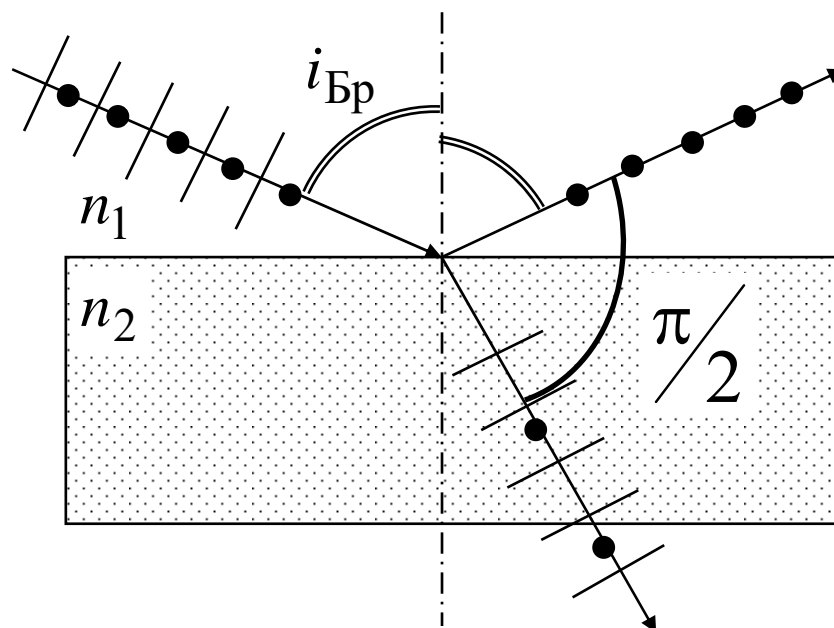


В.А. Самолетов

В.Л. Частый

ФИЗИКА  
ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ  
ПО ВОЛНОВОЙ ОПТИКЕ



Санкт-Петербург  
2017

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**УНИВЕРСИТЕТ ИТМО**

**В.А. Самолетов**

**В.Л. Частый**

**ФИЗИКА  
ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ  
ПО ВОЛНОВОЙ ОПТИКЕ**

**Учебно-методическое пособие**

 **УНИВЕРСИТЕТ ИТМО**

**Санкт-Петербург**

**2017**

УДК 530

**Самолетов В. А., Частый В. Л.** Физика. Лабораторные работы по волновой оптике: Учеб.-метод. пособие. – СПб.: Университет ИТМО, 2017. – 121 с.

Дано краткое теоретическое обоснование методов измерения, изложен порядок проведения лабораторных работ и обработки результатов измерений.

Предназначены для студентов направлений бакалавриата: 01.03.02, 09.03.01, 09.03.02, 09.03.03, 09.03.04, 10.03.01, 11.03.02, 11.03.03, 12.03.01, 12.03.02, 12.03.03, 12.03.05, 13.03.02, 14.03.01, 15.03.02, 15.03.04, 15.03.06, 16.03.01, 16.03.03, 18.03.02, 18.03.04, 19.03.01, 19.03.02, 19.03.03, 23.03.02, 23.03.03, 27.03.04, 27.03.05, 12.05.01 очной и заочной форм обучения.

**Рекомендовано к печати Советом естественнонаучного факультета протокол №1 от 24.01.2017 г.**



**Университет ИТМО** – ведущий вуз России в области информационных и фотонных технологий, один из немногих российских вузов, получивших в 2009 году статус национального исследовательского университета. С 2013 года Университет ИТМО – участник программы повышения конкурентоспособности российских университетов среди ведущих мировых научно-образовательных центров, известной как проект «5 – 100». Цель Университета ИТМО – становление исследовательского университета мирового уровня, предпринимательского по типу, ориентированного на интернационализацию всех направлений деятельности.

© Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, 2017

© Самолетов В.А., Частый В.Л. 2017

## ВВЕДЕНИЕ

Фронтальная лаборатория оптики и атомной физики создавалась в СПбГУНиПТ (бывший ЛТИХП) на кафедре физики в 1976–1982 гг. под методическим руководством и непосредственным участием доцента кафедры Крайновой Л. С. Техническая часть и методические указания разрабатывались ею совместно с доцентом Буравым С. Е. Всего было поставлено около 30 оригинальных лабораторных работ, охвативших семь основных разделов курса. Отдельные этапы работы выполнялись с участием преподавателей кафедры физики Рыкова А. В., Терещенко Л. Л., Годвинской Н. В., Павлова В. А., Самолетова В. А., Баранова И. В., Частого В. Л.

В последние годы в лаборатории проведена модернизация ряда работ, переработаны практическая часть работ и описания к ним, что и нашло отражение в данных методических указаниях. При этом сохранен фронтальный принцип проведения занятий. Лабораторные работы соответствуют учебной программе курса физики.

В первой части данных методических указаниях дано описание шести лабораторных работ, связанных с разделом волновой оптики общего курса физики.

Все работы, выполняемые в лаборатории оптики, рассчитаны на два учебных часа.

Защита лабораторных работ производится на плановых занятиях. Во время защиты студент сдает отчет, содержащий все пункты задания, и отвечает на контрольные вопросы, приведенные в методических указаниях к выполненной работе.

Для удобства студентов в каждой работе приводится список литературы и ссылки на конкретные разделы и параграфы, в приложениях к методическим указаниям даны необходимые справочные материалы.

Инструктаж по технике безопасности в лаборатории проводится преподавателем на первом занятии. В описании всех работ дан раздел, в котором названы все источники возможной опасности, такие как излучение лазеров и спектральных ламп, высокое электрическое напряжение, высокие температуры источников, наличие паров ртути в лампах, а также сформулированы правила безопасной работы в лаборатории.

# ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1.1

## ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТОВЫХ ВОЛН НА ПЛАСТИНЕ

### ЦЕЛЬ РАБОТЫ

На основе одной из простейших схем наблюдения интерференции получить интерференционные полосы равного наклона, определить максимальный порядок интерференции, рассчитать показатель преломления стеклянной пластины.

На выполнение работы отводится два учебных часа.

### Перечень используемого оборудования и средств измерений

Необходимое оборудование:

- оптическая скамья;
- лазер;
- экран с объективом;
- плоскопараллельная стеклянная пластина (толщина ее указана на установке);
- линейка.

Характеристики средств измерений представлены в табл. 1.

Таблица 1

Наименование средства измерения	Предел измерений	Цена деления	Класс точности	Погрешность $\Delta_{и}$
Линейка	1 м	1 мм/дел.	–	0,5 мм

### УКАЗАНИЕ ПО ТЕХНИКЕ БЕЗОПАСНОСТИ

В данной работе используются газовые или полупроводниковые лазеры, представляющие непосредственную опасность для зрения и, кроме того, в газовом лазере используется высоковольтный источник питания, который может вызвать поражение электрическим током. Поэтому при выполнении работы необходимо строго соблюдать следующие меры безопасности.

1. Не разрешается включать установку в отсутствие преподавателя или лаборанта.
2. Запрещается оставлять установку включенной.
3. Перемещать лазер по оптической скамье можно только при выключенном источнике питания.
4. В случае попадания излучения лазера в глаз немедленно сообщить об этом преподавателю, ведущему занятие в лаборатории.
5. Выключить лазер после выполнения измерений.

***Внимание! Остерегайтесь непосредственного попадания излучения лазера в глаза. Категорически запрещается заглядывать в выходное окно лазера, даже при отсутствии излучения.***

## **КРАТКИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ**

### **Условия возникновения интерференции**

Свет представляет собой сложное явление. В одних случаях он ведет себя как электромагнитная волна, в других – как поток частиц – фотонов. Интерференция света относится к явлениям, подтвердившим волновую природу света.

В электромагнитной волне в двух взаимноперпендикулярных направлениях колеблются два вектора – вектор напряженности электрического поля  $\vec{E}$  и вектор напряженности магнитного поля  $\vec{H}$ . Как показывает опыт, физиологическое, фотохимическое, фотоэлектрическое и другие действия света в основном вызываются колебаниями электрического вектора. Поэтому в дальнейшем будет говориться о световом векторе, под которым понимается вектор напряженности электрического поля  $\vec{E}$  электромагнитной волны.

Пусть в некоторой точке пространства встречаются две волны, колебания в которых происходят вдоль одной плоскости, с одинаковой частотой  $\omega$ , разными начальными фазами  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  и разными амплитудами  $\vec{E}_{01}$  и  $\vec{E}_{02}$ :

$$\begin{aligned}\vec{E}_1 &= \vec{E}_{01} \cos(\omega t + \alpha_1), \\ \vec{E}_2 &= \vec{E}_{02} \cos(\omega t + \alpha_2).\end{aligned}$$

Согласно принципу суперпозиции напряженность поля  $\vec{E}$ , создаваемая в данной точке пространства двумя источниками света, рав-

на векторной сумме напряженностей  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$ , которые они создавали бы в отдельности

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = \vec{E}_{01}\cos(\omega t + \alpha_1) + \vec{E}_{02}\cos(\omega t + \alpha_2) = \vec{E}_0\cos(\omega t + \alpha).$$

Здесь  $\vec{E}_0$  – амплитуда напряженности результирующего колебания,  $\omega$  и  $\alpha$  – соответственно его циклическая частота и начальная фаза. Величины  $\vec{E}_0$  и  $\alpha$ , можно найти из векторной диаграммы (рис. 1)

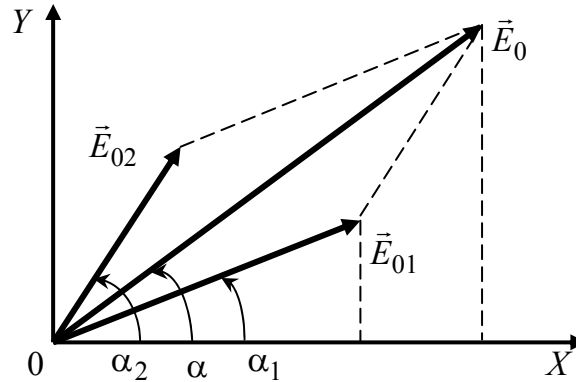


Рис. 1

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02}\cos(\alpha_2 - \alpha_1),$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{E_{01}\sin \alpha_1 + E_{02}\sin \alpha_2}{E_{01}\cos \alpha_1 + E_{02}\cos \alpha_2}.$$

Так как интенсивность света прямо пропорциональна квадрату амплитуды колебаний, то можно записать

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \langle \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \rangle, \quad (1)$$

где  $I_1$  и  $I_2$  – интенсивность суммируемых колебаний;  $I$  – усредненное значение результирующей интенсивности;  $\langle \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \rangle$  – среднее значение косинуса разности фаз складываемых колебаний.

Рассмотрим два частных случая.

1. Разность фаз  $(\alpha_2 - \alpha_1)$  хаотически меняется во времени.

Среднее значение  $\langle \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \rangle$  за время наблюдений будет равно нулю, и из уравнения (1) для результирующей интенсивности получается  $I = I_1 + I_2$ , т. е. происходит простое сложение интенсивностей.

2. *Разность фаз*  $(\alpha_2 - \alpha_1) = \text{const}$ .

В случае синфазных волн  $(\alpha_2 - \alpha_1) = 2m\pi$ ,  $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) = 1$  и волны усиливают друг друга. Здесь  $m$  – целые числа,  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$

В случае противофазных волн имеем  $(\alpha_2 - \alpha_1) = (2m + 1)\pi$ ,  $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) = -1$ , и следовательно волны ослабляют друг друга.

*Если разность фаз  $(\alpha_2 - \alpha_1)$  гармонических колебаний одинаковой частоты, и одинаковой поляризации, остается постоянной во времени, то возникающие волны и их источники называются когерентными.*

Из уравнения (1) видно, что в тех точках пространства, где  $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) > 0$ ,  $I > I_1 + I_2$ , а в точках пространства, где  $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) < 0$ ,  $I < I_1 + I_2$ . В первом случае происходит усиление интенсивности, во втором – ослабление.

В общем случае колебания, их источники и возникающие при этом волны называются когерентными, если разность фаз колебаний сохраняется неизменной за время наблюдений, а средняя энергия результирующего колебания отличается от суммы средних энергий исходных колебаний и может быть больше или меньше нее в зависимости от разности фаз.

Таким образом, при наложении когерентных световых волн происходит не суммирование интенсивностей, а перераспределение светового потока в пространстве. *В одних местах возникают максимумы, а в других – минимумы интенсивности. Это явление называется интерференцией волн.*

Реальный источник света представляет собой совокупность излучений большого числа атомов. Волны, испускаемые совокупностью атомов, сохраняют регулярность (амплитуду, частоту и начальную фазу) лишь в течение ограниченного интервала времени (порядка  $10^{-8}$  с). *Часть последовательности колебаний, на протяжении которой сохраняется их регулярность, называется цугом волны.* Время испускания цуга волн называется длительностью цуга.

В течение этого интервала времени амплитуда и фаза колебаний приблизительно постоянны, тогда как за больший промежуток времени и фаза и амплитуда существенно изменяются. Это связано с тем, что излучения атомов затухают из-за потери энергии на излучение. Кроме того, благодаря хаотическому движению, атомы, приближаю-



щиеся к точке наблюдения и удаляющиеся от нее, посылают разные частоты, и разброс частот тем больше, чем больше разброс скоростей отдельных атомов (явление Доплера), вследствие чего каждый атом излучает не монохроматический свет, а целый спектр частот. Одновременное возбуждение большого количества атомов реального источника сопровождается возникновением цугов волн, которые, налагаясь друг на друга, образуют испускаемую телом световую волну. В этой волне излучение одной группы атомов через время порядка  $10^{-8}$  с сменяется излучением другой группы, причем фаза результирующей волны претерпевает случайные скачкообразные изменения. Поэтому волны, излучаемые различными реальными источниками, не могут быть когерентными и, следовательно, при их сложении явление интерференции не наблюдается.

Для получения в лабораторных условиях двух когерентных источников необходимо испускаемую одним источником волну разделить на две и заставить их встретиться после того, как они пройдут различные пути.

При этом в волновых процессах рассматриваются временная и пространственная когерентности. Временная когерентность характеризует способность световых волн, возникающих из одной точки источника в разные моменты времени, интерферировать между собой. Пространственная когерентность характеризует способность световых волн, исходящих из разных точек источника в один и тот же момент времени, интерферировать между собой.

Источниками световых лучей с высокой степенью когерентности являются лазеры.

Для получения интерферирующих пучков из одного светового пучка существует два метода. В одном из них пучок делится, проходя сквозь близко расположенные друг к другу отверстия. Такой метод (метод деления волнового фронта) пригоден только для достаточно малых источников при наличии их пространственной когерентности. При другом способе пучок делится на одной или нескольких частично отражающих, частично пропускающих поверхностях. Этот метод (метод деления амплитуды) возможен с протяженными источниками и обеспечивает большую интенсивность, чем первый метод. В данной работе рассмотрен метод деления амплитуды.

## Интерференция в плоскопараллельных пластинах

При падении световой волны на тонкую прозрачную пластину происходит ее отражение от обеих поверхностей пластины. В результате возникают когерентные световые волны, которые могут интерферировать.

Пусть на прозрачную плоскопараллельную пластину падает параллельный пучок света, представленный одним лучом (см. рис. 2).

После взаимодействия с пластиной получаются два когерентных параллельных луча света, отбрасываемых пластиной вверх, из которых луч  $1$  образуется за счет отражения от верхней поверхности пластины, а луч  $2$  – вследствие отражения от нижней поверхности.

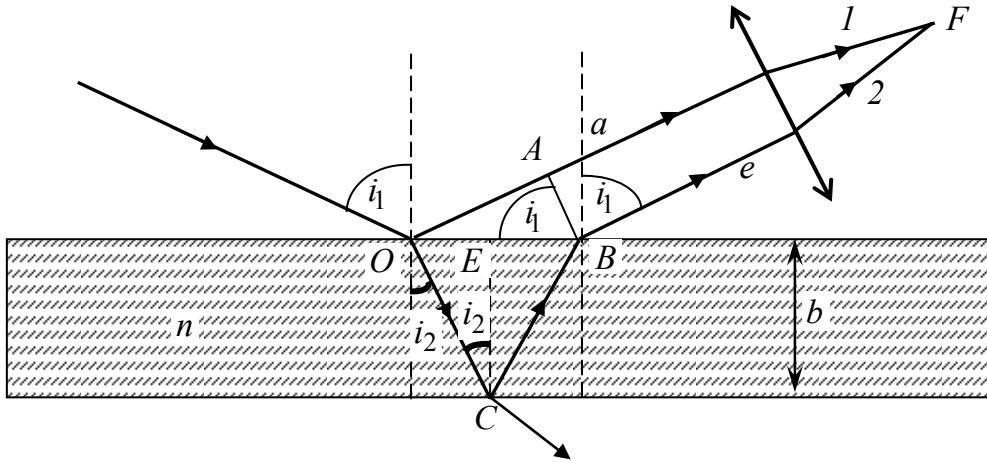


Рис. 2

Проведем перпендикулярно к лучам  $1$  и  $2$  плоскость  $AB$ , представляющую собой волновой фронт отраженных лучей. Оптическая разность хода лучей  $1$  и  $2$  равна:

$$\Delta = n S_2 - S_1,$$

где  $S_2 = OC + CB$ ;  $S_1 = OA$ ;  $n$  – показатель преломления пластины; показатель преломления среды полагаем равным единице ( $n_1 = 1$ ).

Из рис. 2 путем ряда тригонометрических преобразований можно найти оптическую разность хода лучей (см. прил. 4)

$$\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}, \quad \text{либо} \quad \Delta = 2bn \cos i_2. \quad (2)$$

Отметим, что формула (2) дает зависимость от угла падения  $i_1$ , либо от угла преломления  $i_2$ .

Разность фаз колебаний  $\delta$  и оптическая разность хода лучей  $\Delta$  связаны соотношением  $\delta = \frac{2\pi\Delta}{\lambda}$ , где  $\lambda$  – длина волны в среде.

Необходимо учесть, что между лучами  $1$  и  $2$  возникает дополнительная разность фаз, равная  $\pi$ , вследствие того, что в точке  $O$  происходит отражение световой волны от границы раздела среды оптически менее плотной со средой оптически более плотной. Поэтому из разности оптического хода  $\Delta$  необходимо вычесть половину длины волны. В результате получим

$$\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \frac{\lambda}{2}, \quad \text{либо} \quad \Delta = 2bn \cos i_2 - \frac{\lambda}{2}. \quad (3)$$

При отражении от границы раздела среды оптически более плотной со средой оптически менее плотной (точка  $C$ ) такого изменения фазы не происходит.

Если на пути лучей  $1$  и  $2$  поставить собирающую линзу, они сойдутся в одной из точек  $F$  фокальной плоскости линзы и будут интерферировать. Результат интерференции зависит от оптической разности хода лучей  $\Delta$ . При оптической разности хода лучей  $\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}$

получим максимум, а при  $\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$  – минимум интенсивности.

В обоих выражениях  $m$  – порядок интерференционного максимума или минимума;  $m = 0, 1, 2 \dots$

Из формулы (3) следует, что условия максимума и минимума интенсивностей в отраженном свете соответственно имеют вид

$$\text{для максимума} \quad 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (4)$$

$$\text{для минимума} \quad 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} = 2m \frac{\lambda}{2}$$

или выраженные через угол преломления  $i_2$

$$\text{для максимума} \quad 2bn \cos i_2 = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (5)$$

$$\text{для минимума} \quad 2bn \cos i_2 = 2m \frac{\lambda}{2}.$$

Следует отметить, что в данной работе используется близкий к параллельному, слабо расходящийся луч, поэтому лучи 1 и 2 будут перекрываться на конечном расстоянии от пластины без использования собирающей линзы (см. рис. 2) и давать интерференционную картину.

Как видно из формулы (4), с ростом толщины пластины  $b$  увеличивается число наблюдаемых интерференционных максимумов и, соответственно, их порядок  $m$ .

Всякая реальная световая волна представляет собой наложение волн с частотами, заключенными в интервале циклических частот  $\Delta\omega$ , которому соответствует интервал длин волн  $\Delta\lambda$ . Как показано в прил. 5, для наблюдения интерференции при отражении света от прозрачных пластин необходимо выполнение условия

$$(2m + 1)\Delta\lambda < 2\lambda \quad \text{или} \quad (2m + 1) < 2 \frac{\lambda}{\Delta\lambda}. \quad (6)$$

Из формул (6) вытекает, что чем больше интервал длин волн  $\Delta\lambda$ , тем меньше порядок интерференционного максимума и, соответственно, меньше толщина пластинки, при которой можно наблюдать интерференцию.

Подставив выражение (4) для максимума интенсивности в неравенство (6), получим предельную толщину пластины, при которой еще можно наблюдать интерференцию,

$$b_{\text{пред}} < \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}}. \quad (7)$$

### **Интерференционные полосы равного наклона. Вывод расчетных соотношений**

Из формулы (4) следует, что оптическая разность хода при толщине пластины  $b = \text{const}$  зависит от наклона лучей (угла падения  $i_1$ ), поэтому, если такую пластину осветить монохроматическим пучком лучей, падающих на пластину под разными углами, то каждому значению  $i_1$  будет соответствовать определенная оптическая разность хода. Все лучи, имеющие одинаковый наклон, будут давать одну и ту же разность фаз. Следовательно, максимумы и минимумы интенсивности будут располагаться по направлениям, соответствующим оди-

наковому наклону лучей, поэтому они называются *линиями равного наклона*.

Для наблюдения картины интерференционных полос равного наклона используется расходящийся световой пучок, освещающий плоскопараллельный слой прозрачного вещества. Принципиальная схема опыта показана на рис. 3. Объектив собирает параллельный пучок лучей лазера в своем фокусе  $F$ . Расходящийся из точки  $F$  световой поток падает на плоскопараллельную стеклянную пластину. Отраженные от передней и задней поверхности пластины световые пучки дают интерференционную картину в виде концентрических колец на экране.

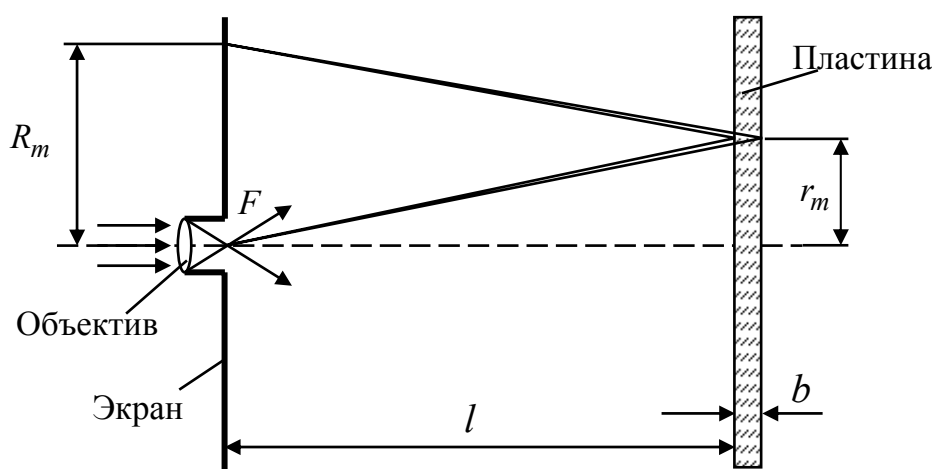


Рис. 3

В данной работе по измеренным радиусам темных колец определяются показатель преломления пластины и максимальный порядок интерференции. Найдем соответствующие расчетные формулы.

Условие интерференционного минимума отраженного света для угла преломления  $i_2$  запишется с учетом формулы (5) таким образом:

$$2bncos i_2 = m\lambda, \quad (8)$$

где  $b$  – толщина пластины;  $n$  – показатель преломления стекла;  $m$  – искомый порядок интерференции;  $i_2$  – угол преломления.

В центре пластины луч света падает перпендикулярно ее поверхности, и в соответствии с законом преломления света угол падения будет равен углу преломления

$$i_2 = i_1 = 0.$$

Поэтому из формулы (8) для интерференционного минимума в центре пластины получаем максимальное значение порядка интерференции

$$m_{\max} = \frac{2bn}{\lambda}. \quad (9)$$

Это означает, что при нормальном падении света наибольшая оптическая разность хода лучей получается в центре пластины, и она уменьшается по мере увеличения угла падения луча  $i_1$ .

Из формулы (9) понятен смысл порядка интерференции  $m$ . Величина  $m$  показывает, сколько длин волн излучения  $\lambda$  укладывается в оптической разности хода интерферирующих волн (без учета поправки на  $\frac{\lambda}{2}$ ).

Для прохождения луча лазера от объектива к пластине в центре экрана сделано отверстие (см. рис. 3). Поэтому центральную часть интерференционной картины мы не можем наблюдать и определить число колец внутри этой зоны.

*От первого четко видимого темного кольца будем вести отсчет колец, принимая условно это кольцо за нулевое.*

Истинный номер кольца в интерференционной картине

$$k = k_0 + k_x \quad (10)$$

где  $k_0$  – число неучтенных темных колец между центром интерференционной картины и условным нулевым кольцом,  $k_x$  – номер темного кольца, отсчитываемого от нулевого кольца  $k_0$ .

Увеличение порядка интерференции на единицу приводит к появлению нового темного кольца, поэтому между истинным номером  $k$  кольца и порядком интерференции  $m$  данного кольца имеется связь

$$k = m_{\max} - m.$$

Объединяя последнее выражение с формулой (10), получаем

$$m_{\max} - m = k_0 + k_x. \quad (11)$$

Найдем связь между углом падения  $i_1$  луча и истинным номером  $k$  темного кольца. Запишем условие для интерференционного ми-

нимума в центре картины и произвольного темного кольца с порядком интерференции  $m$

$$2bn = m_{\max}\lambda, \quad (12)$$

$$2bn \cos i_{2m} = m\lambda \quad (13)$$

Разделив почленно уравнение (13) на уравнение (12), получим

$$\cos i_{2m} = \frac{m}{m_{\max}} \quad (14)$$

Воспользуемся известной формулой тригонометрии и заменим в формуле (14)  $\cos i_{2m}$  на  $\sin i_{2m}$

$$\begin{aligned} \cos i_{2m} &= 1 - 2\sin^2\left(\frac{i_{2m}}{2}\right), \\ 1 - \sin^2\left(\frac{i_{2m}}{2}\right) &= \frac{m}{m_{\max}}. \end{aligned} \quad (15)$$

Можно показать, что для углов  $\alpha < 10^\circ$  с погрешностью менее 2 % выполняется равенство

$$\sin \alpha = \operatorname{tg} \alpha = \alpha \text{ (рад)}. \quad (16)$$

Например, для  $\sin 10^\circ$ ;  $\operatorname{tg} 10^\circ$ ;  $\frac{10^\circ}{57,3^\circ}$  рад числовые значения соответственно будут равны 0,176; 0,173; 0,175.

Применяя соотношения (16) к формуле (15) получим

$$i_{2m}^2 = \frac{2(m_{\max} - m)}{m_{\max}}. \quad (17)$$

Условие (16) позволяет заменить в законе преломления света отношение синусов углов падения и преломления отношением самих углов

$$\frac{i_{1m}}{i_{2m}} = \frac{n_2}{n_1},$$

а учитывая, что показатель преломления воздуха  $n_1 = 1$ , закон преломления упрощается к виду

$$\frac{i_{1m}}{i_{2m}} = n, \quad i_{2m} = \frac{i_{1m}}{n}. \quad (18)$$

И наконец, подставив в формулу (17) соотношения (11) и (18), получим

$$i_{1m}^2 = \frac{2n^2(k_0 + k_x)}{m_{\max}} = \frac{2n^2k_0}{m_{\max}} + \frac{2n^2}{m_{\max}}k_x, \quad (19)$$

Входящий в формулу (19) угол падения  $i_{1m}$  луча с порядком интерференции  $m$  можно рассчитать по формуле (для малых углов)

$$i_{1m} = \operatorname{tg} i_{1m} = \frac{R_m}{2l}, \quad (20)$$

где  $R_m$  – радиус интерференционного кольца на экране;  $l$  – расстояние от плоскости экрана до пластин (рис. 3).

Выражение (19) оказывается линейной функцией от номера темного кольца  $k_x$ . График зависимости  $i_{1m}^2$  от  $k_x$  показан на рис. 4. Экстраполяция прямой  $i^2 = f(k_x)$  до оси абсцисс позволяет найти значение  $k_0$ , которое численно равно длине отрезка  $AO$ , выраженной в масштабе единиц, принятых для изображения чисел  $k$  на оси абсцисс.

Коэффициент  $\frac{2n^2}{m_{\max}}$ , стоящий у второго слагаемого в формуле (19), можно найти из графика (рис. 4) как угол наклона соответствующей кривой

$$\frac{2n^2}{m_{\max}} = \frac{\Delta(i_{1m}^2)}{\Delta k_x},$$

откуда максимальный порядок интерференции



$$m_{\max} = \left[ \frac{\Delta(i_{1m}^2)}{\Delta k_x} \right]. \quad (21)$$

Используя уравнение (9) для  $m_{\max}$  совместно с выражением (21), получим формулу для показателя преломления стекла пластины

$$n = \frac{b}{\lambda} \left( \frac{\Delta(i_{1m}^2)}{\Delta k_x} \right). \quad (22)$$

Вычислив показатель преломления  $n$ , можно рассчитать по формуле (21) значение максимального порядка интерференции  $m_{\max}$ .

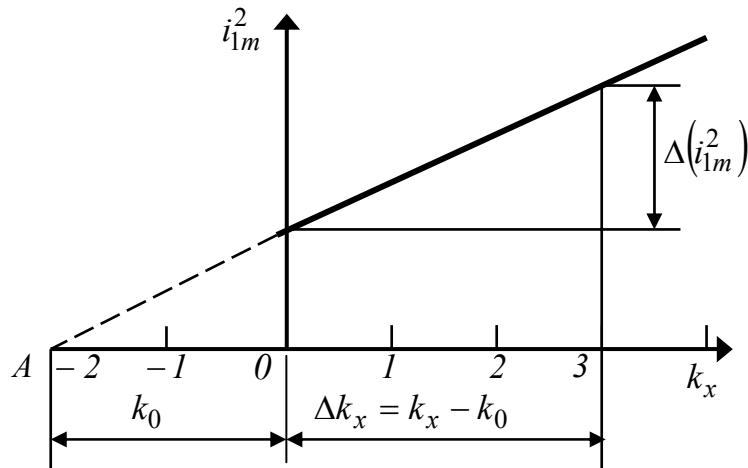


Рис. 4.

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Установка, на которой выполняется задание, схематически представлена на рис. 5.

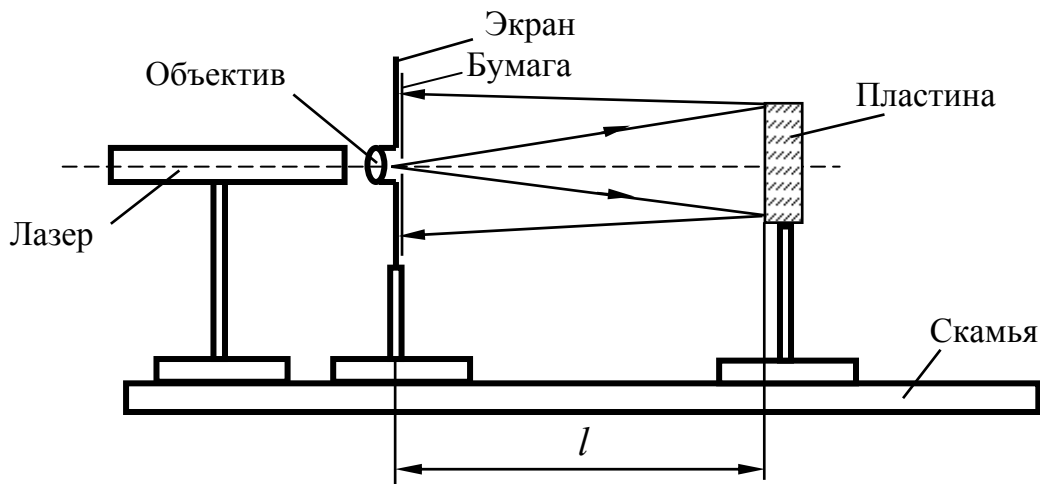


Рис. 5.

На оптической скамье (скамье) устанавливаются лазер, экран с объективом, и плоскопараллельная стеклянная пластина. Прошедший через объектив, расходящийся световой поток, падает на пластину. На экране закрепляется лист бумаги с отверстием в центре.

Все оптические элементы монтируются на подставках (рейтерах), которые позволяют устанавливать элементы в любых точках скамьи, поворачивать вокруг вертикальной оси и изменять их высоту относительно скамьи.

В заданных положениях элементы необходимо фиксировать соответствующими винтами.

В дальнейшем изложении будем лишь называть оптические элементы, опуская операции освобождения и фиксации элементов, а также самих рейтеров.

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Проверить наличие всех элементов установки в соответствии с рис. 5.
2. Установить лазер вблизи левого края оптической скамьи.
3. Установить экран с объективом на расстоянии 3–4 см от окна лазера.

4. Укрепить на экране лист белой бумаги с отверстием в центре, предварительно проведя карандашом через центр отверстия четыре линии, расположенные под углом  $45^\circ$  друг к другу как показано на рис. 6.

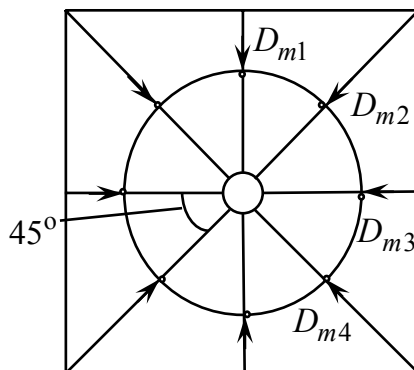


Рис. 6

5. Установить на скамье плоскопараллельную стеклянную пластину на расстоянии 250 - 350 мм от объектива.

6. Включить лазер и направить его луч в центр объектива, используя вращение лазера вокруг вертикальной оси в рейтере и перемещение по вертикали самого объектива. При правильной настройке отраженный от объектива луч лазера попадает обратно в его выходное окно. Стеклянную пластину переместить в рейтере по вертикали, чтобы луч лазера был направлен на ее центр. Точное перемещение луча лазера по горизонтали достигается винтовой парой, расположенной на самом экране. Затем, перемещая рейтер с пластиной вдоль скамьи, получить на листе бумаги четкое изображение не менее 8 темных колец (интерференционных минимумов). Вращая пластину вокруг горизонтальной оси и вертикальной оси (в рейтере), совместить центр колец с отверстием в экране.

7. Отметить рисками на листе бумаги на восьми радиальных линиях (см. рис. 6) положение не менее 8 темных колец, начиная с первого видимого темного кольца, расположенного вблизи отверстия в центре бумажного листа. Снять лист и от руки провести через нанесенные риски замкнутые линии, напоминающие окружности. Для примера на рис. 6 показана только одна окружность.

8. Выключить лазер.

9. Измерить расстояние  $l$  от бумажного листа до стеклянной пластины и занести результат измерения на лист с рисунком и в табл. 2.

10. Толщину стеклянной пластины, указанную на ее рейтере, записать на лист с рисунком и в табл. 2.

Таблица 2

$k_x$	$D_{m1},$ мм	$D_{m2},$ мм	$D_{m3},$ мм	$D_{m4},$ мм	$R_m,$ мм	$i_{1m},$ рад	$i_{1m}^2,$ рад <sup>2</sup>	$m$
0								
1								
2								
3								
...								
10								
Длина волны лазера $\lambda = 632,8$ нм; $l = \dots$ м; $b = \dots$ мм								

**Внимание!** Результаты измерений на листе с изображением интерференционной картины подписать у преподавателя, ведущего занятие в лаборатории. На листе должны быть указаны номер группы и фамилия студента.

## ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Измерить в четырех направлениях диаметры  $D_{m1}, D_{m2}, D_{m3}, D_{m4}$  для всех темных колец (смотри рис. 6) и записать результаты в табл. 2.

2. Рассчитать средний радиус каждого кольца на экране по формуле

$$R_m = \frac{D_{m1} + D_{m2} + D_{m3} + D_{m4}}{8},$$

результаты записать в табл. 2.

3. По формуле (20) рассчитать углы падения  $i_{1m}$  и их квадраты  $i_{1m}^2$  для каждого кольца, результаты записать в табл. 2.

4. По данным табл. 2 построить на миллиметровой бумаге график зависимости  $i_{1m}^2 = f(k_x)$ , как показано на рис. 4.

5. По графику определить значения величин  $k_0$  и  $\Delta(i_{1m}^2)/\Delta k_x$ . Значение  $k_0$  занести в табл.3.

6. Рассчитать показатель преломления  $n$  стекла исследуемой пластины по формуле (22). Результат расчета занести в табл. 3.

7. По формуле (21) рассчитать максимальный порядок интерференции  $m_{\max}$  в центре пластины. Результат расчета занести в табл. 3.

8. Рассчитать порядок интерференции  $m$  для каждого кольца по формуле

$$m = m_{\max} \left( 1 - \frac{i_{1m}^2}{2} \right),$$

полученной из соотношения (17).

Результаты занести в табл. 2.

9. По формуле (7) вычислить предельную толщину пластины  $b_{\text{пред}}$ , при которой возможно наблюдение интерференционных колец для излучения лазера ( $\Delta\lambda_1 = 0,01$  нм) и реального источника с шириной полосы  $\Delta\lambda_2 = 50$  нм (при нормальном падении света).

Таблица 3

Искомая величина	Значение величины
$k_0$	
$n$	
$m_{\max}$	
$b_{\text{пред}} (\Delta\lambda_1 = 0,01 \text{ нм})$	
$b_{\text{пред}} (\Delta\lambda_2 = 50 \text{ нм})$	

**Результатом работы являются:**

1. Показатель преломления  $n$  стеклянной пластины.
2. Максимальный порядок интерференции  $m_{\max}$  в центре пластины.

3. Предельные толщины  $b_{\text{пред}}$  плоскопараллельных пластин для излучения лазера и обычного источника.

**Отчет по лабораторной работе должен содержать:**

1. Лист с изображением колец и заполненные табл. 2 и 3.
2. График зависимости  $i_{1m}^2 = f(k_x)$  на миллиметровой бумаге.
3. Расчет значения  $k_0$  нулевого темного кольца.
4. Расчет показателя преломления  $n$  стеклянной пластины.
5. Расчет максимального порядка интерференции  $m_{\text{max}}$  в центре пластины.
6. Расчет предельных толщин  $b_{\text{пред}}$  плоскопараллельных пластин для излучения лазера и обычного источника.
7. Результат работы.

Отчет по лабораторной работе оформляется на двойном листе (или, при необходимости, нескольких листах) из тетради в клетку.

Рекомендуемое расположение материалов в отчете смотрите в прил. 1.

**КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ**

1. В чем заключается явление интерференции? Какие волны могут интерферировать?

*Литература:* [1, п. 8.5]; [2, § 172]; [3, § 120].

2. Каковы условия возникновения интерференционных максимумов и минимумов?

*Литература:* [1, п. 8.5]; [2, § 173]; [3, § 119].

3. Каковы условия возникновения интерференции света в плоскопараллельной пластинке?

*Литература:* [1, п. 8.6]; [2, § 175]; [3, § 122].

4. Чем определяется разность хода лучей при отражении от плоскопараллельной пластинки?

*Литература:* [1, п. 8.6]; [2, § 175]; [3, § 122].

5. В чем заключается предельное условие наблюдения интерференции при отражении света от плоскопараллельной пластинки?

*Литература:* [3, § 122].

6. Как в работе определяется порядок интерференции  $m_{\max}$ ?
7. От чего зависит максимальный порядок интерференции  $m_{\max}$ ?

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Платунов Е.С., Самолетов В.А., Буравой С.Е.** Физика. Т.3. Электродинамика: Учеб. пособие. 2-е изд., перераб. и доп. – СПб.: СПбГУНиПТ, 2006.– 406 с.
2. **Трофимова Т.И.** Курс физики: Учеб. пособие для вузов. – М.: Академия, 2005. – 542 с.
3. **Савельев И.В.** Курс общей физики. В 3 тт. Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. 13-е изд., стер. – СПб.: Лань, 2017. – 500 с. – Режим доступа: <http://e.lanbook.com/book/91065>

# ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1.2

## ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТОВЫХ ВОЛН (КОЛЬЦА НЬЮТОНА)

### ЦЕЛЬ РАБОТЫ

На основе одной из простейших схем наблюдения интерференции получить интерференционные полосы равной толщины и рассчитать радиус кривизны линзы.

На выполнение работы отводится два учебных часа.

### Перечень используемого оборудования и средств измерений

Необходимое оборудование:

- оптическая скамья;
- лазер;
- экран с объективом;
- оптическая система, состоящая из линзы и пластины;
- линейка.

Характеристики средств измерений представлены в табл. 1.

Таблица 1

Наименование средства измерения	Предел измерений	Цена деления	Класс точности	Погрешность $\Delta_{\text{и}}$
Линейка	1 м	1 мм/дел.	–	0,5 мм

### УКАЗАНИЕ ПО ТЕХНИКЕ БЕЗОПАСНОСТИ

В данной работе используются газовые или полупроводниковые лазеры, представляющие непосредственную опасность для зрения и, кроме того, в газовом лазере используется высоковольтный источник питания, который может вызвать поражение электрическим током. Поэтому при выполнении работы необходимо строго соблюдать следующие меры безопасности.

1. Не разрешается включать установку в отсутствие преподавателя или лаборанта.
2. Запрещается оставлять установку включенной.



3. Перемещать лазер по оптической скамье можно только при выключенном источнике питания.

4. В случае попадания излучения лазера в глаз немедленно сообщить об этом преподавателю, ведущему занятие в лаборатории.

5. Выключить лазер после выполнения измерений.

***Внимание! Остерегайтесь непосредственного попадания излучения лазера в глаза. Категорически запрещается заглядывать в выходное окно лазера, даже при отсутствии излучения.***

## КРАТКИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

### Условия возникновения интерференции

Свет представляет собой сложное явление. В одних случаях он ведет себя как электромагнитная волна, в других – как поток частиц – фотонов. Интерференция света относится к явлениям, подтвердившим волновую природу света.

В электромагнитной волне в двух взаимноперпендикулярных направлениях колеблются два вектора – вектор напряженности электрического поля  $\vec{E}$  и вектор напряженности магнитного поля  $\vec{H}$ . Как показывает опыт, физиологическое, фотохимическое, фотоэлектрическое и другие действия света в основном вызываются колебаниями электрического вектора. Поэтому в дальнейшем будет говориться о световом векторе, под которым понимается вектор напряженности электрического поля  $\vec{E}$  электромагнитной волны.

Пусть в некоторой точке пространства встречаются две волны, колебания в которых происходят вдоль одной плоскости, с одинаковой частотой  $\omega$ , разными начальными фазами  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  и разными амплитудами  $\vec{E}_{01}$  и  $\vec{E}_{02}$ :

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{01} \cos(\omega t + \alpha_1),$$

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_{02} \cos(\omega t + \alpha_2).$$

Согласно принципу суперпозиции напряженность поля  $\vec{E}$ , создаваемая в данной точке пространства двумя источниками света, равна векторной сумме напряженностей  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$ , которые они создавали бы в отдельности

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = \vec{E}_{01}\cos(\omega t + \alpha_1) + \vec{E}_{02}\cos(\omega t + \alpha_2) = \vec{E}_0\cos(\omega t + \alpha).$$

Здесь  $\vec{E}_0$  – амплитуда напряженности результирующего колебания,  $\omega$  и  $\alpha$  – соответственно его циклическая частота и начальная фаза. Величины  $\vec{E}_0$  и  $\alpha$ , можно найти из векторной диаграммы (рис. 1)

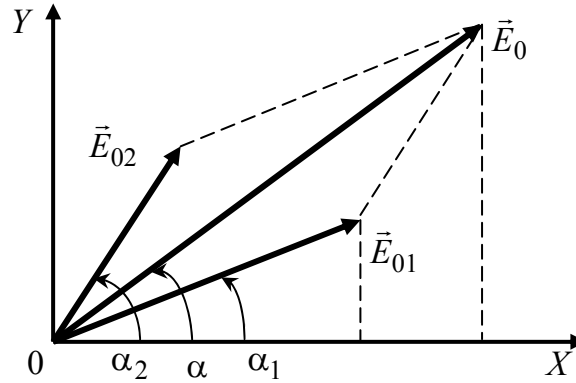


Рис. 1

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02}\cos(\alpha_2 - \alpha_1),$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{E_{01}\sin \alpha_1 + E_{02}\sin \alpha_2}{E_{01}\cos \alpha_1 + E_{02}\cos \alpha_2}.$$

Так как интенсивность света прямо пропорциональна квадрату амплитуды колебаний, то можно записать

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \langle \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \rangle, \quad (1)$$

где  $I_1$  и  $I_2$  – интенсивность суммируемых колебаний;  $I$  – усредненное значение результирующей интенсивности;  $\langle \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \rangle$  – среднее значение косинуса разности фаз складываемых колебаний.

Рассмотрим два частных случая.

1. Разность фаз  $(\alpha_2 - \alpha_1)$  хаотически меняется во времени.

Среднее значение  $\langle \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \rangle$  за время наблюдений будет равно нулю, и из уравнения (1) для результирующей интенсивности получается  $I = I_1 + I_2$ , т. е. происходит простое сложение интенсивностей.

2. Разность фаз  $(\alpha_2 - \alpha_1) = \text{const}$ .

В случае синфазных волн  $(\alpha_2 - \alpha_1) = 2m\pi$ ,  $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) = 1$  и волны усиливают друг друга. Здесь  $m$  – целые числа,  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$

В случае противофазных волн имеем  $(\alpha_2 - \alpha_1) = (2m + 1)\pi$ ,  $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) = -1$ , и следовательно волны ослабляют друг друга.

*Если разность фаз  $(\alpha_2 - \alpha_1)$  гармонических колебаний одинаковой частоты, и одинаковой поляризации, остается постоянной во времени, то возникающие волны и их источники называются когерентными.*

Из уравнения (1) видно, что в тех точках пространства, где  $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) > 0$ ,  $I > I_1 + I_2$ , а в точках пространства, где  $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) < 0$ ,  $I < I_1 + I_2$ . В первом случае происходит усиление интенсивности, во втором – ослабление.

В общем случае колебания, их источники и возникающие при этом волны называются когерентными, если разность фаз колебаний сохраняется неизменной за время наблюдений, а средняя энергия результирующего колебания отличается от суммы средних энергий исходных колебаний и может быть больше или меньше нее в зависимости от разности фаз.

Таким образом, при наложении когерентных световых волн происходит не суммирование интенсивностей, а перераспределение светового потока в пространстве. *В одних местах возникают максимумы, а в других – минимумы интенсивности. Это явление называется интерференцией волн.*

Реальный источник света представляет собой совокупность излучений большого числа атомов. Волны, испускаемые совокупностью атомов, сохраняют регулярность (амплитуду, частоту и начальную фазу) лишь в течение ограниченного интервала времени (порядка  $10^{-8}$  с). *Часть последовательности колебаний, на протяжении которой сохраняется их регулярность, называется цугом волны.* Время испускания цуга волн называется длительностью цуга.

В течение этого интервала времени амплитуда и фаза колебаний приблизительно постоянны, тогда как за больший промежуток времени и фаза и амплитуда существенно изменяются. Это связано с тем, что излучения атомов затухают из-за потери энергии на излучение. Кроме того, благодаря хаотическому движению, атомы, приближающиеся к точке наблюдения и удаляющиеся от нее, посылают разные частоты, и разброс частот тем больше, чем больше разброс скоростей

отдельных атомов (явление Доплера), вследствие чего каждый атом излучает не монохроматический свет, а целый спектр частот. Одновременное возбуждение большого количества атомов реального источника сопровождается возникновением цугов волн, которые, налагаясь друг на друга, образуют испускаемую телом световую волну. В этой волне излучение одной группы атомов через время порядка  $10^{-8}$  с сменяется излучением другой группы, причем фаза результирующей волны претерпевает случайные скачкообразные изменения. Поэтому волны, излучаемые различными реальными источниками, не могут быть когерентными и, следовательно, при их сложении явление интерференции не наблюдается.

Для получения в лабораторных условиях двух когерентных источников необходимо испускаемую одним источником волну разделить на две и заставить их встретиться после того, как они пройдут различные пути.

При этом в волновых процессах рассматриваются временная и пространственная когерентности. Временная когерентность характеризует способность световых волн, возникающих из одной точки источника в разные моменты времени, интерферировать между собой. Пространственная когерентность характеризует способность световых волн, исходящих из разных точек источника в один и тот же момент времени, интерферировать между собой.

Источниками световых лучей с высокой степенью когерентности являются лазеры.

Для получения интерферирующих пучков из одного светового пучка существует два метода. В одном из них пучок делится, проходя сквозь расположенные близко друг к другу отверстия. Такой метод (метод деления волнового фронта) пригоден только для достаточно малых источников при наличии их пространственной когерентности. При другом способе пучок делится на одной или нескольких частично отражающих, частично пропускающих поверхностях. Этот метод (метод деления амплитуды) возможен с протяженными источниками и обеспечивает большую интенсивность, чем первый метод. В данной работе рассмотрен метод деления амплитуды.

## Интерференционные полосы равной толщины

Оптическая разность хода лучей в плоскопараллельной пластине зависит от угла падения лучей (см. прил. 4)

$$\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}, \quad (1)$$

где  $b$ ,  $n$  – толщина и показатель преломления пластины,  $i_1$  – угол падения луча на пластину.

Поэтому, если взять пластину переменной толщины, например в виде клина, и осветить ее лучами одного наклона ( $i_1 = \text{const}$ ), то из формулы (1) видно, что оптическая разность хода лучей, определяющая интерференционную картину, будет зависеть только от толщины пластины  $b$ . Линии интерференционных максимумов и минимумов будут проходить, по точкам, соответствующим одинаковому значению толщины  $b$ . Эти линии называются линиями равной толщины, и они локализованы на поверхности самой пластины.

Для наблюдения картины интерференционных полос равной толщины используется слабо расходящийся световой пучок, освещающий линзу, которая выпуклой поверхностью малой кривизны (большого радиуса кривизны  $R$ ) соприкасается с плоскопараллельной пластиной (рис. 2).

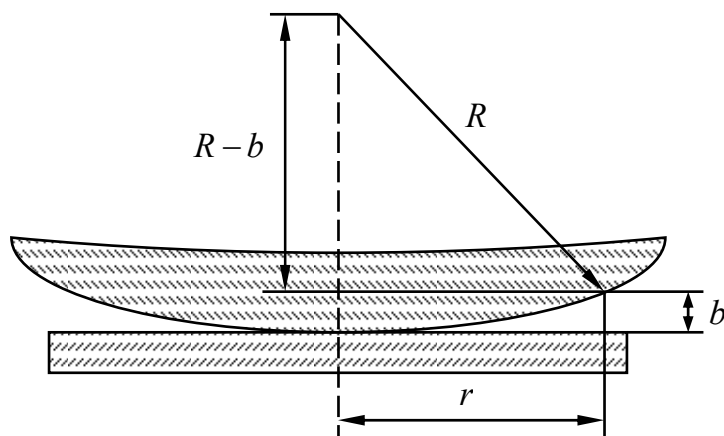


Рис. 2

При этом образуется воздушная прослойка между поверхностями линзы и пластины, толщина которой постепенно увеличивается от центра к краям. Если на линзу падает монохроматический пучок света, то световые волны, отраженные от верхней и нижней границы этой воздушной прослойки, будут интерферировать между собой.

Следовательно, наблюдение явления интерференции в этом случае будет проводиться в отраженном свете, а соответствующие полосы локализованы на поверхности линзы радиуса  $R$ .

Если при вычислении оптической разности хода пренебречь неизбежными наклонами лучей в указанном воздушном зазоре то, очевидно, геометрическая разность хода между интерферирующими лучами равна  $2b$ , где  $b$  – толщина воздушной прослойки в данном месте (рис. 2).

Из рис. 2. следует, что

$$r^2 = R^2 - (R - b)^2 = 2Rb + b^2, \quad (2)$$

где  $R$  – радиус кривизны линзы,  $r$  – радиус интерференционного кольца.

В виду малости прослойки  $b$ , величиной  $b^2$  можно пренебречь по сравнению с величиной  $2Rb$ . Тогда из формулы (2) получаем

$$b = \frac{r^2}{2R} \quad (3)$$

и оптическая разность хода будет равна

$$\Delta = 2bn = \frac{r^2}{R} n. \quad (4)$$

Поскольку для воздушного зазора показатель преломления  $n = 1$

$$\Delta = \frac{r^2}{R}. \quad (5)$$

При вычислении оптической разности хода необходимо учесть изменение фазы световой волны при отражении от границ стекло – воздух (верхняя граница) и воздух – стекло (нижняя граница прослойки).

Разность фаз колебаний  $\delta$  и оптическая разность хода лучей  $\Delta$  связаны соотношением  $\delta = \frac{2\pi\Delta}{\lambda}$ , где  $\lambda$  – длина волны в среде.

Между лучами, отраженными от верхней и нижней границ воздушной прослойки, возникает дополнительная разность фаз, равная  $\pi$ , вследствие того, что нижняя граница разделяет среду оптически менее плотную от среды оптически более плотной, а верхняя граница

разделяет среду оптически более плотную от среды оптически менее плотной. Поэтому к оптической разности хода необходимо добавить половину длины волны.

Следовательно, оптическая разность хода лучей на воздушной прослойке будет равна

$$\Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2}. \quad (6)$$

В точках, для которых оптическая разность хода  $\Delta$  кратна четному числу полуволен

$$\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}, \quad (m = 0, 1, 2 \dots), \quad (7)$$

возникнут максимумы, а в точках, для которых оптическая разность хода кратна нечетному числу полуволен

$$\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (8)$$

возникнут минимумы интенсивности.

Объединяя условия (6) и (8), находим радиусы темных колец при наблюдении в отраженном свете

$$r_m = \sqrt{mR\lambda}. \quad (9)$$

Последнее условие и будем использовать для нахождения радиуса линзы  $R$ .

Вследствие упругой деформации стекла невозможно добиться соприкосновения сферической линзы и плоской пластинки строго в одной точке, поэтому более правильный результат можно получить, если вычислять радиус линзы  $R$  по разности радиусов разных интерференционных колец с радиусами  $r_m$  и  $r_n$ .

Тогда окончательная формула для расчета  $R$  будет иметь вид:

$$R = \frac{r_m^2 - r_n^2}{\lambda(m - n)} = \frac{(r_m + r_n)(r_m - r_n)}{\lambda(m - n)}, \quad (10)$$

где  $m$  и  $n$  – номера колец.

Принципиальная схема наблюдения колец Ньютона показана на рис. 3.

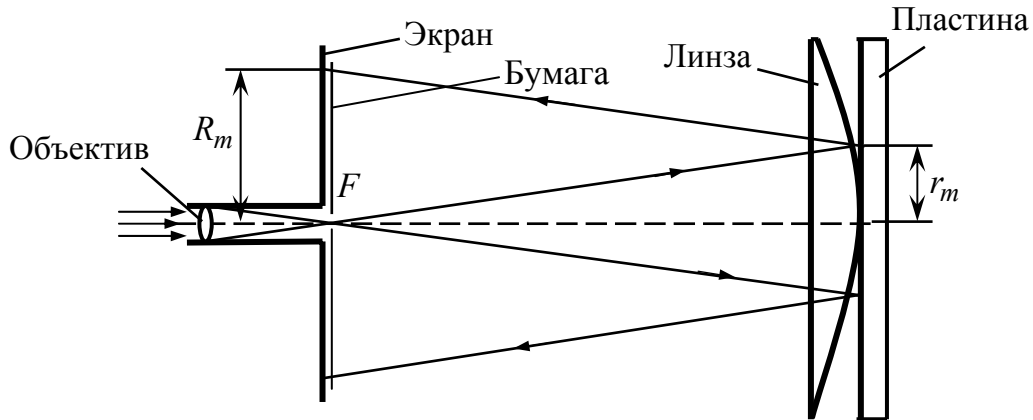


Рис. 3

Объектив собирает параллельный пучок лазера в своем фокусе  $F$ . Расходящийся из фокуса  $F$  световой пучок достигает системы линза - плоскопараллельная пластина. Световые волны, отраженные от верхней и нижней границ воздушной прослойки, будут интерферировать между собой, создавая на экране систему концентрических колец.

В формулу (9) входит радиус кольца  $r_m$ , определенный на поверхности линзы (см. рис. 1). В работе измеряется радиус  $R_m$  изображения этого кольца на экране после отражения от линзы. Поэтому изображение получается увеличенным в 2 раза.

Погрешность измерения уменьшается, если вместо радиуса кольца на экране измерять его диаметр. Тогда реальный радиус кольца на линзе будет связан со средним диаметром изображения кольца на экране соотношением:

$$r_m = \frac{D_{срm}}{4}. \quad (11)$$



## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Схема лабораторной установки представлена на рис. 4.

На оптической скамье (скамье) расположены лазер, экран с закрепленным на нем объективом и оптическая система, состоящая из плоско-выпуклой линзы и плоскопараллельной пластины.

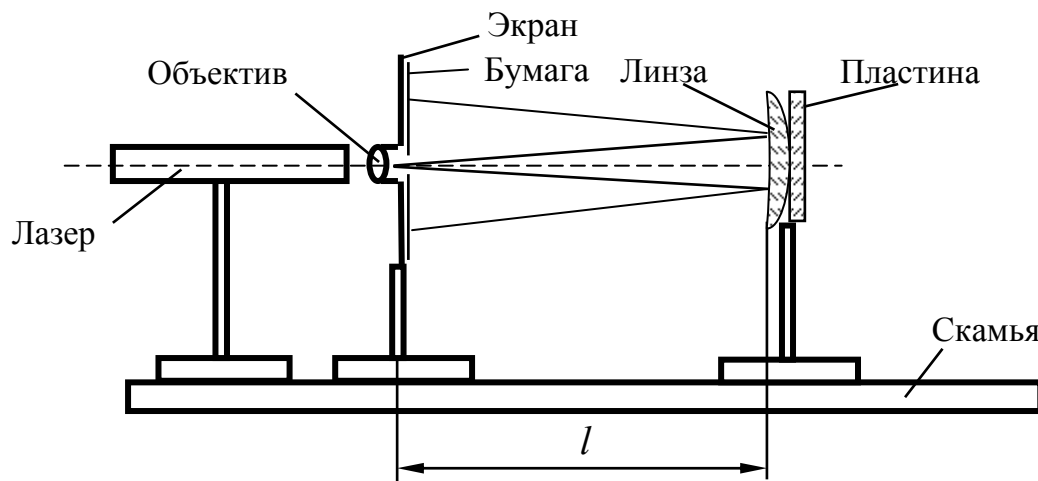


Рис. 4.

Все оптические элементы монтируются на подставках (рейтерах), которые позволяют устанавливать элементы в любых точках скамьи, поворачивать оптические элементы относительно вертикальной оси и изменять их высоту относительно скамьи.

В нужных положениях оптические элементы необходимо закреплять соответствующими винтами.

В дальнейшем изложении будем лишь называть оптические элементы, опуская операции освобождения и фиксации как элементов, так и самих рейтеров.

В качестве источника монохроматического света в установке пользуются газовые или полупроводниковые лазеры, позволяющие получать излучения с длиной волны  $\lambda = 632,8$  нм.

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Проверить наличие всех элементов установки в соответствии с рис. 4.
2. Установить лазер вблизи левого края оптической скамьи.
3. Установить экран с объективом на расстоянии 10...15 мм от окна лазера.

4. Укрепить на экране лист белой бумаги с отверстием в центре, предварительно проведя карандашом через центр четыре линии, расположенные под углом  $45^\circ$  друг к другу, как показано на рис. 5.

5. Установить на скамье плоскопараллельную стеклянную пластину на расстоянии 250 - 350 мм от объектива.

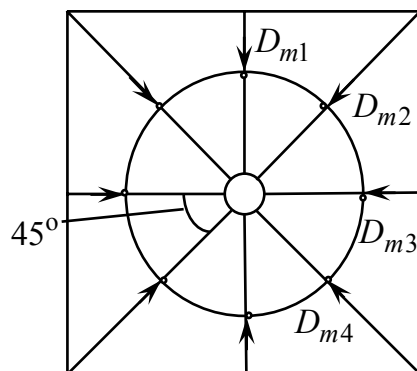


Рис. 5

6. Включить лазер и направить его луч в центр объектива, используя вращение лазера вокруг вертикальной оси в рейтере и перемещение по вертикали самого объектива. Стеклянную пластину переместить в рейтере по вертикали, чтобы луч лазера был направлен на ее центр. Точное перемещение луча лазера по горизонтали достигается винтовой парой, расположенной на самом экране. Затем, перемещая рейтер с пластиной вдоль скамьи, получить на листе бумаги четкое изображение не менее 8 темных колец (интерференционных минимумов).

7. Вращая оптическую систему вокруг вертикальной оси добиться совмещения центра интерференционных колец с отверстием в экране.

8. Отметить рисками на листе бумаги на восьми радиальных линиях (см. рис. 5) положение не менее 8 темных колец, начиная с первого видимого темного кольца, расположенного вблизи отверстия в центре бумажного листа. Снять лист и от руки провести через нанесенные риски замкнутые линии, напоминающие окружности. Для примера на рис. 6 показана только одна окружность.

9. Выключить лазер.

Таблица 2

Размеры кольца	Номер кольца на экране									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$D_{m1}$ , мм										
$D_{m2}$ , мм										
$D_{m3}$ , мм										
$D_{m4}$ , мм										
$\bar{D}_m$ , мм										
$r_m$ , мм										
$l = \dots$ мм										

**Внимание!** Результаты измерений на листе с изображением интерференционной картины подписать у преподавателя, ведущего занятие в лаборатории. На листе должны быть указаны номер группы и фамилия студента.

### ПОРЯДОК ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЯ

1. На листе с интерференционной картиной измерить диаметры  $D_{m1}$ ,  $D_{m2}$ ,  $D_{m3}$ ,  $D_{m4}$  всех колец как показано на рис. 5. и результаты измерений занести в табл. 2. Первым, считается кольцо ближайшее к центру картины, которое достаточно четко просматривается.

2. Рассчитать средний диаметр  $\bar{D}_m$ , каждого темного кольца на бумаге, по формуле

$$\bar{D}_m = \frac{D_{m1} + D_{m2} + D_{m3} + D_{m4}}{4}$$

и записать результат в табл. 2.

3. Рассчитать радиусы интерференционных колец на поверхности линзы по формуле (11). Результаты записать в табл. 2.

4. Комбинируя попарно радиусы колец, рассчитать радиус кривизны линзы по формуле (10). При этом в целях повышения точности результатов рекомендуется комбинировать радиусы колец, отстоящих как можно дальше друг от друга ( $m$  и  $n$  – номера колец,  $r_m$  и  $r_n$  – их радиусы). Например 1 и 8 кольцо, 1 и 7; 2 и 8 и т.д. Расчеты провести для пяти пар колец. Результаты расчета занести в табл. 3.

5. Рассчитать погрешность измерения радиуса кривизны линзы по методике обработки косвенных измерений в невоспроизводимых

условиях опыта, т.е. обработать полученные по формуле (10) значения радиуса  $R_i$ , как прямые многократные измерения. При этом инструментальную погрешность измерения радиусов колец не учитывать. Записать результат измерения в виде

$$R = (\dots \pm \dots) \text{ м}; \quad \varepsilon_R = \dots\%; \quad \alpha = 0,95 \quad (12)$$

Таблица 3

Вариант расчета	Номер кольца		Размер кольца		Радиус кривизны линзы
	$m$	$n$	$r_m$ , мм	$r_n$ , мм	$R$ , м
1					
2					
3					
4					
5					

### Результатом работы является:

Радиус кривизны линзы. Результат должен быть представлен в виде (12).

### Отчет по лабораторной работе должен содержать:

1. Лист с интерференционными кольцами, подписанные преподавателем, проводившим занятие в лаборатории.
2. Заполненные таблицы 2 и 3.
3. Пример расчета радиуса кривизны линзы по формуле (10).
4. Расчет погрешности измерения радиуса кривизны линзы.
5. Результат работы.

Отчет по лабораторной работе оформляется на двойном листе (или, при необходимости, нескольких листах) из тетради в клетку.

Рекомендуемое расположение материалов в отчете смотрите в прил. 1.

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем заключается явление интерференции? Какие волны называются когерентными?

*Литература:* [1, п. 8.5]; [2, § 172]; [3, § 120].

2. Каковы условия возникновения интерференционных максимумов и минимумов?

*Литература:* [1, п. 8.5]; [2, § 175]; [3, § 122].

3. Как возникает интерференция света в опыте с кольцами Ньютона?

*Литература:* [2, § 175]; [3, § 122].

4. Как выводятся формулы для темных и светлых колец Ньютона?

*Литература:* [2, § 175]; [3, § 122].

5. Как проводится наблюдение интерференционной картины в лабораторной работе?

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Платунов Е.С., Самолетов В.А., Буравой С.Е.** Физика. Т. 3. Электродинамика: Учеб. пособие. 2-е изд., перераб. и доп. – СПб.: СПбГУНиПТ, 2006.– 406 с.

2. **Трофимова Т.И.** Курс физики: Учеб. пособие для вузов. – М.: Академия, 2005. – 542 с.

3. **Савельев И.В.** Курс общей физики. В 3 тт. Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. 13-е изд., стер. – СПб.: Лань, 2017. – 500 с. – Режим доступа: <http://e.lanbook.com/book/91065>

# ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1.3

## ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТОВЫХ ВОЛН (БИПРИЗМА ФРЕНЕЛЯ)

### ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Получить когерентные источники света методом деления волнового фронта с помощью бипризмы Френеля. Рассчитать расстояние между мнимыми источниками, определить преломляющий угол бипризмы и длину волны излучения лазера.

На выполнение работы отводится два учебных часа.

### Перечень используемого оборудования и средств измерений

Необходимое оборудование:

- оптическая скамья;
- лазер;
- экран с объективом;
- бипризма Френеля;
- линза;
- экран;
- линейка.

Характеристики средств измерений представлены в табл. 1.

Таблица 1

Наименование средства измерения	Предел измерений	Цена деления	Класс точности	Погрешность $\Delta_{и}$
линейка	1 м	1 мм/дел.	–	0,5 мм

### УКАЗАНИЕ ПО ТЕХНИКЕ БЕЗОПАСНОСТИ

В данной работе используются газовые или полупроводниковые лазеры, представляющие непосредственную опасность для зрения и, кроме того, в газовом лазере используется высоковольтный источник питания, который может вызвать поражение электрическим током. Поэтому при выполнении работы необходимо строго соблюдать следующие меры безопасности.

1. Не разрешается включать установку в отсутствие преподавателя или лаборанта.
2. Запрещается оставлять установку включенной.
3. Перемещать лазер по оптической скамье можно только при выключенном источнике питания.
4. В случае попадания излучения лазера в глаз немедленно сообщить об этом преподавателю, ведущему занятие в лаборатории.
5. Выключить лазер после выполнения измерений.

***Внимание! Остерегайтесь непосредственного попадания излучения лазера в глаза. Категорически запрещается заглядывать в выходное окно лазера, даже при отсутствии излучения.***

## КРАТКИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

### Условия возникновения интерференции

Свет представляет собой сложное явление. В одних случаях он ведет себя как электромагнитная волна, в других – как поток частиц – фотонов. Интерференция света относится к явлениям, подтвердившим волновую природу света.

В электромагнитной волне в двух взаимноперпендикулярных направлениях колеблются два вектора – вектор напряженности электрического поля  $\vec{E}$  и вектор напряженности магнитного поля  $\vec{H}$ . Как показывает опыт, физиологическое, фотохимическое, фотоэлектрическое и другие действия света в основном вызываются колебаниями электрического вектора. Поэтому в дальнейшем будет говориться о световом векторе, под которым понимается вектор напряженности электрического поля  $\vec{E}$  электромагнитной волны.

Пусть в некоторой точке пространства встречаются две волны, колебания в которых происходят вдоль одной плоскости, с одинаковой частотой  $\omega$ , разными начальными фазами  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  и разными амплитудами  $\vec{E}_{01}$  и  $\vec{E}_{02}$ :

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{01} \cos(\omega t + \alpha_1),$$

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_{02} \cos(\omega t + \alpha_2).$$

Согласно принципу суперпозиции напряженность поля  $\vec{E}$ , создаваемая в данной точке пространства двумя источниками света, равна векторной сумме напряженностей  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$ , которые они создавали бы в отдельности

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = \vec{E}_{01}\cos(\omega t + \alpha_1) + \vec{E}_{02}\cos(\omega t + \alpha_2) = \vec{E}_0\cos(\omega t + \alpha).$$

Здесь  $\vec{E}_0$  – амплитуда напряженности результирующего колебания,  $\omega$  и  $\alpha$  – соответственно его циклическая частота и начальная фаза. Величины  $\vec{E}_0$  и  $\alpha$  можно найти из векторной диаграммы (рис. 1)

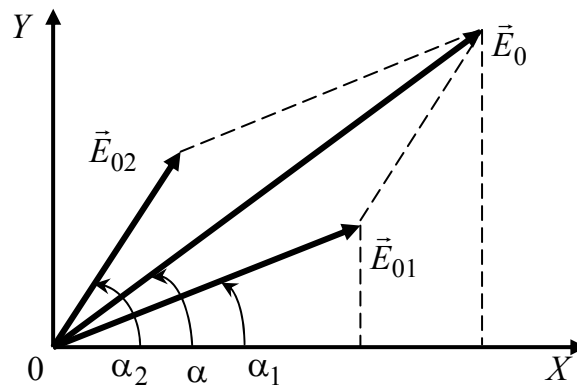


Рис. 1

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02}\cos(\alpha_2 - \alpha_1),$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{E_{01}\sin \alpha_1 + E_{02}\sin \alpha_2}{E_{01}\cos \alpha_1 + E_{02}\cos \alpha_2}.$$

Так как интенсивность света прямо пропорциональна квадрату амплитуды, то можно записать

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \langle \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \rangle, \quad (1)$$

где  $I_1$  и  $I_2$  – интенсивность суммируемых колебаний;  $I$  – усредненное значение результирующей интенсивности;  $\langle \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \rangle$  – среднее значение косинуса разности фаз.

Рассмотрим два частных случая.

1. Разность фаз  $(\alpha_2 - \alpha_1)$  хаотически меняется во времени.

Среднее значение  $\langle \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \rangle$  за время наблюдений будет равно нулю, и из уравнения для результирующей интенсивности сле-



дует записать  $I = I_1 + I_2$ , т. е. происходит простое сложение интенсивностей.

2. *Разность фаз*  $(\alpha_2 - \alpha_1) = \text{const}$ .

В случае синфазных волн  $(\alpha_2 - \alpha_1) = 2m\pi$ ,  $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) = 1$  и волны усиливают друг друга. Здесь  $m$  – целые числа,  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$

В случае противофазных волн имеем  $(\alpha_2 - \alpha_1) = (2m + 1)\pi$ ,  $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) = -1$ , и следовательно волны ослабляют друг друга.

*Если разность фаз  $(\alpha_2 - \alpha_1)$  гармонических колебаний одинаковой частоты, и одинаковой поляризации, остается постоянной во времени, то возникающие волны и их источники называются когерентными.*

Из уравнения (1) видно, что в тех точках пространства, где  $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) > 0$ ,  $I > I_1 + I_2$ , а в точках пространства, где  $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) < 0$ ,  $I < I_1 + I_2$ .

В общем случае колебания, их источники и возникающие при этом волны называются когерентными, если разность фаз колебаний сохраняется неизменной за время наблюдений, а средняя энергия результирующего колебания отличается от суммы средних энергий исходных колебаний и может быть больше или меньше нее в зависимости от разности фаз.

Таким образом, при наложении когерентных световых волн происходит не суммирование интенсивностей, а перераспределение светового потока в пространстве. В одних местах возникают максимумы, а в других – минимумы интенсивности. Это явление называется *интерференцией* волн.

Реальный источник света представляет собой совокупность излучений большого числа атомов. Волны, испускаемые атомами, сохраняют регулярность (амплитуду, частоту и начальную фазу) лишь в течение ограниченного интервала времени (порядка  $10^{-8}$  с). Часть последовательности колебаний, на протяжении которой сохраняется их регулярность, называется *цугом волны*. Время испускания цуга волн называется длительностью цуга.

В течение этого интервала времени амплитуда и фаза колебаний приблизительно постоянны, тогда как за больший промежуток времени и фаза и амплитуда существенно изменяются. Это связано с тем, что излучения атомов затухают из-за потери энергии на излучение.

Кроме того, благодаря хаотическому движению, атомы, приближающиеся к точке наблюдения и удаляющиеся от нее, посылают разные частоты, и разброс частот тем больше, чем больше разброс скоростей отдельных атомов (явление Доплера), вследствие чего каждый атом излучает не монохроматический свет, а целый спектр частот. Одновременное возбуждение большого количества атомов реального источника сопровождается возникновением цугов волн, которые, налагаясь друг на друга, образуют испускаемую телом световую волну. В этой волне излучение одной группы атомов через время порядка  $10^{-8}$  с сменяется излучением другой группы, причем фаза результирующей волны претерпевает случайные скачкообразные изменения. Поэтому волны, излучаемые различными реальными источниками, не могут быть когерентными.

Для получения в лабораторных условиях двух когерентных источников необходимо испускаемую одним источником волну разделить на две волны и заставить их встретиться после того, как они пройдут различные пути. При этом рассматривается временная и пространственная когерентность. Временная когерентность характеризует способность световых волн, возникающих из одной точки источника в разные моменты времени, интерферировать между собой.

Пространственная когерентность характеризует способность световых волн, исходящих из разных точек источника в один и тот же момент времени, интерферировать между собой.

Источниками световых лучей с высокой степенью когерентности являются лазеры.

Для получения интерферирующих пучков из одного светового пучка существует два метода, положенных в основу классификации устройств, применяемых в интерферометрии. В одном из них пучок делится, проходя сквозь близко расположенные друг к другу отверстия. Такой метод (метод деления волнового фронта) пригоден только для достаточно малых источников при наличии их пространственной когерентности. При другом способе пучок делится на одной или нескольких частично отражающих, частично пропускающих поверхностях. Этот метод (метод деления амплитуды) возможен с протяженными источниками и обеспечивает большую интенсивность, чем первый метод. В данной работе рассмотрим метод деления волнового фронта.

## Наблюдение интерференции методом деления волнового фронта. Опыт Юнга

Первая экспериментальная установка для демонстрации интерференции света, схема которой представлена на рис. 2, была создана Юнгом в 1802 г.

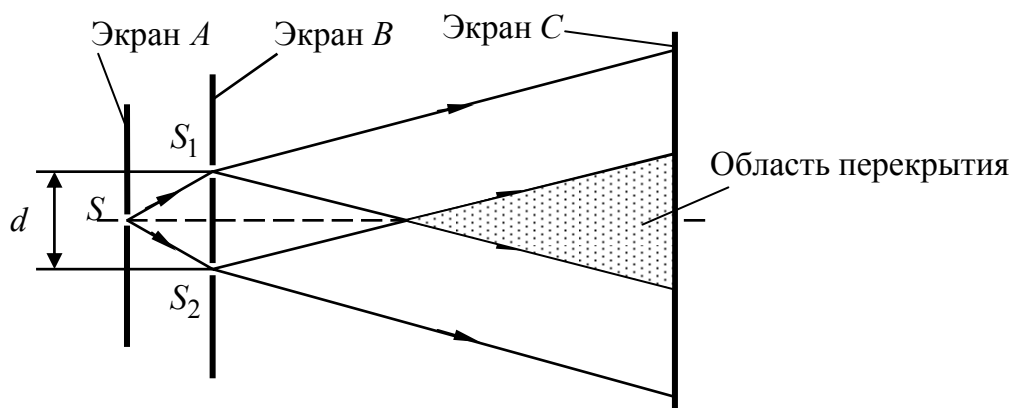


Рис. 2

Свет от точечного монохроматического источника  $S$  (отверстие в экране  $A$ ) падает на два небольших отверстия  $S_1$  и  $S_2$  в экране  $B$ . Эти отверстия действуют как вторичные монохроматические точечные когерентные источники, а световые пучки от них перекрываются за экраном  $B$ , вследствие чего на экране  $C$  наблюдается интерференция.

Предположим, что интерференционная картина наблюдается в плоскости  $XOY$ , нормальной к перпендикуляру  $OC$ , восстановленному к середине отрезка  $S_1S_2$ , а ось  $X$  направлена параллельно  $S_1S_2$  (рис. 3).

Пусть расстояние между источниками  $S_1S_2 = d$ , расстояние от источников до экрана  $CO = l$ . Для точки  $P(x, y)$ , лежащей в плоскости наблюдений  $XOY$ , имеем:

геометрическая длина пути света от источника  $S_1$  до экрана

$$\delta_1 = S_1P = \sqrt{l^2 + y^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2},$$

геометрическая длина пути света от источника  $S_2$  до экрана

$$\delta_2 = S_2P = \sqrt{l^2 + y^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2}.$$

Следовательно,  $\delta_2^2 - \delta_1^2 = 2xd$ , а разность геометрических длин путей света  $(\delta_2 - \delta_1)$  от источников  $S_1$  и  $S_2$  до точки  $P$  можно представить как

$$\delta_2 - \delta_1 = \frac{2xd}{\delta_2 + \delta_1}.$$

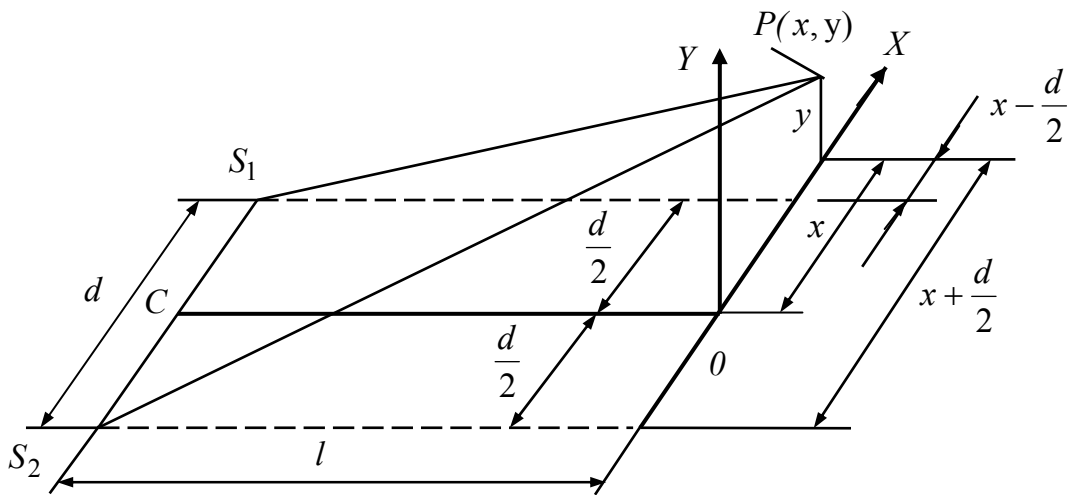


Рис. 3

Как в дальнейшем будет выяснено, интерференционная картина, создаваемая волнами видимого света, наблюдается, если  $d \ll l$ . Тогда при условии  $x \ll l$  и  $y \ll l$  сумма  $\delta_2 + \delta_1 \cong 2l$  и для геометрической разности хода  $\delta_2 - \delta_1$  следовательно получаем

$$\delta_2 - \delta_1 = \frac{xd}{l}, \quad (2)$$

а для разности фаз лучей приходящих в точку  $P$ ,

$$\alpha_2 - \alpha_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} \delta_1 - \frac{2\pi}{\lambda_2} \delta_2, \quad (3)$$

где  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  – длины волны в средах с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$ .

Длина волны  $\lambda$  в среде с показателем преломления  $n$  связана с длиной волны в вакууме соотношением

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n}. \quad (4)$$

Поэтому выражение (3) для разности фаз волн с учетом формулы (4) преобразуется к виду

$$\alpha_2 - \alpha_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_2 \delta_2 - n_1 \delta_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta, \quad (5)$$

где  $\Delta$  – оптическая разность хода интерферирующих волн.

Если интерферирующие волны распространяются в средах с одинаковыми показателями преломления  $n_1 = n_2 = n$ , то формула (5) приобретает вид

$$\alpha_2 - \alpha_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} n (\delta_2 - \delta_1). \quad (6)$$

Подставляя в формулу (6) выражение для разности геометрических путей (2), получаем

$$\alpha_2 - \alpha_1 = \frac{2\pi n x d}{\lambda_0 l} \quad \text{или} \quad \alpha_2 - \alpha_1 = \frac{2\pi x d}{\lambda l}. \quad (7)$$

Так как угол  $S_1 P S_2$  очень мал, то допустимо считать, что волны от источников  $S_1$  и  $S_2$  движутся к точке  $P$  по одному и тому же направлению, и интенсивность в точке  $P$  можно рассчитывать по формуле (1).

Максимумы интенсивности будут наблюдаться в точках с координатами  $x_m^{\max}$ , в которых разность фаз волн будет кратна четному числу  $\pi$

$$\alpha_2 - \alpha_1 = \pm 2m\pi, \quad \text{где } m = 0, 1, 2, \dots$$

Подставляя последнее выражение в формулу (7), получаем координаты точек, в которых будут максимумы интенсивности

$$x_m^{\max} = \pm 2m \frac{l \lambda}{d 2}, \quad \text{где } m = 0, 1, 2, \dots \quad (8)$$

Минимумы интенсивности будут наблюдаться в точках с координатами  $x_m^{\min}$ , в которых волны будут в противофазе, т.е. разность фаз будет кратна нечетному числу  $\pi$

$$\alpha_2 - \alpha_1 = \pm(2m + 1)\pi, \quad \text{где } m = 0, 1, 2, \dots$$

Подставляя последнее выражение в формулу (7), получим координаты точек, в которых будет минимум интенсивности

$$x_m^{\min} = \pm(2m + 1)\frac{l}{d}\frac{\lambda}{2}, \quad \text{где } m = 0, 1, 2, \dots \quad (9)$$

Шириной интерференционной полосы  $\Delta x$  называется расстояние между соседними минимумами интенсивности.

Расстояние между соседними максимумами интенсивности называется расстоянием между интерференционными полосами. Из выражений (8) и (9) следует, что эти величины равны

$$\Delta x = x_{m+1} - x_m = \frac{l}{d}\lambda. \quad (10)$$

Из формулы (10) видно, что расстояние между полосами растет с уменьшением расстояния между источниками  $d$ . Поэтому, чтобы интерференционная картина стала отчетливой, необходимо выполнение условия

$$d \ll l.$$

Для успеха опыта Юнга, выполняемого с точечным источником света, необходимо применение узкой предварительной щели в экране  $A$ , обеспечивающей пространственную когерентность светового пучка, достигающего экрана  $B$  с двумя щелями (см. рис. 2).

Для осуществления интерференции, впоследствии было предложено много других способов, позволяющих получать когерентные источники, как, например зеркала Френеля, зеркало Ллойда, бипризма Френеля, билинза Бийе и др. Остановимся на одном из названных способов.

### **Бипризма Френеля**

Бипризма Френеля представляет собой изготовленные из одного куска стекла две призмы с малым преломляющим углом  $\vartheta$  и общим основанием (рис. 4).

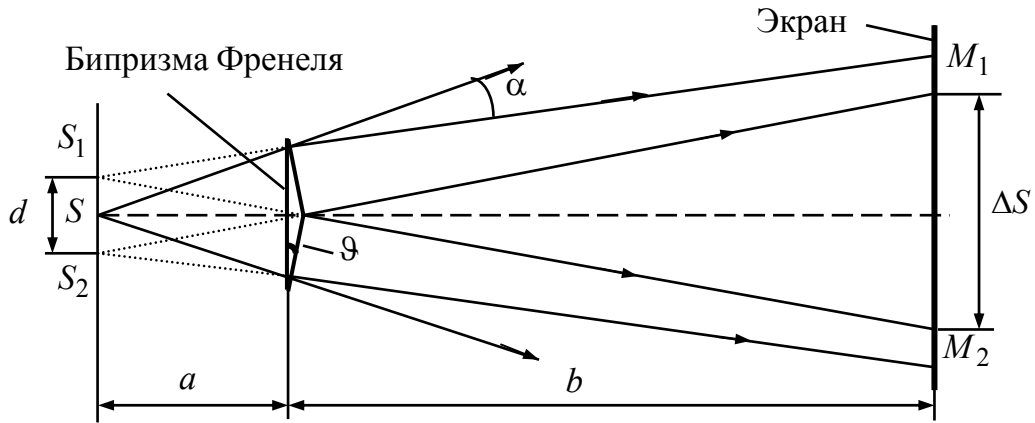


Рис. 4.

Параллельно этому основанию на расстоянии  $a$  от него располагается точечный источник света  $S$ . Угол падения лучей на бипризму мал (лучи падают перпендикулярно на грань призмы), вследствие чего все лучи отклоняются на одинаковый угол

$$\alpha = (n - 1)\vartheta,$$

где  $n$  – показатель преломления бипризмы;  $\vartheta$  – преломляющий угол бипризмы.

В результате образуются две когерентные волны, исходящие из мнимых источников  $S_1$  и  $S_2$ , лежащих в одной плоскости с  $S$ . Расстояние между источниками

$$d = 2a \operatorname{tg} \alpha \approx 2a \alpha = 2a(n - 1)\vartheta. \quad (11)$$

Расстояние от источника до экрана

$$l = a + b. \quad (12)$$

Подставляя формулу (10) в выражение (11) и (12), найдем ширину интерференционной полосы

$$\Delta x = \frac{a + b}{2a(n - 1)\vartheta} \lambda. \quad (13)$$

Область перекрытия волн  $M_1M_2$  (рис. 4) имеет протяженность

$$\Delta S = 2b \operatorname{tg} \alpha \approx 2b(n - 1)\vartheta. \quad (14)$$

Число наблюдаемых полос

$$N = \frac{\Delta S}{\Delta X} = \frac{4ab(n-1)^2 \vartheta^2}{\lambda(a+b)}. \quad (15)$$

Таким образом, в области перекрытия волн  $M_1M_2$  возникает интерференционная картина, представляющая собой систему чередующихся темных и светлых полос, параллельных ребру призмы.

### ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Установка, на которой выполняется задание, схематически представлена на рис. 5.

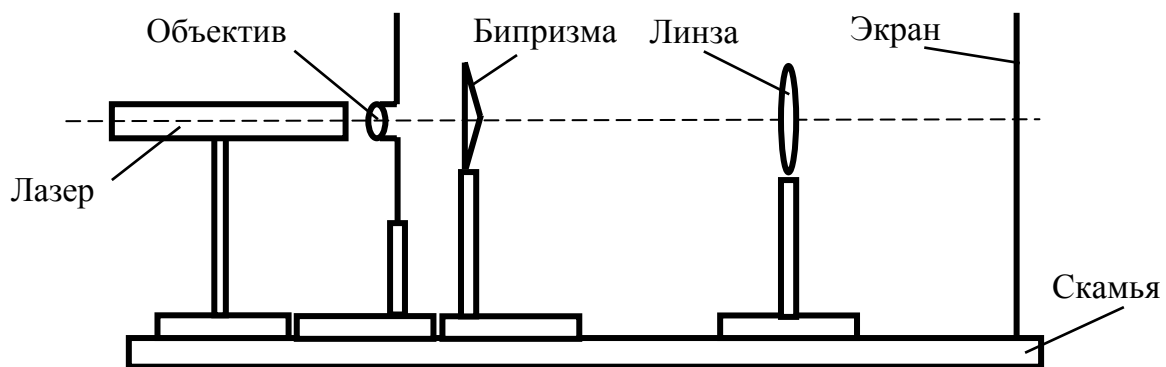


Рис. 5.

На оптической скамье (скамье) устанавливаются лазер, экран с объективом (объектив), бипризма Френеля (бипризма), линза и экран.

Все оптические элементы монтируются на подставках (рейтерах), которые позволяют устанавливать элементы в любых точках скамьи, перемещать по высоте и поворачивать относительно вертикальной оси.

В заданных положениях элементы необходимо закреплять соответствующими винтами.

В дальнейшем изложении будем лишь называть оптические элементы, опуская операции освобождения и фиксации самих элементов и рейтеров.

Пучок света от лазера, проходящий через объектив после преломления бипризмой, разделяется на два перекрывающихся пучка, как бы исходящих из двух мнимых изображений  $S_1$  и  $S_2$  источника  $S$ . Так как источники  $S_1$  и  $S_2$  когерентны, то в пространстве за бипризмой будет наблюдаться интерференционная картина, локализо-



ванная во всей области перекрытия (см. рис. 4) и наблюдаемая на экране. Расстояние  $d = S_1 S_2$  между мнимыми источниками  $S_1$  и  $S_2$  можно определить, если между бипризмой и экраном поставить собирающую линзу, как показано на рис. 6. Тогда на экране получится увеличенное изображение источников  $S_1$  и  $S_2$  на расстоянии  $d_1$  друг от друга.

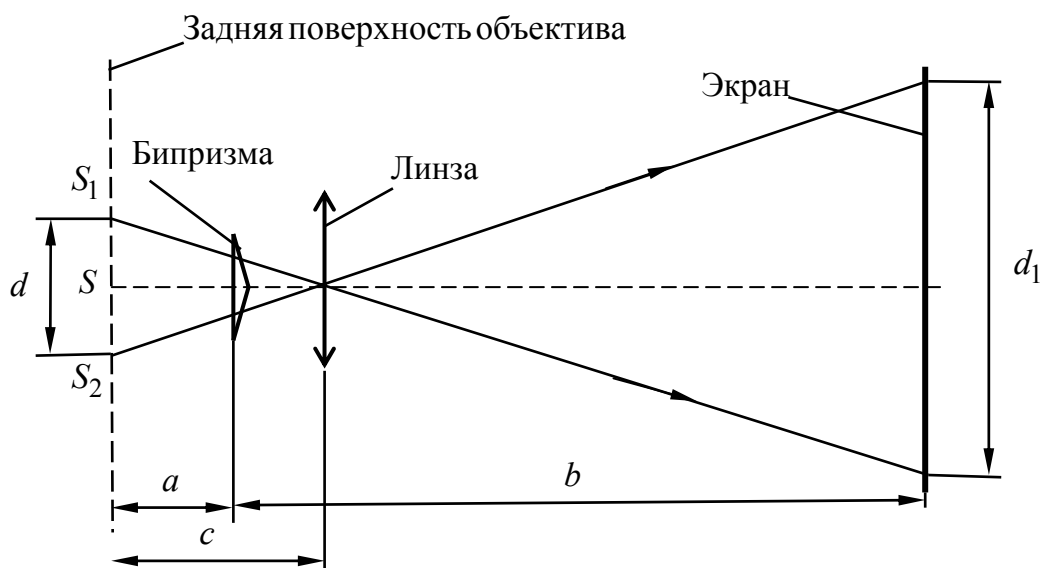


Рис. 6

Измерив расстояния  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d_1$ , можно рассчитать расстояние  $d$  между мнимыми источниками  $S_1$  и  $S_2$ .

Так как в работе используется короткофокусный объектив, то с небольшой погрешностью расстояние  $a$  и  $c$  можно измерять от задней поверхности объектива.

Из подобия треугольников отношение отрезков  $d_1$  и  $d$  равно

$$\frac{d_1}{d} = \frac{a + b - c}{c},$$

откуда

$$d = d_1 \frac{c}{a + b - c}. \quad (16)$$

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Проверить наличие всех элементов установки в соответствии с рис. 5.

2. Установить лазер вблизи левого края оптической скамьи.

3. Снять со скамьи рейтеры с объективом, бипризмой и линзой.

4. На экране закрепить лист белой бумаги.

5. Включить лазер и направить луч в центр листа бумаги на экране.

6. Установить объектив на расстоянии 3...4 см от окна лазера, изменяя высоту объектива в рейтере и, вращая винт горизонтальной подачи, переместить объектив до получения равномерной освещенности листа бумаги.

7. Установить на скамье бипризму как можно ближе к объективу. Отрегулировать высоту бипризмы в рейтере так, чтобы луч от объектива располагался симметрично относительно ребра бипризмы.

8. Перемещая бипризму вдоль скамьи в пределах 3...6 см, наблюдать на экране как изменяется ширина интерференционных полос и их количество.

Выбрать такое положение бипризмы, при котором будут отчетливо видны не менее 8 темных полос (интерференционных минимумов).

9. На листе бумаги карандашом отметить чертой, длиной не менее 5 мм, положение каждой темной полосы.

10. Используемый лист бумаги перевернуть обратной стороной и закрепить его.

11. Не меняя взаимного положения оптических элементов (лазера, объектива и бипризмы), дополнительно установить на оптической скамье линзу между бипризмой и экраном. Перемещая линзу вдоль скамьи, найти такое ее положение, при котором на экране получится резкое изображение мнимых источников  $S_1$  и  $S_2$  (получить две четкие точки). Их положение отметить точками на листе бумаги.

12. Измерить линейкой расстояния  $a$ ,  $b$ ,  $c$  между элементами установки, показанные на рис. 6. Результаты измерений записать на листе, сняв его с экрана и в табл. 2.

13. Выключить лазер.

Таблица 2

$a$ , мм	$b$ , мм	$c$ , мм	$d_1$ , мм	$N_{\text{оп}}$	$l_{\text{оп}}$ , мм

**Внимание!** Результаты измерений на листе с изображением интерференционной картины подписать у преподавателя, ведущего занятия в лаборатории. На листе должны быть указаны номер группы и фамилия студента.

### ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Определить количество наблюдаемых в опыте черных полос  $N_{\text{оп}}$  на листе бумаги, записать в табл. 2.

2. Измерить линейкой общую ширину  $l_{\text{оп}}$ , наблюдаемых в опыте  $N_{\text{оп}}$  полос, записать результат в табл. 2.

3. Рассчитать расстояние между соседними минимумами  $\Delta x$  (черными полосами) по формуле

$$\Delta x = \frac{l_{\text{оп}}}{N_{\text{оп}} - 1}. \quad (17)$$

4. Рассчитать истинное расстояние  $d$  между мнимыми источниками по формуле (16).

5. Рассчитать длину волны  $\lambda$  излучения лазера из формулы (10), считая что  $l = a + b$ .

6. Определить величину преломляющего угла  $\vartheta$  бипризмы, используя формулу (11) при  $n = 1,51$ .

7. Вычислить область перекрытия волны  $M_1M_2 = \Delta S$  и число наблюдаемых полос  $N$  по формулам (14) и (15).

8. Результаты расчетов занести в табл. 3

Таблица 3

$\Delta x$ , мм	$d$ , мм	$\lambda$ , мм	$\vartheta$ , град	$\Delta S$ , мм	$N$

### Результатом работы являются:

1. Истинное расстояние  $d$  между мнимыми источниками.
2. Длина волны  $\lambda$  излучения лазера.

3. Величина преломляющего угла  $\vartheta$  бипризмы.
4. Число наблюдаемых полос  $N$

### **Отчет по лабораторной работе должен содержать:**

1. Лист с изображением интерференционной картины, подписанные преподавателем, проводившим занятие в лаборатории, и табл. 2 и 3;
2. Заполненные таблицы 2 и 3;
3. Расчеты числа наблюдаемых полос, области перекрытия волн, истинного расстояния между источниками, длину волны излучения лазера.
4. Результат работы.

Отчет по лабораторной работе оформляется на двойном листе (или, при необходимости, нескольких листах) из тетради в клетку.

Рекомендуемое расположение материалов в отчете смотрите в прил. 1.

### **КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ**

1. В чем заключается явление интерференции? Когерентные волны.

*Литература:* [1, п. 8.5]; [2, § 173]; [3, § 119, 120].

2. Каковы условия возникновения интерференционных максимумов и минимумов?

*Литература:* [1, п. 8.5]; [2, § 173]; [3, § 119].

3. Как получают когерентные источники с помощью зеркал Френеля, зеркала Ллойда, бипризмы Френеля, билинзы Бийе?

*Литература:* [1, п. 8.6]; [2, § 174]; [3, § 121].

4. Каковы условия возникновения интерференции в опыте Юнга?

*Литература:* [1, п. 8.5, 8.6].

5. Каковы условия возникновения интерференции в бипризме Френеля?

*Литература:* [1, п. 8.5, 8.6]; [2, § 174]; [3, § 121].

6. Какие элементы содержит установка для наблюдения интерференции от бипризмы Френеля?

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Платунов Е.С., Самолетов В.А., Буравой С.Е.** Физика. Т.3. Электродинамика: Учеб. пособие. 2-е изд., перераб. и доп. – СПб.: СПбГУНиПТ, 2006.– 406 с.
2. **Трофимова Т.И.** Курс физики: Учеб. пособие для вузов. – М.: Академия, 2005. – 542 с.
3. **Савельев И.В.** Курс общей физики. В 3 тт. Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. 13-е изд., стер. – СПб.: Лань, 2017. – 500 с. – Режим доступа: <http://e.lanbook.com/book/91065>

# ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2.1

## ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА

### ЦЕЛЬ РАБОТЫ

С помощью прозрачной дифракционной решетки измерить длину волны излучения лазера и рассчитать максимальное количество главных максимумов, которое можно получить с помощью данной дифракционной решетки.

На выполнение работы отводится два учебных часа.

### Перечень используемого оборудования и средств измерений

Необходимое оборудование:

- оптическая скамья;
- лазер;
- дифракционная решетка;
- экран;
- линейка.

Характеристики средств измерений представлены в табл. 1.

Таблица 1

Наименование средства измерения	Предел измерений	Цена деления	Класс точности	Погрешность $\Delta_{и}$
Линейка	1 м	1 мм/дел.	–	0,5 мм

### УКАЗАНИЕ ПО ТЕХНИКЕ БЕЗОПАСНОСТИ

В данной работе используются газовые или полупроводниковые лазеры, представляющие непосредственную опасность для зрения. Кроме того, в газовом лазере используется высоковольтный источник питания, который может вызвать поражение электрическим током. Поэтому при выполнении работы необходимо строго соблюдать следующие меры безопасности.

1. Не разрешается включать установку в отсутствие преподавателя или лаборанта.

2. Запрещается оставлять установку включенной.
3. Перемещать лазер по оптической скамье можно только при выключенном источнике питания.
4. В случае попадания излучения лазера в глаз немедленно сообщить об этом преподавателю, ведущему занятие в лаборатории.
5. Выключить лазер после выполнения измерений.

***Внимание! Остерегайтесь непосредственного попадания излучения лазера в глаза. Категорически запрещается заглядывать в выходное окно лазера, даже при отсутствии излучения.***

### КРАТКИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

Явление дифракции, так же как и интерференции, во всем своем многообразии служит доказательством волновой природы световых процессов.

Существенного физического различия между этими явлениями нет. В силу исторических причин распределение амплитуды или интенсивности, появляющееся вследствие суперпозиции (сложения) вкладов конечного числа отдельных когерентных источников, обычно называют интерференцией. Распределение амплитуды или интенсивности, вызванное суперпозицией вкладов от расположенных «непрерывно» друг за другом бесконечно большого числа когерентных источников, называют дифракцией.

Дифракция представляет собой совокупность явлений, связанных с отклонением распространения света от законов геометрической оптики и наблюдаемых при прохождении света в среде с резкими неоднородностями. Дифракция, в частности, приводит к огибанию световыми волнами препятствий и проникновению света в область геометрической тени.

Для наблюдения дифракции световых волн необходимо создание специальных условий. Это связано с тем, что масштабы дифракции (степень проявления) зависят от соотношения размеров препятствий и длины волны. При длине волны  $\lambda$ , сравнимой с размерами препятствий  $d$ , дифракция проявляется очень сильно.

Строгий математический анализ дифракции с помощью уравнений Максвелла принципиально возможен, но отличается большой сложностью и практически не используется. Отсутствие интереса к

такому анализу объясняется еще и тем, что решение многих практически важных дифракционных задач удается проводить сравнительно просто, опираясь на *принцип Гюйгенса-Френеля*. Общая формулировка принципа Гюйгенса-Френеля сводится к следующему: *все точки произвольной волновой поверхности от источника излучения можно считать вторичными когерентными точечными источниками сферических волн, интерферирующих между собой в точке наблюдения, а огибающая этих вторичных волн дает положение фронта волны в новый момент времени*. Следовательно, если мы мысленно окружим источник излучения некоторой замкнутой поверхностью, то распространение волны за пределы этой поверхности можно рассчитать, приняв, что все ее элементарные участки являются когерентными вторичными источниками излучения. В качестве такой поверхности удобно выбирать волновую поверхность, так как все ее точки колеблются в общей фазе (синфазно).

Продemonстрируем возможности использования принципа Гюйгенса-Френеля. Для этого рассмотрим дифракционную картину, которая возникает, когда свет от удаленного точечного источника попадает на регистрирующий экран  $AB$ , предварительно пройдя через круглое отверстие в тонкой непрозрачной пластине  $CD$  (рис. 1).

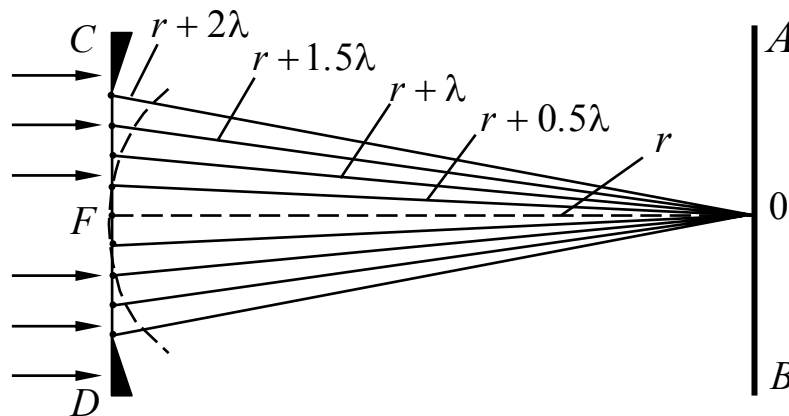


Рис. 1

Примем, что на пластину от источника падает практически плоская волна, и волновая поверхность вторичных (фиктивных) источников совпадает с плоскостью пластины. Центральная точка  $O$  экрана удалена от центра  $F$  отверстия на расстояние  $r$ , причем  $r \gg \lambda$ .

Для расчета дифракционной картины на экране  $AB$  Френель предложил разбивать волновой фронт при прохождении волны через



отверстие на такие зоны, чтобы расстояния  $r_m$  от края каждой зоны до точки наблюдения на экране отличались на половину длины волны  $\frac{\lambda}{2}$ , т. е.

$$r_1 = r + \frac{\lambda}{2}; \quad r_2 = r_1 + \frac{\lambda}{2} = r + 2\frac{\lambda}{2}; \quad r_3 = r_2 + \frac{\lambda}{2} = r + 3\frac{\lambda}{2} \quad (1)$$

или в общем случае

$$r_m = r + m\frac{\lambda}{2}, \quad (2)$$

где  $m = 1, 2, 3, \dots$

В этом случае колебания, приходящие в точку наблюдения от аналогичных точек двух соседних зон, будут находиться в противофазе, т.е. отличаться по фазе на  $\pi$ . При не слишком больших  $m$  площади все зон примерно одинаковы, а амплитуды  $A_m$  колебаний, приходящих в точку от отдельных зон Френеля образуют монотонно убывающую последовательность

$$A_1 > A_2 > A_3 > A_4 \dots A_{m-1} > A_m > A_{m+1} \dots \quad (3)$$

и так как колебания приходят в противофазе, то результирующая амплитуда  $A$  будет определяться алгебраической суммой

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + A_5 + \dots \quad (4)$$

В примере на рис. 1 зоны Френеля представляют собой concentric окружности с центром в точке  $F$ .

Если записать выражение (4) в виде

$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left( \frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots, \quad (5)$$

то вследствие монотонности изменения амплитуд, выражения стоящие в скобках дают в сумме нуль. Тогда при полностью открытом фронте волны амплитуда  $A$  в точке наблюдения определяется половиной амплитуды колебаний от первой зоны

$$A = \frac{A_1}{2}. \quad (6)$$

Если свет попадает на экран через достаточно узкое отверстие, в котором из точки  $O$  экрана удастся выделить всего несколько зон Френеля, то возможны два предельных варианта. Если, в отверстии может разместиться небольшое *четное число целых* зон Френеля, то в точке  $O$  суммарное излучение погасится, и в центре экрана появится темное пятно, окруженное чередующимися светлыми и темными кольцами. При этом интенсивности светлых колец будут убывать по мере их удаления от центра. Если же в отверстии размещается небольшое *нечетное число целых* зон, то амплитуда результирующего излучения в точке  $O$  будет соответствовать излучению одной зоны, что приведет к появлению в центре экрана светлого пятна, окруженного чередующимися темными и светлыми кольцами. При этом интенсивности светлых колец будут так же убывать по мере их удаления от центра, как и в предыдущем варианте.

Число зон в отверстии можно изменять, удаляя или приближая экран к отверстию. При плавном перемещении экрана на нем можно увидеть разбегающиеся от центра или сбегающиеся к нему светлые и темные кольца. По мере увеличения диаметра отверстия число зон Френеля увеличивается, и явление дифракции плавно исчезает. Интенсивность результирующего излучения в центре экрана становится совпадающей с интенсивностью излучения половины центральной зоны Френеля, что соответствует излучению прямолинейно распространяющихся свободных лучей.

Заметим, что в соответствии с выражением (6) при полностью открытом фронте интенсивность излучения в точке  $O$  будет в четыре раза меньше, чем при одной открытой первой зоне, т.к. интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды колебаний.

Различают две схемы наблюдения дифракции: в параллельных лучах (дифракция Фраунгофера) и в расходящихся лучах (дифракция Френеля).

В данной работе рассматривается практически важный пример дифракции в параллельных лучах (дифракции Фраунгофера) на дифракционной решетке.

Дифракционной решеткой является совокупность большого числа параллельных, периодически расположенных узких прозрачных щелей в тонкой пластине (либо зеркальных полосах на пластине) при условии, что расстояние между ближайшими щелями (или полосками) будет одним и тем же. Каждую щель (полоску) можно рассматри-

вать как источник излучения, причем все такие источники будут когерентными.

Дифракционные решетки широко используются в оптических приборах для получения и изучения спектров. Решетки бывают прозрачные (со щелями) и отражательные (с зеркальными полосками). Число щелей и полосок может достигать несколько тысяч на один миллиметр ширины решетки.

Схематически дифракционную решетку можно представить в виде тонкого непрозрачного экрана, в котором с равным шагом проделаны параллельные щели одинаковой ширины (рис. 2).

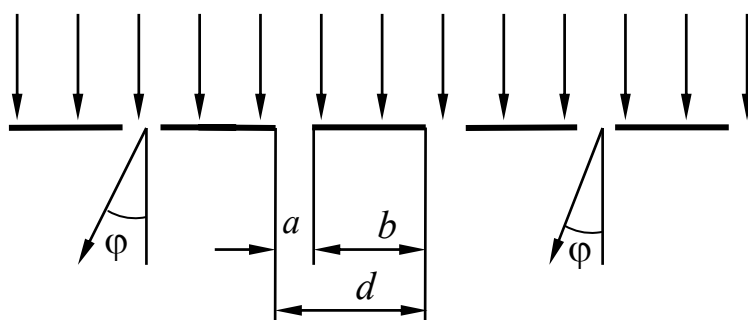


Рис. 2

В этом случае каждую щель можно считать линейным источником, излучающим волны в полупространство. Все  $N$  щелей оказываются когерентными синфазными линейными источниками, лучи от которых способны интерферировать между собой. Чтобы сохранить дифракцию в строго параллельных лучах, но сократить расстояние между решеткой и экраном, за решеткой на пути интерферирующих лучей помещают тонкую собирающую линзу и размещают в ее фокальной плоскости экран, как показано на рис. 3.

Излучаемые щелями волны имеют цилиндрические волновые поверхности и содержат лучи разных направлений. Линза все их собирает в своей фокальной плоскости, но не в одной точке, а вдоль линии (полосы). Благодаря этому на экране возникает дифракционная картина, представляющая собой вытянутую полосу с чередующимися на ней узкими светлыми и протяженными темными участками, расположенными симметрично относительно центральной точки экрана, где всегда формируется наиболее светлый (яркий) узкий участок.

В этой картине периодически чередуются узкие главные и более слабые побочные максимумы, разделенные соответственно главными

и побочными минимумами. На рис. 3 побочные максимумы и минимумы не показаны.

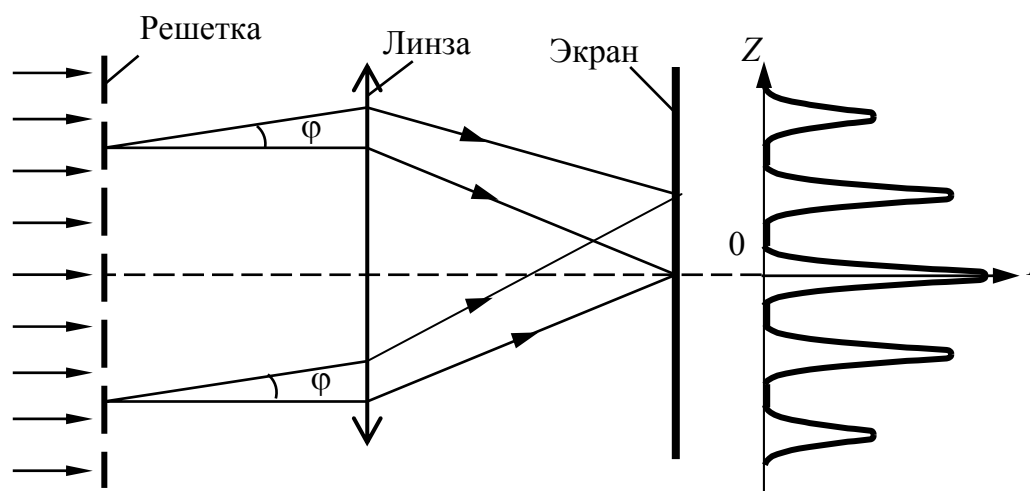


Рис. 3

Практический интерес представляют собой главные максимумы. Углы, под которыми наблюдаются *главные максимумы*, удовлетворяют условию

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

где  $m$  – порядок главного максимума,  $d$  – период или постоянная решетки.

Максимум, соответствующий нулевому порядку ( $m = 0$ ), принято называть *центральный максимумом*. Число главных максимумов ограничено неравенством

$$m \leq \pm \frac{d}{\lambda}, \quad (3)$$

так как всегда  $\sin \varphi \leq 1$ .

Дифракционная решетка является прекрасным спектральным прибором, обладающим высокой разрешающей способностью. Из формулы (2) видно, что угол отклонения главного максимума зависит от длины световой волны. Чем больше длина волны, тем на больший угол отклоняется максимум. Если на решетку падает белый свет по нормали к ее плоскости, то центральный максимум остается неокрашенным, а по обе стороны от него возникают дифракционные спектры максимумов первого, второго и более высоких порядков. В пре-

делах каждого дифракционного спектра наблюдается непрерывный переход от фиолетовой окраски у внутреннего края спектра к красной окраске у внешнего края ( $\lambda_{\text{фиол}} < \lambda_{\text{кр}}$ ).

Угловая ширина главных максимумов обратно пропорциональна длине решетки  $Nd$

$$\Delta\varphi = \frac{\lambda}{Nd},$$

где  $N$  – число щелей решетки.

При неизменной постоянной решетки  $d = \text{const}$  с увеличением числа щелей помимо роста интенсивности происходит резкое сужение главных максимумов, в результате чего расплывчатые максимумы превращаются в узкие полосы, разделенные темными промежутками.

Формулу (2) можно использовать для измерения длины волны монохроматического источника излучения.

Для этого нужно знать постоянную решетки  $d$  и углы дифракции, под которыми наблюдаются главные максимумы.

### ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Установка, на которой выполняется задание, схематически представлена на рис. 4.

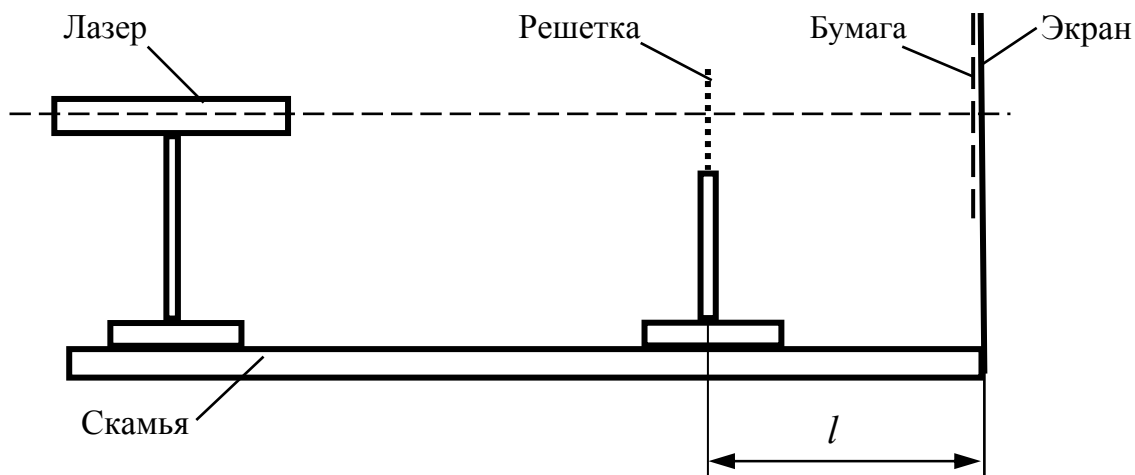


Рис. 4.

На оптической скамье (скамье) устанавливаются лазер и дифракционная решетка. Экран стационарно смонтирован в правой части скамьи. Оптические элементы монтируются на подставках (рейте-

рах), которые позволяют устанавливать их в любых точках скамьи, перемещать по высоте и поворачивать относительно вертикальной оси. В заданных положениях элементы необходимо закреплять соответствующими винтами.

В дальнейшем изложении будем лишь называть оптические элементы, опуская операции освобождения и фиксации элементов и самих рейтеров.

Пучок света от лазера приходит через дифракционную решетку и попадает на экран, на котором закреплен лист бумаги. В отличие от классической схемы использования дифракционной решетки в нашей установке отсутствует собирающая линза после решетки.

Это возможно потому, что луч лазера очень узкий и, следовательно, щели решетки, которые освещаются лучом и являются вторичными источниками излучения, расположены близко друг к другу на расстоянии 1...2 мм. Это расстояние много меньше расстояния до листа бумаги, и следовательно пучок лучей от щелей остается параллельным и собирающая линза не нужна.

Дифракционная картина представляет собой совокупность светящихся пятен, расположенных по вертикали или горизонтали. Центральный максимум имеет наибольшую яркость, а у симметрично расположенных боковых максимумов яркость убывает по мере удаления их от центрального максимума.

## **ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ**

**1.** Проверить наличие всех элементов установки в соответствии с рис. 4. Лазер должен быть установлен на вблизи левого края оптической скамьи.

**2.** Дифракционную решетку установить на расстоянии 300...500 мм от экрана.

**3.** На экране закрепить лист белой бумаги, размером не менее 150×200мм.

**4.** Включить лазер и направить его луч на центр дифракционной решетки. При правильной настройке отраженный от решетки луч лазера должен попасть обратно в отверстие лазера. На экране должны быть видны яркие пятна (главные дифракционные максимумы), представляющие центральный и симметрично расположенные относительно него боковые максимумы.

5. Перемещая вдоль скамьи дифракционную решетку, получить на экране во весь лист изображение центрального и трех боковых максимумов по каждую сторону от центрального (всего семь максимумов).

6. Отметить карандашом на листе бумаги контуры пятен: центрального и трех боковых максимумов по обе стороны от центрального.

7. Измерить расстояние  $l$  от плоскости дифракционной решетки до экрана. Результат измерения записать на листе с рисунком и занести в табл. 2.

8. Записать в табл. 2 период решетки  $d = 0,01$  мм. Выключить лазер.

Таблица 2.

порядок максимума	$\Delta x$ , мм	$\varphi_{\text{эксп}}$ , град	$\lambda$ , нм
1			
2			
3			
$l = \dots$ мм		$d = \dots$ мм	

**Внимание!** Результаты измерений на листе с изображением интерференционной картины подписать у преподавателя, ведущего занятие в лаборатории. На листе должны быть указаны номер группы и фамилия студента.

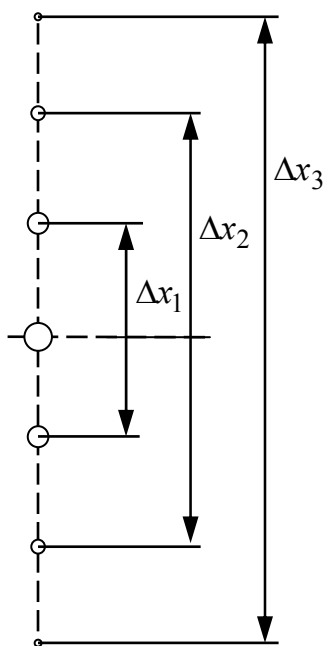


Рис. 5

### ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Определить геометрические центры пятен, соответствующих максимумам первого, второго и третьего порядков. Измерить линейкой расстояния между центрами пятен (максимумами первого, второго и третьего порядков), как показано на рис. 5. Результаты измерений записать в табл. 2.

2. Рассчитать углы дифракции в градусах для первого, второго и третьего максимумов по формуле

$$\varphi_{\text{эксп}i} = \arctg\left(\frac{\Delta x}{2l}\right). \quad (4)$$

3. Вычислить длину волны лазера по формуле:

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi_{\text{эксп}i}}{m} \quad (5)$$

Расчет провести для первого, второго и третьего максимумов.

4. Рассчитать погрешность измерения длины волны лазера по методике прямых многократных измерений, используя три значения  $\lambda$  полученных по формуле (5). Результаты расчета записать в виде [4]

$$\lambda = (\dots \pm \dots) \text{ нм}; \quad \varepsilon_{\lambda} = \dots \%; \quad \alpha = 0,95$$

5. Рассчитать количество главных максимумов по формуле (3). Учесть наличие центрального максимума.

#### **Результатом работы являются:**

1. Количество главных максимумов.
2. Длина волны излучения лазера и ее погрешность.

#### **Отчет по лабораторной работе должен содержать:**

1. Обработанный лист с дифракционной картиной, подписанной преподавателем, проводившим занятие в лаборатории;
2. Результаты измерений (табл. 2);
3. Примеры расчетов угла дифракции, длины волны лазера и количества главных максимумов;
4. Погрешность измерения длины волны лазера по методике прямых многократных измерений
5. Результат работы.

Отчет по лабораторной работе оформляется на двойном листе (или, при необходимости, нескольких листах) из тетради в клетку.

Рекомендуемое расположение материалов в отчете смотрите в прил. 1.

#### **КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ**

1. Что такое волновая поверхность и волновой фронт?

*Литература:* [1, п. 8.8]; [2, § 176]; [3, § 93].



2. В чем заключается явление дифракции?

*Литература:* [1, п. 8.8]; [2, § 176]; [3, § 125].

3. Какое существует определение дифракции в зависимости от схем наблюдений?

*Литература:* [1, п. 8.8]; [2, § 178, 179], [3, § 125].

4. В чем заключается принцип Гюйгенса-Френеля?

*Литература:* [1, п. 8.8]; [2, § 176]; [3, § 126].

5. В чем заключается метод зон Френеля?

*Литература:* [1, п. 8.8]; [2, § 177]; [3, § 127].

6. Что представляет собой дифракционная решетка? Что называется периодом дифракционной решетки, как он связан с числом штрихов на единицу длину?

*Литература:* [1, п. 8.8]; [2, § 180]; [3, § 130].

7. Каковы условия получения максимума интенсивности при прохождении света через дифракционную решетку?

*Литература:* [1, п. 8.8]; [2, § 180]; [3, § 130].

8. От чего зависит ширина главных максимумов?

*Литература:* [1, п. 8.8]; [2, § 180]; [3, § 130].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Платунов Е.С., Самолетов В.А., Буравой С.Е.** Физика. Т.3. Электродинамика: Учеб. пособие. 2-е изд., перераб. и доп. – СПб.: СПбГУНиПТ, 2006. – 406 с.

2. **Трофимова Т.И.** Курс физики: Учеб. пособие для вузов. – М.: Академия, 2005. – 542 с.

3. **Савельев И.В.** Курс общей физики. В 3 тт. Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. 13-е изд., стер. – СПб.: Лань, 2017. – 500 с. – Режим доступа: <http://e.lanbook.com/book/91065>

4. **Курепин В.В., Баранов И.В.** Обработка экспериментальных данных: Метод. указания к лабораторным работам для студ. всех спец./ Под ред. В.А. Самолетова. – СПб.: СПбГУНиПТ, 2003. – 57 с.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3.1

### ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛОСКОПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА. ЗАКОН МАЛЮСА

#### ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Получить зависимость интенсивности плоскополяризованного света от угла поворота анализатора. Графически сравнить результаты Вашего эксперимента с законом Малюса.

На выполнение работы отводится два учебных часа.

#### Перечень используемого оборудования и средств измерений

Необходимое оборудование:

- оптическая скамья;
- осветитель;
- поляризатор;
- анализатор с фотодиодом;
- экран;
- цифровой вольтметр.

Характеристики средств измерений представлены в табл. 1.

Таблица 1

Наименование средства измерения	Предел измерений	Цена деления	Класс точности	Погрешность $\Delta_{и}$
Поляризатор	360 град	1 град/дел	–	0,5 град
Анализатор	360 град	1 град/дел	–	0,5 град
Фотодиод	140 мВ	–	–	–
Цифровой вольтметр	1 В	0,0001 В/дел	–	0,001 В

#### УКАЗАНИЕ ПО ТЕХНИКЕ БЕЗОПАСНОСТИ

Поскольку в данной работе используются приборы с источниками питания от сети переменного 220 В, существует угроза поражения электрическим током. Поэтому при выполнении работы необходимо строго соблюдать следующие меры безопасности.

1. Не разрешается включать установку в отсутствие преподавателя или лаборанта.

2. Запрещается оставлять установку включенной.

**Внимание! Остерегайтесь непосредственного попадания излучения лазера в глаза. Категорически запрещается заглядывать в выходное окно лазера, даже при отсутствии излучения.**

## КРАТКИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

### Поляризация света

Электромагнитные волны (и световые в том числе) являются поперечными: векторы напряженностей электрического  $\vec{E}$  и магнитного  $\vec{H}$  полей волны взаимно перпендикулярны и колеблются перпендикулярно вектору скорости  $\vec{v}$  распространения волны (перпендикулярно лучу). Для описания закономерностей поляризации света достаточно знать поведение лишь одного из векторов. Обычно все рассуждения ведутся относительно *светового вектора* – вектора напряженности  $\vec{E}$  электрического поля. Это название обусловлено тем, что при действии света на вещество основное значение имеет электрическая составляющая поля волны, действующая на электроны в атомах вещества.

Свет представляет собой суммарное электромагнитное излучение множества атомов. Атомы излучают световые волны независимо друг от друга. Поэтому световая волна, излучаемая телом в целом, характеризуется всевозможными равновероятными колебаниями светового вектора (рис. 1, а).

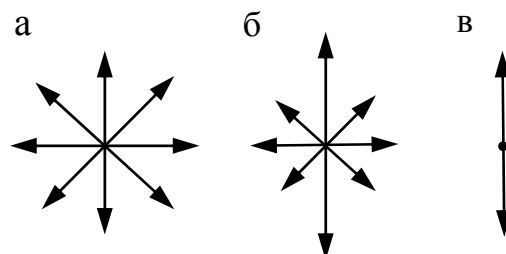


Рис. 1. Направление колебаний светового вектора в электромагнитной волне: а – естественный свет; б – частично поляризованный свет; в – плоскополяризованный свет

Равновероятное направление колебаний векторов  $\vec{E}$  объясняется большим числом атомарных излучателей, а равенство амплитудных значений вектора  $\vec{E}$  – одинаковой (в среднем) интенсивностью излучения каждого из атомов. Напомним, что интенсивность излучения  $I$  пропорциональна квадрату амплитуды колебаний светового вектора ( $I \sim E_0^2$ ). Свет со всевозможными равновероятными ориентациями вектора  $\vec{E}$  (и, следовательно,  $\vec{H}$ ) называется *естественным*.

Свет, в котором направления колебаний светового вектора каким-то образом упорядочены, называется *поляризованным*. Если в результате каких-то внешних воздействий появляется преимущественное направление колебаний вектора  $\vec{E}$  (рис. 1, б), то такой свет является частично поляризованным светом. Свет, в котором вектор  $\vec{E}$  колеблется только в одной плоскости, перпендикулярно лучу (рис. 1, в), называется *плоскополяризованным или линейно поляризованным*.

Плоскость, проходящая через направление колебаний светового вектора плоскополяризованной волны и направление распространения этой волны, называется *плоскостью поляризации*. Плоскополяризованный свет является предельным случаем *эллиптически поляризованного света* – у которого вектор  $\vec{E}$  в процессе колебаний и распространения изменяется со временем так, что его конец описывает эллипс, лежащий в плоскости, перпендикулярной лучу. Эллиптически поляризованный свет можно представить как результат сложения двух взаимно перпендикулярных колебаний с разными амплитудами. Если разность фаз  $\varphi$  складываемых колебаний равна нулю или  $\pi$ , то эллипс вырождается в прямую и мы имеем дело с рассмотренным выше плоскополяризованным светом. При  $\varphi = \pm \pi/2$  и равенстве амплитуд складываемых волн эллипс превращается в окружность и получается циркулярно поляризованный (поляризованный по кругу) свет.

Естественный свет можно преобразовать в плоскополяризованный, используя так называемые *поляризаторы*, пропускающие колебания только определенного направления. В качестве поляризаторов могут быть использованы среды, анизотропные в отношении колебаний вектора  $\vec{E}$ , например кристаллы. Из природных кристаллов, давно используемых в качестве поляризаторов, следует отметить турмалин.

Поляризаторы с успехом могут использоваться и в качестве *анализаторов* – устройств, позволяющих определить характер и степень поляризации светового луча.

Рассмотрим особенности прохождения естественного света через поляризатор (рис. 2).

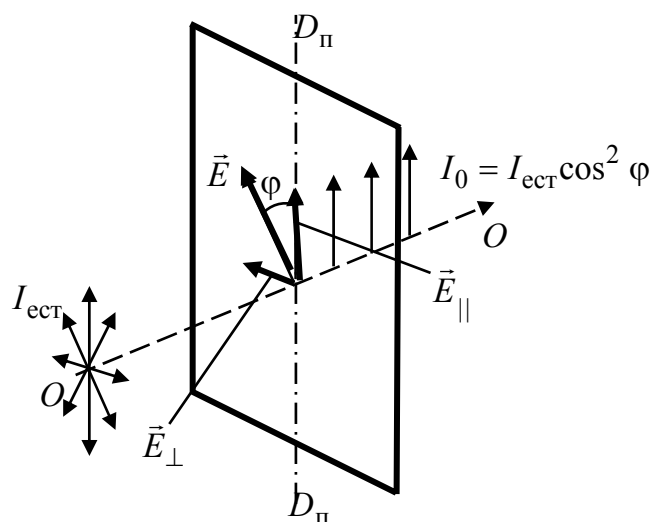


Рис. 2. Прохождение естественного света через поляризатор

Колебания амплитуды  $E$ , совершающиеся в плоскости, образующей с плоскостью поляризации  $D_{\Pi}D_{\Pi} - OO$  угол  $\varphi$ , можно разложить на два колебания с амплитудами  $E_{\parallel} = E \cos \varphi$  и  $E_{\perp} = E \sin \varphi$  (рис. 2). Первое колебание пройдет через прибор, второе будет задержано. Интенсивность  $I_0$  прошедшей волны пропорциональна  $E_{\parallel}^2$ , и поэтому

$$I_0 = I_{\text{ест}} \cos^2 \varphi. \quad (4)$$

Следовательно, колебание, параллельное плоскости поляризатора, несет с собой долю интенсивности, равную  $\cos^2 \varphi$ . Поскольку в естественном свете все значения  $\varphi$  равновероятны, доля света, прошедшего через поляризатор, будет равна среднему значению  $\cos^2 \varphi$ , т. е.  $1/2$ , а интенсивность прошедшей волны определяется выражением

$$I_0 = \frac{1}{2} I_{\text{ест}}. \quad (5)$$

Пусть на поляризатор (второй поляризатор на рис. 3) падает плоскополяризованный свет амплитуды  $\vec{E}_0$  и интенсивности  $I_0$ . Сквозь прибор пройдет составляющая колебания с амплитудой  $E_{\parallel} = E_0 \cos^2 \varphi$ , где  $\varphi$  – угол между плоскостью колебаний падающего света и плоскостью поляризатора. Следовательно, интенсивность прошедшего света  $I$  определяется выражением

$$I = I_0 \cos^2 \varphi. \quad (6)$$

*Соотношение (6) носит название закона Малюса.*

Если на пути естественного луча поставить два поляризатора, плоскости поляризации которых образуют угол  $\varphi$  (рис. 3), из первого поляризатора выйдет плоскополяризованный свет, интенсивность которого  $I_0$  составит половину интенсивности естественного света  $I_{\text{ест}}$

$$I_0 = \frac{1}{2} I_{\text{ест}}.$$

Согласно закону Малюса из второго поляризатора выйдет свет интенсивности  $I_0 \cos^2 \varphi$ . Таким образом, интенсивность света, прошедшего два поляризатора, будет равна

$$I = \frac{1}{2} I_{\text{ест}} \cos^2 \varphi. \quad (7)$$

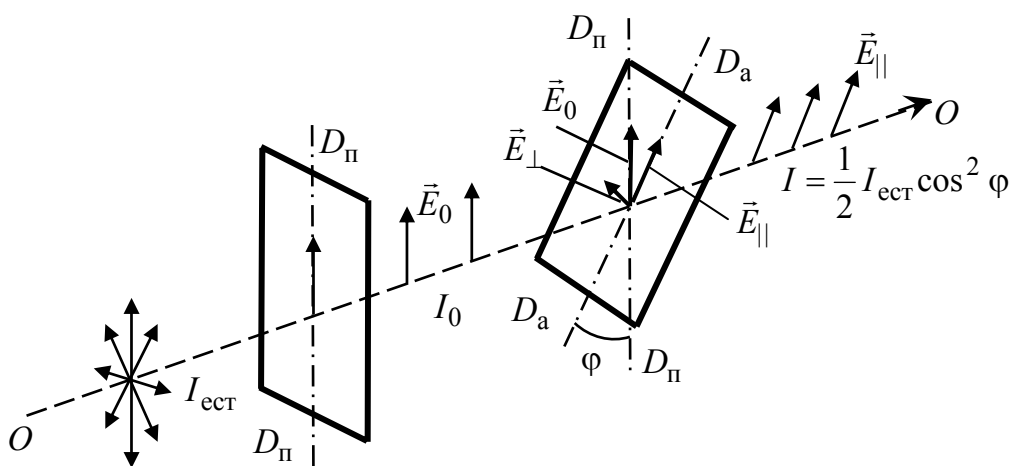


Рис. 3. Прохождение естественного света через поляризатор и анализатор

При  $\varphi = 0$  (поляризаторы параллельны) получается максимальная интенсивность  $\frac{1}{2} I_{\text{ест}}$ , а при  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  (поляризаторы скрещены) интенсивность прошедшего через два поляризатора света равна нулю (полное гашение луча).

В лабораторной работе интенсивность света измеряется с помощью фотодиода, напряжение на котором прямо пропорционально интенсивности излучения

$$U = kI.$$

Поэтому формула закона Малюса (6) примет вид

$$U = \frac{1}{2} U_0 \cos^2 \varphi, \quad (8)$$

где  $U_0$  – напряжение на фотодиоде, когда отсутствуют поляризаторы.

### ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Установка, на которой выполняется задание, схематически представлена на рис. 4.

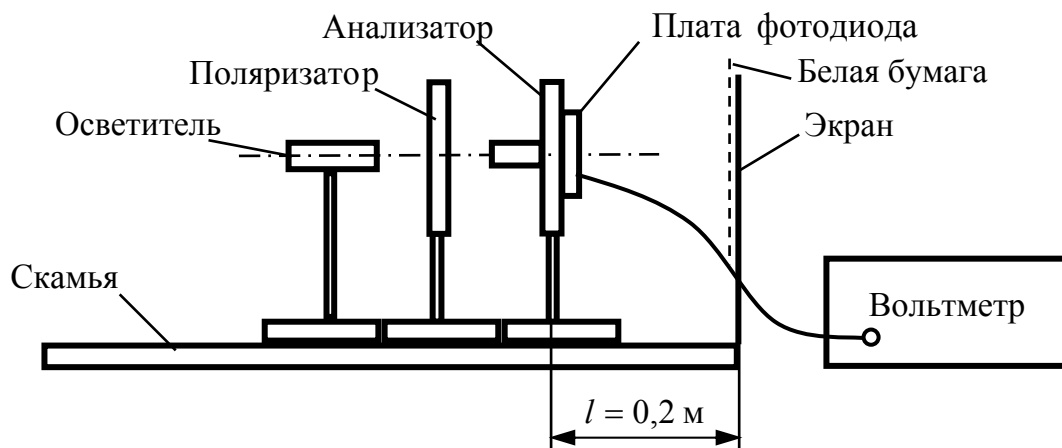


Рис. 4. Общий вид установки

На оптической скамье расположены осветитель (источник естественного света), поляризатор, анализатор с фотодиодом и экран с листом белой бумаги. Сигнал фотодиода измеряется цифровым вольтметром.

Источником естественного света в осветителе является светодиод, который питается от стабилизированного источника постоянного

тока, подключенного к сети переменного тока 220 В. Входное отверстие анализатора защищено блендой от рассеянного в лаборатории света. На тыльной стороне анализатора двумя винтами с накаткой крепится плата с фотодиодом. Плата может поворачиваться вокруг левого винта, открывая выходное окно анализатора.

Все оптические элементы монтируются на подставках (рейтерах), которые позволяют устанавливать элементы в любых точках скамьи, поворачивать оптические элементы относительно вертикальной оси и изменять их высоту относительно скамьи.

В нужных положениях оптические элементы необходимо закреплять соответствующими винтами. В дальнейшем изложении будем лишь называть оптические элементы, опуская операции освобождения и фиксации как самих элементов, так и рейтеров.

## **ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ**

**1.** Проверить наличие всех элементов установки в соответствии с рис. 4.

**2.** Установить анализатор в правой части скамьи на расстоянии около 0,2 м от экрана. Вплотную к нему, насколько позволяют основания рейтеров, установить поляризатор и осветитель.

**3.** Подобрать в рейтерах высоту осветителя, поляризатора и анализатора так, чтобы луч света от осветителя проходил через центры окон поляризатора и анализатора.

**4.** Открыть светодиод ослабляющим фильтром.

**5.** Фотодиод должен быть подключен к цифровому вольтметру.

**6.** На цифровом вольтметре (рис. 5) установить:

– ручку «Предел измерений» в положение 1 В;

– ручку «Род работы» в положение «НЧ»;

– тумблер «Режим работы» в положение «Авт» (верхнее положение);

– включить тумблер «Сеть» (верхнее положение).

**7.** Установить анализатор так, чтобы деление шкалы 0 град находилось против указателя. Вращая поляризатор, добиться максимального сигнала фотодиода, что соответствует параллельному положению осей анализатора и поляризатора. В этом положении пропускают световой поток максимальной интенсивности.



*В дальнейшем, при выполнении измерений, вращать поляризатор запрещается.*



Рис. 5. Цифровой вольтметр

8. Перемещая осветитель вдоль скамьи, установить на вольтметре сигнал в пределах 100...140 мВ, чтобы фотодиод сохранял линейную зависимость выходного напряжения от падающего светового потока.

*В дальнейшем положение осветителя анализатора и поляризатора не изменять.*

9. Выключить осветитель и измерить темновой сигнал фотодиода  $U'_{\text{темн1}}$ , результат измерения занести в табл. 2.

10. Включить осветитель. Вращая анализатор от 0 до 360 град, последовательно через каждые 10 град шкалы, делать отсчет показаний вольтметра  $U'_1$ . Результаты измерений записывать в табл. 2.

11. Измерения по п. 10 повторить еще раз вращая анализатор в противоположном направлении от 360 до 0 град. Измеренные значения напряжений  $U'_2$  записать в табл. 2.

12. Проверить полученные результаты. Убедится, что значения напряжений  $U'_1$  и  $U'_2$  максимальны при одних и тех же углах  $\varphi$  равных 0 ; 180 ; 360 , а при углах 90° и 270° – значения напряжений минимальны. Отличия углов должны быть не

Если углы различаются более чем на 10, то переделать работу, начиная с п.7.

**13.** Выключить осветитель. Вторично измерить темновой сигнал фотодиода  $U'_{\text{темн} 2}$  и занести его в табл. 2.

**14.** Выключить цифровой вольтметр.

Таблица 2

$\varphi$	$U'_1$	$U'_2$	$U'_{\text{экс}}$	$U_{\text{экс}}$	$\cos \varphi$	$\cos^2 \varphi$	$U_{\text{теор}}$
град	мВ	мВ	мВ	мВ	–	–	мВ
0							
10							
...							
360							
$U'_{\text{темн} 1} = \dots \text{ мВ}$		$U'_{\text{темн} 2} = \dots \text{ мВ}$		$U_{\text{темн. ср}} = \dots \text{ мВ}$			

**Внимание!** Табл. 2 с результатами измерений подписать у преподавателя, ведущего занятие в лаборатории.

## ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Вычислить среднее арифметическое значение темнового сигнала фотодиода

$$U_{\text{темн. ср}} = \frac{U'_{\text{темн} 1} + U'_{\text{темн} 2}}{2}.$$

2. Вычислить для каждого угла  $\varphi$  среднее арифметическое значение напряжения на фотодиоде, по формуле:

$$U'_{\text{экс}} = \frac{U'_1 + U'_2}{2}.$$

3. Вычислить для каждого угла  $\varphi$  напряжение на фотодиоде с учетом поправки на темновой сигнал и записать в табл. 2.

$$U_{\text{экс}} = U'_{\text{экс}} - U_{\text{темн. ср}}.$$

4. Вычислить максимальное измеренное значение напряжения на фотодиоде, по формуле:

$$U_{\text{экс max}} = \frac{U_{\text{экс}}(0^\circ) + U_{\text{экс}}(180^\circ)}{2}$$

5. Для всех углов  $\varphi$  рассчитать значение  $\cos \varphi$  и  $\cos^2 \varphi$ , результаты занести в табл. 2

6. Вычислить и занести в табл. 2 значение  $U_{\text{теор}}$  по формуле:

$$U_{\text{теор}} = U_{\text{экс max}} \cos^2 \varphi, \quad (9)$$

7. По данным табл. 2 построить в **полярной системе** координат экспериментальную зависимость. Вид этой зависимости должен быть аналогичен рис. 6.

$$U_{\text{экс}} = f(\varphi).$$

8. Рассчитать по формуле (9) и построить на том же графике в том же масштабе теоретическую зависимость

$$U_{\text{теор}} = f(\varphi).$$

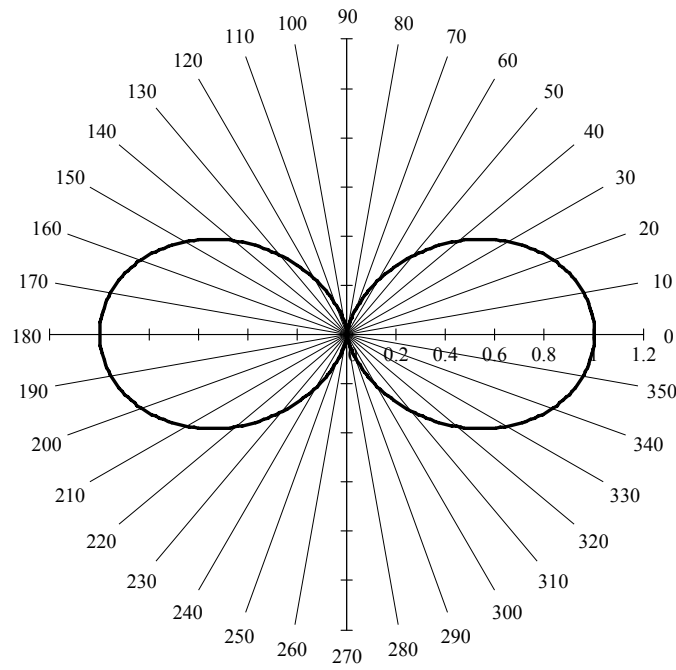


Рис. 6. Зависимость  $\frac{U_{\text{теор}}}{U_{\text{теор max}}} = f(\varphi)$  в полярных координатах

### Результатом работы являются:

Графики зависимости  $U_{\text{экс}} = f(\varphi)$  и  $U_{\text{теор}} = f(\varphi)$ , выполненные в одном масштабе, в одной системе полярных координат, на одном листе.

### Отчет по лабораторной работе должен содержать:

1. Табл. 2 с результатами измерений, подписанную преподавателем, проводившем занятие в лаборатории,
2. Пример расчета  $U_{\text{теор}}$  и  $U_{\text{экс}}$
3. Графики зависимостей  $U_{\text{экс}} = f(\varphi)$  и  $U_{\text{теор}} = f(\varphi)$ .
4. Результат работы.

Отчет по лабораторной работе оформляется на двойном листе (или, при необходимости, нескольких листах) из тетради в клетку.

Рекомендуемое расположение материалов в отчете смотрите в прил. 1.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Как колеблются в электромагнитной волне векторы напряженностей электрического  $\vec{E}$  и магнитного  $\vec{H}$  полей. Чем обусловлено воздействие электромагнитной волны на вещество?

*Литература:* [1, п. 8.11]; [2, § 190]; [3, § 110,134].

2. Что называется естественным светом? Плоскополяризованным светом? Частично поляризованным светом? Эллиптически поляризованным светом?

*Литература:* [1, п. 8.11]; [2, § 190]; [3, § 134].

3. Какие существуют способы поляризации света?

*Литература:* [1, п. 8.11]; [2, § 191,192]; [3, § 135,136].

4. В чем заключается поляризация при двойном лучепреломлении?

*Литература:* [1, п. 8.11]; [2, § 192]; [3, § 136].

5. Как формулируется закон Малюса?

*Литература:* [1, п. 8.11]; [2, § 190]; [3, § 134].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Платунов Е.С., Самолетов В.А., Буравой С.Е.** Физика. Т.3. Электродинамика: Учеб. пособие. 2-е изд., перераб. и доп. – СПб.: СПбГУНиПТ, 2006.– 406 с.
2. **Трофимова Т.И.** Курс физики: Учеб. пособие для вузов. – М.: Академия, 2005. – 542 с.
3. **Савельев И.В.** Курс общей физики. В 3 тт. Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. 13-е изд., стер. – СПб.: Лань, 2017. – 500 с. – Режим доступа: <http://e.lanbook.com/book/91065>

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3.2

### ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПРИ ОТРАЖЕНИИ И ПРЕЛОМЛЕНИИ СВЕТА НА ГРАНИЦЕ ДВУХ ДИЭЛЕКТРИКОВ. ЗАКОН БРЮСТЕРА

#### ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Измерить угол Брюстера и предельный угол полного внутреннего отражения для образца из диэлектрика. Рассчитать относительный показатель преломления образца.

На выполнение работы отводится два учебных часа.

#### Перечень используемого оборудования и средств измерений

Необходимое оборудование:

- оптическая скамья;
- лазер;
- столик;
- образец;
- транспортир.

Характеристики средств измерений представлены в табл. 1.

Таблица 1

Наименование средства измерения	Предел измерений	Цена деления	Класс точности	Погрешность $\Delta_{и}$
Транспортир	180 град	1 град/дел	–	0,5 град

#### УКАЗАНИЕ ПО ТЕХНИКЕ БЕЗОПАСНОСТИ

В данной работе используются газовые или полупроводниковые лазеры, представляющие непосредственную опасность для зрения. Кроме того, в газовом лазере используется высоковольтный источник питания, который может вызвать поражение электрическим током. Поэтому при выполнении работы необходимо строго соблюдать следующие меры безопасности.

1. Не разрешается включать установку в отсутствие преподавателя или лаборанта.

2. Запрещается оставлять установку включенной.
3. Перемещать лазер по оптической скамье можно только при выключенном источнике питания.
4. В случае попадания излучения лазера в глаз немедленно сообщить об этом преподавателю, ведущему занятие в лаборатории.
5. Выключить лазер после выполнения измерений.

**Внимание! Остерегайтесь непосредственного попадания излучения лазера в глаза. Категорически запрещается заглядывать в выходное окно лазера, даже при отсутствии излучения.**

## КРАТКИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

### Поляризация света

Электромагнитные волны (и световые в том числе) являются поперечными: векторы напряженностей электрического  $\vec{E}$  и магнитного  $\vec{H}$  полей волны взаимно перпендикулярны и колеблются перпендикулярно вектору скорости  $\vec{v}$  распространения волны (перпендикулярно лучу). Для описания закономерностей поляризации света достаточно знать поведение лишь одного из векторов. Обычно все рассуждения ведутся относительно *светового вектора* – вектора напряженности  $\vec{E}$  электрического поля.

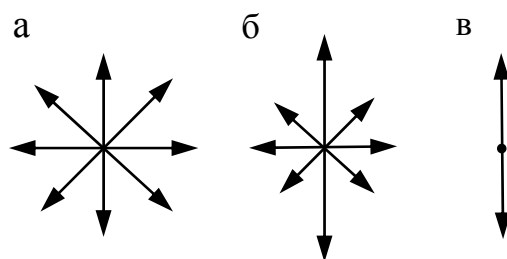


Рис. 1. Направление колебаний светового вектора в электромагнитной волне: а – естественный свет; б – частично поляризованный свет; в – плоскополяризованный свет

Это название обусловлено тем, что при действии света на вещество основное значение имеет электрическая составляющая поля волны, действующая на электроны в атомах вещества.

Свет представляет собой суммарное электромагнитное излучение множества атомов. Атомы излучают световые волны независимо

друг от друга. Поэтому световая волна, излучаемая телом в целом, характеризуется всевозможными равновероятными колебаниями светового вектора (рис. 1, а).

Равновероятное направление колебаний векторов  $\vec{E}$  объясняется большим числом атомарных излучателей, а равенство амплитудных значений вектора  $\vec{E}$  – одинаковой (в среднем) интенсивностью излучения каждого из атомов. Напомним, что интенсивность излучения  $I$  пропорциональна квадрату амплитуды колебаний светового вектора ( $I \sim E_0^2$ ). Свет со всевозможными равновероятными ориентациями вектора  $\vec{E}$  (и, следовательно,  $\vec{H}$ ) называется *естественным*.

Свет, в котором направления колебаний светового вектора каким-то образом упорядочены, называется *поляризованным*. Если в результате каких-то внешних воздействий появляется преимущественное направление колебаний вектора  $\vec{E}$  (рис. 1, б), то такой свет является частично поляризованным светом. Свет, в котором вектор  $\vec{E}$  колеблется только в одной плоскости, перпендикулярно лучу (рис. 1, в), называется *плоскополяризованным или линейно поляризованным*.

Плоскость, проходящая через направление колебаний светового вектора плоскополяризованной волны и направление распространения этой волны, называется *плоскостью поляризации*. Плоскополяризованный свет является предельным случаем *эллиптически поляризованного света* – у которого вектор  $\vec{E}$  в процессе колебаний и распространения изменяется со временем так, что его конец описывает эллипс, лежащий в плоскости, перпендикулярной лучу. Эллиптически поляризованный свет можно представить как результат сложения двух взаимно перпендикулярных колебаний с разными амплитудами. Если разность фаз  $\varphi$  складываемых колебаний равна нулю или  $\pi$ , то эллипс вырождается в прямую и мы имеем дело с рассмотренным выше плоскополяризованным светом. При  $\varphi = \pm \pi/2$  и равенстве амплитуд складываемых волн эллипс превращается в окружность и получается циркулярно поляризованный (поляризованный по кругу) свет.

Естественный свет можно преобразовать в плоскополяризованный, используя так называемые поляризаторы, пропускающие колебания только определенного направления. В качестве поляризаторов могут быть использованы среды, анизотропные в отношении колебаний вектора  $\vec{E}$ , например кристаллы.



В некоторых кристаллах наблюдается явление двойного лучепреломления: световой луч при прохождении через кристаллы разделяется на два луча, в которых колебания вектора  $\vec{E}$  происходят в двух взаимноперпендикулярных направлениях (рис. 2).

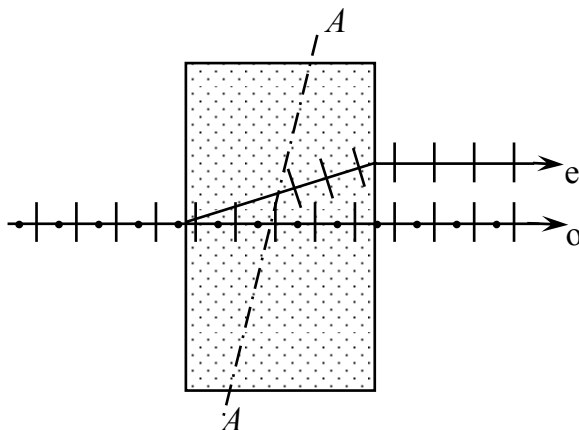


Рис. 2. Двойное лучепреломления в одноосном кристалле

Один луч называют обыкновенным **o** и для него справедлив закон преломления, другой – необыкновенным **e** и для него закон преломления не выполняется. Такое поведение лучей объясняется тем, что диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  имеет разные значения в зависимости от направления колебаний вектора  $\vec{E}$  в кристалле. Поскольку показатель преломления связан с диэлектрической проницаемостью  $n = \sqrt{\epsilon}$ , то лучи **o** и **e** имеют разные скорости распространения в кристаллах

$$v = \frac{c}{n} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}.$$

При прохождении через диэлектрики свет частично поглощается и его интенсивность уменьшается. В анизотропном кристалле обыкновенный и необыкновенный лучи поглощаются в разной степени. Это явление называется дихроизмом. В кристаллах турмалина обыкновенный луч поглощается полностью на пластинке толщиной 0,1 мм. Осаждая кристаллики герпатита с одинаковой ориентацией на целлулоидную пленку, можно получить пластинку толщиной 0,1...0,2 мм, после прохождения которой свет получается полностью плоскополяризованным.

Широкое распространение в оптической технике в качестве поляризаторов получили кристаллы, вырезанные определенным обра-

зом. Один из таких кристаллов, называемый призмой Николя (или просто Николем) показан на рис. 3.

Он представляет собой призму из исландского шпата, разрезанную по диагонали  $AB$  и склеенную канадским бальзамом.

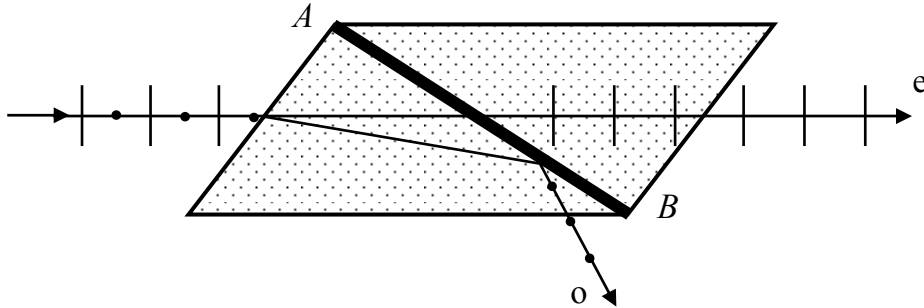


Рис.3. Поляризация света с помощью призмы Николя

Показатель преломления  $n$  канадского бальзама лежит между показателем преломления  $n_o$  и  $n_e$  обыкновенного и необыкновенного лучей в кристалле ( $n_o > n > n_e$ ). Угол падения подбирается таким, что обыкновенный луч на границе кристал-бальзам претерпевает полное внутреннее отражение и отклоняется в сторону.

В результате через николю в основном направлении проходит только необыкновенный луч, линейно поляризованный в главной плоскости кристалла. Призма Николя является высококачественным поляризатором света.

В данной работе изучается способ получения плоскополяризованного света при его отражении.

### Поляризация на границе раздела двух диэлектрических сред

Известно, что на границе раздела двух оптических сред световой луч разделяется на два луча: отраженный и преломленный. Углы отражения и преломления связаны с углом падения известными *законами отражения и преломления*. Отраженный и преломленный лучи оказываются частично поляризованными в двух взаимноперпендикулярных направлениях: в отраженном луче преобладают колебания вектора  $\vec{E}$ , перпендикулярные плоскости падения, в преломленном луче колебания вектора  $\vec{E}$  в основном происходят в плоскости падения (рис. 4, а).

В 1815 г. шотландский физик Д. Брюстер открыл закон, названный его именем: *если естественный луч падает на границу раздела*

двух диэлектрических сред под определенным углом падения, то отраженный луч оказывается полностью линейно поляризованным в плоскости, перпендикулярной плоскости падения луча.

Этот угол падения называется углом Брюстера и удовлетворяет условию

$$\operatorname{tg} i_{\text{Бр}} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (1)$$

Здесь  $n_1$  и  $n_2$  – показатели преломления диэлектрических сред, причем луч проникает из первой среды во вторую. Условие (1) означает, что при падении светового луча под углом Брюстера отраженный и преломленный лучи оказываются ориентированными под прямым углом друг к другу. Докажем это утверждение

Формулу (1) перепишем в виде

$$\frac{\sin i_{\text{Бр}}}{\cos i_{\text{Бр}}} = \frac{n_2}{n_1}$$

и, сопоставив ее с законом преломления света, (рис. 4, б)

$$\frac{\sin i_{\text{Бр}}}{\sin i_2} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (2)$$

найдем что

$$\cos i_{\text{Бр}} = \sin i_2$$

или

$$\sin \left( \frac{\pi}{2} - i_{\text{Бр}} \right) = \sin i_2. \quad (3)$$

Из формулы (3) получаем

$$i_{\text{Бр}} + i_2 = \frac{\pi}{2}.$$

Учитывая, что по закону отражения света (рис. 4, б)

$$i_{\text{Бр}} = i'_{\text{Бр}},$$

получим

$$i'_{\text{Бр}} + i_2 = \frac{\pi}{2}.$$

Следовательно, угол между отраженным и преломленным лучами равен  $\frac{\pi}{2}$ .

Для наглядности изложенная ситуация изображена на рис. 4, где поперечными к лучу короткими линиями и точками условно показаны направления колебаний двух взаимно перпендикулярных электрических векторов волны.

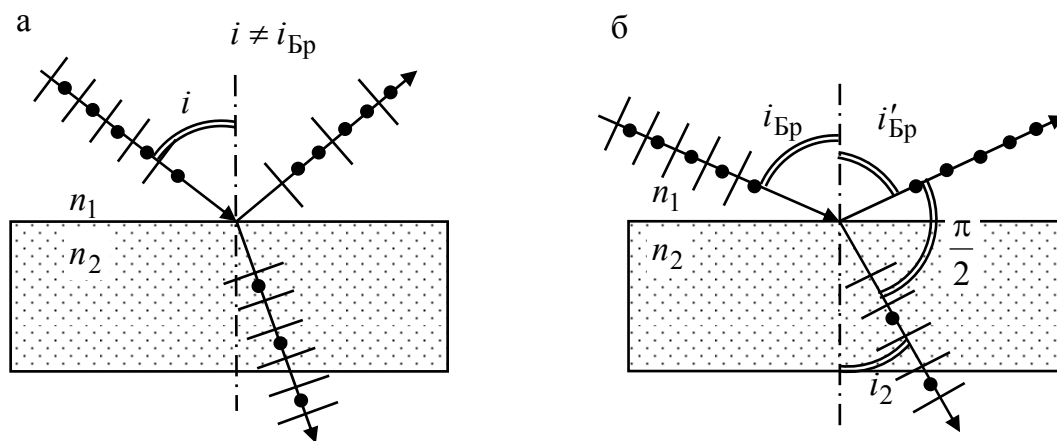


Рис. 4. Поляризация света на границе раздела диэлектрика: а – угол падения меньше угла Брюстера; б – угол падения равен углу Брюстера

Рассмотренный способ поляризации не отличается высокой эффективностью. Доля энергии в луче, отраженном под углом Брюстера, обычно не превышает 20 % от энергии падающего луча.

В данной работе помимо угла Брюстера измеряется предельный угол полного внутреннего отражения  $i_{\text{пр}}$ , поэтому целесообразно напомнить суть этого явления.

Явление полного внутреннего отражения возникает при прохождении луча света из среды оптически более плотной в среду оптически менее плотную ( $n_1 > n_2$ ) и заключается в том, что при некотором угле падения  $i_{\text{пр}}$  угол преломления становится равным  $\frac{\pi}{2}$ , и преломленный луч во вторую среду не проходит. Это хорошо видно на рис. 5.

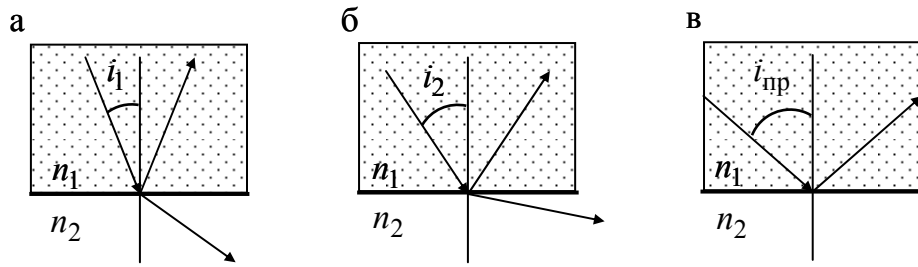


Рис. 5. Полное внутреннее отражение: а, б – угол падения меньше угла  $i_{\text{пр}}$ ; в – угол падения равен углу  $i_{\text{пр}}$

По мере увеличения угла падения ( $i_1 < i_2$ ) преломленный луч все ближе прижимается к границе сред и при некотором угле  $i_{\text{пр}}$  исчезает (рис. 5, в).

Угол полного внутреннего отражения рассчитывается по формуле:

$$\sin i_{\text{вн}} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{n_{\text{возд}}}{n_{\text{ст}}}, \quad (4)$$

где  $n_1$  и  $n_2$  – показатели преломления первой среды, из которой идет луч, и второй, в которую он проходит. Поскольку первая среда всегда оптически более плотная, то имеет место соотношение  $n_1 > n_2$ . В данной работе первой средой является стекло с показателем преломления  $n_{\text{ст}}$ , а второй средой – воздух с показателем преломления  $n_{\text{возд}}$ .

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Установка, на которой выполняется задание, схематически представлена на рис. 6.

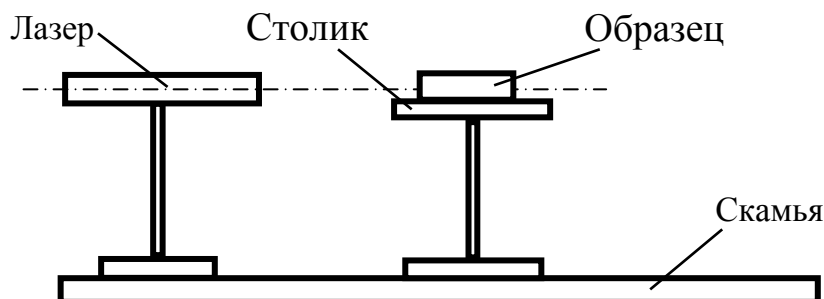


Рис. 6. Общий вид установки

На оптической скамье устанавливается лазер и столик с исследуемым образцом.

Все оптические элементы монтируются на подставках (рейтерах), которые позволяют устанавливать элементы в любых точках скамьи, поворачивать оптические элементы относительно вертикальной оси и изменять их высоту относительно скамьи.

В нужных положениях оптические элементы необходимо закреплять соответствующими винтами.

В дальнейшем изложении будем лишь называть оптические элементы, опуская операции освобождения и фиксации, как самих элементов, так и рейтеров.

В качестве источника монохроматического света в установке используются газовые или полупроводниковые лазеры, позволяющие получать излучение с длиной волны  $\lambda = 632,8$  нм.

***Внимание!** Луч лазера поляризован. Лазер настроен таким образом, что колебания вектора  $\vec{E}$  происходят в плоскости падения луча на призму.*

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

**1.** Проверить наличие всех элементов установки в соответствии с рис. 6.

**2.** На расстоянии около 0,5 м от окна лазера установить столик и положить на него лист белой бумаги. Лист должен быть вырезан строго по размеру столика.

**3.** *Измерение угла Брюстера.*

На лист бумаги установить исследуемый образец в виде призмы, как показано на рис. 7 и подобрать высоту столика так, чтобы луч лазера проходил вблизи основания призмы и при отражении и преломлении от нее попадал на бортики столика.

**4.** Призму, лежащую на закрепленном столике, вращать относительно вертикальной оси и наблюдать за изменением интенсивности отраженного луча на бортике столика, добиваясь минимальной интенсивности отраженного луча или полного его гашения.

При падении луча под углом Брюстера, в отраженном луче могут присутствовать только колебания вектора  $\vec{E}$ , перпендикулярные плоскости падения луча. Однако, как было сказано ранее, лазер настроен так, что в его луче отсутствуют колебания такого направления.

Поэтому интенсивность отраженного луча при угле Брюстера будет минимальной или равной нулю.

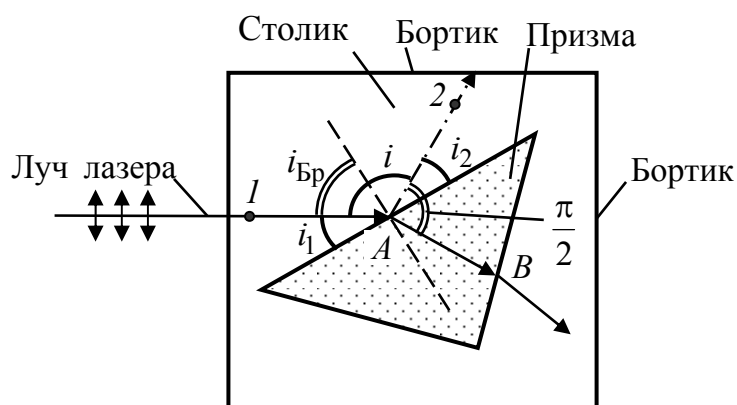


Рис. 7. Измерение угла Брюстера

**5.** В этом положении обвести карандашом призму, отметить точку  $I$  на падающем луче, точку  $2$  на отраженном луче, а также положение характерных точек  $A$  и  $B$  входа и выхода лучей из призмы (рис. 8).

**6.** *Измерение предельного угла полного внутреннего отражения.*

Не меняя положение столика, положить на него новый или перевернутый лист бумаги и установить на нем исследуемую призму (рис. 8).

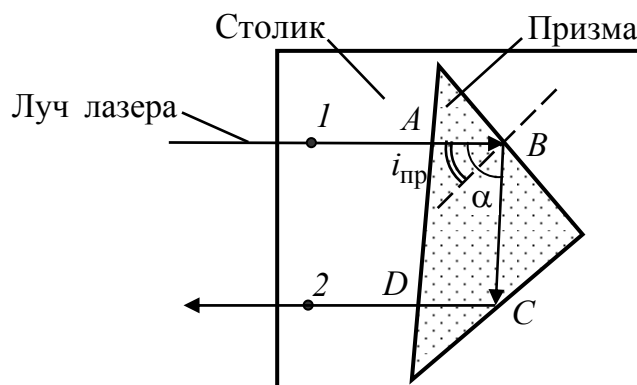


Рис. 8. Измерение предельного угла полного внутреннего отражения

**7.** Поворачивая призму вокруг вертикальной оси на закрепленном столике, увеличивая угол падения  $\alpha$  в точке  $B$ , добиться полного внутреннего отражения луча (преломленный луч в точке  $B$  не выходит за пределы призмы).

8. В этом положении обвести карандашом призму, отметить точки  $1$  и  $2$  на падающем и отраженном лучах, а также положение характерных точек  $A, B, C, D$  на призме. Соединив точки  $1, A, B, C, D, 2$  построить ход лучей в призме.

9. Выключить лазер.

**Внимание!** Подписать два рисунка с ходом лучей в призме у преподавателя, ведущего занятие в лаборатории.

## ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. На первом листе (рис. 7) построить перпендикуляр к поверхности призмы в точке падения луча. Измерить углы  $i_1$  и  $i_2$  и убедиться, что

$$i_1 = i_2.$$

2. Измерить угол  $i$  между падающим и отраженным лучами (рис. 8). Вычислить угол Брюстера.

$$i_{\text{Бр,экс}} = \frac{i}{2}.$$

Результаты занести в табл. 2

3. Подставить полученное значение  $i_{\text{Бр}}$  в формулу (1) и найти относительный показатель преломления призмы

$$\left( \frac{n_2}{n_1} \right)_{\text{экс}} = \left( \frac{n_{\text{ст}}}{n_{\text{возд}}} \right)_{\text{экс}} = \text{arctg}(i_{\text{Бр}}).$$

Результаты занести в табл. 2

4. Измерить угол между отраженным и преломленным лучами (он должен быть равен  $\frac{\pi}{2}$ ).

5. Из формулы (4) для угла полного внутреннего отражения (рис. 5)

$$i_{\text{пр.рас}} = \arcsin \left( \frac{n_{\text{возд}}}{n_{\text{ст}}} \right)_{\text{экс}} \quad (5)$$

рассчитать угол  $i_{\text{пр,расч}}$  и занести его значение в табл. 2.



6. На втором листе (рис. 8) измерить угол  $\alpha$  между падающим и отраженным лучами. Вычислить угол полного внутреннего отражения  $i_{\text{пр,экс}}$ .

$$i_{\text{пр,экс}} = \alpha/2. \quad (6)$$

Результаты занести в табл. 2.

Таблица 2

$i$	$i_{\text{Бр,экс}}$	$\left(\frac{n_{\text{ст}}}{n_{\text{возд}}}\right)_{\text{экс}}$	$i_{\text{пр,расч}}$	$\alpha$	$i_{\text{пр,экс}}$	$\Delta_{\text{пр}}$	$\varepsilon_{\text{пр}}$
град	град	—	град	град	град	град	%

7. Рассчитать абсолютное и относительное отклонения экспериментального угла полного внутреннего отражения  $i_{\text{пр,эксп}}$  от расчетного  $i_{\text{пр,расч}}$  в градусах и процентах по формулам (7):

$$\Delta_{\text{пр}} = i_{\text{пр,расч}} - i_{\text{пр,экс}}, \quad \varepsilon_{\text{пр}} = \frac{\Delta_{\text{пр}}}{i_{\text{пр,расч}}} 100. \quad (7)$$

### Результатом работы являются:

1. Значения измеренных углов Брюстера и полного внутреннего отражения.
2. Относительный коэффициент преломления материала призмы.
3. Расчетный угол полного внутреннего отражения и абсолютное и относительное отклонения экспериментального угла полного внутреннего отражения  $i_{\text{пр,эксп}}$  от расчетного  $i_{\text{пр,расч}}$ .

### Отчет по лабораторной работе должен содержать:

1. Рис. 7 и 8 с построением хода лучей и обозначением углов.
2. Заполненная табл. 2.
3. Расчеты по формулам (1) – (7).
4. Результат работы.

Отчет по лабораторной работе оформляется на двойном листе (или, при необходимости, нескольких листах) из тетради в клетку.

Рекомендуемое расположение материалов в отчете смотрите в прил. 1.

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Как колеблются в электромагнитной волне векторы напряженностей электрического  $\vec{E}$  и магнитного  $\vec{H}$  полей. Чем обусловлено воздействие электромагнитной волны на вещество?

*Литература:* [1, п. 8.11]; [2, § 190]; [3, § 110,134].

2. Что называется естественным светом? Плоскополяризованным светом? Частично поляризованным светом? Эллиптически поляризованным светом?

*Литература:* [1, п. 8.11]; [2, § 190]; [3, § 134].

3. Что называется степенью поляризации?

*Литература:* [1, п. 8.11]; [2, § 190]; [3, § 134].

4. Какие существуют способы поляризации света?

*Литература:* [1, п. 8.11]; [2, § 191,192]; [3, § 135,136].

5. В чем заключается поляризация при двойном лучепреломлении?

*Литература:* [1, п. 8.11]; [2, § 192]; [3, § 136].

6. Как происходит поляризация света при отражении и преломлении на границе двух диэлектриков. Что такое угол Брюстера?

*Литература:* [1, п. 8.11]; [2, § 191]; [3, § 135].

7. При каких условиях возникает явление полного внутреннего отражения? Что такое предельный угол полного внутреннего отражения?

*Литература:* [2, § 165]; [3, § 112].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Платунов Е.С., Самолетов В.А., Буравой С.Е.** Физика. Т.3. Электродинамика: Учеб. пособие. 2-е изд., перераб. и доп. – СПб.: СПбГУНиПТ, 2006.– 406 с.

2. **Трофимова Т.И.** Курс физики: Учеб. пособие для вузов. – М.: Академия, 2005. – 542 с.

3. **Савельев И.В.** Курс общей физики. В 3 тт. Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. 13-е изд., стер. – СПб.: Лань, 2017. – 500 с. – Режим доступа: <http://e.lanbook.com/book/91065>

4. **Курепин В.В., Баранов И.В.** Обработка экспериментальных данных: Метод. указания к лабораторным работам для студ. всех спец./ Под ред. В.А. Самолетова. – СПб.: СПбГУНиПТ, 2003. – 57 с.

## Приложение 1

# ОФОРМЛЕНИЕ ПРОТОКОЛА И ОТЧЕТА ПО ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЕ

Протокол проведения лабораторной работы оформляется на двойном листе из тетради в клетку.

1-я страница

РАБОЧИЙ ПРОТОКОЛ И ОТЧЕТ ПО ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЕ №  (название работы)  Номер варианта задания  Группа Студент    Фамилия И.О. Преподаватель    Фамилия И.О
---

2-я и 3-я страницы

Цель работы:	Таблицы с экспериментальными данными
Рисунок:	
Расчетные формулы:	
	Расчеты (начало):

4-я страница

Расчеты (продолжение):
Результаты работы:

## ПРАВИЛА ПОСТРОЕНИЯ ГРАФИКОВ

Графики необходимы для наглядного представления экспериментальных и расчетных данных.

Графики должны легко читаться и быть понятными. Заголовки, поясняющие надписи, числовые значения рекомендуется выполнять шрифтом высотой не менее 4 мм. Графики выполняют карандашом на бумаге с координатной миллиметровой сеткой (миллиметровая бумага) форматом не менее чем А5. Готовые графики вкладываются в отчет по лабораторной работе.

### Координатная сетка

В простейшей двумерной прямоугольной системе координат независимую переменную (аргумент функции) принято откладывать на горизонтальной оси (оси абсцисс), а зависимую переменную (функцию) – на вертикальной оси (оси ординат).

На координатных осях должны быть указаны: обозначения откладываемых величин, единицы их измерения, шкала числовых значений величин.

Оси координат могут быть со шкалами и без шкал. В обоих случаях оси координат рекомендуется заканчивать стрелками. Оси координат, следует выполнять сплошной линией толщиной 0,8 до 1,0 мм.

### Масштабы

Масштаб изображения может быть как линейным, так и неллинейным (например, логарифмическим).

Масштаб изображения может быть разным для каждой оси, например: по одной оси 1; 2; 3; 4; 5; ..., а по другой – 5; 10; 15; 20; или по одной оси линейный, а по другой – логарифмический. В некоторых случаях масштабы положительного и отрицательного направлений оси могут быть разными.

Масштаб выбирают таким образом, чтобы:

- а)* график занимал максимально возможную площадь чертежа;
- б)* линия графика была равномерно растянута вдоль обеих осей (если график представляет собой прямую, то рекомендуется, чтобы угол ее наклона к осям не сильно отличался от  $\pm 45^\circ$ );

в) координаты любой точки можно было определить легко и быстро по шкалам на осях.

Масштаб является удобным для чтения графика, если в одном сантиметре содержится одна единица величины (или две, пять, десять, двадцать, пятьдесят и т. д.). Примеры шкал: 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; ..., или 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 0,10, ..., или 1; 2; 3; 4; 5; ..., или 2; 4; 6; 8; 10, ..., или 5; 10; 15; 20; ...

Масштаб, при котором чтение графика затруднено, считается неприемлемым.

**Следует избегать** неудобного, (к сожалению, нередко используемого начинающими обучение студентами) масштаба: три сантиметра на единицу величины или в одном сантиметре три единицы (например, 1; 3; 6; 9; ...). Такой неудачный выбор привёл бы к крайне неудобному чтению координат точек на оси.

### **Шкалы**

Шкалы имеют основные и промежуточные деления. На миллиметровой бумаге основные деления должны совпадать с толстыми линиями.

Основные деления снабжают числами. Частоту нанесения числовых значений делений шкал следует выбирать с учетом удобства определения координат. Числа у шкал следует размещать вне поля графика и располагать горизонтально, наносить равномерно по всей оси и без пропусков.

Начало координат, если это не оговорено особо, может не совпадать с нулевыми значениями шкалы. Его выбирают таким образом, чтобы график занимал максимально возможную площадь чертежа.

### **Обозначение величин**

#### **Нанесение единиц измерения**

Обозначения величин следует размещать в конце шкалы вместе с единицей измерения через запятую, например:  $p$ , Па;  $T$ , К;  $t$ , °С;  $h$ , м.

Множитель  $10^n$  ( $n$  – целое число) предпочтительно располагается рядом с единицей измерения, например:  $p$ ,  $10^6$  Па; или  $p$ , МПа;  $h$ ,  $10^{-3}$  м; или  $h$ , мм.

## Изображение точек

Точки на графике, полученные путем измерений или расчетов должны изображаться четко и крупно: в виде крестиков треугольников, ромбиков и т. п. (размер символа должен быть в 2–3 раза больше толщины линии). Рекомендуется использовать следующие символы:  $\times$ ,  $+$ ,  $\Delta$ ,  $\blacktriangle$ ,  $\diamond$ ,  $\blacklozenge$ ,  $\square$ ,  $\blacksquare$ ,  $\circ$ ,  $\bullet$  и т.п. Если на одном графике построено несколько зависимостей, то для разных зависимостей следует использовать различные символы.

При построении теоретической линии на графике не показывают точки, через которые проводят линию.

Координаты точек, полученных путем измерений или расчетов, на осях не указывают. Пунктирные линии, определяющие координаты таких точек, не проводят.

## Линии

Линия графика должна быть плавной. При выборе формы усредняющей кривой для каждого графика следует руководствоваться следующими правилами. Если известно теоретическое уравнение, описывающее эту зависимость, то нужно построить кривую, соответствующую этому уравнению. Если теоретическое уравнение неизвестно, то проводят наиболее простую и плавную линию (прямую или кривую), проходящую через массив экспериментальных точек, усредняя их разброс.

Линию следует проводить так, чтобы количество точек по обе стороны от нее было приблизительно одинаковым и как можно ближе к точкам, но, не обязательно пересекая их. Не следует соединять точки ломаной линией.

При проведении линии следует заранее выяснить: должна ли она, согласно теории, проходить через какую-либо конкретную точку, например через начало координат (0; 0).

**Пример.** Пусть требуется построить график зависимости пути  $S$  от времени  $t$  при равномерном движении тела. Экспериментальные данные приведены в табл. П.1.

Таблица П.1

$t, \text{с}$	10	12	14	15	16	18	19	22
$S, \text{м}$	20	23	30	31	34	34	38	43

На рис. П.1 показан график  $S(t)$  с наиболее типичными ошибками.

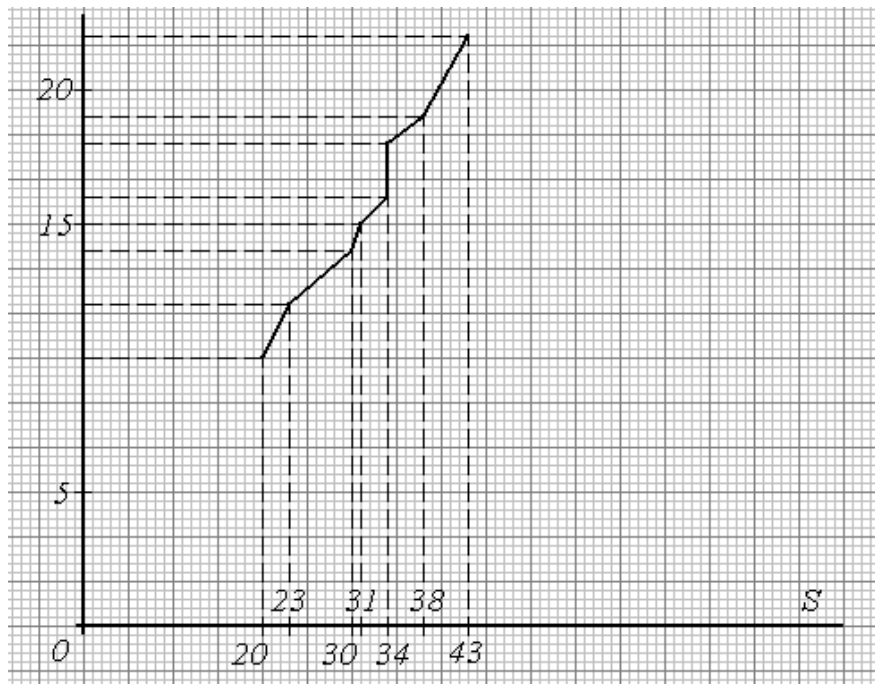


Рис. П.1

При построении графика сделаны следующие ошибки:

– неправильно выбраны направления осей координат. Время  $t$  является независимой переменной (аргументом) и должно быть отложено по оси абсцисс (горизонтальной), а путь  $S$  является зависимой переменной (функцией) и должен быть отложен по оси ординат (вертикальной);

– на оси ординат не указана отложенная величина (время  $t$ ) и единицы ее измерения (с);

– на оси абсцисс не указана единица измерения пути  $S$ , м;

– некоторые числовые значения шкалы расположены на поле графика;

– масштабные деления на оси времени нанесены неравномерно. Если есть деления 0 и 5, то следующим должно быть 10 и т. д.;

– площадь чертежа использована не полностью. Поскольку из условия примера не следует, что оси координат должны начинаться с нулевых значений, то начало координат можно сместить и за счет этого увеличить масштаб графика;



- график сжат по оси абсцисс из-за двух ошибок: неправильно выбранного начала координат и неудачного (слишком мелкого) масштаба;
- выбран крайне неудобный масштаб по оси времени, поэтому чтение графика затруднено;
- не выделены символами экспериментальные точки;
- на оси пути нет масштабных делений;
- на оси пути нанесены координаты экспериментальных точек;
- проведены лишние пунктирные линии;
- неправильно соединены экспериментальные точки: зависимость пути от времени при равномерном движении заведомо линейна, и график должен представлять собой прямую линию, а не ломаную.

Правильно оформленный график представлен на рис. П.2.

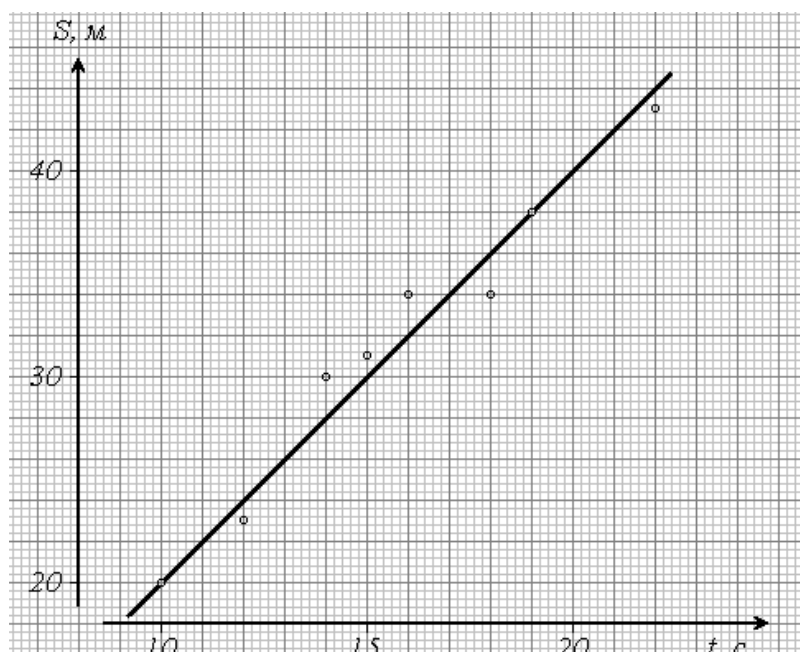


Рис. П.2

Допускается выполнение графиков с помощью компьютерных программ (например, Excel), но и в этом случае графики должны соответствовать всем изложенным здесь требованиям (в частности, иметь мелкую координатную, например, миллиметровую сетку). Чтобы мелкая сетка не мешала восприятию экспериментальных точек на графике и точному определению их координат, сетку можно задать в виде тонких штриховых линий в серых полутонах, соответствующих промежуточным делениям шкалы.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАКЛОНА ПРЯМОЙ НА ГРАФИКЕ

Во многих случаях необходимо определить по графику наклон прямой, который равен коэффициенту  $a$  в уравнении линейной зависимости

$$y = a x + b.$$

Для этого нужно выбрать две точки на прямой, отстоящие достаточно далеко друг от друга и определить их координаты  $(x_1, y_1)$  и  $(x_2, y_2)$ . Тогда коэффициент  $a$  вычисляется по формуле:

$$a = \frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1} = \frac{\Delta y}{\Delta x}.$$

**Пример.** На рисунке П.3 изображена зависимость пройденного пути от времени.

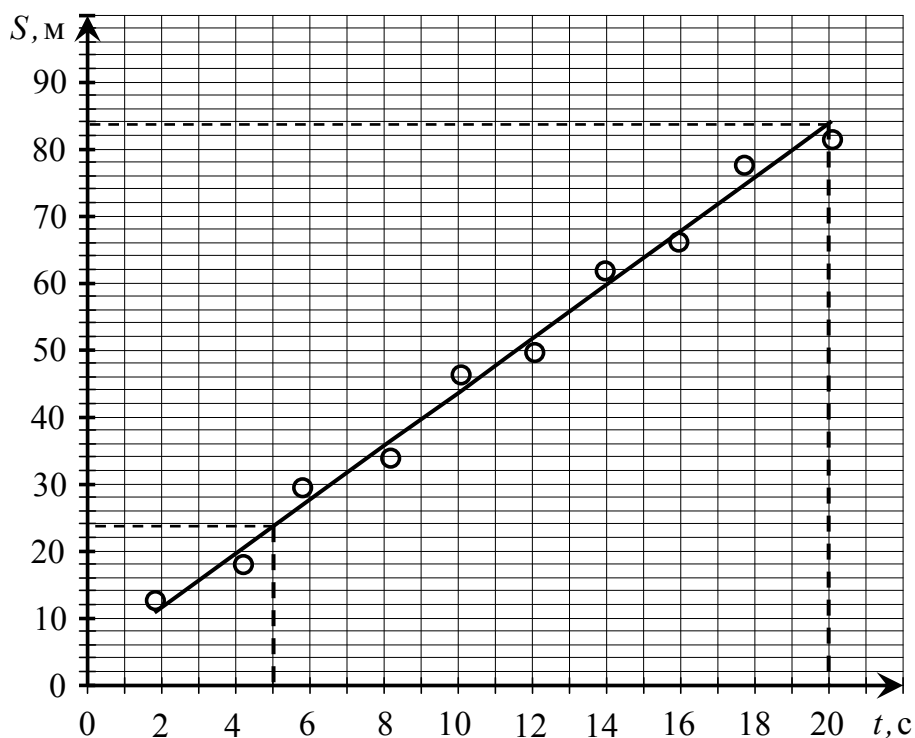


Рис. П.3

Наклон прямой на этом графике получается так:

$$v_{\text{ср}} = \frac{S_2 - S_1}{t_2 - t_1} = \frac{83,3 - 25,4}{20 - 5} = \frac{57,9}{15} \approx 3,86 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Выбирать точки на прямой удобнее всего так, чтобы знаменатель (разность  $x_2 - x_1$ ) принимал значение, позволяющее результат деления легко вычислить устно, чтобы избежать возможной ошибки расчёта.

Например, на рисунке П.3 можно было бы выбрать вторую точку  $t_2 = 15$  с вместо  $t_2 = 20$  с. Она находится еще достаточно далеко от первой точки, но знаменатель дроби будет равен 10 с, и это существенно облегчает деление.

$$v_{\text{ср}} = \frac{S_2 - S_1}{t_2 - t_1} = \frac{64,0 - 25,4}{15 - 5} = \frac{38,6}{10} \approx 3,86 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

## СПРАВОЧНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

### Международная система единиц СИ

*Метр* – единица длины, равная расстоянию, проходимому в вакууме плоской электромагнитной волной за  $1/299792458$  доли секунды.

*Килограмм* – единица массы, равная массе международного прототипа килограмма.

*Секунда* – единица времени, равная  $9192631770$  периодам излучения, соответствующего перехода между двумя сверхтонкими уровнями основного состояния атома цезия-133.

*Ампер* – сила неизменяющегося тока, который, проходя по двум параллельным прямолинейным проводникам бесконечной длины и ничтожно малой площади кругового поперечного сечения, расположенным на расстоянии 1 м один от другого в вакууме, вызвал бы между этими проводниками силу, равную  $2 \cdot 10^{-7}$  Н на каждый метр длины.

*Кельвин* – единица термодинамической температуры, равная  $1/273,16$  термодинамической температуры тройной точки воды.

*Моль* – единица количества вещества, равная количеству вещества системы, в которой содержится столько же структурных элементов (атомов, молекул, ионов, электронов и других частиц или специфированных групп частиц), сколько содержится атомов в углероде-12 массов 0,012 кг.

*Кандела* – единица силы света, равная силе света в данном направлении от источника, испускающего монохроматическое излучение частоты  $540 \cdot 10^{12}$  Гц (540 ТГц), сила излучения которого в этом направлении составляет  $1/683$  Вт/ср.

Таблица 1

Физическая величина	Единица измерения		
	Наименование	Обозначение	
		русское	международное
<i>Основные единицы</i>			
Длина	метр	м	m
Масса	килограмм	кг	kg
Время	секунда	с	s
Сила электрического тока	ампер	А	A
Термодинамическая температура	кельвин	К	K
Количество вещества	моль	моль	mol
Сила света	кандела	кд	cd
<i>Дополнительные единицы</i>			
Плоский угол	радиан	рад	rad
Телесный угол	стерадиан	ср	sr
<i>Некоторые производные единицы</i>			
Волновое число	метр в минус первой степени	м <sup>-1</sup>	m <sup>-1</sup>
Давление	паскаль	Па	Pa
Импульс	килограмм-метр	кг·м/с	kg·m/s
Импульс силы	ньютон-секунда	Н·с	N·s
Коэффициент затухания	секунда в минус первой	с <sup>-1</sup>	s <sup>-1</sup>
Коэффициент ослабления	метр в минус первой степени	м <sup>-1</sup>	m <sup>-1</sup>
Модуль продольной	паскаль	Па	Pa
Модуль сдвига	паскаль	Па	Pa
Момент импульса	килограмм-метр	кг·м <sup>2</sup> /с	kg·m <sup>2</sup> /s
Площадь	квадратный метр	м <sup>2</sup>	m <sup>2</sup>
Объем, вместимость	кубический метр	м <sup>3</sup>	m <sup>3</sup>
Плотность	килограмм	кг/м <sup>3</sup>	kg/m <sup>3</sup>

Физическая величина	Единица измерения		
	Наименование	Обозначение	
		русское	международное
Скорость	метр в секунду	м/с	m/s
Угловая скорость	радиан в секунду	рад/с	rad/s
Ускорение	метр на секунду	м/с <sup>2</sup>	m/s <sup>2</sup>
Угловое ускорение	радиан на секунду в квадрате	рад/с <sup>2</sup>	rad/s <sup>2</sup>
Частота вращения	секунда в минус первой степени	с <sup>-1</sup>	s <sup>-1</sup>
Частота периодического процесса	герц	Гц	Hz
Период	секунда	с	s
Сила	ньютон	Н	N
Работа	джоуль	Дж	J
Мощность	ватт	Вт	W
Энергия	джоуль	Дж	J
Световой поток	люмен	лм	lm
Освещенность	люкс	лк	lx
Светимость	люмен на квадратный	лм/м <sup>2</sup>	lm/m <sup>2</sup>
Яркость	кандела на квадратный метр	кд/м <sup>2</sup>	cd/m <sup>2</sup>
Поток излучения	ватт	Вт	W
Энергетическая освещен- ность и светимость	ватт на квадратный метр	Вт/м <sup>2</sup>	W/m <sup>2</sup>
Энергетическая яркость	ватт на стерадианквад- ратный метр	Вт/(ср · м <sup>2</sup> )	W/(sr · m <sup>2</sup> )
Спектральная плотность энергетической светимо- сти ( испускательная спо- собность)	ватт на метр в кубе	Вт/м <sup>3</sup>	W/m <sup>3</sup>

## ДЕСЯТИЧНЫЕ КРАТНЫЕ И ДОЛЬНЫЕ ПРИСТАВКИ И МНОЖИТЕЛИ

Таблица 2

**Десятичные кратные приставки и множители**

Приставка			Множитель	Пример
Наименование	Обозначение			
	русское	международное		
экса	Э	E	$10^{18}$	1 Эм = $10^{18}$ м
пета	П	P	$10^{15}$	1 Пм = $10^{15}$ м
тера	Т	T	$10^{12}$	1 Тм = $10^{12}$ м
гига	Г	G	$10^9$	1 Гм = $10^9$ м
мега	М	M	$10^6$	1 Мм = $10^6$ м
кило	к	k	$10^3$	1 км = $10^3$ м
гекто	г	h	$10^2$	1 гм = $10^2$ м
дека	да	da	$10^1$	1 дам = $10^1$ м

Таблица 3

**Десятичные дольные приставки и множители**

Приставка			Множитель	Пример
Наименование	Обозначение			
	русское	международное		
деци	д	d	$10^{-1}$	1 дм = $10^{-1}$ м
сантиметры	с	c	$10^{-2}$	1 см = $10^{-2}$ м
милли	м	m	$10^{-3}$	1 мм = $10^{-3}$ м
микро	мк	μ	$10^{-6}$	1 мкм = $10^{-6}$ м
нано	н	n	$10^{-9}$	1 нм = $10^{-9}$ м
пико	п	p	$10^{-12}$	1 пм = $10^{-12}$ м
фемто	ф	f	$10^{-15}$	1 фм = $10^{-15}$ м

## Правила образования наименований и обозначений десятичных кратных и дольных единиц СИ

1. Приставку или её обозначение следует писать слитно с наименованием единицы, к которой она присоединяется, или с её обозначением.

2. Присоединение двух и более приставок подряд не допускается.

Правильно:

мегапаскаль

МПа

микрометр

мкм

нанофарад

нФ

Неправильно:

килокилопаскаль

ккПа

миллимиллиметр

ммм

миллимикрофарад

ммкФ

3. Если единица образована как произведение или отношение единиц, приставку или ее обозначение присоединяют к наименованию или обозначению первой единицы, входящей в произведение или в отношение.

Правильно:

килопаскаль-секунда на метр

$\frac{\text{кПа} \cdot \text{с}}{\text{м}}$

м

килоньютон на метр

$\frac{\text{кН}}{\text{м}}$

м

Неправильно:

паскаль-килосекунда на метр

$\frac{\text{Па} \cdot \text{кс}}{\text{м}}$

м

ньютон на миллиметр

$\frac{\text{Н}}{\text{мм}}$

мм

Присоединять приставку ко второму множителю произведения или к знаменателю допускается лишь в обоснованных случаях, когда такие единицы широко распространены и переход к единицам, образованным по правилу, связан с трудностями, например: тонна-километр (т·км), вольт на сантиметр (В/см), ампер на квадратный миллиметр (А/мм<sup>2</sup>).



### **Рекомендации по выбору десятичных кратных и дольных единиц СИ**

Выбор десятичной кратной или дольной единицы СИ определяется удобством ее применения.

Кратные и дольные единицы выбирают таким образом, чтобы числовые значения величины находились в диапазоне от 0,1 до 1000.

Для уменьшения вероятности ошибок при расчётах десятичные кратные и дольные единицы рекомендуется подставлять только в конечный результат, а в процессе вычислений все величины выражать в единицах СИ, заменяя приставки степенями числа 10, т. е. множителями  $10^n$ .

В десятичных единицах СИ нет множителей  $10^{-4}$ ,  $10^4$ ,  $10^{-5}$ ,  $10^5$ ,  $10^{-7}$ ,  $10^7$  и т. п. Поэтому следует применять только те множители, которые приведены в табл. 1, 2.

В десятичных единицах СИ множители  $10^{-2}$ ,  $10^{-1}$ ,  $10^1$ ,  $10^2$  используются очень редко, только в виде исключения, поэтому не следует их применять.

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПОСТОЯННЫЕ

Таблица 4

**Основные физические постоянные (округленные значения)**

Величина	Обозначение	Значение величины
Скорость света в вакууме	$c$	$3,00 \cdot 10^8$ м/с
Магнитная постоянная	$\mu_0$	$4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м
Электрическая постоянная	$\epsilon_0$	$8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м
Гравитационная постоянная	$\gamma$	$6,67 \cdot 10^{-11}$ Н · м <sup>2</sup> /кг <sup>2</sup>
Постоянная Планка	$h$	$6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж · с
	$\hbar$	$1,055 \cdot 10^{-34}$ Дж · с
Элементарный электрический заряд	$e$	$1,60 \cdot 10^{-19}$ Кл
Комптоновская длина волны электрона	$\lambda_K$	$2,43 \cdot 10^{-12}$ м
Постоянная Ридберга	$R$	$1,097 \cdot 10^7$ м <sup>-1</sup>
Число Авогадро	$N_A$	$6,02 \cdot 10^{23}$ моль <sup>-1</sup>
Универсальная газовая постоянная	$R$	8,31 Дж/(моль · К)
Постоянная Больцмана	$k$	$1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К
Постоянная Стефана–Больцмана	$\sigma$	$5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м <sup>2</sup> · К <sup>4</sup> )
Боровский радиус	$a_0$	$0,529 \cdot 10^{-10}$ м
Энергия ионизации атома водорода	$E_i$	$2,18 \cdot 10^{-18}$ Дж (13,6 эВ)

## ВЫВОД ФОРМУЛЫ ДЛЯ ОПТИЧЕСКОЙ РАЗНОСТИ ХОДА ЛУЧЕЙ В ПЛАСТИНЕ

На рис. 1 показано распространение отраженного и преломленного лучей в тонкой пластине.

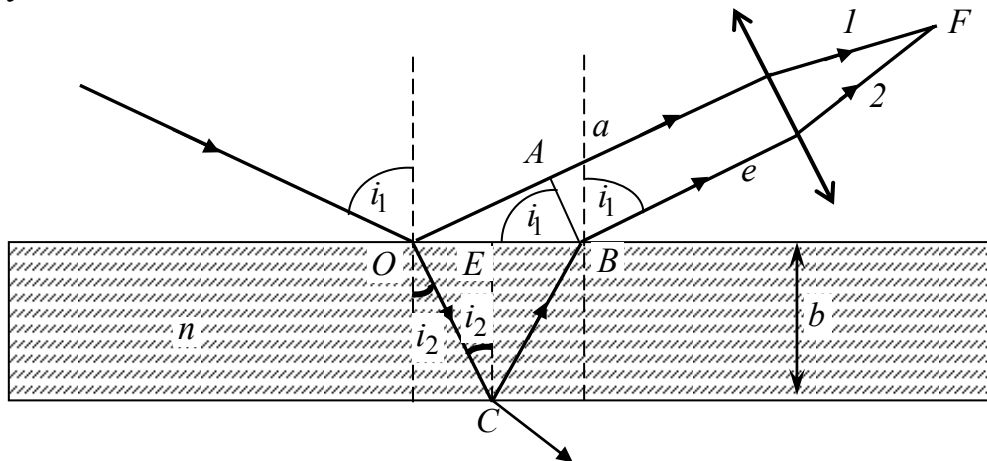


Рис. 1

Луч света падает на пластину под углом  $i_1$  (углом падения) и преломляется в пластине под углом  $i_2$  (углом преломления). Преломленный луч отражается от задней поверхности пластины и выходит из нее в точке  $B$  под углом  $i_1$ .

Угол падения лучей  $i_1$  на пластину равен углу отражения  $aBe$ . Поэтому угол  $OBA$  также равен углу падения  $i_1$ , так как оба угла  $OBA$  и  $aBe$ , дополненные углом  $ABa$ , являются прямыми. Угол  $OCE$  равен углу преломления  $i_2$ . В соответствии с законом преломления

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n \quad \text{или} \quad \sin i_1 = n \sin i_2, \quad (1)$$

где  $n$  – показатель преломления пластины.

Оптическая разность хода лучей  $1$  и  $2$

$$\Delta = n(OC + CB) - OA = 2nOC - OA, \quad (2)$$

так как  $OC = CB$ .

Из треугольника  $OCE$  находим

$$OC = \frac{b}{\cos i_2}. \quad (3)$$

Из треугольника  $OAB$  имеем  $OA = OB \sin i_1$ ;  $OB = 2btg i_2$ , поэтому  $OA = 2btg i_2 \sin i_1$ .

Подставляя выражения (1), (3) и (4) в формулу (2), получим для оптической разности хода лучей

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{2bn}{\cos i_2} - 2btg i_2 \sin i_1 = \frac{2bn}{\cos i_2} - \frac{2b \sin i_2 n \sin i_2}{\cos i_2} = \\ &= \frac{2bn}{\cos i_2} (1 - \sin^2 i_2) = 2bn \cos i_2 \end{aligned} \quad (5)$$

Формулу (5) преобразуем к виду

$$2bn \cos i_2 = 2b \sqrt{n^2 - n^2 \sin^2 i_2} = 2b \sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} \quad (6)$$

## РОЛЬ ТОЛЩИНЫ ПЛАСТИНЫ И НЕМОНОХРОМАТИЧНОСТИ ВОЛНЫ ПРИ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ НА ПЛАСТИНЕ

Интерференция монохроматической волны может быть получена на пластине любой толщины. Однако в реальной волне всегда имеется набор длин волн близких по величине, непрерывно заполняющих диапазон от  $\lambda$  до  $(\lambda + \Delta\lambda)$ . Величина  $\Delta\lambda$  определяет немонахроматичность волны или ширину спектральной линии.

Как показано в работе 1.1 условие наблюдения интерференционных максимумов на пластине толщиной  $b$  имеет вид

$$2b\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}, \quad (1)$$

где  $n$  – показатель преломления пластины;  $i_1$  – угол падения;  $m$  – порядок интерференционного максимума (порядок интерференции).

Величина порядка интерференционного максимума  $m$  выражает оптическую разность хода интерферирующих лучей в длинах волн излучения.

Рассмотрим, как будет меняться порядок интерференции, форма и размер интерференционного максимума с увеличением толщины пластины при неизменных показателе преломления  $n$  пластины и угле падения луча  $i_1$ .

Из формулы (1) видно, что каждый следующий интерференционный максимум возникает при увеличении оптической разности хода интерферирующих лучей на одну длину волны  $\lambda$ .

Представим некий гипотетический опыт, в котором мы измеряем интенсивность волны при постоянном угле падения  $i_1$  и каким-то образом измеряем оптическую разность хода  $\Delta$  интерферирующих лучей.

На рис. 1 показано положение и форма интерференционных максимумов для пластин трех толщин  $b$  ( $b_1 < b_2 < b_3$ ) и соответствующих им значений оптической разности хода ( $\Delta_1 < \Delta_2 < \Delta_3$ ) и порядков интерференции  $m_1 < m_2 < m_3$ .

На рис. 1, а показано расположение интерференционных макси-

мумов “идеальной монохроматической” волны ( $\Delta\lambda = 0$ ). Последующие интерференционные максимумы появляются всегда после очередного увеличения оптической разности хода луча на одну длину волны.

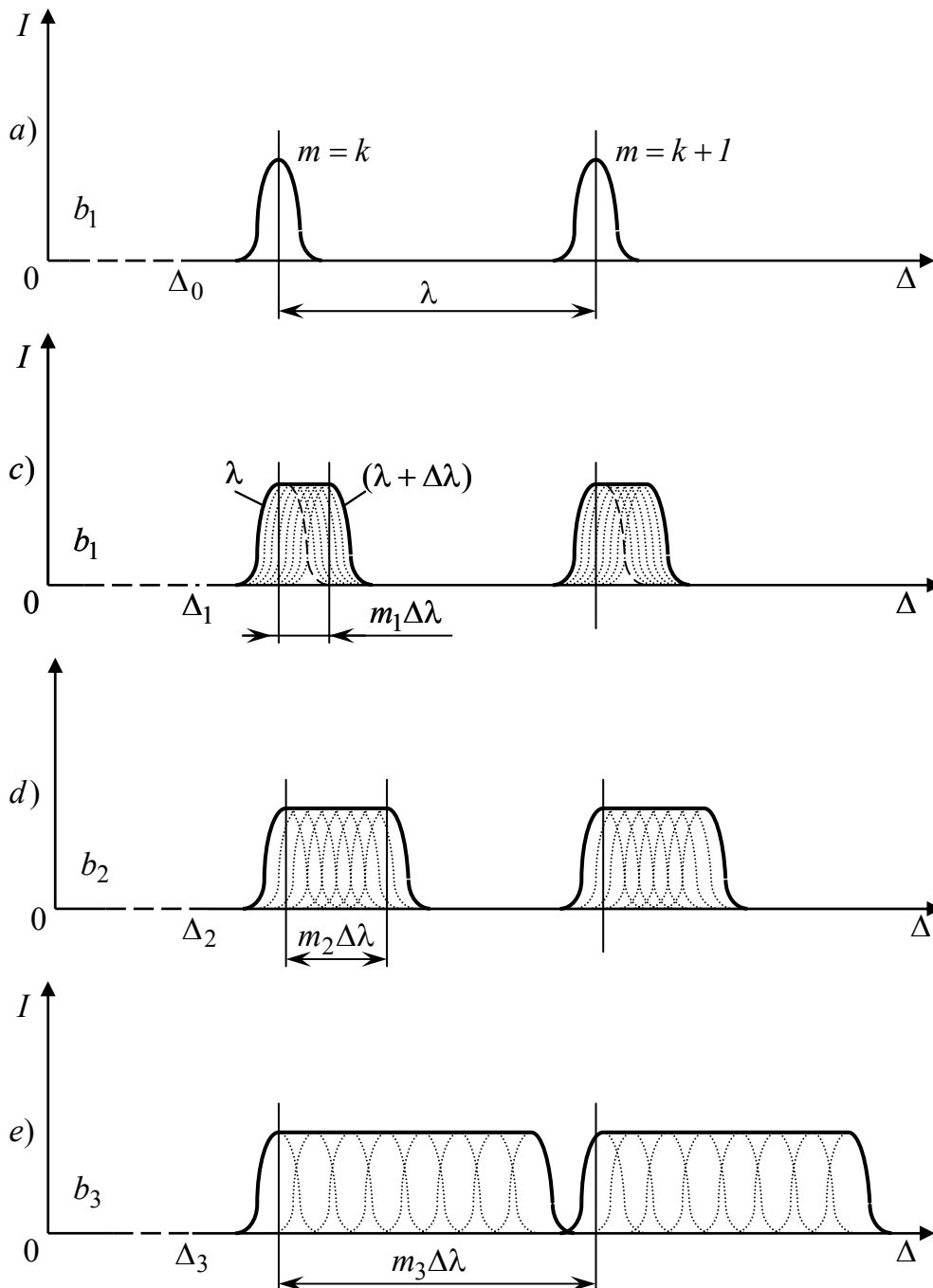


Рис. 1

На рис. 1, с показано расположение интерференционных макси-

мумов в пластине толщиной  $b_1$  для луча, содержащего диапазон волн от  $\lambda$  до  $\lambda + \Delta\lambda$ . Если рассматривать самую длинную волну в луче ( $\lambda + \Delta\lambda$ ), то оптическая разность хода у нее будет на  $m_1\Delta\lambda$  больше, чем у самой короткой волны с длиной волны  $\lambda$  и соответственно ее интерференционный максимум будет смещен вправо, как показано на рис. 1, *с*.

На рис. 1 *д*, показано расположение интерференционных максимумов для пластин с большей толщиной  $b_2 > b_1$  в зависимости от оптической разности хода лучей, и соответственно для большего порядка интерференции  $m_2 > m_1$ .

Поскольку в луче волны непрерывно заполняют диапазон от  $\lambda$  до  $\lambda + \Delta\lambda$ , то соседние интерференционные максимумы лежат так близко, что не различаются друг от друга и сливаются в один широкий интерференционный максимум. Однако небольшой промежуток между двумя соседними интерференционными максимумами еще есть, что позволяет два последующих интерференционных максимума еще наблюдать отдельно.

И, наконец, на рис. 1, *е* мы видим, что при дальнейшем увеличении толщины пластины  $b_3 > b_2$  ( $m_3 > m_2$ ) оптическая разность хода лучей возрастает на  $m_3\Delta\lambda = \lambda$ , и два последующих интерференционных максимума сливаются в один сплошной, различить которые уже невозможно.

Вот это значение порядка интерференции  $m_3$  и определяет предельную толщину пластины для заданной некогерентности  $\Delta\lambda$  луча.

Оптическая разность хода для луча с длиной волны  $(\lambda + \Delta\lambda)$  и порядком интерференции  $m_1 = k$  равна оптической разности хода луча с длиной волны  $\lambda$ , и порядком интерференции при которой  $m_2 = k + 1$ .

Это утверждение выражается двумя уравнениями:

$$2b\sqrt{n^2 - \sin^2 i_{1m}} = (2m_1 + 1)\frac{(\lambda + \Delta\lambda)}{2}, \quad m_1 = k, \quad (2)$$

$$2b\sqrt{n^2 - \sin^2 i_{1m}} = (2m_2 + 1)\frac{\lambda}{2}, \quad m_2 = k + 1. \quad (3)$$

В этом случае оптическая разность хода интерферирующих лу-

чей оказалась одинаковой для крайних волн в луче  $\lambda$  и  $(\lambda + \Delta\lambda)$ , но для отличающихся на единицу по порядку интерференции

$$m_2 - m_1 = 1.$$

Приравнивая правые части уравнений (2) и (3), получаем значение порядка интерференции, при котором интерференция уже не может возникнуть

$$(2k + 1) \frac{(\lambda + \Delta\lambda)}{2} = [2(k + 1) + 1] \frac{\lambda}{2},$$

откуда получаем

$$(2k + 1) = \frac{2\lambda}{\Delta\lambda}.$$

Таким образом, при некогерентности луча  $\Delta\lambda$  интерференция будет наблюдаться при условии выполнения неравенства

$$(2k + 1) < \frac{2\lambda}{\Delta\lambda}. \quad (4)$$

При это нужно учесть, что чем шире становится интерференционный максимум, тем меньше его интенсивность (на рис. 1 это не отражено), и интерференционные полосы труднее различать.



## СОДЕРЖАНИЕ

Введение . . . . .	3
Лабораторная работа № 1.1 Интерференция световых волн на пластине. . . . .	4
Лабораторная работа № 1.2. Интерференция световых волн (кольца Ньютона). . . . .	23
Лабораторная работа № 1.3. Интерференция световых волн (бипризма Френеля). . . . .	37
Лабораторная работа № 2.1. Дифракционная решетка. . . . .	53
Лабораторная работа № 3.1. Исследование плоскополяризованного света. Закон Малюса. . . . .	65
Лабораторная работа № 3.2. Поляризация при отражении и преломлении света на границе двух диэлектриков. Закон Брюстера. . . . .	77
Приложение 1. Оформление отчета по лабораторной работе .	91
Приложение 2. Правила построения графиков. . . . .	92
Приложение 3. Определение наклона прямой на графике . .	97
Приложение 4. Справочные материалы. . . . .	99
Приложение 5. Вывод формул для оптической разности хода лучей в пластине. . . . .	106
Приложение 6. Роль толщины пластины и некогерентности волны при интерференции на пластине. . . . .	108

**Миссия университета** – генерация передовых знаний, внедрение инновационных разработок и подготовка элитных кадров, способных действовать в условиях быстро меняющегося мира и обеспечивать опережающее развитие науки, технологий и других областей для содействия решению актуальных задач.

---

## **КАФЕДРА ФИЗИКИ**

Кафедра Физики как общеобразовательная кафедра университета обеспечивает преподавание курса общей физики по двум (стандартной и расширенной) учебным программам в количестве 324 и 500 аудиторных часов для всех дневных факультетов, а также заочного и вечернего отделений. Лекции, практические и лабораторные занятия проводятся в течение 1-4 семестров на 1 и 2 курсах и заканчиваются сдачей зачетов и экзаменов в конце каждого семестра. Также на кафедре физики разработаны и реализуются специализированные дисциплины для студентов старших курсов – физика низких температур, биофизика, специальные и дополнительные главы физики.

Кафедра оснащена учебно-лабораторным оборудованием по всем разделам физики и имеет, помимо традиционных, специализированные компьютеризированные учебные лаборатории по электромагнетизму, колебательным процессам, волновой и квантовой оптике, физике низких температур.

В 2011 г. в соответствии с приказом Министерства образования и науки Российской Федерации от 18.08.2011 г. № 2209 произошло объединение Санкт-Петербургского национального исследовательского университета информационных технологий, механики и оптики (Университет ИТМО) и Санкт-Петербургского государственного университета низкотемпературных и пищевых технологий (СПбГУНиПТ). После реорганизации в структуре Университета ИТМО с 01.01.2012 г. по 31.08.2015 г. функционировали две кафедры физики: 1) физики-1, заведующий д.т.н., профессор Стафеев Сергей Константинович; 2) физики-2, заведующий д.т.н., профессор Баранов Игорь Владимирович. С 01.09.2015 г. с целью оптимизации образовательного процесса вышеуказанные кафедры объединены в единую кафедру Физики.

Учитывая богатую и плодотворную историю педагогической и научной работы кафедр физики Университета ИТМО и СПбГУНиПТ, ниже

представлена краткая историческая справка об их развитии образовательной и научной деятельности.

#### Кафедра физики Университета ИТМО (1930-2011 гг.).

Преподавание физики как учебной дисциплины велось в Ремесленном училище цесаревича Николая всегда с момента его создания. Механико-оптическое и часовое отделение, а затем — Техникум точной механики и оптики имели в своем составе Физический кабинет. Преподаванию дисциплины Физика для учащихся всегда уделялось большое внимание. В 1930 году при организации вуза — Ленинградского института точной механики и оптики — была организована кафедра Физики как одна из общеобразовательных кафедр.

Организатором и первым заведующим кафедрой Физики явился профессор А.П. Ющенко. Затем в довоенные годы кафедру возглавляли: профессора В.Ф. Трояновский, Л.С. Полак. С 1935 года кафедру возглавил известный специалист в области рентгенометрии профессор И.В. Поройков.

В эвакуации в г. Черепаново Новосибирской области кафедру Физики возглавил известный ученый, сотрудник Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии (ВНИИМ), занимавшийся дозиметрией и метрологией рентгеновских лучей, профессор К.К. Аглинцев.

С 1945 года кафедру Физики возглавил крупный специалист в области рентгенографии и физики твердого тела профессор Д.Б. Гогоберидзе. В 1946 году профессор Д.Б. Гогоберидзе стал первым деканом нового Инженерно-физического факультета.

Во второй половине 1940-ых годов на кафедре работал выдающийся советский физик-теоретик, член-корреспондент Академии наук СССР Я.И. Френкель. Впоследствии кафедру Физики возглавляли: основоположник теплофизической школы ЛИТМО профессор Г.М. Кондратьев, профессор Н.А. Толстой, доцент С.В. Андреев, доцент А.Ф. Бегункова, профессор А.Я. Вятскин и профессор Н.А. Ярышев.

В течение 16 лет с 1957 по 1973 г. под руководством доктора физико-математических наук, профессора А.Я. Вятскина на кафедре было сформулировано научное направление по исследованию физики взаимодействия электронных пучков с веществом.

С 1973 года на кафедре под руководством профессора Н.А. Ярышева получили развитие научные исследования в области теплофизики, в частности, изучение нестационарной теплопроводности и теплотрии.

В 1987 году сотрудником кафедры стал С.А. Козлов (ныне декан факультета фотоники и оптоинформатики), Лауреат премии Ленинского комсомола по науке и технике, в 1998 году им была открыта лаборатория волновых процессов.

С конца XX века на кафедре проводится комплексная работа по совершенствованию всего учебного процесса, включая создание фронтальных компьютеризированных учебных лабораторий, банков контроля и проверки усвоения знаний, подготовку программно-методического обеспечения по дистанционному обучению студентов через компьютерные сети RUNNET и INTERNET. В этих учебно- и научно-методических направлениях деятельности кафедры принимали активное участие ведущие сотрудники кафедры доценты С.К. Стафеев (ныне профессор, декан естественнонаучного факультета), Ю.Л. Колесников (ныне профессор, проректор по учебно-организационной и административной деятельности), А.В. Смирнов, А.А. Королев, Г.Л. Башнина, ст.преподаватель С.А. Курашова.

С 2000 по 2015 годы кафедрой заведовал профессор, декан естественнонаучного факультета С.К. Стафеев. Под его руководством было сформировано научное направление, связанное с оптическими методами неразрушающего контроля, сотрудники кафедры А.А. Зинчик, Я.А. Музыченко подготовили и защитили кандидатские диссертации. С.К.Стафеев является организатором и научным руководителем первой в России интерактивной образовательной экспозиция "Музей оптики", созданной в рамках инновационной образовательной программы Национального исследовательского университета информационных технологий, механики и оптики. Расположена экспозиция на стрелке Васильевского острова, на первом этаже бывшего дома купца Елисеева. Знакомит с широким кругом применений оптических и оптико-информационных технологий, стимулирует дальнейшее изучение оптики. Главная цель Музея оптики — не только произвести впечатление, но и помочь в обучении школьникам и студентам профильных вузов. Для этого действуют залы практикумов и демонстраций.

Также С.К. Стафеев является куратором выставки Magic of light (Магия света) проходящей с России в рамках в рамках международного Года света, проводимого в 2015 г. в соответствии с решением Генеральной Ассамблеи ООН.

#### Кафедра физики СПбГУНиПТ (1931-2011 гг.).

В составе Университета низкотемпературных и пищевых технологий кафедра физики существовала с момента его основания в 1931 г. и обеспечивала фундаментальную общенаучную подготовку инженеров по всем специальностям.

Кафедрой руководили известные в СССР и России ученые, авторы многочисленных научных работ, монографий, учебников и учебных пособий по физике: доцент А.Н. Святозаров (1931 – 1942 гг.), профессор Л.М. Розенфельд (1942-1949 гг.), доцент Е.А. Штрауф (1949-1959 гг.), до-

цент К.В. Струве (1960-1968 гг.), профессор Н.В. Солнцев (1969-1975 гг.), заслуженный деятель науки РФ профессор Е.С. Платунов (1975-2002 гг.), профессор С.Е. Буравой (2002-2010 гг.), профессор И.В. Баранов (2010-2011 гг.).

В 1976-1985 гг. по инициативе заведующего кафедрой Е.С. Платунова коллективом кафедры была осуществлена коренная реконструкция учебно-лабораторной базы. Была переосмыслена логика проведения лабораторных и практических занятий и их связь с лекционной теоретической частью курса. В основу реорганизации была положена идея системного объединения всех видов занятий в логически обоснованную схему фронтального обучения «лекция – практическое занятие – лабораторная работа». Было создано 5 оригинальных учебных лабораторий стендового типа, охватывающих основные разделы курса: 1) Лаборатория физической механики (авторы - профессор Е.С. Платунов, доценты В.В. Курепин, З.В. Сигалова, старший преподаватель Л.В. Соколова); 2) Лаборатория термодинамики и молекулярной физики (Е.С. Платунов, В.В. Курепин, З.В. Сигалова); 3) Лаборатория электромагнетизма (доценты Д.Ю. Иванов, Э.Л. Китанина, А.Ф. Костко, С.М. Бунин); 4) Лаборатория оптики и атомной физики (доценты Л.С. Крайнова, С.Е. Буравой, В.А. Самолетов, преподаватели В.А. Павлов, В.А. Рыков); 5) Лаборатория физики твердого тела (доцент В.И. Соловьев, профессор Н.В. Солнцев, доцент В.М. Козин).

Каждая лаборатория имеет в своем составе 15 стендов, рассчитанных на проведение от 10 до 20 различных лабораторных работ по всем основным темам соответствующего раздела курса. Многие лабораторные работы отличаются оригинальным содержанием и не имеют аналогов в других учебных заведениях. Стенды оснащены современными приборами (цифровыми вольтметрами, лазерами, монохроматорами и т. п.).

Преподавателями кафедры был выполнен большой объем методической работы: составлено и издано около 100 новых оригинальных методических указаний по выполнению лабораторных работ, В.В. Курепиным, И.В. Барановым и В.Е. Куцаковой разработано пособие по оценке погрешностей в лабораторных работах, выдержавшее более 5 изданий.

В 1995-2005 г.г. профессором Е.С. Платуновым подготовлено и дважды издано учебное пособие по курсу общей физики в четырех томах общим объемом около 80 печ. листов.

В 2002 – 2006 гг. для студентов, обучающихся по специальности «Техника и физика низких температур», и магистров всех специальностей создана не имеющая аналогов учебно-исследовательская лаборатория «Физика низких температур» (авторы проф. Е.С. Платунов, проф. И.В. Баранов, проф. В.В. Курепин, доценты В.М. Козин, С.С. Прошкин). Авторским коллективом (Е.С. Платунов, И.В. Баранов, Е.В. Тамбулатова,

А.Е. Платунов) издано учебное пособие для этой лаборатории с аналогичным названием. Лаборатория оснащена 15 автоматизированными стендами каждый из которых позволяет выполнить 13 лабораторных работ по изучению физических свойств веществ в области температур от минус 196 °С до 100 °С.

В 2002 – 2004 гг. преподавателями кафедры С.С. Прошкиным, Н.В. Нименским, В.А. Самолетовым подготовлено и издано учебное пособие «Сборник задач» с методическими указаниями и примерами решения. Сборник содержит около 1700 задач в трех книгах по разделам «Молекулярная физика и термодинамика», «Электродинамика и электромагнитные волны», «Квантовая физика».

Сотрудниками кафедры (проф. Е.С. Платунов, проф. В.А. Самолетов, проф. С.Е. Буравой) подготовлен и дважды издан словарь-справочник «Физика», объемом 40 печ. листов. Доцентом С.С. Прошкиным подготовлено и издано в 2009 году учебное пособие «Физика. История и развитие» объемом около 40 печатных листов для студентов, обучающихся по специальности «Экономика и менеджмент», а также аспирантов и магистров всех специальностей.

На кафедре физики под руководством профессора Е.С. Платунова к началу 80-х годов прошлого столетия сложилась оригинальная самостоятельная научная школа теплофизиков-прибористов, получившая мировое признание и известность.

В 1977 г. при кафедре была открыта Отраслевая научная лаборатория динамических методов теплофизических измерений и приборов. Лаборатория стала базой для научного роста аспирантов и инженеров, формирования нового поколения преподавателей кафедры.

Совместно с ГСКБ теплофизического приборостроения (ГСКБ ТФП) за 15 лет функционирования лаборатории было создано более двадцати различных образцов приборов для изучения теплофизических свойств веществ, охватывающих в совокупности диапазон температур от 4,2 до 1200 К. Некоторые из них были приняты к промышленному производству и выпускались серийно на опытном производстве ГСКБ ТФП и на одном из заводов Казахстана вплоть до распада СССР в 1991 году. По своей методической сути эти разработки значительно превышали уровень таких известных фирм, как «Dynatech» (США), «Feuotron» (ФРГ), «Setaram» (Франция). Созданные приборы обладали большой производительностью, позволяя за один эксперимент изучать температурную зависимость измеряемых параметров (теплопроводность, теплоемкость, температуропроводность). В Советском Союзе основной объем информации о теплофизических свойствах твердых веществ в области от 200 до 700 К был получен на приборах, разработанных научной школой профессора Е.С. Платунова.

Во многих научных и учебных лабораториях стран СНГ эти приборы успешно функционируют и в настоящее время.

По данной научной тематике к 1992 году было опубликовано свыше 150 статей, получено 40 авторских свидетельств на изобретения. Разработаны оригинальные методы исследования теплофизических свойств в области криогенных температур (от 4,2 до 300 К). Созданы средства измерения, не требовавшие специальных криостатирующих устройств, экспрессные по своей сути, что означало значительный прорыв в области техники низкотемпературного теплофизического эксперимента.

Сотрудниками кафедры проведены оригинальные исследования в области создания методов и средств неразрушающего контроля тепловых свойств материалов и изделий. Эти разработки стали основой кандидатских диссертаций Е.А. Белова и Г.Я. Соколова.

В 1976 г. на кафедре развивалась научное направление, связанное с поиском методов построения уравнений состояния и расчетом свойств индивидуальных веществ идеальных газов, имеющих широкое применение в холодильной и криогенной технике. По результатам этих исследований были защищены 4 кандидатских и 2 докторские диссертации, опубликовано более 70 научных статей в отечественных и зарубежных журналах.

С 1992 года ведется поиск новых методов определения тепловых и влажностных характеристик разнообразных групп дисперсных влагосодержащих материалов в условиях их промерзания и размораживания. В настоящее время создан комплекс автоматизированных приборов, позволяющих изучать кинетику изменения энтальпии, дифференциальной теплоты плавления, теплопроводности и влагосодержания пищевых материалов животного и растительного происхождения в области температур от минус 30 °С до 40 °С, в условиях замораживания и размораживания продуктов, разработаны приборы, предназначенных для измерения интенсивности внутренних тепловых источников, непрерывно действующих в пищевых продуктах в условиях их производства и хранения.

При кафедре под руководством профессоров Е.С. Платунова и И.В. Баранова с 2008 г. функционирует научная лаборатория «Теплофизические измерения и приборы». В лаборатории создан комплекс методов автоматизированных приборов для изучения теплопроводности, теплоемкости, теплоты структурных и фазовых переходов в различных веществах, в том числе в процессах замораживания, оттайки, исследуются свойства пищевых продуктов и конструкционных материалов холодильной и криогенной техники.

Коллективом преподавателей кафедры по этому направлению подготовлена к изданию фундаментальная монография «Теплофизические измерения», обобщающая исследования авторов за последние 30 лет.

С конца 60-х годов на кафедре проводятся экспериментальные и теоретические исследования фазовых переходов и критических явлений. Начало этим работам было положено исследованием гравитационного эффекта вблизи критической точки парообразования, проведенным доцентом Д.Ю. Ивановым. В 80-ые годы группой сотрудников кафедры были проведены работы по корреляционной спектроскопии многократно рассеянного света. По результатам этих исследований опубликована серия научных статей, сделано более 10 докладов на конференциях и защищена диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. В 90-х годах совместно с одним из ведущих университетов Франции проводились исследования процессов нуклеации наночастиц в растворах. Совокупные результаты исследований критических явлений легли в основу докторской диссертации доцента Д.Ю. Ивановым (2001 г.) и его монографии «Критическое поведение неидеализированных систем».

Научные исследования в области фазовых переходов, предпереходных явлений и рассеяния света в сложных жидких системах успешно развивает доцент, кандидат физико-математических наук А.Ф. Костко. Во время многолетней стажировки в ведущих университетах США А.Ф. Костко совместно с американскими коллегами методами рассеяния света проводил исследования растворов полимеров, водных растворов электролитов, биогелей и лиотропных хромонических жидких кристаллов в широком диапазоне температур и давлений. Результаты этих исследований, проведенных А.Ф. Костко после 2000 года, опубликованы в 13 статьях в ведущих международных научных журналах по физике и химии, а также доложены на 15 международных конференциях.

На сегодня кафедра Физики – одна из крупнейших в университете – представляет собой динамично развивающийся творческий коллектив, способный решать масштабные задачи развития и подготовки инженерных и научно-педагогических кадров. В связи с реорганизацией и объединением кафедр с 1 сентября 2015 года кафедра Физики находится под руководством доктора технических наук, профессора Игоря Владимировича Баранова.

С 2010 г. Игорь Владимирович является членом докторского диссертационного Совета Д 212.234.01. Им опубликовано 57 научных и 7 учебно-методических работ. За последние 3 года издано: 21 научная работа и 2 учебно-методических работы, в том числе в соавторстве Барановым И.В. в 2010 г. издано учебное пособие “Теплофизические измерения” с грифом УМО по политехническому образованию. Баранов И.В. выступал с докладами на 25 международных и всероссийских научных конференциях. Баранов И.В. является с 2008 г. академиком Международной академии холо-



да. Исполняет обязанности заместителя главного редактора научно-технического журнала "Вестник МАХ".

В настоящее время коллектив кафедры включает в себя 30 преподавателей и 10 учебно-вспомогательного персонала.

Под руководством профессора кафедры физики ИТМО Чирцова А.С. и доцента Демидова В.И. из Университета Западной Вирджинии работает Международная лаборатория «Нелокальная плазма в нанотехнологиях и медицине, которая ведет исследования по следующим направлениям:

- Исследование параметров нелокальной плазмы модифицированного короткого газового разряда постоянного тока с накаливаемым катодом
- Плазмохимическое моделирование разрядов в газах SF<sub>6</sub> и O<sub>2</sub>
- Изучение особенностей дрейфа микрочастиц в плазме, обусловленных спецификой функции распределения электронов по энергиям в нелокальной плазме
- Моделирование разряда с использованием аналитических методов

Силами профессора А.С.Чирцова и старшего преподавателя С.А.Курашовой создаются on-line курсы по физике, которые размещены в Lectorium на сайте Университета ИТМО.

Под руководством С.К.Стафеева на кафедре Физики в 2016 году открыта программа подготовки магистров по уникальному в России направлению Science communications.

Самолетов Владимир Александрович  
Частый Виктор Леонидович

**ФИЗИКА  
ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ  
ПО ВОЛНОВОЙ ОПТИКЕ**

**Учебно-методическое пособие**

В авторской редакции

Редакционно-издательский отдел Университета ИТМО

Зав. РИО

Н.Ф. Гусарова

Подписано к печати

Заказ №

Тираж

Отпечатано на ризографе

**Редакционно-издательский отдел  
Университета ИТМО  
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49**