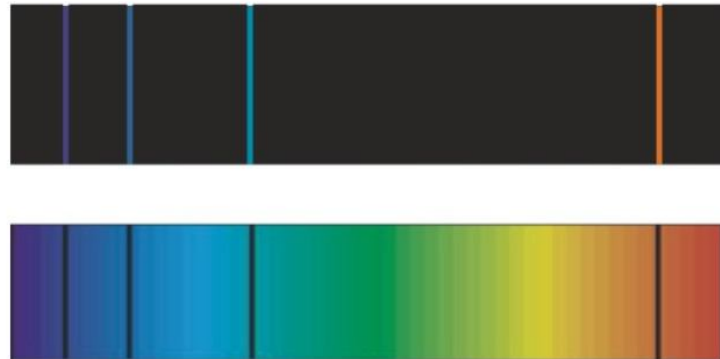


**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ**

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО И ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ  
НИЖЕГОРОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ ИМ. Р.Е.АЛЕКСЕЕВА**

Кафедра ФТОС /Физика и техника оптической связи/

**ДИСПЕРСИЯ СВЕТА  
ИЗУЧЕНИЕ ДИСПЕРСИОННОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПРИЗМЫ.  
МОНОХРОМАТОР УМ-2**



Нижний Новгород 2011

Составители: И.А.Вдовиченко, А.Б.Федотов, Т.С.Царевская, В.В.Щербаков

УДК 535.32

Изучение дисперсионной спектральной призмы. Монохроматор УМ-2. Лабораторные работы по дисциплине «Основы физической и квантовой оптики» для магистров по направлению 210700.68 «Инфокоммуникационные технологии и системы связи». Форма обучения очная. Н.Новгород, 2011 – 19 с.

Изучение физической сущности дисперсии и поглощения света. Определение показателей преломления вещества призмы; измерение ее дисперсионных характеристик. Изучение работы универсального монохроматора УМ-2.

Редактор С.Б.Раевский

© Вдовиченко И.А.	2011
© Щербаков В.В.	2011
© Федотов А.Б.	2011
© НГТУ	2011

Подп..... Формат 60×84<sup>1</sup>/16. Бумага газетная. Печать офсетная.  
Печ. л. 1.5. Уч.-изд. л. 1.4. Тираж 300 экз. Заказ 227.

---

Нижегородский государственный технический университет.

## 1. Элементы квантовой теории излучения

В квантовой теории поля процесс излучения света понимается как испускание фотонов возбужденными излучающими системами (атомами, молекулами и т.д.) при переходе излучающей системы с более высокого уровня энергии на более низкий.

Если атомы не подвержены никаким внешним воздействиям, то переход из верхнего состояния в нижнее может совершаться самопроизвольно, или *спонтанно*. Время нахождения атома в возбужденном состоянии не является постоянной величиной, поэтому спонтанные переходы излучающих частиц совершаются случайно через различные промежутки времени. Однако можно ввести среднюю продолжительность нахождения частицы в возбужденном состоянии с энергией  $W_n$ .

Если электрон сразу после излучения переходит на энергетический уровень  $W_m$ , то средняя скорость  $A_{nm}$  переходов с уровня  $W_n$  на уровень  $W_m$  будет равна  $A_{nm} = \frac{1}{\tau_{nm}}$ , где  $\tau_{nm}$  – *время жизни* атома в возбужденном состоянии с энергией  $W_n$  по отношению к переходу  $n \rightarrow m$ . Мощность однократного спонтанного излучения определяется выражением

$$P_{nm}^s = A_{nm} \hbar \omega_{nm}, \quad (1)$$

где  $\omega_{nm} = \frac{W_n - W_m}{\hbar}$  – частота фотона,  $\hbar \omega_{nm}$  – его энергия.

Если в единице объема находится  $N_n$  возбужденных частиц, то мощность спонтанного излучения  $P^s = N_n A_{nm} \hbar \omega_{nm}$ .

Величину  $A_{nm}$  можно найти, приравнявая мощность излучения, даваемую классической теорией излучения, к определению мощности, которая следует из квантовых представлений. Рассматривая излучающий электрон как диполь, для мощности его излучения имеем:  $P = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2e^2 a^2}{3c^3}$ ,

где  $e$  – элементарный заряд,  $a$  – ускорение заряда классического диполя,  $c$  – скорость света в вакууме [1]. Учитывая, что ускорение заряда пропорционально амплитуде его колебаний относительно положения равновесия и квадрату частоты колебаний:  $a = \ddot{x} = l_0 \omega^2 \sin \omega t$ , получаем

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2 l_0^2 \omega^4 \sin^2 \omega t}{4\pi\epsilon_0 c^3} \quad \text{или} \quad P = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2\omega^4 D_0^2}{3c^3} \sin^2 \omega t, \quad \text{где } D_0 = e l_0 \text{ – ампли-}$$

тудное значение дипольного момента. Усредняя записанное выражение по периоду, приходим к выражению  $\langle P \rangle = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\omega^4 D_0^2}{3c^3}$ .

Если сравнить этот результат с (1), полагая при этом  $\omega = \omega_{nm}$ , можно убедиться в справедливости выражения  $A_{nm} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\omega_{nm}^3 D_0^2}{3\hbar c^3}$ .

Точный квантовомеханический расчет величины  $A_{nm} = \frac{1}{\tau_{nm}}$  приводит к ре-

зультату  $\frac{1}{\tau_{nm}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{4\omega_{nm}^3 |D_{nm}|^2}{3\hbar c^3}$ . Здесь  $D_{nm}$  – матричный элемент дипольного момента  $D_{nm} = \int \psi_n^{0*} \hat{D} \psi_m^0 dV$ ,  $\psi_n^0, \psi_m^0$  – собственные функции стационарных состояний  $n$  и  $m$  соответственно.

Таким образом, квантовая теория излучения дает тот же результат, который дала бы классическая теория, если положить  $D_0 = 2|D_{nm}|$ .

В свою очередь, классическая теория дает для среднего времени затухания колебаний осциллятора выражение  $\frac{1}{\tau} = 2\gamma = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2e^2\omega^2}{3mc^3}$ , где  $\gamma$  – коэффициент *радиационного затухания* [1].

Отождествляя квантовое и классическое времена излучения ( $\tau_{nm} = \tau$ ), можно убедиться в равенстве  $A_{nm} = f_{nm} 2\gamma$ , где

$$f_{nm} = \frac{2m\omega_{nm}|D_{nm}|^2}{e^2\hbar}. \quad (2)$$

Величина  $f_{nm}$ , называется *силой осциллятора*; она играет большую роль в теории излучения, поглощения, дисперсии, т.е. во всех случаях, когда имеет место взаимодействие атомов с внешним полем излучения.

Выясним физический смысл силы осциллятора. Из закона сохранения энергии следует, что в процессе излучения энергия и амплитуда колебания осциллирующего электрона уменьшаются.

Будем рассматривать внешний (*оптический*) электрон в атоме как одномерный осциллятор. Уравнение свободных затухающих колебаний электрона в этой модели может быть записано в виде

$$m\ddot{x} = -m2\gamma\dot{x} - m\omega_0^2 x, \quad (3)$$

где  $m$  – масса электрона,  $\omega_0$  – собственная частота осциллятора,  $m\omega_0^2 x^2$  – возвращающая квазиупругая сила. Член  $m\gamma\dot{x} = F_t$  определяется в модели как *сила радиационного трения*. Покажем, что именно это слагаемое учитывает потерю энергии осциллятора на излучение.

Путем умножения уравнение (3) на  $x$  и несложного преобразования можно получить соотношение  $\frac{d}{dt} \left( \frac{m\dot{x}^2}{2} + \frac{m\omega_0^2 x^2}{2} \right) = -m2\gamma\dot{x}^2$ . Левая часть представляет собой производную по времени от полной энергии осциллятора  $W$  (суммы его кинетической и потенциальной энергии). Тогда справа – мощность излучения с противоположным знаком ( $P = F_t \dot{x} = 2m\gamma\dot{x}^2$ ). Таким образом,

$$P = -\frac{dW}{dt} = F_t \dot{x} = 2\gamma W \quad (4a)$$

С другой стороны, из (1) следует:

$$P^s_{nm} = A_{nm} W = f_{nm} 2\gamma W = F_t f_{nm} \dot{x}. \quad (4б)$$

Сопоставляя классическое и квантовое выражения (4а и 4б) для мощности излучения, можно сделать вывод: **сила осциллятора  $f_{nm}$  – безразмерный параметр, пропорциональный скорости излучательного перехода  $n \rightarrow m$  и мощности соответствующей спектральной линии.**

Силы осцилляторов и частоты излучающих и поглощающих переходов определяются выражениями:

А) излучение ( $n > m$ ),

$$f_{nm} = \frac{2m\omega_{nm}|D_{nm}|^2}{e^2 \hbar} < 0, \quad \omega_{nm} = \frac{W_m - W_n}{\hbar} = -|\omega_{nm}|;$$

Б) поглощение ( $n < m$ ),

$$f_{nm} = \frac{2m\omega_{nm}|D_{nm}|^2}{e^2 \hbar} > 0, \quad \omega_{nm} = \frac{W_m - W_n}{\hbar} = |\omega_{nm}|.$$

Итак, силы осцилляторов для переходов, сопровождающихся излучением фотона, всегда отрицательны, а силы осцилляторов в случае поглощения фотона поглощения всегда положительны.

В квантовой теории доказано, что квадраты модулей матричных элементов  $D_{nm}$  симметричны относительно перестановок индексов:  $|D_{nm}|^2 = |D_{mn}|^2$ . Таким образом, всегда выполняется соотношение  $f_{nm} = -f_{mn}$ . Из этого, в частности следует, что линейчатые спектры излучения и поглощения для каждого вещества являются взаимодополняемыми. Совпадают не только частоты излучения и поглощения, но и интенсивности соответствующих спектральных линий.

## 2. Теория дисперсии света в газах

Свет с волновой точки зрения представляет собой суперпозицию электромагнитных волн. Световые волны распространяются в вакууме с постоянной скоростью  $c=2.9970 \cdot 10^8$  м/с, не зависящей от частоты излучения.

Однако при прохождении света в среде имеет место зависимость его фазовой скорости  $v$  и показателя преломления  $n = c/v$ , от частоты  $\omega$ . Данное явление называется дисперсией света. Измеряя показатели преломления для разных частот, можно исследовать дисперсионные свойства вещества, т.е. получить дисперсионную кривую  $n = f(\omega)$ . В дальнейшем ограничимся случаем оптически однородной среды. В этой среде явления дисперсии не искажаются дифракцией света на неоднородностях.

Дисперсия называется нормальной, если с ростом частоты показатель преломления увеличивается. В противном случае дисперсия называется аномальной.

Поскольку каждое вещество имеет свои линии поглощения, вид дисперсионной кривой определяется распределением этих линий по спектру.

Из уравнений Максвелла следует, что  $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ , где  $\epsilon$  и  $\mu$  – относительные электрическая и магнитная проницаемости среды. Для оптически прозрачных сред  $\mu \approx 1$ , поэтому показатель преломления вычисляется как

$$n = \sqrt{\epsilon} = \sqrt{\chi + 1} \quad (5)$$

где  $\chi$  – диэлектрическая восприимчивость среды.

Вычислим закон дисперсии  $n = f(\omega)$  для идеального газа, в котором можно пренебречь взаимодействием атомов и молекул. Для этого воспользуемся вышеупомянутой моделью, в которой внешний (*оптический*) электрон в атоме рассматривается как гармонический осциллятор. Уравнение свободных колебаний такого электрона имеет вид (3).

Если атом взаимодействует с электрическим полем световой электромагнитной волны  $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(-i\omega t)$ , в правую часть (3) следует добавить силу кулоновского взаимодействия  $\vec{F}_k = -e\vec{E}$ . В проекции на ось ( $x$ ), параллельную вектору  $\vec{E}_0$  уравнение его движения принимает вид

$$m(\ddot{x} + 2\gamma\dot{x} + \omega_0^2 x) = -eE_0 \exp(-i\omega t). \quad (6)$$

Частное решение неоднородного уравнения (6) имеет вид

$$x = \frac{-eE_0 \exp(-i\omega t)}{m(\omega_0^2 - \omega^2 - 2i\omega\gamma)}. \quad (7)$$

Таким образом, оптический электрон совершает вынужденные гармонические колебания с амплитудой, зависящей от частоты света  $\omega$ . Тогда поляризация  $P$  атомного газа, определяемая как сумма дипольных моментов  $-ex$  всех осцилляторов в единице объема среды, тоже является функцией  $\omega$ :  $P = -\frac{Nex}{V} = \frac{Ne^2 E_0 \exp(-i\omega t)}{mV(\omega_0^2 - \omega^2 - 2i\omega\gamma)}$ , где  $N$  – число осцилляторов в объеме  $V$  идеального газа.

В итоге, в соответствии с определением диэлектрической восприимчивости  $\vec{P} = \chi\epsilon_0\vec{E}$ , для её частотной зависимости получаем:

$$\chi = \frac{P}{\epsilon_0 E} = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 mV(\omega_0^2 - \omega^2 - 2i\omega\gamma)} = \chi' + i\chi'' \quad (8)$$

В свою очередь, показатель преломления  $n = \sqrt{1 + \chi}$ , как и восприимчивость, тоже является комплексной функцией частоты и может быть представлен в виде  $n = n' + in''$ .

Возводя это равенство в квадрат ( $n^2 = n'^2 - n''^2 + 2in'n'' = 1 + \chi$ ) и подставив в полученное выражение значение восприимчивости из (8), имеем:

$$\chi' = n' - n'' - 1 = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 mV} \cdot \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2\gamma^2}; \quad (9a)$$

$$\chi'' = 2n'n'' = \frac{fNe^2}{\epsilon_0 mV} \cdot \frac{2\omega\gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2\gamma^2}. \quad (9б)$$

Графики зависимостей действительной и мнимой частей показателя преломления, построенные по формулам (9а) и (9б), представлены на рис.1. Величина  $n''$  называется **коэффициентом экстинкции** света. В [1] показано, что величина этого параметра определяет поглощение света в среде. Зависимость  $n''$  от частоты световой волны называется **пиком поглощения** (рис.1).

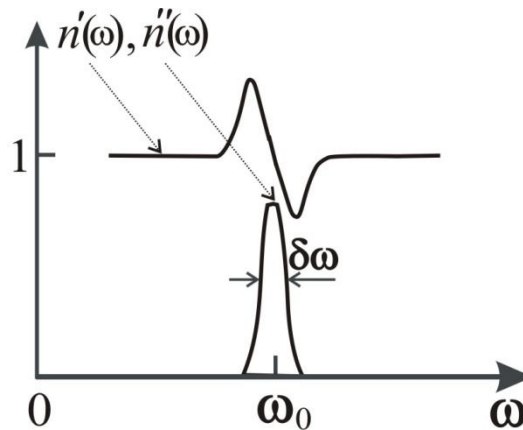


Рис.1

Как видно из рис.1, максимальное поглощение наблюдается при резонансе ( $\omega = \omega_0$ ). Ширина  $\delta\omega$  пика поглощения определяется на половине высоты кривой, описывающей зависимость  $n''(\omega)$ . Анализ формул (9а, 9б) показывает, что  $\delta\omega = 2\gamma$ . Отметим, что именно в области сильного поглощения наблюдается аномальная дисперсия действительного показателя преломления  $n'$ .

Восприимчивость газа, состоящего из атомов или молекул, имеющих несколько оптических электронов, может быть найдена путем обобщения формул (8, 9а, 9б). В общем случае закон дисперсии для диэлектрической восприимчивости газов имеет вид

$$\chi(\omega) = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m V} \sum_{k=1}^Z \frac{f_{1k}}{\omega_k^2 - \omega^2 - 2i\omega\gamma_k} \quad (10)$$

где  $Z$  – число оптических электронов,  $f_{1k}$  – силы осцилляторов для всех переходов серии  $1 \rightarrow k$ ,  $\omega_k$  – собственные частоты,  $\gamma_k$  – коэффициенты затухания.

Для сил осцилляторов справедливо **правило сумм**:  $\sum_{k=1}^Z f_{1k} = Z$ . В частности для атомов с одним оптическим электроном  $\sum_{k=1}^Z f_{1k} = 1$ .

В конденсированных средах (жидкостях и твердых телах) для вычисления зависимости  $\chi(\omega)$  необходимо учитывать взаимодействие каждого осциллятора с окружающими атомами. В качестве наиболее удачного примера подобного учета приведем без вывода закон дисперсии, полученный Клаузиусом и Мосотти для жидкостей и изотропных кубических кристаллов:

$$\frac{\chi}{\chi + 3} = \frac{Ne^2}{3\varepsilon_0 m V (\omega_0^2 - \omega^2 - 2i\omega\gamma)}$$



### 3. Лабораторная работа №5-4 Изучение дисперсионной спектральной призмы

Спектральной призмой (или просто призмой) называется многогранник, сделанный из прозрачного материала, обладающего значительной дисперсией ( $dn/d\lambda$ ). Простейшей спектральной призмой является призма треугольного сечения с параллельными ребрами. При прохождении через призму пучок лучей в результате двукратного преломления отклоняется к ее основанию на некоторый угол  $\psi$  по отношению к начальному направлению. Если на призму направить пучок белого света, то для различных монохроматических компонентов этого пучка углы отклонения  $\psi$  будут разными вследствие того, что показатель преломления материала призмы зависит от длины волны  $\lambda$  (рис.2). Здесь предполагается, что поглощение мало, то есть  $n'' \ll n'$ , поэтому  $n = n' + in'' \approx n'$ .

Если материал призмы характеризуется нормальной дисперсией, призма отклоняет коротковолновые лучи (фиолетовые) на больший угол, чем длинноволновые (красные).

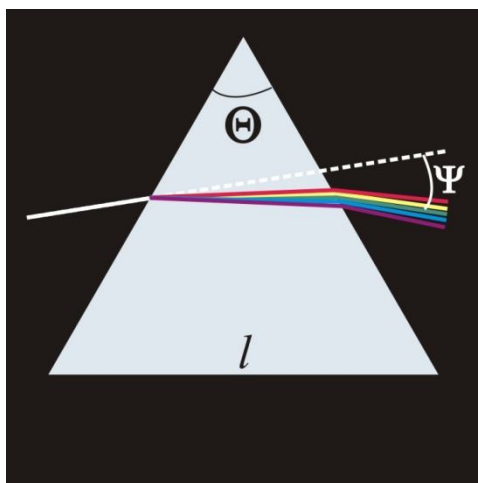


Рис. 2

Спектральные призмы используются как диспергирующие устройства во многих спектральных приборах: в монохроматорах, спектрографах, стилоскопах, спектрофотометрах и др. При этом спектральные призмы могут иметь форму сложного многогранника или же состоять из комбинации небольших призм. Материалом служат стекло, кварц, флюорит и др. Преломляющая способность оптического материала характеризуется в основном тремя величинами:

- 1) показателем преломления  $n_D$  для желтой линии натрия ( $\lambda = 589,3\text{нм}$ );
- 2) средней дисперсией

$$\delta n = n_F - n_C, \quad (11)$$

где  $n_F$  и  $n_C$  - показатели преломления для голубой и красной линии водорода ( $\lambda_F = 486,1\text{нм}$ ,  $\lambda_C = 656,3\text{нм}$ ;

3) коэффициентом средней дисперсии, или числом Аббе

$$v = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}. \quad (12)$$

Для более полной характеристики оптических материалов определяются показатели преломления на всем интервале длин волн оптического спектра (400÷700)нм.

В настоящей работе изучается равносторонняя призма треугольного сечения. Можно доказать, что угол  $\psi$ , на который отклоняется световой пучок в треугольной призме, принимает наименьшее значение  $\psi = \psi_{\min}$  если направление этого пучка в призме параллельно ее основанию (рис.2). Измерив величину  $\psi_{\min}$ , можно вычислить коэффициент преломления стекла по формуле

$$n = \frac{\sin\left(\frac{\Theta + \Psi_{\min}}{2}\right)}{\sin \Theta/2}, \quad (13)$$

где  $\Theta$  – *преломляющий угол* призмы (очевидно, в случае равносторонней призмы  $\Theta = 60^\circ$ ).

Преломляющий угол призмы не должен быть больше предельного значения  $\Theta_{\max} = 2 \arcsin(1/n)$ . В противном случае световой луч, преломившись на первой грани, упадет на вторую грань под углом, большим угла полного внутреннего отражения, и не выйдет из призмы.

Свойства призмы как спектрального прибора характеризуются *угловой дисперсией*  $\beta$ , которую определяют как отношение разности углов отклонения  $d\psi$  двух спектрально близких монохроматических пучков к разности их длин волн  $d\lambda$ :

$$\beta = d\psi/d\lambda \quad (14)$$

Дифференцируя выражение (13), получим

$$\frac{dn}{d\lambda} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\cos \frac{\Theta + \psi}{2}}{\sin \frac{\Theta + \psi}{2}} \cdot \frac{d\psi}{d\lambda} = \frac{\sqrt{1 - \sin^2 \frac{\Theta + \psi}{2}}}{2 \sin \frac{\Theta}{2}} \cdot \frac{d\psi}{d\lambda},$$

откуда следует:

$$\frac{d\psi}{d\lambda} = \beta = \frac{2 \sin \frac{\Theta}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\Theta}{2}}} \cdot \frac{dn}{d\lambda}, \quad (15)$$

где  $dn/d\lambda$  – дисперсия показателя преломления в веществе призмы. Для стекла сорта ТФ-5  $dn/d\lambda = 3200 \text{ см}^{-1}$  в синей части спектра и  $1170 \text{ см}^{-1}$  в красной части спектра.

Если угол  $\Theta$  равен  $60^\circ$ , формула (15) принимает вид

$$\beta = \frac{2}{\sqrt{4 - n^2}} \frac{dn}{d\lambda}. \quad (16)$$

Наличие значительной дисперсии  $\beta$  еще не обеспечивает возможности раздельного наблюдения двух близких спектральных линий  $\lambda$  и  $\lambda'$ . Линии не сливаются при условии, что спектральная ширина каждой из них не слишком велика по сравнению с разностью  $\delta\lambda = \lambda' - \lambda$  (рис.3).

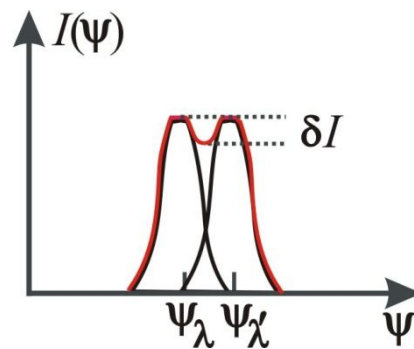


Рис.3

**Разрешающая способность**  $R$  любого оптического прибора определяется как отношение  $R = \bar{\lambda}/\delta\lambda$ , где  $\delta\lambda = |\lambda - \lambda'|$  – минимальная разрешаемая разность длин волн для данного прибора,  $\bar{\lambda} = (\lambda + \lambda')/2$ .

Две линии принято считать разрешенными, т.е. видными раздельно, если угловое распределение их суммарной интенсивности имеет провал  $\delta I$  не менее 20% от максимальной интенсивности (рис.3). Применяя этот критерий при расчете разрешающей силы стеклянной призмы, можно показать, что

$$R = (l_1 - l_2) \frac{dn}{d\lambda}, \quad (17)$$

где  $(l_2 - l_1)$  – линейные размеры, ограничивающие части призмы, через которую проходит световой пучок. Если размеры призмы меньше ширины пучка, тогда  $l_1 = 0$ ,  $l_2 = l$  (ширина основания призмы на рис.2).

## Описание установки

Приборы и принадлежности: гониометр, трехгранная призма ( $\Theta=60^\circ$ ), осветитель, источник питания, набор газоразрядных ламп низкого давления. Оптическая схема гониометра представлена на рис.4.

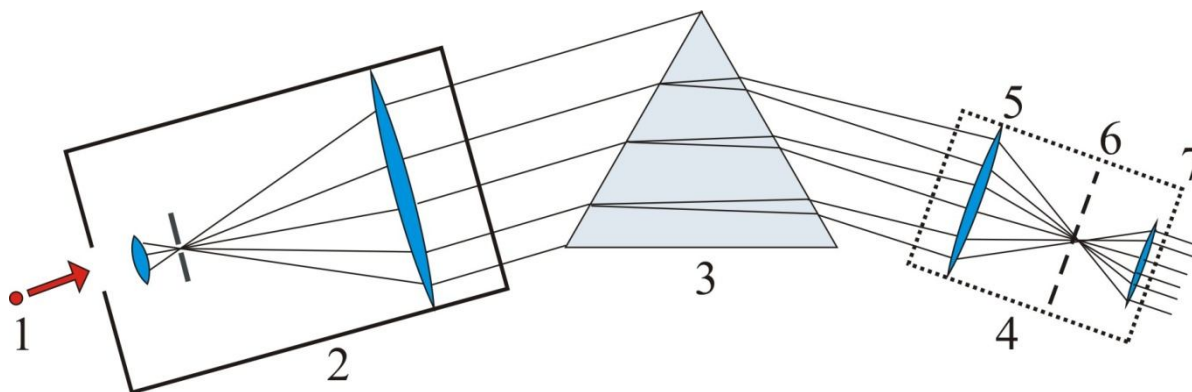


Рис.4

Свет от источника 1 освещает щель коллиматора 2, которая расположена в фокальной плоскости объектива коллиматора. Из объектива коллимированный пучок лучей направляется на призму 3. Если свет монохроматический, то после преломления в призме произойдет разложение света в спектр. Параллельные пучки света, соответствующие различным длинам волн, соберутся в фокальной плоскости 6 объектива 5 зрительной трубы 4 в виде спектра, являющегося изображением щели 2. Спектр наблюдается глазом через окуляр 7. Коллиматор и зрительная труба смонтированы на массивном основании. Коллиматор укреплен неподвижно, а зрительная труба может вращаться в горизонтальной плоскости относительно вертикальной оси основания. Относительно той же оси центрирован горизонтальный отсчетный лимб – металлический диск с круговой шкалой. Зрительная труба может вращаться относительно вертикальной оси вместе с предметным столиком или отдельно от него. Со зрительной трубой обычно скрепляется один или два нониуса, позволяющие определить ее положение относительно лимба.

### Задание 1. Определение габаритов призмы

1. Измерить длину  $l$  основания призмы в ее главном сечении.
2. Измерить диаметры объектива и зрительной трубы и сопоставить их значение с величиной  $l$ . Если  $l$  больше указанных диаметров, то следует определить значения  $l_1$  и  $l_2$  (см. рис.2), обуславливающие ширину проходящего через призму светового пучка.

## Задание 2. Определение преломляющих характеристик материала призмы, ее угловой дисперсии и разрешающей силы

1. Осветить щель коллиматора натриевой лампой (или другой по указанию преподавателя) и проверить установку зрительной трубы на "бесконечность", а коллиматора на "параллельность". При правильной установке в окуляр зрительной трубы одновременно видны резкое изображение щели и вертикальная нить окуляра зрительной трубы.

2. Определить направление неотклоненного луча, для чего, вращая зрительную трубу, совместить вертикальную нить с серединой изображения щели. В этом положении снять отсчет  $\psi_0$  по лимбу и нониусу.

3. Установить на столик гониометра исследуемую призму так, чтобы биссектриса ее преломляющего угла была приблизительно перпендикулярна оси коллиматора. Поворачивая рукой столик по часовой стрелке, визуальнo контролировать изображение щели (в виде желтой полосы). Установить в этом направлении зрительную трубу. Медленно вращать столик с призмой в направлении уменьшения угла отклонения и следовать зрительной трубой за смещающимся изображением щели. Уловить момент, когда изображение щели остановится и начнет двигаться в противоположном направлении при неизменном направлении вращения столика. Это положение столика и зрительной трубы соответствует углу наименьшего отклонения. Закрепить при помощи винта столик и совместить вертикальную нить зрительной трубы с серединой изображения щели. По лимбу и нониусу снять отсчет  $\psi_1$ . Вычислить  $\psi_{\min} = |\psi_0 - \psi_1|$ .

4. Заменить натриевый источник света неоновой лампой и, проделав операции, указанные в п.3, для всех видимых линий неоновом спектра, снять для них отсчеты  $\psi_{1k}$  ( $k = 1, 2, \dots$ ). При идентификации линий обращать внимание на их относительную яркость. (Табл. П1).

5. Вычислить для каждой линии значения углов наименьшего отклонения, равные разности соответствующих отсчетов  $\psi_{1k}$  и  $\psi_0$ . Рассчитать по формуле (13) показатели преломления для всех линий неоновом спектра и желтой линии натрия. По полученным данным построить график зависимости  $n = f(\lambda)$ . По графику определить вид дисперсии (нормальная или аномальная).

6. Используя формулы (11) и (12), рассчитать среднюю дисперсию и коэффициент средней дисперсии призмы.

7. Пользуясь графиком зависимости  $n = f(\lambda)$  и формулой (16) определить значение угловой дисперсии  $\beta$  для красной и синей области спектра.

8. По формуле (17) определить разрешающую способность  $R$  для красной и синей области спектра.

9. Приняв, что материалом призмы является стекло ТФ-5 (тяжелый флинт), рассчитать угловую дисперсию  $\beta$  и разрешающую силу призмы  $R$  для красной и синей области спектра.

10. Сравнить теоретические и экспериментальные результаты  $\beta$  и  $R$ .

11. Сравнить (визуально) ширину и яркость двух линий неона: желтой (585нм) и светло-зеленой (576нм). Сделать выводы.

## 5. Лабораторная работа № 5-5

### Изучение спектрального прибора (монохроматор УМ-2)

Монохроматор УМ-2 предназначен для спектральных исследований в диапазоне 380÷1000нм.

#### Описание установки

Принадлежности и приборы: монохроматор УМ-2, источники света, блок питания.

Наблюдение спектральных линий и измерение их положения производится на монохроматоре УМ-2 со стеклянной оптикой.

Монохроматор 1 укреплен на оптической скамье, где также размещены источник света (ртутная лампа 4 с окном 5 или газоразрядная трубка низкого давления 2) и конденсор 3, закрепленные в штативах. Смещать штативы не разрешается!!!

Объектив коллиматора, система диспергирующих призм, а также объектив зрительной трубы находятся внутри корпуса прибора.

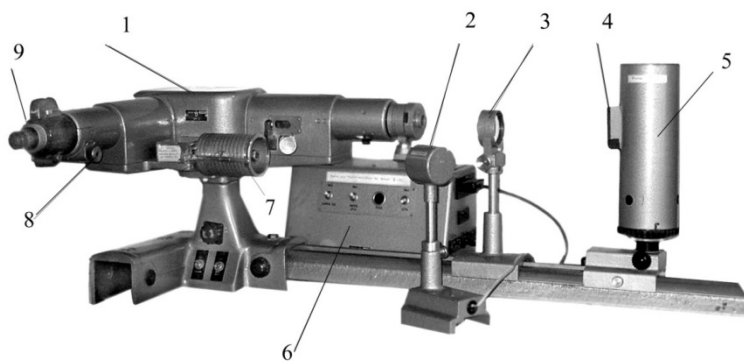


Рис.5

Рабочее напряжение на ртутную лампу подается с блока питания 6.

В фокальной плоскости объектива зрительной трубы расположена выходная щель. Для установки положения спектральной линии в плоскости выходной щели имеется индекс в виде треугольника. Индекс освещается лампочкой 8 и наблюдается через окуляр 9. Вывод спектральной линии на индекс производится поворотом диспергирующих призм при помощи барабана 7. Окуляр может устанавливаться по глазу наблюдателя на резкость изображения индекса и спектральных линий путем вращения.

Отчетным устройством прибора является барабан 7, который соединен с системой диспергирующих призм. При повороте барабана на одно деление ( $2^\circ$ ) система призм поворачивается на  $20''$ .

Монохроматор УМ-2 является симметричной системой: фокусное расстояние его коллиматора равно фокусному расстоянию зрительной трубы (280 мм).

Трубку следует включать только в течение того времени, когда проводятся наблюдения, но не более, так как от продолжительной работы интенсивность свечения понижается.

К работе прилагаются описание монохроматора УМ-2, инструкция по его пользованию, значение фокусного расстояния коллиматора  $f_k$  и диаметра его объектива  $D$ . Таблицы длин волн неона и гелия даются в приложении (таблицы П1 и П2).

Оптическая схема прибора показана на рис.6. Свет от источника 1 проходит через конденсор 2 и освещает щель 3, которая расположена в фокальной плоскости объектива 4. Из объектива параллельный коллимированный пучок лучей направляется на составную призму Аббе 5.

Если источник испускает немонахроматический свет, то вследствие дисперсии показателя преломления, происходит разложение света на монохроматические составляющие и из призм параллельные пучки лучей, соответствующие волнам определенной длины. Эти параллельные пучки лучей собираются в фокальной плоскости 7 объектива 6 зрительной трубы в виде спектрального изображения щели 3. Если источником света служит лампа низкого давления, содержащая инертный газ в атомном состоянии, то спектральное изображение щели 3 будет иметь вид цветных полос, соответствующих атомному линейчатому спектру лампы. Спектр может

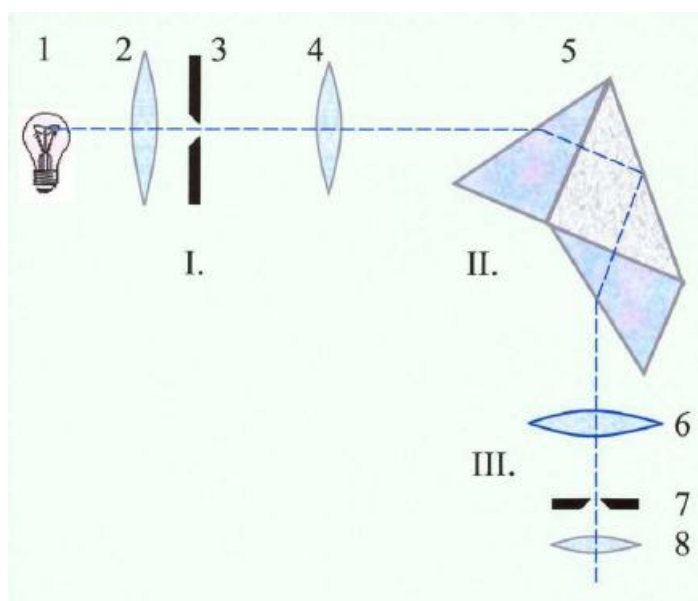


Рис. 6

наблюдаться глазом через окуляр 8, при этом спектральные линии выводятся на выходную щель зрительной трубы, расположенной в плоскости 7.

В некоторых приборах спектр фотографируется фотокамерой или регистрируется каким-либо специальным регистрирующим устройством. Основными характеристиками монохроматора являются угловая и линейная дисперсия. По определению, приведенному выше, угловая дисперсия

$$\beta = \frac{d\psi}{d\lambda} \quad (14).$$

*Линейная дисперсия*  $\delta$  определяется как отношение

$$\delta = \delta S / \delta \lambda, \quad (18)$$

где  $\delta S$  – линейное расстояние в плоскости изображения 7 объектива между изображениями линий, длины волн которых различаются на  $\delta \lambda$ .

Линейная и угловая дисперсии связаны соотношением

$$\delta = f' \beta. \quad (19)$$

Обычно линейная дисперсия выражается в миллиметрах на нанометр (мм/нм).

Дисперсия спектральных аппаратов имеет различное значение в разных участках спектра. Поэтому угловое и линейное расстояние между спектральными линиями, отличающимися по длине волны на одну и ту же величину, будут также различными в разных участках спектра.

В данной работе предлагается определить линейную дисперсию спектрального аппарата – монохроматора УМ-2 во всем диапазоне видимого спектра и найти графический закон изменения дисперсии с длиной волны.

### Задание 1. Градуировка шкалы барабана УМ-2

Градуировка шкалы барабана монохроматора производится для того, чтобы выразить показания шкалы барабана в длинах волн.

Для градуировки пользуются ртутной лампой высокого давления, спектр излучения которой представлен в таблице 1. (Источники света могут быть заменены на другие по указанию преподавателя.)

- 1 На оптической скамье устанавливается ртутная лампа, **которую включают и выключают в присутствии преподавателя или инженера лаборатории.**
- 2 Настройка изображения спектральных линий выполняется с помощью винта окуляра 9.
- 3 Поворачивая барабан 7, просматривают через окуляр весь спектр от фиолетовых до красных линий. (При правильном положении газоразрядной лампы все линии должны быть полно и ярко освещены).
- 4 Показания барабана для всех спектральных линий, приведенных в таблице 1, вносят в третий столбец этой таблицы.



- 5 Используя данные таблицы 1, строят **калибровочный график** на миллиметровой бумаге. По оси абсцисс откладывают углы  $\alpha$ , отсчитанные по делениям барабана, по оси ординат – соответствующие длины волн  $\lambda$ , в нанометрах.<sup>1</sup>
- 6 Ртутную лампу выключают; вместо неё на оптическую скамью устанавливают одну из ламп низкого давления (по указанию преподавателя).
- 7 По аналогии с пунктом 3 исследуют спектр газоразрядной лампы; показания барабана для десяти наиболее ярких спектральных линий вносят в таблицу 2.
- 8 С помощью калибровочного графика определяют длины волн спектральных линий газоразрядной трубки.

Таблица 1		
Градуировка монохроматора		
Цвет линий в спектре ртути	$\lambda$ , нм	$\alpha$ , делений
красный	690,7	
красный	671,0	
оранжевый	623,4	
жёлтый	579,0	
жёлтый	576,9	
зелёный	546,0	
голубой	491,6	
сине-фиолетовый	435,8	
Фиолетовый	407,8	
Фиолетовый	404,7	

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\alpha$ , дел										
$\lambda$ , нм										

### Задание 2. Определение дисперсии монохроматора УМ-2

В данной работе определяется линейная дисперсия для следующих участков спектра: 400, 450, 500, 550, 600, 650 и 700 нм.

1. Величины  $\beta$  и  $\delta$  вычисляют по формулам (18) и (19), используя данные из таблицы 1 или калибровочного графика. При этом следует учесть указанную выше цену деления барабана:  $2^\circ$  по барабану соответствует  $20''$  поворота призмы.

<sup>1</sup> Задания 5 и 8 выполняются студентами вне аудитории при оформлении отчета по лабораторной работе.

2. Для вычисления линейной дисперсии необходимо значение угловой дисперсии перевести в радианы на нанометры и умножить на фокусное расстояние зрительной трубы  $f' = 280$  мм.

3. По полученным данным строится график зависимости линейной дисперсии от длины волны.

## 6. Контрольные вопросы

1. Физический смысл параметров  $A_{nm}$ ,  $\tau_{nm}$ ,  $D_{nm}$ .
2. Физический смысл осциллятора  $f_{nm}$ .
3. Основные результаты классической и квантовой теории дисперсии. Комплексный показатель преломления, дисперсия и поглощение света.
4. Спектральная призма. Метод изменения спектральных характеристик призмы в работе № 5-4.
5. Устройство и принцип работы универсального монохроматора УМ-2.

## 7. Литература

1. Калитиевский Н.И. Волновая оптика. М.: Лань, 2008.
2. Лабораторный практикум по общей физике. Оптика, /сост. А.В.Карпов, Н.И.Ескин, И.С.Петрухин, под редакцией Г.Р.Лошкина .– Дубна: Международный университет «Дубна», 2006.

## 8. Приложение

**Таблица П1. Длины волн линий неона**

№	Цвет линии	$\lambda$ , нм	Относительная яркость
1.	Ярко-красная	640.2	10
2.	Красно-оранжевая	614.3	10
3.	Оранжевая	594.5	5
4.	Желтая	585.2	20
5.	Светло-зеленая	576.0	4
6.	Зеленая	540.0	6
7.	Зеленая	533.0	8
8.	Зеленая	503.1	5
9.	Сине-зеленая	484.9	8

**Таблица П2. Длины волн линий гелия**

№	Цвет линии	$\lambda$ , нм	Относительная яркость
3.	Красная	667.8	6
4.	Желтая	587.6	10
5.	Зеленая	501.6	10
6.	Зеленая	492.2	4
7.	Голубая	471.3	3
8.	Синяя	447.1	6
9.	Синяя	438.8	3
10.	Фиолетовая	412.1	3
11.	Фиолетовая	402.6	5