонких прозрачных слоёв, например, от плёнки бензина на воде, от мыльных плёнок, от воздушного слоя между стеклянной линзой и пластиной, на которой установлены линза (кольца Ньютона).

При интерференции двух волн, отражённых от верхней и нижней границ тонкого слоя (рис. 2), оптическая разность хода волн равна:

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_0}{2}, \quad (9)$$

где  $d$  — толщина слоя,  $n$  — показатель преломления плёнки (слоя);  $i$  — угол падения световых лучей,  $\lambda_0$  — длина световой волны в вакууме.

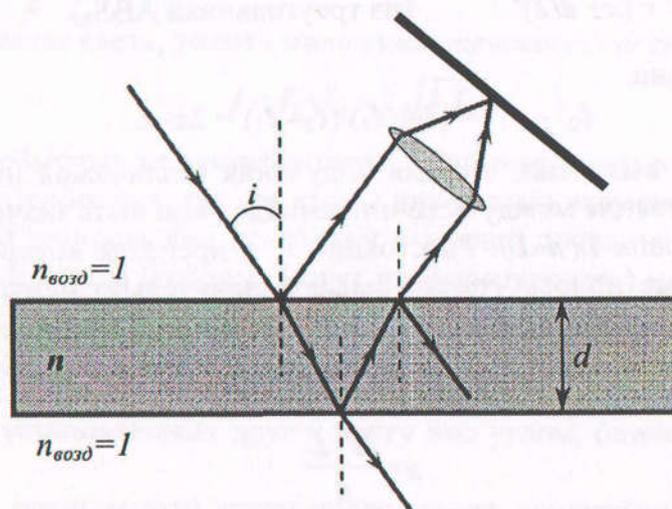


Рис. 2. Интерференция в тонких плёнках

Второй член в правой части уравнения (9) обусловлен тем, что при отражении света от оптически более плотной среды вектор  $E$  скачком меняет своё направление на противоположное, или, как говорят, происходит "потеря полволны". Поэтому к оптической разности хода добавляется (или отнимается)  $\lambda_0/2$ .

Интерференционная картина, образующаяся при отражении света от тонкой воздушной прослойки между линзой и соприкасающейся с ней стеклянной пластинкой, называется **кольцами Ньютона**. Она представляет собой множе-

ство concentрических светлых и темных колец. В этом случае оптическая разность хода интерферирующих лучей 1 и 2 (рис. 3) при нормальном падении лучей ( $i = 0$ ) равна:

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda_0}{2}, \quad (10)$$

Толщину воздушного слоя  $d$  в том месте, где наблюдается одно из интерференционных колец, можно выразить через радиус кривизны линзы  $R$  и радиус данного кольца  $r$  (см.рис. 4):

$$R^2 = (R - d)^2 + r^2; d(2R - d) = r^2; 2R \approx r^2$$

$$(d \ll 2R),$$

$$d = \frac{r^2}{2R}. \quad (11)$$

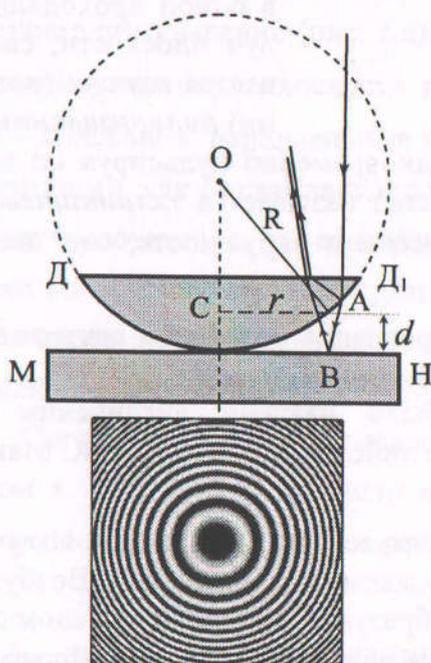


Рис. 1

ДД<sub>1</sub> – плосковыпуклая линза радиусом R;  
 МН – плоскопараллельная пластинка;  
 r – радиус окружности (кольца), все точки  
 которой имеют одинаковый воздушный  
 клин d.

Для тёмных колец

$$\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \text{ и из (10) и (11) най-}$$

дём выражение для радиусов тем-  
 ных колец Ньютона:

$$r = \sqrt{m \lambda R}, \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (12)$$

где  $m$  – порядковый номер тёмного  
 кольца, отсчитываемый от цен-  
 трального тёмного пятна, прини-  
 маемого за нулевое.

### 3. ПОЛЯРИЗАЦИЯ

Видимое излучение (свет) представляет собой электромагнитную волну с  $\lambda = 0,76 \div 0,38$  мкм, следовательно, векторы напряжённости электрического  $\vec{E}$  и магнитного  $\vec{H}$  полей колеблются во взаимно перпендикулярных плоскостях и перпендикулярно направлению распространения волны (рис. 1). В связи с этим говорят, что монохроматическая электромагнитная волна поляризована. Для полного описания состояния поляризации волны требуется знание поведения

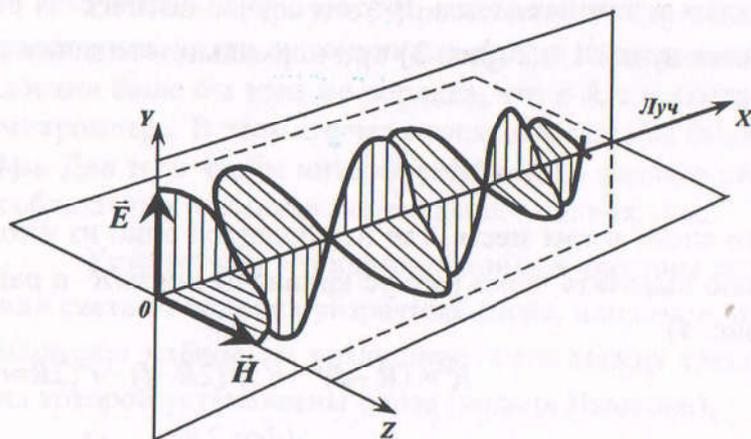


Рис. 1

лишь одного из векторов  $\vec{E}$  или  $\vec{H}$ . Обычно для этой цели выбирается вектор  $\vec{E}$  (его ещё называют *световой вектор*, т.к. физиологическое, фотохимическое, фотоэлектрическое и другие действия света, вызываются именно им). Если колебания светового вектора происходят только в одной проходящей через луч плоскости, свет называется *плоско* (или *линейно*) *поляризованным*. Если

вектор  $\vec{E}$  поворачивается вокруг луча, одновременно пульсируя по величине, так что его острière описывает эллипс, то свет называется *эллиптически поляризованным*. Если острière вектора  $\vec{E}$  описывает окружность, свет называется *поляризованным по кругу*.

Таким образом, свет в котором направления колебаний вектора  $\vec{E}$  каким-либо образом упорядочены, называется *поляризованным*.

Понятие "поляризация света" было введено английским учёным И. Ньютоном в 1704-1706 гг. и объяснено английским физиком Дж. К. Максвеллом в 1865-1873 гг.

Свет, испускаемый отдельным атомом, всегда поляризован. Излучение же светящегося тела складывается из волн, испускаемых его атомами. Возбуждаемые ими цуги волн, налагаясь друг на друга, образуют испускаемую телом световую волну. Колебания вектора  $\vec{E}$  каждого цуга ориентированы случайным образом и представлены с равной вероятностью. В этом случае говорят о *естественном свете* – свете, в котором вектор  $\vec{E}$  быстро и беспорядочно изменяется по направлению, перпендикулярному лучу и все направления представлены равновероятно. Весьма близок к естественному свету прямой солнечный свет, а так же свет, излучаемый раскалёнными телами и светящимися газами.

Выделяют также частично *поляризованный свет*, который можно рассматривать как смесь естественного и плоско поляризованного света.

Процесс выделения из естественного света, света поляризованного, называется *поляризацией*, а устройства для получения поляризованного света – *поляризаторами*. Такие устройства свободно пропускают колебания вектора в одной плоскости (её называют плоскостью пропускания или плоскостью поляризации) и полностью или частично задерживают колебания, перпендикулярные этой плоскости. Это возможно в силу того, что вещество поляризатора обладает *оптической анизотропией* – в разных направлениях оптические свойства такого вещества различны.

Особо подчеркнём, что интерферировать могут только *одинаково* поляризованные когерентные волны.

В основу создания поляризаторов положены три явления:

1. Отражение и преломление света от диэлектриков (например, стопа Столетова);
2. Двойное лучепреломление (например, призма Николя);
3. Дихроизм – анизотропия поглощения света (например, поляроид).

### Поляризация света при отражении и преломлении.

При падении света на границу раздела двух диэлектриков (например, на поверхность стеклянной пластинки) происходит его частичное отражение и частичное преломление (рис. 2,а). В отражённом луче преобладают колебания, перпендикулярные к плоскости падения (обозначены «•»), а в преломлённом луче – колебания, параллельные плоскости падения (обозначены «|»). Степень поляризации, как показывает опыт, зависит от угла падения  $i$ . Если он удовлетворяет условию (1), то отражённый луч полностью поляризован (содержит только колебания, перпендикулярные к плоскости падения), а степень поляризации преломлённого луча достигает наибольшего значения. Однако преломлённый луч всегда остаётся поляризованным лишь частично (рис. 2,б).

Согласно закону, установленному шотландским физиком Дэвидом Брюстером в 1815 г., *тангенс угла падения  $i_{\text{Бр}}$  равен относительному показателю преломления диэлектрика, от которого отражается свет:*

$$\operatorname{tg} i_{\text{Бр}} = n, \quad (1)$$

где  $i_{\text{Бр}}$  – угол полной поляризации (угол Брюстера);  
 $n = \sqrt{\epsilon}$  – показатель преломления диэлектрика (в частности, стекла),  
 $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость вещества, от которого отражается свет.

В частности, для стекла ( $n = 1,5$ ) угол Брюстера  $i_{\text{Бр}} \approx 56^\circ 20'$ .

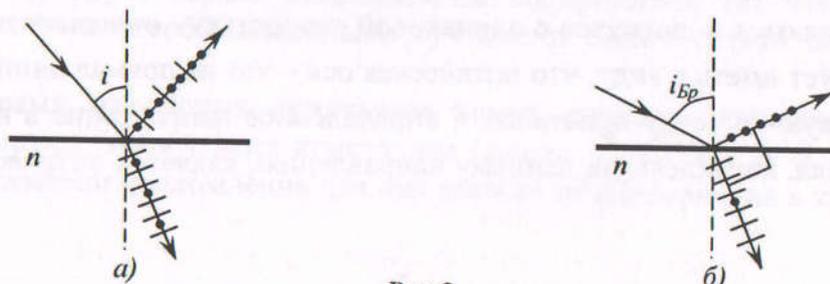


Рис.2

**Степенью поляризации** называется отношение

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (2)$$

где  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$  – максимальная и минимальная интенсивность света, прошедшего через поляризатор. Для линейно поляризованного света  $I_{\min} = 0$  и  $P = 1$ ; для естественного света  $I_{\max} = I_{\min}$  и  $P = 0$ . Для частично поляризованного света  $0 < P < 1$ . К эллиптически поляризованному свету понятие степени поляризации не применимо (у такого света колебания полностью упорядочены).

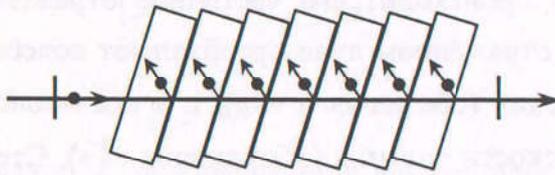


Рис.3

Чтобы увеличить степень поляризации преломлённого луча вместо одной пластинки используют набор тонких стеклянных пластинок, расположенных друг за другом так, чтобы свет, выходящий из первой пластинки падал под углом Брюстера на вторую, из второй на третью и т.д. (рис. 3).

Такая система пластин, названная *стопой Столетова* (по имени её изобретателя, русского учёного А.Г. Столетова) позволяет путём многократных отражений и преломлений добиться того, чтобы свет, прошедший через неё, был практически полностью поляризован (99% при 16 стеклянных пластинках с  $n = 1,5$ ).

### Двойное лучепреломление

При прохождении света через почти все прозрачные кристаллы наблюдается явление, получившее название *двойного лучепреломления*. Оно было открыто в 1669 году датским учёным Эразмом Бартолином для кристаллов исландского шпата (разновидность кальцита  $\text{CaCO}_3$ ). Это явление заключается в том, что упавший на кристалл луч разделяется внутри кристалла на два луча, распространяющихся, вообще говоря, с разными скоростями и в различных направлениях, поэтому предметы, рассматриваемые, через такое вещество выглядят раздвоенными (рис. 4,а). Единственное направление, вдоль которого лучи не разделяются и движутся с одинаковой скоростью – *оптическая ось кристалла*. Следует иметь в виду, что оптическая ось – это не прямая линия, проходящая через какую-то точку кристалла, а определённое направление в кристалле. Любая прямая, параллельная данному направлению, является оптической осью кристалла.

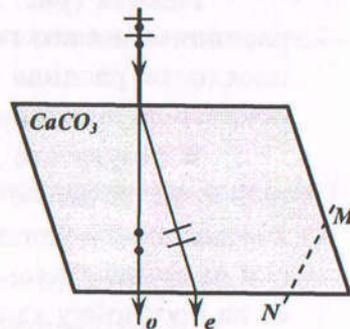
Различают *одноосные* и *двуосные* кристаллы, обладающие двойным лучепреломлением. У одноосных кристаллов один из преломлённых лучей подчиняется обычному закону преломления; в частности, он лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью к преломляющей поверхности. Этот луч называется *обыкновенным* и обозначается буквой «*o*». Для обыкновенного луча имеет место соотношение  $\frac{\sin i}{\sin r_o} = n_o = const$ , т.е. показатель преломления  $n_o$  не зависит от угла падения  $i$ . Для другого луча, называемого *необыкновен-*



а)



б)



в)

Рис. 4

*ным* (обозначается буквой «*e*») показатель преломления *зависит* от угла падения и для него  $\frac{\sin i}{\sin r_e} = n_e \neq const$  (рис. 4,б). Даже при нормальном падении света на кристалл необыкновенный луч, вообще говоря, отклоняется от нормали (рис. 4,в). Кроме того, необыкновенный луч не лежит, как правило, в одной плоскости с падающим лучом и нормалью к преломляющей поверхности. Подобными свойствами обладают также кристаллы кварца и турмалина.

Опыт показывает, что оба луча поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях (см. рис. 4,б и рис. 4,в) – в обыкновенном луче колебания вектора  $\vec{E}$  направлены перпендикулярно оптической оси, перпендикулярной главному сечению кристалла. В необыкновенном луче вектор  $\vec{E}$  колеблется в плоскости главного сечения кристалла<sup>5</sup>. По выходу из кристалла оба луча отличаются друг от друга только направлением поляризации, так что названия «обыкновенный» и «необыкновенный» луч имеют смысл только внутри кристалла.

Примерами одноосных кристаллов могут служить исландский шпат, кварц и турмалин. У двуосных кристаллов (слюда, гипс) оба луча необыкновенные – показатели преломления для них зависят от направления в кристалле.

<sup>5</sup>Главное сечение кристалла – плоскость, проходящая через падающий луч и оптическую ось.

Двойное лучепреломление объясняется анизотропией<sup>6</sup> кристалла, в результате чего скорость световых волн зависит от направления колебаний светового вектора  $\vec{E}$ . Таким образом, скорости волн с различной поляризацией становятся различной ( $v_o \neq v_e$ ) и лучи “разделяются” в пространстве. При этом их интенсивности равны:  $I_o = I_e = I/2$ ;  $I_o + I_e = I$ .

Явление двойного лучепреломления лежит в основе “работы” одного из видов поляризатора – призмы Нюколя (или прости нюколя), по имени английского физика Уильяма Нюколя (1828 г.).

Нюколь (рис. 5) изготавливается из кристалла исландского шпата, путём распиливания его под определённым углом к оптической оси и склеивания по плоскости распила специальным прозрачным клеем – канадским бальзамом<sup>7</sup>, показатель преломления  $n_{к.б.}$  которого удовлетворяет условию  $n_e < n_{к.б.} < n_o$ .

В результате двойного лучепреломления обыкновенный и необыкновенный лучи разделяются в кристалле, но необыкновенный луч падает на прослойку канадского бальзама под углом меньшим предельного ( $n_e < n_{к.б.}$ ) и практически не преломляясь проходит насквозь. Обыкновенный луч, преломляясь, падает на прослойку канадского бальзама под большим углом (угол превышает угол полного отражения) и, испытывая полное отражение, поглощается зачернённой поверхностью боковой грани призмы.

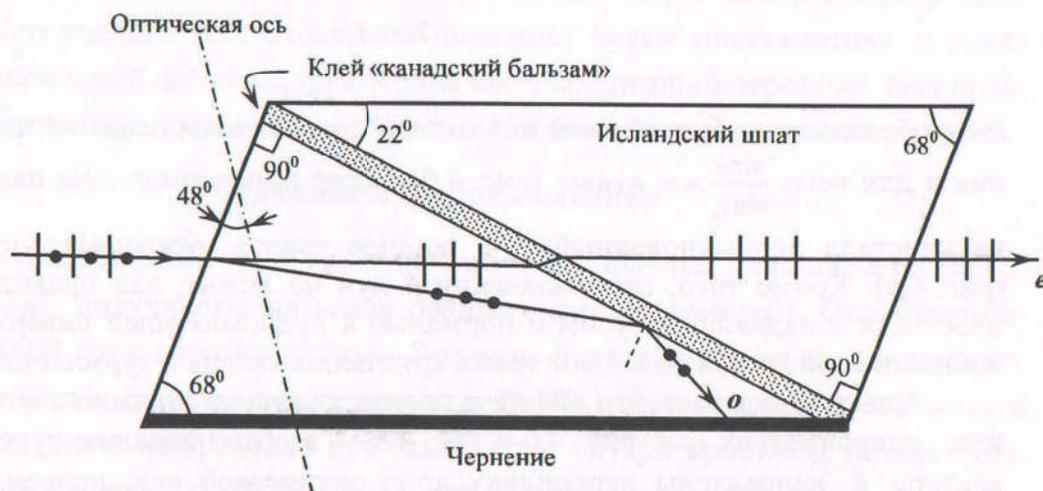


Рис. 5

Двойное лучепреломление имеет место в естественных анизотропных средах. Существуют, однако, различные способы получения искусственной оптической анизотропии, т.е. сообщения оптической анизотропии естественно

<sup>6</sup> Анизотропия (от греч. *ánisos* – неравный и *trópos* – направление), зависимость физических свойств (механических, ~~оптических~~, магнитных, электрических и т.д.) вещества от направления. Естественная анизотропия – характерная особенность кристаллов.

<sup>7</sup> Канадский бальзам изготавливается из смолы сосны, произрастающей в Канаде.

изотропным веществам. Оптически изотропные вещества становятся оптически анизотропными под действием:

1. одностороннего сжатия или растяжения (кристаллы кубической системы, стекла и др.);
2. электрического поля – *эффект Керра* – (жидкости, аморфные тела, газы);
3. магнитного поля – *эффект Коттона-Мутона* – (жидкости, стекла, коллоиды).

В перечисленных случаях вещество приобретает свойства одноосного кристалла, оптическая ось которого совпадает с направлением деформации, электрического или магнитного полей соответственно указанным выше воздействиям.

### Поляроиды. Закон Малюса

Исследование двояко преломляющих кристаллов, показало, что они в той или иной степени поглощают свет. При этом поглощение обыкновенного и необыкновенного лучей оказывается различным и зависит от направления распространения света в кристалле. Это явление называется *дихроизмом*.

Явление дихроизма отчётливо выражено в кристаллах турмалина и герпатита. Пластинка турмалина (минерала сложного состава) толщиной 1 мм полностью поглощает обыкновенный луч, пропуская необыкновенный луч (линейно поляризованный). Поглощение необыкновенного луча зависит от частоты света, поэтому такая пластинка, при освещении белым светом, пропускает желто-зелёные лучи и является одновременно поляризатором и светофильтром. Кристаллы герпатита (сульфата йодистого хинина) малы, поэтому их наносят на целлулоидную плёнку (может быть большой площади) и при толщине кристаллов ~0,1 мм полностью поглощается один из лучей. Подобные плёнки, обладающие ярко выраженным дихроизмом называются *поляроидами* (поляризационными светофильтрами). Обычно тонкую поляризационную плёнку заклеивают для защиты от механических повреждений и действия влаги между двумя прозрачными пластинками. Поляроиды впервые разработаны группой американских учёных во главе с Е. Лэндом в 1932 году, серийное изготовление началось с 1935 года.

Нормальный человеческий глаз обычно одинаково воспринимает поляризованный и неполяризованный (естественный) свет. Лишь небольшой процент людей способен ощутить различие между ними. Поэтому, для обнаружения поляризованного света используют анализаторы.

*Анализатор* – прибор или устройство для анализа характера поляризации света. Практически анализатор – это тот же самый поляризатор, но служащий для анализа света (призма Николя, поляроиды и т.д.). Условное обозначение анализатора (или поляризатора) приведено на рис. 6.

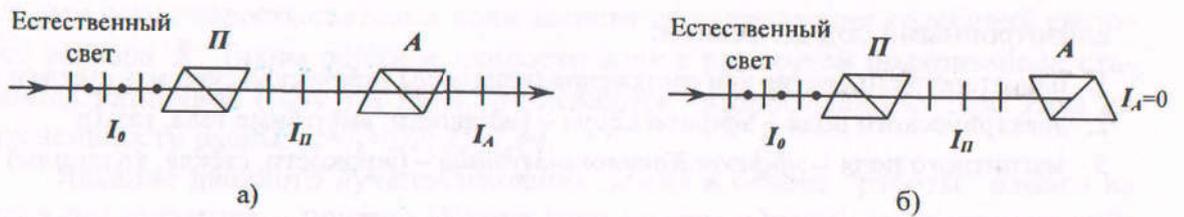


Рис. 6

Механизм “работы” анализатора (поляризатора) легко объяснить, если условно изобразить его в виде решётки, “прутья” которой параллельны вектору  $\vec{E}$  световой волны. Если на такую решётку-анализатор падает естественный свет (рис. 7 а), то интенсивность прошедшего света  $I_A$  не изменяется при вращении анализатора вокруг направления падающего света и при отсутствии поглощения выполняется равенство:  $I_A = \frac{1}{2} I_0$ . Это является прямым следствием того, что в естественном свете представлены колебания вектора  $\vec{E}$  в любой плоскости равновероятно.

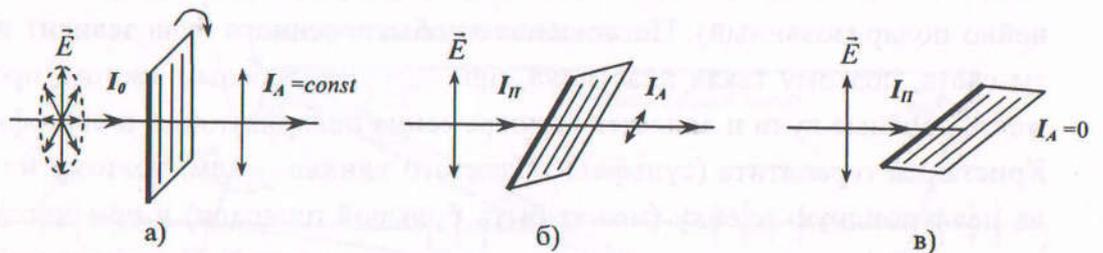


Рис. 7

Если на анализатор падает частично поляризованный свет (рис. 7б), то величина  $I_A$  будет изменяться в зависимости от ориентации вектора  $\vec{E}$  относительно “прутьев” решётки (плоскости пропускания) от минимального до максимального значения. Наконец, если на анализатор падает линейно поляризованный свет с интенсивностью  $I_П$ , то интенсивность  $I_A$  прошедшего через анализатор света зависит от угла  $\Theta$  между плоскостями пропускания анализатора и поляризатора. При “скрещенных” анализаторе и поляризаторе ( $\Theta = 90^\circ$ ) свет через анализатор не проходит (рис. 7в).

Пусть плоскости пропускания поляризатора и анализатора составляют угол  $\Theta$ . Как видно из рис. 8, через анализатор пройдёт только составляющая  $E_A = E_П \cdot \cos \Theta$ . Учитывая, что  $I \sim E^2$ , получаем:

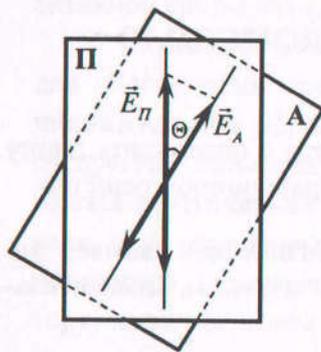


Рис. 8

$$I_A = I_P \cdot \cos^2 \theta \quad - \text{закон Малюса}^* .(3)$$

(без учёта поглощения света в поляризаторе и анализаторе)

Понимание принципа “работы” поляризатора (анализатора) позволяет отличить свет естественный от поляризованного. Для этого достаточно между глазом и источником света поместить анализатор (поляроид, николю и т.д.) и вращать его вокруг оси, вдоль которой распространяется свет. Любое изменение интенсивности света, регистрируемое глазом, говорит о том, что свет тем или иным образом поляризован. В противном случае мы имеем дело с естественным светом.

Явление поляризации света и сам поляризованный свет находят широкое применение, приведём некоторые:

- плавная регулировка интенсивности светового пучка (закон Малюса);
- исследование напряжений в прозрачных средах;
- увеличение контрастности и ликвидация световых бликов в фотографии (в том числе и при аэрокосмостъёмке);
- создание светофильтров и модуляторов излучения;
- медицинские исследования.

\* Установлен французским физиком Этьеном Луи Малюсом в 1810 г.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5.5

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ЛАЗЕРА С ПОМОЩЬЮ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЁТКИ

Цель работы: ознакомиться с принципом работы газового лазера и определить длину волны гелий-неонового лазера с помощью дифракционной решётки.

Приборы и принадлежности: полупроводниковый лазер на оптической скамье, дифракционная решётка, экран для наблюдения дифракционной картины, измерительная миллиметровая лента.

#### Теоретическая часть

Лазер(или оптический квантовый генератор) – устройство, преобразующее энергию накачки (световую, электрическую, тепловую, химическую и др.) в энергию когерентного, монохроматического, поляризованного и узконаправленного потока излучения.

Физической основой работы лазера служит квантовомеханическое явление *вынужденного* (индуцированного) излучения. Излучение лазера может быть непрерывным, с постоянной мощностью, или импульсным, достигающим больших пиковых мощностей. Существует большое количество видов лазеров, использующих в качестве рабочей среды все агрегатные состояния вещества. Габариты лазеров разнятся от микроскопических для ряда полупроводниковых лазеров до размеров футбольного поля для некоторых лазеров на неодимовом стекле. Уникальные свойства излучения лазеров позволили использовать их в различных отраслях науки и техники, а также в быту, начиная с чтения и записи компакт-дисков и заканчивая исследованиями в области управляемого термоядерного синтеза.

Идея создания лазеров принадлежит российским учёным Н.Г.Басову, А.М.Прохорову и американскому учёному Ч.Таунсу, удостоенным Нобелевской премии 1964 г.

#### Принцип действия

Физической основой работы лазера служит явление вынужденного (индуцированного) излучения. Суть явления состоит в том, что возбуждённый атом способен излучить фотон под действием другого фотона без его поглощения, если энергия последнего равняется разности энергий уровней атома до и после излучения. При этом излучённый фотон когерентен фотону, вызвавшему излучение (является его «точной копией»). Таким образом происходит усиление света. Этим явление отличается от спонтанного излучения, в котором излучаемые фотоны имеют случайные направления распространения, поляризацию и фазу.

Вероятность того, что случайный фотон вызовет индуцированное излучение возбуждённого атома, в точности равняется вероятности поглощения этого фотона атомом, находящимся в невозбуждённом состоянии. Поэтому для усиления света необходимо, чтобы возбуждённых атомов в среде было больше, чем невозбуждённых (так называемая инверсия населённостей). В состоянии термодинамического равнове-

сия это условие не выполняется, поэтому используются различные системы накачки активной среды лазера (оптические, электрические, химические и др.).

Первоисточником генерации является процесс спонтанного излучения, поэтому для обеспечения преемственности поколений фотонов необходимо существование положительной обратной связи, за счёт которой излучённые фотоны вызывают последующие акты индуцированного излучения. Для этого активная среда лазера помещается в оптический резонатор. В простейшем случае он представляет собой два зеркала, одно из которых полупрозрачное – через него луч лазера частично выходит из резонатора. Отражаясь от зеркал, пучок излучения многократно проходит по резонатору, вызывая в нём индуцированные переходы. Излучение может быть как непрерывным, так и импульсным.

Генерируемое лазером излучение является монохроматическим (одной или дискретного набора длин волн). Кроме этого, из-за особого расположения зеркал в лазерном луче сохраняются лишь те фотоны, которые распространяются в направлении, параллельном оптической оси резонатора на небольшом расстоянии от неё, остальные фотоны быстро покидают объём резонатора. Таким образом луч лазера имеет очень малый угол расходимости. Наконец, луч лазера имеет строго определённую поляризацию. Для этого в резонатор вводят различные поляризаторы, например, ими могут служить плоские стеклянные пластинки, установленные под углом Брюстера к направлению распространения луча лазера.

#### Устройство лазера

Все лазеры состоят из трёх основных частей (рис. 1):

- активной (рабочей) среды;
- системы накачки (источник энергии);
- оптического резонатора (может отсутствовать, если лазер работает в режиме усилителя).

Каждая из них обеспечивает для работы лазера выполнение своих определённых функций.



Рис. 1

**Активная среда.** Это вещество, в котором создаётся инверсная населённость уровней, т.е. такое состояние, когда на более высоких энергетических уровнях находится больше возбуждённых атомов, чем на более низких энергетических уровнях. В настоящее время в качестве рабочей среды лазера используются все агрегатные состояния вещества: твёрдое, жидкое, газообразное и даже плазма.

**Система накачки.** Это устройство для создания инверсии в активной среде. Для создания инверсной населённости среды лазера используются различные механизмы:

- в твердотельных лазерах она осуществляется за счёт облучения мощными газоразрядными лампами-вспышками, сфокусированным солнечным излучением (так называемая оптическая накачка) и излучением других лазеров (в частности, полупроводниковых). При этом возможна работа только в импульсном режиме, поскольку требуются большие плотности энергии накачки, вызывающие при длительном воздействии сильный разогрев и разрушение стержня рабочего вещества;
- в газовых и жидкостных лазерах используется накачка электрическим разрядом. Такие лазеры работают в непрерывном режиме. Накачка химических лазеров происходит посредством протекания в их активной среде химических реакций;
- накачка полупроводниковых лазеров происходит под действием сильного прямого тока через *p-n* переход, а также пучком электронов.

Существуют и другие методы накачки (газодинамические, заключающиеся в резком охлаждении предварительно нагретых газов; фотодиссоциация, частный случай химической накачки и др.).

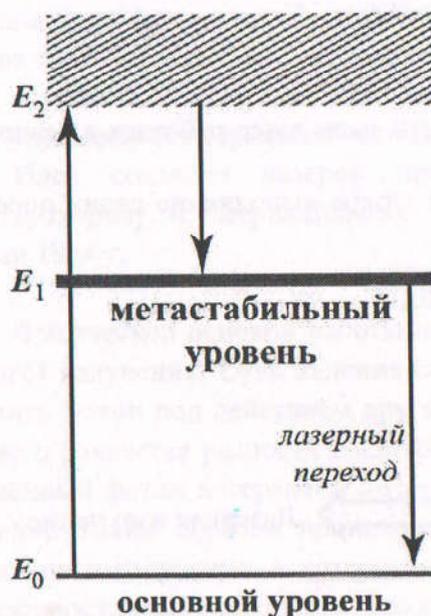


Рис. 2

Классическая трёхуровневая система накачки рабочей среды (рис. 2) используется, например, в рубиновом лазере. Рубин представляет собой кристалл корунда  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , легированный небольшим количеством ионов хрома  $\text{Cr}^{3+}$ , которые и являются источником лазерного излучения. Из-за влияния электрического поля кристаллической решётки корунда внешний энергетический уровень хрома  $E_2$  расщеплён. Именно это делает возможным использование монохроматического излучения в качестве накачки. При этом атом переходит из основного состояния с энергией  $E_0$  в возбуждённое с энергией около  $E_2$ . В этом состоянии атом может находиться сравнительно недолго (порядка  $10^{-8}$  с), почти сразу происходит безизлучательный переход на уровень  $E_1$ , на котором атом может находиться значительно дольше (до  $10^{-3}$  с), это так называемый *метастабильный уровень*. Возникает возможность осуществления

индуцированного излучения под воздействием других случайных фотонов. Как только атомов, находящихся в метастабильном состоянии становится больше, чем в основном, начинается процесс генерации лазерного излучения.

Следует отметить, что создать инверсию населённостей атомов хрома Cr с помощью накачки непосредственно с уровня  $E_0$  на уровень  $E_1$  нельзя. Это связано с тем, что если поглощение и вынужденное излучение происходят между двумя уровнями, то оба эти процесса протекают с одинаковой скоростью. Поэтому в данном случае накачка может лишь уравнивать населённости двух уровней, чего недостаточно для возникновения генерации.

**Оптический резонатор.** Это устройство для обеспечения положительной обратной связи. В простейшем случае состоит из двух зеркал (сплошного и полупрозрачного), установленных параллельно друг другу.

**Полупроводниковые лазеры.** Формально являются твердотельными, но традиционно выделяются в отдельную группу, поскольку имеют иной механизм накачки (инжекция избыточных носителей заряда через  $p$ - $n$  переход), а квантовые переходы происходят между разрешёнными энергетическими зонами, а не между дискретными уровнями энергии. Полупроводниковые лазеры – наиболее употребительный в быту вид лазеров. Кроме этого применяются в спектроскопии, в системах накачки других лазеров, а также в медицине.

#### Принцип действия полупроводникового лазера

Когда на анод обычного диода подаётся положительный потенциал, то говорят, что диод смещён в прямом направлении. При этом дырки из  $p$ -области инжектируются в  $n$ -область  $p$ - $n$  перехода, а электроны из  $n$ -области инжектируются в  $p$ -область полупроводника. Если электрон и дырка оказываются «вблизи», то они могут рекомбинировать с выделением энергии в виде фотона определённой длины волны (в силу сохранения энергии) и фонона (в силу сохранения импульса, потому что фотон уносит импульс). Такой процесс называется спонтанным излучением и является основным источником излучения в светодиодах.

Однако, при определённых условиях, электрон и дырка перед рекомбинацией могут находиться в одной области пространства достаточно долгое время (до микросекунд). Если в этот момент через эту область пространства пройдёт фотон нужной (резонансной) частоты, он может вызвать вынужденную рекомбинацию с выделением второго фотона, причём его направление, вектор поляризации и фаза будут в точности совпадать с теми же характеристиками первого фотона.

В лазерном диоде полупроводниковый кристалл изготавливают в виде очень тонкой прямоугольной пластинки. Такая пластинка, по сути, является оптическим волноводом, где излучение ограничено в относительно небольшом пространстве. Верхний слой кристалла легируется для создания  $n$ -области, а в нижнем слое создают  $p$ -область. В результате получается плоский  $p$ - $n$  переход большой площади. Две боковые стороны (торцы) кристалла полируются для образования гладких параллельных плоскостей, которые образуют оптический резонатор, называемый резонатором Фабри-Перо. Случайный фотон спонтанного излучения, испущенный перпендикулярно этим плоскостям, пройдёт через весь оптический волновод и несколько раз отразится от торцов, прежде чем выйдет наружу. Проходя вдоль резонатора, он будет вызывать вынужденную рекомбинацию, создавая новые и новые фотоны с теми же параметрами, и излучение будет усиливаться (механизм вынужденного излучения). Как только усиление превысит потери, начнётся лазерная генерация.

Лазерные диоды могут быть нескольких типов. У основной их части слои сделаны очень тонкими, и такая структура может генерировать излучение только в на-

правлении, параллельном этим слоям. С другой стороны, если волновод сделать достаточно широким по сравнению с длиной волны, он сможет работать уже в нескольких поперечных режимах. Такой диод называется *многомодовым* (англ. «multi-mode»). Применение таких лазеров возможно в тех случаях, когда от устройства требуется высокая мощность излучения, и не ставится условие хорошей сходимости луча (то есть допускается его значительное рассеивание). Такими областями применений являются: печатающие устройства, химическая промышленность, накачка других лазеров. С другой стороны, если требуется хорошая фокусировка луча, ширина волновода должна изготавливаться сравнимой с длиной волны излучения. Здесь уже ширина луча будет определяться только пределами, накладываемыми дифракцией. Такие устройства применяются в оптических запоминающих устройствах, лазерных целеуказателях, а также в волоконной технике.

Длина волны излучения лазерного диода зависит от ширины запрещённой зоны между энергетическими уровнями *p*- и *n*-областей полупроводника.

В связи с тем, что излучающий элемент достаточно тонок, луч на выходе диода, благодаря дифракции, практически сразу расходится. Для компенсации этого эффекта и получения тонкого луча необходимо применять собирающие линзы. Для многомодовых широких лазеров наиболее часто применяются цилиндрические линзы. Для одномодовых лазеров, при использовании симметричных линз, сечение луча будет эллиптическим, так как расхождение в вертикальной плоскости превышает расхождение в горизонтальной. Нагляднее всего это видно на примере луча лазерной указки.

В простейшем устройстве, которое было описано выше, невозможно выделить отдельную длину волны, исключая значение, характерное для оптического резонатора. Однако в устройствах с несколькими продольными режимами и материалом, способным усиливать излучение в достаточно широком диапазоне частот, возможна работа на нескольких длинах волн. Во многих случаях, включая большинство лазеров с видимым излучением, они работают на единственной длине волны, которая, однако обладает сильной нестабильностью и зависит от множества факторов – изменения силы тока, внешней температуры и т. д. В последние годы описанная выше конструкция простейшего лазерного диода подвергалась многочисленным усовершенствованиям, чтобы устройства на их основе могли отвечать современным требованиям.

**Важно! Попадание в глаза прямого (или отражённого зеркально) лазерного луча опасно для зрения! При работе с лазером его излучение можно наблюдать только после отражения от рассеивающих поверхностей.**

Явление дифракции волн и теория дифракционной решётки изложены в теоретической части (с. 34).

#### **Порядок выполнения работы и обработка результатов эксперимента**

1. Осторожно установите дифракционную решётку вблизи выходного отверстия лазера.
2. Включите лазер.
3. Отметьте на экране положения центрального (нулевого) максимума и максимумов первого, второго и третьего порядков с обеих сторон от центрального максимума.
4. Выключите лазер.

- Измерьте расстояние  $L$  от дифракционной решётки до экрана и расстояние  $x_i$  от минуса первого до первого порядка; затем от минуса второго до второго; от минуса третьего до третьего порядка. Данные занесите в таблицу 1.
- Вычислите расстояние от центрального максимума до максимума  $m$ -го порядка ( $m = 1, 2, 3$ ) по формуле  $x_m = \frac{x_i}{2}$ .
- Вычислите, используя формулу (3) дифракционной решётки\*, длину волны  $\lambda$  лазерного излучения для каждого значения  $m$ , учитывая, что для малых углов  $\sin \varphi \approx \operatorname{tg} \varphi = \frac{x}{L}$  (см. рис. 7).
- Вычислите среднее значение длины волны  $\lambda_{\text{ср}}$  лазерного излучения.
- Вычислите относительную и абсолютную погрешности для каждого случая:

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \sqrt{\left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2 + \left(\frac{\Delta x}{x}\right)^2}, \quad \Delta \lambda = \lambda \cdot \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda}\right),$$

где абсолютные погрешности  $\Delta L$  и  $\Delta x$  равны цене деления масштабной линейки.



Рис. 7

- На основе полученных результатов рассчитайте средние значения длины волны  $\lambda_{\text{ср}}$  гелий-неонового лазера и среднее значение абсолютной погрешности  $\Delta \lambda_{\text{ср}}$ .
- Запишите окончательный результат в виде  $\lambda = (\lambda_{\text{ср}} \pm \Delta \lambda_{\text{ср}})$  нми сравните с табличными данными, приведёнными в таблице 2.
- Оформите окончательные выводы по работе.

\*Период решётки нанесён внизу дифракционной решётки.

Таблица 1

$m$	$L, м$	$x_i, м$	$x_m, м$	$\lambda, м$	$\Delta \lambda, м$	$\lambda_{ср}, м$	$\Delta \lambda_{ср}, м$
1							
2							
3							

Таблица 2

Цвет спектра	Длина волны, нм
Красный	760 – 620
Оранжевый	620 – 590
Жёлтый	590 – 560
Зелёный	560 – 500
Голубой	500 – 480
Синий	480 – 450
Фиолетовый	450 – 380

Область видимой части спектра заключена в границах волн приблизительно от 760 до 380 нм. Границы цветов спектра также определяются лишь условно.

### Контрольные вопросы

1. Объясните принцип действия лазера (ОКГ).
2. Расскажите об областях применения лазеров.
3. Что такое дифракция света.
4. Запишите и поясните условие, когда дифракционные эффекты чётко выражены.
5. Сформулируйте и поясните принципы: Гюйгенса, Гюйгенса-Френеля.
6. Что такое дифракционная решётка. Период дифракционной решётки.
7. Назначение дифракционной решётки и её формула.
8. Что такое разрешающая способность дифракционной решётки и от чего она зависит?

### Литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики. В 5 кн. Кн. 4. Волны. Оптика: Учеб. пособие для вузов / И.В. Савельев. – М.: ООО «Издательство Астрель»: ООО «Издательство АСТ», 2002. – 256 с.: ил.
2. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики: Учеб. Пособие для вузов. – 2-е изд., испр. и доп. – М.: Высш. шк., 1999. – 718 с.: ил.
3. Трофимова Т. И. Курс физики: Учеб. Пособие для вузов. – 7-е изд., стер. – М.: Высш. шк., 2001. – 542 с.: ил.

## ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА ОТ ОДНОЙ ЩЕЛИ

**Цель работы:** изучение распределения интенсивности света в дифракционной картине от одной узкой щели и определение ширины щели.

**Приборы и принадлежности:** оптическая скамья, полупроводниковый лазер, щель переменной ширины, экран, измерительная миллиметровая лента.

### Теоретическая часть

Явление дифракции волн изложено в теоретической части (с. 34). В данной лабораторной работе изучается дифракция Фраунгофера на узкой щели.

Пусть параллельный пучок монохроматического света падает нормально на непрозрачный экран 1 (рис. 1), в котором прорезана узкая щель  $BC$ , ширина которой  $b$ . В соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля точки щели являются вторичными источниками волн, колеблющимися в одной фазе, так как плоскость щели совпадает с фронтом падающей волны. Если бы при прохождении света через щель соблюдался закон прямолинейного распространения света, то на экране 2, установленном в фокальной плоскости собирающей линзы, получилось бы чёткое изображение щели. Вследствие дифракции на узкой щели картина коренным образом меняется: на экране наблюдается система дифракционных максимумов, разделенных темными промежутками дифракционных минимумов. Разобьём мысленно щель  $BC$  на зоны Френеля, имеющие вид узких параллельных полосок, параллельных ребру  $B$  щели. Разность хода лучей, проведенных из краев зоны Френеля параллельно  $BN$ , равна  $\lambda/2$ .

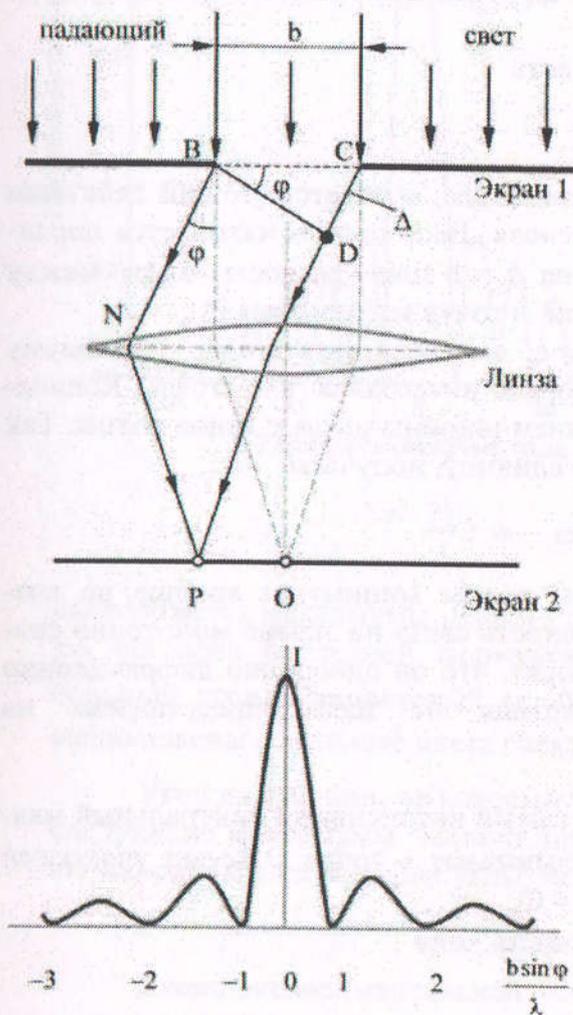


Рис. 1

Все зоны в выбранном направлении излучают совершенно одинаково. При интерференции света от каждой пары соседних зон амплитуда результи-

рующих колебаний равна нулю, так как эти зоны вызывают колебания с одинаковыми амплитудами, но противоположными фазами.

Выберем какое-либо направление, например, под углом  $\varphi$  к нормали, и определим, каков будет результат наложения этих лучей, если свести их в одно место с помощью собирающей линзы в точке Р на экране 2. Результат наложения друг на друга параллельных лучей, идущих от щели под углом  $\varphi$  к нормали, определяется тем, сколько зон Френеля укладывается в щели. Если число зон чётное, то есть

$$b \cdot \sin \varphi = \pm 2m \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3 \dots),$$

то наблюдается дифракционный *минимум*. Знак минус в правой части этой формулы соответствует лучам, распространяющимся от щели под углом  $-\varphi$  и собирающимся в точке, симметричной точке Р относительно главного фокуса линзы О.

Если число зон будет нечётным, то есть

$$b \cdot \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (m = 1, 2, 3 \dots)$$

то будет наблюдаться дифракционный максимум, соответствующий действию одной (не скомпенсированной) зоны Френеля. Величина  $m$  называется порядком дифракционного максимума. Величина  $\Delta = b \cdot \sin \varphi$  — разность хода между крайними лучами, приходящими из щели в точку наблюдения Р.

Интенсивность света для участков, не соответствующих максимуму или минимуму, рассчитывается с помощью интегралов Кирхгофа. Количество минимумов определяется отношением ширины щели к длине волны. Так как функция синуса не может превышать единицу, получаем

$$\frac{m \lambda}{b} \leq 1 \quad \text{или} \quad m < \frac{b}{\lambda}$$

При ширине щели меньше длины волны минимумы вообще не возникают ( $m < 1$ ). В этом случае интенсивность света на экране монотонно спадает от середины к краям. Про пучок говорят, что он однородно дифракционно уширен. Типичная дифракционная картина от щели представлена на рис. 2(а), на рис. 2(б).

В направлении  $\varphi = 0$  наблюдается самый интенсивный центральный максимум нулевого порядка: колебания вызываемые в точке О всеми участками щели совершаются в одинаковой фазе ( $\Delta = 0$ ).

В том случае, когда оптическая разность хода

$$\Delta = b \cdot \sin \varphi = \lambda,$$

колебания от краев щели отличаются на  $2\pi$ , результирующая амплитуда равна нулю, что соответствует первому минимуму.

Первый максимум наблюдается при

$$\Delta = b \cdot \sin \varphi = 3\lambda/2.$$

В этом случае колебания от краев щели отличаются по фазе на  $3\pi$ .



Рис. 2 (а)

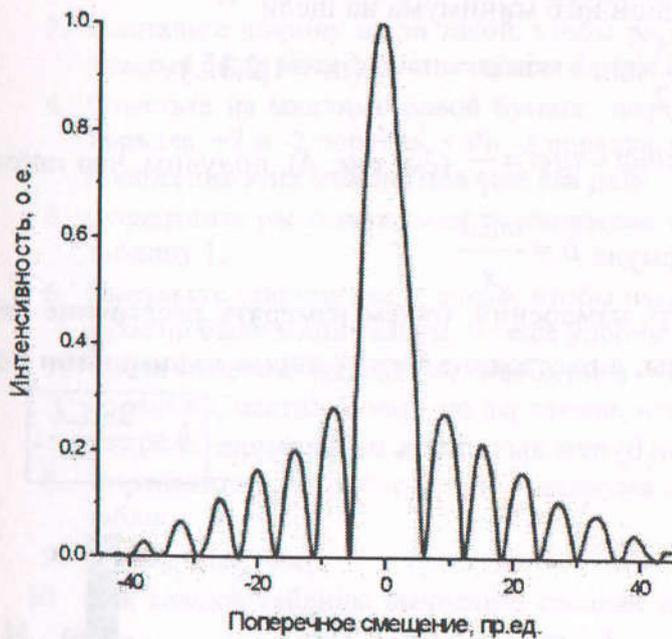


Рис. 2 (б)

Распределение интенсивности светового потока на экране имеет следующий вид:

$$I_1 : I_2 : I_3 : I_4 : \dots = 1,0 : 0,047 : 0,017 : 0,008 : \dots$$

Центральному максимуму нулевого порядка ( $m = 0, \varphi = 0$ ) соответствует 90% светового потока, выходящего из щели. При ширине щели  $b = \lambda$  экран будет весь освещён, больше в середине и меньше к краям.

Используя соотношение

$$b \cdot \sin \varphi = \pm(2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad \text{можно}$$

получить

$$\sin \varphi = \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{b}.$$

При неизменной ширине щели максимумы света различной длины волны приходятся на различные углы. Если щель освещается белым светом, то нулевой (центральный) максимум будет белым. По обе стороны от нулевого максимума

расположатся максимумы первого порядка. Они будут цветными. Действительно, согласно последней формуле красный свет ( $\lambda = 0,76 \text{ мкм}$ ) отклонится на больший угол, а фиолетовый ( $\lambda = 0,38 \text{ мкм}$ ) – на меньший. Между ними будут расположены остальные цвета спектра.

Угол дифракции, на который отклонится от средней линии первый и последующие максимумы, зависит также от ширины щели. Узкие щели отклоняют максимумы на большие углы, чем широкие.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 3. Излучение полупроводникового лазера 1 проходит через щель 2 и попадает на экран 3, на котором расположен лист миллиметровой бумаги 4. Установка смонтирована на оптической скамье 5.

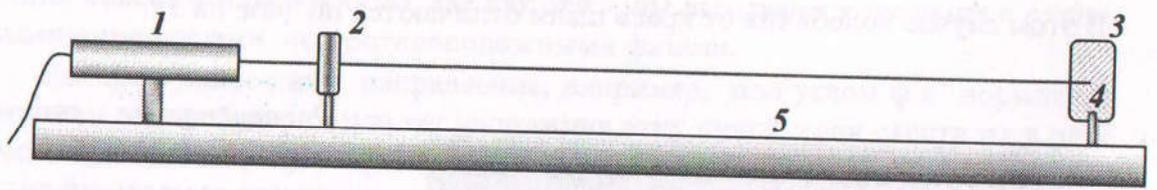


Рис. 3

Используя: 1) условие дифракционного минимума на щели

$$b \cdot \sin \varphi = \pm 2m \cdot \frac{\lambda}{2} \text{ или } b \cdot \sin \varphi = m \cdot \lambda \quad (m = 1, 2, 3 \dots),$$

2) то, что  $x \ll L$ , а значит  $\varphi \approx \sin \varphi \approx \tan \varphi = \frac{x}{L}$  (см. рис. 4), получим, что ширину

щели можно рассчитать по формуле  $b = \frac{mL\lambda}{x}$ .

Чтобы повысить точность измерений, будем измерять расстояние не от центра дифракционной картины, а расстояние между двумя минимумами одного порядка. Тогда ширину щели будем вычислять по формуле

$$b = \frac{2mL\lambda}{l}$$

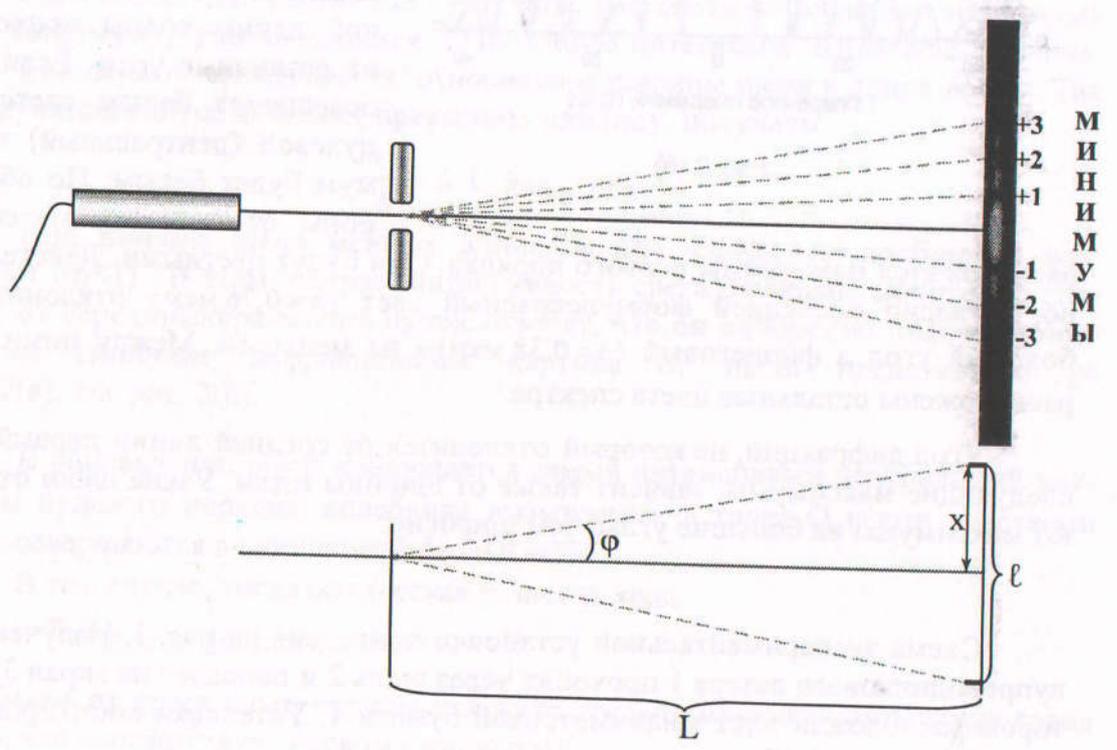


Рис. 4

## Порядок выполнения работы

Важно! Попадание в глаза прямого (или отражённого зеркально) лазерного луча опасно для зрения! При работе с лазером его излучение можно наблюдать только после отражения от рассеивающих поверхностей.

1. Включите лазер, поместите раздвижную щель ближе к лазеру, а экран – на расстояние  $L$ , наиболее удалённое от лазера (рис. 3). Измерьте это расстояние и занесите его значение в таблицу измерений.
2. Изменяя регулировочным винтом ширину щели, посмотрите, как влияет её ширина на вид дифракционной картины (в выводе по работе нужно будет отразить этот факт).
3. Выставьте ширину щели такой, чтобы расстояние между дифракционными минимумами были максимальны и были видны все три минимума.
4. Отметьте на миллиметровой бумаге, закреплённой на экране, минимумы +1 и -1 порядка, +2 и -2 порядка, +3 и -3 порядка. Сместив бумагу по вертикали, отметьте положения этих минимумов ещё два раза.
5. Определите расстояние между минимума одного порядка ( $l_1, l_2, l_3$ ) и запишите в таблицу 1.
6. Выставьте ширину щели такой, чтобы расстояние между дифракционными минимумами были минимальны, но ещё удобными для проведения измерений.
7. Снова отметьте положения минимумов +1 и -1 порядка, +2 и -2 порядка, +3 и -3 порядка. Сместив бумагу по вертикали, отметьте положения этих минимумов ещё два раза.
8. Определите расстояние между минимума одного порядка ( $l_1, l_2, l_3$ ) и запишите в таблицу 2.
9. Выключите лазер.
10. Для каждой таблицы вычислите средние значения  $l_1, l_2, l_3$  и по ним рассчитайте ширину щели по формуле  $b_i = \frac{2m_i L \lambda}{l_i}$  (у вас получатся по три значения для  $i = 1, 2, 3$ ). Длину волны лазерного излучения примите равной 670 нм (или указанную на установке).
11. Рассчитайте среднее значение ширины щели в каждом случае.
12. Оцените абсолютную погрешность измерения ширины щели  $b$  по формуле

$$\Delta b = 1,76 \sqrt{\sum_{i=1}^3 (b_{cp} - b_i)^2}.$$

13. Вычислите относительную погрешность измерения ширины щели  $\frac{\Delta b}{b}$ .
14. Полностью заполните обе таблицы и сделайте общий вывод по работе. Результат измерения ширины щели запишите в виде:

$$b_1 = (b_{1cp} \pm \Delta b_1) \text{ мм}, \quad \frac{\Delta b_1}{b_1} \approx \dots \%$$

$$b_2 = (b_{2cp} \pm \Delta b_2) \text{ мм}, \quad \frac{\Delta b_2}{b_2} \approx \dots \%$$

взяв средние значения ширины щели в двух случаях и их абсолютные погрешности из таблицы 1 и таблицы 2.

Таблица 1

№	L, мм	$\ell_1$ , мм	$\ell_2$ , мм	$\ell_3$ , мм	$b_1$ , мм	$\Delta b_1$ , мм	$\frac{\Delta b_1}{b_1}$ , %
1						-	-
2							
3							
Ср.	-	-	-	-			

Таблица 2

№	L, мм	$\ell_1$ , мм	$\ell_2$ , мм	$\ell_3$ , мм	$b_1$ , мм	$\Delta b_1$ , мм	$\frac{\Delta b_1}{b_1}$ , %
1						-	-
2							
3							
Ср.	-	-	-	-			

### Контрольные вопросы

1. Что называется дифракцией света?
2. Сформулируйте принцип Гюйгенса-Френеля.
3. В чем состоит метод зон Френеля?
4. В чем отличие дифракции Френеля от дифракции Фраунгофера?
5. В каких случаях при дифракции Френеля на небольшом круглом отверстии на экране за отверстием получается тёмное пятно, а в каких светлое?
6. Почему дифракция не наблюдается на больших отверстиях и дисках?
7. Что произойдёт с дифракционной картиной от щели при уменьшении (увеличении) ширины щели в два раза?
8. Какой вид будет иметь дифракционная картина от щели если использовать белый свет?

### Литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики. В 5 кн. Кн. 4. Волны. Оптика: Учеб. пособие для вузов / И.В. Савельев. – М.: ООО «Издательство Астрель»: ООО «Издательство АСТ», 2002. – 256 с.: ил.
2. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики: Учеб. Пособие для вузов. – 2-е изд., испр. и доп. – М.: Высш. шк., 1999. – 718 с.: ил.
3. Трофимова Т. И. Курс физики: Учеб. Пособие для вузов. – 7-е изд., стер. – М.: Высш. шк., 2001. – 542 с.: ил.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5.7

### ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРА

**Цель работы:** изучение интерференции света, наблюдение интерференционных линий равного наклона от лазерного излучения и определение порядка интерференции.

**Приборы и принадлежности:** оптическая скамья, полупроводниковый лазер, плоскопараллельная стеклянная пластинка или диск, микроскопический объектив, экран.

#### Теоретическая часть

Явление интерференции волн изложено в теоретической части (с. 38).

В данной работе наблюдение явления интерференции света проводится с использованием одной из простейших интерференционных оптических схем.

Условием получения устойчивой картины интерференции является наличие по крайней мере двух накрывающихся друг на друга когерентных монохроматических волн, оптическая разность хода которых в точке наблюдения меньше длины когерентности световой волны. Известны различные оптические схемы, позволяющие получать эти волны путём деления светового пучка на пространственно разведённые части, рассматриваемые как отдельные световые пучки от дополнительных мнимых источников света. В данной работе проводится изучение интерференционной картины, получаемой при освещении единым световым пучком толстой плоскопараллельной пластины. В этом случае интерферирующие световые пучки формируются при отражении света от граней пластины (рис. 1).

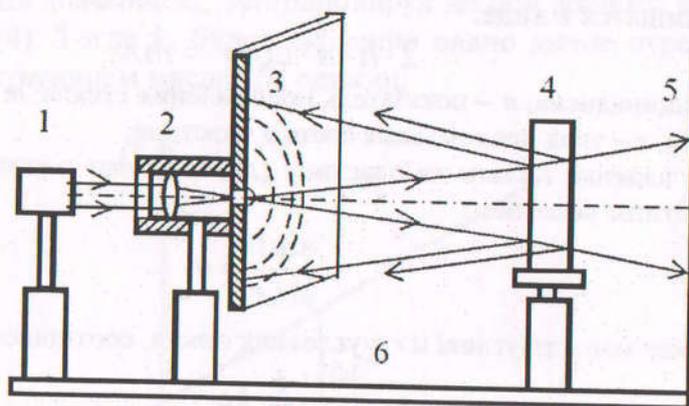


Рис. 1

- 1 – полупроводниковый лазер; 2 – короткофокусная оптическая система;
- 3 – экран наблюдения; 4 – стеклянная плоскопараллельная пластинка (диск);
- 5 – защитный экран.

Используя высокую степень монохроматичности излучения лазера, можно осуществить наблюдение интерференционных линий равного наклона при большой разнице хода и определить соответствующий им порядок интерференции.

Схема установки показана на рис. 2. Микроскопический объектив  $O$  собирает параллельный световой пучок лазера в своём фокусе  $F$ . Расходящийся из фокуса  $F$  световой конус достигает плоскопараллельного стеклянного диска  $D$ . Отражённые от передней и задней поверхности диска световые пучки дают интерференционную картину concentрических колец на экране  $\mathcal{E}$ .

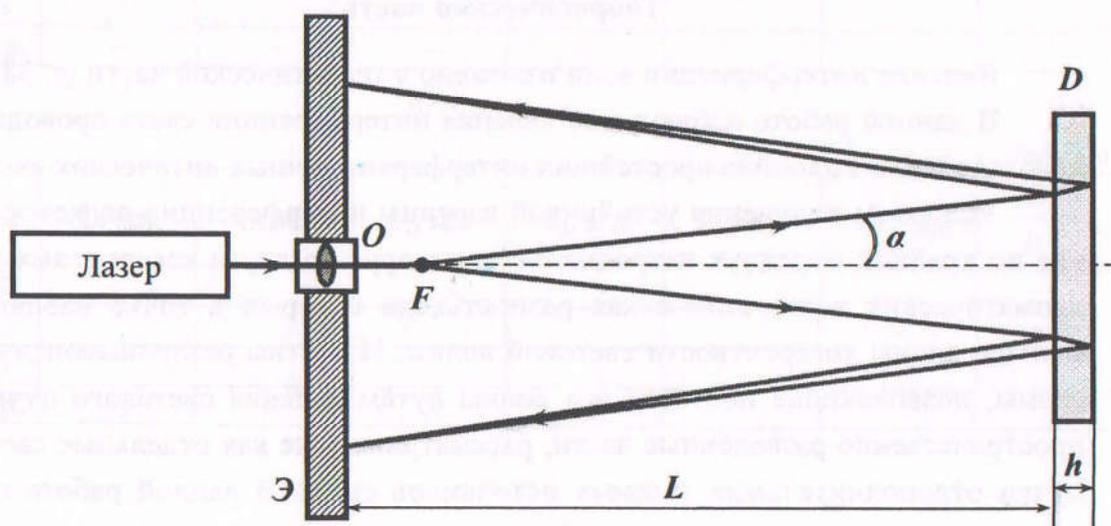


Рис. 2

Интерференционное условие минимума отражённого света для угла падения  $i$  запишется в виде:

$$2 \cdot h \cdot n \cdot \cos r = m\lambda, \quad (1)$$

где  $h$  – толщина диска,  $n$  – показатель преломления стекла,  $m$  – искомый порядок интерференции,  $r$  – угол преломления света в пластине.

Угол падения  $i$  света на пластину (диск) связан с углом преломления  $r$  света внутри пластины условием:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n$$

или, учитывая малость углов  $i$  и  $r$  в условиях опыта, соотношением:

$$\frac{i}{r} = n.$$

На опыте можно измерить радиусы  $R_m$  нескольких интерференционных колец на экране  $\mathcal{E}$  и расстояние  $L$  от плоскости экрана, проходящей через фокус объектива  $F$ , до поверхности стеклянного диска  $D$  (рис. 2). Тогда

$$\operatorname{tg} i_m = i_m \frac{R_m}{2L}. \quad (2)$$

Зная  $i_m$  и  $n$ , можно найти значение  $r_m$ . После этого, применив формулу (1) к нескольким измерениям, можно, исключив  $h$ , вычислить  $m_{\max}$ , т.е. максимальный порядок интерференции.

Учитывая малые значения углов  $i$  и  $r$ , имеем:

$$2 \cdot h \cdot n \cdot \cos r \approx 2 \cdot h \cdot n \left( 1 - \frac{1}{2} r_m^2 \right) = m \lambda, \quad (3)$$

откуда, принимая во внимание, что

$$m_{\max} = \frac{2hn}{\lambda} \quad (\cos r = 1)$$

$$r_m^2 = \frac{2(m_{\max} - m)}{m_{\max}}$$

или

$$i_m^2 = \frac{2n^2(m_{\max} - m)}{m_{\max}} = \frac{2n^2k}{m_{\max}}, \quad (4)$$

где  $k = (m_{\max} - m)$ .

Истинное значение числа  $k$  какого-либо кольца равно  $k = k_o + k_x$ , где  $k_o$  — число неучёных тёмных интерференционных колец между центром интерференционной картины и условным нулевым кольцом. Тогда выражение (4) переписывается в виде:

$$i_m^2 = \frac{2n^2k_o}{m_{\max}} + \frac{2n^2k_x}{m_{\max}} \quad (5)$$

и  $i_m^2$  оказывается линейной функцией  $k_x$ .

График зависимости  $i_m^2$  от  $k_x$  будет выглядеть, как показано на рис. 3. Из этого графика можно найти значение  $k_o$ , экстраполируя до оси абсцисс прямую, заданную уравнением (4). Тогда  $k_o$  будет численно равно длине отрезка  $OA$ , выраженной в соответствующем масштабе единиц.

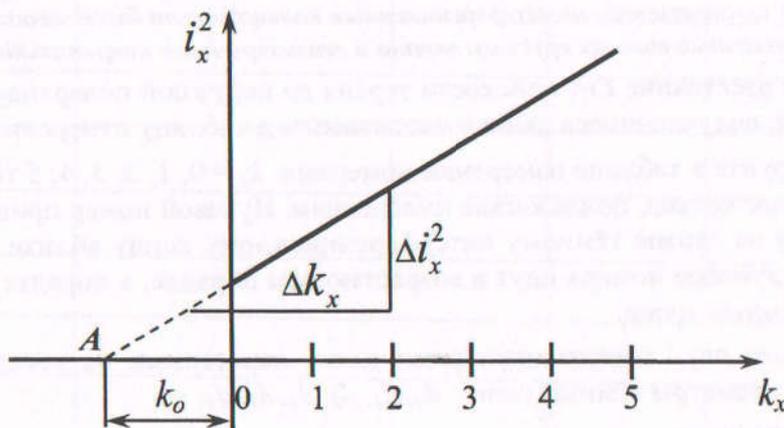


Рис. 3

Производная от  $i_m^2$ , взятая по  $k_x$ , даёт возможность найти  $m_{\max}$

$$\frac{di_m^2}{dk_x} = \frac{2n^2}{m_{\max}}$$

$$m_{\max} = \frac{2n^2}{di_m^2/dk_x} \quad (6)$$

Истинное значение порядков интерференции всех промеренных колец можно найти по формуле:

$$m_x = m_{\max} - k_o - k_x. \quad (7)$$

### Порядок выполнения работы и обработка результатов эксперимента

Важно! Попадание в глаза прямого (или отражённого зеркально) лазерного луча опасно для зрения! При работе с лазером его излучение можно наблюдать только после отражения от рассеивающих поверхностей.

1. Ознакомившись (рис. 1 и рис. 2) с элементами всех узлов установки (лазер, экран с объективом и стеклянной пластинкой), включите лазер и выведите луча лазера экран с объективом.
2. Расположите стеклянную пластину на расстоянии примерно 50 см от лазера и ориентируйте перпендикулярно направлению луча так, чтобы отражённый от неё луч падал в центр выходного отверстия лазера.
3. Введите между лазером и пластиной и тщательно отцентрируйте экран с объективом. На экране должна появиться система концентрических светлых и тёмных колец. Центр этих колец должен совпадать с центром круглого экрана. О правильности расположения колец можно судить по совпадению одного из них с контуром окружности, начерченной на экране. При необходимости проведите дополнительную юстировку объектива и стеклянной пластины.  
*Следует иметь в виду, что из-за загрязнения пластины и недостаточно качественного её изготовления, интерференционные кольца могут быть неодинаковыми по яркости в различных точках круглого экрана и геометрически неправильными.*
4. Измерьте расстояние  $L$  от плоскости экрана до наружной поверхности стеклянного диска. Все получающиеся данные записывайте в таблицу измерений (см. ниже).
5. Пронумеруйте в таблице измерений номерами  $k_x = 0, 1, 2, 3, 4, 5$  тёмные интерференционные кольца, подлежащие измерениям. Нулевой номер припишите первому видимому на экране тёмному интерференционному концу вблизи отверстия в экране. Следующие номера идут в возрастающем порядке, в порядке увеличения радиусов тёмных колец.
6. С помощью двух перпендикулярных шкал, нанесённых на поверхность экрана, измерьте диаметры тёмных колец:  $d_0, d_1, d_2, d_3, d_4, d_5$ .
7. Выключите лазер.
8. Из среднего значения длин двух диаметров найдите среднее значение радиусов тёмных интерференционных колец:  $R_0, R_1, R_2, R_3, R_4, R_5$ .

9. Пользуясь значениями  $R_m$  и  $L$ , найдите по формуле (2) значения углов  $i_m$  для всех промеренных колец ( $m = 1, 2, 3, 4, 5$ ).
10. Вычислите значения  $i_m^2$  для всех промеренных колец.
11. Постройте график зависимости  $i_m^2$  от  $k_x$ . При построении графика выберите масштабы по обеим осям координат так, чтобы получившаяся прямая составляла приблизительно угол в  $45^\circ$  с осями координат.
12. Рассчитайте максимальный порядок интерференции по формуле:

$$m_{\max} = \frac{2n^2}{\frac{\Delta i_m^2}{\Delta k_x}}, \quad (6)$$

где  $\Delta i_m^2$  и  $\Delta k_x^2$  – конечные приращения величин  $i_m^2$  от  $k_x$ , найденные по графику.

13. По графику построенной экспериментальной прямой, её экстраполяцией до оси абсцисс найдите значение  $k_o$ .
14. Найдите истинное значение порядков интерференции всех промеренных интерференционных колец по формуле (7).

*Примечание:* значение показателя преломления стекла, из которого сделан диск  $n = 1,51$ ; длина волны лазера – 670 нм (или другие, указанные на установке).

Таблица измерений и вычислений

$L, \text{ мм}$						
$k_x$	0	1	2	3	4	5
$d_{x1}, \text{ мм}$						
$d_{x2}, \text{ мм}$						
$d_{x \text{ ср}}, \text{ мм}$						
$R_m, \text{ мм}$						
$i_m$						
$i_m^2$						
$m_{\max}$						
$k_o$						
$m_x$						

### Контрольные вопросы

1. Что такое интерференция?
2. Какие волны называются когерентными?
3. Запишите и поясните условия интерференционных максимумов и минимумов.
4. Что такое геометрическая и оптическая разность хода волн?
5. Какие свойства лазерного излучения используются в данной работе?
6. Как влияет толщина стеклянной пластинки на получение интерференционной картины?
7. В чём отличие данного опыта с лазерным излучением от опытов с обычными источниками света?
8. Объясните радужный цвет мыльных пузырей и плёнки бензина или масла на поверхности воды.

### Литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики. В 5 кн. Кн. 4. Волны. Оптика: Учеб. пособие для вузов / И.В. Савельев. – М.: ООО «Издательство Астрель»: ООО «Издательство АСТ», 2002. – 256 с.: ил.
2. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики: Учеб. Пособие для вузов. – 2-е изд., испр. и доп. – М.: Высш. шк., 1999. – 718 с.: ил.
3. Трофимова Т. И. Курс физики: Учеб. Пособие для вузов. – 7-е изд., стер. – М.: Высш. шк., 2001. – 542 с.: ил.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5.8

### ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ БИПРИЗМЫ ФРЕНЕЛЯ ПО ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЕ

Цель работы: изучение одного из простых способов получения когерентных источников света, наблюдение интерференционной картины, определение преломляющего угла бипризмы Френеля по интерференционной картине и по отклонению луча лазером бипризмой.

Приборы и принадлежности: полупроводниковый лазер, направляющая, набор держателей, короткофокусная собирающая линза, бипризма Френеля, экран для наблюдения с магнитами для крепления бумаги, метровая линейка с миллиметровыми делениями.

#### Теория и методика эксперимента

Явление интерференции волн изложено в теоретической части (с. 38).

В данной работе интерференционная картина появляется при сложении двух когерентных пучков света, полученных с помощью бипризмы Френеля (рис. 1). Бипризма состоит из двух одинаковых трёхгранных призм, сложенных основаниями и изготовленных как одно целое. Преломляющие углы  $\beta$  при верхней и нижней вершинах бипризмы очень малы (порядка долей градуса).

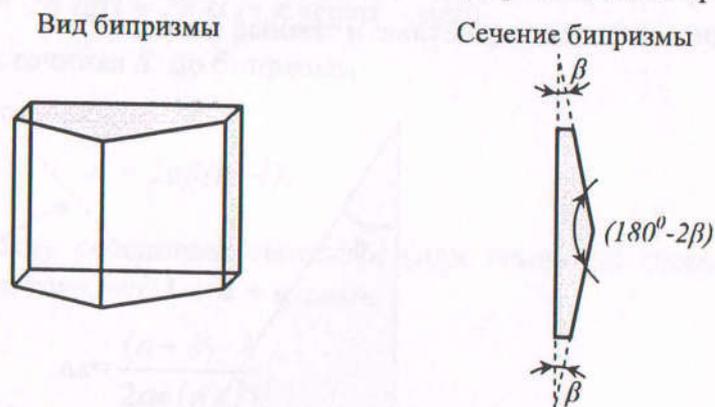


Рис. 1. Вид и сечение бипризмы Френеля

Покажем, что в случае, когда преломляющий угол  $\beta$  бипризмы мал и углы падения лучей на грань бипризмы не очень велики, все лучи отклоняются бипризмой на практически одинаковый угол, равный

$$\alpha = \beta \cdot (n - 1), \quad (9)$$

где  $n$  – показатель преломления материала бипризмы.

Из геометрии лучей, изображённых на рис. 2, несложно получить, что  $\alpha = i_1 + r_2 - \beta$ ,  $\beta = r_1 + i_2$ . Используя закон преломления света, имеем:  $\frac{\sin i_1}{\sin r_1} = n$  и  $\frac{\sin i_2}{\sin r_2} = \frac{1}{n}$  (т.к. показатель преломления воздуха близок к единице).

Для малых углов  $\varphi$  справедливо равенство  $\varphi \approx \sin \varphi$ , поэтому можно записать, что  $\frac{i_1}{r_1} = n$  и  $\frac{i_2}{r_2} = \frac{1}{n}$ , откуда  $i_1 = n \cdot r_1$  и  $r_2 = n \cdot i_2$ . Производя преобразования, получаем необходимый результат:

$$\left. \begin{array}{l} \alpha = i_1 + r_2 - \beta \\ \beta = r_1 + i_2 \\ r_2 = n \cdot i_2 \\ i_1 = n \cdot r_1 \end{array} \right\} \left. \begin{array}{l} r_2 = n\beta - i_1 \\ \end{array} \right\} \alpha = \beta(n-1).$$

Поскольку все лучи отклоняются каждой из половин бипризмы на одинаковый угол, то свет от источника  $S$  преломляется в бипризме и разделяется на два когерентных пучка с вершинами в мнимых изображениях  $S_1$  и  $S_2$ , лежащих в одной плоскости с  $S$  (рис. 3). В области перекрытия этих пучков образуется интерференционная картина и на экране  $Эк$  видна система параллельных интерференционных полос (светлые и тёмные полосы).

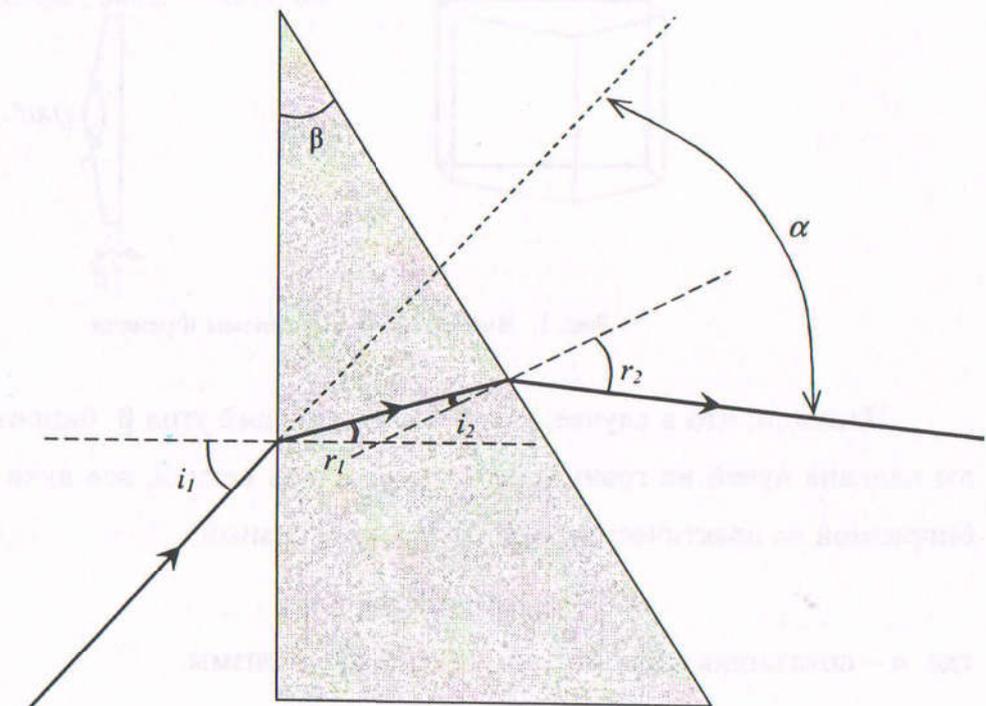


Рис.2. Ход лучей через стеклянную призму

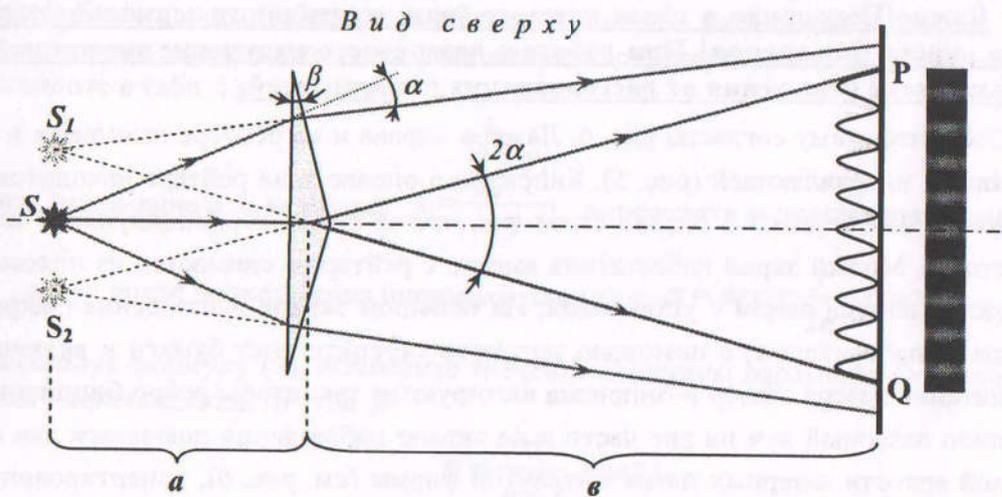


Рис. 3. Ход лучей в бипризме Френеля

Расстояние между мнимыми источниками  $S_1$  и  $S_2$  равно

$$d = 2a \cdot \operatorname{tg} \alpha \approx 2a \cdot \alpha \quad (\text{т.к. угол } \alpha - \text{ мал}), \quad (10)$$

где  $a$  – расстояние от источника  $S$  до бипризмы.

С учётом формулы (9) получаем:

$$d = 2a\beta(n-1). \quad (11)$$

Расстояние  $\Delta x$  между соседними светлыми (или темными) полосами с учётом формул (8), (11) и того, что  $L = a + b$ , равно

$$\Delta x = \frac{(a+b) \cdot \lambda}{2ab(n-1)}. \quad (12)$$

Область перекрытия волн  $PQ$  имеет протяжённость

$$PQ = 2b \cdot \operatorname{tg} \alpha \approx 2b \cdot \alpha = 2b \cdot \beta (n-1).$$

Разделив эту длину на ширину полосы  $\Delta x$ , найдём максимальное число интерференционных полос, которое можно наблюдать с помощью бипризмы Френеля при данных параметрах схемы:

$$N_{\text{теор.}} = \frac{PQ}{\Delta x} = \frac{4ab \cdot (n-1)^2 \beta^2}{\lambda \cdot (a+b)}. \quad (13)$$

## Порядок выполнения работы и обработка результатов эксперимента

**Важно! Попадание в глаза прямого (или отражённого зеркально) лазерного луча опасно для зрения! При работе с лазером его излучение можно наблюдать только после отражения от рассеивающих поверхностей.**

1. Соберите схему согласно рис. 6. Лазер в оправе и на рейтере находится в положении 1 направляющей (рис. 5). Бипризма в оправе и на рейтере находится в положение 3 (бипризма в оправе стоит так, что её ребро перпендикулярно плоскости стола). Малый экран наблюдения вместе с рейтером снимается из положения 7 и укладывается рядом с установкой. На большом экране наблюдения (закреплён на стене лаборатории) с помощью магнитов укрепите лист бумаги и включите блок питания лазера. Лазер и бипризма юстируются так, чтобы ребро бипризмы расщепило лазерный луч на две части и на экране наблюдения появились два одинаковой яркости лазерных пятна вытянутой формы (см. рис. 6), ориентированных вертикально (область излучения полупроводникового лазера представляет собой светящуюся щель, поэтому, в случае необходимости, лазер осторожно вращают в оправе и устанавливают так, чтобы область излучения была параллельна ребру бипризмы, т.е. располагалась вертикально).

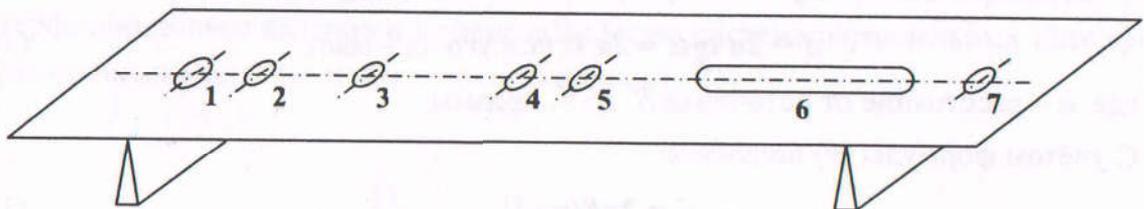


Рис. 5. Направляющая



Рис. 6. Схема опыта по прохождению лазерного луча через бипризму Френеля

2. Карандашом на листе бумаги сделайте зарисовки двух полученных лазерных пятен на экране. Лист бумаги передвиньте и сделайте ещё две зарисовки лазерных пятен. Бумагу снимите с экрана, линейкой измерьте расстояния  $y_i$  ( $i=1, 2, 3$ ) между центрами лазерных пятен и расстояние  $\epsilon$  от бипризмы до экрана (результаты запишите в табл. 1).

3. Зная расстояние  $\epsilon$  и величину  $y = \frac{\sum_{i=1}^3 y_i}{3}$ , определите величину отклонения луча  $\alpha$  лазера после прохождения бипризмы Френеля:  $\alpha = \text{arctg} \frac{y}{2\epsilon}$  (рад).

4. Используя формулу (9), вычислите значение величины параметра бипризмы Френеля – преломляющего угла  $\beta$ :

$$\beta = \frac{\alpha}{n-1} \text{ (рад)}, \quad (14)$$

где  $n = 1,50$  – показатель преломления материала бипризмы.

5. Рассчитайте относительную погрешность определения  $\beta$  по формуле:

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \sqrt{\frac{\left(\frac{1}{1 + \left(\frac{y}{2\epsilon}\right)^2} \cdot \frac{\Delta y}{2\epsilon}\right)^2 + \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{y}{2\epsilon}\right)^2} \cdot \frac{y \cdot \Delta\epsilon}{2\epsilon^2}\right)^2}{\alpha^2}} + \left(\frac{\Delta n}{n-1}\right)^2,$$

где  $\Delta y = \sqrt{\Delta y_{\text{случ}}^2 + \Delta y_{\text{приб}}^2}$ .

Для трёх измерений  $\Delta y_{\text{случ}} = 1,76 \cdot \sqrt{\sum_{i=1}^3 (y - y_i)^2}$ , но если  $\Delta y_{\text{случ}} \ll \Delta y_{\text{приб}}$ , то  $\Delta y_{\text{случ}} \approx \Delta y_{\text{приб}}$ .

$\Delta y_{\text{приб}} = 1 \text{ мм}$ ,  $\Delta\epsilon \approx \Delta\epsilon_{\text{приб}} = 3 \text{ мм}$ ,  $\Delta n = 0,005$ .

6. Переведите  $\beta$  из радианной меры измерения в градусы ( $1 \text{ рад} = 57,296^\circ$ ).
7. По известной относительной погрешности  $\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon}$  вычислите абсолютную погрешность  $\Delta\epsilon$ .
8. Соберите схему согласно рис. 7. Для этого не меняя положения лазера и бипризмы, найденные ранее, укрепите на большом экране наблюдения с помощью магнитов новый лист бумаги для зарисовки интерференционной картины. В лазерный луч перед бипризмой в положение 2 (см. рис. 5) поставьте короткофокусную собирающую линзу с фокусным расстоянием  $f = 2,0 \text{ см}$ . Она создаёт источник  $S$  и расширяет пучок, который далее делится бипризмой на два расходящихся пучка, и на экране наблюдения эти пучки перекрываются, приводя к возникновению ин-

терференционной картины (ряду светлых и тёмных полос, направление которых параллельно ребру бипризмы, т.е. вертикально). Линейкой измерьте расстояние  $c$  между линзой и бипризмой. Результаты запишите в табл. 2.

9. Карандашом на листе бумаги отметьте положение **всех** видимых светлых полос (отмечайте их середины). Передвиньте лист бумаги и повторите те же действия ещё два раза.

10. Линейкой измерьте размер  $\Delta L$  интерференционной области (расстояние между крайними отметками для каждого случая) и сосчитайте общее число  $N_{\text{эк}}$  полос для каждого случая. По средним значениям этих величин рассчитайте средний размер периода  $\Delta x$  интерференционной картины:

$$\Delta x = \frac{\Delta L}{N_{\text{эк}}}.$$

В и д с в е р х у

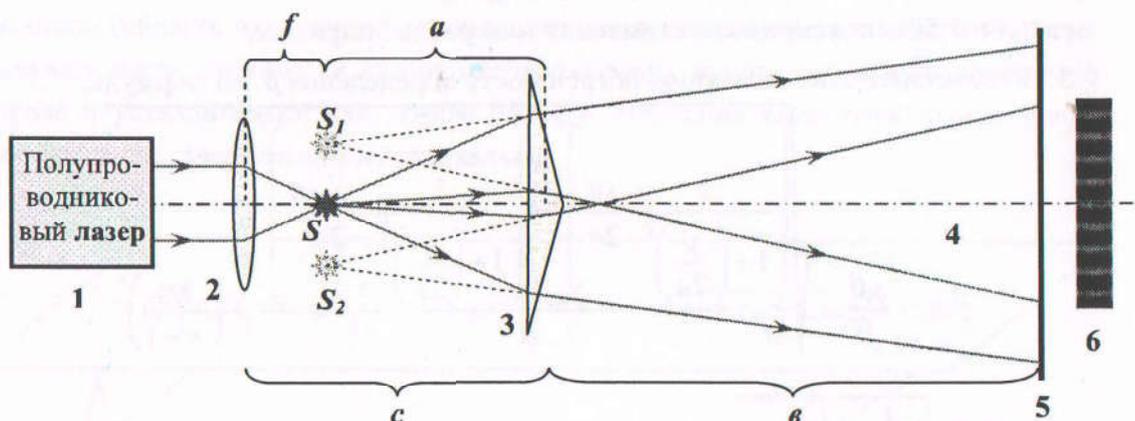


Рис. 7:

- 1 – полупроводниковый лазер; 2 – короткофокусная линза;  
3 – бипризма Френеля; 4 – зона интерференции; 5 – экран наблюдения;  
6 – вид интерференционной картины на экране наблюдения

11. Зная средний размер периода интерференционной картины  $\Delta x$  и геометрию опыта (величины  $a = c - f$  и  $b$ ), по формуле (12) найдите параметр бипризмы – преломляющий угол  $\beta$ :

$$\beta = \frac{\lambda \cdot (a + b)}{2a \cdot \Delta x \cdot (n - 1)} \text{ (рад)}, \quad (15)$$

где  $\lambda = 670 \text{ нм}$ .

12. Так как, в данном случае, случайные ошибки измерений для величин  $a$ ,  $b$ ,  $\Delta x$  много меньше приборных (измерение ведётся линейкой с миллиметровыми делениями), то относительную погрешность определения  $\beta$  можно рассчитать по формуле:

$$\frac{\Delta \beta}{\beta} = \sqrt{\left(\frac{\Delta a + \Delta \epsilon}{a + \epsilon}\right)^2 + \left(\frac{\Delta l}{l}\right)^2 + \left(\frac{\Delta a}{a}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(\Delta x)}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{\Delta n}{n-1}\right)^2},$$

где  $\Delta a = 1$  мм,  $\Delta \epsilon = 3$  мм,  $\Delta \lambda = 0,5$  нм,  $\Delta(\Delta x) = \Delta(\Delta L)/N_{\text{эк}}$ ,  $\Delta(\Delta L) = 1$  мм,  $\Delta l = 0,005$ .

13. Переведите  $\beta$  из радианной меры измерения в градусы ( $1 \text{ рад} = 57,296^\circ$ ).
14. По известной относительной погрешности  $\frac{\Delta \beta}{\beta}$  вычислите абсолютную погрешность  $\Delta \beta$ .
15. Сравните результаты определения параметра  $\beta$  по формулам (14) и (15).
16. Вычислите по формуле (13) максимальное число  $N_{\text{теор}}$  наблюдаемых полос и сравните его с числом полос  $N_{\text{эк}}$ , видимых на экране. Параметр  $\beta$  (в радианах) возьмите из табл. 2, полученные значения  $N_{\text{теор}}$  и  $N_{\text{эк}}$  запишите также в табл. 2.
17. Поставьте малый экран на рейтере в паз 7 (рис. 5), и для значения  $\epsilon$  ( $\epsilon_{\text{ближн}}$ ) найдите величину периода  $\Delta x_{\text{эк}}$  интерференционной картины (аналогично п.10). Результаты запишите в табл. 3.
18. Выключите блок питания лазера и отсоедините его от сети.
19. Считая величину  $\beta$  определённой (см. табл. 2) и используя полученные ранее значения  $a$  и  $\epsilon_{\text{ближн}}$ , проверьте правильность соотношения (12). Полностью заполните табл. 3.
20. Оформите окончательные выводы по работе.

**ПРИМЕЧАНИЕ.** По указанию преподавателя расчёт ошибок можно произвести на компьютере, используя соответствующую программу.

Таблица 1

Определение преломляющего угла бипризмы Френеля методом геометрической оптики

№ п/п	$y_i$ , мм	$\epsilon$ , мм	$\alpha$ , рад	$\beta$ , рад	$\beta$ , °	$\Delta \beta$ , °	$\frac{\Delta \beta}{\beta}$ , %
1							
2			—	—	—	—	—
3							
ср.							

Таблица 2

Определение преломляющего угла бипризмы Френеля по интерференционной картине

№ П/П	$c$ , мм	$a=c-f$ , мм	$\Delta L$ , мм	$N_{эк}$	$N_{теор}$	$\Delta x$ , мм	$\beta$ , рад	$\beta$ , °	$\Delta\beta$ , °	$\frac{\Delta\beta}{\beta}$ , %
1										
2		—			—	—	—	—	—	—
3										
ср.										

Таблица 3

Сравнение ширины интерференционных полос двумя способами

№ п/п	$v_{ближн}$ , мм	$\Delta L$ , мм	$N_{эк}$	$\Delta x_{эк} = \frac{\Delta L}{N_{эк}}$ , мм	$\Delta x_{теор} = \frac{(a + v_{ближн}) \cdot \lambda}{2a \cdot v \cdot (n - 1)}$ , мм
1					
2				—	—
3					
ср.					

### Контрольные вопросы

1. В чем заключается явление интерференции света? Какие волны называются когерентными?
2. Назовите способы получения когерентных волн от обычных источников. Приведите соответствующие им схемы.
3. Напишите уравнение плоской бегущей монохроматической волны. Получите выражение для интенсивности при сложении двух волн.
4. Объясните, почему в повседневных условиях не наблюдается устойчивых интерференционных картин.
5. Что называется оптической длиной пути световой волны? оптической разностью хода волн? Как связана оптическая разность хода с разностью фаз колебаний?
6. Напишите условия максимумов и минимумов при интерференции двух волн.
7. Получите формулы для положения полос и расстояния между соседними полосами в случае интерференции от двух когерентных источников. Дайте анализ этих формул.
8. Что собой представляет бипризма Френеля? Нарисуйте ход лучей в бипризме Френеля.
9. Нарисуйте схему расположения принадлежностей, используемых в данной работе. Объясните их назначение.

### Литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики. В 5 кн. Кн. 4. Волны. Оптика: Учеб. пособие для вузов / И.В. Савельев. – М.: ООО «Издательство Астрель»: ООО «Издательство АСТ», 2002. – 256 с.: ил.
2. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики: Учеб. пособие для вузов. – 2-е изд., испр. и доп. – М.: Высш. шк., 1999. – 718 с.: ил.
3. Трофимова Т. И. Курс физики: Учеб. пособие для вузов. – 7-е изд., стер. – М.: Высш. шк., 2001. – 542 с.: ил.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5.9

### ИЗУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА. ПРОВЕРКА СПРАВЕДЛИВОСТИ ЗАКОНА МАЛЮСА ДЛЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы: изучить поляризованный свет и проверить справедливость закона Малюса для лазерного излучения.

Приборы и принадлежности: полупроводниковый лазер на оптической скамье, поляризатор, слюдяная пластинка в четверть волны, фотозаэлемент, микроамперметр.

#### Теория и методика эксперимента

Явление поляризации изложено в теоретической части (с. 43). В данной работе проверяется выполнение закон Малюса для лазерного излучения.

Схема установки проверки закона Малюса для лазерного излучения приведена на рис. 1.

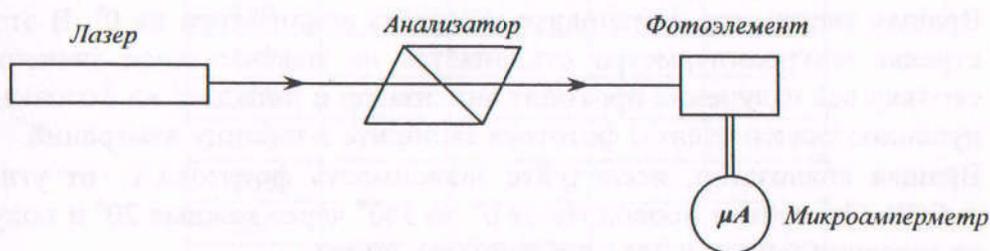


Рис. 1

Лазерное излучение (имеет линейную поляризацию), проходя через анализатор, попадает в приёмное окно фотозаэлемента, в цепь которого включен микроамперметр. Показания микроамперметра пропорциональны интенсивности лазерного излучения, падающего на фотозаэлемент, т.е.

$$i = kI, \quad (5)$$

где  $i$  – величина фототока;  
 $k$  – коэффициент пропорциональности;  
 $I$  – интенсивность лазерного излучения.

Поскольку закон Малюса имеет вид:

$$I = I_0 \cos^2 \theta,$$

где  $I$  – интенсивность поляризованного света (лазерного излучения) после анализатора;  $I_0$  – интенсивность поляризованного света (лазерного излучения) до

анализатора;  $\Theta$  – угол между плоскостью пропускания анализатора и плоскостью, в которой лежат колебания вектора  $\vec{E}$  в лазерном луче, то с учётом (5) его можно переписать как  $\frac{i}{k} = \frac{i_0}{k_0} \cos^2 \Theta$ , откуда получаем:

$$\frac{i}{i_0} = \cos^2 \Theta. \quad (6)$$

Таким образом, проверка закона Малюса для лазерного излучения сводится к проверке соотношения (6), в котором  $i$  – сила фототока при угле поворота анализатора  $\Theta$ , а  $i_0$  – максимальная сила фототока, соответствующая углу  $\Theta = 0^\circ$ .

### Порядок выполнения работы и обработка результатов эксперимента

**Важно! Попадание в глаза прямого (или отражённого зеркально) лазерного луча опасно для зрения! При работе с лазером его излучение можно наблюдать только после отражения от рассеивающих поверхностей.**

1. Соберите схему согласно рис. 1.
2. Включите лазер.
3. Вращая анализатор, установите указатель анализатора на  $0^\circ$ . В этом случае стрелка микроамперметра отклоняется на максимальное значение  $i_0$ , поскольку всё излучение проходит анализатор и попадает на фотоэлемент. Полученное значение силы фототока запишите в таблицу измерений.
4. Вращая анализатор, исследуйте зависимость фототока  $i$  от угла  $\Theta$ , т.е.  $i = f(\Theta)$ . Измерения проводите от  $0^\circ$  до  $340^\circ$  через каждые  $20^\circ$  и получающиеся значения записывайте в таблицу (см. ниже).
5. Выключите лазер.
6. Вычислите для каждого угла  $\Theta$  отношение  $\frac{I}{I_0} = \frac{i}{i_0}$ , а также выражения  $\cos \Theta$ ,  $\cos^2 \Theta$  и полностью заполните таблицу (см. ниже).
7. Постройте на **одном** чертеже в полярных координатах две кривые  $\frac{I}{I_0} = f(\Theta)$  и  $\cos^2 \Theta = f(\Theta)$ , первую из которых дают экспериментальные данные, а вторую – теория. Сравнение полученных графиков покажет, насколько хорошо для лазерного излучения и данного поляроида выполняется закон Малюса.
8. Оформите вывод по проделанной работе.

### Контрольные вопросы

1. Какой свет называется естественным, поляризованным, частично поляризованным?
2. Как колеблется вектор напряжённости электрического поля в линейно поляризованной волне, поляризованной по кругу, по эллипсу?

- Какая кривая получится, если соединить концы векторов напряжённости электрического поля в разных точках пространства в один и тот же момент времени для линейно поляризованной волны? Волны, поляризованной эллиптически?
- Что представляет собой поляроид? Для чего он нужен?
- Как экспериментально отличить свет естественный от света, поляризованного по кругу?

Проверка закона Малюса для лазерного излучения

$\theta, ^\circ$	$i, \text{мкА}$	$\frac{I}{I_0} = \frac{i}{i_0}$	$\text{Cos } \theta$	$\text{Cos}^2 \theta$
0	$i_0 =$			
20				
40				
60				
80				
100				
120				
140				
160				
180				
200				
220				
240				
260				
280				
300				
320				
340				

Литература

- Савельев И.В. Курс общей физики. В 5 кн. Кн. 4. Волны. Оптика: Учеб.пособие для вузов / И.В. Савельев. – М.: ООО «Издательство Астрель»: ООО «Издательство АСТ», 2002. – 256 с.: ил.
- Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики: Учеб.пособие для вузов. – 2-е изд., испр. и доп. – М.: Высш. шк., 1999. – 718 с.: ил.
- Трофимова Т. И. Курс физики: Учеб.пособие для вузов. – 7-е изд., стер. – М.: Высш. шк., 2001. – 542 с.: ил.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ САХАРА В РАСТВОРЕ С ПОМОЩЬЮ ПОЛЯРИМЕТРА

Цель работы: а) изучение явления вращения плоскости поляризации в жидкостях; б) знакомство с устройством поляриметра; в) определение концентрации сахара в водном растворе с помощью поляриметра.

Приборы и принадлежности: поляриметр круговой СМ-3, кюветы с растворами сахара разной концентрации.

### Теоретическая часть

Явление поляризации волн изложено в теоретической части (с. 43). В данной лабораторной работе изучается явления вращения плоскости поляризации в растворе сахара, который обладает оптической активностью.

Оптическая активность веществ была открыта в 1811 г. Д.Араго, обнаружившего, что при прохождении линейно поляризованного света сквозь кристалл кварца (вдоль его оптической оси), плоскость поляризации света поворачивается вокруг направления луча. В дальнейшем это свойство обнаружилось и у ряда других веществ, которые назвали **оптически активными**. К числу таких веществ принадлежат кристаллические тела (кварц, киноварь и др.), чистые жидкости (скипидар, никотин и др.) и растворы оптически активных веществ в неактивных растворителях (водные растворы сахара, винной кислоты и др.). Оптическую активность проявляют также углеводы, аминокислоты, белки, антибиотики и многие лекарственные вещества. Метод исследования вещества, основанный на использовании явления вращения плоскости поляризации света, называется *поляризацией*.

Оптически активные вещества в зависимости от направления вращения плоскости поляризации разделяются на *право-* и *левоповорачивающие*. В первом случае плоскость поляризации, если смотреть навстречу лучу, вращается вправо (по часовой стрелке), во втором – влево. Вращение плоскости поляризации объяснено О. Френелем.

Согласно теории Френеля любая волна, падающая на оптически активное вещество, распадается в нем на две волны, поляризованные по кругу, с амплитудами  $E_n$  и  $E_l$ , равными половине амплитуды падающей волны  $E$ , и с различными фазовыми скоростями распространения  $v_n$  и  $v_l$ . Показатели преломления для них соответственно –  $n_n$  и  $n_l$  (индексы «*n*» и «*l*» указывают на правое и левое вращение).

Пусть световая волна с амплитудой  $\vec{E}$ , линейно поляризованная в плоскости  $OO'$  (рис. 1), падает нормально к плоскости листа в направлении «нанас» и в веществе

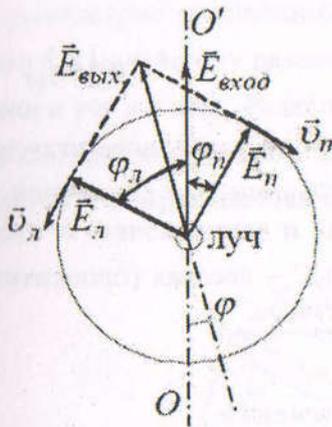


Рис. 9. Разложение линейно поляризованного света на две волны, поляризованные по кругу

распадается на две поляризованные по кругу волны с амплитудами  $\vec{E}_l$  и  $\vec{E}_n$ . Если  $\nu_n > \nu_l$ , то через некоторое время вектор  $\vec{E}_l$  повернётся на угол  $\varphi_l$ , а  $\vec{E}_n$  — на угол  $\varphi_n$ , причём  $\varphi_n > \varphi_l$ .

$$\varphi_l = 2\pi n_l \frac{d}{\lambda_0}; \quad \varphi_n = 2\pi n_n \frac{d}{\lambda_0} \quad (1)$$

откуда разность углов

$$\Delta\varphi = \varphi_l - \varphi_n = \frac{2\pi}{\lambda_0} d(n_l - n_n). \quad (2)$$

Так как результирующий световой вектор  $\vec{E}_{\text{выход}}$  при входе и выходе  $\vec{E}_{\text{выход}}$  складывается из векторов  $\vec{E}_l$  и  $\vec{E}_n$ , то угол между направлениями вектора  $\vec{E}$  на входе в вещество и на выходе из него равен  $\frac{\Delta\varphi}{2}$ ,

что видно из уравнения  $\varphi_l - \Delta\varphi = \varphi_n + \Delta\varphi$ , откуда  $\Delta\varphi = \frac{\varphi_l - \varphi_n}{2}$ . Следовательно, угол вращения плоскости поляризации  $\varphi$  равен

$$\varphi = \frac{\Delta\varphi}{2} = \frac{\pi d}{\lambda_0} (n_l - n_n). \quad (3)$$

Если  $n_l > n_n$  — среда *правовращающая*, если  $n_l < n_n$  — *левовращающая*.

**Причина** различия фазовых скоростей распространения правого и левого лучей и их показателей преломления объясняется **молекулярным строением** оптически активных веществ. Существование оптически активных веществ в виде двух модификаций говорит о том, что их молекулы дисимметричны, то есть, построены

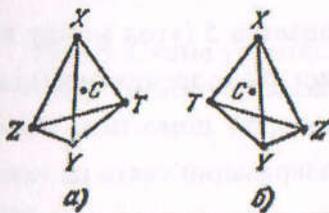


Рис. 2

так, что одна является зеркальным отображением другой (рис. 2).

Интересно отметить, что в плане *биологической активности* такие вещества ведут себя совершенно различно, хотя все физико-химические свойства у них совершенно одинаковы.

Большой вклад в развитие теории вращения

плоскости поляризации внесли также М. Фарадей (1846 г.), советские физики В.Р. Бурсиан и А.В. Тимофеев.

Расчётная формула для угла поворота плоскости поляризации в водных растворах имеет вид

$$\varphi = [\alpha]_{\lambda T} \cdot \ell \cdot C, (4)$$

где  $[\alpha]_{\lambda T}$  – удельное вращение оптически активного вещества, равное углу поворота плоскости поляризации слоем раствора единичной толщины при единичной концентрации раствора, зависящее от температуры раствора  $T$  и длины волны  $\lambda$  света, проходящего через раствор;  $\ell$  – толщина слоя раствора;  $C$  – весовая (процентная) концентрация, равная числу граммов вещества в 100 г раствора.

### Теория и методика эксперимента

Принцип работы поляриметра (сахариметра) основан на явлении *вращения плоскости поляризации* некоторыми веществами, называемыми *оптически активными*. Оптическая схема поляриметра приведена на рис. 3.

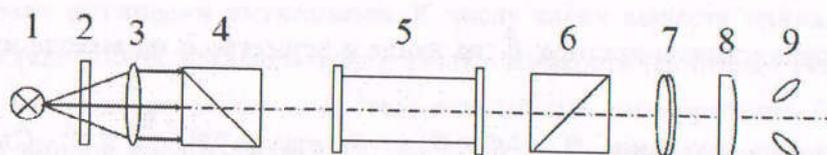


Рис. 3. Оптическая схема поляриметра:

- 1 – источник света (натриевая лампа ДНаС-04);
- 2 – светофильтр; 3 – конденсор; 4 – поляризатор;
- 5 – кювета с исследуемой жидкостью;
- 6 – полугеневого анализатор; 7 – объектив;
- 8 – окуляр; 9 – лупы

Свет от лампы 1 проходит через светофильтр 2, конденсор 3 и пучком параллельных лучей падает на поляризатор 4. После поляризатора плоско поляризованный свет проходит через кювету 5 с исследуемой жидкостью, полугеневого анализатор 6, объектив 7 и окуляр 8.

Известно, что скрещенные поляризатор 4 и анализатор 5 (угол между их главными плоскостями равен  $90^\circ$ ) (рис. 3) не пропускают свет (поле зрения окуляра в этом случае тёмное). Если между поляризатором и анализатором поместить кювету 5 с раствором сахара, который поворачивает плоскость поляризации света на некоторый угол, то интенсивность света, вышедшего из анализатора, изменится, и поле зрения окуляра несколько просветлеет. Чтобы измерить угол поворота плоскости поляризации раствором сахара, анализатор поворачивают вокруг направления луча до тех пор,

пока поле зрения не станет прежним (тёмным). Этот угол поворота анализатора и равен углу поворота плоскости поляризации раствором сахара.

Однако, человеческий глаз малочувствителен к небольшим изменениям яркости равномерно освещённого или затемнённого поля зрения. Зато глаз весьма чувствителен к малейшему различию в яркостях смежных частей поля зрения, окрашенных в один и тот же цвет. Разделение поля зрения на две половины производят с помощью анализатора специальной конструкции – *полутеневого анализатора*, который изготавливают из **призмы Николя** (рис. 4).

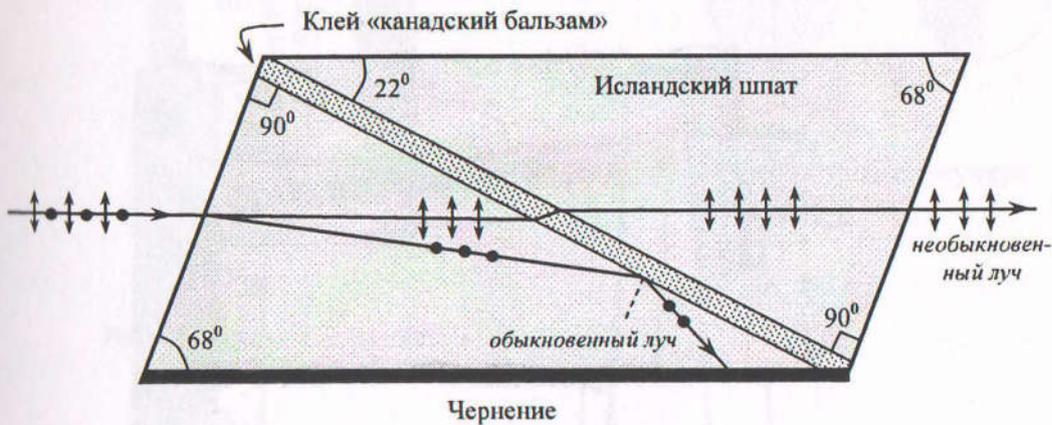


Рис. 4. Призма Николя

На рис. 5,а показано сечение призмы плоскостью листа, перпендикулярное лучам света.  $AB$  – главное сечение призмы. Если колебания светового вектора  $\vec{E}$  в падающем луче параллельны  $AB$ , поле зрения светлое, при  $\vec{E} \perp AB$  – тёмное. Если же призму

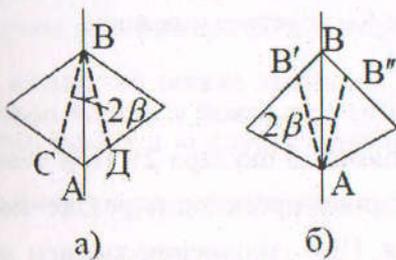


Рис. 5. Схема устройства полутеневого анализатора

разрезать вдоль плоскости  $AB$  и от каждой половины отшлифовать по клинообразному слою (на рис. 5,а – отмечены пунктиром), затем половинки призмы склеить плоскостями  $BC$  и  $BD$ , то получившаяся призма в виде неправильного ромба (рис. 5,б) становится полутеневым анализатором.

Поле зрения разделяется на две половины. Главные сечения половин призмы  $AB'$  и  $AB''$  теперь не совпадают; угол между ними равен  $2\beta \approx 5^\circ$ . При падении на такой анализатор плоскополяризованного света нельзя добиться полного затемнения поля зрения ни при какой ориентации призмы вокруг луча. Допустим, световой вектор

$\vec{E} \perp AB'$  – свет через левую половину призмы не проходит. Но угол между  $\vec{E}$  и  $AB''$  уже отличен от  $90^\circ$ , и свет частично проходит через правую половину призмы. Освещённость левой и правой половин поля зрения одинакова только в двух случаях: а) колебания светового вектора  $\vec{E}$  происходят в плоскости АВ (поле зрения равномерно **освещено**); б)  $\vec{E}$  перпендикулярно плоскости АВ (поле зрения равномерно **затемнено**). Установка полутеневого анализатора на равномерное затемнение позволяет точно определять угол поворота плоскости поляризации света оптически активным веществом.

Внешний вид поляриметра представлен на рис. 6.

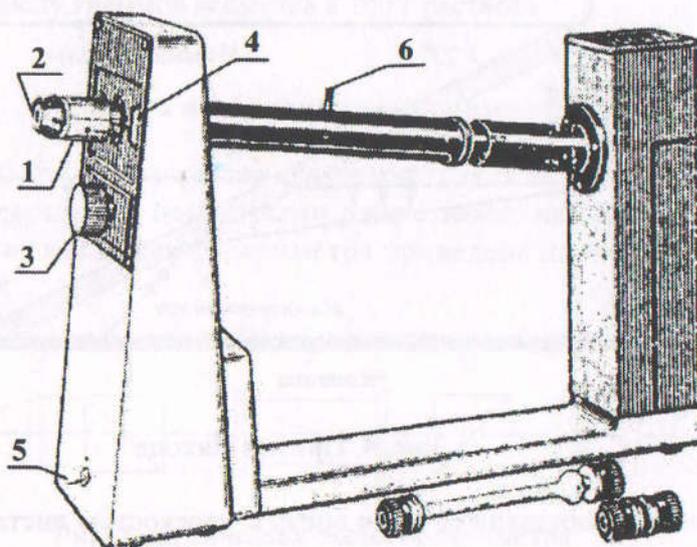


Рис. 6. Внешний вид поляриметра

1 – втулка; 2 – окуляр; 3 – ручка поворота анализатора;  
4 – отсчётное устройство; 5 – тумблер; 6 – кюветное отделение

Поворотом ручки 3 устанавливают освещённость левой и правой половин поля зрения до полного затемнения (наблюдают с помощью окуляра 2). При незначительном повороте анализатора в ту или другую сторону происходит резкая смена освещённостей левой и правой половин поля зрения. При заполнении кюветы оптически активной жидкостью равенство освещённости двух половин поля зрения достигается поворотом анализатора на угол, равный углу поворота плоскости поляризации света исследуемой оптически активной жидкостью.

На корпусе поляриметра слева и справа от окуляра помещены отсчётные устройства для измерения угла поворота плоскости поляризации. Каждое устройство состоит из двух шкал: лимба 4, связанного с ручкой 3 и имеющего 360-градусную шкалу

с ценой деления  $0,5^\circ$ , и нониуса, имеющего 50 делений с ценой  $0,02^\circ$  (рис.7). Две лупы 9 (рис. 3) служат для снятия отсчётов со шкал отсчётного устройства.

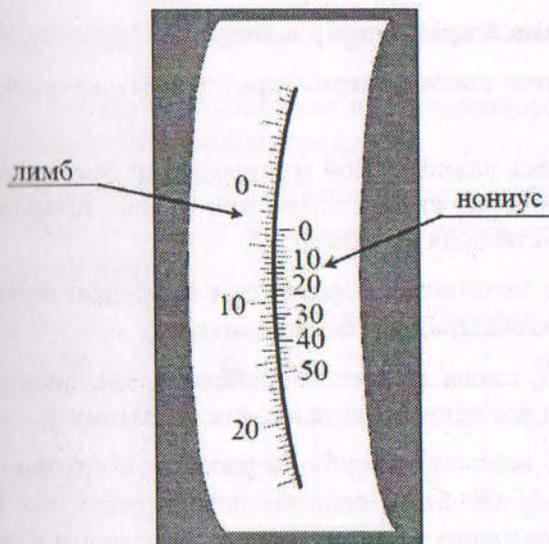


Рис. 7.

Вид отсчётного устройства

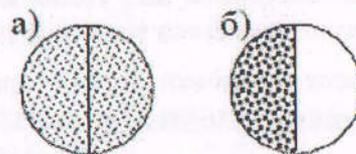


Рис. 8.

Вид поля зрения окуляра

Рабочий режим лампы наступает через **10 минут** после включения лампы тумблером 5 (рис. 6). В кюветное отделение помещается кювета с дистиллированной водой. Ручкой поворота анализатора 2 совмещается нуль лимба нулём нониуса. Вращением втулки 1 добиваются разной освещённости левой и правой половин поля зрения окуляра (рис. 8,б). Затем плавным поворотом ручки анализатора 3 добиваются полного затемнения обеих полей зрения (рис. 8,а). Делают отсчёт угла поворота анализатора по правому или левому отсчётным устройствам; к числу градусов, взятых по шкале лимба  $\varphi_{0л}$  отсчётного устройства (количество делений между нулями лимба и нониуса), прибавляют отсчёт по нониусу  $\varphi_{0н}$  (количество делений от нуля нониуса до точного совпадения с делениями лимба). Искомый угол  $\varphi_0$  будет равен  $\varphi_0 = \varphi_{0л} + \varphi_{0н}$ .

Пример отсчёта угла показан на рис. 7, где  $\varphi_{0л} = 3,5^\circ$ ;  $\varphi_{0н} = 0,06^\circ$ ;  $\varphi_0 = 3,5^\circ + 0,06^\circ = 3,56^\circ$ .

## Порядок выполнения работы и обработка результатов эксперимента

### Задание 1. Определение удельной постоянной вращения раствора сахара

1. Включите осветитель (тумблер находится сзади поляриметра) и дайте натриевой лампе прогреться в течение 10 минут.
2. Вращением втулки анализатора добейтесь равномерной минимальной освещённости всего поля так, чтобы малейший поворот втулки влево или вправо приводил бы к затемнению то левой, то правой части поля зрения.
3. После установки анализатора на равное затемнение через лупу с помощью нониуса отсчитайте угол  $\varphi_0$  – начальное положение плоскости поляризации.
4. Сместив анализатор вправо или влево, снова проделайте действия аналогичные п. 2 и п. 3. Измерения проводите 5 раз и все данные записывайте в таблицу 1.
5. Между поляризатором и анализатором поместите трубку с раствором сахара известной концентрации и повторить всё, что было сделано для определения  $\varphi_0$ . При равномерном затемнении снять показания  $\varphi_1$  для нового положения плоскости поляризации. Измерения для  $\varphi_1$  повторите 5 раз и данные занести в таблицу.

Таблица 1. Определение удельной постоянной вращения раствора сахара

№	$\varphi_0$	$\varphi_1$	$\varphi_1 - \varphi_0$	$\Delta(\varphi_1 - \varphi_0)$	$[\alpha_{cp}]$	$\Delta[\alpha]$
1.					—	—
2.						
3.						
4.						
5.						
Среднее	—	—				

6. Вычислите величину удельной постоянной вращения раствора сахара по формуле:

$$[\alpha_{\varphi}] = \frac{(\varphi_1 - \varphi_0)_{\varphi}}{C \cdot \ell \cdot \rho},$$

где  $\ell = (2,00 \pm 0,01)$  дм – длина трубки,

$\rho$  – плотность 5% раствора сахара при заданной температуре (см. таблицу 3),

$C$  – процентная концентрация.

7. Вычислите абсолютную погрешность для  $[\alpha_{cp}]$  по формуле:

$$[\Delta \alpha] = [\alpha_{cp}] \cdot \left[ \frac{\Delta(\varphi_1 - \varphi_0)_{cp}}{(\varphi_1 - \varphi_0)_{cp}} + \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta \ell}{\ell} \right],$$

где величиной  $\frac{\Delta \rho}{\rho}$  можно пренебречь.

8. Запишите окончательный результат в виде:  $[\alpha] = [\alpha_{cp}] \pm \Delta[\alpha]$ .

**Задание 2. Определение процентной концентрации раствора сахара**

1. Между анализатором и поляризатором поместите трубку с раствором сахара неизвестной концентрации.
2. Определите новое положение  $\varphi_2$  плоскости поляризации. Проведите опыт 5 раз в той же самой последовательности, что и при определении  $\varphi_1$ . Данные запишите в таблицу 2.

Таблица 2. Определение процентной концентрации раствора сахара

№	$\varphi_0$	$\varphi_2$	$\varphi_2 - \varphi_0$	$\Delta(\varphi_2 - \varphi_0)$	$C_{cp}$	$\Delta C$
1.					-	-
2.						
3.						
4.						
5.						
Среднее	-	-				

3. Вычислите величину искомой процентной концентрации по формуле:

$$C_{cp} = \frac{(\varphi_2 - \varphi_0)_{cp}}{[\alpha_{cp}] \cdot \rho_1 \cdot \ell}$$

где:  $\rho_1$  – плотность раствора неизвестной концентрации (задаётся).

4. Вычислите абсолютную погрешность для искомой величины по формуле:

$$\Delta C = C_{cp} \left[ \frac{\Delta(\varphi_2 - \varphi_0)_{cp}}{(\varphi_2 - \varphi_0)_{cp}} + \frac{\Delta \rho_1}{\rho_1} + \frac{\Delta \ell}{\ell} + \frac{\Delta[\alpha]}{[\alpha_{cp}]} \right]$$

где величиной  $\frac{\Delta \rho_1}{\rho_1}$  можно пренебречь.

5. Окончательный результат запишите в виде:

$$C = C_{cp} \pm \Delta C; \quad \frac{\Delta C}{C} \approx \dots \%$$

6. Сделайте общий вывод по работе с указанием полученных результатов.

Таблица 3. Плотность водных растворов сахара в интервале температур от 0 до 40°C

С, %	Т е м п е р а т у р а , °С						
	0	10	15	20	25	30	40
0	0,99987	0,99973	0,99913	0,99823	0,99707	0,99567	0,99232
1	1,00390	1,00365	1,00301	1,00212	1,00093	0,99952	0,99615
2	1,00798	1,00760	1,00693	1,00602	1,00481	1,00340	1,00001
3	1,01207	1,01157	1,01087	1,00993	1,00872	1,00731	1,00387
4	1,01619	1,01557	1,01484	1,01388	1,01266	1,01124	1,00777
5	1,02033	1,01960	1,01884	1,01785	1,01661	1,01518	1,01169
6	1,02449	1,02366	1,02287	1,02186	1,02060	1,01916	1,01563
7	1,02867	1,02774	1,02692	1,02588	1,02461	1,02316	1,01960
8	1,03287	1,03185	1,03100	1,02994	1,02864	1,02717	1,02359
9	1,03710	1,03599	1,03512	1,03403	1,03271	1,03122	1,02761
10	1,04135	1,04016	1,03925	1,03814	1,03679	1,03530	1,03165
11	1,04564	1,04437	1,04343	1,04229	1,04092	1,03940	1,03573
12	1,04994	1,04859	1,04762	1,04646	1,04507	1,04353	1,03982
13	1,05429	1,05286	1,05186	1,05066	1,04925	1,04770	1,05043
14	1,05865	1,05714	1,05612	1,05490	1,05346	1,05189	1,04809
15	1,06305	1,06146	1,06041	1,05917	1,05772	1,05612	1,05229
16	1,06746	1,06581	1,06473	1,06346	1,06198	1,06035	1,05650
17	1,07191	1,07020	1,06909	1,06679	1,06629	1,06464	1,06074
18	1,07640	1,07461	1,07347	1,07215	1,07062	1,06896	1,06502
19	1,08092	1,07906	1,07789	1,07654	1,07499	1,07329	1,06933
20	1,08546	1,08353	1,08233	1,08096	1,07940	1,07767	1,07366
22	1,09466	1,09260	1,09134	1,08990	1,08830	1,08652	1,08244
24	1,10398	1,10178	1,10046	1,09897	1,09731	1,09550	1,09135
26	1,11343	1,11110	1,10972	1,10818	1,10647	1,10461	1,10039
28	1,12302	1,12056	1,11911	1,11751	1,11575	1,11386	1,10957
30	1,13274	1,13014	1,12863	1,12698	1,12517	1,12324	1,11888

Таблица 3. Плотность водных растворов сахара в интервале температур от 0 до 40°C

С, %	Т е м п е р а т у р а , °С						
	0	10	15	20	25	30	40
0	0,99987	0,99973	0,99913	0,99823	0,99707	0,99567	0,99232
1	1,00390	1,00365	1,00301	1,00212	1,00093	0,99952	0,99615
2	1,00798	1,00760	1,00693	1,00602	1,00481	1,00340	1,00001
3	1,01207	1,01157	1,01087	1,00993	1,00872	1,00731	1,00387
4	1,01619	1,01557	1,01484	1,01388	1,01266	1,01124	1,00777
5	1,02033	1,01960	1,01884	1,01785	1,01661	1,01518	1,01169
6	1,02449	1,02366	1,02287	1,02186	1,02060	1,01916	1,01563
7	1,02867	1,02774	1,02692	1,02588	1,02461	1,02316	1,01960
8	1,03287	1,03185	1,03100	1,02994	1,02864	1,02717	1,02359
9	1,03710	1,03599	1,03512	1,03403	1,03271	1,03122	1,02761
10	1,04135	1,04016	1,03925	1,03814	1,03679	1,03530	1,03165
11	1,04564	1,04437	1,04343	1,04229	1,04092	1,03940	1,03573
12	1,04994	1,04859	1,04762	1,04646	1,04507	1,04353	1,03982
13	1,05429	1,05286	1,05186	1,05066	1,04925	1,04770	1,05043
14	1,05865	1,05714	1,05612	1,05490	1,05346	1,05189	1,04809
15	1,06305	1,06146	1,06041	1,05917	1,05772	1,05612	1,05229
16	1,06746	1,06581	1,06473	1,06346	1,06198	1,06035	1,05650
17	1,07191	1,07020	1,06909	1,06679	1,06629	1,06464	1,06074
18	1,07640	1,07461	1,07347	1,07215	1,07062	1,06896	1,06502
19	1,08092	1,07906	1,07789	1,07654	1,07499	1,07329	1,06933
20	1,08546	1,08353	1,08233	1,08096	1,07940	1,07767	1,07366
22	1,09466	1,09260	1,09134	1,08990	1,08830	1,08652	1,08244
24	1,10398	1,10178	1,10046	1,09897	1,09731	1,09550	1,09135
26	1,11343	1,11110	1,10972	1,10818	1,10647	1,10461	1,10039
28	1,12302	1,12056	1,11911	1,11751	1,11575	1,11386	1,10957
30	1,13274	1,13014	1,12863	1,12698	1,12517	1,12324	1,11888

### Контрольные вопросы

1. Что собой представляет естественный и плоскополяризованный свет?
2. Что такое плоскость колебаний и плоскость поляризации?
3. Какие способы существуют для получения плоскополяризованного света?
4. Какие вещества называются оптически активными? Примеры таких веществ.
5. От чего зависит угол вращения плоскости поляризации в случае твёрдого тела и раствора?
6. В чём физический смысл удельной постоянной вращения?
7. Что собой представляет николю? Для чего он служит?
8. Из каких основных частей состоит сахариметр? Какого их назначение?

### Литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики. В 5 кн. Кн. 4. Волны. Оптика: Учеб. пособие для вузов / И.В. Савельев. – М.: ООО «Издательство Астрель»: ООО «Издательство АСТ», 2002. – 256 с.: ил.
2. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики: Учеб. Пособие для вузов. – 2-е изд., испр. и доп. – М.: Высш. шк., 1999. – 718 с.: ил.
3. Трофимова Т. И. Курс физики: Учеб. Пособие для вузов. – 7-е изд., стер. – М.: Высш. шк., 2001. – 542 с.: ил.

Подписано в печать 25.03.21.  
Электронное издание.

Издательство Современного технического университета

390048, г. Рязань, ул. Новоселов, 35А.

(4912) 300630, 30 08 30