

Московский государственный технический университет  
имени Н. Э. Баумана

---

Факультет «Фундаментальные науки»  
Кафедра «Физика»

**В.О. Гладышев, В.Л. Кауц, Т.М. Гладышева, А.А. Терешин**

**ДИСПЕРСИЯ И РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ ПРИЗМЫ  
И ДИФРАКЦИОННОГО СПЕКТРОСКОПА**

*Лабораторный практикум по курсу физики  
Лабораторная работа О-80*

Москва  
2015

УДК535.015

**Гладышев В. О., Кауц В. Л., Гладышева Т. М., Терешин А. А**

Дисперсия и разрешающая способность призмы и дифракционного спектрографа, М.: МГТУ имени Н. Э. Баумана, 2015, 34 с.

Издание содержит материалы для изучения явления дисперсии света, экспериментального определения показателя преломления треугольной призмы, построения дисперсионной кривой для исследуемой призмы на основании полученных экспериментальных данных, определение разрешающей способности призмы и дифракционной решетки.

При выполнении лабораторной работы студенты проводят самостоятельные исследования, позволяющие более глубоко изучить процесс переноса излучения в различных средах, получить навыки экспериментальной работы и освоить методы статистической обработки результатов, предлагаются вопросы для самопроверки.

Данные методические указания выполнены в соответствии с ФГОС третьего поколения.

Для студентов второго курса и всех факультетов МГТУ им. Н. Э. Баумана, изучающих курс общей физики.

**Гладышев Владимир Олегович**

**Кауц Владимир Леонидович**

**Гладышева Татьяна Михайловна**

**Терешин Александр Андреевич**

**ДИСПЕРСИЯ И РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ ПРИЗМЫ И  
ДИФРАКЦИОННОГО СПЕКТРОГРАФА.**

©2015 МГТУ имени Н. Э. Баумана

## Оглавление

<b>ПРЕДИСЛОВИЕ.....</b>	<b>5</b>
<b>ВВЕДЕНИЕ.....</b>	<b>8</b>
<b>ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ .....</b>	<b>9</b>
<b>СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА ЭЛЕКТРОНЫ .....</b>	<b>9</b>
<b>УРАВНЕНИЕ ДИСПЕРСИИ .....</b>	<b>11</b>
<b>ДИСПЕРСИОННЫЕ КРИВЫЕ .....</b>	<b>15</b>
<b>РАЗРЕШАЮЩАЯ СИЛА ПРИЗМЕННОГО СПЕКТРОСКОПА.....</b>	<b>17</b>
<b>РАЗРЕШАЮЩАЯ СИЛА СПЕКТРОСКОПА С ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКОЙ.....</b>	<b>177</b>
<b>ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ.....</b>	<b>188</b>
<b>ИНСТРУКЦИЯ ПО РАБОТЕ С НОНИУСОМ .....</b>	<b>199</b>
<b>ПРИМЕР РАБОТЫ С НОНИУСОМ.....</b>	<b>21</b>
<b>ЭТАПЫ ВЫПОЛНЕНИЯ ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ .....</b>	<b>22</b>
<b>КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.....</b>	<b>298</b>
<b>ПРИЛОЖЕНИЕ.....</b>	<b>3030</b>

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Методические указания к лабораторной работе О-80 «Дисперсия и разрешающая способность призмы и дифракционного спектрографа» лабораторного практикума по курсу физики имеют цель содействовать формированию следующих компетенций:

- способность самостоятельно применять методы и средства познания, обучения и самоконтроля;
- способность к целенаправленному применению базовых знаний в области естественных наук в профессиональной деятельности;

что реализуется путем ознакомления студентов с основными законами физики и возможностями их применения для решения современных инженерных и научных задач.

После освоения дисциплины студент **должен знать:** основные физические явления и основные законы физики, включая границы их применимости, применение в важнейших практических приложениях; основные физические величины и физические константы, их определение, смысл, способы и единицы их измерения; фундаментальные физические опыты и их роль в развитии науки; назначение и принципы действия важнейших физических приборов;

**уметь:** объяснить основные наблюдаемые природные и техногенные явления и эффекты с позиций фундаментальных физических взаимодействий; указать, какие законы описывают данное явление или эффект; истолковывать смысл физических величин и понятий; работать с приборами и оборудованием современной физической лаборатории; использовать различные методики физических измерений и обработки экспериментальных данных;

**иметь навыки** правильной эксплуатации основных приборов и оборудования современной физической лаборатории, в том числе

методиками обработки и интерпретирования результатов физического эксперимента.

Лабораторный практикум кафедры физики МГТУ им. Н.Э. Баумана предполагает самостоятельное (под руководством преподавателя) выполнение экспериментов, обработку снятых данных, обсуждение полученных результатов.

При подготовке к текущей лабораторной работе, в соответствии с планом-графиком проведения физического практикума, студенты используют методические указания к лабораторной работе, изданные издательством МГТУ им. Н.Э. Баумана, которые также имеются также в электронном виде на сайте кафедры <http://fn.bmstu.ru/phys>.

**Студент, обучающийся в физическом практикуме должен иметь:** тетрадь для лабораторных работ объемом не менее 48 страниц, чертежные инструменты и калькулятор; допуск по технике безопасности; конспект лабораторной работы и допуск к работе от преподавателя.

**Конспект работы должен содержать:** номер и название работы; цель работы; тезисное изложение теоретической части; экспериментальную часть, включающую схему установки и порядок работы на ней, наименование заданий, таблицы для записи результатов измерений и место для проведения расчетов; контрольные вопросы **и письменные ответы на них.**

Обработка результатов экспериментов проводится во время занятия, а результаты представляются преподавателю, который делает отметку о выполнении работы в карточке-журнале.

Расчеты проводятся в системе СИ и заносятся в тетрадь. Все графические работы выполняются на масштабной-координатной бумаге с соблюдением ГОСТов.

Защита лабораторной работы происходит в часы текущего занятия ( в виде собеседования с преподавателем), либо на следующем занятии.

Студент, не имеющий конспекта лабораторной работы, к выполнению работы не допускается, а готовит конспект во время занятия.

**Оценка** за лабораторную работу выставляется в карточку преподавателем следующим образом:

**3 балла** – Лабораторная работа **выполнена и защищена в соответствии с графиком**; хорошее качество конспекта и итогового отчёта; полный и правильный ответ на вопросы, задаваемые на защите лабораторной работы.

**2 балла** – Лабораторная работа **выполнена и защищена с нарушением графика**; и /или качество конспекта и итогового отчёта удовлетворительные; неполные, но, по сути, правильные ответы на вопросы, задаваемые на защите лабораторной работы.

**1 балл** – Лабораторная работа выполнена со значительным нарушением графика; конспект и итоговый отчёт не являются полными; неполные ответы на вопросы, задаваемые на защите, **работа не защищена**.

**0 баллов** – Лабораторная работа **не выполнена и не защищена**.

Лабораторная работа О-80 «Дисперсия и разрешающая способность призмы и дифракционного спектроскопа» выполняется в III семестре, в Модуле №2 по тематике лабораторных работ «Волновая оптика» (8 часов): Экспериментальное изучение явлений дифракции и поглощения света. Изучение спектральных приборов и их характеристик. Применение рефрактометрического анализа.

После выполнения лабораторной работы студенты смогут: самостоятельно проводить эксперименты с использованием гониометра; определять показатель преломления призмы; строить дисперсионную кривую для рассмотренной призмы; определять разрешающую способность стеклянной призмы и дифракционных решёток при помощи дисперсионных кривых; определять величину дисперсии дифракционной решётки.

## ВВЕДЕНИЕ

Любые среды в той или иной степени обладают *дисперсией* (исключение - вакуум) – зависимостью показателя преломления электромагнитных волн от их частоты. Иногда под дисперсией могут понимать процесс разложения широкополосного сигнала в спектр, например, при помощи дифракционной решётки.

Данное явление экспериментально было обнаружено Ньютоном в 1672 году, но теоретическое обоснование получило гораздо позже.

Самым наглядным примером дисперсии можно назвать разложение белого света при прохождении его через призму. В основе этого явления лежит различие фазовых скоростей распространения лучей света с различной длиной волны в оптической среде. Чем выше частота колебаний световой волны, тем больше становится показатель преломления среды для нее и тем меньше фазовая скорость волны в среде.

## Лабораторная работа О-80

# ДИСПЕРСИЯ И РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ ПРИЗМЫ И ДИФРАКЦИОННОГО СПЕКТРОСКОПА

### Цель лабораторной работы:

Изучить явление отклонения распространения света от геометрических законов оптики, а также ознакомиться с явлением дисперсии.

## ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Дисперсия света обусловлена вынужденными колебаниями заряженных частиц (электронов и ионов) в результате действия на них переменного поля электромагнитной волны. Будем рассматривать дисперсию в газах, поскольку в этом случае в первом приближении можно пренебречь сложным взаимодействием атомов и молекул среды.

Все электроны, входящие в атом, можно разделить на две группы: *оптические (периферийные)* и *электроны внутренних оболочек*. *Оптические электроны* – те частицы, которые совершают вынужденные колебания под действием переменного электромагнитного поля волны (частота колебаний  $\nu \sim 10^{15}$  Гц). В оптической области спектра на излучение и поглощение света оказывают влияние практически одни только оптические электроны. Собственные частоты электронов внутренних оболочек достаточно велики, поэтому их колебания в поле световой волны практически не возбуждаются.

## СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА ЭЛЕКТРОНЫ

### *а) Возвращающая сила*

Опытным путем было установлено, что изолированные атомы любых веществ могут испускать практически монохроматические волны с характерными для каждого вещества частотами. Данные частоты остаются неизменными при нагревании вещества (при увеличении средней энергии,



приходящейся на атом). Тогда силу, удерживающую электрон в положении равновесия, можно охарактеризовать как квазиупругую силу  $\mathbf{F}$

$$\mathbf{F} = -k\mathbf{r}, \quad (1)$$

где  $k$  – константа упругой связи. Стоит отметить, что выражение (1) будет справедливо в случае, когда электрон расположен в центре шара, равномерно заполненного положительными зарядами, взаимодействующими по закону Кулона. В случае смещения электрона сила, стремящаяся вернуть его к центру, была бы равна  $-k\mathbf{r}$ , где  $r$  – расстояние от центра.

Согласно проведённым исследованиям строения атома было установлено, что такая модель не верна (атом состоит из положительно заряженного ядра и движущихся вне него электронов). Сила, удерживающая каждый электрон, будет более сложной, чем приведённая в выражении (1). Для правильного описания таких взаимодействий следует обратиться к квантовой теории.

В то же время многие свойства атома можно описать при помощи классических законов, применяемых должным образом. В частности, взаимодействие атома со световой волной можно описать с позиции классической механики, представив атом в виде совокупности гармонических осцилляторов соответствующей частоты. В этом случае электрон в атоме будет удерживаться квазиупругой силой (1). Можно записать уравнение движения электрона массой  $m$ , смещённого из положения равновесия и предоставленного действию этой внутриатомной силы

$$m\ddot{\mathbf{r}} = -k\mathbf{r} \quad (2)$$

Решение данного уравнения (2) будет следующим

$$\mathbf{r} = \mathbf{a}_0 \cos(\omega_0 t + \alpha_0), \quad (3)$$

где  $\mathbf{a}_0$  – амплитуда,  $\alpha_0$  – начальная фаза колебаний,

$\omega_0 = \sqrt{k/m}$  – круговая частота собственных колебаний электрона ( $\omega_0$  зависит от природы атома, определяющей величину  $k$ ). Данное приближение удерживающей силы будет справедливо лишь при малых отклонениях зарядов от их равновесных положений.

### **б) Тормозящая сила**

Предположение о том, что колебания электрона в атоме осуществляются по гармоническим законам, является приближенным. На самом деле, электрон, приведённый в колебание, постепенно отдаёт свою энергию, что приводит к уменьшению его амплитуды колебаний с течением времени, т. е. колебания являются затухающими. Даже при полной изоляции атома будут совершаться затухающие колебания, поскольку энергия будет покидать его, излучаясь во все стороны.

Сила, которая будет оказывать тормозящее воздействие на электрон, достаточно мало искажает собственные колебания атома. Таким образом растроченная за один период энергия составляет бесконечно малую часть от колебательной энергии атома. Тогда эту силу, с учётом выше сказанного, можно представить пропорциональной скорости движения электрона  $\frac{dr}{dt}$ . Тогда силу сопротивления (торможения) можно определить следующим образом

$$F_{\text{сопр}} = -g \frac{dr}{dt} = -g\dot{r}, \quad (4)$$

где коэффициенты  $g$  зависят от природы среды.

### **в) Вынуждающая сила**

Колебания электрона осуществляются под действием световой волны, распространяющейся в среде. Действие световой волны на электрон можно определить через напряженность электрического поля ( $F = eE$  – сила, действующая на электрон,  $E = E_0 \cos(\omega t)$  – поле волны). Данное предположение справедливо лишь в том случае, когда можно пренебречь действием окружающих молекул, так же поляризованных

приходящей волной. Данное допущение оказывается справедливым лишь для разряженных газов, где расстояния между молекулами среды достаточно велики.

### УРАВНЕНИЕ ДИСПЕРСИИ

Перейдём к рассмотрению уравнения дисперсии в рамках классического приближения. Предположим для простоты, что в атоме есть всего один оптический электрон. Учитывая тот факт, что оптический электрон в рамках классической дисперсии определяется как затухающий гармонический осциллятор, колебания которого в поле световой волны можно определить следующим образом

$$m\ddot{\mathbf{r}} = -k\mathbf{r} - g\dot{\mathbf{r}} + e\mathbf{E}', \quad (5)$$

где  $m$  – масса электрона,  $e$  – заряд электрона,  $-k\mathbf{r}$  – квазиупругая возвращающая сила, стремящаяся вернуть электрон в положение равновесия,  $-g\dot{\mathbf{r}}$  – тормозящая сила,  $\mathbf{E}'$  – напряженность электрического поля, действующего на электрон (в общем случае отличается от макроскопического поля  $\mathbf{E}$ , но в случае неплотных газов этим отличием можно пренебречь). Разделим на  $m$  (5) и получим

$$\ddot{\mathbf{r}} + 2\gamma\dot{\mathbf{r}} + w_0^2\mathbf{r} = \frac{e}{m}\mathbf{E}', \quad (6)$$

где  $w_0^2 = \frac{k}{m}$ ;  $2\gamma = \frac{g}{m}$ . Магнитной силой  $\frac{e}{c}[\mathbf{v}\mathbf{H}]$ , действующей на электрон можно пренебречь, т. к. скорость электрона пренебрежимо мала по сравнению со скоростью света  $c$ .

Наиболее полной теорией дисперсии является квантовая теория. Её последовательное применение демонстрирует, что при дисперсии и поглощении света атомы и молекулы ведут себя так, как если бы среда представляла собой набор осцилляторов с различными собственными частотами и коэффициентами затухания, подчиняющихся классическим уравнениям движения Ньютона. Поэтому классическая теория дисперсии – модель диспергирующей среды, которая позволяет получить правильные

окончательные результаты в случае применения к ней классических законов механики.

Пусть  $\mathbf{E}$  будет определяться в виде плоской волны

$$\mathbf{E} = \mathbf{A}e^{i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})} = \mathbf{E}_0(\mathbf{r})e^{i\omega t}$$

(начальную фазу колебаний можно положить равной нулю без ограничения общности за счёт выбора начала отсчёта времени). Амплитуда поля  $\mathbf{E}_0 = \mathbf{A}e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}$  изменяется от точки к точке, т.е. электрон подвергается воздействию поля различной амплитуды в каждой точке своей траектории движения. Для того, чтобы пренебречь пространственной дисперсией будем считать, что амплитуда колебаний электрона  $r_0$  мала по сравнению с длиной волны  $\lambda$ . Нас будет интересовать только частное решение уравнения (6), которое описывает вынужденные колебания осциллятора

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 e^{i\omega t} \quad (7)$$

Амплитуду  $\mathbf{r}_0$  можно определить подставив (7) в (6) и пренебрегая при этом различием между  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{E}'$  получим

$$\mathbf{r} = \frac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\omega\gamma} \mathbf{E} \quad (8)$$

Атом, помещённый в электрическое поле приобретает дипольный момент  $\mathbf{p} = e\mathbf{r} = \beta\mathbf{E}$ , где  $\beta$  – поляризуемость атома, которую можно определить согласно следующей формуле

$$\beta = \frac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\omega\gamma} \quad (9)$$

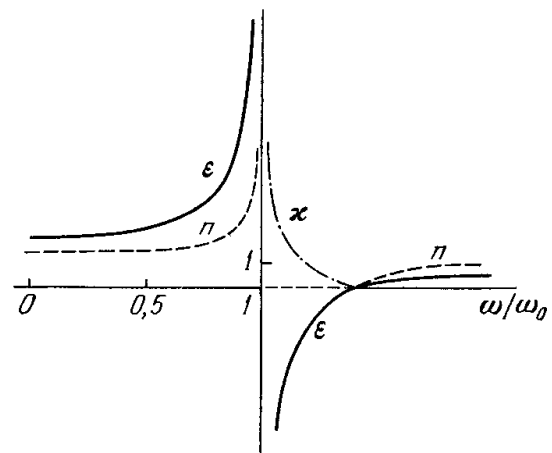


Рис. 1. Изменение диэлектрической проницаемости, показателей преломления и затухания в зависимости от частоты в рамках модели непоглощающей среды

Пусть  $N$  – число атомов в единице объёма. Тогда вектор поляризации среды можно записать как

$$\mathbf{P} = N\mathbf{p} = N\beta\mathbf{E} \quad (10)$$

С учётом этого можно записать выражение для индукции  $\mathbf{D}$

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P} = \varepsilon(\omega)\mathbf{E}, \quad (11)$$

где

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon = 1 + \frac{4\pi Ne^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\omega\gamma}. \quad (12)$$

$\varepsilon(\omega)$  – диэлектрическая проницаемость, зависящая от частоты; является комплексной, поскольку в построенной модели учтено поглощение света. *Поглощением (абсорбцией) света* называется явление потери энергии световой волной, проходящей через вещество.

Вдали от собственной частоты  $\omega_0$ , где выполняется условие  $2\omega\gamma \ll |\omega_0^2 - \omega^2|$ , можно пренебречь мнимой частью в выражении (12) и получить приближённую формулу

$$\varepsilon = n^2 = 1 + \frac{4\pi Ne^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (16)$$

которую получил в 1871 году Зельмейер.

Рассмотрим рис. 1, на котором сплошной линией представлен график функции  $\varepsilon = \varepsilon(\omega)$ . Как видно из графика, при  $\omega = \omega_0$  данная функция будет претерпевать скачок от  $-\infty$  до  $+\infty$ . Кривая, отвечающая за изменение показателя преломления в зависимости от частоты, изображена на графике штриховкой, а кривая, отвечающая за изменение показателя затухания  $\kappa$  – штрих-пунктирной линией. В том интервале, где  $\varepsilon(\omega) < 0$ , будет обращаться в ноль величина  $n$ . Показатель затухания  $\kappa$  на этом участке отличен от нуля, но при этом он обращается в ноль при всех остальных частотах. Величина  $\kappa$  описывает процесс затухания, в виду того, что изображенные кривые относятся к *модели непоглощающей среды*, т. е. диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  всюду вещественна.

Построенные графики имеют больше формальный характер, поскольку вблизи собственной частоты  $\omega_0$  не выполняется соотношение  $2\omega\gamma \ll |\omega_0^2 - \omega^2|$ , а это приводит к тому, что нельзя использовать формулу (16). На самом деле при переходе через точку  $\omega = \omega_0$  величины  $\varepsilon$ ,  $n$ , и  $\kappa$  должны изменяться непрерывно, нигде не обращаясь в ноль.

Тогда с учётом выше сказанного можно построить ход кривых  $n$  и  $\kappa$  в окрестности полосы поглощения (см. рис. 2). В той области, где поглощение невелико, показатель преломления  $n(\omega)$  возрастает с частотой. В этом случае говорят, что дисперсия будет нормальной. *Дисперсия света называется нормальной*, если показатель преломления монотонно убывает с увеличением длины волны (возрастает с увеличением частоты). В области сильного поглощения  $n(\omega)$  уменьшается с частотой. Такая дисперсия называется аномальной; её трудно наблюдать из-за сильного поглощения.

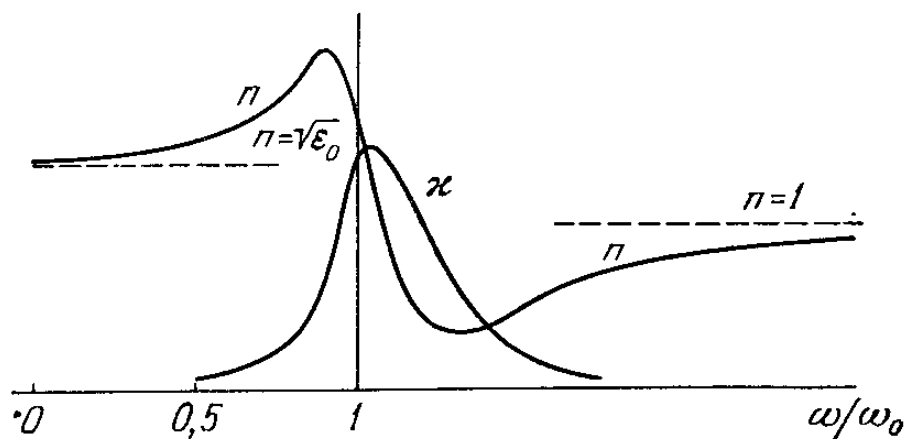


Рис. 2. Графики кривых  $n(\omega)$  и  $\kappa(\omega)$  в окрестности полосы поглощения

### ДИСПЕРСИОННЫЕ КРИВЫЕ

Показатель преломления вещества (оптической среды) связан с относительной диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_r$  при помощи соотношения Максвелла

$$n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \quad (17)$$

Для большинства веществ магнитная проницаемость  $\mu_r = 1$ .

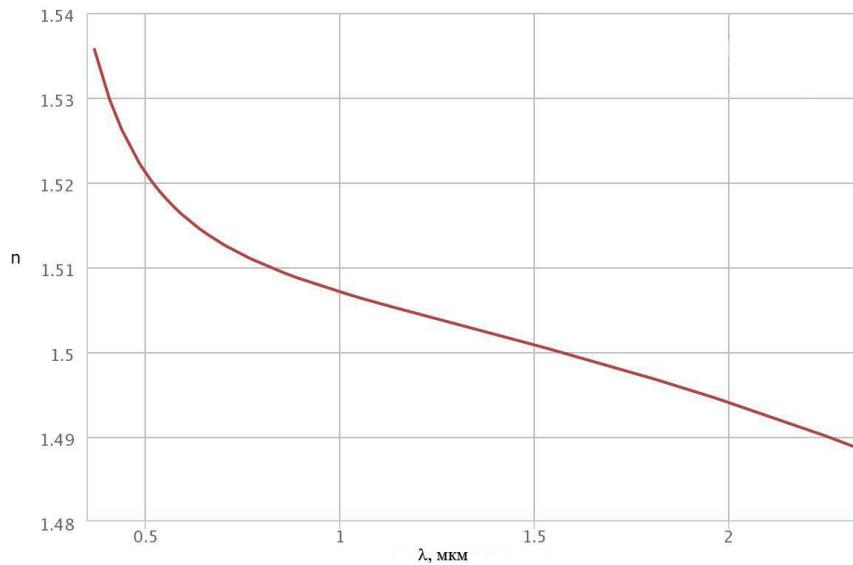
Оптические среды – это прозрачные однородные среды с точным значением показателя преломления. Чаще всего в качестве оптических сред используют воздух (вакуум), оптические стекла, оптические кристаллы.

Поскольку данные виды сред используются в большинстве оптических систем (совокупность оптических сред, разделенных оптическими поверхностями, которые ограничиваются диафрагмами), а они используются в широком интервале длин волн (от ультрафиолетового до инфракрасного), необходимо знать показатель преломления стекол и кристаллов для разных длин волн. В связи с этим возникает понятие «дисперсии оптических материалов» - зависимость показателя преломления от длины волны. Данная зависимость может быть описана эмпирической формулой Коши:

$$n = A \left( 1 + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \frac{D}{\lambda^6} + \dots \right) \quad (18)$$

где коэффициенты A, B, C, D – константы, каждая из которых меньше предыдущей; n – показатель преломление.

На рисунке 3 приведена дисперсионная кривая для крона 8, которая построена согласно зависимости (17)



### РАЗРЕШАЮЩАЯ СИЛА ПРИЗМЕННОГО СПЕКТРОСКОПА

Критерий Рэля для установления нижнего предела разрешения двух изображений: изображения двух одинаковых точечных источников света считаются разрешенными, если центральный максимум дифракционной картины от одного источника совпадает с первым минимумом дифракционной картины от другого. Таким образом, согласно данному критерию, изображения, расположенные на меньшем расстоянии друг от друга не разрешаются. При помощи критерия Рэля можно количественно определить разрешающую силу оптических приборов.

Разрешающую силу спектрального прибора можно определить в виде отношения  $\frac{\lambda}{d\lambda}$ , где  $\lambda$  и  $\lambda + d\lambda$  – длины волн спектральных линий, которые все еще можно разрешить. Тогда согласно критерию Рэля можно записать разрешающую способность призмы

$$R_p = \frac{\lambda}{d\lambda} = b \frac{dn}{d\lambda} \quad (19)$$

где  $b$  – ширина основания призмы.

Согласно формуле (18) единственным геометрическим параметром, от которого зависит разрешающая способность призмы, является ширина ее основания для случая, когда призма целиком заполнена светом. Это



можно объяснить тем, что разрешающая сила частично определяется апертурой и частично дисперсией материала призмы. В том случае, если призма заполнена светом не полностью, величину  $b$  следует определять в виде разности путей в призме для крайних проходящих сквозь нее лучей.

### **РАЗРЕШАЮЩАЯ СИЛА СПЕКТРОСКОПА С ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКОЙ**

Пусть свет с излучением одинаковой интенсивности (интервал длин волн излучения  $[\lambda, \lambda + d\lambda]$ ) дифрагирует в определенном направлении  $\theta$  на решетке шириной  $d$  с количеством нанесенных на ней штрихов  $N$ . В этом случае дифракционный максимум  $m$ -ого порядка для света с длиной волны  $\lambda + d\lambda$  будет определяться согласно условию

$$\frac{d}{N} \sin(\varphi) = m(\lambda + d\lambda)$$

А ближайший минимум для длины волны  $\lambda$  будет определяться из

$$\frac{d}{N} \sin(\varphi_1) = \left(m + \frac{1}{N}\right) \lambda$$

Тогда согласно критерию Рэлея и исходя из условия  $\varphi = \varphi_1$ , можно определить минимальный интервал длин волн  $d\lambda$ , разрешаемый спектрографом с дифракционной решеткой. Этот интервал будет определяться из условия

$$m(\lambda + d\lambda) = \left(m + \frac{1}{N}\right) \lambda.$$

Тогда с учетом данного выражения можно записать выражения для определения разрешающей силы дифракционной решетки

$$R_g = \frac{\lambda}{d\lambda} = mN \quad (20)$$

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

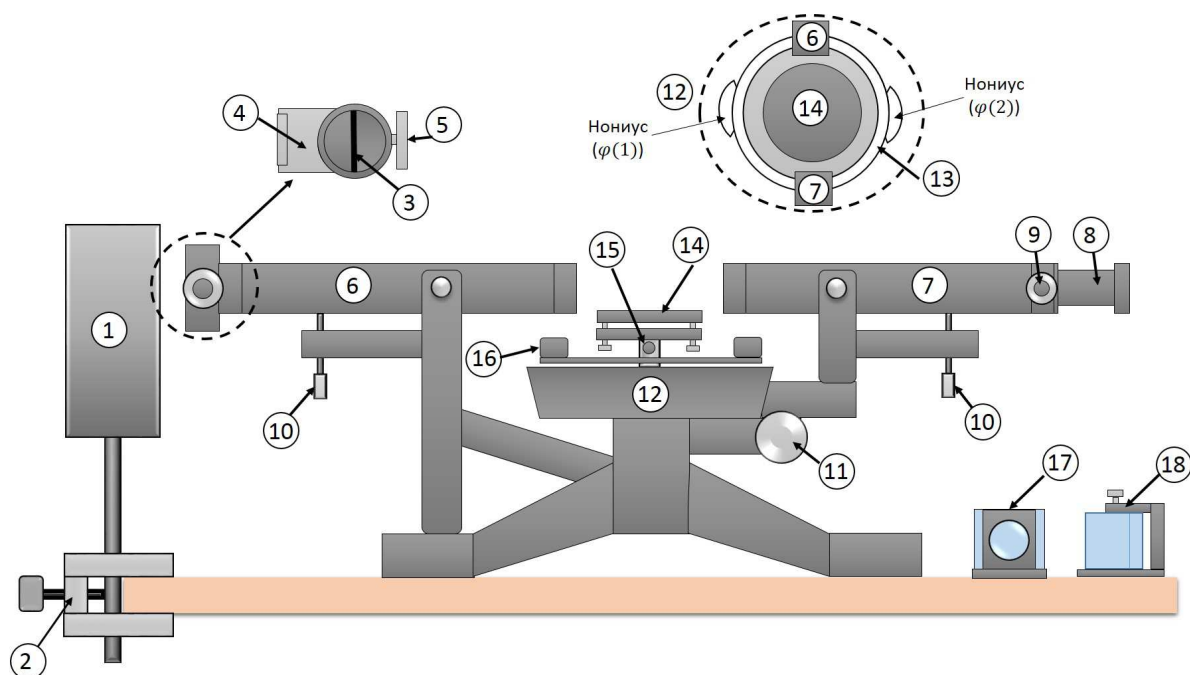


Рис. 4 - Описание элементов гониометра

### **Составляющие гониометра:**

1. Ртутная спектральная лампа (Hg 100)
2. Крепежная трубка для ртутной спектральной лампы
3. Щель коллиматора
4. Заглушка щели коллиматора (должна быть выдвинута на максимум, если есть)
5. Винт, регулирующий ширину щели
6. Коллиматор
7. Телескоп
8. Окуляр телескопа
9. Винт, регулирующий фокусное расстояние телескопа
10. Винты, регулирующие вертикальный наклон телескопа и коллиматора
11. Винт, фиксирующий положение телескопа
12. Круговой нониус
13. Лимб

14. Призматический столик
15. Винт, фиксирующий положение столика
16. Лупы нониуса
17. Стекло́нная призма
18. Дифракционная решётка (600 линий на мм)

## ИНСТРУКЦИЯ ПО РАБОТЕ С НОНИУСОМ

Угловой нониус представляет собой дуговую линейку  $A$  с делениями и служит для измерения углов с точностью до долей градуса. Нониус можно перемещать по окружности или полуокружности лимба  $L$  (металлического круга или полукруга с делениями в градусах), (см. рис.5,



Рис. 5 – Пример кругового нониуса

б). Цена деления шкалы нониуса не равна цене деления шкалы лимба. Допустим, на нониусе нанесено  $m$  делений, их общая длина равна  $(m-1)$  делений лимба.

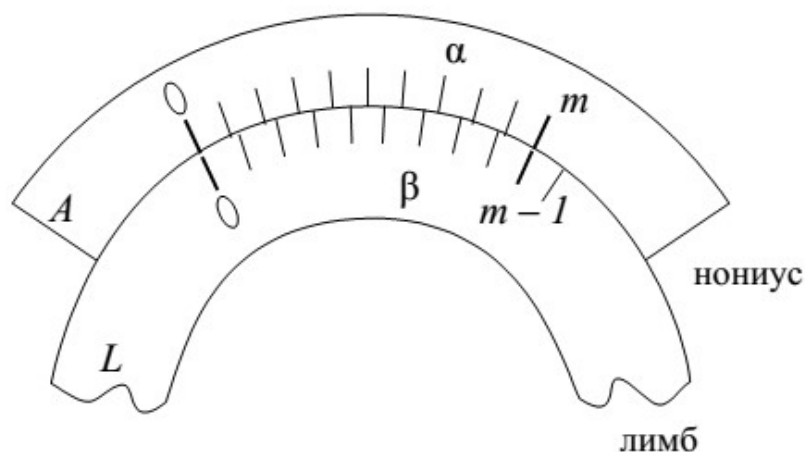


Рис.6 - Шкала лимба и нониуса гониометра

Если цена деления шкалы нониуса  $\alpha$ , а цена деления лимба  $\beta$ , то  $m\alpha = (m - 1)\beta$ ; точность кругового нониуса:

$$\beta - \alpha = \frac{\beta}{m}.$$

Пусть  $\varphi$  – измеряемый угол (см. рис. 7). Ноль нониуса находится между  $k$  и  $(k+1)$  делениями лимба  $L$  (см. рис 7), а деление нониуса  $n$  точно совпадает с каким-то делением лимба. То очевидно:

$$\varphi = k\beta + \frac{n\beta}{m}.$$

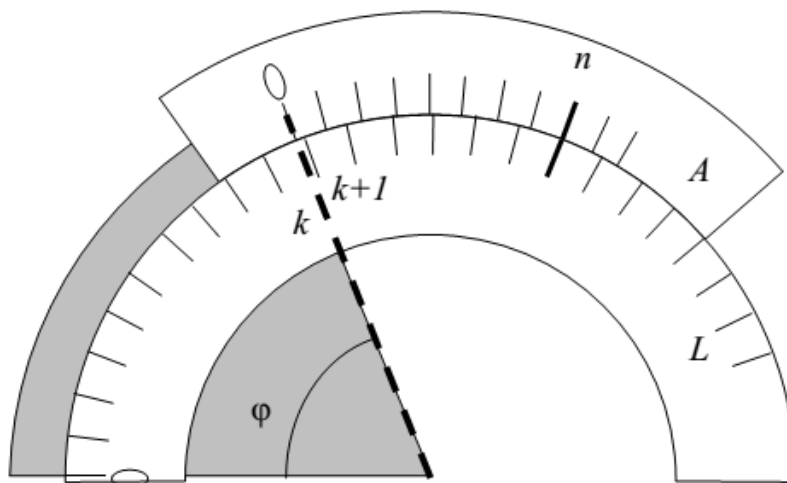


Рис. 7 - Измерение угла при помощи нониуса

Измеренный угол равен числу целых делений лимба  $k$ , умноженных на цену деления лимба  $\beta$ , сложенному с точностью нониуса  $\frac{\beta}{m}$ , умноженной на номер  $n$  того деления нониуса, которое точно совпадает с каким-то делением лимба.

## ПРИМЕР РАБОТЫ С НОНИУСОМ

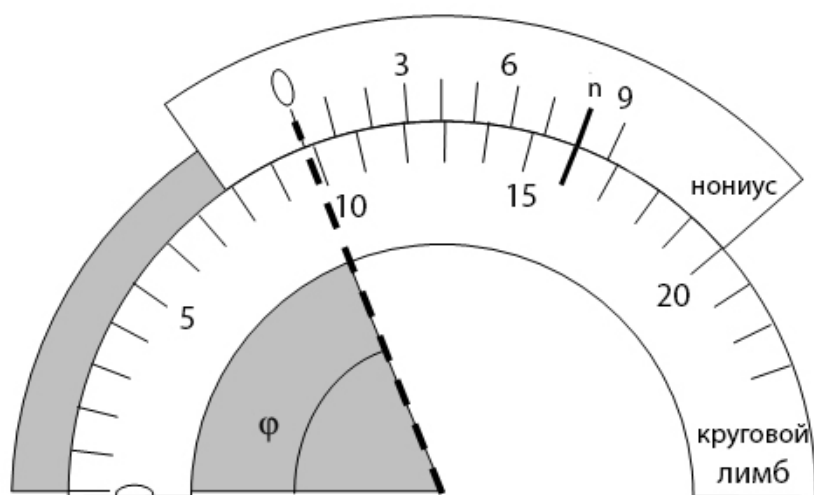


Рис. 8 - Пример работы с нониусом и лимбом для определения искомого угла

1. Определить цену деления шкалы кругового лимба  $\beta$ :  $\beta = \frac{10-5}{5} = 1^\circ$
2. Смотрим на нониус и ищем, где расположен 0. Если 0 не совпадает ни с одним делением на лимбе, то берём деление в сторону убывания угла по лимбу:

$$\varphi_0 = k_{\text{целых}} + k_{\text{промеж}} \cdot \beta$$

где  $k_{\text{целых}}$  – число градусов (в данном случае 0, 5, 10, 15, 20), нанесённых на шкалу лимба;

$k_{\text{промеж}}$  – градусы, снимаемые со шкалы лимба между  $j$  и  $j+1$  нанесённым значением (например, между 5 и 10 градусами)

Тогда в приведённом примере получим:  $\varphi_0 = 5 + 4 \cdot 1 = 9^\circ$

3. После того, как определили угол  $\varphi_0$ , нужно определить по шкале нониуса номер  $n$  совпадающего деления со шкалой лимба:  $n = 8$
4. Далее нужно определить число делений  $m$  на нониусе:  $m=9$
5. Окончательный угол тогда будет определяться как

$$\varphi = k_{\text{целых}} + k_{\text{промеж}} \cdot \beta + \frac{n\beta}{m} = 9 + \frac{8 \cdot 1}{9} = 9.8888^\circ$$

## ЭТАПЫ ВЫПОЛНЕНИЯ ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ

### I. Юстировка гониометра.

- 1) Необходимо закрепить ртутную лампу 1 напротив коллиматорной щели 3, причем саму лампу нужно установить вплотную к щели.
- 2) Подключить лампу 1 к источнику питания, **который предварительно обесточен**. В противном случае может сгореть ртутная лампа.
- 3) После подключения лампы 2 к источнику питания и его включения, необходимо открыть задвижку 4 (если она есть), регулирующую сечение попадающего через щель коллиматора 3 в коллиматор 6 пучка света от лампы.
- 4) Взять листок белой бумаги и подставить его к выходу из коллиматора 6 (перед призматическим столиком 14). Затем покачивая лампу 1 вправо/влево добиться равномерного яркого пятна на бумаге.

#### *Дополнительные комментарии:*

- *НЕЛЬЗЯ* вращать юстировочные винты, расположенные под призматическим столиком. Это может привести к перекосу столика.
- При помощи юстировочного винта 15, расположенного под призматическим столиком, можно фиксировать его положение относительно его оси вращения.
- Юстировочный винт 10, расположенный под телескопом 7 гониометра, отвечает за угол наклона тубуса (как следствие - за положение спектральных линий в окуляре); при помощи юстировочного винта 9, расположенного у окуляра 8 можно изменять его фокусное расстояние (влияет на чёткость изображения в окуляре).
- Ширина щели коллиматора 3 влияет на ширину спектральных линий: чем шире открыта щель, тем более широкими будут наблюдаемые спектральные линии.

- Для проведения всех измерений лучше всего накрывать центральную часть гониометра непрозрачной бумагой либо любым другим материалом для получения достоверных результатов.

## **II. Определение коэффициента преломления и угла наклона стеклянной призмы**

Определение угла наклона призмы:

- 1) Провести начальную юстировку гониометра.
- 2) Повернуть телескоп 7 таким образом, чтобы в окуляре 8 белое изображение щели совпало с вертикальной линией перекрестья.
- 3) Установить исследуемую призму 18 на призматический столик 14 согласно рис. 9.
- 4) С помощью телескопа 7 найдите отражение щели коллиматора 3 от правой грани призмы 18, совместите перекрестье в окуляре 8 с изображением щели 3 и определите угол  $\psi$  по лимбу и нониусу 12. Аналогичные измерения нужно провести для случая отраженного изображения щели коллиматора 3 от левой стороны призмы 18, но в этом случае необходимо измерить угол  $\Omega$  (см. рис. 9).
- 5) Преломляющий угол призмы 18 определить по формуле:  $\theta = |\Omega - \psi|/2$ , измерения углов проделать дважды и определить среднее значение угла  $\langle \theta \rangle$ .

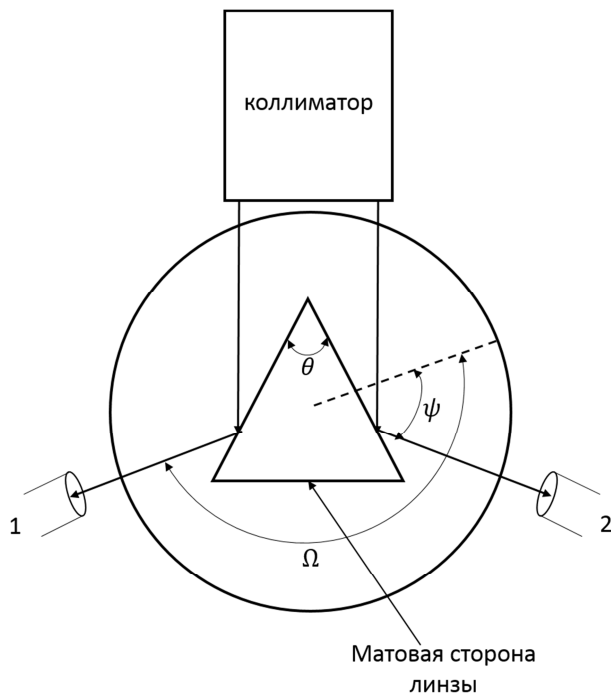


Рис. 9 – схема эксперимента, связанного с определением угла наклона призмы  $\theta$ ;  
 Положения 1 и 2 – соответствующие положения окуляра при снятии данных с лимба и нониуса установки.

Определение коэффициента преломления призмы:

- 6) Повторить процедуру, описанную в пункте II.2
- 7) На призматический столик 14 необходимо поместить призму 18 согласно рисунку 10.
- 8) При помощи вращения тубуса телескопа 7 и небольшого покачивания вправо/влево призматического столика 14, необходимо добиться отображения в окуляре 8 шести чётких спектральных линий (чёткости можно добиться при помощи вращения винта рядом с окуляром 9).
- 9) Слегка поворачивая тубус телескопа 7 гониометра в одном направлении, проследить в окуляре за движением спектральных линий. При некотором определенном угле падения луча на призму наблюдаемые спектральные линии остановятся и начнут двигаться в обратном направлении. Положении линий в момент остановки соответствует углу наименьшего отклонения  $\delta$ .



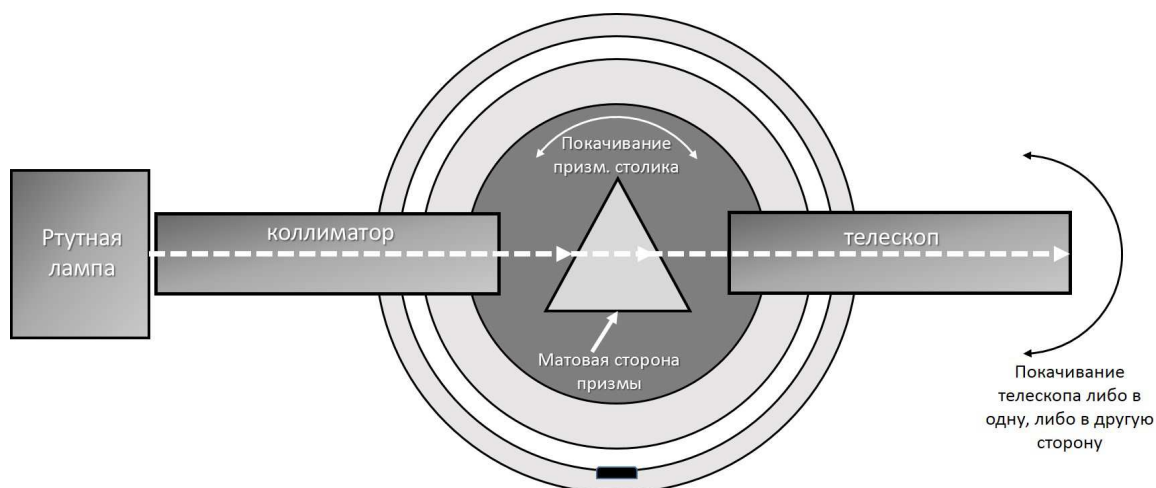


Рис. 10 - схема расположения элементов гониометра для проведения опыта с призмой

- 10) Снимите для каждой спектральной линии по нониусу 12 и лимбу 13 величину угла  $\delta$  и запишите в таблицу 5 (см. рис. 8, 10 – поясняющие).
- 11) Далее, воспользовавшись известными величинами  $\langle \theta \rangle$ ,  $\delta$  формулой из приложения (\*), определить показатель преломления рассматриваемой линзы для 6 спектральных линий и записать их в таблицу 5.

**III. Определить длину волн спектральных линий ртути; установить зависимость между коэффициентом преломления и длиной волны (дисперсионная кривая); определить разрешающую способность стеклянной призмы по наклону дисперсионной кривой.**

- 1) Повторить процедуру, описанную в пункте II.2, и разместить на призматическом столике 14 дифракционную решетку 17 перпендикулярно коллиматору 6.
- 2) Длина волны спектральных линий может быть определена при помощи дифракционной решетки 17, которая помещается вместо призмы 18 на пути распространения лучей. Связь длины волны  $\lambda$  с постоянной

решётки  $G$  и углом  $\bar{\varphi}_{\text{ср}}$ , при котором появляется первая дифракционная картина, может быть записана в следующем виде:  $\lambda = G \sin(\bar{\varphi}_{\text{ср}})$ .

**Таблица 5.** Зависимость длины волны от показателя преломления.

№ спектральной линии ртути	$\lambda$ [нм]	$n$	$\delta$ [°]
1			
2			
3			
4			
5			
6			

- 3) Построить дисперсионные кривые для измеренной призмы ( $n = f(\lambda)$ ).
- 4) Определить разрешающую способность стеклянной призмы по наклону дисперсионной кривой (проверить полученное значение можно по формуле (19)).

**IV. Определить дифракционную постоянную решётки при помощи дифракционного угла для спектральных линий ртути высокой интенсивности; определить угловую дисперсию решётки; определить разрешающую способность, необходимую для разделения спектральных линий ртути**

***Определение дифракционной постоянной решётки***

- 1) Повторить процедуру, описанную в пункте II.2.
- 2) Разместить на призматическом столике 14 дифракционную решётку так, чтобы она оказалась перпендикулярно коллиматору 6. Фиксация столика 14 осуществляется при помощи винта 15. Затем отклоняя телескоп 7 сначала влево ( $z=+1$ ) на достаточно большой угол, необходимо найти 6 спектральных линий и зафиксировать для каждой

из них углы по двум нониусам ( $\varphi(1) > 180^\circ$ ;  $\varphi(2) < 180^\circ$ ) и записать полученные значения в соответствующие графы таблицы 6 (измерения проводить для ярких линий).

3) Затем повторить ту же процедуру, но уже отклоняя телескоп 7 вправо ( $z=-1$ ).

4) Для определения  $\bar{\varphi}$  необходимо воспользоваться формулой

$$\bar{\varphi} = 0.25[(\varphi(1)_{+z} - \varphi(1)_{-z}) + (\varphi(2)_{+z} - \varphi(2)_{-z})]$$

Для определения постоянной решётки  $G$  необходимо воспользоваться формулой  $\sin(\varphi) = z \frac{\lambda}{G}$ . Для определения длины волны воспользуйтесь формулой  $\lambda = G \sin(\bar{\varphi}_{\text{ср}})$ . Полученное значение длины волны занесите в таблицы 5 и 6.

**Таблица 6.** Измерение величин (дифракция первого порядка) необходимых для определения постоянной дифракционной решётки.

№	Цвет	$\lambda$ [нм]	$\varphi$ [°]		$\bar{\varphi}_{\text{ср}}$ [°]	$G$ [мкм]
			$z = +1$	$z = -1$		
1	фиолетовый					
2	голубой					
3	голубо-зелёный					
4	зелёный					
5	жёлтый					
6	красный					

### **Вычисление угловой дисперсии**

1) Ширину коллиматорной щели 3 выбрать как можно более узкой при помощи соответствующего юстировочного винта 5.

- 2) Определить дифракционные углы для шести спектральных линий ртути высокой интенсивности для первого дифракционного порядка ( $z=1$ ). Затем определённые значения нужно занести в таблицу 7.
- 3) Воспользовавшись формулой  $\lambda_i = G \sin(\varphi_i)$ ,  $i = 1, 2$  определить величины  $\lambda_i$  для каждой пары спектральных линий ртути и занести полученные значения в таблицу 7.
- 4) Величины  $d\varphi$  и  $d\lambda$  определяются как разница между соответствующими значениями соседних спектральных линий), величину  $d\varphi$  следует вычислять в радианах.

$$d\varphi = |\varphi_1 - \varphi_2|; \quad d\lambda = |\lambda_1 - \lambda_2|$$

Так же перенесите значения длин волн  $\lambda$  и средних значений углов  $\bar{\varphi}_{\text{cp}}$  из таблицы 6 в таблицу 7. Значение  $G$  возьмите из таблицы 6. После проведения всех расчётов сравните полученные значения  $\frac{d\varphi}{d\lambda}$  и  $(G \cos(\bar{\varphi}_{\text{cp}}))^{-1}$ .

- 5) По формуле (20) вычислить разрешающую способность дифракционной решетки.

**Таблица 7.** Вычисление угловой дисперсии

№	$\lambda$ [нм]	$\bar{\varphi}_{\text{cp}}$ [°]	$\varphi_1$ [°]	$\varphi_2$ [°]	$\lambda_1$ [нм]	$\lambda_2$ [нм]	$d\lambda$ [нм]	$d\varphi$ [рад]	$\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)$ [м <sup>-1</sup> ]	$(G \cos(\bar{\varphi}_{\text{cp}}))^{-1}$ [м <sup>-1</sup> ]
1										
2										
3										
4										
5										
6										

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

### Вопросы к теоретической части

- 1) Определение дисперсии. Чем обусловлено явление дисперсии?
- 2) Какие силы действуют на электроны при падении на атомы световых волн? При каком условии справедливо представление возвращающей силы в виде  $F = -kr$ ? Каким образом можно определить вынуждающую силу, действующую на электрон и в каких случаях такое определение может быть справедливо?
- 3) Уравнение дисперсии. Какие величины в него входят?
- 4) Что такое явление адсорбции света?
- 5) Что такое нормальная дисперсия света?
- 6) Что такое модель непоглощающей среды?
- 7) Как изменяется диэлектрическая проницаемость, показатель преломления и затухания в зависимости от частоты в рамках модели непоглощающей среды? Объяснить почему это так.

### Вопросы к экспериментальной части

- 1) Как происходит преломление луча в призме?
- 2) Что показывает дисперсионная кривая?
- 3) Как определяется разрешающая способность спектрального прибора (призматического/с дифракционной решеткой)?

## ОСНОВНОЙ СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Литвинов О.С., Горелик В.С. Электромагнитные волны и оптика: Учебное пособие. – М.: Издательство МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2006. – 448 с.: ил. (Физика в техническом университете/ Под ред. Л.К. Мартинсона, А.Н. Морозова)

## ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЙ СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сивухин Д. В., Общий курс физики. Том 4. Оптика., Москва, 1980, - 752с.
2. Ландсберг Г. С., Оптика. Учебное пособие: Для вузов – 6-е изд., М: ФИЗМАТЛИТ, 2003. –848 с.
3. Дитчберн Р., Физическая оптика, М.: «Наука», 1965г. – 637 с.

### ПРИЛОЖЕНИЕ

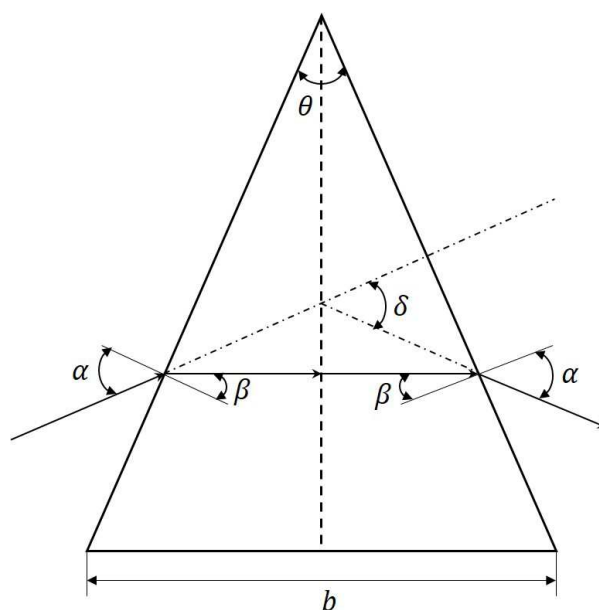


Рис. 11 - распространение света внутри треугольной призмы

Согласно законам геометрической оптики, при распространении света некоторой длины волны из среды с показателем преломления  $n_1$  в среду с показателем преломления  $n_2$  будет изменяться направление его движения. Пусть луч света падает на границу между вакуумом и оптически прозрачной средой под углом  $\alpha$  к ее нормали. Тогда после преломления луча на границе он составит с нормалью к границе угол  $\beta$  и будет справедливо следующее выражение

$$\frac{\sin(\alpha)}{\sin(\beta)} = \frac{n_2}{n_1} = n \quad (*)$$

При экспериментальном определении показателя преломления среды обычно используется треугольная призма, при прохождении которой, луч света преломляется дважды (см. рис. 11).

Угол  $\theta$ , расположенный при вершине призмы, называется преломляющим углом призмы, а угол  $\delta$ , образованный пересечением двух пунктирных линий, называют углом наименьшего отклонения, который определяется экспериментально.

Согласно рис. 11 можно выразить угол падения и преломления через углы  $\theta$  и  $\delta$  следующим образом:  $\beta = \frac{\theta}{2}$ ;  $\alpha = \frac{\theta + \delta}{2}$ .