

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 11

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ МЕТОДОВ ДИСПЕРГИРОВАНИЯ СВЕТА

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ ОПТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Методы оптической спектроскопии используются в самых различных областях науки – физике, химии, биофизике, биохимии для исследования строения различных объектов, в том числе биологической природы, на атомно-молекулярном уровне. Спектральные приборы, используемые для этих целей, различаются по целому ряду признаков: рабочей области длин волн (УФ, видимая, инфракрасная); по способу разложения исследуемого излучения на монохроматические составляющие (призменные, дифракционные и интерференционные); по способу регистрации (визуальные, фотографические и фотоэлектрические).

Любые спектральные анализаторы, работающие в оптическом диапазоне электромагнитного излучения, включают в себя следующие основные элементы:

- источник излучения;
- монохроматор, разлагающий световой поток на монохроматические пучки и формирующий спектр;
- приемно-регистрирующие устройства, преобразующие световые сигналы в электрические и производящие их измерение.

Важнейшей частью любого спектрального прибора является монохроматор. Он включает входной коллиматор, диспергирующую систему и зрительную трубу или камеру (рис.11.1), в зависимости от способа регистрации спектра. Входной коллиматор состоит из входной щели 1 и линзы 2, преобразующей расходящийся от щели пучок излучения в параллельный.

Ключевым элементом монохроматора является диспергирующая система, осуществляющая пространственное разделение световых волн с различной частотой (длиной волны). Иными словами, различные частотные составляющие, присутствующие во входном пучке, на выходе из диспергирующей системы распространяются в различных направлениях. Объектив камеры фокусирует эти монохроматические параллельные пучки в фокальной плоскости, образуя совокупность монохроматических изображений входной щели – амплитудно-частотный спектр исследуемого излучения.

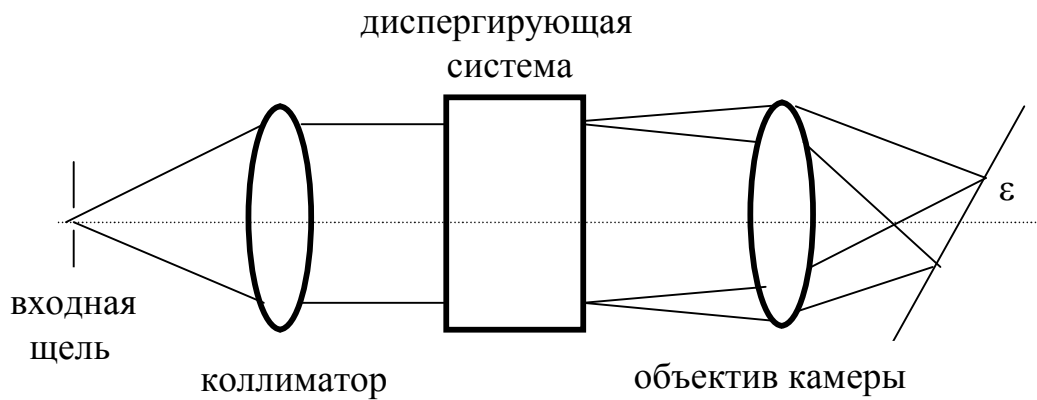


Рис.11.1. Принципиальная схема монохроматора.

Поскольку каждая из монохроматических волн излучения характеризуется своей интенсивностью J (количеством энергии, переносимым за единицу времени через единицу площади, Дж/м²), то визуально мы наблюдаем полосы разной интенсивности (яркости). При фотоэлектрической регистрации величина электрического сигнала пропорциональна интенсивности монохроматической волны. Графически спектр представляется в виде зависимости интенсивности от длины волны $J(\lambda)$ или частоты $J(\nu)$.

Основными оптическими характеристиками диспергирующей системы являются угловая (D_φ) и линейная (D_l) дисперсии и разрешающая способность (R).

Угловой дисперсией прибора называется величина D_φ , характеризующая угол $d\varphi$, на который разделяются световые пучки бесконечно близких (λ и $\lambda + d\lambda$) длин волн.

$$D_\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda}. \quad (11.1)$$

Линейная дисперсия D_l определяет расстояние dl в фокальной плоскости объектива камеры между монохроматическими изображениями входной щели с длиной волны λ и $\lambda + d\lambda$.

$$D_l = \frac{dl}{d\lambda}. \quad (11.2)$$

Угловая и линейная дисперсии связаны между собой соотношением

$$D_l = D_\varphi \cdot \frac{f_k}{\sin \varepsilon}, \quad (11.3)$$

где f_k – фокусное расстояние объектива камеры; ε – угол наклона фокальной плоскости к оптической оси монохроматора.

На практике для характеристики монохроматора обычно используют величину обратной дисперсии $D = \frac{d\lambda}{dl}$ (нм/см). Если спектр характеризуется не длиной волны, а частотой (ν , с^{-1}), то линейная и угловая дисперсии определяются аналогичными выражениями:

$$D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\nu}; \quad D_l = \frac{dl}{d\nu}. \quad (11.4)$$

Разрешающей способностью спектрального прибора называется величина, характеризующая его способность регистрировать отдельно две близко расположенные линии равной интенсивности:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \quad (11.5)$$

где λ – средняя длина линий волны, $\Delta\lambda$ – разность длин волн линий (предел разрешения).

Различают теоретическую R_T и реальную R_R разрешающие способности. Теоретическая разрешающая способность обусловлена исключительно волновой природой света, т.е. дифракцией плоской монохроматической световой волны на действующем отверстии прибора. R_T определяет предельное (максимальное) значение разрешающей способности. Согласно критерию Рэля две близкие линии воспринимаются отдельно в том случае, если максимум одной линии совпадает с ближайшим минимумом другой. При этом интенсивность в промежутке между линиями составляет 80% от максимума.

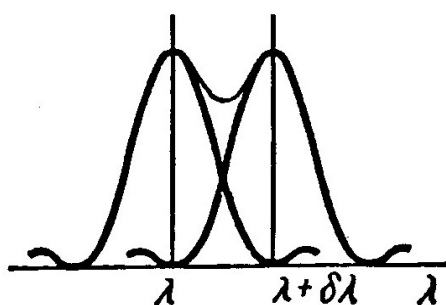


Рис. 11.2. Распределение интенсивности света при дифракции на действующем отверстии для двух разрешаемых монохроматических линий без учета щелевых искажений.

На основании критерия Рэлея можно получить общее выражение для теоретической разрешающей способности, справедливое для любой диспергирующей системы.

Согласно критерию Рэлея (см. рис.11.2) угловое расстояние между разрешаемыми линиями равно половине угловой ширины центрального фраунгоферова максимума:

$$\Delta\varphi = \frac{\lambda}{a}, \quad (11.6)$$

где a – ширина светового пучка, формирующего изображение спектральной линии в фокальной плоскости объектива камеры (эффективная линейная апертура выходного пучка).

С другой стороны, величина $\Delta\varphi$ связана с $\Delta\lambda$ через угловую дисперсию

$$\Delta\varphi = D_\varphi \cdot \Delta\lambda. \quad (11.7)$$

Подставляя (11.7) в (11.6) получим $D_\varphi \cdot \Delta\lambda = \frac{\lambda}{a}$, откуда

$$R_T = D_\varphi \cdot a. \quad (11.8)$$

1. ДИСПЕРСИЯ СВЕТА НА СТЕКЛЯННОЙ ПРИЗМЕ

Цель работы: определение показателя преломления вещества стеклянной спектральной призмы и оценка ее дисперсионных характеристик.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Спектральной призмой называется многогранник из прозрачного в рабочей области длин волн материала, обладающего значительной дисперсией ($dn/d\lambda$) показателя преломления. Простейшей спектральной призмой является призма, имеющая в сечении равнобедренный треугольник с углом при вершине θ (преломляющий угол призмы) и основанием L (рис.11.3).

При прохождении через призму плоская световая волна в результате двукратного преломления отклоняется к ее основанию на некоторый угол. Если на призму падает немонахроматическая световая волна, то углы отклонения φ для монохроматических составляющих с разной длиной волны будут различными вследствие зависимости n от λ . В результате этого на выходе из призмы происходит пространственное разделение монохроматических волн. Рассматривая ход лучей в плоскости главного сечения призмы, можно найти зависимость угла отклонения φ от угла падения i_1 . В случае, когда луч проходит через призму симметрично, т.е. $i_1 = i_2$ (i_2 – угол выхода), угол отклонения

φ будет наименьшим (φ_{\min}) по сравнению с любым другим углом падения i_1 . В этом случае говорят, что призма установлена под углом наименьшего отклонения, который связан с n и θ соотношением:

$$n = \frac{\sin \frac{\varphi_{\min} + \theta}{2}}{\sin \frac{\theta}{2}}. \quad (11.9)$$

Формула (11.9) является основной для определения n по полученному в эксперименте φ_{\min} .

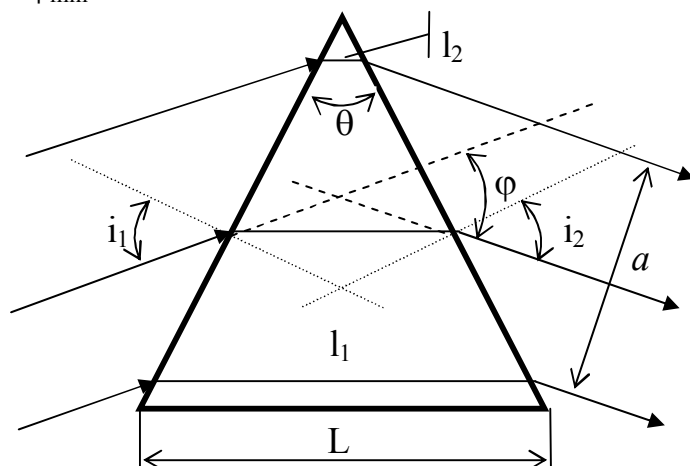


Рис.11.3. Ход лучей в призме.

Преломляющий угол призмы θ может быть различным, но не больше предельного значения

$$\theta_{\max} = 2 \cdot \arcsin \frac{1}{n}. \quad (11.10)$$

Если $\theta > \theta_{\max}$, то световой луч, преломившись на первой грани, будет падать на вторую под углом большим, чем угол полного внутреннего отражения, и не выйдет из призмы.

Формулу для расчета теоретической угловой дисперсии призмы получаем, дифференцируя выражение (11.9):

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{2 \cdot \sin \frac{\theta}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2}}} \cdot \frac{dn}{d\lambda}, \quad (11.11)$$

где $dn/d\lambda$ – дисперсия показателя преломления вещества призмы.

Для стекла марки ТФ-5 (тяжелый флинт) $dn/d\lambda = 3200 \text{ см}^{-1}$ в синей части спектра и $dn/d\lambda = 1170 \text{ см}^{-1}$ – в красной.

Если угол $\theta = 60^\circ$, то формула (3) упрощается:

$$D_\varphi = \frac{2}{\sqrt{4-n^2}} \cdot \frac{dn}{d\lambda}. \quad (11.12)$$

Умножая (11.11) на ширину выходного пучка (рис.11.3), получим после несложных преобразований выражение для теоретической разрешающей способности призмы

$$R_T = (l_1 - l_2) \cdot \frac{dn}{d\lambda}, \quad (11.13)$$

где l_1 и l_2 – линейные размеры, ограничивающие часть призмы, через которую проходит световой пучок.

В идеальном случае, когда пучок заполняет полностью входную грань призмы, $l_1 = L$, $l_2 = 0$ (L – длина основания призмы):

$$R_T = L \cdot \frac{dn}{d\lambda}. \quad (11.14)$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Оптическая схема установки на базе гониометра ГС-5 представлена на рис.11.4.

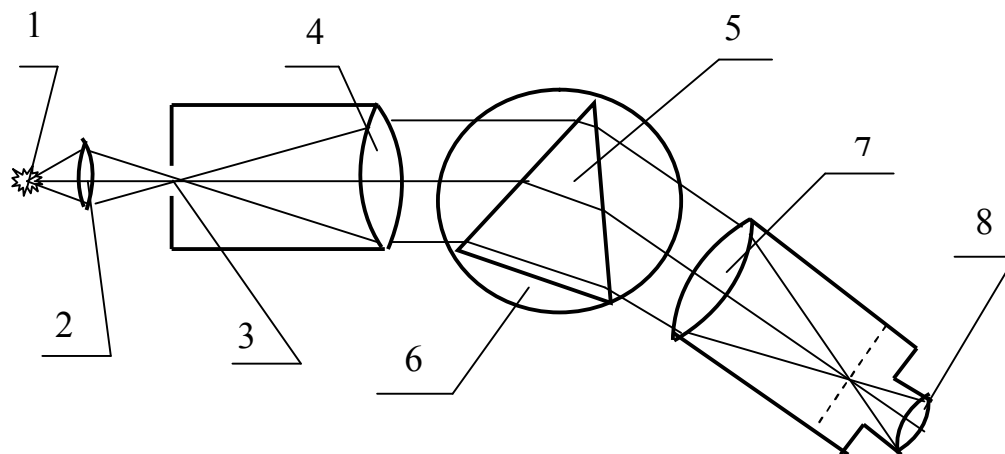


Рис.11.4. Оптическая схема призмного монохроматора на базе гониометра.

Гониометр, с его основными частями, представляет собой спектрограф без диспергирующего элемента, в качестве которого в данной работе используется призма.

Свет от источника 1 фокусируется конденсором 2 в плоскости щели 3, которая расположена в передней фокальной плоскости объектива 4 коллиматора. Из объектива коллимированный пучок лучей направляется на призму 5. Немонохроматический свет разлагается на параллельные монохроматические пучки, которые отклоняются на различные углы φ_λ соответственно длинам волн монохроматических составляющих, присутствующих в излучении источника. Эти параллельные пучки собираются в фокальной плоскости объектива зрительной трубы 7 в виде спектра, являющегося изображением щели 3. Спектр наблюдается в окуляр 8. Коллиматор и зрительная труба смонтированы на массивном основании. Коллиматор укреплен неподвижно, а зрительная труба может вращаться в горизонтальной плоскости относительно оси основания. Исследуемая призма устанавливается на предметный столик 6. Зрительная труба может вращаться относительно вертикальной оси вместе с предметным столиком или отдельно от него. Отсчет углов поворота столика и трубы производится по шкале отсчетного устройства.

Детальное описание устройства гониометра и техники измерения приведено в «Описании лабораторных работ по физике для студентов МБФ», (раздел «Оптика»). М., 1983 г. Длины волн источников излучения приведены в конце описания.

Задание 1. Определение параметров призмы.

1. Получить у лаборанта призму. Измерить длину L основания призмы в ее главном сечении.
2. Измерить диаметры входных отверстий объектива коллиматора и зрительной трубы.
3. Рассчитать возможный наибольший преломляющий угол призмы по формуле (11.9), приняв $n = 1,70$.
4. Произвести измерение преломляющего угла призмы согласно описанию к работе 2 в методической разработке «Описание лабораторных работ по физике». Сравнить рассчитанное значение угла θ_{\max} с измеренным. Оценить погрешность измерения θ .

Задание 2. Определение угловой дисперсии, разрешающей способности и дисперсии показателя преломления призмы.

1. Осветить щель коллиматора источником линейчатого спектра и проверить установку зрительной трубы «на бесконечность», а коллиматора «на

параллельность». При правильной установке в окуляр зрительной трубы одновременно видны резкое изображение щели и перекрестье окуляра зрительной трубы. Зафиксировать нижнюю часть столика.

2. Определить направление неотклоненного пучка, для чего вращая алидаду, совместить изображение входной щели с вертикальным штрихом перекрестья окуляра. Для точного определения угла окончательную наводку зрительной трубы следует проводить при фиксированной алидаде, используя винты тонкой подачи. Снять отсчет α_1 по лимбу и нониусу.

3. Установить на столик гониометра исследуемую призму. Поворачивая рукой верхнюю часть столика с призмой, глазом отыскать систему цветных изображений щели (спектр). Установить в этом направлении зрительную трубу. Медленно вращать столик с призмой и следовать зрительной трубой за смещающимся изображением щели для наиболее яркой линии в зеленой области спектра. 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. Если такое положение найти не удастся, то следует изменить направление вращения столика. Зафиксировать алидаду и совместить вертикальный штрих перекрестья зрительной трубы с серединой изображения входной щели, используя винты тонкой подачи. По лимбу и нониусу снять отсчет α_2 .

4. Далее совместить с перекрестием следующую линию спектра, вращая алидаду, затем, поворачивая столик в ту или другую сторону, найти угол наименьшего отклонения и провести его измерение. Эту операцию проделать для всех линий спектра. Результаты измерений занести в таблицу.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Вычислить для каждой линии значение углов наименьшего отклонения φ_{\min} , равное разности соответствующих отсчетов α_1 и α_2 , рассчитать по формуле (11.9) показатели преломления для всех линий. По полученным данным построить график зависимости $n = f(\lambda)$.

2. Пользуясь графиком зависимости $n = f(\lambda)$ и формулой (11.12), определить значения угловой дисперсии методом графического дифференцирования с шагом $\Delta\lambda = 20$ нм в диапазоне длин волн от 400 нм до 600 нм.

3. Считая, что $l_1 = L$, $l_2 = 0$, по формуле (11.14) определить максимальную разрешающую способность R в диапазоне длин волн от 400 нм до 600 нм с шагом 20 нм.

4. Результаты расчета угловой дисперсии и разрешающей способности представить в таблице.

λ нм	400	420	440	460	480	500	520	540	560	580	600
D											
R											

5. Сравнивая полученные значения $n = f(\lambda)$ с приведенными ниже в таблице 1, определить материал стекла призмы.

Таблица 1. Значения $n = f(\lambda)$ для различных марок стекла.

Стекло	λ	589,3	527,0	486,1	434,1	430,8
Крон-глас	Легкий	1,5153	1,5186	1,5214	1,5264	1,5267
	Тяжелый	1,6152	1,6185	1,6213	1,6262	1,6265
Флинт-глас	Легкий	1,6085	1,6145	1,6200	1,6302	1,6308
	Тяжелый	1,7515	1,7623	1,7723	1,7910	1,7922

6. Оценить возможные источники погрешностей n , D_φ , R .

7. Результаты занести в таблицу. Составить заключение к работе.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Марка стекла призмы:
2. Преломляющий угол призмы θ° .
3. Длина основания призмы L (мм).

Таблица

λ , нм	α_1	α_2	$\varphi_{\min} = \alpha_2 - \alpha_1$	N

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Запишите выражения для векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} в плоской электромагнитной волне и дайте определение основных характеристик волны.
2. Укажите интервал длин волн, соответствующий видимой области спектра.
3. Опишите принцип работы монохроматора.
4. Выведите формулу (11.14).
5. Выведите формулу (11.9).

2. ДИСПЕРСИЯ СВЕТА НА ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКЕ

Цель работы: изучение дифракционной решетки как диспергирующего элемента. Экспериментальное определение основных характеристик решетки.

Дифракционной решеткой является любая ограниченная среда с периодически повторяющимися оптическими неоднородностями.

Различают решетки, работающие на пропускание, и отражательные решетки, а в зависимости от того, какую характеристику световой волны модулирует решетка, последние делятся на амплитудные и фазовые. Отражательные решетки, по сути, являются фазовыми.

Одномерная амплитудная дифракционная решетка представляет собой систему большого числа N одинаковых по ширине прозрачных щелей, разделенных одинаковыми непрозрачными промежутками. Интерференционная картина от такой системы наблюдается в проходящем свете.

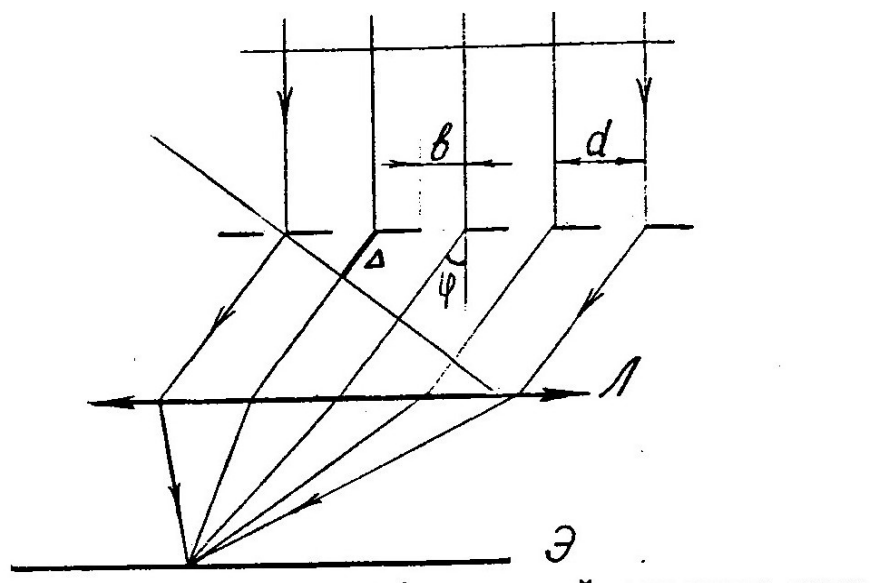


Рис.11.5. Схема формирования дифракционной картины на решетке.

Основными геометрическими параметрами решетки являются пространственный период d (нм) (или пространственная частота $\nu = 1/d$ (мм^{-1})) и длина решетки L .

При прохождении через решетку плоской световой волны дифракционная картина наблюдается на экране (Э), помещенном в задней фокальной плоскости линзы (L) (рис.11.5).

Для расчета дифракционной картины, наблюдаемой на экране, необходимо учитывать интерференцию вторичных волн как от различных участков отдельной щели, так и от различных щелей решетки.

Рассмотрим наиболее простой случай нормального падения плоской монохроматической световой волны на дифракционную решетку. При этом колебания во всех точках в плоскости решетки происходят в одинаковой фазе и вторичные волны, распространяющиеся под углом φ от соседних щелей, имеют одинаковую амплитуду A_φ , но отличаются по фазе на величину δ :

$$\delta = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \varphi, \quad (11.15)$$

где Δ – разность хода волн от соседних щелей.

Амплитуду результирующего колебания, возбуждаемого в точке наблюдения Р, можно найти, используя метод векторного сложения амплитуд.

Соответствующий расчет результирующей амплитуды дает:

$$A = A_\varphi \frac{\sin N\delta/2}{\sin \delta/2}, \quad (11.16)$$

где A_φ – амплитуда вторичной волны, распространяющейся в направлении φ в результате дифракции на одной щели.

Соответствующий расчет для A_φ с использованием метода векторного сложения амплитуд приводит к следующему результату:

$$A_\varphi = A_0 \frac{\sin((\pi b \sin \varphi)/\lambda)}{(\pi b \sin \varphi)/\lambda}, \quad (11.17)$$

где A_0 – амплитуда волны в центре картины, b – ширина щели.

Подставляя (11.17) в (11.16), получим окончательно для распределения амплитуд в дифракционной картине:

$$A = A_0 \frac{\sin((\pi b \sin \varphi)/\lambda)}{(\pi b \sin \varphi)/\lambda} \cdot \frac{\sin((\pi N d \sin \varphi)/\lambda)}{\sin((\pi d \sin \varphi)/\lambda)}, \quad (11.18)$$

а для распределения интенсивностей:

$$I = I_0 \left(\frac{\sin((\pi b \sin \varphi)/\lambda)}{(\pi b \sin \varphi)/\lambda} \right)^2 \cdot \left(\frac{\sin((\pi N d \sin \varphi)/\lambda)}{\sin((\pi d \sin \varphi)/\lambda)} \right)^2. \quad (11.19)$$

Первый множитель в (11.18) и (11.19) называют дифракционным. Он описывает дифракцию на одной щели. Второй множитель называют интерференционным. Он описывает интерференцию волн от N щелей.

Анализируя интерференционный множитель, можно заключить, что интерференционная картина представляет собой систему узких главных максимумов, угловое положение которых определяется соотношением:

$$d \cdot \sin \varphi = \pm k \cdot \lambda, \quad (11.20)$$

где k – порядок интерференции, $k = 1, 2, 3 \dots$

Между соседними главными максимумами располагаются $N-1$ минимумов и $N-2$ дополнительных слабых максимумов. Угловое положение минимумов определяется выражением:

$$d \sin \varphi = \pm \frac{m}{N} \cdot \lambda, \quad m = 1, 2, 3 \dots, \text{ кроме } m = k \cdot N. \quad (11.21)$$

Роль дифракционного множителя сводится к модуляции интенсивностей главных максимумов в соответствии с распределением интенсивности света при дифракции на одной щели. Общий вид распределения интенсивности в дифракционной картине представлен на рис.11.6.

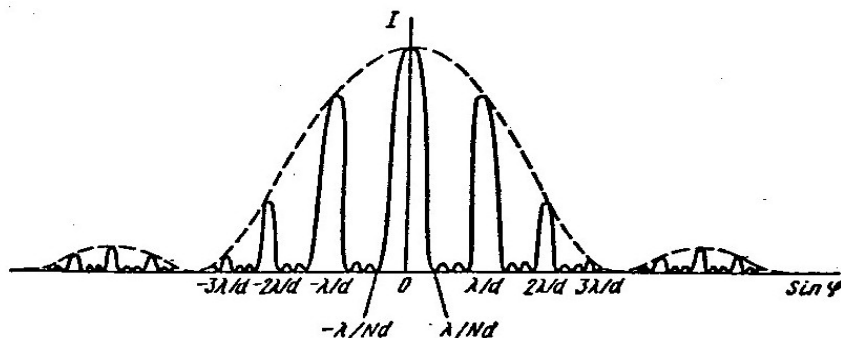


Рис.11.6. Распределение интенсивности света в дифракционной картине.

Реально наблюдаемой оказывается интерференция только в нулевом дифракционном порядке, так как на него приходится 80% интенсивности дифрагированной волны. При узких щелях (b близко к λ) нулевой дифракционный максимум расширяется на всю область доступных углов дифракции и влиянием дифракционного множителя можно пренебречь.

Рассмотрим случай наклонного падения плоской световой волны на дифракционную решетку. Такая ситуация часто имеет место при использовании отражательных решеток (рис.11.7).

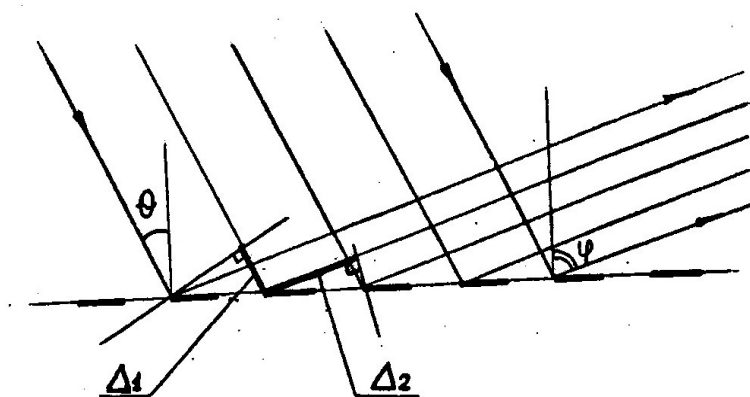


Рис.11.7. Наклонное падение плоской волны на отражательную решетку.

Как видно из рисунка, наклонное падение приводит к дополнительной разности хода Δ_1 и полная разность хода волн от соседних щелей оказывается равной $\Delta_2 - \Delta_1$. Таким образом, разность фаз колебаний от соседних щелей в точке наблюдения будет:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} d(\sin \varphi - \sin \vartheta) \quad (11.22)$$

и условие главного максимума:

$$d(\sin \varphi - \sin \vartheta) = k\lambda . \quad (11.23)$$

Как следует из условий (11.20) и (11.23), угловое положение главного максимума зависит от длины волны. Это и определяет возможность использования дифракционной решетки как диспергирующего элемента. Дифференцируя (11.20) или (11.23), получим для угловой дисперсии дифракционной решетки:

$$D_{\varphi} = \frac{k}{d \cos \varphi}. \quad (11.24)$$

Теоретическая разрешающая способность дифракционной решетки определяется общим выражением для всех диспергирующих устройств, т.е. произведением угловой дисперсии на ширину выходного пучка:

$$R_r = \frac{k \cdot L \cos \varphi}{d \cos \varphi} = \frac{k \cdot L}{d} = k \cdot N. \quad (11.25)$$

На первый взгляд может показаться, что разрешающая способность решетки может быть сколь угодно высокой за счет выбора больших значений k . Однако значение k ограничено условием $\sin \varphi \leq 1$. Поэтому

$$k_{\max} \leq d/\lambda_{\max}. \quad (11.26)$$

С учетом (11.26)

$$R_{\max} = L/\lambda_{\max}, \quad (11.27)$$

где λ_{\max} – максимальная длина волны исследуемого диапазона.

Как следует из полученных результатов, разрешающая способность и решетки и призмы пропорциональна линейным размерам диспергирующего элемента.

Проведем сравнительную оценку. Согласно (11.27) разрешающая способность дифракционной решетки длиной $L = 10$ см для $\lambda = 500$ нм составит $2 \cdot 10^5$, для призмы таких же размеров из тяжелого флинтгласа для той же длины волны разрешающая способность не превысит 10^4 . Таким образом, как диспергирующий элемент дифракционная решетка существенно эффективнее призмы. Однако призмы по сравнению с дифракционными решетками обладают одним существенным преимуществом. За исключением потерь на отражение в формировании спектра участвует весь световой поток, падающий на призмное диспергирующее устройство. В этом отношении «обычная» (амплитудная) дифракционная решетка значительно уступает призме. Действительно, через решетку проходит только тот свет, который попадает на прозрачные участки (в лучшем случае половина от падающего на решетку по-

тока). Из этого потока в центральный главный максимум попадает 80%. В самом благоприятном случае, когда решетка формирует только спектры первого порядка, на формирование одного из двух спектров первого порядка придется только 5% от падающего светового потока. Таким образом, выигрывая у призмы в 20 раз по разрешающей способности, решетка проигрывает призме почти в 20 раз по яркости спектра. При спектральном анализе излучения слабых источников этот факт может стать решающим. Однако этот недостаток дифракционных решеток можно преодолеть. Первый шаг – замена амплитудной решетки на фазовую, т.е. использование прозрачной пластинки, толщина которой периодически изменяется, осуществляя модуляцию световой волны по фазе, а не по амплитуде. Здесь сразу же получается выигрыш в использовании светового потока в два раза. Кроме того, существует принципиальная возможность осуществить такой закон изменения фазы, который обеспечит подавление одного из первых порядков и центрального главного максимума. При этом доля светового потока, участвующая в формировании спектра, теоретически может составить почти 70% от падающего на решетку светового потока. Все эти возможности могут быть реализованы с помощью голографической техники. Современные голографические отражательные дифракционные решетки имеют характеристики близкие к теоретически достижимым.

Использование отражательных решеток в сочетании с зеркальной оптикой позволяет существенным образом расширить диапазон анализируемых длин волн как в сторону ИК области, так и в сторону ультрафиолета. Ограниченной областью пропускания материала призмы диапазон исследуемых длин волн является одним из существенных недостатков призмных диспергирующих устройств. Здесь для каждого, причем достаточно узкого, спектрального диапазона приходится использовать призмы из различных материалов.

Подводя итог сравнению характеристик призмных и решеточных диспергирующих устройств, следует заключить, что современные диспергирующие устройства с дифракционными решетками по всем характеристикам существенно превосходят призмные, за исключением потерь светового потока, где их характеристики практически совпадают. Это несколько не исключает широкое использование призмных спектральных приборов для решения конкретных задач.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

При выполнении этой части работы используется та же экспериментальная установка на базе гониометра ГС-5, что и при изучении призмного диспергирующего устройства (рис.11.4), только вместо призмы на столик гониометра устанавливаются дифракционные решетки.

Задание 1. Изучение фазовой решетки, работающей на пропускание.

1. Включить ртутную лампу. Зафиксировать нижнюю часть столика гониометра. Установить оптические оси зрительной трубы и коллиматора вдоль одной прямой. Для этого необходимо совместить изображение входной щели с вертикальным штрихом перекрестья окуляра зрительной трубы. Зафиксировать алидаду в этом положении и снять отсчет угла α_0 по лимбу и нониусу. Это значение угла соответствует направлению распространения недифрагированной волны.

2. Установить на столик гониометра держатель с фазовой решеткой, работающей на пропускание, и приблизительно сориентировать плоскость решетки перпендикулярно оптической оси коллиматора. Для точной ориентации плоскости решетки, вращая алидаду, установить в поле зрения зеленую линию ртути. Зафиксировать алидаду. Медленно вращая верхнюю часть столика, добиться минимального отклонения изображения линии от положения неотклоненного пучка. Зафиксировать верхнюю часть столика в этом положении. Вращая алидаду, совместить изображение линии с вертикальным штрихом перекрестья окуляра. Ослабить стопорный винт верхней части столика и проверить условие минимального отклонения. Зафиксировать верхнюю часть столика.

3. Вращая алидаду, определить угловые положения α_1 основных линий спектра ртути в первом и втором порядках по обе стороны от центрального главного максимума. Результаты измерений занести в таблицу.

4. Не касаясь рабочей поверхности решетки, измерить ее длину L .

Таблица

λ нм	α_1	$\varphi = \alpha_1 - \alpha_0$	$\sin \varphi$

Задание 2. Изучение отражательной решетки.

1. Убрать держатель с прозрачной решеткой со столика гониометра. Проверить угловой отсчет, соответствующий направлению распространения недифрагированной волны.

2. Установить на столике гониометра держатель с отражательной решеткой. Вращая верхнюю часть столика, сориентировать решетку в соответствии с заданным преподавателем углом падения ϑ . Для этого установить алидаду под углом $\alpha_1 = (180^\circ - 2\vartheta)$ относительно угла α_0 . Вращая верхнюю часть столика, совместить изображение входной щели, соответствующее центральному главному максимуму, с вертикальной линией перекрестья окуляра зрительной трубы. Зафиксировать столик в этом положении.

3. Вращая алидаду, определить угловые положения α_2 основных линий спектра ртути в первом порядке по обе стороны от центрального главного максимума. Результаты измерений занести в таблицу.

4. Не касаясь рабочей поверхности решетки, измерить ее длину L .

Таблица

λ (нм)	α_2	$\varphi = \alpha_2 - \alpha_1$	$\sin\varphi - \sin\vartheta$

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Для решетки, работающей на пропускание:

1. Рассчитать углы дифракции φ по формуле: $\varphi = \alpha_1 - \alpha_0$. Результаты занести в таблицу.

2. Построить графики $\varphi = f(\lambda)$ и $\sin\varphi = f(\lambda)$.

3. Из графика зависимости $\sin\varphi = f(\lambda)$ по методу наименьших квадратов определить период решетки d .

4. Из графика зависимости $\varphi = f(\lambda)$ методом графического дифференцирования определить угловую дисперсию D_φ решетки в диапазоне длин волн от 400 нм до 600 нм с шагом 20 нм.

5. Рассчитать теоретическое значение угловой дисперсии для того же диапазона длин волн.

6. Определить теоретическую разрешающую способность решетки для видимой области спектра, ($\lambda_{\max} = 750$ нм).

Для отражательной решетки:

1. Рассчитать углы дифракции φ по формуле: $\varphi = \alpha_2 - \alpha_1$. Результаты занести в таблицу.
2. Построить графики $\varphi = f(\lambda)$ и $(\sin\varphi - \sin\vartheta) = f(\lambda)$.
3. Из графика зависимости $(\sin\varphi - \sin\vartheta) = f(\lambda)$ по методу наименьших квадратов определить период решетки d .
4. Из графика зависимости $\varphi = f(\lambda)$ методом графического дифференцирования определить угловую дисперсию D_φ решетки в диапазоне длин волн от 400 нм до 600 нм с шагом 20 нм.
5. Рассчитать теоретическое значение угловой дисперсии для того же диапазона длин волн.
6. Определить теоретическую разрешающую способность решетки для видимой области спектра, ($\lambda_{\max} = 750$ нм).

РЕЗУЛЬТАТЫ

Тип решетки.

Пространственный период d (нм).

Длина решетки L (мм).

Теоретическая разрешающая способность R_T .

Угловая дисперсия (результаты расчетов представить в таблице).

λ нм	400	420	440	460	480	500	520	540	560	580	600
$D_{\text{эксп}}$											
$D_{\text{теор}}$											

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Вывести формулу для угловой ширины центрального фраунгоферова максимума при дифракции света на щели шириной b .
2. Вывести формулу для угловой ширины главного максимума при дифракции света на решетке длиной L , наблюдаемого под углом дифракции φ .
3. Перечислить основные преимущества и недостатки дифракционной решетки как диспергирующего устройства по сравнению с призмой.
4. Чем является спектральная линия, наблюдаемая в фокальной плоскости объектива камеры, с точки зрения геометрической оптики?
5. Чем определяется разрешающая способность дифракционной решетки?

ПРИЛОЖЕНИЕ

Наиболее интенсивные линии атомного спектра ртути.

$\lambda, \text{Å}$	$\nu=1/\lambda, \text{см}^{-1}$	Цвет	Интенсивность, у.е.
5789,66	17272	Желтая	100
5769,60	17332	Желтая	24
5460,73	18313	Желто-зеленая	320
4916,07	20341	Сине-зеленая	10
4358,33	22945	Синяя	400
4347,49	23002	Синяя	40
4339,22	23046	Синяя	30
4077,83	24523	Фиолетовая	12
4046,56	24712	Фиолетовая	180

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 12

РЕГИСТРАЦИЯ СПЕКТРОВ ИСПУСКАНИЯ ГАЗОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРИЗМЕННОГО СПЕКТРОГРАФА ИСП-51 С ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ РЕГИСТРАЦИЕЙ

Цель работы: ознакомление с принципом действия и работой спектрального аппарата ИСП-51, построение градуировочного графика монохроматора и определение его дисперсионных характеристик; изучение принципов фотоэлектрической регистрации и получение спектрограмм.

Оборудование: Спектрограф ИСП-51 с фотоэлектрической регистрацией спектра на базе фотоэлектронного умножителя ФЭУ-79, ртутная лампа, газоразрядные источники, потенциометр КСП-4, прибор ЛПУ-01.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Назначение спектральных приборов – разложение сложного электромагнитного излучения на монохроматические составляющие. Спектральные приборы используют для следующих целей: качественного и количественного анализа спектрального состава излучения или для выделения излучения данной длины волны. Для аналитических задач особенно важным является первое назначение, когда по спектрам испускания, поглощения, отражения или рассеяния света веществом можно определить качественный и количественный состав вещества, а также судить о его физико-химических свойствах и строении. Выделение излучения данной длины волны важно при изучении различных фотохимических процессов, например, для возбуждения люминесценции.

Принципиальная оптическая схема призмного спектрографа представлена на рис. 12.1. Спектрограф имеет три основные части :

- 1) коллиматор, состоящий из объектива 2 диаметром d с фокусным расстоянием f_1 и входной щели 1, расположенной в передней фокальной плоскости. Коллиматорный объектив дает параллельный пучок исследуемого излучения;
- 2) диспергирующую систему 3, состоящую из одной или нескольких призм или дифракционной решетки. Она разлагает свет на его составляющие в виде веера широких монохроматических пучков;

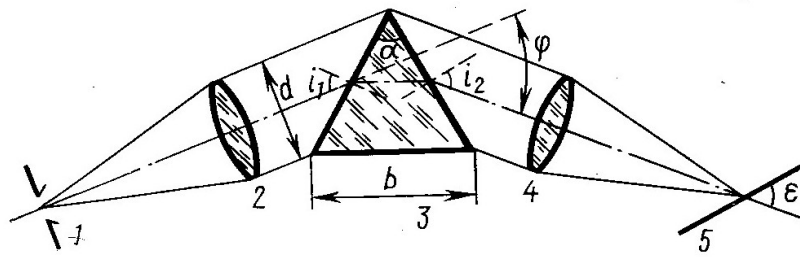


Рис. 12.1. Оптическая схема призмного спектрографа: 1 – входная щель, 2 – коллиматорный объектив, 3 – призма, 4 – камерный объектив, 5 – фокальная плоскость камерного объектива.

3) камерный (фокусирующий) объектив 4 с фокусным расстоянием f_k . Он собирает параллельные монохроматические пучки света в фокальной плоскости и создает последовательный ряд изображений щели в монохроматическом свете, совокупность которых и образует спектр. В случае спектрографа в фокальной плоскости устанавливается фотопластинка, а в случае монохроматора – выходная щель.

Таким образом, спектральная линия – это изображение входной щели спектрального прибора в монохроматическом свете в фокальной плоскости камерного объектива.

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПРИБОРОВ

Дисперсия. Линейная дисперсия спектрального прибора соответствует расстоянию по спектру в миллиметрах в фокальной плоскости камерного объектива между двумя спектральными линиями, различающимися на 1 \AA или 1 нм . Линейная дисперсия определяет размеры спектра: чем она больше, тем более растянут спектр, т.е. тем больше расстояние между спектральными линиями в единицах длины (мм).

Линейная дисперсия призмного спектрального прибора определяется формулой:

$$D_1 = \frac{dl}{d\lambda} = m \cdot \frac{2 \sin(\theta/2)}{(1 - n^2 \sin^2(\theta/2))^{1/2}} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \cdot f_k, \quad (12.1)$$

где m – число призм, θ – преломляющий угол призмы, $dn/d\lambda$ – дисперсия материалов призмы, f_k – фокусное расстояние объектива камеры.

Из формулы (12.1) видна зависимость D_l от m , $dn/d\lambda$ и f_k . Большая дисперсия прибора облегчает расшифровку сложных спектров. На практике для характеристики спектральных приборов используют обратную линейную дисперсию $\overline{D}_l = d\lambda/dl$, которая соответствует разности длин волн в Å или нм двух спектральных линий, расположенных в спектре на расстоянии 1 мм при наблюдении в окуляр или на фотопластинке.

Разрешающая способность. Разрешающая способность спектрального прибора $R = \lambda/\Delta\lambda$ характеризует ту наименьшую разность длин волн $\Delta\lambda$ двух близких спектральных линий равной интенсивности, которая позволяет их различать, а не считать за одну линию.

Спектральная линия представляет собой некий контур, ширина которого определяется дифракцией на входном отверстии, шириной входной щели, оптическими aberrациями и другими факторами. Если учесть лишь искажения за счет дифракции монохроматического параллельного пучка на входном отверстии прибора, то спектральная линия должна иметь форму, показанную на рис.12.2а. Предел разрешения в этом случае можно вычислить, пользуясь критерием Рэля, согласно которому две спектральные линии равной интенсивности считаются разрешенными, если главный дифракционный максимум одной линии совпадает с первым минимумом другой (рис. 12.2б). При этом глубина провала в середине двойного контура составляет примерно 20% максимальной интенсивности.

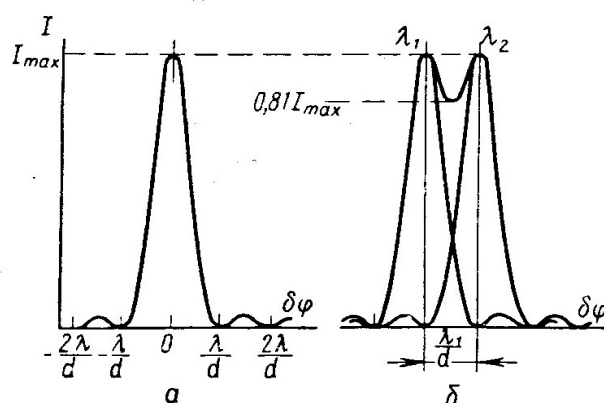


Рис. 12.2 Распределение интенсивности света при дифракции на действующем отверстии при бесконечно узкой щели спектрографа: a – одиночная спектральная линия; b – две близкие монохроматические линии.

Угловое расстояние от первого минимума до центра дифракционной картины равно $\delta\varphi = \lambda/d$. Записав для $\delta\varphi$ его выражение через угловую дисперсию $\delta\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda} \delta\lambda$, получаем $\lambda/d = \frac{d\varphi}{d\lambda} \delta\lambda$, откуда находим теоретическое значение для разрешающей способности призмы: $R_{\text{теор}} = d \frac{d\varphi}{d\lambda}$. Вследствие того, что $R_{\text{теор}}$ пропорциональна d , ее максимальное значение достигается при полном заполнении действующего отверстия светом. В случае симметричного хода лучей через призму ($i_1 = i_2$) величину $R_{\text{теор}}$ можно вычислить по формуле:

$$R = mL \frac{dn}{d\lambda}, \quad (12.2)$$

где m – число призм или проходов светом призмы, L – ширина основания призмы, $dn/d\lambda$ – дисперсия материала призмы.

Вывод формулы (12.2) приводится для бесконечно узкой входной щели без учета искажений и аберрации на оптике.

Если D_i характеризует расстояние между спектральными линиями, то R определяет величину провала между близкими линиями. На рис.12.3а приведены две близкие линии, полученные с одинаковым разрешением $R_1 = R_2$, но разной дисперсией $D_1 < D_2$, а на рис.12.3б две спектральные линии с одинаковой дисперсией $D_1 = D_2$, но разной разрешающей способностью $R_1 < R_2$. Чем больше разрешающая способность, тем более подробной получается картина спектра.

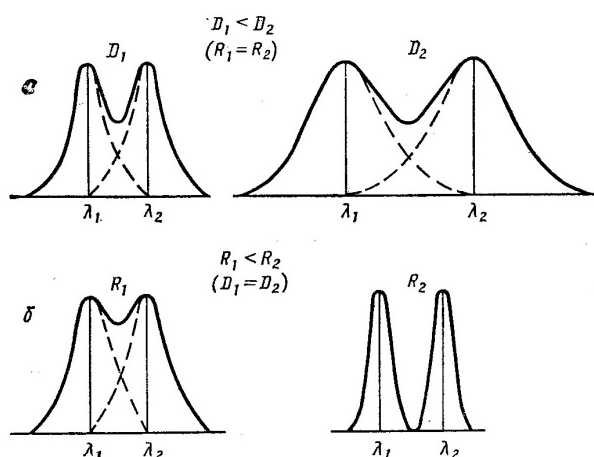


Рис.12.3. Контуры двух спектральных линий: а – с небольшой и большой дисперсией; б – с небольшим и большим разрешением.

Ширина входной щели. Если входная щель спектрального прибора бесконечно узкая, то есть ее угловой размер s_1/f_1 меньше угла $\delta\varphi = \lambda/d$, то получается идеальный дифракционный контур спектральной линии (см. рис. 12.2а). Однако при этом световой поток, попадающий в коллиматорный объектив, будет очень мал и для регистрации спектра необходимо применять сверхчувствительные методы. Это технически сложно и поэтому для увеличения светового потока необходимо увеличивать ширину входной щели S_1 . При этом будет происходить искажение контура спектральной линии и уменьшаться разрешающая способность. С ростом ширины входной щели изображение спектральной линии уширяется. И при $S_1 \gg f_1 \lambda/d$ мы имеем дело практически с геометрическим изображением щели (см. рис.12.4), ширина которого $S_2 = S_1 f_k / (f_1 \sin(\varepsilon))$.

Оптимальной для спектрофотометрирования будет ситуация совпадения углового размера $\delta\varphi$ дифракционного контура и углового размера α геометрического изображения щели ($\alpha = S_2 \sin(\varepsilon) / f_k$), т.е. $S_2 \sin(\varepsilon) / f_k = \lambda/d$.

Учитывая выражение для ширины изображения щели, получим соотношение $S_1/f_1 = \lambda/d$. Таким образом, оптимальная ширина щели S_H устанавливается такой, чтобы

$$S_H = \lambda \cdot \frac{f_1}{d}, \quad (12.3)$$

где λ – средняя длина волны для исследуемой области и f_1/d – обратная величина относительного отверстия спектрографа. Такую ширину щели принято называть нормальной, обеспечивающей оптимальные условия получения спектральных линий. При такой ширине входной щели контур спектральной линии практически не отличается от идеального, а в центральный дифракционный максимум попадает 80 % светового потока.

При использовании спектрального прибора в качестве спектрофотометра ширина выходной щели должна быть равной ширине изображения входной щели. При нормальной входной щели ширина выходной щели будет определяться соотношением $S_2 = f_k \lambda / (d \sin(\varepsilon))$ или $S_2 = S_H / \sin(\varepsilon)$. Из последнего

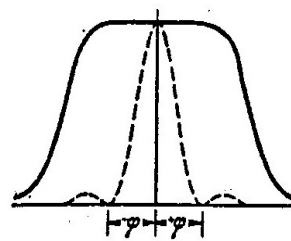


Рис.12.4. Изображение входной щели при $S_1 \gg f_1 \lambda/d$. Пунктиром показан идеальный контур линии.

соотношения следует, что для оптимальных условий получения спектров размеры входной и выходной щели должны быть примерно одинаковыми.

Светосила. Светосила спектрального прибора характеризует освещенность, которую создает оптическая система в плоскости изображения спектра. В зависимости от способа регистрации спектра и источника света (линейчатого или непрерывного) светосила определяется через различные параметры спектрального прибора, но во всех случаях она пропорциональна квадрату относительного отверстия d/f_1 объектива и коэффициенту пропускания: $\tau = \Phi/\Phi_0$ (отношение монохроматического светового потока, прошедшего через прибор и падающего на входную щель). Таким образом, светосила спектрального прибора тем выше, чем короче фокусное расстояние и больше диаметр объектива, а также чем меньше число оптических элементов (призм, линз), на которых происходит потеря света. При большой светосиле резко увеличиваются aberrации оптической системы. Обычно относительное отверстие спектральных приборов средней дисперсии бывает порядка $1/5 - 1/25$.

Освещение входной щели. Все выводы для определения оптимальных условий получения спектров проводились исходя из того, что входная щель является источником излучения, т.е. источник света находится в плоскости входной щели. Однако в большинстве случаев невозможно достичь этого условия. Для оптимального освещения входной щели применяются схемы с использованием конденсоров. Простейшая схема с использованием однолинзового конденсора приведена на рис. 12.5.

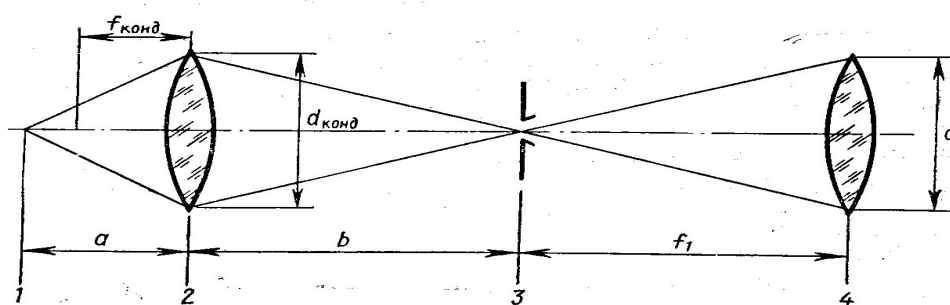


Рис. 12.5. Освещение входной щели с помощью однолинзового конденсора. 1 – источник света, 2 – конденсорная линза, 3 – щель спектрографа, 4 – объектив коллиматора.

Применение конденсоров позволяет сформировать световой пучок, сфокусированный на щель и заполняющий полностью линзу объектива. Из рис. 12.5 можно найти соотношение между диаметрами линз конденсора и объектива:

$$\frac{d_{\text{конд}}}{f_{\text{конд}}} = \left(1 + \frac{b}{a}\right) \frac{d}{f_1}. \quad (12.4)$$

В случае, если источник света не снабжен конденсором, его необходимо придвинуть к входной щели как можно ближе.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

ОПИСАНИЕ СПЕКТРОГРАФА ИСП-51

Изучаемый спектрограф ИСП-51 является наиболее распространенным 3-призменным спектральным прибором, сочетающим в себе хорошее разрешение с большой светосилой. Используется для получения спектров излучения, рассеяния, поглощения в видимой области спектра. Диапазон рабочей области прибора (360÷1000 нм) определяет стеклянная оптика (линзы и призмы), применяемая в монохроматоре. Для получения спектров в ультрафиолетовой области (УФ) 200÷400 нм необходимо использовать кварцевую оптику.

Общий вид спектрографа ИСП-51 представлен на рис.12.6. В приборе используется камера с фокусным расстоянием $f_k = 270$ мм и относительным отверстием $d/f_1 = 1/5,2$.

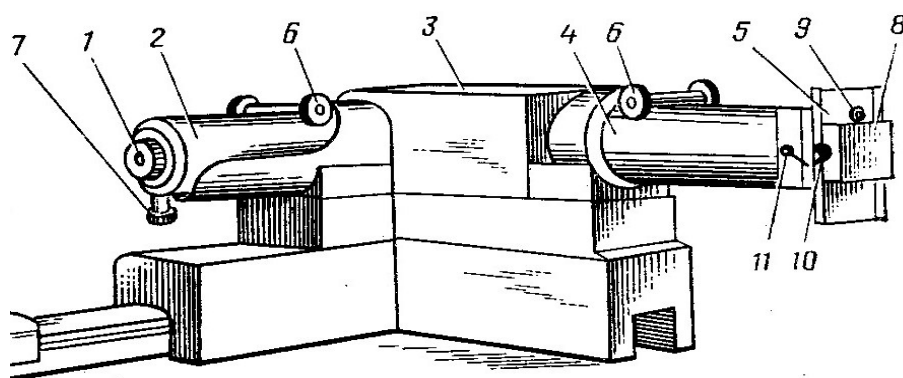


Рис.12.6. Общий вид спектрографа ИСП - 51. 1 – входная щель спектрографа, 2 – коллиматор, 3 – призмный кожух, 4 – камерный объектив, 5 – кассетная часть, 6 – винты фокусировки коллиматорного и камерного объек-

тивов, 7 – микрометрический винт входной щели, 11 – рукоятка затвора камерного объектива.

Оптическая схема прибора изображена на рис.12.7 и практически полностью воспроизводит принципиальную схему спектрографа.

Применение в приборе трех призм позволяет наиболее простым способом увеличить его разрешающую силу, так как согласно формуле (12.2) разрешающая способность R пропорциональна длине основания призмы. Одновременно система призм поворачивает ход лучей на 90° , что делает прибор удобным в работе. Призмы (общая длина $L = 360$ мм) установлены под углом наименьшего отклонения. Рабочий угол призм равен 63° .

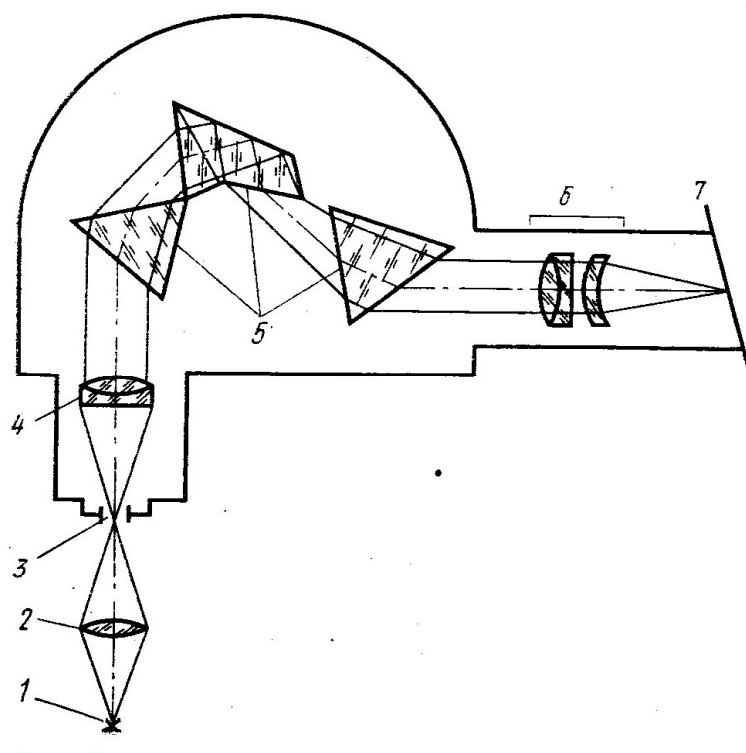


Рис.12.7. Оптическая схема прибора – спектрографа ИСП-51. 1 - источник света; 2 - линза, фокусирующая источник на входную щель 3; 4 - объектив коллиматора; 5 - диспергирующая система, состоящая из трех призм; 6 -регулируемый объектив камеры; 7 - плоскость изображения спектра, в которой находится экран, фотопластинка либо выходная щель в зависимости от способа регистрации спектра.

Фокусировка камерного объектива производится с помощью винта кремальерного механизма 6 (рис.12.6). При его вращении осуществляется получение четкого изображения входной щели в фокальной плоскости камеры при заданном угле ε одновременно для всех длин волн. Развертка спектра относительно выходной щели осуществляется с помощью барабана с делениями (расположен с правой стороны прибора) вручную либо электродвигателем. При этом необходимо фокусировать камерный объектив на разные участки спектра.

Ширина входной щели спектрографа регулируется с помощью микрометрической головки 7 в пределах от 0 до 0,4 мм с точностью 0,001 мм.

Кассетная часть 5 состоит из плато, по которому в вертикальном направлении перемещается кассета для фотопластинки либо окуляр. Здесь же располагается фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), используемый для фотоэлектрической регистрации спектров. Выходное отверстие камеры может перекрываться рукояткой затвора 11.

УСТРОЙСТВО И ПРИНЦИП РАБОТЫ ФЭУ

Фотоэлектронный умножитель предназначен для регистрации светового потока путем преобразования его в электрический ток. В основе его работы лежат законы фотоэффекта. ФЭУ представляет собой вакуумную электронную лампу, внутри которой находятся фотокатод, вторичные электроды - диноды, число которых может быть более десяти, и анод (рис.12.8).

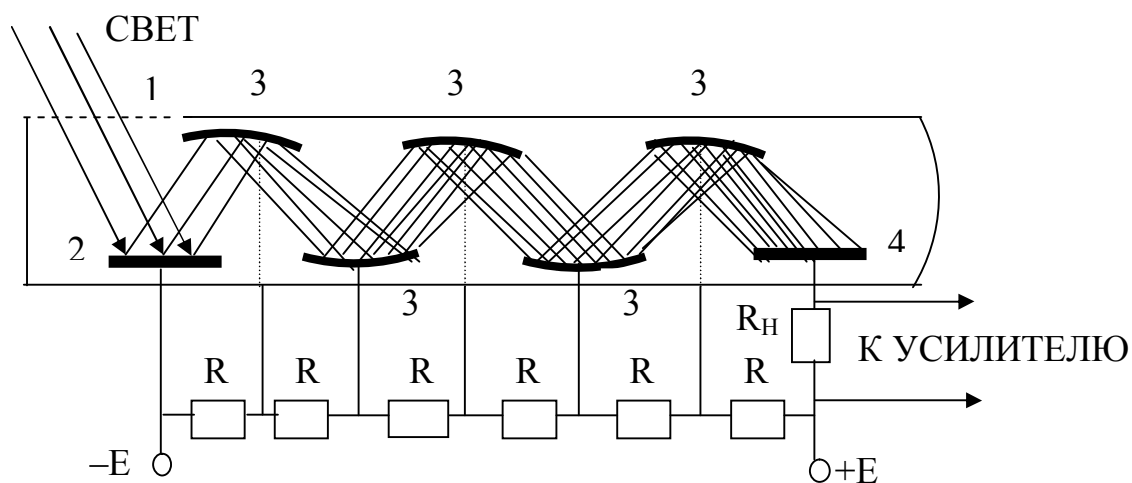


Рис.12.8. Устройство ФЭУ. 1- входное окно, 2 - фотокатод, 3 - диноды, 4 - анод.

Через входное окно, материал которого вместе с материалом фотокатода определяет спектральную область работы ФЭУ, излучение (поток квантов света) попадает на фотокатод и выбивает электроны. Между фотокатодом и первым динодом, а также вторичными динодами приложена ускоряющая разность потенциалов, в результате чего ускоренные электроны приобретают энергию и, бомбардируя поверхность динодов, выбивают вторичные электроны. Необходимая величина разности потенциалов между электродами ФЭУ создается высоковольтным источником питания E и делителем напряжения R_1, \dots, R_{15} за счет падения напряжения на этих резисторах. Рабочее ускоряющее напряжение между катодом и анодом составляет до 1,5 кВ, что обеспечивает разность потенциалов между динодами ~ 100 В и определяет коэффициент размножения электронов, равный 3. Число электронов возрастает по геометрической прогрессии. Так, если в ФЭУ-79 имеется 14 динодов, то один электрон с фотокатода порождает $\sim 3^{14} \approx 10^7$ электронов, которые, достигая анода, создают ток в анодной цепи ФЭУ. По такой схеме осуществляются преобразование светового потока в электрический ток и его усиление. Однако величина полезного тока в разных ФЭУ составляет 10^{-12} – 10^{-10} А, что является очень маленькой величиной и требует дальнейшего усиления. Сам ФЭУ является фактически источником тока, т.е. его входное сопротивление можно считать бесконечно большим. Для дальнейшего усиления ток преобразуется в напряжение, для чего в анодной цепи ставится сопротивление нагрузки (R_H). Величина R_H должна быть максимально большой, но не более входного сопротивления усилителя.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Блок-схема экспериментальной установки представлена на рис. 12.9. Свет от источника попадает на входную щель спектрографа ИСП-51 и разлагается им в спектр. Развертка спектра производится электродвигателем РД (в правой части ИСП-51), который связан с барабаном подвижной муфтой. Фотоэлектрическая регистрация спектра производится с помощью фотоэлектронного умножителя ФЭУ-79, встроенного в кюветной части спектрографа. Последующее усиление электрического сигнала и его графическое представление на диаграмме осуществляются усилителем (ЛПУ) и потенциометром КСП-4.

На передней панели ЛПУ имеются ручки управления, регулирующие величину усиления сигнала, а также смещение "нуля" отсчета. Сигнал с ЛПУ

подается на записывающий микровольтметр (потенциометр) КСП-4 с номинальным значением измеряемого напряжения 1 мВ. Напряжение, подаваемое на КСП, определяет величину смещения пера самописца, что вместе

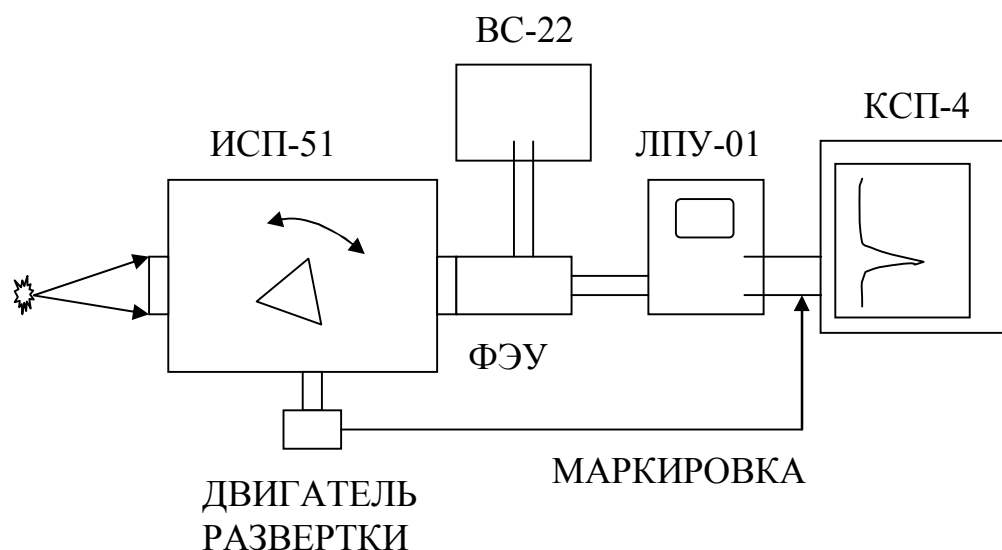


Рис.12.9. Блок-схема экспериментальной установки.

с движением диаграммной ленты (скорость движения ленты также регулируется) обеспечивает временную развертку сигнала. Поскольку скорость движения ленты и развертки спектра синхронизированы, на диаграмме получается линейная развертка спектра, т.е. положение спектральных линий на диаграмме может быть определено в единицах длины либо в единицах меток барабана спектрографа. Реперные метки (реперы) будут ставиться при замыкании контактов в передней части барабана развертки. Замыкание контактов приводит к отклонению пера самописца к отметке 0 мВ.

Чтобы установить соответствие меток длинам волн спектрального диапазона, прибор градуируют по эталонным источникам излучения, положение спектральных линий (длины волн) которых известно с достаточной точностью.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Задание 1. (выполняется при самостоятельной подготовке).

1. Изучить физические принципы получения спектров испускания в призмных монохроматорах типа ИСП - 51 и их основные характеристики.

2. Используя оптические и конструкционные параметры спектрографа ИСП-51 (см. описание установки), оценить среднюю линейную дисперсию и разрешающую способность прибора в области длин волн 500 нм согласно приведенным соотношениям. Принять $\bar{n} = 1,65$. Величину $dn/d\lambda$ взять из результатов лабораторной работы № 11.

3. По формуле (12.3) рассчитать ширину нормальной щели для длины волны $\lambda = 500$ нм.

Задание 2. Градуировка спектрографа ИСП-51, снабженного системой фотоэлектрической регистрации, по линиям спектра ртути.

1. В присутствии лаборанта или преподавателя включить ртутную лампу, питание ФЭУ, усилитель ЛПУ и потенциометр КСП-4. Установить лампу напротив входной щели прибора.

2. Установить нормальную ширину входной щели ИСП-51 (ориентировочно для $\lambda = 500$ нм). Вращая вручную барабан (освободить его от зацепления), проследить, как ведет себя перо самописца. Выбрать самую интенсивную линию (максимальное отклонение пера самописца) и отрегулировать световой поток так, чтобы самописец не «зашкаливал», а находился в положении максимального отклонения. Световой поток регулируется ирисовой диафрагмой в ртутной лампе. Еще раз вручную «просмотреть» спектр.

3. Барабан с делениями спектрографа рукой поставить на метку 26. Такое положение диспергирующей системы соответствует тому, что против выходной щели (фотокатода ФЭУ) находится край длинноволнового (красный) диапазона спектра.

4. Включить одновременно тумблер КСП «Диаграмма» и двигатель развертки спектра. Предварительно установить скорость подачи ленты самописца «720 мм/час». Прописать весь спектр. В процессе регистрации спектра против меток (реперных линий) на ленте отмечать соответствующие показания барабана.

5. После окончания регистрации - метка на барабане «3» - выключить тумблер «Диаграмма» потенциометра и выключить тумблер двигателя развертки спектра.

Задание 3. Изучение влияния ширины входной щели на разрешающую способность прибора.

1. По указанию преподавателя выбрать две (дублет) желтые или три (триплет) синие близко лежащие линии.

2. Установить рукой барабан на максимум линий, произвести наводку камерного объектива на резкость, что определяется по максимальному отклонению пера самописца.

3. Установить скорость подачи бумаги «1800 мм/час». Последовательно увеличивая ширину входной щели от нормальной до 100 нормальных щелей (с кратностью 10), прописать указанные линии. Внимание! При увеличении ширины входной щели увеличивается световой поток, попадающий на фотокатод ФЭУ, и увеличивается величина сигнала. Это может привести к «зашкаливанию» потенциометра КСП-4. Чтобы перо самописца все время находилось в пределах шкалы необходимо, при каждом увеличении ширины щели регулировать световой поток. Для этого надо вручную, медленно поворачивая барабан развертки в обратном направлении, найти максимум спектральной линии. Если потенциометр «зашкаливает», то необходимо уменьшить световой поток, закрывая ирисовую диафрагму на ртутной лампе. Когда перо самописца окажется в пределах шкалы, барабан развертки спектра поставить в исходное положение, совместить подвижную муфту с прорезью и произвести запись спектральной линии. Процедуру повторять при каждом новом увеличении входной щели.

Задание 4. Получение и анализ спектров излучения газов.

1. Подвести к входной щели прибора включенный в присутствии преподавателя газоразрядный источник (лампу).

2. Установить нормальную входную щель для 500 нм, скорость подачи бумаги «720 мм/час».

3. Вручную поставить барабан развертки на метку 26.

4. Включить одновременно тумблер потенциометра «Диаграмма» и развертку спектра, прописать весь спектр.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

1. С помощью таблицы спектральных линий ртутного спектра произвести градуировку барабана спектрографа: составить таблицу «Деление шкалы барабана» – «Длина волны, Å» (определять положение спектральной линии на бумаге с точностью до десятых долей), а затем на миллиметровой бумаге

построить градуировочный график, откладывая по оси абсцисс длину волны (λ), а по шкале ординат - номер метки (n). Отметить длины волн. Указать цвет линий.

2. По спектру ртутной лампы рассчитать относительные интенсивности линий и сравнить результаты с табличными значениями.

3. При изучении разрешающей способности прибора в полученных спектрах желтого дублета (или синего триплета) измерить соотношение интенсивностей линий в максимуме и в промежутке между ними.

Анализируя спектры, описать, как меняется разрешающая способность прибора с ростом ширины щели в соответствии с принципом Рэля.

4. С помощью градуировочного графика определить длину волн в ангстремах и волновых числах ($\nu = 1/\lambda$, см^{-1}) спектральных линий излучения неизвестного газа. По справочным таблицам спектральных линий определить газ.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Перечислите и охарактеризуйте назначение основных элементов оптической системы спектрографа ИСП-51.

2. Какие параметры спектров определяют дисперсия и разрешающая способность прибора?

3. Какие факторы влияют на разрешающую способность прибора?

4. Какими основными параметрами прибора определяется его светосила?

5. Зачем используется конденсор при освещении входной щели?

6. Дайте определение нормальной ширины щели.

7. Опишите принцип работы ФЭУ.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 17
ИЗУЧЕНИЕ МЕТОДА ЛАЗЕРНОЙ ДОПЛЕРОВСКОЙ
СПЕКТРОСКОПИИ И ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЕ
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОФИЛЯ СКОРОСТЕЙ
В ПОТОКЕ ЖИДКОСТИ

Цель работы: изучить принципы лазерной доплеровской спектроскопии и метод регистрации малых частотных сдвигов в оптической области, провести измерение профиля скоростей в ламинарном потоке жидкости в цилиндрической трубе.

ТЕОРИЯ МЕТОДА

Если источник, излучающий монохроматическую волну с частотой ω_0 , движется относительно приемника излучения со скоростью \mathbf{u} , то частота, воспринимаемая приемником, отличается от ω_0 . Это явление называется эффектом Доплера. Частота, воспринимаемая приемником, определяется соотношением:

$$\omega = \omega_0 + (\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{u}), \quad (17.1)$$

где $\mathbf{k}_0 = \frac{\omega_0 \mathbf{v}}{c} = \frac{2\pi \mathbf{v}}{\lambda}$ – волновой вектор излучения источника, \mathbf{v} – единичный вектор направления распространения волны, λ – длина волны излучения, c – фазовая скорость волны.

Аналогичное явление наблюдается и в том случае, когда источник и приемник излучения неподвижны, но приемник воспринимает не непосредственное излучение источника, а излучение, рассеянное движущимся рассеивателем (рис.17.1).

Для количественного описания явления введем следующие характеристики: \mathbf{k}_0 – волновой вектор излучения источника в точке расположения рассеивателя, \mathbf{k} – волновой вектор рассеянного излучения, \mathbf{u} – скорость рассеивателя в системе координат, в которой источник и приемник неподвижны, $\mathbf{q} = (\mathbf{k}_0 - \mathbf{k})$ – вектор рассеяния. Частота, воспринимаемая приемником, в случае движущегося рассеивателя является результатом двух доплеровских сдвигов: источник-рассеиватель и рассеиватель - приемник. Применяя дважды соотношение (17.1) для частоты, воспринимаемой приемником, получим следующее соотношение: $\omega = \omega_0 - (\mathbf{q} \cdot \mathbf{u})$.

Предполагается, что размеры рассеивателя малы по сравнению с расстоянием до приемника. Если ω_0 и \mathbf{q} известны, то для определения скорости движения рассеивателя необходимо измерить величину доплеровского сдвига.

В оптическом диапазоне во многих практически важных случаях доплеровский сдвиг мал по сравнению с частотой исходного излучения, т.е.:

$$\left| \frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0} \right| \ll 1. \text{ При этом } |\mathbf{k}_0| \approx |\mathbf{k}| \text{ и } |\mathbf{q}| = 2 |\mathbf{k}_0| \sin(\theta/2), \text{ где } \theta - \text{угол между}$$

\mathbf{k}_0 и \mathbf{k} .

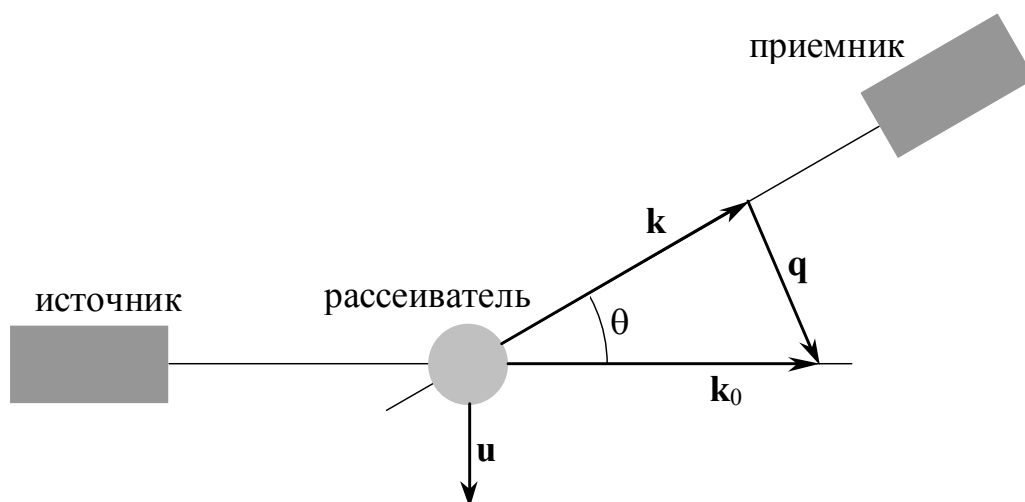


Рис.17.1. Схема эксперимента по рассеянию света на движущейся частице.

Оценим ожидаемое значение сдвига частоты:

$|\omega_0 - \omega| = |(\mathbf{q} \cdot \mathbf{u})| = |2 k_0 \sin(\theta/2) \cos(\alpha) u|$, здесь α – угол между векторами \mathbf{q} и \mathbf{u} .

В наиболее благоприятном случае $\sin(\theta/2) = 1$ и $\cos(\alpha) = 1$.

$$\text{Тогда } |\omega_0 - \omega| = \frac{2\omega_0 u}{c} \text{ или } \left| \frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0} \right| = \frac{2u}{c}.$$

$$\text{При } u = 0,1 \text{ см/с } \left| \frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0} \right| = \frac{2 \cdot 0,1}{3 \cdot 10^{10}} \approx 7 \cdot 10^{-12}.$$

Таким образом, для практического применения рассматриваемого метода необходимо располагать спектральным анализатором с разрешающей способностью $R > 10^{11}$.

Чтобы наглядно представить себе, что значит такая разрешающая способность, определим размеры дифракционной решетки, обеспечивающей

требуемое разрешение. Как известно, максимальная разрешающая способность дифракционной решетки $R_{\max} = m_{\max}N$, где N – число штрихов решетки, m_{\max} – максимальный порядок спектра. Современные решетки для видимой области имеют 10^4 штрихов на сантиметр и $m_{\max} = 1$.

В этом случае $R_{\max} = 10^4 \times L$, где L – длина решетки в сантиметрах. Поскольку требуемое значение разрешающей способности $R > 10^{11}$, то L оказывается больше 100 км.

Следовательно, традиционные методы оптической спектроскопии не могут быть использованы для реализации рассматриваемого метода измерения скорости.

ИЗМЕРЕНИЕ МАЛЫХ ЧАСТОТНЫХ СДВИГОВ В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ

Метод, который был предложен для измерения малых частотных сдвигов в оптическом диапазоне, давно и успешно применяется в радиотехнике и носит название метода гетеродинирования. Суть этого метода состоит в том, что на вход нелинейного преобразователя наряду с исследуемым сигналом подается гармонический сигнал с известной частотой ω_{Γ} , называемый гетеродином. Если преобразователь осуществляет квадратичное преобразование, то в составе выходного сигнала будет присутствовать составляющая с частотой, равной разности частот входного сигнала и гетеродина. Действительно, пусть на вход преобразователя подается сумма двух гармонических сигналов $y_1 = A_1 \cos \omega_{\Gamma} t$ и $y_2 = A_2 \cos \omega t$. Тогда сигнал на выходе будет равен:

$$(A_1 \cos \omega_{\Gamma} t + A_2 \cos \omega t)^2 = A_1^2 \cos^2 \omega_{\Gamma} t + A_2^2 \cos^2 \omega t + 2A_1 A_2 \cos \omega_{\Gamma} t \cos \omega t = \\ A_1^2 \cos^2 \omega_{\Gamma} t + A_2^2 \cos^2 \omega t + A_1 A_2 \cos(\omega_{\Gamma} + \omega)t + A_1 A_2 \cos(\omega_{\Gamma} - \omega)t.$$

Последнее слагаемое в выражении выходного сигнала представляет собой компоненту с разностной частотой, что имеет для нас особый интерес.

Поскольку сигнал произвольной формы можно представить в виде комбинации гармонических составляющих, то после квадратичного преобразователя каждая гармоническая составляющая, представленная в этом слагаемом, окажется сдвинутой по шкале частот на значение частоты гетеродина ω_{Γ} . Следовательно, весь сигнал без изменения формы будет сдвинут в область низких частот на величину ω_{Γ} , как показано на рис.17.2.

Для реализации этого метода в оптическом диапазоне необходимо на вход фотоприемника, например фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), подать не только исследуемый оптический сигнал, но и монохроматический

световой сигнал с частотой $\omega_r = \omega_0$, являющийся сигналом оптического гетеродина.



Рис.17.2. Сдвиг спектра оптического сигнала в область низких частот.

Поскольку любой фотоприемник осуществляет квадратичное преобразование оптического сигнала и усредняет его за время, много большее периода световых колебаний, то на выходе фотоприемника в спектре фототока будут представлены только сдвинутый в область низких частот спектр оптического сигнала и постоянная составляющая. Этот сигнал может быть выделен и исследован с помощью узкополосных фильтров, перестраиваемых по частоте, т.е. с помощью анализатора спектра электрических сигналов низких частот.

Основная трудность реализации метода оптического гетеродинирования связана с высокими требованиями, предъявляемыми к стабильности частоты оптического гетеродина. Однако с появлением лазерных источников света эти требования оказалось возможным удовлетворить.

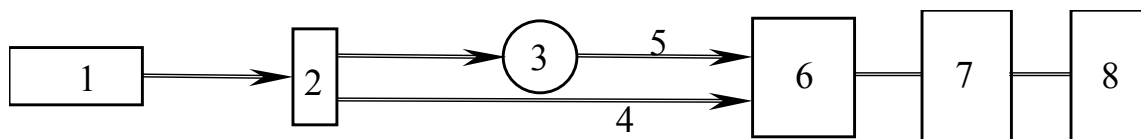


Рис.17.3. Блок-схема установки для измерения доплеровского сдвига частоты в оптическом диапазоне. 1 - лазер, 2 - светоделитель, 3 - рассеивающая частица, 4 - пучок гетеродина, 5 - рассеянный пучок, 6 - фотоприемник, 7 - аналого-цифровой преобразователь, 8 - компьютер.

На рис.17.3 представлена блок-схема установки для измерения сдвига частоты при рассеянии света на движущихся рассеивателях методом оптиче-

ского гетеродина.

В экспериментах по светорассеянию в качестве гетеродина используется часть света лазера, освещающего рассеивающий объем.

Для примера, описанного в предыдущем разделе, в спектре фототока будет присутствовать сигнал с частотой $|\omega_0 - \omega| = \frac{2\omega_0 u}{c} = \frac{4\pi u}{\lambda}$.

Для излучения гелий-неонового лазера с $\lambda = 0,63$ мкм $|\omega_0 - \omega| = \frac{4\pi \cdot 0,1}{6,3 \cdot 10^{-5}} \approx 2 \cdot 10^4$ рад/с ($\Delta f \approx 3$ кГц).

Обнаружение этого сигнала с помощью низкочастотного спектроанализатора не представляет трудностей.

Как было отмечено выше, анализ спектра фототока может быть проведен с помощью перестраиваемых по частотам узкополосных фильтров. Однако в настоящее время подобный метод анализа применяется сравнительно редко, поскольку развитие цифровой вычислительной техники позволяет провести такой анализ достаточно быстро и эффективно путем применения определенных вычислительных процедур.

Математическим основанием такого анализа служит преобразование Фурье, которое имеет различные модификации в зависимости от характера исследуемых сигналов. В любом случае в основе применения преобразования Фурье лежит предположение о том, что исследуемый сигнал состоит из определенного числа синусоидальных составляющих (гармоник) с различными частотами ω_m , амплитудами A_m и начальными фазами φ_m .

Используя представление гармонической функции по формуле Эйлера ($A \cos \theta = A(e^{i\theta} + e^{-i\theta})/2$, где $\theta = \omega t + \varphi$), преобразование Фурье периодической функции $g(t)$ с периодом T можно представить в следующем виде:

$$G(\omega_m) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} g(t) \cdot e^{-i\omega_m t} dt, \text{ где } \omega_m = m \cdot \omega_1 \text{ (} \omega_1 = 2\pi/T \text{), } m = 0, \pm 1, \dots$$

Набор функций $G(\omega_m)$ представляет собой дискретный частотный спектр сигнала $g(t)$.

В случае, когда функция $g(t)$ – вещественная (именно такие функции описывают реальные физические процессы), $G(\omega_m) = G^*(-\omega_m)$.

При этом амплитуда m -ой гармоники определяется соотношением: $A_m^2 = 4G(\omega_m) G^*(\omega_m)$ и мощность этой гармоники равна $A_m^2/2$.

Применение цифровой вычислительной техники неизбежно приводит к дискретизации сигнала, т.е. непрерывный во времени сигнал представляется временным рядом, N членов которого равны значениям сигнала $g(n)$ в определенные моменты времени.

Определяющим выражением преобразования Фурье для такого представления сигнала является следующее:

$$G(m) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} g(n) \cdot e^{-\frac{2i\pi mn}{N}} \quad (17.2)$$

При этом $m = 0$ соответствует постоянная составляющая сигнала, значениям от $m = 1$ до $m = N/2$ соответствуют гармоники с частотами $\omega_m = \frac{2\pi m}{N\tau}$ (τ – период дискретизации, т.е. промежуток времени между соседними значениями сигнала). Значениям $m > N/2$ соответствуют отрицательные частоты, которые в силу симметрии спектра новой информации не несут.

Таким образом, имея N последовательных отсчетов сигнала, можно вычислить $N/2$ значений амплитуд и фаз гармонических составляющих сигнала и значение постоянной составляющей.

Вычисления по формуле (17.2) требуют N^2 комплексных умножений, что определяет, в основном, время работы программы обработки данных. Для ускорения расчетов был разработан алгоритм быстрого преобразования Фурье (БПФ), который требует только $N \log_2 N$ комплексных умножений, что в случае больших N приводит к существенному уменьшению времени обработки. Однако при небольших N (< 100) метод БПФ не дает большого преимущества.

Кроме того, в этом случае можно ограничиться целочисленным представлением сигнала и, используя специальные методы программирования, создавать высокоэффективные программы Фурье-анализа на базе простых и дешевых аппаратных средств. Именно такой подход был использован при создании системы анализа спектра фототока в данной лабораторной работе. В качестве быстродействующего 32-канального ($N=64$) Фурье-анализатора спектра фототока, работающего в реальном времени, используется микро-ЭВМ «Электроника БК0010».

При запуске программы на экране монитора можно наблюдать сигнал на выходе фотоприемника $g(t)$, представляющий собой случайную последовательность значений фототока. После нажатия на любую клавишу клавиату-

ры начинается Фурье-анализ этого сигнала. Результат анализа представляется в виде гистограммы, состоящей из 32 столбиков (по числу частотных каналов), высоты которых пропорциональны мощности соответствующей гармоники спектра фототока.

Поскольку анализируемый сигнал представляет собой попросту шум, то смысл имеют только средние значения мощности гармоник (именно они представлены на гистограмме), причем, чем больше время усреднения, тем меньше погрешность в определении спектра фототока.

Для определения величины доплеровского сдвига частоты необходимо определить номер канала, соответствующий максимуму спектра. При этом не следует обращать внимание на первые три канала, так как они соответствуют сильно уширенной постоянной составляющей, мощность которой намного превосходит мощности гармоник.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Лазерный анемометр, используемый в лабораторной работе, построен по схеме пересекающихся пучков. Эта схема не имеет каких-либо принципиальных отличий от схемы, показанной на рис.17.3, однако она имеет ряд практических преимуществ.

Соответствующая геометрия эксперимента показана на рис.17.4.

В этом случае регистрируемое фотоприемником излучение представляет собой сумму двух составляющих, соответствующих рассеянию двух

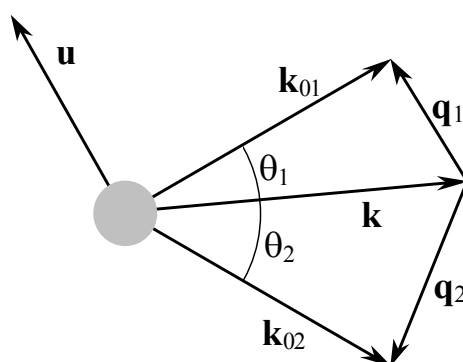


Рис.17.4. Схема эксперимента с пересекающимися пучками.

волн с волновыми векторами \mathbf{k}_{01} и \mathbf{k}_{02} . Одна из составляющих имеет частоту $\omega_1 = \omega_0 - (\mathbf{q}_1 \cdot \mathbf{u})$, другая - $\omega_2 = \omega_0 - (\mathbf{q}_2 \cdot \mathbf{u})$.

Одну из этих составляющих можно считать гетеродином по отношению к другой. В результате на выходе фотоприемника появляется сигнал с частотой $\Delta\omega = |\omega_1 - \omega_2| = |(\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2) \cdot \mathbf{u}|$. Поскольку, $\mathbf{q}_1 = \mathbf{k}_{01} - \mathbf{k}$ и $\mathbf{q}_2 = \mathbf{k}_{02} - \mathbf{k}$, то $\Delta\omega = |(\mathbf{k}_{01} - \mathbf{k}_{02}) \cdot \mathbf{u}|$.

Таким образом, частота сигнала на выходе фотоприемника не зависит от направления наблюдения, что дает возможность регистрировать рассеянное излучение с большой угловой апертурой и резко повысить чувствительность измерительной системы. Учитывая, что $|\mathbf{k}_{01}| = |\mathbf{k}_{02}| = |\mathbf{k}_0|$, $\Delta\omega = |2k_0 \cdot \sin \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} \cdot \cos\varphi \cdot u|$, где φ – угол между $(\mathbf{k}_{01} - \mathbf{k}_{02})$ и \mathbf{u} .

При исследовании ламинарных течений направление вектора \mathbf{u} обычно известно, в этом случае геометрию эксперимента можно выбрать так, что $\cos\varphi = 1$. Для этого случая, который реализован и на нашей установке, $\Delta\omega = 2k_0 \cdot \sin\theta/2 \cdot u$ или

$$u = \frac{\Delta\omega}{2k_0 \sin \theta/2} = \frac{\Delta f \cdot \lambda}{2 \sin \theta/2}. \quad (17.3)$$

Здесь Δf – частотный сдвиг в герцах, $\theta = \theta_1 + \theta_2$, λ – длина волны излучения источника (0,63 мкм).

Оптическая схема анемометра показана на рис.17.5.

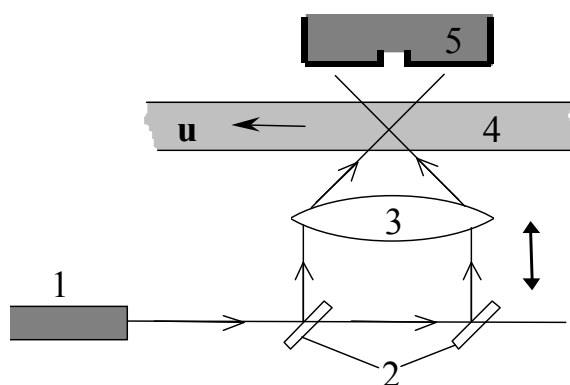


Рис17.5. Оптическая схема лазерного анемометра.

Свет гелий-неонового лазера 1 проходит последовательно через две плоскопараллельные стеклянные пластины 2, установленные под углом 45° к падающему пучку. После отражения от передних поверхностей пластин появляются два параллельных пучка, распространяющихся перпендикулярно первоначальному пучку (вторичные отражения срезаются диафрагмами). Эти пучки проходят симметрично через собирающую линзу 3 и пересекаются в ее

фокусе. Область пересечения пучков формирует активную область, рассеяние из которой приводится на входную щель ФЭУ 5. Линза 3 может перемещаться вдоль своей оптической оси, что позволяет поместить область пересечения пучков в заданной точке потока жидкости, текущей в трубе 4.

При прохождении границы «воздух-стекло» и «стекло-жидкость» лазерные пучки преломляются, поэтому угол между пучками изменяется, однако одновременно изменяется и длина волны излучения ($\lambda_0 = \lambda/n$, n – показатель преломления среды, λ_0 – длина волны излучения в вакууме), при этом отношение $\frac{\lambda}{2 \sin \theta/2}$ остается неизменным. Поэтому для количественных расчетов можно использовать геометрические характеристики системы в воздухе.

Следует иметь в виду, что вследствие преломления света смещение точки пересечения пучков внутри трубы не будет равно смещению линзы 3. Легко установить связь между этими смещениями, используя закон преломления:
$$\Delta x = \frac{\operatorname{tg}(\theta_{\text{ж}}/2)}{\operatorname{tg}(\theta/2)} \cdot \Delta x_0 \approx n \cdot \Delta x_0.$$

Здесь Δx – смещение точки пересечения пучков, Δx_0 – смещение линзы 3, $\theta_{\text{ж}}/2$ – угол преломления в жидкости, n – показатель преломления жидкости.

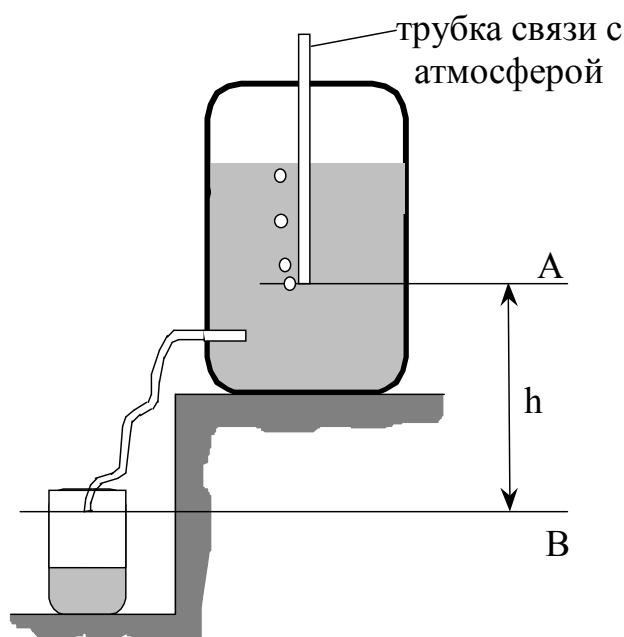


Рис.17.6. Сосуд Мариотта.

Для обеспечения стационарного потока жидкости в лабораторной установке используется сосуд Мариотта (рис.17.6), представляющий собой герметичную емкость, заполненную водой. Связь с атмосферой осуществляется при помощи тонкой трубки, нижний конец которой располагается ниже уровня жидкости в сосуде. При вытекании жидкости из сосуда уровень уменьшается и над поверхностью жидкости возникает разрежение, что приводит к пробулькиванию воздуха, поступающего через трубку связи с атмосферой. С момента начала пробулькивания на уровне нижнего обреза трубки устанавливается давление, равное атмосферному. Таким образом, перепад давлений, определяющий скорость истечения жидкости из сосуда, создается только столбом жидкости высотой h между уровнями А и В и остается неизменным до тех пор, пока нижний конец трубки связи с атмосферой погружен в жидкость.

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УСТАНОВКИ

Источник излучения – лазер ЛГН-203.

Режим излучения – одномодовый.

Длина волны – 0,63 мкм.

Мощность излучения – 2 мВт.

Угол между осями пучков – $34,44^\circ$ ($\sin\theta/2 = 0,296$).

Анализатор спектра – Фурье-анализатор на базе микроЭВМ «Электроника БК0010».

Число каналов – 32.

Дискретность – 165 Гц на канал.

Время накопления – неограниченно.

ЗАДАНИЕ

1. Изучить оптическую схему установки, назначение и функционирование ее элементов и узлов.
2. Провести измерение распределения скоростей в ламинарном потоке жидкости по диаметру цилиндрической трубы. Сопоставить результаты измерений с теоретическим профилем скоростей. Рассчитать объемный расход жидкости.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Включить лазер, блок питания ФЭУ и анализатор спектра (выполняется под наблюдением преподавателя или лаборанта).
2. Открыть кран проточной системы. Отметить время. (Рабочий режим аппаратуры и стационарный поток жидкости устанавливается через 5÷10 мин).
3. Провести измерение доплеровского сдвига частоты в потоке жидкости вдоль диаметра трубы с шагом 0,2 мм. Измерения повторить не менее трех раз.
4. Закрыть кран проточной системы. Отметить время. Измерить объем вытекшей жидкости.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Рассчитать по формуле (17.3) скорость потока жидкости в каждом сечении. Результаты измерений и расчетов представить в таблице.
2. Рассчитать объемный расход жидкости на основании прямых измерений.
3. Рассчитать теоретический профиль скоростей (радиус трубки указан на установке).
4. Экспериментальный и теоретический профили скоростей изобразить на графике.

Таблица

Координата x, мм	Номер канала	Доплеровский сдвиг Δf , Гц	Скорость течения u, см/с
---------------------	--------------	---------------------------------------	-----------------------------

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое эффект Доплера?
2. В чем суть метода оптического гетеродинамирования?
3. Нарисуйте принципиальную схему лазерного анемометра.
4. Как обеспечивается стационарное течение жидкости в лабораторной установке?