

ИННОВАЦИОННАЯ ОБРАЗОВАТЕЛЬНАЯ ПРОГРАММА



Проект 2: индивидуальная траектория обучения
и качество образования

Цель: ориентированное на требования рынка
образовательных услуг улучшение качества
подготовки и переподготовки специалистов

Федеральное агентство по образованию

Государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования

Владимирский государственный университет

Кафедра общей и прикладной физики

ФИЗИКА

Оптика

Методические указания к лабораторным работам

Составители

А.Ф. ГАЛКИН

О.В. МАКОВЕЦКАЯ-АБРАМОВА

А.А. КУЛИШ

Под редакцией доцента А.Ф. Галкина

Владимир 2008

УДК 53 (07)

ББК 22.33

Ф50

Рецензент

Кандидат физико-математических наук, доцент
Владимирского государственного университета

А.А. Заякин

Печатается по решению редакционного совета
Владимирского государственного университета

Физика. Оптика : метод. указания к лаб. работам / Владим.
Ф50 гос. ун-т ; сост. : А. Ф. Галкин, О. В. Маковецкая-Абрамова,
А. А. Кулиш ; под ред. А. Ф. Галкина. – Владимир : Изд-во Вла-
дим. гос. ун-та, 2008. – 48 с.

Комплекс лабораторных работ по оптике соответствует требованиям государственных стандартов инженерно-технических специальностей вузов. Методические указания состоят из описания 8 лабораторных работ, направленных на организацию самостоятельной работы студентов при их подготовке и выполнении.

Представлены важнейшие типы лабораторных работ по оптике, даны краткие теоретические сведения к каждой работе.

Предназначены для студентов 1 – 2-го курсов всех технических и естественно-научных дисциплин всех форм обучения.

Ил. 29. Библиогр.: 6 назв.

УДК 53 (07)

ББК 22.33

ВВЕДЕНИЕ

Учебная работа по физике – комплексная: это изучение теории, решение задач и, что особенно важно, практическая проверка законов физики при выполнении лабораторных работ. С разделом «Оптика» студенты, как правило, знакомятся во втором семестре изучения физики. В представленных методических указаниях даётся описание лабораторных работ пятого раздела, соответствующих учебной программе этого семестра. Традиционно сложившаяся нумерация работ оставлена в издании для удобства их использования студентами.

В разделе «Оптика» студенты осваивают основные понятия, явления и задачи волновой оптики, знакомятся с методами измерения оптических характеристик (длины волны, показателя преломления и т.п.), а также с применением оптических измерений в прикладных целях (определение концентрации раствора сахара). Необходимо отметить, что оптические приборы – точные и дорогие инструменты, и выполнять работы с их помощью следует особенно тщательно и аккуратно.

Лабораторная работа № 5-1

ИЗУЧЕНИЕ МИКРОСКОПА

Цель работы: ознакомление с краткой теорией работы микроскопа, устройством его оптической части и принципами использования для решения ряда практических задач.

Оборудование: микроскоп, стеклянная пластинка с нанесенной на ней шкалой с делениями через 0,01 мм, вертикальная шкала с делениями в 1 мм, наклонное зеркальце, стеклянные пластинки со штрихами на обеих поверхностях, осветитель.

Краткие теоретические сведения

Оптический микроскоп - один из приборов, вооружающих глаз. Он служит для того, чтобы дать на сетчатке глаза увеличенное изображение малых по размерам предметов.

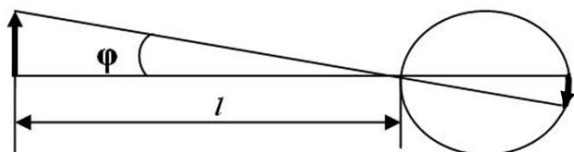


Рис. 1

Рис. 1 показывает, что размеры изображения на сетчатке определяются так называемым углом зрения φ , под которым виден рассматриваемый предмет.

Достижимый за счет применения микроскопа эффект характеризуется угловым увеличением прибора D , определяемым соотношением

$$D = \frac{\operatorname{tg}\varphi'}{\operatorname{tg}\varphi}, \quad (1)$$

где φ' и φ - углы зрения, под которыми предмет виден через прибор и без него соответственно (рис. 2).

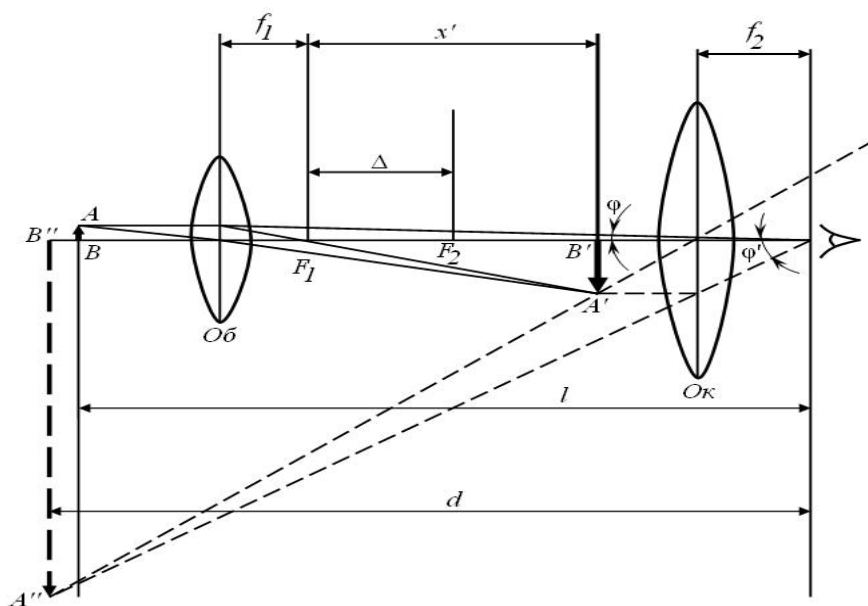


Рис. 2

Угол зрения φ растет с уменьшением расстояния l от глаза до предмета (см. рис. 1). С помощью мышечного усилия фокусное расстояние глаза может меняться в довольно широких пределах, приспособляясь к расстоянию до рассматриваемого предмета. Однако эта способность глаза, называемая аккомодацией, ограничена минимальным расстоянием l порядка 20 см. Оно называется расстоянием наилучшего зрения.

Современный оптический микроскоп может дать изображение малого предмета с большим увеличением порядка 3000 раз. Он состоит из двух оптических систем – объектива (Об) и окуляра (Ок), разделённых значительным по сравнению с их фокусным расстоянием промежутком. Ход лучей в микроскопе показан на рис. 2. Предмет AB размещается вблизи фокальной плоскости окуляра.

Из рис. 2 видно, что $\operatorname{tg}\varphi = AB / l$ и $\operatorname{tg}\varphi' = A''B'' / d$. Вставляя их в соотношение (1), получим

$$D = \frac{A''B''l}{ABd}. \quad (2)$$

Отношение

$$\omega = \frac{A''B''}{AB} \quad (3)$$

называется линейным увеличением микроскопа. Оно равно произведению увеличения объектива

$$\frac{A'B'}{AB} = \frac{x'}{f_1} \quad (4)$$

и увеличения окуляра

$$\frac{A''B''}{A'B'} = \frac{d}{f_2}, \quad (5)$$

где f_1 и f_2 – фокусные расстояния объектива и окуляра соответственно.

Перемножая (4) и (5), получим

$$\omega = x'd / f_1 f_2.$$

Так как изображение AB должно лежать весьма близко к фокусу окуляра, а фокусное расстояние объектива очень мало, то с достаточной степенью точности можно считать x' равным так называемой оптической длине микроскопа Δ (расстоянию между фокусом объектива и передним фокусом окуляра). Итак, $\omega = \Delta d / f_1 f_2$. Для углового увеличения будем иметь

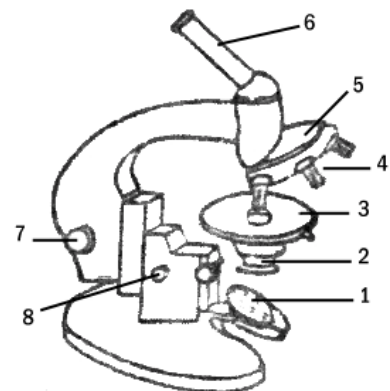


Рис. 3

$$D = \omega \frac{l}{d} = \frac{\Delta dl}{f_1 f_2 d} = \frac{\Delta l}{f_1 f_2}.$$

Общий вид микроскопа приводится на рис. 3. На нём показаны осветительное устройство (зеркало 1 и конденсор 2 с диафрагмой); оптическая изображающая система (объектив 4 и окуляр 6); механическая система перемещения оптической системы относительно предмета (кремальера для грубого смещения 7 и микрометрическая кремальера 8) и предметный столик 3 для размещения исследуемых препаратов. Для быстрой смены объективов у современных микроскопов имеется револьверная головка 5.

Порядок выполнения работы

Задание 1. Определение увеличения микроскопа. При определении увеличения микроскопа D согласно (2) возникает сложная задача сравнивать непосредственно величины самого объекта AB и его изображения $A''B''$ (см. рис. 2), которые находятся на различных расстояниях l и d от глаза O наблюдателя. Но, оказывается, это препятствие можно обойти: достаточно сравнить величину изображения с каким-либо другим предметом, отношение величины которого к величине объекта точно известно. Здесь важно, чтобы предмет был на том же расстоянии от глаза, что и сравниваемое изображение объекта.

Пусть AB - объект, представляющий собой некоторую шкалу с шириной деления h , находящийся на расстоянии l от глаза O наблюдателя, $A''B''$ - изображение объекта, видимое в микроскоп и находящееся на расстоянии d от O , φ и φ' - соответствующие углы зрения (рис. 4). Согласно (2) и (3) угловое увеличение

$$D = \omega \frac{l}{d} = \frac{A''B'' l}{AB d}. \quad (6)$$

Поместим в плоскость изображения $A''B''$ предмет CD , который представляет собой другую шкалу с шириной деления h_0 . Если выбрать отрезок шкалы AB так, чтобы на N_0 целых делениях предмета CD разместилось N целых делений изображения $A''B''$, то $CD = A''B'' = N_0 h_0 = N h'$ (h' - здесь ширина деления изображения). Этому соответствует $AB = N h$, где h - ширина деления шкалы AB . Вставляя в (6) значения $A''B''$ и AB , получим

$$D = \omega \frac{l}{d} = \frac{N_0 h_0}{Nh} \frac{l}{d}. \quad (6^*)$$

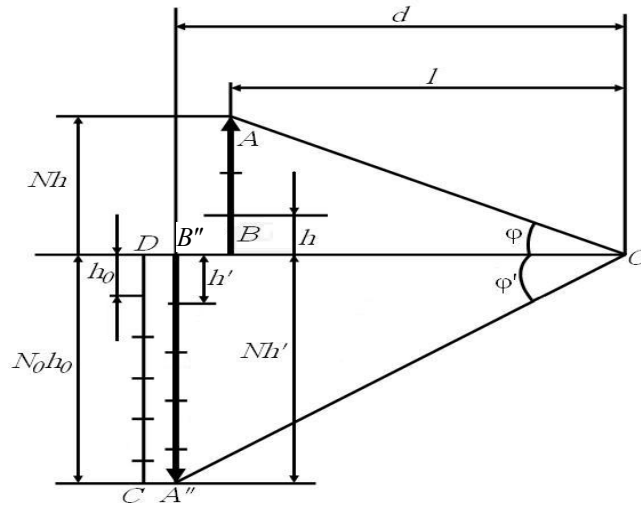


Рис. 4

Таким образом, линейное увеличение можно определить соотношением

$$\omega = \frac{N_0 h_0}{Nh}. \quad (7)$$

Зная линейное увеличение ω , по формуле (6*) легко найти угловое увеличение D . Задание 1 выполняют в следующем порядке:

1. На предметный столик микроскопа устанавливают стеклянную шкалу с делениями (цена деления должна быть известна), например объективный микрометр, сетку или дифракционную решетку, и фокусируют микроскоп на ясное видение последних.

2. На окуляр микроскопа ставят наклонное под углом 45° к оси прибора полупрозрачное или имеющее продольный вырез зеркальце.

3. Сбоку от микроскопа на расстоянии наилучшего зрения от его оси, равном 250 мм (для нормального глаза), ставят вертикальную шкалу с делениями в 1 мм.

4. Устанавливают наклонное зеркальце так, чтобы одновременно видеть как изображение микрометра в микроскопе, так и вертикальную шкалу.

5. При помощи диафрагмы конденсора или изменением наклона зеркала предметного столика выравнивают освещенность изображений обеих шкал.

6. Отсчитывают количество целых делений шкал N_0 , совпадающих с целым числом делений изображения микрометра N .

7. Рассчитывают линейное увеличение микроскопа по формуле (7).

Задание 2. Определение линейных размеров предмета. В данном методе микроскоп снабжается так называемым окулярным микрометром, который представляет собой плоскую стеклянную пластинку с нанесенными на ней делениями шириной l_1 , которая помещается около фокальной плоскости окуляра. В процессе измерения на окулярный микрометр проектируется изображение объекта, даваемое объективом. Необходимо определить эффективную цену деления микрометра с учетом увеличения, даваемого объективом. Микроскоп наводят на так называемую объективную шкалу с делениями известной ширины l_0 , установленную строго перпендикулярно к оси прибора и на том же расстоянии, на котором в дальнейшем будет помещен наблюдаемый объект. Находят два таких деления микрометра, которые точно совпадают с изображениями каких-либо делений шкалы. Пусть между делениями заключено m_1 делений микрометра и m_0 делений шкалы. Тогда можно утверждать, что $m_1 l_1 = m_0 l_0$ и, следовательно, цена деления микрометра при данном увеличении будет

$$l_1 = \frac{m_0}{m_1} l_0. \quad (8)$$

Задание выполняют в следующем порядке:

1. В прибор вставляют окуляр с окулярным микрометром.
2. На предметный столик помещают объективную шкалу.
3. Микроскоп наводят на шкалу.
4. Находят два таких деления микрометра, которые точно совпадают с изображениями каких-либо делений шкалы. Отсчитывают числа делений m_1 микрометра и m_0 шкалы, заключенных между двумя совпадающими делениями.
5. Зная величину ширины деления объективной шкалы l_0 , определяют эффективную цену деления микрометра l_1 по формуле (8).
6. Вместо объективной шкалы на предметный столик помещают измеряемый объект (проволока, волос).
7. Фокусируют микроскоп (если фокусировка нарушена).
8. Отсчитывают размер объекта (например толщину проволоки) по окулярному микрометру (m делений).
9. Определяют размер объекта по формуле $l = m l_1$.

Задание 3. Определение показателя преломления стеклянной пластинки. Метод основан на явлении кажущегося уменьшения толщины

стеклянной пластинки вследствие преломления световых лучей. Пути прохождения лучей через стеклянную пластинку показаны на рис. 5.

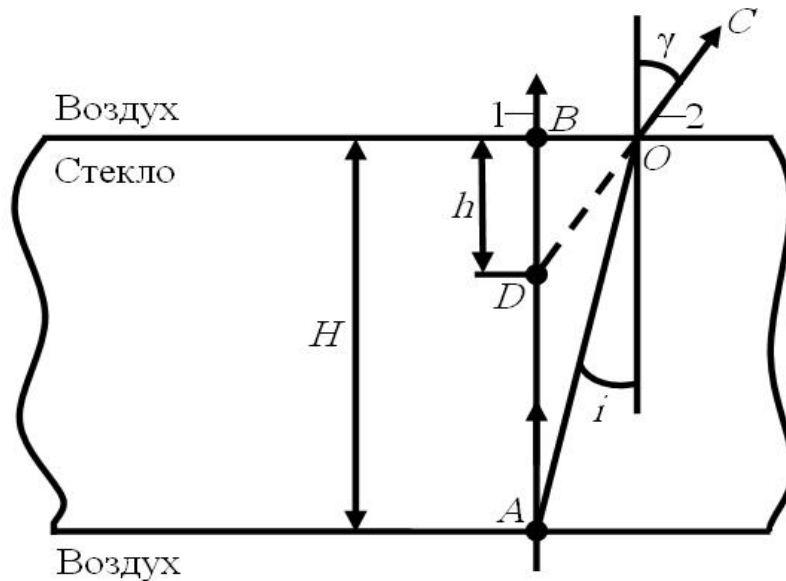


Рис. 5

Пусть из точки A нижней поверхности пластинки исходят два луча света 1 и 2. Луч 1 падает к ее верхней поверхности нормально, луч 2 - под углом i . Согласно законам геометрической оптики луч 1 при выходе в воздух в точке B не испытывает преломления. Луч 2 преломляется в точке O и выходит из пластинки в направлении C . Угол преломления γ будет больше угла падения i . Поэтому, если смотреть по направлению CO , наблюдатель увидит точку пересечения лучей 1 и 2 не в точке A , а в точке D , т.е. толщина пластинки BA будет казаться равной BD . Из рис. 5 видно, что кажущаяся толщина пластинки $BD = h$ меньше ее действительной толщины $BA = H$.

В работе используется очень узкий пучок света, который попадает в объектив микроскопа. Поэтому углы падения и преломления для луча 2 можно считать малыми, заменить синусы тангенсами и, рассматривая обратный ход лучей, т.е. от C к A , записать закон преломления в виде $n_{\text{стекла}} = \sin \gamma / \sin i = \text{tg} \gamma / \text{tg} i$. Из рис. 5 легко видеть, что $\text{tg} \gamma = OB/h$ ($\angle BDO = \gamma$) и $\text{tg} i = OB/H$. Отсюда

$$n_{\text{стекла}} = \frac{OB}{h} \frac{H}{OB} = \frac{H}{h} \quad (9)$$

Следовательно, показатель преломления стекла можно найти из отношения истинной толщины стеклянной пластинки к кажущейся ее толщине.

Задание выполняют в следующем порядке:

1. Измеряют микрометром действительную толщину стеклянной пластинки в том месте, где нанесены штрихи, и берут ее значение в миллиметрах.

2. Кладут стеклянную пластинку на столик микроскопа под объектив так, чтобы оба штриха пересекали оптическую ось прибора.

3. Двигая тубус, добиваются четкого изображения видимого в микроскоп штриха, нанесенного на верхнюю поверхность пластинки. Записывают отсчет микрометрического винта микроскопа и принимают его за нулевое деление. Дальнейшие отсчеты ведут от этого нулевого деления.

4. Опускают тубус микроскопа до получения четкого изображения штриха на нижней поверхности пластинки. Очевидно, новый отсчет микрометрического винта дает сразу кажущуюся толщину пластинки h , которая определяется по формуле $h = (NZ + 0,002m)$ мм^{*}, где N - число полных оборотов барабана винта; $Z = 0,002 \cdot 50$ мм - шаг винта; 50 - число делений в одном полном обороте барабана; 0,002 мм - цена одного деления барабана; m - число делений в неполном обороте барабана. Как видно, за один полный оборот барабана микрометрического винта тубус микроскопа перемещается на $Z = 0,1$ мм. Вычисляют показатель преломления стекла по формуле (9).

Контрольные вопросы

1. Начертите ход лучей в микроскопе.
2. Как определяется линейное увеличение микроскопа?
3. Как определяется угловое увеличение микроскопа?
4. Как можно измерить малые размеры предметов с помощью микроскопа?
5. Почему нижняя поверхность лежащей стеклянной пластинки кажется приподнятой?
6. Как определить показатель преломления стеклянной пластинки с помощью микроскопа ?

* Цена деления может изменяться в зависимости от типа используемого микроскопа. В этом случае необходимо следовать указаниям преподавателя.

Лабораторная работа № 5-3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ КОЛЕЦ НЬЮТОНА

Цель работы: ознакомление с интерференцией, условием образования колец Ньютона и принципом их использования для практических целей.

Оборудование: микроскоп МИМ-7, выпуклая линза, плоскопараллельная стеклянная пластинка, светофильтр, сферометр ИЗС-7.

Краткие теоретические сведения

Согласно волновой теории свет представляет собой электромагнитную волну, в которой колеблются два взаимно перпендикулярных вектора – \vec{E} напряженности электрического и \vec{H} напряженности магнитного поля. Как показывает опыт, физиологическое, фотохимическое, фотоэлектрическое и другие действия света вызываются колебаниями вектора \vec{E} . В соответствии с этим обычно говорят о световом векторе, подразумевая под ним вектор \vec{E} .

Плоскую световую волну, распространяющуюся, например, вдоль оси Z можно представить в виде:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t - kz + \alpha), \quad (1)$$

где $\vec{E}_0 = \text{const}$ – амплитуда колебания; $\omega = 2\pi/T$ – циклическая частота; T – период; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; α – начальная фаза волны. Длины волн видимого света заключены в пределах $4 \cdot 10^{-7} \leq \lambda \leq 7.6 \cdot 10^{-7}$ м.

В идеализированном случае волны одинаковой частоты, разность начальных фаз которых постоянна во времени, называются когерентными волнами, а источники когерентных волн – когерентными источниками (далее более подробно).

Рассмотрим наложение двух когерентных волн, линии колебаний которых совпадают. Пусть эти волны исходят из источников S_1 и S_2 (рис. 1).

Для простоты расчета допустим, что $E_{01} = E_{02} = E_0$ и $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$. Тогда согласно (1) $E_1 = E_0 \cos(\omega t - kz_1)$, $E_2 = E_0 \cos(\omega t - kz_2)$.

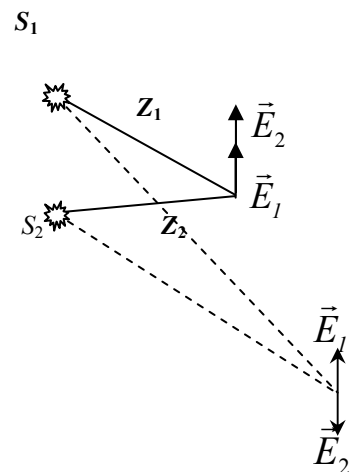


Рис. 1

С помощью формулы суммы тригонометрических функций $\cos\alpha + \cos\beta = 2\cos[(\alpha+\beta)/2]\cos[(\alpha-\beta)/2]$ легко получить для результирующей волны

$$E = E_1 + E_2 = 2E_0\cos[k(z_2 - z_1)/2]\cos[\omega t - k(z_1+z_2)/2]. \quad (2)$$

Из (2) следует, что в точках, где $\cos[k(z_2 - z_1)/2] = 0$, суммарная амплитуда волны в любой момент времени равна нулю и волны взаимно гасятся. Координаты этих точек определяются условием $k(z_2 - z_1)/2 = \pm(2m+1)\pi/2$. Обозначим $z_2 - z_1 = \Delta$ (разность хода волн), тогда с учетом $k = 2\pi/\lambda$

$$\Delta = z_2 - z_1 = \pm(2m+1)\lambda/2 \quad (m = 0,1,2,3,\dots). \quad (3)$$

В точках, где $\cos[k(z_2 - z_1)/2] = \pm 1$, суммарная амплитуда волны в любой момент времени принимает максимальное значение. Координаты этих точек определяются условием $k(z_2 - z_1)/2 = \pm m\pi$ или

$$\Delta = z_2 - z_1 = \pm 2m\lambda/2 \quad (m = 0,1,2,3,\dots). \quad (4)$$

Полученные результаты (3) и (4) показывают, что при наложении двух когерентных световых волн, имеющих одинаковые направления колебаний, в одних точках волнового поля амплитуда результирующих колебаний резко уменьшается, а в других – возрастает (см. рис. 1). При этом интенсивность результирующей световой волны либо больше, либо меньше суммы интенсивностей падающих волн. Явление это называется интерференцией световых волн. Интерференция света – пространственное перераспределение энергии светового излучения при наложении когерентных световых волн.

Когерентностью называется согласованное протекание двух или нескольких колебательных или волновых процессов.

Монохроматическое излучение (от греч. monos – один, единый и chroma – цвет) – электромагнитное излучение одной определенной и строго постоянной частоты. Происхождение термина связано с тем, что различие в частоте световых волн воспринимается человеком как различие в цвете. Отметим, что излучаемый реальным источником свет не может быть строго монохроматичным.

Различают временную и пространственную когерентность.

Временная когерентность характеризует сохранение взаимной когерентности при временном отставании одного из лучей по отношению к другому. Мерой когерентности служит время когерентности $\tau_{\text{ког}}$ - макси-

мально возможное время отставания одного луча по отношению к другому, при котором их взаимная когерентность еще сохраняется.

В идеализированном случае рассматривают интерференцию строго монохроматических волн с постоянной разностью фаз. Однако такие волны бесконечны в пространстве, времени и не существуют в природе. Поэтому интерференция монохроматических волн является лишь первым приближением в изучении интерференции волн от реальных источников.

Выясним роль немонохроматичности волн во временной когерентности при рассмотрении интерференции. Близкий монохроматическому реальный свет можно представить как набор монохроматических составляющих – волн в интервале частот от ω до $\omega + \Delta\omega$, где $\Delta\omega$ – достаточно малая величина. Пусть волны, соответствующие крайним значениям спектрального интервала (ω ; $\omega + \Delta\omega$), вызывают в данной точке пространства (например на экране) колебания $A_1 \cos \omega t$ и $A_2 \cos (\omega + \Delta\omega)t$ (начальные фазы для простоты полагаем равными нулю). Если разность фаз составляющих (компонент) крайних частот в этой точке равна π , то это означает, что на «горб» от данной составляющей наложится «впадина» от другой крайней компоненты ($\omega + \Delta\omega$). Интерференционная картина «смажется». Наглядно представить ситуацию можно следующим образом. Наложите ладонь одной руки на ладонь другой, палец на палец, а теперь сместите одну из ладоней на ширину одного пальца, картина интенсивности сгладится.

(Замечание. Рассмотрение промежуточных по частоте компонент между ω и $\omega + \Delta\omega$ не изменит качественную картину).

Время, за которое разность фаз компонент световой волны с верхней и нижней частотой составит порядка π , и будет временем когерентности. Разность фаз этих колебаний $\Delta\phi = \Delta\omega t$. Время когерентности определится из соотношения $\Delta\omega t_{\text{ког}} \approx \pi$. Так как $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$, то $2\pi\Delta\nu t_{\text{ког}} \approx \pi$. Отсюда $t_{\text{ког}} \approx 1/2\Delta\nu$, пренебрегая в наших оценках «двойкой», получим

$$t_{\text{ког}} \approx \frac{1}{\Delta\nu}. \quad (5)$$

От частоты перейдем к длине волны $\nu = c / \lambda$. Продифференцируем последнее выражение $d\nu = \frac{c}{\lambda^2} d\lambda$ и заменим знак дифференциала d на Δ , полагая изменение λ конечным, но достаточно малым.

$$\text{Модуль } |\Delta\nu| = \left| -\frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda \right| = \frac{c\Delta\lambda}{\lambda^2}.$$

Соответственно время когерентности $t_{\text{ког}} \approx \frac{\lambda^2}{c\Delta\lambda}$, где $\Delta\lambda$ – ширина интервала длин интерферирующих волн; чем меньше интервал $\Delta\lambda$, тем больше время когерентности.

Можно сказать, что в тех случаях, когда время фиксирования интерференционной картины $t_{\text{приб}}$ много больше времени когерентности накладываемых волн ($t_{\text{приб}} \gg t_{\text{ког}}$), прибор не зафиксирует интерференции. Если же $t_{\text{приб}} \ll t_{\text{ког}}$, прибор обнаружит четкую интерференционную картину.

Расстояние, на которое перемещается волна за время когерентности, называется длиной когерентности:

$$l_{\text{ког}} \approx ct_{\text{ког}}. \quad (6)$$

Произведение геометрической длины пути l световой волны в среде на абсолютный показатель преломления n называется оптической длиной пути (ОДП) L . Для однородной среды $L = n l$, а для неоднородной $L = \int_l n dl$. Пусть некоторый источник света S испускает волны в двух направлениях. Величина Δ называется оптической разностью хода интерферирующих волн.

$$\Delta = L_2 - L_1 = n_2 l_2 - n_1 l_1,$$

где l_1 – геометрическая длина пути в среде с показателем преломления n_1 ; l_2 – в среде с n_2 .

Если на оптической разности хода укладывается четное число полу-волн $2m \frac{\lambda}{2}$ (целое число длин волн), т. е.

$$\Delta = m\lambda, \quad (7)$$

то колебания, возбужденные в данной точке экрана обеими волнами, будут проходить в одинаковой фазе и максимально усилят друг друга (условие (7) – условие максимума интерференции).

Если же на длине Δ укладывается нечетное число полу-волн

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

то колебания будут происходить в противофазе, световые волны в данной точке максимально ослабят друг друга (условие (8) – условие min).

В данной работе используется интерференция в тонком слое, которая была впервые описана в 1675 г. Ньютоном, известная под названием колец Ньютона. Кольца Ньютона являются классическим примером полос равной толщины. Они наблюдаются при отражении света от верхней и нижней границ тонкой воздушной прослойки, образованной поверхностями соприкасающихся друг с другом толстой плоскопараллельной стеклянной пластинки и плосковыпуклой линзы с большим радиусом кривизны (рис. 2). Интерференция происходит в области, близкой к точке касания пластинки и линзы. Большой радиус кривизны линзы делает поверхности пластинки и линзы, обращенные друг к другу, практически параллельными. На радиусе r от точки касания вдоль окружности толщина прослойки d будет одинаковой, и в этом случае наблюдаются интерференционные полосы равной толщины, имеющие форму колец с центром в точке касания линзы. Эта интерференционная картина и называется кольцами Ньютона. Интерференционные полосы имеют вид концентрических колец. Таким образом, полосы равной толщины – это интерференционные полосы, возникающие в результате интерференции когерентных волн от мест с одинаковой толщиной.

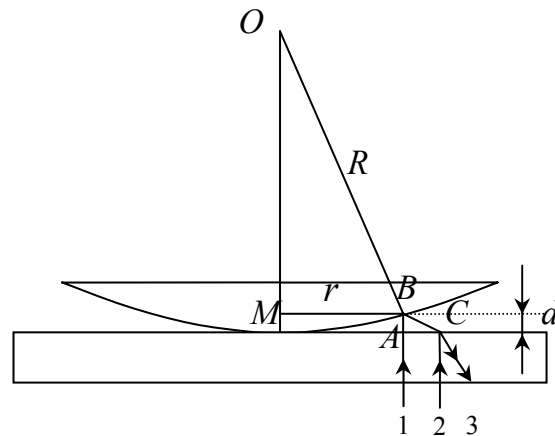


Рис. 2

Этот случай наблюдается, когда выпуклая поверхность линзы соприкасается в некоторой точке с плоской поверхностью хорошо отполированной пластинки, так что остающаяся между ними воздушная прослойка постепенно утолщается от точки соприкосновения к краям (см. рис. 2).

Если на систему приблизительно нормально к плоской поверхности пластинки падает пучок монохроматического света (лучи 1, 2), то световые волны, отраженные от нижней и верхних границ этой воздушной прослойки, будут интерферировать между собой, так как здесь наблюдаются все необходимые для этого условия. При этом в точке соприкосновения получается темное пятно и оно окружено рядом концентрических светлых и темных колец убывающей толщины. Нетрудно рассчитать размеры и положение колец Ньютона, предполагая, что свет падает нормально к поверхности пластинки. Показатель преломления воздуха $n \approx 1$ меньше пока-

зателя преломления стекла. Поэтому при отражении идущего снизу светового луча от границы воздух – линза (от оптически более плотной среды) теряется половина длины волны $\lambda/2$. Эта потеря равносильна увеличению оптической длины пути на $\lambda/2$ и должна учитываться при вычислении оптической разности хода Δ . Тогда оптическая разность хода лучей 1 и 2 (см. рис. 2) $\Delta = (AB + BC) + \lambda/2$. Ввиду того что толщина воздушной прослойки d очень мала, $AB \approx BC \approx d$, поэтому

$$\Delta = 2d + \lambda/2. \quad (9)$$

Для подсчета кольца Ньютона рассмотрим треугольник OBM , где $OB = R$ – радиус кривизны линзы; $MB = r_m$ – радиус кольца Ньютона. Из рис. 2 следует

$$R^2 = (R - d)^2 + r_m^2 = R^2 - 2Rd + d^2 + r_m^2.$$

Так как d мало, то величиной d^2 можно пренебречь, и тогда $d = r_m^2/2R$. Подставляя это значение в (9), получим

$$\Delta = (r_m^2/R) + \lambda/2. \quad (10)$$

Для темного кольца, подставляя (10) в соотношение (3), легко получить

$$r_m^2/R = m\lambda. \quad (11)$$

Из (10) можно определить λ (или R), но так как вследствие упругой деформации стекла невозможно добиться соприкосновения сферической линзы и плоской пластинки строго в одной точке, то более правильный результат получится, если вычислять λ (или R) по разности радиусов двух колец r_m и r_n . Тогда окончательная формула будет иметь вид

$$(r_m^2 - r_n^2) = (m - n) \lambda R. \quad (12)$$

Для расчета длины волны получаем

$$\lambda = \frac{(r_m - r_n)(r_m + r_n)}{(m - n)R} \quad (m > n). \quad (13)$$

Отсюда, зная радиус кривизны линзы R и экспериментально определяя величины r_m и r_n , можно вычислить длину световой волны λ . Таким образом, для определения длины волны необходимо предварительно с достаточной точностью измерить радиус кривизны используемой линзы. Для этой цели в данной работе применяется специальный прибор – сферометр ПЗС-7 либо значение радиуса кривизны сообщает студенту преподаватель.

Радиусы интерференционных колец измеряются при помощи микроскопа МИМ-7. Общий вид микроскопа дан на рис. 3, 4.

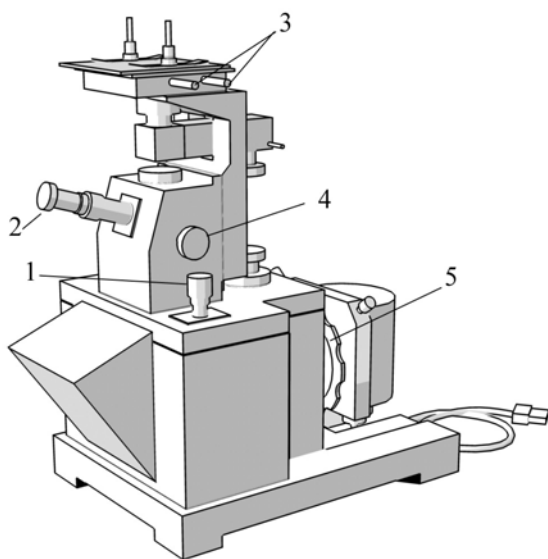


Рис. 3

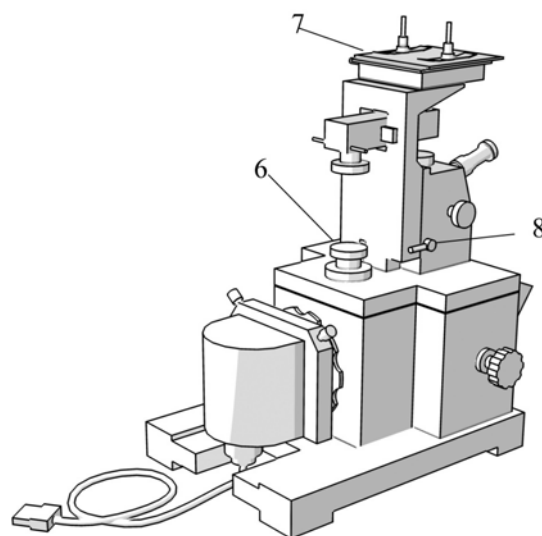


Рис. 4

На предметном столике 7 лежит стеклянная пластинка, на которой при помощи специальных зажимов укрепляется плоско-выпуклая линза. Свет от источника попадает на выпуклую поверхность линзы снизу через объектив. При этом интерферируют луч, отраженный от верхней поверхности пластинки, и луч, отраженный от выпуклой поверхности линзы. Для получения качественной интерференционной картины необходимо, чтобы радиус кривизны линзы был достаточно большим.

Порядок выполнения работы

1. При помощи сферометра определить радиус кривизны линзы (либо его сообщает преподаватель).

2. Включить лампу осветителя микроскопа МИМ-7 (см. рис. 3, 4), поместив на оправе 6 осветительной линзы светофильтр, выделяющий световую волну, длина которой измеряется. При помощи диска 5 ввести дополнительно соответствующий светофильтр.

3. Сняв линзу, освободить стопорную рукоятку 8, сфокусировать микроскоп при помощи рукоятки грубой подачи столика 4 на верхнюю поверхность стеклянной пластинки, положив на нее какой-либо объект наблюдения (например кусок миллиметровой бумаги или металлическую монету).

Закрепив рукоятку 8, поставив затем линзу в прежнее положение, с помощью рукояток 3 установить стеклянную пластинку так, чтобы точка соприкосновения линзы и пластинки попала точно в центр поля зрения окуляра микроскопа 2. Образующиеся на границе воздушного слоя и стеклянной пластинки кольца Ньютона должны быть отлично видны. В противном случае исправить фокусировку микроскопа вращением барашка микрометрической подачи объектива 1. Если в точке соприкосновения вместо темного пятна получится светлое, необходимо протереть стекло и линзу от пыли.

4. При помощи рукояток 3 добиться, чтобы линия окулярной шкалы проходила через центр ньютоновских колец. Измерить в делениях окулярной шкалы диаметры D темных колец, фиксируя положение их левых m_1 и правых m_2 границ. При этом определить расстояние от середины левой границы до середины правой границы ширины линии кольца. Диаметры измерить три раза, поворачивая каждый раз окуляр со шкалой вокруг оптической оси микроскопа приблизительно на 60° и вычислить среднее значение каждого диаметра.

5. Вычислить радиусы r_k по формуле

$$r_k = D_k/2 = (m_2 - m_1)2,3 \cdot 10^{-3}/2 \text{ см,}$$

где $2,3 \cdot 10^{-3}$ см – цена наименьшего деления шкалы. Заносят их в таблицу.

6. Комбинируя попарно радиусы колец, по формуле (13) определить длину световой волны. В целях повышения точности результата рекомендуется комбинировать радиус кольца номера k с радиусом кольца номера $k - 2$, кольца $k - 1$ с $k - 3$ и т.д. Из полученных значений λ вычислить среднее значение длины световой волны.

Контрольные вопросы

1. Почему радиус кривизны линзы, применяемой в данной работе, должен быть достаточно большим?
2. В чем состоит явление интерференции волн?
3. Почему интерференционная картина в данной работе имеет характер колец?
4. Как изменяется интерференционная картина в проходящем свете по сравнению с той же картиной в отраженном свете? Почему?
5. Почему в центре ньютоновских колец получается темное пятно?

Лабораторная работа № 5-4

ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ПОЛОС РАВНОГО НАКЛОНА С ПОМОЩЬЮ ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА

Цель работы: ознакомление с явлением интерференции на примере полос равного наклона и определение показателя преломления стекла.

Оборудование: газовый лазер, микроскопический объектив, экран с круглым отверстием, плоскопараллельная стеклянная пластина.

Краткие теоретические сведения

(краткую теорию явления интерференции см. в работе 5-3)

При падении расходящегося пучка монохроматического света на плоскопараллельную прозрачную пластину будут наблюдаться так называемые полосы равного наклона (каждая полоса соответствует определенному углу падения света), представляющие собой интерференционные максимумы и минимумы. Они имеют вид концентрических светлых и темных колец, толщина которых уменьшается от центра к периферии. Согласно теории интерференции в параллельных пластинах темные кольца удовлетворяют условию (рис. 1)

$$2hncos\beta_m = m\lambda, \quad (1)$$

На рис. 1 и в формуле (1) обозначены: h – толщина пластины; n – показатель преломления пластины; β_m – угол преломления; λ – длина падающей световой волны; $m = 0, 1, 2, \dots$ (порядок интерференции); S – источник света.

При малых углах падения α_m и преломления β_m можно положить:

$$\cos\beta_m \approx 1 - \beta_m^2/2; \quad (2)$$

$$n = \sin \alpha_m / \sin \beta_m \approx \alpha_m / \beta_m; \quad (3)$$

$$\alpha_m \approx \text{tg } \alpha_m = r_m / (2l), \quad (4)$$

где r_m – радиус m -го темного кольца; l – расстояние от плоскости экрана до поверхности пластины. С учетом (2) – (4)

из (1) легко установить

$$r_m^2 / l^2 = 8n^2 - 4n\lambda m / h. \quad (5)$$

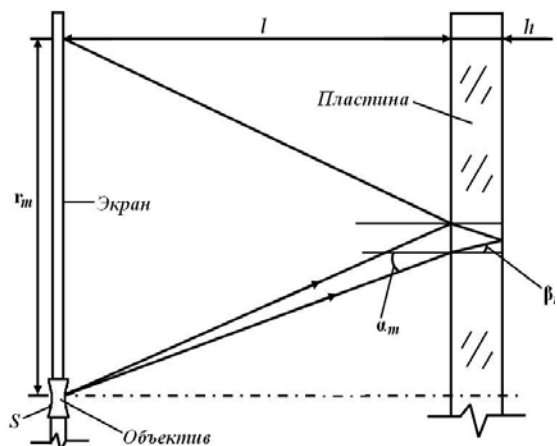


Рис. 1

Из этой формулы видно, что величина r_m^2/l^2 линейно зависит от порядка интерференции m . Очевидно, что $r_m^2/l^2 = 0$ при $4n\lambda m/h = 8n^2$. Отсюда можно определить максимальный порядок интерференции

$$\boxed{m_{\max} = 2nh/\lambda} \quad (6)$$

Порядок интерференции m совпадает с порядковым номером интерференционного кольца. Но определить порядковый номер кольца практически невозможно: большие кольца с малыми порядковыми номерами настолько близко располагаются друг к другу, что их трудно различить и нет возможности фиксировать начало отсчета. Это, в свою очередь, делает невозможным определение показателя преломления пластины с помощью формулы (5), измеряя величины h , l и r_m .

Чтобы обойти эту трудность, необходимо измерить еще одно интерференционное кольцо, отстоящее от первого, например, на N порядков. Тогда

$$r_{m-N}^2/l^2 = 8n^2 - 4n\lambda(m-N)/h. \quad (7)$$

Вычитая соотношение (7) из соотношения (5), получим

$$(r_{m-N}^2 - r_m^2) / l^2 = 4n\lambda N/h.$$

Отсюда

$$\boxed{n = h(r_{m-N}^2 - r_m^2) / 4\lambda l^2 N.} \quad (8)$$

Полученная формула дает возможность вычислить показатель преломления пластины, не зная порядкового номера измеряемых интерференционных колец.

Работа проводится на установке, принципиальная схема которой показана на рис. 2: 1 – газовый лазер; 2 – рассеивающая линза; 3 – экран; 4 – плоскопараллельная стеклянная пластина. Рейтеры, на которых стоят все принадлежности, позволяют осуществлять необходимую юстировку всей оптической системы. Длина волны лазерного излучения $\lambda = 632,8$ нм, толщина стеклянной пластины $h = 20,0$ мм.

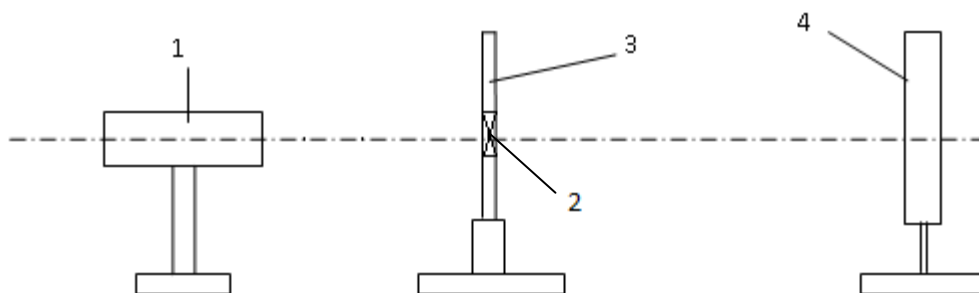


Рис. 2

Порядок выполнения работы

Ознакомившись с элементами и работой всех узлов установки, включить лазер (включение осуществляет только преподаватель или лаборант).

Обращаем внимание на то, что попадание в глаза прямого лазерного пучка ОПАСНО для зрения. При работе с лазером его свет можно наблюдать только после отражения от рассеивающих поверхностей.

Вывести из хода луча экран 3 (см. рис. 2). Ориентируют пластину 4 перпендикулярно к направлению пучка света так, чтобы отраженный от нее пучок падал в центр выходного отверстия лазера. Затем вводят в ход пучка экран с линзой. На экране при этом должна появиться система концентрических светлых и темных колец.

Задание 1. Определение показателя преломления плоскопараллельной стеклянной пластинки

1. Пронумеровать темные кольца, радиусы которых подлежат измерению. Целесообразно пронумеровать их, начиная с кольца с минимальным радиусом, которому можно присвоить номер m , например 6. Приписывают пяти последующим кольцам номера m , $m - 1$, $m - 2$, ..., $m - 5$.

2. Измерить шесть выделенных колец m , $m - 1$, $m - 2$, ..., $m - 5$ с помощью линейки в двух взаимно перпендикулярных направлениях (для каждого кольца – два значения радиуса).

3. Найти среднее значение радиуса каждого темного кольца r_{m-N} и его квадрат r_{m-N}^2 .

4. Построить график зависимости r_{m-N}^2 от номера кольца m (рис. 3). Линия, проводимая по полученным экспериментальным точкам, должна быть прямой. Масштабы по обеим осям координат следует выбрать так, чтобы получившаяся прямая составляла приблизительно угол в 45° с осями координат (так обычно делают при графическом изображении функциональных зависимостей).

5. Из наклона прямой вычислить отношение $(r_{m-N}^2 - r_m^2)/N$.

6. Измерить расстояние l от плоскости экрана 3 до поверхности пластины 4 (см. рис. 2).

7. Вычислить по формуле (8) показатель преломления n и определить погрешность.

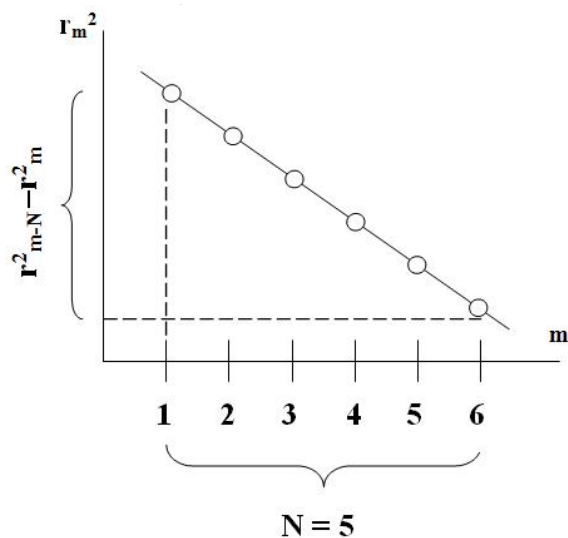


Рис. 3

Задание 2. Определение максимального порядка интерференции.

Вычислить m_{\max} по формуле (6). Для m_{\max} может получиться не целое число, т.е. в центре интерференционной картины, где $r_m = 0$, не обязательно будет темное пятно.

Контрольные вопросы

1. В чем состоит явление интерференции света?
2. В чем состоит временная когерентность? Что такое время и длина когерентности?
3. Что представляют собой полосы равного наклона?
4. Почему наблюдаемая в данной работе интерференционная картина имеет вид концентрических окружностей?
5. Почему интерференционные кольца в периферии располагаются гуще, чем в центральной области?
6. Какие условия необходимы для интерференции света? Оцените длину когерентности, необходимую в этой работе.

Лабораторная работа № 5-5

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ ПРИ ПОМОЩИ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЁТКИ

Цель работы: изучение явления дифракции света и ознакомление с одним из методов определения длины световой волны при помощи дифракционной решетки.

Оборудование: источник света, дифракционная решетка, экран с миллиметровым масштабом, измерительная линейка.

Краткие теоретические сведения

Огибание световой волной границ непрозрачных тел за счет интерференционного перераспределения энергии по различным направлениям называется дифракцией световой волны. Рассмотрим сначала дифракцию на одной щели.

Если на щель шириной a перпендикулярно ей падает параллельный пучок света (рис. 1), то напряженность E_φ , которую будут иметь дифрагированные электромагнитные волны длиной λ , собираемые линзой в точке M_φ на экране MM , можно рассчитать следующим образом:

$$E_\varphi = \int_0^a \frac{E_0}{a} \cos(\omega t - kx \sin \varphi - kR) dx, \quad (1)$$

где E_0 – амплитуда напряженности электрического поля в направлении $\varphi=0$; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; $R = CM_\varphi$. Здесь учтено, что линза L не вносит дополнительной разности фаз (таутохронизм)*. После интегрирования из (1) получим

$$E_\varphi = E_0 \frac{\sin\left(\frac{ka}{2} \sin \varphi\right)}{\frac{ka}{2} \sin \varphi} \cos(\omega t - \alpha_0), \quad (2)$$

где $\alpha_0 = \frac{ka}{2} \sin \varphi + kR$.

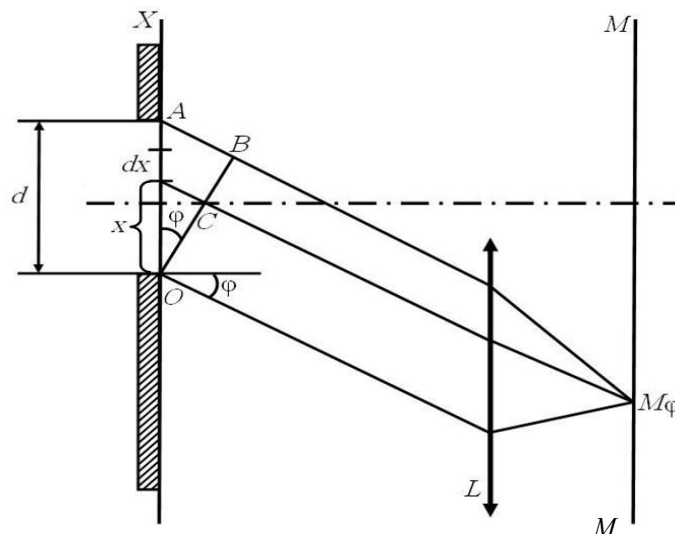


Рис. 1

* В случае когерентного источника света (лазера) можно обойтись без линзы.

Амплитуда колебания

$$E_{\varphi 0} = E_0 \frac{\sin\left(\frac{ka}{2} \sin \varphi\right)}{\frac{ka}{2} \sin \varphi} = E_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\frac{\pi a}{\lambda} \sin \varphi}. \quad (3)$$

Минимум колебаний в результате интерференции дифрагированных лучей в направлении φ определяется согласно (3) условием

$$\boxed{a \sin \varphi = \pm m \lambda} \quad (m=1, 2, \dots). \quad (4)$$

В направлении $\varphi = 0$ наблюдается максимум колебаний, для которого согласно уравнению (3) $E_{\varphi 0} = E_0$. График распределения интенсивности $E_{\varphi 0}^2$ представлен на рис. 2 жирной линией.

Теперь рассмотрим дифракцию параллельного пучка лучей, которые падают нормально к плоскости дифракционной решетки.

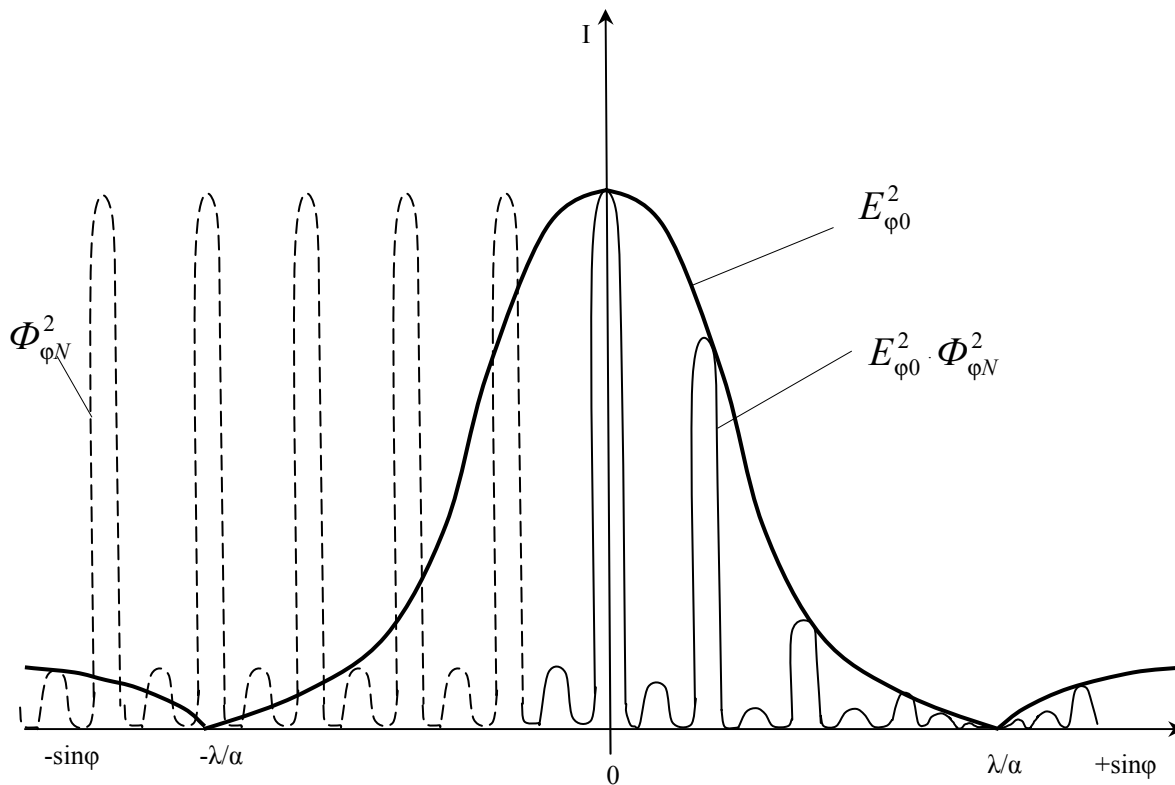


Рис. 2

Простейшая дифракционная решетка представляет собой прозрачную пластинку, на которой нанесены параллельные друг другу царапины и оставлены узкие неповрежденные полоски. Процарапанные места непрозрачны для света, и неповрежденные полоски образуют систему параллельных щелей.

Принято называть периодом, или постоянной, решетки сумму размеров прозрачной a и непрозрачной b полос: $d = a + b$ (рис. 3). В силу таутохронизма линзы фазы колебаний соответствующих лучей, например 1 и 2 (см. рис. 3), проходящих через ближайшие щели, в точке M_φ на экране M будут отличаться друг от друга только на величину

$$\alpha = (2\pi/\lambda) d \sin\varphi . \quad (5)$$

Общую напряженность в точке M_φ на экране M , которая создается волнами, идущими в направлении φ , можно вычислить через напряженность отдельных волн $\vec{E}_1, \vec{E}_2, \dots, \vec{E}_N$, проходящих сквозь щели:

$$\vec{E}_{\varphi N} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_N , \quad (6)$$

где N – число щелей. Величины $\vec{E}_1, \vec{E}_2, \dots, \vec{E}_N$ могут быть определены из выражения (2). Поскольку направления колебаний векторов \vec{E} одинаковы, то векторную сумму (6) можно заменить арифметической. Учитывая, что для одинаковых щелей амплитуды векторов напряженности $\vec{E}_1, \vec{E}_2, \dots, \vec{E}_N$ будут равны одной и той же величине

$\vec{E}_{\varphi 0}$, вместо (6) можно написать:

$$E_{\varphi N} = E_{\varphi 0} \{ \cos(\omega t - \alpha_0) + \cos(\omega t - \alpha_0 - \alpha) + \cos(\omega t - \alpha_0 - 2\alpha) + \dots + \cos[\omega t - \alpha_0 - (N-1)\alpha] \} . \quad (7)$$

Удобно найти сумму, входящую в выражение (7), графическим методом, основанным на возможности представления гармонического колебания с помощью вращающегося вектора амплитуды. Для этого расположим модули векторов $\vec{E}_1, \vec{E}_2, \dots, \vec{E}_N$, как показано на рис. 4. Направления ближайших отрезков отличаются друг от друга на угол α , определяемый соотношением (5). Этим учитывается различие в начальных фазах колебаний.

Из рис. 4 легко видеть, что амплитуда результирующего колебания будет определяться отрезком $AN = 2R \sin(N\alpha/2)$, а $E_{\varphi 0} = E_1 = 2R \sin(\alpha/2)$. Поэтому

$$AN = E_{\varphi 0} \frac{\sin(N\alpha/2)}{\sin(\alpha/2)} . \quad (8)$$

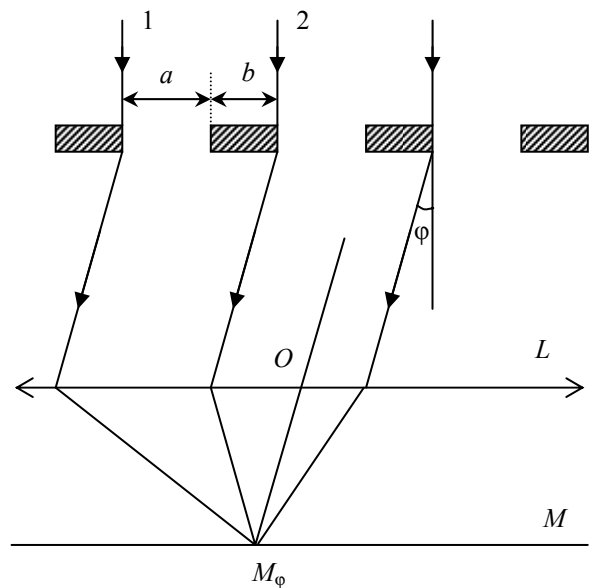


Рис. 3

С учетом соотношений (3) и (5) из (8) получим выражение для амплитуды напряженности электрического поля световой волны, которая после дифракции на решетке распространяется в направлении φ ,

$$(E_{\varphi N})_0 = E_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin\varphi\right) \sin\left(N \frac{\pi d}{\lambda} \sin\varphi\right)}{\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin\varphi\right) \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin\varphi\right)}. \quad (9)$$

Из полученного результата (9) можно сделать выводы:

1. Распределение интенсивности светового потока при дифракции на решетке определяется произведением двух функций

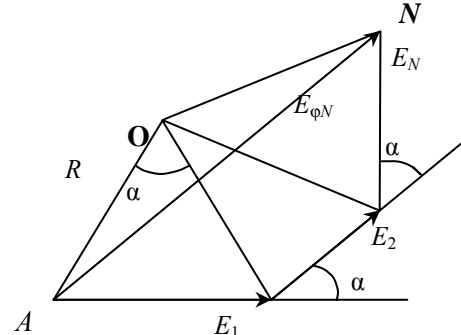


Рис. 4

$$E_{\varphi 0}^2 = E_0^2 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin\varphi\right)}{\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin\varphi\right)^2} \quad \text{и} \quad \Phi_{\varphi N}^2 = \frac{\sin^2\left(N \frac{\pi d}{\lambda} \sin\varphi\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin\varphi\right)}.$$

2. Главные минимумы определяются из условия

$$\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin\varphi\right) = 0, \quad \text{т.е.} \quad a \sin\varphi = \pm m\lambda \quad (m = 1, 2, \dots),$$

которое справедливо для любого количества щелей.

3. Главные максимумы определяются из условия

$$\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin\varphi\right) = 0, \quad \text{т.е.} \quad \boxed{d \sin\varphi = \pm m\lambda} \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (10)$$

Легко видеть, что световой поток в результате дифракции перераспределяется в основном вблизи направлений, соответствующих главным максимумам. Распределение интенсивности света $I = E_{\varphi 0}^2 \cdot \Phi_{\varphi N}^2$ приведено на рис. 2. Как уже было отмечено, функция $E_{\varphi 0}^2$ была изображена жирной линией, функция $\Phi_{\varphi N}^2$ показана штриховой линией.

Если источник света испускает волны различных длин, то в результате дифракции на экране появятся освещенные полосы, окрашенные в различные цвета (максимумы света), так как согласно (10) направление главного максимума зависит от длины волны. Другими словами, дифракционная решетка представляет собой спектральный прибор.

Соотношение (10) является основной расчетной формулой для вычисления длин световых волн при помощи дифракционной решетки и называ-

ется формулой дифракционной решетки. При известной длине световой волны эта формула дает возможность определить постоянную дифракционной решетки d . Целое число m в формуле (10) называется порядком спектра и представляет собой номер спектра по отношению к центральной нулевой полосе. Метод, применяемый в данной работе, заключается в том, что дифракционный спектр рассматривается без помощи линзы непосредственно на экране, находящемся на большом расстоянии от решетки (рис. 5).

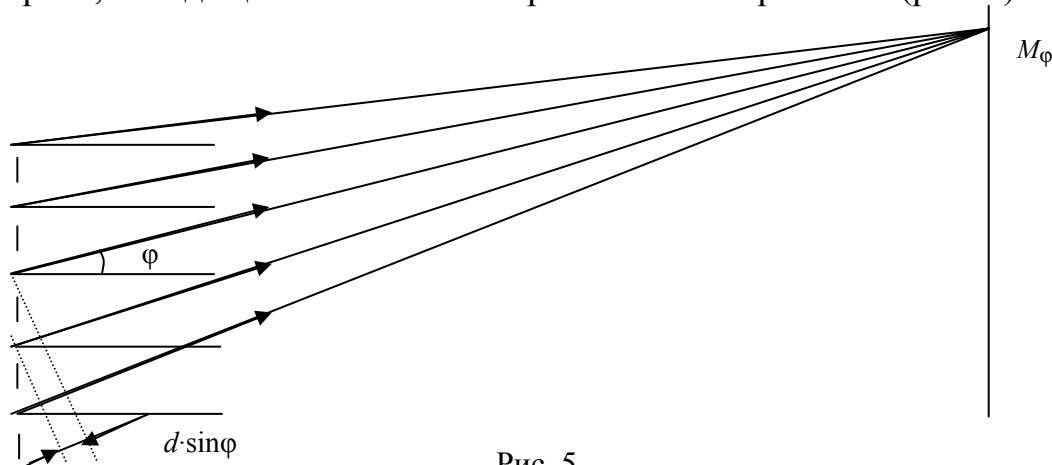


Рис. 5

При большом расстоянии расстоянии между решеткой и экраном лучи, приходящие в точку M_φ из разных участков решетки, становятся почти параллельными, и поэтому условия дифракционных максимумов и минимумов могут реализоваться на экране без помощи собирающей линзы. Схема установки приведена на рис. 6. RR – дифракционная решетка, на которую падает параллельный пучок лучей из осветительной системы S ; l – расстояние от дифракционной решетки до экрана MM ; x_m – расстояние между средними точками полос одного и того же цвета для 1-го, 2-го и так далее порядков.

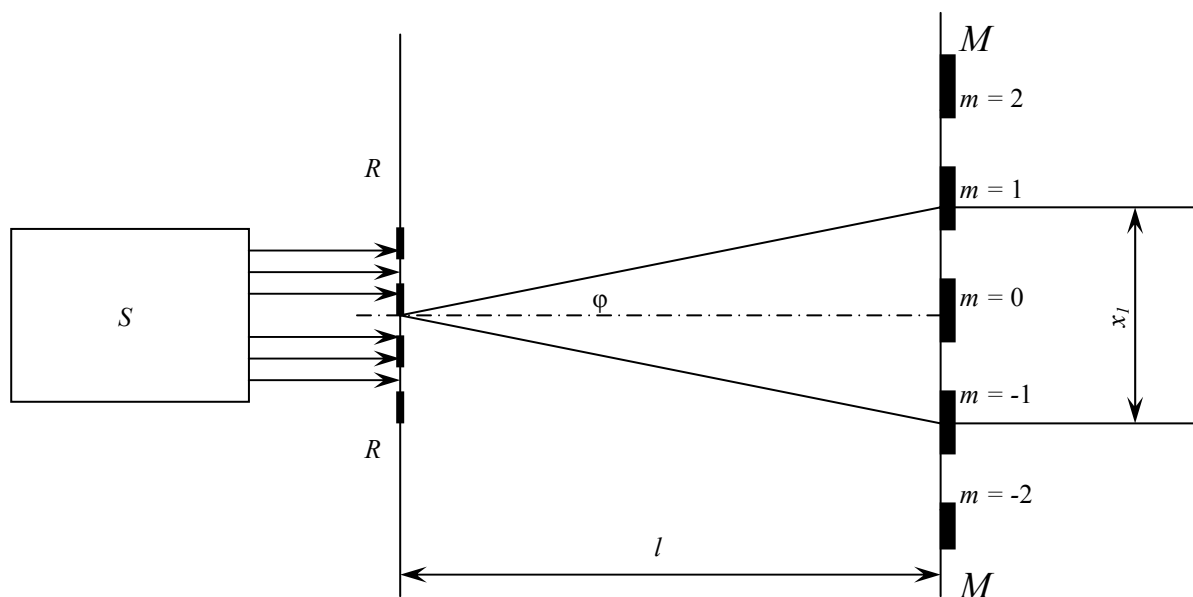


Рис. 6

Для определения длины волны λ или постоянной решетки d в формуле (10) необходимо знать $\sin \varphi$. Так как $x_m \ll l$, то $\sin \varphi \approx \tan \varphi = x_m / 2l$ (см. рис. 6).

Представляя значения $\sin \varphi$ в (10), получим

$$\boxed{\frac{\lambda}{d} = \frac{x_m}{2ml}} \quad (11)$$

Порядок выполнения работы

1. Включить осветительную систему. Если в качестве источника используется лазер, то его включает преподаватель.
2. Установить экран так, чтобы на нем получилось четкое изображение центральной полосы и спектров 1-го и 2-го порядков.
3. Измерить расстояние от экрана до дифракционной решетки.
4. Измерить на экране расстояние между серединами освещенных полос определенного цвета (по указанию преподавателя) x_1 спектра 1-го порядка.
5. Аналогично определить расстояние x_2 в спектре 2-го порядка.
6. Полученные значения l и x_m подставить в формулу (11) и вычислить длину световой волны или постоянную дифракционной решетки по указанию преподавателя.
7. Вычислить погрешность.

Контрольные вопросы

1. Что называется дифракцией света?
2. Как происходит дифракция на одной щели?
3. Как перераспределяется поток световых волн на дифракционной решетке?
4. Как изменяется дифракционная картина от многих щелей по сравнению с дифракцией от одной щели?
5. Каким образом можно определить длину световой волны с помощью дифракционной решетки?
6. Как можно качественно объяснить дифракцию с помощью принципа Гюйгенса – Френеля?

Лабораторная работа № 5-7

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ РАСТВОРОВ ПРИ ПОМОЩИ ПОЛЯРИМЕТРА

Цель работы: ознакомление с вращением плоскости колебаний света в оптически активных веществах и практическим применением данного явления для определения концентрации растворов.

Оборудование: поляриметр СМ, трубки с раствором сахара, линейка.

Краткие теоретические сведения

При прохождении плоскополяризованного света через некоторые вещества плоскость колебаний поворачивается, что обусловлено особым строением молекул – отсутствием в них зеркальной симметрии. Такие вещества называются оптически активными. Примером оптически активной среды является, например, водный раствор сахара. Оптической активностью обладают и некоторые кристаллы, например кварц. Его активность связана с асимметрией строения кристаллической решетки.

Угол φ , на который поворачивается плоскость колебаний в оптически активных растворах, прямо пропорционален толщине слоя раствора и концентрации вещества:

$$\varphi = \alpha_0 LC, \quad (1)$$

где L – толщина слоя, дм; C – концентрация, г/см³; α_0 – коэффициент, называемый удельным вращением растворённого вещества (постоянная вращения), град·см³/(дм·г). Постоянная вращения зависит от длины волны падающего света и температуры раствора. У сахарных растворов при $T = 20$ °С для желтых лучей $\lambda = 0,589$ нм, $\alpha_0 = 66,46$ град·см³/(дм·г).

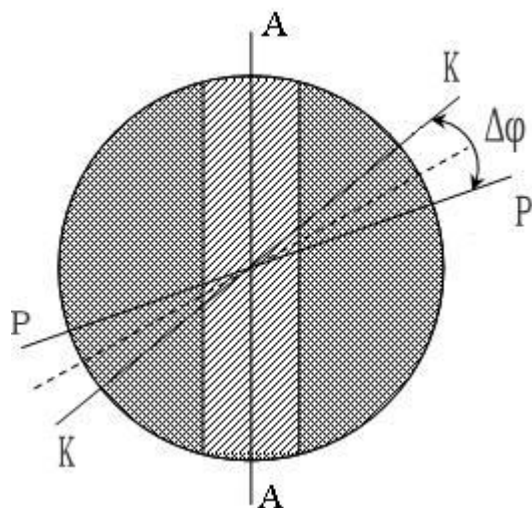
В общем случае величину α_0 надо определить экспериментально, зная величины C и L и измеряя угол поворота φ :

$$\alpha_0 = \frac{\varphi}{LC}. \quad (2)$$

Зная величины α_0 и L , измеряя угол поворота φ для раствора с неизвестной концентрацией, можно вычислить

$$\boxed{C = \frac{\varphi}{L\alpha_0}}. \quad (3)$$

Приборы, служащие для количественного исследования вращения плоскости колебаний, называются поляриметрами. В данной работе пользуются одним из наиболее точных приборов – полутеневым поляриметром типа СМ. Световой пучок в этом приборе, пройдя поляризатор, своей средней частью проходит через кварцевую пластину и анализатор, а двумя крайними частями – только через анализатор. Кварцевая пластина поворачивает плоскость колебаний на небольшой угол $\Delta\varphi = 5 - 7^\circ$ от плоскости пропускания поляризатора PP до плоскости KK (см. рисунок).



Интенсивности света (и, следовательно, освещённости соответствующих частей поля зрения прибора) из закона Малюса (см. работу 5-8) пропорциональны квадратам проекций амплитуды E_p светового вектора, прошедшего только через поляризатор (плоскость колебаний направлена вдоль PP) (крайние части поля зрения), E_k – то же для светового вектора, прошедшего через кварц, (плоскость колебаний направлена вдоль KK) (средняя часть поля зрения) на плоскость пропускания анализатора AA .

Нетрудно увидеть, что здесь возможны лишь два положения анализатора, при которых проекции амплитуд векторов E_p и E_k равны и освещённости частей поля зрения одинаковы: 1) когда плоскость пропускания анализатора AA совпадает с биссектрисой угла $\Delta\varphi$ (все три части поля зрения одинаково ярко освещены); 2) когда плоскость анализатора AA перпендикулярна биссектрисе угла $\Delta\varphi$ (на рисунке пунктир) (все три части поля зрения одинаково затемнены). Второе положение может быть зафиксировано точнее, так как чувствительность глаза намного выше при меньшей освещённости. Поэтому поляриметр следует настраивать на равное затемнение, что соответствует почти полному скрещиванию поляризатора и анализатора (около 90°). Это положение анализатора называется нулевой точкой.

Трубка с исследуемым раствором помещается между поляризатором с кварцевой пластиной и анализатором. Если исследуемое вещество оптически активно, то оно поворачивает плоскость колебаний всех лучей, идущих

щих и через кварц, и мимо него, на определенный угол φ . Интенсивности частей поля зрения становятся различными. Но можно снова добиться одинакового затемнения тройного поля зрения поворотом анализатора на тот же угол φ , который измеряется по шкале анализатора.

Головка анализатора состоит из неподвижного лимба, двух вращающихся с помощью фрикциона нониусов и зрительной трубы (окуляра). На лимбе нанесено 360 делений. Нониусы имеют 20 делений (цена деления нониуса $0,05^\circ$). Для учета эксцентриситета круга при больших углах вращения необходимо пользоваться двумя нониусами и результатом измерения считать среднее значение показаний двух нониусов. Окуляр фокусируется перемещением муфты вдоль оси прибора. В раковинах окуляра находятся две лупы, которые дают увеличенные изображения нониусов.

Порядок выполнения работы

1. Убедиться, что трубка с раствором сахара вынута из поляриметра. Включить осветитель в сеть переменного тока.

2. Закрывать шторку поляриметра, фокусировать зрительную трубку и вращением анализатора добиться равномерного затемнения тройного поля зрения.

3. Записать показания одного определенного нониуса. Если нуль нониуса оказался смещенным относительно нуля лимба по часовой стрелке, то поправке приписывают знак «плюс», если против – «минус». Если показания другого нониуса отличны от записанных, то надо снять показания обоих нониусов, а при расчете пользоваться их среднеарифметическим.

4. Сделав отсчет на лимбе, повернуть анализатор в сторону и повторить пп. 2 и 3 не менее пяти раз, после чего найти среднее положение нулевой точки анализатора на лимбе.

5. Поместить в прибор трубку с раствором известной концентрации и закрыть шторку.

6. Фокусировать трубку (если фокусировка нарушена), установить равномерную затемненность поля зрения и записать показания лимба и нониуса (или двух, см. п. 3).

7. Повторить п. 6 не менее пяти раз, каждый раз отводя анализатор в сторону и приводя его обратно в положение, при котором поле зрения поляриметра будет равномерно затемнено. Взяв среднее из приведенных отсчетов, найти угол φ , на который была повернута плоскость колебаний светового вектора.

8. Из полученных результатов по формуле (2) вычислить удельное вращение сахара.

9. Выполнить пп. 5 – 7 для трубки с раствором неизвестной концентрации.

10. Из полученных результатов по формуле (3) вычислить процентное содержание сахара в растворе с неизвестной концентрацией.

Контрольные вопросы

1. Чем объясняется вращение плоскости колебаний светового вектора в оптически активных веществах?

2. Почему в используемом поляриметре наблюдается тройное поле зрения?

3. Какой способ уравнивания световых полей применяется в поляриметре СМ?

4. От чего зависит угол поворота плоскости колебаний светового вектора?

5. Почему не используется в данном методе установка на одинаково яркую освещенность тройного поля зрения?

Лабораторная работа № 5-8

ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНА МАЛЮСА

Цель работы: изучение явления поляризации света, проверка закона Малюса.

Оборудование: лазер, блок питания, поляроид с лимбом, фотодиод, микроамперметр.

Краткие теоретические сведения

Свет представляет собой электромагнитные волны, в которых напряженность электрического поля \vec{E} , напряженность магнитного поля \vec{H} и скорость распространения \vec{v} взаимно перпендикулярны и образуют правовинтовую систему (рис. 1).

Вместе с тем световые волны, излучаемые обычными источниками, не обнаруживают асимметрии относительно направления распространения. Это связано с тем, что свет складывается из множества цугов волн, испускаемых отдельными атомами. Направление колебаний векторов \vec{E} и \vec{H} для каждого цуга случайное, и потому в результирующей волне колебания различных направлений представлены с равной вероятностью. Таким образом, естественный свет – есть совокупность электромагнитных волн со всеми возможными направлениями колебаний, существующими одновременно или быстро и беспорядочно сменяющимися друг друга; совокупность эта статистически симметрична относительно луча, т.е. характеризуется неупорядоченностью направлений колебаний (рис. 2).

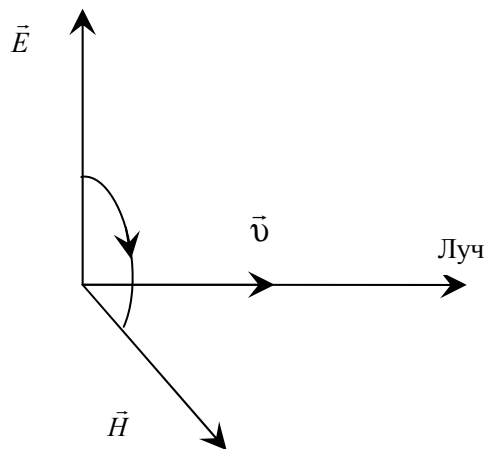


Рис. 1

Свет, в котором колебания вектора \vec{E} , а следовательно, и вектора \vec{H} проходят только в одной неподвижной плоскости, называют плоскополяризованным (линейнополяризованным). Плоскость, в которой колеблется вектор \vec{E} , называется плоскостью поляризации. Устройство для получения полностью или частично поляризованного оптического излучения называется поляризатором. Поляризатор свободно пропускает колебания, параллельные плоскости поляризатора, и задерживает колебания, перпендикулярные этой плоскости.

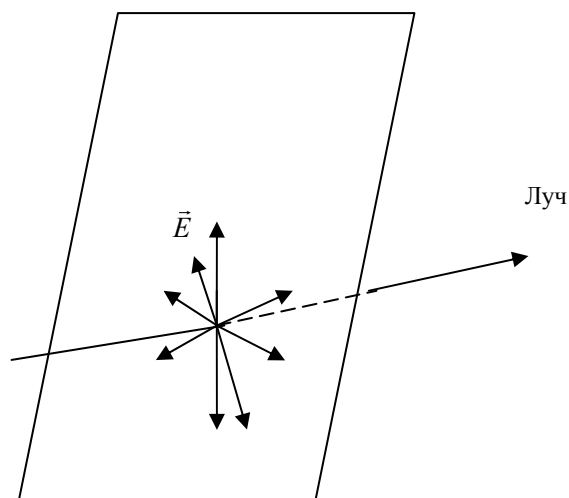


Рис. 2

Если плоскополяризованный свет с амплитудой электрического вектора \vec{E}_0 падает на анализатор (это поляризатор, используемый для анализа поляризованного света), то анализатор пропустит только составляющую $E_{\parallel} = E_0 \cos \varphi$ (рис. 3), параллельную плоскости поляризатора. Отношение

интенсивности прошедшего J к интенсивности падающего J_0 света

$$\frac{J}{J_0} = \frac{E_{\parallel}^2}{E_0^2}.$$

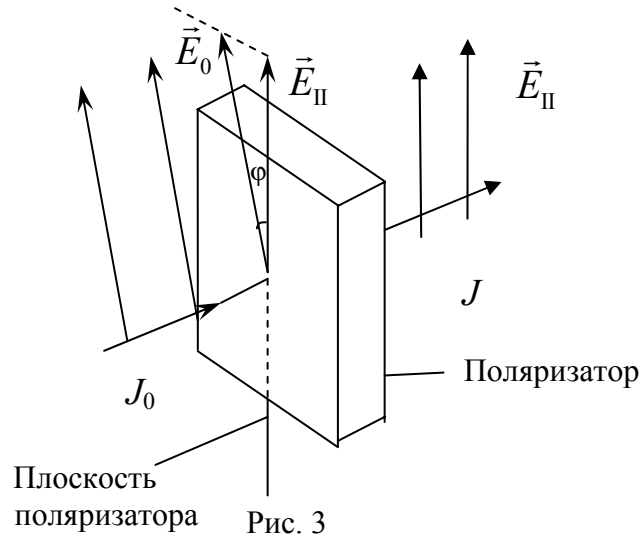


Рис. 3

Напомним, что интенсивность света в данной точке пространства равна среднему по времени потоку энергии через единицу площади, перпендикулярной направлению распространения волны, и пропорциональна квадрату амплитуды вектора E , т.е. $J \sim |E|^2$. Учитывая, что $E_{\parallel} = E_0 \cos \varphi$, получаем

$$J = J_0 \cos^2 \varphi$$

Это соотношение называется законом Малюса (Э.Л. Малюс, французский физик). Физический смысл этого закона состоит в том, что интенсивность прошедшего через поляризатор поляризованного света пропорциональна квадрату косинуса угла между плоскостями поляризации и поляризатора.

Описание установки

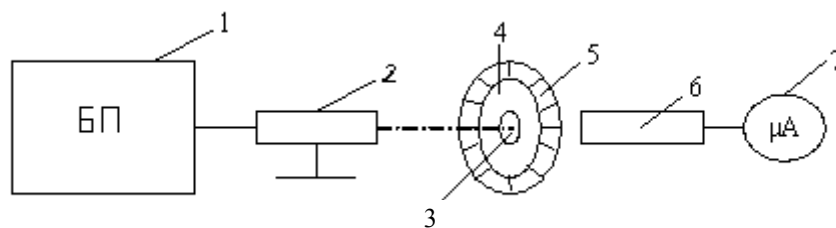


Рис. 4

Схема установки показана на рис. 4. Излучение лазера 2 (с блоком питания 1) проходит через поляроид 4, который может вращаться относительно лазерного луча вместе с лимбом 5, где имеется угловая шкала в градусах (поляроид – поляризационный прибор, пропускающий световые волны, поляризованные в определенной плоскости, – плоскости поляризатора). Далее световой луч попадает на фотодиод 6, преобразующий световое излучение в электрический ток, измеряемый микроамперметром 7. Зависимость ЭДС фотодиода от интенсивности падающего на него излучения (и соответственно тока) близка к линейной, поэтому можно считать ток микроамперметра пропорциональным интенсивности излучения $I = kJ$. В этом случае зависимость силы тока I от квадрата косинуса угла между плоскостью поляризации излучения и плоскостью поляризатора описывается зависимостью, соответствующей закону Малюса.

Порядок выполнения работы

1. Включить блок питания.
2. Направить луч лазера 2 точно в центр 3 лимба 5 с поляроидом 4 на вход фотодиода 6.
3. Снять показания микроамперметра 7 в зависимости от положения флажка лимба поляроида $I(\varphi)$. Для этого вращением лимба добиться максимального значения тока I_{\max} и считать соответствующее показание φ_0 началом отсчета углового перемещения.

Вращать лимб, и через каждое деление лимба измерять силу тока до его минимального значения «0». Занести в таблицу измеренные значения.

№ п/п	φ , град	$\Delta\varphi = \varphi - \varphi_0$	$\cos^2 \Delta\varphi$	I , мкА	I/I_{\max}

4. Построить график $I (\cos^2 \Delta\varphi)$ на миллиметровой бумаге. (Убедиться, что при $\Delta\varphi = 90^\circ I \rightarrow \min$).
5. Найти отношение I/I_{\max} , занести в таблицу и сравнить с соответствующими значениями строчки $\cos^2 \Delta\varphi$.
6. Сделать соответствующие выводы по результатам работы.

Лабораторная работа № 5-10

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОЙ РЕФРАКЦИИ РАСТВОРОВ САХАРА С ПОМОЩЬЮ РЕФРАКТОМЕТРА РПЛ-3

Цель работы: ознакомление с принципом действия рефрактометра РПЛ-3 и методикой определения удельной рефракции растворов сахара.

Оборудование: рефрактометр РПЛ-3, набор исследуемых растворов сахара.

Краткие теоретические сведения

Абсолютный показатель преломления n любого вещества показывает, во сколько раз скорость света c в вакууме больше, чем скорость света v в данном веществе: $n = c/v$. Согласно теории Максвелла свет представляет собой электромагнитную волну, причем $c/v = \sqrt{\epsilon\mu}$, где ϵ - относительная диэлектрическая проницаемость, μ - относительная магнитная проницаемость вещества. Отсюда следует, что $n = \sqrt{\epsilon\mu}$.

Согласно теории Лоренца относительная диэлектрическая проницаемость ϵ оказывается зависящей от частоты электромагнитной волны. Этим объясняется дисперсия света, т.е. зависимость показателя преломления среды (или скорости света в среде) от частоты ω : $n = n(\omega)$ или $v = v(\omega)$. Так как частота связана функционально с длиной волны λ , то дисперсия света может быть выражена через λ : $n = n(\lambda)$ или $v = v(\lambda)$.

Если показатель преломления n возрастает с увеличением частоты ω (с уменьшением длины волны λ), то дисперсия называется нормальной. Если же n убывает, то дисперсия называется аномальной. На рис.1 приведены нормальная и аномальная дисперсии. Аномальная дисперсия обычно наблюдается вблизи полос поглощения вещества.

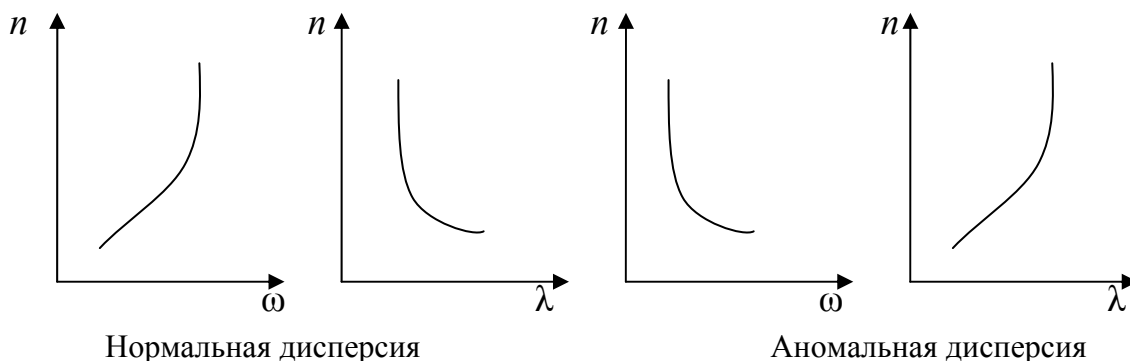


Рис. 1

Согласно современной теории распространение света в материальной среде представляет собой поглощение и последующее испускание электромагнитной волны атомами, которые образуют данную среду. Поэтому состояние среды непосредственно влияет на ее оптические свойства. В частности, показатель преломления вещества зависит от его плотности ρ . Эта зависимость выражается так называемой формулой Лоренц -Лорентца:

$$(n^2 - 1) / ((n^2 + 2) \rho) = R. \quad (1)$$

Величина R называется удельной рефракцией вещества. Для многих веществ при изменении плотности, температуры и даже агрегатного состояния величина R остается практически постоянной. Рефракцию сложного химического соединения можно вычислить, складывая рефракции составляющих его элементов. Для удобства вводят понятие атомной рефракции, определяемой как произведение атомной массы элемента A_1 на его удельную рефракцию R . Если молекулярная масса соединения есть M , а его удельная рефракция равна R , то MR называется молекулярной рефракцией. Опыт показывает, что молекулярную рефракцию часто можно вычислить аддитивно из атомных рефракций, пользуясь химической формулой

$$MR = q_1 A_1 R_1 + q_2 A_2 R_2 + \dots = \sum q_i A_i R_i, \quad (2)$$

где q_1, q_2, \dots - число атомов, входящих в состав молекул.

Такое правило аддитивности означает, что между отдельными атомами, входящими в состав молекул, отсутствует взаимное оптическое влияние. И наоборот, нарушение правила аддитивности позволяет судить о взаимном влиянии друг на друга и может быть использовано для заключения о строении молекулы.

Рефрактометр пищевой лабораторный РПЛ-3, применяемый в данной работе, предназначен для определения показателя преломления жидкости и содержания сухих веществ по сахарозе в продуктах отраслей пищевой промышленности.

Для сахарных растворов существует зависимость между показателем преломления и количеством растворенного сахара. Это дает возможность определить концентрацию сахара в растворе по показателю преломления. Определить показатель преломления на приборе можно как в проходящем, так и в отраженном лучах. Соответственно при измерениях используются два метода: метод скользящего луча и метод полного внутреннего отражения.

Основной частью рефрактометра являются две стеклянные прямоугольные призмы P_1 и P_2 , изготовленные из стекла с большим показателем преломления (рис. 2). В разрезе призмы имеют вид прямоугольных треугольников, обращенных друг к другу гипотенузами; зазор между призмами имеет ширину около 0,1 мм и служит для помещения исследуемой жидкости.

Метод скользящего луча

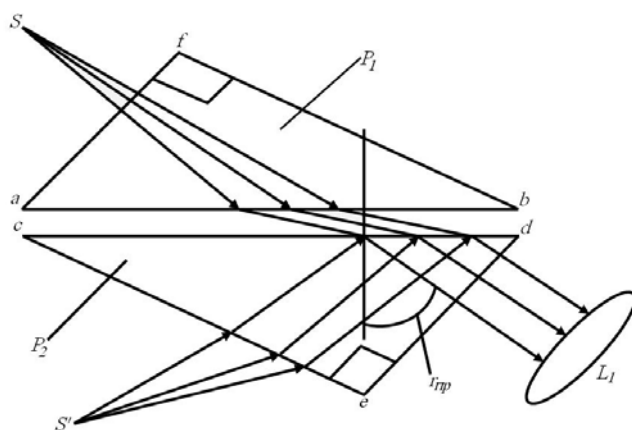


Рис. 2

Свет проникает в призму P_1 через грань af и попадает в жидкость через матовую грань ab . Свет, рассеянный матовой поверхностью, проходит слой жидкости и под всевозможными углами падает на грань cd призмы P_2 . Скользящему лучу в жидкости соответствует предельный угол преломления $r_{пр}$. Преломлённые лучи с углами больше $r_{пр}$

не возникают. В связи с этим угол выхода лучей из грани de может изменяться лишь в некотором интервале.

Если свет, выходящий из грани de , пропустить через собирающую линзу L_1 , то в её фокальной плоскости наблюдается резкая граница света и темноты. Границу рассматривают с помощью линзы L_2 (на рисунке не показана). Значение показателя преломления жидкости отсчитывается по шкале на уровне резкой границы света и тени.

Если источник света не является монохроматическим, то наблюдаемая в окуляре трубы граница света и темноты часто оказывается несколько размытой и окрашенной из-за дисперсии показателя преломления исследуемого вещества. Положение границы будет зависеть от величины показателя преломления среды при данных призмах.

Метод полного внутреннего отражения

В этом случае свет от источника S' падает на матовую грань se призмы P_2 . После рассеяния на грани se свет падает на границу раздела стекло-жидкость под всевозможными углами. При $r \geq r_{пр}$ наступает полное внутреннее отражение, при $r < r_{пр}$ свет отражается частично. В поле зрения наблюдается граница света и полутени.

Условия, определяющие величину предельного угла в методе скользящего луча и в методе полного внутреннего отражения, совпадают, положение линии раздела в обоих случаях также оказывается одинаковым.

Заметим, что в отличие от метода скользящего луча метод полного внутреннего отражения позволяет измерять показатели преломления непрозрачных веществ.

При освещении призмы белым светом граница раздела будет размыта и окрашена в различные цвета за счет дисперсии света. Чтобы получить более резкое изображение, перед объективом зрительной трубы помещают так называемую призму Амичи. Она представляет собой призму прямого зрения, которая состоит из трех склеенных призм с различными показателями преломления и различной дисперсией (призмы рассчитаны так, чтобы монохроматический луч с длиной волны 5893 \AA не испытывал отклонения). Такое устройство называется компенсатором.

Схематический ход лучей в рефрактометре представлен на рис. 3. 1 - источник света; 2 - линза; 3 - осветительная призма; 4 - измерительная призма; 5 - компенсатор; 6 - объектив зрительной трубы; 7 - оборотная призма; 8 - сетка с визирной линией; 9 - отсчетная шкала; 10 - окуляр.

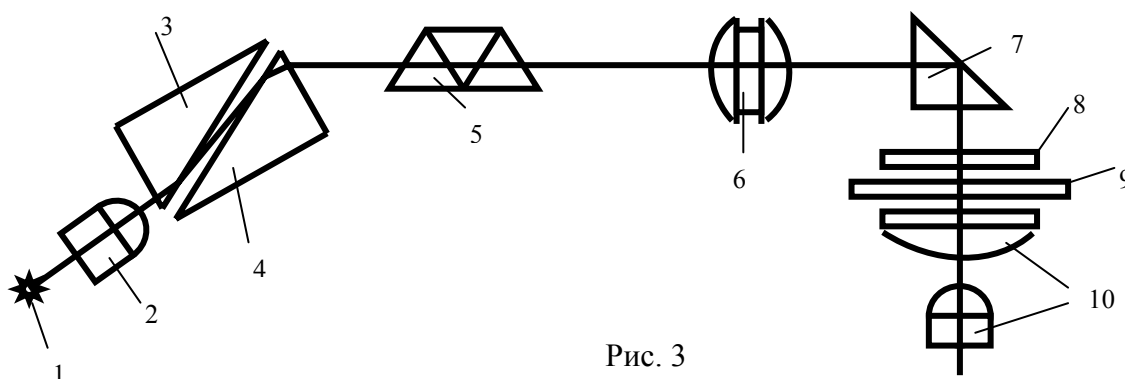


Рис. 3

Общий вид рефрактометра РПЛ-3 показан на рис. 4. К корпусу 2 крепятся камеры: верхняя 8 и нижняя 5. Нижняя с измерительной призмой жестко закреплена на корпусе, верхняя с осветительной призмой соединена шарниром 7 с нижней камерой. В камерах имеются специальные входные окна для света. На нижней камере подвижно укреплен осветитель 6, свет от которого можно направить в одно из окон камер. На передней крышке прибора размещена рукоятка 9 с окуляром 10, предназначенная для совмещения визирной линии сетки с границей светотени. На оси руко-

ятки находится еще специальный сектор со шкалой 3 для поворота дисперсионного компенсатора внутри прибора с целью устранения спектральной окраски границы светотени. Винт 4 фиксирует шкалу в установленном положении. В штепсельной вилке 1 размещен понижающий трансформатор.

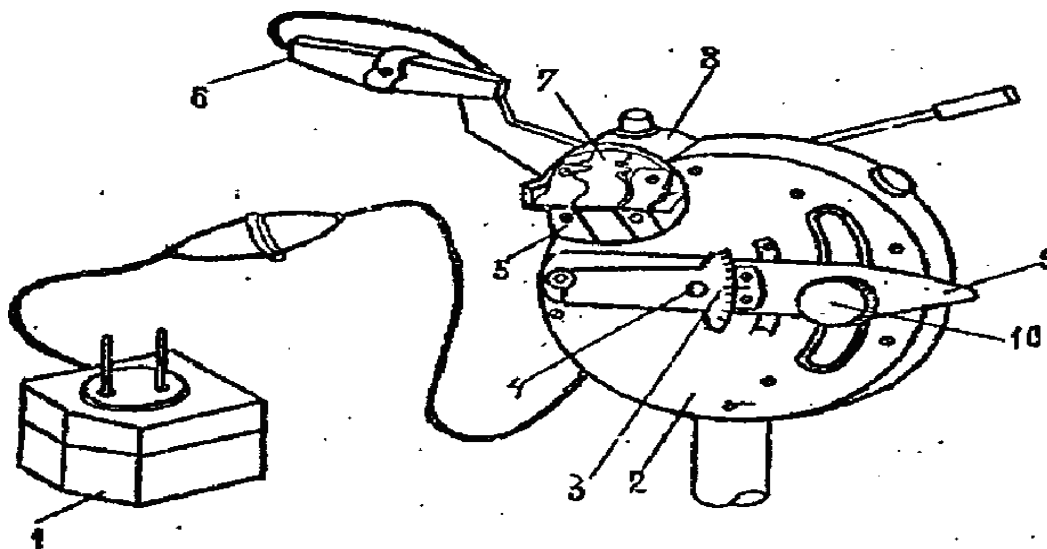


Рис. 4

Порядок выполнения работы

Задание 1. Определение удельной рефракции растворов

1. Открывают верхнюю камеру 8 (см. рис. 4), промывают и досуха вытирают соприкасающиеся плоскости камер.

2. Стеклопалочкой наносят на поверхность измерительной призмы одну-две капли раствора сахара плотностью ρ_0 и закрывают верхнюю камеру.

3. Включают прибор. Глядя в окуляр 10, устанавливают его резкость вращением кольца диоптрийной наводки и перемещением рукоятки 9 вводят в поле зрения границу светотени.

4. Перемещая осветитель 6, добиваются наибольшей контрастности поля зрения.

5. Устраняют окрашенность границы светотени поворотом сектора со шкалой 3.

6. Рукояткой 9 совмещает визирную линию с границей светотени и отсчитывают по левой шкале показатель преломления, по правой - соответствующее процентное содержание сахара в растворе.

7. Используя процентное содержание сахара в растворе, по приложенной таблице определяют плотность ρ_0 .

8. Вычисляют рефракцию R_1 раствора по формуле (1).
9. Выполняют пп. 1 - 8 для растворов плотностью ρ_2, ρ_3 .
10. Определяют погрешность R .

Задание 2. Определение удельной рефракции непрозрачных растворов. Для непрозрачных растворов выполняют все пункты предыдущего задания, используя метод полного внутреннего отражения.

Контрольные вопросы

1. Какой физический смысл имеет абсолютный показатель преломления среды?
2. Что такое дисперсия света? Изобразите графически нормальную и аномальную дисперсии.
3. Изложите суть электронной теории дисперсии.
4. Почему рефракция вещества может использоваться для определения строения молекул?
5. Опишите устройство и принцип работы рефрактометра РПЛ-3.
6. Начертите ход лучей в измерительной призме при работе методами скользящего луча и полного внутреннего отражения.

Лабораторная работа № 5-11

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ГАЗОВ ОТ ДАВЛЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ИТР-1

Цель работы: исследование зависимости показателя преломления газов от давления интерферометрическим методом и ознакомление с принципом действия прецизионного интерферометра ИТР-1.

Оборудование: прецизионный интерферометр ИТР-1, микрометр, сальфон.

Краткие теоретические сведения

Абсолютный показатель преломления вещества, т.е. показатель преломления по отношению к вакууму, определяется отношением скорости распространения света в вакууме к его скорости распространения в данной

среде, т. е, $n = c/v$. Поскольку $v = c/\sqrt{\epsilon\mu}$, то $n = \sqrt{\epsilon\mu}$. В диэлектриках магнитная проницаемость μ близка к единице, поэтому

$$n = \sqrt{\epsilon}. \quad (1)$$

Из теории электричества известно, что диэлектрическая проницаемость ϵ газов имеет однозначную зависимость от давления P . Следовательно, согласно выражению (1) показатель преломления тоже зависит от P . Изменение показателя преломления и давления газа линейно зависит от изменения давления. В данной работе предлагается определить эту зависимость экспериментально.

Интерферометр ИТР-1 является прецизионным прибором, предназначенным для измерения показателей преломления жидкостей и газов до 8-го знака. В основу ИТР-1 положена схема интерферометра Рэлея, в котором интерференционная картина получается от двух когерентных световых пучков, выделяемых двумя параллельными щелями.

Принципиальная схема интерферометра ИТР-1 представлена на рис. 1, а (вид сбоку) и 1, б (вид сверху).

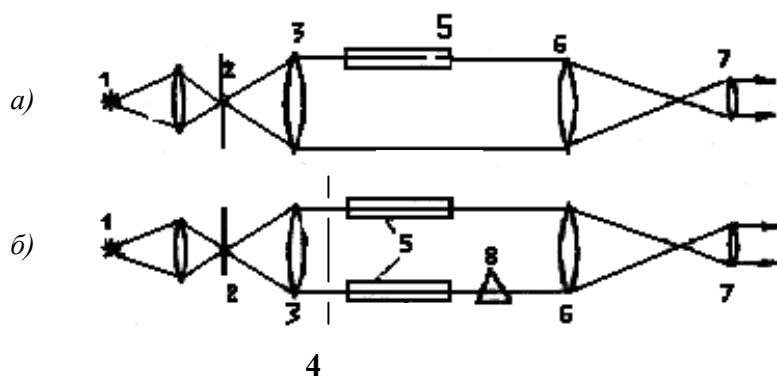


Рис. 1

Свет от источника 1 со сплошным спектром освещает щель 2 шириной 3 - 5 мм, расположенную в фокальной плоскости объектива коллиматора 3. Параллельный пучок лучей, выходящий из объектива, с фокусным расстоянием 300 мм разделяется двумя щелями диафрагмы 4. Эти щели (по принципу Гюйгенса) можно рассматривать как два источника вторичных световых волн. Так как прошедший через щели свет получен разделением фронта волны одного светового пучка, вышедшего из одного источника света, то щели являются когерентными источниками света, а испускаемые ими волны - когерентными волнами. Дифрагированные от этих щелей световые пучки про-

ходят через объектив 6. Как видно из рис. 1, верхняя часть пучков проходит через кюветы 5, а нижняя направляется непосредственно в объектив 6.

В результате в фокальной плоскости этого объектива происходит интерференция двух пар когерентных пучков. Первая пара, проходящая через кюветы, образует нижнюю систему интерференционных полос. Одна из кювет первой пары заполняется исследуемым газом, вторая - эталонным. На рис. 2 показаны системы интерференционных полос, наблюдаемых в окуляре 7. На рис. 2, а системы полос полностью совмещены, на рис. 2, б верхняя система полос смещена относительно нижней.

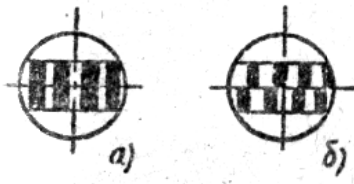


Рис. 2

Как известно из теории, интерференционные максимумы и минимумы определяются оптической разностью хода Δ интерференционных пучков лучей: $\Delta = \pm k\lambda$ соответствует максимуму, $\Delta = \pm(2k+1)\frac{\lambda}{2}$ - минимуму.

Число $k = 0, 1, 2, \dots$ называется порядком интерференции (максимума или минимума), λ - длина световой волны. При полной симметрии оптической системы (а следовательно, давления газа в кюветах) в центре поля зрения возникает нулевой максимум, соответствующий нулевой оптической разности хода. По обе стороны этого максимума располагаются первые минимумы, соответствующие нулевой оптической разности хода $\pm\lambda/2$. Следующие максимумы будут соответствовать оптической разности хода $\Delta = \pm 2k\lambda/2$, а минимумы $\Delta = \pm (2k+1)\lambda/2$, где $k=1, 2, 3, \dots$.

Если заполнить кюветы интерферометра газами или жидкостями с разными показателями преломления, то появится дополнительная разность хода, которая будет зависеть от разности показателей преломления газов и длины кюветы l . При одинаковой длине обеих кювет оптическая разность хода Δ' для лучей, образующая верхнюю систему полос, выразится следующим образом: $\Delta' = \Delta + l\Delta n$, где $l\Delta n$ - дополнительная оптическая разность хода, $\Delta n = n_2 - n_1$ - разность показателей преломления газов в кюветах.

Если $\Delta' = k_1\lambda$, а $\Delta = k_2\lambda$, то $\Delta' - \Delta = (k_2 - k_1)\lambda$, и верхняя система полос будет смещена относительно нижней на $m = k_1 - k_2$ полос. Это смещение определяется числом $l\Delta n$. Следовательно,

$$l\Delta n = m\lambda. \quad (2)$$

Измеряя m - число смещенных полос верхней системы относительно нижней, можно найти разность показателей преломления газов в кюветах.

В процессе измерения нижняя система интерференционных полос остается неподвижной и служит индексом, по которому отсчитывается смещение верхней системы. Для повышения точности измерений в ход лучей одной из кювет вводится компенсатор 8 (см. рис. 1), представляющей собой стеклянную пластину переменной толщины. Внешний вид установки представлен на рис. 3. Перемещая пластину микровинтом 3 с барабаном, можно добиться такого положения, что вносимая им дополнительная разность хода будет полностью компенсировать оптическую разность хода лучей в кюветах $l\Delta n$, обе системы полос будут совпадать друг с другом.

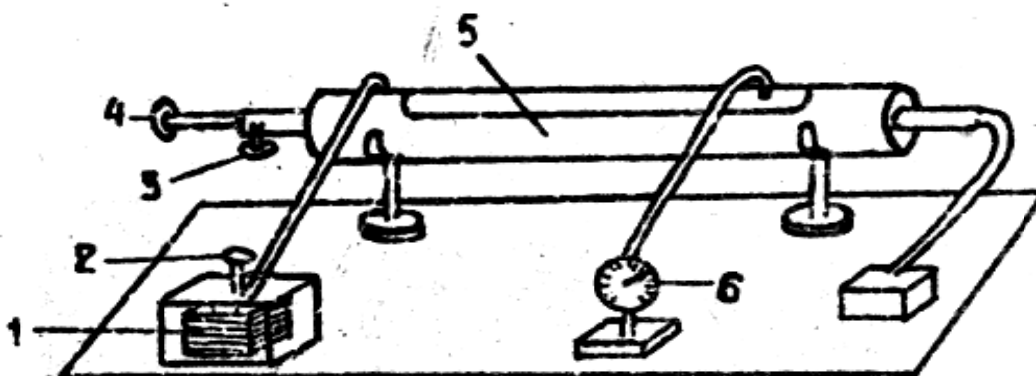


Рис. 3

Вся оптическая система прибора заключена в кожух 5. Кюветы находятся внутри цилиндра. Одна из кювет открыта и является эталонной кюветой сравнения, давление в ней равно атмосферному. Другая кювета соединена резиновым шлангом с сильфоном 1. Объем сильфона изменяется вращением рукоятки 2. Давление измеряется манометром 6. Интерференционная картина наблюдается в окуляр 4. Источником света служит лампа накаливания.

Совмещение полос осуществляется перемещением компенсатора путем поворота микрометрического винта 3. Каждое деление барабана микровинта соответствует изменению разности хода на $1/30 \lambda_{cp}$. Среднее значение длины волны белого света принимается $\lambda_{cp} = 570$ нм. Следовательно, если совмещение полос достигается поворотом винта на ΔN делений, то согласно (2) дополнительная разность хода будет равна $l\Delta n = \Delta N \lambda_{cp}/30$, откуда

$$\Delta n = \Delta N \lambda_{cp} / (30l). \quad (3)$$

Порядок выполнения работы

1. Включают осветительную лампу интерферометра.
2. Делают отсчет P_0 по манометру 6 (см. рис. 3).
3. Наблюдая интерференционную картину через окуляр, барабаном компенсатора 3 приводят систему верхних и нижних полос к полному совмещению, как показано на рис. 2, а. Снимают отсчет N_0 по барабану.
4. Осторожно поворачивая рукоятку 2 сильфона 1 (см. рис. 3) и не прекращая наблюдения в окуляр, нагнетают газ в кювету до тех пор, пока верхняя система полос не сместится относительно нижней на две полосы.
5. Барабаном компенсатора снова приводят системы полос к полному совмещению.
6. Снимают отсчеты N по барабану компенсатора и P по микроманометру.
7. Повторяют операции, указанные в пп. 3 – 6, до 10 раз, постепенно увеличивая давление в кювете.
8. Вычисляют Δn по формуле (3).
9. Строят график зависимости $\Delta n = f(P)$.
10. Определяют математическое выражение зависимости $n = f(P)$.

Контрольные вопросы

1. Что называется абсолютным показателем преломления?
2. Как зависит показатель преломления от электрических свойств вещества?
3. Расскажите о принципе действия ИТР-1.
4. Для чего часть интерферирующих лучей пропускают мимо кювет?
5. Для чего предназначен компенсатор 8 (см. рис. 1), как он действует?

Рекомендательный библиографический список

1. *Савельев, И. В.* Курс общей физики. В 3 т. Т. 2 / И. В. Савельев. – М. : Наука, 1978. – 480 с.
2. *Ландсберг, Г. С.* Оптика / Г. С. Ландсберг. – М. : Наука, 1976. – 948 с.
3. *Трофимова, Т. И.* Курс физики / Т. И. Трофимова. – М. : Высш. шк., 1990. – 478 с.
4. Методические указания к лабораторным работам по физике. Геометрическая, волновая и молекулярная оптика / Владим. гос. ун-т ; сост.: М. И. Андреева [и др.] ; под ред. А. Ф. Галкина. – Владимир, 1994. – 84 с.
5. Лабораторный практикум по физике / под ред. А. С. Ахматова. – М. : Высш. шк., 1980. – 360 с.
6. *Галкин, А. Ф.* Лекции по физике. В 4 ч. Ч. 4. Колебания. Волны. Оптика / А. Ф. Галкин ; Владим. гос. ун-т. – Владимир : Изд-во Владим. гос. ун-та, 2007. – 100 с. – ISBN 5-89368-710-8.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	3
Лабораторная работа № 5-1. ИЗУЧЕНИЕ МИКРОСКОПА.....	3
Лабораторная работа № 5-3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ КОЛЕЦ НЬЮТОНА.....	11
Лабораторная работа № 5-4. ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ПОЛОС РАВНОГО НАКЛОНА С ПОМОЩЬЮ ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА.....	19
Лабораторная работа № 5-5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ ПРИ ПОМОЩИ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЁТКИ.....	22
Лабораторная работа № 5-7. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ РАСТВОРОВ ПРИ ПОМОЩИ ПОЛЯРИМЕТРА.....	29
Лабораторная работа № 5-8. ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНА МАЛЮСА.....	32
Лабораторная работа № 5-10. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОЙ РЕФРАКЦИИ РАСТВОРОВ САХАРА С ПОМОЩЬЮ РЕФРАКТОМЕТРА РПЛ-3.....	36
Лабораторная работа № 5-11. ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ГАЗОВ ОТ ДАВЛЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ИТР-1.....	41
Рекомендательный библиографический список.....	46

ФИЗИКА

ОПТИКА

Методические указания к лабораторным работам

Составители

ГАЛКИН Аркадий Федорович
МАКОВЕЦКАЯ-АБРАМОВА Ольга Валентиновна
КУЛИШ Александр Алексеевич

Ответственный за выпуск – зав. кафедрой доцент В.В. Дорожков

Подписано в печать 19.09.08.
Формат 60x84/16. Усл. печ. л. 2,79. Тираж 1000 экз.

Заказ

Издательство

Владимирского государственного университета
600000, Владимир, ул. Горького, 87.