УДК

Физика. Оптика: Методические указания по лабораторным работам/ С.С. Рудя, Е.Т.Агеева, И.Г. Махро.- Братск: ФГБОУ ВПО «БрГУ», 2012.- 164 с.

Кратко рассмотрены теоретические вопросы изучаемых явлений, описаны экспериментальные установки. Представлены методики проведения экспериментов и обработки результатов измерений.

Предназначены для бакалавров и студентов технических специальностей всех форм обучения

Рецензент **В.К. Воронов**, доктор химических наук, профессор Иркутского государственного технического университета, заслуженный деятель науки РФ

Печатается по решению издательско-библиотечного совета Отпечатано с оригинала авторов

ФГБОУ ВПО «БрГУ» 665709, г Братск, ул Макаренко, 40 Тираж 100 экз.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
Лабораторная работа № 61. Изучение зрительной трубы	5
Лабораторная работа № 62. Изучение зависимости	
показателя преломления раствора от его концентрации	16
Лабораторная работа № 63. Определение показателя	
преломления стекла при помощи микроскопа	26
Лабораторная работа № 64. Определение длины	
световой волны при помощи дифракционной решетки	34
Лабораторная работа № 65. Определение концентрации	
сахара в растворе по углу вращения плоскости	
поляризации	46
Лабораторная работа № 66. Изучение явления	
поляризации света	57
Лабораторная работа № 67. Измерение коэффициентов	
поглощения света прозрачных тел	70
Лабораторная работа № 69. Определение постоянной	
Стефана-Больцмана и постоянной Планка при помощи	
оптического пирометра	77
Лабораторная работа № 70. Изучение спектрального	
аппарата	89
Лабораторная работа № 71. Исследование селективного	
фотоэффекта	99
Лабораторная работа № 73. Изучение основных явлений	
поляризации света в параллельных световых пучках	107
Лабораторная работа № 75. Определение концентрации	
растворов колориметрическим методом	121
Лабораторная работа № 78. Поляризация при отражении и	
преломлении света на границе двух диэлектриков	130
Лабораторная работа № 79. Исследование дифракции	
Фраунгофера	138
Лабораторная работа № 80. Исследование внешнего	
фотоэффекта	154

введение

Данные методические указания соответствуют содержанию профессиональной образовательной программы по курсу «Общая физика» для инженерных специальностей технических университетов. Предназначены для бакалавров технических специальностей дневной и заочной форм обучения, а так же для специалистов Братского государственного университета.

В методические указания включены описания 15 лабораторных работ по оптике. Основная их цель – закрепление теоретических знаний и ознакомление с экспериментальными методами проведения.

В описании к каждой работе указана используемая аппаратура, порядок выполнения работы, контрольные вопросы и дано теоретическое введение, что является необходимым, так как работа в лаборатории организована не фронтальным методом.

Предполагается, что более глубокие знания материала, включенного в лабораторный практикум, студенты получат, изучая литературу, список которой приведен после каждой работы.

Для подготовки к лабораторному практикуму и его защите в последние годы активно используются электронные ресурсы Рунета такие как: электронная энциклопедия Википедия (<u>http://ru.wikipedia.org</u>), научная электронная библиотека eLI-BRARY.ru (<u>http://elibrary.ru</u>), учебная физико-математическая библиотека (<u>http://eqworld.ipmnet.ru/</u> и др. В частности электронная библиотека сайта EqWorld содержит файлы учебников, учебных пособий, сборников задач и упражнений, конспектов лекций, монографий и справочников по физике.

Лабораторная работа № 61

ИЗУЧЕНИЕ ЗРИТЕЛЬНОЙ ТРУБЫ

Цель работы: определение увеличения зрительной трубы и измерение ее предела разрешения.

Приборы и принадлежности: оптическая скамья ОСК-2; осветитель с конденсором, лампой накаливания 8В и матовым стеклом; зрительная труба; револьвер с мирой.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Зрительная труба представляет собой оптический прибор, предназначенный для рассматривания глазом весьма удаленных предметов. Она состоит из объектива и окуляра, которые являются сложными оптическими системами; однако мы их будем схематически представлять тонкими линзами. В зрительных трубах объектив и окуляр располагаются так, что задний фокус объектива $F_1^{1/2}$ приближенно совпадает с передним фокусом окуляра F_2 (рис. 1).



Рис. 1 D_1 – диаметр объектива; D_2 – диаметр окуляра; f_1, f_2 – фокусные расстояния объектива и окуляра.

Объектив дает действительное уменьшенное обратное изображение бесконечно удаленного предмета в своей задней фокальной плоскости. Это изображение рассматривается в окуляр, как в лупу. Если передний фокус окуляра совпадает с задним фокусом объектива, то при рассматривании удаленного предмета из окуляра выходят пучки параллельных лучей, что удобно для наблюдения нормальным глазом в спокойном состоянии (без аккомодации). Но если зрение наблюдателя несколько отличается от нормального, то окуляр передвигают, устанавливая его «по глазам». Путем передвижения окуляра производится также «наводка» зрительной трубы при рассматривании предметов, расположенных на различных не очень больших расстояниях от наблюдателя.

Объектив зрительной трубы должен быть всегда собирательной системой, окуляр же может быть как собирательной, так и рассеивающей системой. Зрительная труба с собирательным (положительным) окуляром называется трубой Кеплера. Ход лучей в зрительной трубе Кеплера изображен на рис. 2.



Объектив L_1 дает действительное обратное изображение удаленного предмета в своей фокальной плоскости *FE*. Расходящийся пучок лучей из точки *E* падает на окуляр L_2 . Так как эти лучи идут из точки *E* в фокальной плоскости окуляра, то из него выходит пучок, параллельный побочной оптической оси *EO* окуляра. Попадая в глаз (*A*), лучи эти сводятся на его сетчатке и дают действительное изображение источника. В трубе Кеплера расстояние между объективом и окуляром равно сумме их фокусных расстояний (рис. 2).

Зрительная труба с рассеивающим (отрицательным) окуляром называется трубой Галилея. Труба Галилея дает прямое изображение объекта, причем расстояние между объективом и окуляром равно разности их фокусных расстояний. Ход лучей в зрительной трубе Галилея изображен на рис. 3.

В случае галилеевой трубы глаз не изображен, чтобы не загромождать рисунка. Пусть пучок света, падающий в объектив, составляет с оптической осью угол ϕ_1 , а пучок, выходящий из окуляра, – угол ϕ_2 , причем $\phi_2 > \phi_1$.



Рис.3

Увеличение зрительной трубы определяется соотношением

$$\gamma = \frac{\mathrm{tg}\,\varphi_2}{\mathrm{tg}\,\varphi_1}\,.\tag{1}$$

Из рис. 2 видим

$$\frac{\operatorname{tg}\varphi_2}{\operatorname{tg}\varphi_1} = \frac{f_1}{f_2},\tag{2}$$

где f_1 – фокусное расстояние объектива; f_2 – фокусное расстояние окуляра.

Из рис. 1 следует

$$\frac{f_1}{f_2} = \frac{D_1}{D_2},$$
(3)

где D_1 – диаметр объектива зрительной трубы; D_2 – диаметр изображения объектива в окуляре.

Объединяя (1), (2), (3), для увеличения ү найдем формулу

$$\gamma = \frac{\mathrm{tg}\,\varphi_2}{\mathrm{tg}\,\varphi_1} = \frac{f_1}{f_2} = \frac{D_1}{D_2} \,. \tag{4}$$

Соотношение (4) показывает, что увеличение трубы можно определить следующими тремя способами: путем измерения углов, под которыми предмет виден без трубы и через трубу; путем измерения диаметров объектива и его изображения в окуляре; путем измерения фокусных расстояний объектива и окуляра.

При рассмотрении вопроса о возможности различения с помощью зрительной трубы мелких деталей предмета необходимо учитывать дифракционные явления, которые определяют разрешающую силу зрительной трубы, т.е. возможность получения раздельных изображений двух близких точек предмета. Свет, попадающий в зрительную трубу, дифрагирует на круглой оправе объектива, играющей роль входного зрачка системы, в результате чего в фокальной плоскости объектива получается не простое сигматическое изображение точки, а сложная дифракционная картина с центральным максимумом освещенности, окруженным темными и светлыми кольцами. Причем радиус первого темного кольца определяется формулой

$$r_1 = 1,22\frac{f_1}{D}\lambda, \qquad (5)$$

где D – диаметр входного зрачка – оправы или диафрагмы объектива; λ – длина волны падающего света; f_1 – фокусное расстояние объектива.



Рис. 4

Если объектив направлен на две удаленные звезды, разделенные угловым расстоянием $d\varphi$, то каждая из них даст в фокальной плоскости дифракционные кружки с центром в точках, соответствующих изображениям звезд (рис. 4).

Дифракционные картины от двух очень близких звезд частично перекроются и возникнет одно более или менее удлиненное и неоднородное по освещенности светлое пятно. В каком случае это пятно может еще восприниматься как изображение двух звезд и в каком – уже нельзя будет утверждать, что оно образовано двумя, а не одной звездой?

По Релею, для определенности принимают за предел разрешения такое положение, при котором максимум освещенности дифракционной картины от одной точки предмета совпадает с первым минимумом освещенности дифракционной картины от его второй точки (рис. 5), т.е. такое положение, при котором первое темное кольцо одного кружка проходит через светлый центр второго. Тогда наименьшее расстояние между разрешаемыми изображениями точек будет равно величине радиуса первого темного кольца.



Предельное угловое расстояние ф между еще разрешаемыми объективом точками объекта (рис. 4) определится соотношением

$$\varphi = \frac{r_1}{f_1},\tag{6}$$

где r_1 – радиус первого темного кольца; f_1 – фокусное расстояние объектива.

Подставив выражение (6) в (5), получим $\phi = 1,22 \frac{\lambda}{D}$ радиан

$$\varphi = 1,22 \cdot 2 \cdot 10^5 \frac{\lambda}{D}$$
 угловых секунд. (7)

Из равенства (7) видно, что чем больше диаметр объектива, тем более близкие точки он позволяет разрешить.

Величина, обратная предельному углу, носит название разрешающей силы объектива:

$$A = \frac{1}{\varphi} = \frac{1}{2,44 \cdot 10^5} \cdot \frac{D}{\lambda}.$$
 (8)

Окуляр трубы на ее разрешающую силу на влияет.

Для определения разрешающей силы объективов зрительных труб пользуются специальными штрихованными таблицами – мирами (рис. 6). *Мира* представляет собой негативное изображение таблицы, изготовленное фотографическим способом на мелкозернистой коллоидной пластинке. Мира состоит из 25 элементов, отличающихся между собой шириной нанесенных штрихов. Каждый из элементов состоит из четырех квадратов (ширина квадрата 0,4 мм). Штрихи в каждом квадрате расположены в четырех различных направлениях: горизонтальном, вертикальном, с наклоном вправо и влево под углом 45°. Штрихи должны быть абсолютно белыми на черном фоне или черными на светлом фоне. Ширина штрихов в пределах одного элемента должна быть постоянной. Расстояние между штрихами в каждом квадрате равно ширине штриха. Ширина штрихов уменьшается от элемента 1 к элементу 25 по закону геометрической прогрессии со знаменателем

 $\frac{1}{1\sqrt[3]{2}} = 0,94$. На рис. 6 приведены квадраты с наиболее крупными

штрихами миры. Миры характеризуются числом штрихов в элементах и базой миры B (B – расстояние между базовыми штрихами, которые на рисунке 6 показаны черточками). В работе используется мира с характеристиками см. табл. 1.

Таблица 1

		4
	База миры, мм	Число штрихов на 1 мм от элемента 1 до элемента 25
мира	19,2	3,112,5

Предельное угловое расстояние ф между еще разрешаемыми точками объекта наблюдения вычисляют по формуле

$$\varphi = \frac{a}{f}$$
 радиан = 2 · 10⁵ $\frac{a}{f}$ угловых секунд, (9)

где *а* – ширина штриха для номера элемента *N* данной миры, в пределах которого штрихи еще наблюдаются разрешенными; *f* – фокусное расстояние объектива коллиматора.

Разрешающую способность R_N , выраженную числом штрихов на 1 мм, для любого номера N данной миры вычисляют по формуле

$$R_N = \frac{60}{B} k_N \,, \tag{10}$$

где B – база миры, мм; k_N – коэффициент, зависящий от номера элемента, $k_N = 1,06^{N-1}$; 60 – число, принятое для вычисления разрешающей способности.

2. ОПИСАНИЕ РАБОЧЕЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ

В данной работе используется оптическая скамья ОСК-2 (рис. 7), коллиматор которой имеет фокусное расстояние $f_1 = 1\,600$ мм.

Объектив коллиматора 1 должен быть строго отфокусирован, т.е. установлен на бесконечность.

Установка по методу автоколлимации наиболее точная и удобная в лабораторных условиях. При использовании автоколлимационного метода необходимы плоскопараллельная стеклянная пластинка и автоколлимационный окуляр (или окуляр и сетка с призмой). Установить плоскопараллельную пластинку перед объективом коллиматора 1 на дополнительном столике. Сетку с призмой и окуляр вставить в коллиматор. Произвести подсветку сетки и, наблюдая в окуляр, поймать резкое отражение от плоскопараллельной пластинки изображения сетки. Фокусировку коллиматора осуществлять вращением маховичка механизма фокусировки коллиматора 4. Отсчет вести по линейной шкале и нониусу механизма фокусировки.

После того, как будет получено резкое отражение изображения сетки, заметить деление по шкале механизма фокусировки колли-

матора – это деление и будет соответствовать положению объектива коллиматора, установленного на бесконечность (это деление надо искать в интервале цифры 50 ± 5 делений, а при работе с приспособлением для автоколлимации в виде кубика это деление надо искать в интервале цифры 38 ± 5 делений).



Рис. 7

винт поворота коллиматора в горизонтальной плоскости;
 маховичок поворота коллиматора в вертикальной
 плоскости;
 объектив;
 колпачок для предохранения объектива от пыли;
 станина;
 маховичок фокусировки.



Рис.8

1 – окуляр, 2 – объектив, 3 – винт для перемещения по вертикали, 4 – винт фокусировки, 5 – патрон освещения.

Оставив коллиматор в положении, выставленном на «бесконечность», вынуть сетку с призмой и окуляр, а вместо них поставить револьвер с мирой так, чтобы торец револьвера вплотную прилегал к срезу трубы. Это соответствует положению миры в фокусе коллиматора.

Для проведения измерений на оптической скамье (рис. 7) располагают осветитель с матовым стеклом, коллиматор с мирой, испытуемую зрительную трубу (рис. 8). Миру помещают в фокусе линзы коллиматорной трубы. Зрительную трубу устанавливают объективом как можно ближе к объективу коллиматора.

3. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Задание А. Определение увеличения зрительной трубы.

1. Включают осветитель.

2. Устанавливают позади окуляра зрительной трубы рейтер с матовым стеклом.

3. Передвигая рейтер с матовым стеклом, находят такое положение, при котором на матовом стекле отчетливо видно резко очерченное круглое светлое пятно – изображение оправы объектива.

4. Измеряют диаметр объектива зрительной трубы и диаметр его изображения.

5. По формуле $\gamma = \frac{D_1}{D_2}$, где D_1 – диаметр объектива зрительной

трубы; D_2 – диаметр изображения объектива в окуляре, вычисляют увеличение зрительной трубы.

6. Сравнивают результат, найденный опытным путем, с теоретическим значением, рассчитанным по формуле (4): $\gamma = \frac{f_1}{f_2}$, где $f_1 = 430$ мм – фокусное расстояние объектива зрительной тру-

бы; $f_2 = 21,5$ мм – фокусное расстояние окуляра зрительной трубы.

7. Вычисляют относительную погрешность. Результаты измерений и вычислений заносят в таблицу 2.

Таблица результатов 2

N⁰	D_1	$< D_1 >$	D_2 ,	$< D_2 >$	$<\gamma>_{\mathfrak{R}}$	$\langle \gamma \rangle_m$	$<\Delta\gamma>$	Е,%
	ММ	ММ	MM	ММ	-			
1								
2								
3								

Задание В. Определение разрешающей способности объектива зрительной трубы.

1. Миру помещают в фокусе линзы коллиматорной трубы. Через зрительную трубу, установленную как можно ближе к объективу коллиматора, рассматривают изображение штрихов миры, предельно разрешаемых объективом трубы по всем четырем направлениям. В работе используется мира с базисом B = 19,2 мм.

2. Определяют число штрихов в первом элементе (квадрате) миры.

3. Зная ширину элемента (0,4 мм) и число штрихов в нем, находят ширину штрихов a в этом элементе.

4. Определяют ширину штрихов для 5, 10, 15, 20 и 25-го элементов, учитывая, что ширина штрихов уменьшается от элемента 1 к элементу 25 по закону геометрической прогрессии со знаменате-

лем
$$\frac{1}{1\sqrt[3]{2}} = 0,94$$
.

5. По формуле (9) рассчитывают угловое расстояние φ между разрешаемыми точками объекта наблюдения для пятого, десятого, пятнадцатого, двадцатого и двадцать пятого элементов миры № 5, где f = 430 мм – фокусное расстояние объектива зрительной трубы.

6. Сравнивают результаты, полученные опытным путем, с теоретическими (табл. 3).

					10	юлици	pesympt	
№ эле-	1	2	3	4	5	6	7	8
мента								
φ	41,3	38,8″	36,8″	34,6″	32,5	30,8″	29,0″	27,4″

Таблица результатов 3

Продолжение таблицы 3

№ эле-	9	10	11	12	13	14	15	16
мента								
φ	25,9//	24,5	23,5	21,8//	20,5	19,4″	18,3	17,2″

Окончание таблицы 3

№ эле-	17	18	19	20	21	22	23	24
мента								
φ	16,3	15,4	14,5	13,7	12,9′	12,16	11,52	10,88′
	/	/	/	/	/	/	/	/

7. Вычисляют относительную погрешность. Результаты измерений и вычислений заносят в таблицу 4.

Таблица результатов 4

№ элемента миры	а, мм	" Ф _{эксп,}	" Φ _{meop,} "	$\Delta \varphi,$ "	Е, %	<i>R_N</i> , мм ⁻¹
1 5 10 15 20 25						

8. По формуле (10) рассчитывают разрешающую способность объектива зрительной трубы для 1, 5, 10, 15, 20, 25-го элементов миры. Результаты вычислений заносят в таблицу 4 и сравнивают с результатом табл. 1.

4. ВОПРОСЫ ДЛЯ ДОПУСКА К РАБОТЕ

1. Сформулируйте цель работы.

2. Для чего предназначена зрительная труба и из каких основных частей она состоит?

3. Каковы методы определения увеличения зрительной трубы?

4. Как оценить разрешающую способность объектива зрительной трубы?

5. ВОПРОСЫ ДЛЯ ЗАЩИТЫ РАБОТЫ

1. Опишите ход лучей в зрительных трубах Кеплера и Галилея.

2. Что понимается под разрешающей способностью и критерием Релея?

3. Что представляет собой мира и для чего она используется?

Рекомендуемая литература

1. Ландсберг Г.С. Оптика: учеб. пособие для вузов. –М.: Физматлит, 2006.- 848 с.

2. Трофимова Т.И. Курс физики: учебное пособие для вузов. – М.: Академия, 2006. – 560 с.

3. Савельев И.В. Курс общей физики: учеб. пособие для студентов вузов в 3 т. : Т.2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика – Лань, 2011. - 496 с.

Лабораторная работа № 62

ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ РАСТВОРА САХАРА ОТ ЕГО КОНЦЕНТРАЦИИ

Цель работы: Изучение рефрактометра и измерение с его помощью показателя преломления ряда жидкостей относительно воздуха; нахождение зависимости показателя преломления раствора сахара от его концентрации.

Приборы и принадлежности: рефрактометр, набор исследуемых жидкостей,

растворы сахара с разными концентрациями.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Еще до установления природы света были известны следующие основные законы оптических явлений:

1. Закон прямолинейного распространения света: в оптически однородной среде свет распространяется прямолинейно (по прямым линиям).

Опытным доказательством этого закона служат наблюдения над резкими тенями, даваемыми точечными источниками света, или получение изображений при помощи малых отверстий. Отступления от закона прямолинейного распространения света рассматриваются в учении о дифракции.

2. Закон независимости световых пучков: распространение всякого светового пучка в среде совершенно не зависит от того, есть в ней другие пучки света или нет.

Этот закон необходимо дополнить утверждением, определяющим совместное действие световых пучков при их наложении друг на друга. Оно состоит в том, что освещенность экрана, создаваемая несколькими световыми пучками, равна сумме освещенностей, создаваемых каждым пучком в отдельности.



Рис. 1

Нарушения справедливости этого утверждения имеют место в явлениях интерференции света.

3. Закон отражения света: падающий и отраженный лучи лежат в одной плоскости с нормалью к границе раздела в точке падения, причем угол отражения i'_1 равен углу падения $i_1 \ \angle i'_1 = \ i_1$ (рис. 1). Этот закон был известен еще грекам. 4. Закон преломления: Этот закон был установлен экспери-

ментально в 1621 году голландским ученым Снеллиусом (1580-

1626) и опубликован после его смерти. Согласно закону преломления Снеллиуса, падающий и преломленный лучи лежат в одной плоскости с нормалью к границе раздела в точке падения, причем отношение синуса угла падения i_1 к синусу угла преломления i_2 есть величина постоянная для данных сред:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21},$$
 (1)

где n_{21} – относительный показатель преломления второй среды относительно первой. Индексы в обозначениях углов \dot{i}_1 , $\dot{i}_1^{/}$, i_2 , указывают, в какой среде (первой или второй) идет луч.

Относительный показатель преломления двух сред равен отношению их абсолютных показателей преломления:

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} \ . \tag{2}$$

Абсолютным показателем преломления среды называется величина n, равная отношению скорости c электромагнитных волн в вакууме к их фазовой скорости v в среде:

$$n = c / \upsilon . \tag{3}$$

Показатель преломления принадлежит к числу немногих констант, которые можно измерить с очень высокой точностью и малой затратой времени, располагая лишь небольшим количеством вещества. Для этого используются приборы – *рефрактометры*.

Один из первых рефрактометров был создан в середине XVIII века. Ломоносов назвал его «квадрантом, придуманным для определения преломлений в химических телах». Термин «рефракция» был введен в науку Ньютоном в его книге «Оптика» в начале XVIII века.

В наше время рефрактометр является обязательной принадлежностью многих исследовательских и производственных лабораторий. Рефрактометрические методы широко применяются в химической, нефтяной, фармацевтической, пищевой промышленности, в геологии, в сельском хозяйстве для контроля качества зрелости плодов, овощей, семян. В биологических, химических и физических лабораториях рефрактометры применяются для исследования эфирных масел, стекол, жиров, крови, жидкого топлива, смазочных масел, различных растворов и т.д. Простота и доступность измерений в сочетании с высокой точностью позволяет рефрактометрическим методам сохранить свое значение в будущем.

С помощью рефрактометрических измерений обычно определяют относительный показатель преломления вещества, т.е. этот показатель относительно воздуха лабораторного помещения. Если требуется знать абсолютный показатель преломления вещества, то его находят по формуле

$$n_{\rm a \overline{b} c} = n_{\rm BO3 \underline{J}} \cdot n \,, \tag{4}$$

где $n_{\text{возд}}$ – абсолютный показатель преломления воздуха ($n_{\text{возд}} = 1,00029$ при T = 273 К, $P = 1,01 \cdot 10^5$ Па для длины волны $\lambda = 589,3$ нм); n – показатель преломления вещества, полученный при рефрактометрическом измерении при таких же температуре T, давлении P и длине волны λ .

Для рефрактометрического анализа разбавленных растворов, концентрации которых лежат в пределах от 0 до 30 %, большое значение имеет уравнение

$$n = n_0 + k \cdot C \,, \tag{5}$$

где n – показатель преломления раствора; n_0 – показатель преломления чистого растворителя; C – концентрация раствора; k – эмпирический коэффициент, называемый инкрементом показателя преломления.

Определив с помощью рефрактометра n, n_0 и зная C, можно найти аналитическую зависимость показателя преломления раствора от его концентрации.

В большинстве рефрактометров показатели преломления определяются методом предельного угла. В основе этого метода лежит явление полного внутреннего отражения.

Полное внутреннее отражение имеет место при переходе светового луча из оптически более плотной среды в оптически менее плотную, например, из воды в воздух. Среда с показателем преломления n_2 называется оптически более плотной, чем с показателем преломления n_1 , если $n_2 > n_1$.

Пусть луч света выходит из воды в воздух (рис. 2, *a*).

С увеличением угла падения увеличивается угол преломления (рис. 2, δ). Происходит это до тех пор, пока при некотором угле падения ($i_1 = i_{np}$) угол преломления не окажется равным $\pi/2$. Угол падения i_{np} называется предельным углом. При углах падения $i_1 > i_{np}$ весь падающий свет полностью отражается (рис. 2, *в*).



Рис. 2

По мере приближения угла падения к предельному интенсивность преломленного луча уменьшается, а отраженного – растет (рис. 2, *a*). Если $i_1 > i_{np}$, то интенсивность преломленного луча обращается в нуль, а интенсивность отраженного равна интенсивности падающего (рис. 2, *в*), т.е. луч не преломляется, а полностью отражается в первую среду. Это явление называется *полным отражением*.

По закону преломления:

$$\frac{\sin i_{np}}{\sin 90^o} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21},\tag{6}$$

где n_1 – показатель преломления воды; n_2 – показатель преломления воздуха.

Зная показатель преломления одной из сред и определяя на опыте предельный угол, можно с помощью формулы (6) определить показатель преломления второй среды.

Пусть теперь свет падает на границу раздела со стороны оптически менее плотной среды. В зависимости от угла падения луч во второй среде может составлять с нормалью углы, расположенные в интервале от нуля до i_{np} ; предельный угол преломления i_{np} соответствует углу падения, равному 90° (скользящий луч). По закону преломления

$$\frac{\sin 90^0}{\sin i_{np}} = \frac{n_1}{n_2}.$$
 (7)

Из формулы (7) следует, что $\sin i_{np} = \frac{n_2}{n_1}$, т.е. величина предельного угла и в этом случае определяется формулой (6).

1. ОПИСАНИЕ РЕФРАКТОМЕТРА АББЕ

Внешний вид лабораторного рефрактометра RL-2 показан на рисунке 3.



Рис. 3

 металлический корпус; 2- рефрактометрическая призма в оправе; 3 –прикрывающая (осветительная) призма; 4 – оконце в оправе прикрывающей призмы для освещения исследуемых веществ;

5 – ртутный термометр; 6 –маховик компенсатора дисперсии (для удаления окраски граничной линии); 7- маховик для перемещения граничной линии и шкалы показателя преломления в поле зрения окуляра; 8 – окуляр; 9- зеркало для освещения шкалы в поле зрения окуляра. Прикрывающую призму можно откидывать на угол около 100⁰. Обе призмы (рефрактометрическая и осветительная) смонтированы так, что при складывании последних между ними остаётся свободное пространство около 0.1 мм. Это пространство при измерении заполняется исследуемой жидкостью. В оправе прикрывающей призмы имеется оконце для освещения исследуемых жидкостей 4. Оконца закрываются заслонками.

В поле зрения окуляра одновременно видны изображения шкалы показателя преломления и поле сфокусированных лучей (см. рис. 4). Вращая маховик 7 добиваются чтобы граница света и тени оказалась в поле зрения окуляра и совпала с центром перекрестия. Окрашенность наблюдаемой границы тени устраняется поворотом компенсатора дисперсии 6 (рис. 3).



Рис. 4. Изображение в поле зрения окуляра рефрактометра RL-2

Оптическая схема рефрактометра типа Аббе и ход лучей при измерении показателя преломления жидкости показаны на рис. 5.

Основной частью рефрактометра являются две прямоугольные стеклянные призмы P_1 и P_2 изготовленные из стекла с большим показателем преломления. В разрезе призмы имеют вид прямоугольных треугольников, обращенных друг к другу гипотенузами; зазор между призмами служит для помещении исследуемой жидкости. Призма P_2 с хорошо отполированной плоской гранью является измерительной, а призма P_1 с матовой гранью осветительной. Лучи от источника света попадают на грань ab осветительной призмы, преломляются и попадают на матовую поверхность ac.



Рис. 5. Оптическая схема рефрактометра типа Аббе

Свет, рассеянный матовой поверхностью, проходит плоскопараллельный слой исследуемой жидкости и под всевозможными углами падает на грань de призмы P_2 . Если показатель преломления исследуемой жидкости меньше показателя преломления измерительной призмы P_2 , то лучи всех направлений, преломившись на границе жидкость-стекло, войдут в призму P_2 .

Оптическая схема рефрактометра содержит еще две вспомогательные призмы. Одна из них – поворотная призма П – позволяет расположить ось зрительной трубы перпендикулярно плоскости расположения призм $P_1 - P_2$. Это делает прибор более компактным. С помощью второй – компенсатора К – устраняется влияние дисперсии белого света в призмах и исследуемом веществе

3. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ НА РЕФРАКТОМЕТРЕ RL -2

1. Открывают зеркало подсветки шкалы 9 (рис. 3) и устанавливают его так, чтобы изображение шкалы, наблюдаемое в окуляр, было равномерно освещено. Если дневного света недостаточно, включают электролампу. Резкость изображения устанавливается вращением головки окуляра 8.

2. Открывают заслонку окна осветительной призмы 4.

3. Осторожно откидывают верхнюю призму 3 и на поверхность нижней (измерительной) призмы 2 наносят 2-3 капли исследуемого раствора.

4. Опускают верхнюю призму 3.

5. Вращают маховик 7 до тех пор, пока в поле зрения окуляра не появится граница света и тени (см. рис. 4).

6. Устраняют окраску светотени, вращая рукоятку компенсатора 6 (рис. 3).

7. Вращением окуляра 8 зрительной трубы производят дополнительную настройку на резкость изображения.

8. Вращая маховик 7 совмещают границу раздела светотени с центром перекрестия и по шкале показателей преломления производят отсчёт. (см. рис. 4).

9. Всего производят 3 измерения с каждым раствором. Результаты измерений записывают в таблицу 1 и таблицу 2.

TOB 1
$\langle n \rangle$
$\langle n \rangle$

Таблица результатов 2

Концентрация са- хара <i>С</i> , %	n_1	<i>n</i> ₂	<i>n</i> ₃	$\langle n \rangle$
10				
15				
20				

10. Вычерчивают диаграмму зависимости показателя преломления n от концентрации раствора C (см. рис. 6). На ось ординат также наносятся значения показателя преломления n_0 для дистиллированной воды. Через полученные точки проводят прямую (см. рис. 6).



Рис .6

11. Из диаграммы n = f(C) (см. рис. 6) находят значение k – инкремента показателя преломления:

$$k = \operatorname{tg} \gamma = \frac{BC}{AC}, \qquad (8)$$

где *BC* – разность показателей преломления,

AC – разность значений концентрации растворов.

Значения AC и BC берут не в сантиметрах, а в едини-

цах величин соответствующих осей.

12. Записывают аналитическую зависимость n = f(C), используя формулу (5) и подставляя вместо *k* и n_0 найденные значения.

4. ВОПРОСЫ ДЛЯ ДОПУСКА К РАБОТЕ

1. Какие приборы называются рефрактометрами? Где они применяются?

2. Что называется относительным показателем преломления? Абсолютным?

3. Каков физический смысл абсолютного показателя преломления?

4. Как зависит показатель преломления от концентрации раствора?

5. Объясните принцип действия рефрактометра.

5. ВОПРОСЫ ДЛЯ ЗАЩИТЫ РАБОТЫ

1. Поясните оптическую схему рефрактометра.

2. В чем заключается явление полного внутреннего отражения?

3. Проанализируйте по диаграмме полученные результаты и сделайте выводы.

4. Критические замечания к методу измерений.

Рекомендуемая литература

1. Трофимова Т.И. Курс физики: учебное пособие для вузов. – М.: Академия, 2006. – 560 с.

2. Детлаф А.А., Яворский В.М. Курс физики: учебное пособие для втузов. – М.: Академия, 2008. – 720 с.

3. Савельев И.В. Курс общей физики: учеб. пособие для студентов вузов в 3 т. : Т.2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика – Лань, 2011. - 496 с.

Лабораторная работа № 63

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ СТЕКЛА ПРИ ПОМОЩИ МИКРОСКОПА

Цель работы: ознакомление с техническими деталями устройства микроскопа; измерение показателя преломления стеклянных пластинок.

Приборы и принадлежности:

измерительный микроскоп с микрометрическим винтом, микрометр, измеряемые стеклянные пластинки, осветитель.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Известно, что при прохождении света через границу двух прозрачных веществ неодинаковой оптической плотности падающий луч света *AO* разделяется на два луча – отраженный луч *OB* и преломленный луч *OD* (рис. 1).



Направления этих лучей определяются законами отражения и преломления света. (Законы геометрической оптики изложены в лаб. № 62).

Для двух данных сред и для луча данной длины волны отношение скорости света в первой среде v₁ к скорости света во второй

среде v_2 или отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина постоянная, т.е.

$$\frac{V_1}{V_2} = const = n_{12} , \qquad (2)$$

$$n_{21} = \frac{\sin i_1}{\sin i_2} \,. \tag{3}$$

Величина *n*₂₁ называется относительным показателем преломления второй среды по отношению к первой.

Если одна из сред, например, среда 1 – вакуум или воздух, то показатель преломления *n* среды 2 (см. рис. 1) по отношению к

вакууму называется абсолютным показателем преломления данной среды. Абсолютный показатель преломления среды 2 равен

$$n_2 = \frac{c}{\nu_2},\tag{4}$$

где c – скорость света в вакууме; v_2 – скорость света в данной среде 2.

Таким образом, абсолютный показатель преломления среды есть отношение скорости света в вакууме к скорости света в данной среде:

$$n = \frac{c}{v}.$$
 (5)

Показатель преломления зависит от длины волны света и от свойств среды. Абсолютные показатели преломления больше единицы. Это означает, что скорость распространения света в данной среде всегда меньше, чем в вакууме.

Относительный показатель преломления двух сред n_{21} связан с абсолютными показателями преломления n_1 и n_2 следующим соотношением:

$$n_{21} = \frac{\nu_1}{\nu_2} = \frac{c/n_1}{c/n_2} = \frac{n_2}{n_1}.$$
 (6)

Для определения показателей преломления веществ существуют различные методы. Одним из них является метод определения показателя преломления стекла при помощи микроскопа.

2. ОПИСАНИЕ РАБОЧЕЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ

В основе метода лежит явление кажущегося уменьшения толщины стеклянной пластинки вследствие преломления световых лучей, проходящих через нее нормально к ее поверхности. Схема прохождения лучей дана на рис. 2.

В точку A, находящуюся на нижней поверхности стеклянной пластинки, падают два луча света 1 и 2. Луч 2 падает на пластинку нормально к ее поверхности и поэтому проходит сквозь пластинку и выходит в воздух в точке C, не испытывая преломления. Луч 1

преломляется и выходит из пластинки в точке О по направлению к точке D.

При выходе из пластинки луч *OD* образует угол преломления i_2 , который больше, чем угол падения i_1 . Если смотреть из точки *D* по направлению *DO*, то наблюдатель будет видеть точку пересечения лучей *OD* и *AC* не в точке *A*, а в точке *E*, т.е. толщина пластинки будет казаться равной *CE*. Кажущаяся толщина пластинки *CE* = h меньше истинной ее толщины *CA* = H (см. рис.2).



Для лучей, близких к нормально падающим лучам, углы падения и преломления малы. В этом случае синусы можно заменить тангенсами и по закону преломления света написать (рассматривая обратный ход лучей, т.е. от $D \kappa A$):

$$n_{\text{стекла}} = \frac{\sin i_2}{\sin i_1} = \frac{\operatorname{tg} i_2}{\operatorname{tg} i_1}.$$
(7)

Принимая во внимание, что

$$tgi_2 = \frac{CO}{h}$$
, и $tgi_1 = \frac{CO}{H}$, (см. рис. 2), получим
 $n_{cme\kappa\pi a} = \frac{CO \cdot H}{CO \cdot h}$, или
 $n = \frac{H}{h}$, (8)

29

где *H* – истинная толщина стеклянной пластинки; *h* – кажущаяся толщина пластинки.

Следовательно, показатель преломления стекла можно найти из отношения истинной толщины стеклянной пластинки к ее кажущейся толщине. Истинная толщина пластинки измеряется микрометром, а кажущаяся – микроскопом с микрометрическим винтом.

На рис. 3 представлен внешний вид микроскопа МБУ -2.



Рис. 3

 основание штатива; 2 -тубусодержатель;
 микрометренный механизм (для медленного движения тубуса); 4 –механизм для быстрого («грубого») движения тубуса;
 окуляр; 6 -тубус; 7- объектив; 8 –предметный столик; 9 –зеркало

Ход лучей в микроскопе изображен на рис. 4.



Рис. 4

Рассматриваемый предмет S_1 помещается между фокусным и двойным фокусным расстоянием объектива (F_1 – фокус объектива; F_2 – фокус окуляра). Изображение S_2 , даваемое объективом 1, рассматривается в окуляр 2, как в лупу. Окуляр располагается таким образом, чтобы мнимое увеличение изображения S_3 предмета оказалось на расстоянии наилучшего зрения от глаза (0,25 м).

Линейное увеличение объектива

$$k_1 = \frac{S_2}{S_1} , (9)$$

окуляра

$$k_2 = \frac{S_3}{S_2} , (10)$$

микроскопа

$$k = \frac{S_3}{S_1} \ . \tag{11}$$

Современные микроскопы представляют собой сложные оптические приборы, объективы и окуляры которых состоят из нескольких линз.

3. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Микрометром измеряют истинную толщину стеклянной пластинки *H* в том месте, где нанесены штрихи, и берут ее значение в миллиметрах.

2. Определяют кажущуюся толщину стеклянной пластинки *h*, для чего пластинку кладут на предметный столик 8 микроскопа под объек-

тив 7 так, чтобы оба штриха пересекли оптическую ось прибора. Вращением барашка 4 опускают тубус 6 в крайнее нижнее положение (см. рис. 3).

3. Вращением винта 3 совмещают метку на корпусе микроскопа с 0 шкалы механизма 3 точной фокусировки.

4. Наблюдая в окуляр 5 и медленно вращая барашек 4, поднимают тубус до появления в поле окуляра резкого изображения риски на нижней поверхности пластинки.

5. Затем, вращая барашек 3 механизма точной фокусировки и считая при этом число оборотов микрометрического винта, получают резкое изображение риски на верхней поверхности пластинки. Количество оборотов микрометрического винта с учетом цены деления даст величину *h*, мм:

$$h = (NZ + 0,002 m),$$

где N – число полных оборотов барабана винта; Z – шаг винта, равный $Z = 0,002 \times 50 = 0,1$ (мм); 50 – число делений в одном полном обороте барабана; 0,002 – цена одного деления барабана винта в мм; m – число делений в неполном обороте барабана.

6. По формуле (8) вычисляют показатель преломления стекла.

7. Измерение истинной и кажущейся толщины каждой пластинки производят не менее трех раз; определяют среднее и истинное значение показателя преломления стекла. Полученные результаты измерения заносят в таблицу.

Таблица результатов

Пластина	№ oiibita	Н, <i>мм</i>	N	m	h, <i>мм</i>	п	$\langle n \rangle$	$\langle \Delta n \rangle$	$n_{ucm} = \\ \langle n \rangle \pm \langle \Delta n \rangle$
1 пластина	1. 2. 3.								
2 пластина	1. 2. 3.								

4. ВОПРОСЫ ДЛЯ ДОПУСКА К РАБОТЕ

1. Сформулируйте цель работы.

2. Поясните физический смысл показателя преломления.

3. Опишите порядок выполнения работы.

4. Объясните принцип действия микроскопа.

5. ВОПРОСЫ ДЛЯ ЗАЩИТЫ РАБОТЫ

1. Сформулируйте основные законы геометрической оптики.

2. Как связаны показатель преломления среды и скорость распространения света в ней?

3. Почему при рассмотрении предмета через плоскую стеклянную пластинку он кажется расположенным ближе?

4. Начертите ход лучей в микроскопе.

5. При каких условиях справедлива формула (11)?

6. Выведите формулу для расчета относительной погрешности, пользуясь дифференциальным методом.

Рекомендуемая литература

1. Трофимова Т.И. Курс физики: учебное пособие для вузов. – М.: Академия, 2006. – 560 с.

2. Детлаф А.А., Яворский В.М. Курс физики: учебное пособие для втузов. – М.: Академия, 2008. – 720 с.

3. Ландсберг Г.С. Оптика: учеб. пособие для вузов. –М.: Физматлит, 2006.- 848 с Лабораторная работа № 64

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ ПРИ ПОМОЩИ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

Цель работы: изучение дифракционного спектра; определение спектрального состава излучения.

Приборы и принадлежности: источник света, дифракционная решетка, щель, шкала с делениями.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Дифракция электромагнитных волн. Принцип Гюйгенса–Френеля. Метод зон Френеля

К дифракции (что условно означает «отклонение») принято относить все явления, связанные с распространением электромагнитных волн от когерентных источников при наличии препятствий независимо от величины их размеров. Все дифракционные явления можно разделить на три группы, связывая их с соотношением между «размерами» препятствий d и длиной волны λ .

Первая группа явлений называется $\partial u \phi paкционным pacceянием$ ($\lambda >> d$) и характеризуется тем, что препятствие практически не оказывает влияния на распространение электромагнитной волны.

Вторая группа явлений ($\lambda \sim d$) называется *дифракцией* и характеризуется огибанием препятствий электромагнитной волной. В более широком смысле это любое отклонение распространения волн вбли-

зи препятствий от законов геометрической оптики, когда она частично заходит в область геометрической «тени». В этом случае препятствие оказывает воздействие на характеристики волны, причем сохраняют силу такие понятия, как волновая поверхность и волновой фронт.

Третья группа явлений отвечает случаю ($\lambda \ll d$). Она называется *лучевым приближением* (геометрической оптикой) и характеризуется тем, что в этих условиях интерференция себя фактически не проявляет даже для волн от когерентных источников. Законы распространения электромагнитных волн при этом сводятся к простым геометрическим законам распространения лучей.

Явление дифракции ($\lambda \sim d$), так же как и явление интерференции, подтверждает волновую природу света. Дифракция всегда сопровождается интерференцией дифрагированных лучей. При дифракции, так же как и при интерференции, наблюдается перераспределение интенсивности колебательного процесса в пространстве в результате суперпозиции когерентных волн.

Анализ явления дифракции света осуществляется на основе принципа Гюйгенса–Френеля (приближенный метод расчета). Первоначально он был сформулирован Гюйгенсом в XVII веке, а в начале XIX века его усовершенствовал О. Френель на основе представлений об интерференции.

Согласно принципу Гюйгенса–Френеля нужно заменить реальный первичный точечный источник совокупностью фиктивных вторичных источников, которые должны быть когерентны с реаль-



Огибающая элементарных волн при t >t₀

Поверхность с фиктивными излучателями при t=t₀

ным источником и распределяться непрерывно по любой замкнутой поверхности, охватывающей источник *S*. Обычно в качестве этой поверхности выбирают одну из волновых поверхностей, поэтому все фиктивные источники действуют синфазно (см. рис. 1).

Рис. 1

Тогда в качестве поля излучения в точке наблюдения можно рассматривать результирующее поле, возникающее вследствие интерференции полей, излучаемых только вторичными фиктивными источниками. Таким образом, электрическое поле электромагнитной волны в точке наблюдения представляет собой суперпозицию волн от всех фиктивных источников $\vec{E} = \sum \vec{E}_i$, в результате чего волны могут усиливать или гасить друг друга. Причем при сложении следует учитывать разности фаз (запаздывание), образующиеся за счет различия в расстояниях до отдельных фиктивных источников. Предполагается, что амплитуда поля $|\vec{E}_i|$ от отдельного источника определяется площадью элемента поверхности ΔS_i , занимаемой им, а также углом, под которым этот элемент виден из точки наблюдения.

Для оценки результата интерференции вторичных волн Френель применил прием, получивший название метода зон Френеля. Согласно этому методу видимый фронт волны S', который заменяет действие точечного источника S, разбивается на участки: для сферических волн это кольцевые зоны, для плоских – прямоугольные полоски. Размеры этих зон таковы, что расстояния от краев соседних зон до наблюдателя M отличаются на $\lambda/2$ (см. рис. 2).



Разобьем фронт волны S' на зоны Френеля. Для этого из точки М опишем сферы радиусами

$$b+\frac{\lambda}{2}, b+2\frac{\lambda}{2}, b+3\frac{\lambda}{2}, \dots b+m\frac{\lambda}{2}.$$

где *b* – расстояние от центра фронта волны до точки наблюдения *M*.

Так как световые волны до точки M от соседних зон приходят в противофазе и при наложении ослабляют друг друга, то суммарная амплитуда в точке M равна

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4, \dots, \pm A_m, \tag{1}$$

где $A_1, A_2 \dots$ – амплитуды колебаний, возбуждаемых 1-й, 2-й,, *т*-й зонами.

Если $\lambda \ll b$ и $\lambda \ll a$ (*a* – радиус видимого фронта волны), то площади зон Френеля не зависят от номера зоны, каждая зона имеет площадь, равную

$$\Delta S_i = \pi \frac{ab}{a+b} \cdot \lambda \,. \tag{2}$$

Надо помнить, что действие отдельных зон на точку M тем меньше, чем больше угол φ между нормалью к поверхности зоны и направлением на M (см. рис. 3).

Таким образом, действие зон постепенно, хотя и медленно, убывает от центра к периферии, так что

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots \tag{3}$$



Рис. 3

Суммарная амплитуда А в точке М представляет ряд (арифметическую прогрессию), поэтому можно считать, что

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}\right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2}\right) \pm \dots \pm \frac{A_{\kappa}}{2}.$$
 (4)

При $\kappa \to \infty A_{\kappa} \to 0$ и

$$A = \frac{A_1}{2}.$$
 (5)

Из этого следует, что интенсивность света в точке M зависит от амплитуды только первой зоны, которая мала (меньше 1 мм²)
при a = b = 1 м и $\lambda = 500$ нм. Следовательно, распространение света от *S* к *M* действительно происходит так, как если бы световой поток шел внутри очень узкого канала вдоль *SM*, то есть прямолинейно.

Дифракция от одной щели

Дифракцию в параллельных лучах (дифракцию плоской волны) рассмотрел И. Фраунгофер.

Пусть плоская монохроматическая световая волна падает нормально на щель AB, ширина которой $a \approx \lambda$. Для наблюдения дифракции нужно параллельный пучок света после дифракции на щели направить на собирающую линзу, в фокальной плоскости которой локализуется дифракционная картина (см. рис. 4).

В побочном фокусе линзы F_{φ} собираются все параллельные лучи, падающие на линзу под углом φ к ее оптической оси OF_0 (φ – угол дифракции). Оптическая разность хода крайних лучей 1 и 5

$$\Delta = BC = a \sin \varphi, (n = 1, \text{ воздух}).$$
(6)

Разобьем фронт падающей волны *AB* (*AC* – фронт волны после дифракции) на зоны Френеля плоскостями, перпендикулярными лу-



чам, идущим под углом φ . Расстояние между этими плоскостями равно $\lambda/2$. Тогда зоны Френеля будут представлять собой узкие прямоугольные полоски, параллельные щели (см. рис. 4).

Результат интерференции света в точке F_{φ} определяется тем, сколько зон Френеля укладывается в щели. Если число зон четное, т.е. $\frac{\Delta}{\lambda/2} = 2k$, то в точке F_{φ} наблюдается дифракционный минимум, а если

нечетное: $\frac{\Delta}{\lambda/2} = (2k+1)$ то максимум. С учётом (6)

условие минимума дифракции на

Рис. 4

одной щели имеет вид:

$$a \cdot \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}$$
, где $(k = 1, 2, 3, ...),$ (7)

а условие максимума -

$$a \cdot \sin \varphi = \pm \left(2k+1\right) \frac{\lambda}{2}.$$
(8)

Величина *k* определяет порядок дифракции. Знак «минус» в правой части формул (7) и (8) соответствует лучам света, распро-



страняющимся от щели под углом φ и собирающимся в побочном фокусе $F_{\varphi}^{/}$ линзы, симметричном с F_{φ} относительно главного фокуса F_0 . При $\varphi = 0$ щель действует как одна зона Френеля, и в точке F_0 будет наблюдаться центральный дифракционная картина будет иметь следующий вид: в центре экрана максимум, образованный

не отклоненными лучами, по обе стороны от главного максимума – чередующиеся темные и светлые полосы убывающей интенсивности. Распределение интенсивности света в фокальной плоскости лин-

Рис. 5

зы показано на рис. 5. При наблюдении дифракции белого света

картина на экране, кроме центрального максимума, будет радужно окрашенной.

Дифракция от N щелей

При дифракции на одной щели белого света спектр получается расплывчатым (нет четкого разделения различных длин волн).

Четкую картину разложения света можно получить при прохождении его через одномерную дифракционную решетку. Дифракционная решетка представляет собой систему прозрачных параллельных щелей одинаковой ширины, лежащих в одной плоско-

сти, разделенных одинаковыми непрозрачными промежутками. На поверхности стекла резцом прочерчивают ряд параллельных штрихов на одинаковом расстоянии друг от друга. Прочерченные места рассеивают свет и являются практически непрозрачными. Неповрежденные места являются очень узкими дифракционными щелями. Лучшие дифракционные решетки, изготовляемые в настоящее время, имеют 2 500 штрихов на 1 мм. Дешевые копии решеток – реплики – получают путем изготовления отпечатков на желатине или пластмассе. Дифракционные решетки с небольшим числом штрихов изготовляются фотографическим методом.





Дифракционная картина на решетке определяется как результат взаимной интерференции световых волн, идущих от *N* щелей.

Пусть свет с длиной волны λ падает на решетку нормально (см. рис. 6). На рисунке показаны только две щели АВ и CD шириной а. Ширина непрозрачных участков b ($a,b \approx$ λ), d = a + b называется периодом решетки (постоянной решетки), ф - угол дифракции. Оптическая

разность хода $\Delta = CE$ от двух щелей равна (см. рис.6):

$$\Delta = CE = (a+b) \cdot \sin \varphi, \qquad (9)$$

или

$$\Delta = d \cdot \sin \varphi \,. \tag{10}$$

Для N щелей

$$d \cdot \sin \varphi = \frac{k}{N} \cdot \lambda, \tag{11}$$

k = 1, 2, ..., N - 1, N, N + 1.где Обозначим

$$\frac{k}{N} = m. \tag{12}$$

Если $m = \frac{k}{N}$ – целое число, то действие N щелей усиливает

друг друга, и условие образования главных максимумов в этом случае будет иметь вид

$$d \cdot \sin \varphi = \pm m \cdot \lambda, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots$$
(13)

Если $m = \frac{k}{N}$ – дробное число, то действие N щелей в опреде-

ленных направлениях будет ослаблять друг друга. Этим направлениям соответствует разность хода

$$\frac{\lambda}{N}, \frac{2\lambda}{N}, \dots, \frac{(N-1)\lambda}{N}, \dots, \frac{(N+1)\lambda}{N}, \dots$$

С учетом вышеизложенного условие образования добавочных минимумов будет выражено соотношением

$$d \cdot \sin \varphi = \pm \frac{k}{N} \lambda \quad , \tag{14}$$

где k = 1, 2, 3, ..., (N-1), (N+1), ...

Очевидно, что в направлениях, в которых ни одна из щелей не распространяет свет (минимум), он не будет распространяться от N щелей, т.е. главные минимумы дифракционной решетки совпадают с прежними минимумами от одной щели:

$$a \cdot \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2} , \qquad (15)$$

где *k* = 1, 2, 3,

Итак, в общем случае при рассмотрении дифракции от N щелей образуются:

главные максимумы: $d \cdot \sin \varphi = \pm m \cdot \lambda$, m = 0, 1, 2, 3, ...; добавочные минимумы:

$$d \cdot \sin \varphi = \pm \frac{k}{N} \lambda$$
, $k = 1, 2, 3..., (N-1), (N+1), ...;$

прежние минимумы: $a \cdot \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}$, k = 1, 2, 3, ...

Между двумя главными максимумами располагаются (N – 1) добавочных минимумов, разделенных вторичными максимумами,

интенсивность которых значительно меньше интенсивности главных максимумов (см. рис. 7).

Формула (13) носит название формулы дифракционной решетки, где *m* – порядок дифракционного максимума.

При $m = 0 \sin \varphi = 0$, на экране получается нулевой дифракционный максимум. При m = 1 по обе стороны от нулевого возникают два дифракционных максимума первого порядка.



Рис 7

Число дифракционных спектров ограничено и определяется условием

$$\sin \varphi = m \cdot \frac{\lambda}{d} \le 1. \quad (16)$$

Чем больше постоянная решетки *d*, тем больше число спектров можно наблюдать, но тем менее яркими и узкими становятся отдельные спектральные линии.

2. ОПИСАНИЕ РАБОЧЕЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ

Внешний вид установки – оптической скамьи – для определения длины волны изображен на рис. 8.

По оптической скамье 1 может передвигаться ползушка 2 с прорезанной в ней щелью 3. Под щелью укреплена шкала с делениями 4. Щель освещается лампой накаливания.



Рис. 8

На конце скамьи закреплена неподвижная рамка, в которую вставлена дифракционная решетка 5. Для определения длины волны по формуле (13) $d \cdot \sin \varphi = \pm m \cdot \lambda \rightarrow$

$$\lambda = \frac{d \cdot \sin \varphi}{m} \tag{17}$$

необходимо знать угол дифракции ф.



Рис. 9

Рассмотрим схему образования симметричного изображения щели на экране со шкалой (см. рис. 9): 5 – дифракционная решетка, Э – экран с симметрично расположенными спектрами. Из рисунка следует:

$$tg\,\varphi = \frac{S}{R}\,.\tag{18}$$

43

Так как R >> S, угол φ мал, tg φ можно с достаточной степенью точности заменить sin φ , т.е.

tg $\varphi \approx \sin \varphi$.

Тогда формула (17) преобразуется следующим образом:

$$\lambda = \frac{S \cdot d}{m \cdot R},\tag{19}$$

где m – порядок дифракционного спектра; d – постоянная дифракционной решетки; S – смещение бокового дифракционного изображения; R – расстояние от решетки до щели.

3. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Включают лампу накаливания;

2. Передвигают ползушку с прорезанной в ней щелью, устанавливая расстояние R- от щели до решётки, заданное преподавателем.

3. Измеряют расстояния S – от центра щели, до красной линии спектра первого порядка, от центра щели до зелёной линии спектра первого порядка и от центра щели до фиолетовой линии спектра первого порядка (см. рис. 9).

4. Изменяют расстояние R, перемещая ползушку на следующее заданное расстояние и измеряют следующие значения S – от центра щели до красной, зелёной, фиолетовой линии спектра первого порядка.

5. Данные заносят в таблицу, которая представлена ниже.

6. Вычисляют длину волн по формуле (19), где d = 0,01 мм, m = 1.

7. Рассчитывают абсолютную и относительную погрешности.

Габлица результато								aiub
Цвет	ra						$\lambda =$	
светофильтра)IIbľ	S,	R,	λ,	$\langle \lambda \rangle$,	$\langle \Delta \lambda \rangle$,	$\langle \lambda \rangle \pm \langle \Delta \lambda \rangle$,	Е,
) <u>ō</u> N	м	м	НМ	НМ	НМ	НМ	%

Таблица результатов

Красный	1				
	2				
	3				
Зелёный	1				
	2				
	3				
Фиолетовый	1				
	2				
	3				

4. ВОПРОСЫ ДЛЯ ДОПУСКА К РАБОТЕ

- 1. Сформулируйте цель работы.
- 2. Объясните, в чем заключается явление дифракции света.
- 3. Опишите порядок выполнения работы.
- 4. Опишите устройство и назначение дифракционной решетки в данной работе.

5. ВОПРОСЫ ДЛЯ ЗАЩИТЫ РАБОТЫ

1. Сформулируйте принцип Гюйгенса-Френеля.

2. Что такое зоны Френеля? Как они строятся?

3. При каких условиях наблюдается дифракция Фраунгофера? Дифракция Френеля?

4. Поясните дифракцию от одной щели и постройте ход лучей. Каковы условия усиления и ослабления света в этом случае?

5. Дайте определение дифракционной решетки.

6. Постройте ход лучей при дифракции от *N* щелей. Каковы условия усиления и ослабления света в этом случае?

7. Почему при использовании белого света боковые максимумы радужно окрашены, а центральный максимум белый?

8. Выведите формулу (19).

Рекомендуемая литература

1. Трофимова Т.И. Курс физики: учебное пособие для вузов. – М.: Академия, 2006. – 560 с.

2. Детлаф А.А., Яворский В.М. Курс физики: учебное пособие для втузов. – М.: Академия, 2008. – 720 с.

3. Савельев И.В. Курс общей физики: учеб. пособие для студентов вузов в 3 т. : Т.2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика – Лань, 2011. - 496 с.

Лабораторная работа № 65

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ САХАРА В РАСТВОРЕ ПО УГЛУ ВРАЩЕНИЯ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Цель работы: градуирование сахариметра, т.е. установление зависимости между делениями шкалы и концентрацией раствора сахара; построение зависимости N = f(C); определение концентрации C_x раствора сахара.

Приборы и принадлежности: сахариметр,

кювета поляриметрическая, растворы сахара.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Быстрота и точность определения концентрации очень многих растворов оптическим путем сделали этот метод весьма распространенным. Основан он на явлении вращения плоскости поляризации света.

Это явление было открыто Араго (1811 г.) при изучении им двойного лучепреломления в кварце. Хотя в настоящее время известны вещества, вращающая способность которых в несколько раз больше, чем у кварца (например, киноварь), тем не менее кварц и до настоящего времени остается классическим объектом для демонстрации явления и используется во многих приборах, предназначенных для исследования вращательной способности.

Вещества, способные вращать плоскость поляризации падающего на них линейно поляризованного света, называются *оптически активными*. Оптически активными могут быть чистые жидкости

(например, скипидар), растворы некоторых веществ (водный раствор сахара), некоторые углеводы. В настоящее время известны тысячи активных веществ, обладающих весьма различной вращательной способностью: от едва заметной до очень большой (например, никотин в слое толщиной 10 см поворачивает плоскость поляризации желтого излучения на 164°). Направление вращения плоскости поляризации у различных веществ не одинаково. Если смотреть навстречу лучу, проходящему через вещество, то одна часть веществ вращает плоскость поляризации по часовой стрелке (правовращающие вещества), другая – против (левовращающие вещества). Некоторые вещества имеют две модификации, одна из которых вращает плоскость поляризации по часовой стрелке, другая – против (кварц). Схема наблюдения вращения плоскости поляризации в кристалле изображена на рис. 1.

Естественный свет, проходя через поляризатор Π , превращается в плоскополяризованный. Светофильтр F пропускает на кварцевую пластинку K свет определенной частоты. Кварцевая пластинка вырезана перпендикулярно оптической оси, следовательно, свет распространяется вдоль этой оси без двойного лучепреломления. Если заранее, в отсутствие кварцевой пластинки, установить анализатор A на полное затемнение (николи скрещены), то при внесении кварцевой пластинки поле зрения просветляется. Для полного затемнения теперь нужно повернуть анализатор на некоторый угол ϕ .



Таким образом, поляризованный свет, прошедший через кварц, не приобрел эллиптической поляризации, а остался линейно поляризованным; при прохождении через кварц плоскость поляризации лишь повернулась на некоторый угол, измеряемый поворотом анализатора A, необходимым для затемнения поля в присутствии кварца. Меняя светофильтр, можно обнаружить, что угол поворота плоскости поляризации для разных длин волн различен, т.е. имеет место вращательная дисперсия.

Для данной длины волны угол поворота плоскости поляризации пропорционален толщине пластинки *d*:

$$\varphi = \alpha \cdot d , \tag{1}$$

где φ – угол поворота плоскости поляризации; d – толщина пластины; α – удельное вращение.

Удельное вращение зависит от длины волны, природы вещества и температуры. Например, у кварца $\alpha = 21,7$ град/мм для $\lambda = 589$ нм и $\alpha = 48,9$ град/мм для $\lambda = 405$ нм.

При распространении линейно поляризованного света в растворе оптически активного вещества угол поворота плоскости поляризации зависит от толщины слоя d и от концентрации раствора C:

$$\varphi = \alpha \cdot d \cdot C \ . \tag{2}$$

Для объяснения вращения плоскости поляризации Френель предположил, что в оптически активных веществах световые волны, поляризованные по кругу вправо и влево, распространяются с неодинаковой скоростью. Линейно поляризованный свет можно представить как суперпозицию двух поляризованных по кругу волн, правой и левой, с одинаковыми частотами и амплитудами.



На рис. 2, *а* обозначены: \vec{E}_1 – световой вектор левой составляющей, \vec{E}_2 – световой вектор правой составляющей, *PP* – направление суммарного вектора \vec{E} . Если скорости распространения обеих волн неодинаковы, то по мере прохождения через вещество один из векторов, например

Рис. 2

 \vec{E}_1 , будет отставать в своем вращении от вектора \vec{E}_2 (см. рис.

2, δ), т.е. результирующий вектор \vec{E} будет поворачиваться в сторону более «быстрого» вектора \vec{E}_2 и займет положение QQ. Угол поворота будет равен ϕ .

Различие в скорости распространения света с разными направлениями круговой поляризации обусловлено асимметрией молекул или же асимметричным расположением атомов в кристалле. Для измерения углов поворота плоскости поляризации используются приборы, которые называются поляриметрами и сахариметрами.

2. ОПИСАНИЕ РАБОЧЕЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ

Принципиальная оптическая схема одного из промышленных сахариметров – полутеневого поляриметра изображена на рис. 3.

Основными частями сахариметра являются: поляризатор Π , анализатор A и кварцевый компенсатор L-K, заключенные в общий металлический кожух; источник света (лампа накаливания) S; кварцевая пластинка Π_{κ} ; трубка с раствором сахара T; пластинка левовращающего кварца L; K_1 и K_2 – клинья из правовращающего кварца; O_2 – окуляр для наблюдения за полем зрения; O_1 – окуляр для отсчетов по шкале N.



В полутеневом сахариметре поляризатор и анализатор неподвижны, а поворот плоскости поляризации осуществляется с помощью кварцевого компенсатора. Компенсатор состоит из плоскопараллельной пластинки L, вырезанной перпендикулярно оптической оси из левовращающего кварца (–), и двух клиньев K_1 и K_2 , вырезанных из правовращающего кварца (+) (см. рис. 3). В нулевом положении клинья K_1 и K_2 составляют пластинку такой же толщины, как и пластинка L, поэтому линейно поляризованный луч, проходя через компенсатор, не изменяет ориентации своего светового вектора. Перемещая клин K_2 (или K_1), можно менять толщину клина компенсатора и тем самым менять способность компенсатора поворачивать плоскость поляризации светового вектора как влево, так и вправо. С клином K_2 скреплена шкала N, скользящая по неподвижному нониусу, которую нужно перед началом измерений проградуировать.

Для того чтобы повысить точность измерений, в поляриметрах предусмотрены устройства, разделяющие поле зрения на две или три части. В полутеневом сахариметре непосредственно после поляризатора установлена кварцевая пластинка толщиной (0,2...0,3) мм, которая закрывает половину поляризатора (см. рис. 3). Благодаря этому в трубку с раствором сахара приходят две группы волн, световые векторы которых повернуты друг относительно друга на некоторый угол γ . Волны, световой вектор которых \vec{E}_1 лежит в плоскости главного сечения поляризатора, через анализатор не проходят. Половина поля зрения, соответствующая им, затемнена. Волны, которые прошли через поляризатор и затем кварцевую пла-

стину, имеют световой вектор \vec{E}_2 , составляющий с вектором \vec{E}_1 угол γ , а соответственно с плоскостью AA – угол (90° – γ). Следовательно, анализатор пропустит световые колебания с амплитудой $E'_2 = E_2 \cdot \cos(90 - \gamma)$. Часть поля зрения, соответствующая этому пучку лучей, будет освещена. Таким образом, между двумя половинами поля зрения образуется четкая граница (см. рис. 4, *a*). С помощью компенсатора систему векторов \vec{E}_1 и \vec{E}_2 можно вращать, при этом будет изменяться освещенность половин поля зрения.

Если плоскость колебания светового вектора \vec{E}_2 перпендикулярна плоскости пропускания анализатора AA, то эти волны через анализатор не проходят, и половина поля зрения, соответствующая им, затемнена. Половина поля зрения, соответствующая пучку с вектором \vec{E}_1 , освещена, т.к. составляющая \vec{E}_1^{\prime} проходит через анализатор (рис. 4, δ).

Если плоскость пропускания анализатора AA расположена перпендикулярно биссектрисе угла γ , обе половины поля зрения имеют одинаковую освещенность (рис. 4, *в*).

Все вышесказанное относится к случаю, когда на поляриметр падает монохроматический свет. В практике при работе с поляриметрами используется белый свет, поэтому при перемещении клина K_2 компенсатора части поля зрения поочередно окрашиваются в различные цвета, причиной чего является зависимость удельного вращения кварца (и оптически активного раствора) от длины световой волны. Один из оттенков цвета – серовато-фиолетовый называется чувствительным оттенком. Он образуется при наложении крайних красных и крайних фиолетовых лучей. Когда достигнут этот чувствительный оттенок, полутени становятся неразличимы. В этот момент и производят отсчеты по шкале N поляриметра.



Рис. 4

В работе используется сахариметр СУ-4, внешний вид которого изображен на рис. 5.

С лицевой стороны сахариметра расположена лупа 1, которая служит для отсчёта показаний по шкале и зрительная труба 11. С помощью рукоятки клинового компенсатора 10 можно перемещать подвижный кварцевый клин и связанную с ним шкалу. Далее расположены кюветное отделение 2 для поляриметрических кювет с раствором сахара, оправа 3 с поляризатором и полутеневой пластиной и осветительный узел 4. Осветительный узел состоит из патрона с лампой, светофильтра и диафрагмы.

Внутри основания 9 вмонтирован понижающий трансформатор, закрытый крышкой 5. На крышке 5 установлены кнопка 6 для включения осветителя и ручка резистора 7 для регулирования яркости поля зрения.





1-лупа; 2 – кюветное отделение; 3 – оправа с поляризатором и полутеневой пластиной; 4- осветительный узел; 5- крышка;
6- кнопка для включения осветителя; 7 –ручка резистора;
8 -стойка; 9 -основание; 10 – рукоятка клинового компенсатора; 11 –зрительная труба.

Оптическая схема сахариметра изображена на рис. 6. Световой поток, идущий от источника света 1 через светофильтр 2 или диафрагму 3, конденсоры 4 и 5, проходит через призму-поляризатор 6, которая преобразует его в поляризованный поток света. Затем поток света проходит через полутеневую пластину 7, разделяющую его на две половины линией раздела, и защитные стекла 8 и 9. Анализатор 12 пропускает обе равные по яркости половины светового потока и в поле зрения трубы, состоящей из объектива 13 и окуляра 14, установленного после анализатора, наблюдаются две одинаковой яркости половины поля, разделенные тонкой линией и называемые полями сравнения.

При установке кюветы с раствором между поляризатором и анализатором нарушается равенство яркостей полей сравнения, так как исследуемый раствор поворачивает плоскость поляризации на угол, пропорциональный концентрации раствора.



Рис. 6

Для уравнивания яркостей полей сравнения в сахариметре применен клиновой компенсатор, состоящий из подвижного кварцевого клина 10 левого вращения и неподвижного контрклина 11 правого вращения. Перемещением подвижного клина относительно контрклина устанавливают такую суммарную толщину клиньев по оптической оси, при которой компенсируется угол поворота плоскости поляризации раствора. При этом происходит уравнивание яркостей полей сравнения. Одновременно с подвижным клином перемещается шкала 17.

По нулевому делению нониуса 18 фиксируется значение шкалы, соответствующее состоянию одинаковой яркости полей сравнения. Шкала и нониус наблюдаются через лупу 19 и освещаются лампой через отражательную призму 15 и светофильтр 16.

3. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Включают сахариметр в сеть.

2. Окуляр зрительной трубы 11 (рис. 5) устанавливают на максимальную резкость изображения вертикальной линии полей сравнения (см. рис. 7), лупу 1 устанавливают на максимальную резкость изображения шкалы и нониуса (см. рис. 7). 3. Ручкой 10 (рис. 5) добиваются чтобы половины поля зрения (см. рис. 7) были одинаково окрашены и имели минимальную яркость. **Не допускается работа при полной яркости**. Если прибор настроен правильно, то нуль нониуса совпадёт с нулем шкалы.



Рис. 7

4. Между поляризатором и анализатором в кюветное отделение 2 (см. рис. 5) помещают трубку с раствором сахара известной концентрации C_1 . Так как раствор повернул плоскость поляризации луча, фотометрическое равенство половин поля зрения нарушается, и видна четкая граница различно окрашенных полутеней (см. рис. 7).

5. С помощью компенсатора 10 восстанавливают фотометрическое равенство, т.е. добиваются того, чтобы полутени стали снова неразличимы, и записывают деления шкалы сахариметра N_1 .

Отсчет показаний с помощью нониуса поясняется рис. 7. На рис. 7, показано положение нониуса и шкалы, соответствующее отсчету «+11,85» (нуль нониуса расположен правее нуля шкалы на 11 полных делений и в правой части нониуса с одним из делений совмещается его 17-е деление). В сахариметре применена международная сахарная шкала, 100° S этой шкалы соответствует 34,62° угловым.

6. Зная концентрацию раствора сахара и среднее удельное вращение α , подсчитывают угол поворота плоскости поляризации φ_1^0 по формуле (2), где d – длина поляриметрической кюветы в дм. 7. Заполняют трубку раствором сахара концентрации C_2 . Находят деление шкалы N_2 и угол поворота φ_2^0 и т.д.

8. Полученные данные заносят в таблицу.

				т абли	ца результатов
Концентра- ция <i>С</i> , г/см ³	№ опыта	Деление шкалы N, °S	Среднее значе- ние $\langle N \rangle$, °S	Угол ф,°	Примечание
<i>C</i> ₁ =%	1 2 3				Длина труб- ки
<i>C</i> ₂ =%	1 2 3				<i>d</i> = 1 дм , Удельное
<i>C</i> ₃ =%	1 2 3				вращение $\alpha = 66,46 \frac{^{o} c.m^{3}}{\partial M \cdot c}$
<i>C</i> ₄ =%	1 2 3				
$C_x = \dots \%$	1 2 3				

Таблица результатов

9. По данным таблицы выполняют зависимость N = f(C), откладывая по оси ординат деления шкалы прибора, а по оси абсцисс – концентрацию раствора C.

11. Помещают между поляризатором и анализатором раствор сахара неизвестной концентрации C_x и вновь производят измерения, записывая деления шкалы N_x в момент исчезновения границ половин поля зрения.

12. По диаграмме N = f(C) определяют концентрацию C_x раствора сахара.

4. ВОПРОСЫ ДЛЯ ДОПУСКА К РАБОТЕ

1. Сформулируйте цель работы.

2. Объясните принцип действия сахариметра. Опишите порядок выполнения работы.

3. Какие вещества называются оптически активными?

4. От чего зависит поворот плоскости поляризации света в оптически активном веществе?

5. ВОПРОСЫ ДЛЯ ЗАЩИТЫ РАБОТЫ

1. Оптическая схема сахариметра.

2. Объяснение по Френелю поворота плоскости поляризации света.

3. Зависимость удельного вращения от агрегатного состояния вещества.

4. Анализ диаграммы зависимости N = f(C).

5. Практическое использование данного метода и рабочей установки.

Рекомендуемая литература

1. Трофимова Т.И. Курс физики: учебное пособие для вузов. – М.: Академия, 2006. – 560 с.

2. Детлаф А.А., Яворский В.М. Курс физики: учебное пособие для втузов. – М.: Академия, 2008. – 720 с.

3. Ландсберг Г.С. Оптика: учеб. пособие для вузов. –М.: Физматлит, 2006.- 848 с.

Лабораторная работа № 66

ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА

Цель работы: получение и наблюдение картины распределения механических напряжений в прозрачных моделях; проверка закона Малюса.

Приборы и принадлежности: п

полярископ набор прозрачных моделей, микрометр, фотоэлемент, гальванометр.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Световая волна является частным случаем электромагнитной волны, которая представляет собой распространение колебаний векторов напряженности электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей во времени и пространстве.

Поляризация света – явление упорядочения плоскости колебаний вектора \vec{E} световой волны в пространстве.

Поляризованность света характеризует изменение вектора напряженности \vec{E} электрического поля световой волны в плоскости, перпендикулярной вектору скорости \vec{v} распространения волны (перпендикулярно лучу).

Если вектор \vec{E} изменяется совершенно хаотично, свет называют неполяризованным. Неполяризованный свет, который часто называют естественным, испускают большинство тепловых источников (лампы накаливания, Солнце и др.). Возможно также поведение вектора \vec{E} , когда за период колебаний конец этого вектора описывает замкнутую линию – эллипс, круг или прямую. Такой свет называют полностью поляризованным, а в зависимости от того, какую линию описывает конец вектора \vec{E} , различают эллиптически, циркулярно и линейно поляризованный свет.

Часто встречаются промежуточные случаи, когда конец вектора \vec{E} описывает сложную незамкнутую линию, которая, однако, в большей или меньшей степени сосредоточена около прямой линии, эллипса или круга. В этих случаях говорят, что свет частично поляризован.Плоскость, проходящая через направление колебаний светового вектора \vec{E} плоскополяризованной волны и направление распространения этой волны, называется плоскостью поляризации

58

(см. рис. 1). Плоскость, в которой лежат магнитный вектор \vec{H} и \vec{v} , называется плоскостью колебаний (см. рис. 1). На рис. 1 v – фазовая скорость волны; \vec{n} – нормаль к волновой поверхности.

Плоская монохроматическая волна является простейшим видом электромагнитных волн. В этом случае колебания вектора \vec{E} и \vec{H} происходят по гармоническому закону. Если волна распространяется вдоль оси Z (рис. 1), то

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

$$\vec{H} = \vec{H}_0 \cos(\omega t - kz),$$
(1)

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число; λ – длина волны; ω – циклическая частота.



При взаимодействии света с веществом переменное электрическое поле воздействует на отрицательно заряженные электроны атомов и молекул этого вещества, в то время как действие со стороны магнитного поля на заряженные частицы незначительно. Поэтому в процессах распространения света главную роль играет вектор электрической напряженности.

Математическое описание поляризованного света основано на представлении вектора \vec{E} в виде суммы двух ортогональных векторов \vec{E}_x и \vec{E}_y , направленных вдоль осей x и у некоторой системы координат, ось *z* которой совпадает с направлением распространения света (рис. 2).

Пусть коэффициенты разложения векторов \vec{E}_x и \vec{E}_y изменяются во времени по гармоническому закону с частотой ω :

$$E_x = E_{x0} \cos (\omega t + \varphi_x),$$

$$E_y = E_{y0} \cos (\omega t + \varphi_y),$$
(2)

где E_{x0} , E_{y0} – амплитуды; ϕ_x , ϕ_y – начальные фазы колебаний.

Если амплитуды E_{x0} , E_{y0} и начальные фазы φ_x , φ_y изменяются совершенно случайно, результирующее колебание вектора \vec{E} является неполяризованным. Если же амплитуды и начальные фазы не зависят от времени, колебание вектора \vec{E} полностью поляризовано, а форма поляризации определяется отношением амплитуд E_{y0} / E_{x0} и разностью фаз $\Delta \varphi = \varphi_y - \varphi_x$. Важными частными случаями являются следующие.

Если $\Delta \varphi = \varphi_y - \varphi_x = \pm m\pi$, (m = 0, 1, 2, ...), вектор \vec{E} колеблется вдоль прямой линии, т.е. свет в этом случае является полностью линейно поляризованным. Угол α , который составляет вектор \vec{E} с осью *x* (рис. 2), называют азимутом поляризации.

Если $\Delta \phi = \phi_y - \phi_x = \pm (2 \ m + 1) \frac{\pi}{2}$ (*m* = 0, 1, 2, ...), конец вектора

 \vec{E} описывает в плоскости *ху* эллипс, который при равенстве амплитуд $E_{x0} = E_{y0}$ обращается в круг. Таким образом, в этом случае свет является эллиптически или циркулярно поляризованным.

Источниками линейно поляризованного света являются оптические квантовые генераторы-лазеры.

Поляризацию получают различными способами: при отражении и преломлении на границе изотропных диэлектриков либо на основе *явления двойного лучепреломления*, наблюдаемого в анизотропных средах. Анизотропной средой называется среда, физические свойства которой (тепловые, оптические, электрические, магнитные, упругие) в разных направлениях раз- личны, в частности диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_x = \varepsilon_y \neq \varepsilon_z$.

Анизотропной средой будут, например, кристаллы кварца, исландского шпата, турмалина, апатита, каломели и др.

На рис. 3 показано прохождение света через кристалл исландского шпата. Прямая O_1O_2 называется кристаллографической осью кристалла (прямая, соединяющая противоположные телесные тупые углы). Всякое направление в кристалле, параллельное O_1O_2 , называется оптической осью кристалла. Кристаллы в зависимости от типа их симметрии бывают одноосные и двуосные, т.е. имеют одну или две оптические оси (исландский шпат относится к одноосным кристаллам).



Сечение MO_1NO_2 – главное сечение кристалла или главная плоскость; это сечение проходит через оптическую ось кристалла и направление луча света. Естественный луч *AB* разделяется в кристалле на два луча: *BD* и *BC*. Луч *BC* называется *обыкновенным лучом* (*o*). Скорость его в кристалле не зависит от направления. Показатель преломления кристалла n_0 для обыкновенного луча также не зависит от направления его распространения. Для обыкновенного луча

$$n_0 = \frac{c}{\nu_0},\tag{3}$$

где v₀ – скорость обыкновенного луча в кристалле.

Луч *BD* называется *необыкновенным лучом* (*e*). Показатель преломления кристалла n_e для необыкновенного луча зависит от направления распространяющегося луча, и, следовательно, в различных направлениях по отношению к оптической оси кристалла необыкновенный луч в кристалле распространяется с различными скоростями. Для необыкновенного луча

$$n_c = \frac{c}{\nu_e},\tag{4}$$

где v_e – скорость необыкновенного луча в кристалле.

Для луча, распространяющегося вдоль оптической оси, $n_0 = n_e$ и $v_0 = v_e$. Значение n_e наиболее сильно отличается от n_0 для направления, перпендикулярного оптической оси.

Оба вышедших из кристалла луча поляризованы. Колебания вектора \vec{E} в луче *BD* совершается в плоскости главного сечения кристалла (луч отмечен черточками), а в луче *BC* – в плоскости, перпендикулярной главному сечению (луч отмечен точками). Свойства обоих лучей, вышедших из кристалла, за исключением направления поляризации, абсолютно одинаковы.

Волновой поверхностью в кристалле называется геометрическое место концов векторов \vec{v} лучевой скорости волны, проведенных из некоторой точки *S* кристалла (*S* – точечный источник света) во всевозможных направлениях. Волновой поверхностью обыкновенного луча ($v_0 = \text{const}$) является сфера, необыкновенного луча ($v_e \neq \text{const}$) – эллипсоид вращения (см. рис. 4).



Рис. 4

Эллипсоид и сфера касаются друг друга в точках их пересечения с оптической осью O_1O_2 . Если $v_e < v_0$ ($n_e > n_0$), то эллипсоид необыкновенного луча вписан в сферу обыкновенного луча и одноосный кристалл называется оптически положительным (кварц, каломель, киноварь, др., рис. 4, *a*). Если $v_e > v_0$ ($n_e < n_0$), то эллипсоид описан вокруг сферы и одноосный кристалл называется оптически

отрицательным (исландский шпат, турмалин, апатит, др., рис. 4, б). Чтобы использовать поляризованные лучи для технических целей, их надо отделить один от другого.

Это осуществляется в призме Николя, изготовленной из двух половин кристалла исландского шпата, склеенных вдоль линии AA' канадским бальзамом. Оптическая ось O_1O_2 составляет с входной гранью кристалла угол 48°. На передней грани призмы (рис. 5) луч света разделяется на два: обыкновенный ($n_0 = 1,66$) и необыкновенный (n_e = 1,51). Показатель преломления канадского бальзама n = 1,55. При соответствующем подборе угла падения, равного предельному или больше его, обыкновенный луч испытывает полное отражение (канадский бальзам для него является средой оптически менее плотной), а затем поглощается зачерненной боковой поверхностью BA'. Необыкновенный луч выходит из кристалла параллельно падающему лучу, незначительно смещенному относительно него, ввиду преломления на наклонных гранях АВ и

СА полностью поляризованным.



Устройства, при помощи которых получают поляризованный свет, называют поляризаторами. В некоторых кристаллах одна из преломленных волн поглощается больше, чем другая (явление дихроизма). Турмалин, например, поглощает обыкновенную волну почти полностью в слое толщиной 1 мм. Явление дихроизма положено в основу действия поляроидов, одного из видов поляризаторов. Используемые в лаборатории поляроиды представляют собой обычно тонкие целлулоидные пленки с введенными в них одинаковым образом ориентированными кристалликами сульфата йодистого хинина. В таких поляроидах одна из плоскополяризованных волн поглощается при толщине пленки около 0,1 мм. Пленка защищена от механических повреждений и действия влаги пластинками из стекла.

Для анализа степени поляризации света применяются устройства, называемые анализаторами, в качестве которых используются те же самые поляризаторы (диэлектрики, призмы Николя, поляроиды).

Если пропустить естественный свет через поляризатор и анализатор, главные плоскости которых образуют угол φ , то согласно закону Малюса интенсивность *I* света (т.е. – средняя по времени энергия излучения, переносимая световой волной в единицу времени через поверхность единичной площади), прошедшего через анализатор, пропорциональна квадрату косинуса угла φ между плоскостями поляризатора и анализатора:

$$I = I_0 \cdot \cos^2 \varphi \,, \tag{5}$$

где I_0 – интенсивность света, прошедшего через поляризатор, составляющая половину интенсивности естественного света, т.е.

$$I_0 = \frac{1}{2} I_{ecm} \,. \tag{6}$$

Тогда закон Малюса перепишется в виде

$$I = \frac{1}{2} I_{ecm} \cdot \cos^2 \varphi \,. \tag{7}$$

При $\varphi = 0$ (николи параллельные) интенсивность прошедшего света максимальна и равна I_0 . При $\varphi = 90^{\circ}$ (николи скрещены) свет, вышедший из поляризатора, не проходит через анализатор и интенсивность его I равна нулю.

2. ОПИСАНИЕ РАБОЧЕЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ

В данной работе изучается распределение механических напряжений в прозрачных моделях балок и проверяется закон Малюса.

В основе метода исследования внутренних напряжений в твердых телах лежит явление интерференции поляризованных волн, т.е. явление их наложения, результатом которого является усиление или ослабление результирующей волны в зависимости от соотношения между фазами этих волн.

Две поляризованные волны при наложении друг на друга могут интерферировать только в том случае, когда: 1) волны когерентны, т.е. разность их фаз остается постоянной во времени; 2) плоскости колебаний в обеих волнах совпадают.

Обыкновенная волна (o) и необыкновенная (e), возникающие при двойном лучепреломлении из естественного света, не когерентны, так как они возникают при излучении различных групп несвязанных атомов. Обыкновенная и необыкновенная волны, возникающие из одной и той же поляризованной волны, когерентны. Если из двух таких волн с помощью анализатора выделить составляющие, в которых вектор \vec{E} колеблется в одной плоскости, то такие волны будут интерферировать обычным образом.

Оптическая схема получения интерференции поляризованных лучей изображена на рис. 6.



Рис. 6

Из поляроида-поляризатора Π выходит плоскополяризованная волна, которая попадает на деформируемый образец B. Под действием механических напряжений этот образец становится анизотропным и падающая на него поляризованная волна раздваивается на обыкновенную и необыкновенную. На анализатор A, таким образом, падают когерентные обыкновенные и необыкновенные волны. Направления колебаний в них вектора \vec{E} обозначены стрелками и точками (см. рис. 6).

Анализатор *A* выделяет из этих волн те, колебания вектора \vec{E} в которых происходят в одной плоскости. Анализатор *A* «приводит к одной плоскости колебания вектора \vec{E} падающих на него волн».

Эти волны затем интерферируют между собой. В результате интерференции возникает картина в виде цветных полос, по характеру которой можно судить о распределении напряжений внутри прозрачного тела.

При одностороннем сжатии (или растяжении образца) направление сжатия является оптической осью. Если падающие на образец *В* лучи перпендикулярны к оптической оси образца, то разность показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волн пропорциональна нормальному напряжению σ , т.е. силе, приходящейся на единицу площади *S*:

$$n_0 - n_e = k \frac{F}{S} = k\sigma, \qquad (8)$$

где n_e и n_0 – показатели преломления образца для обыкновенной и необыкновенной волн; F – деформирующая сила.

Если деформации происходят в пределах выполнимости закона Гука, то вышеописанное явление называется фотоупругостью. Коэффициент пропорциональности *k*, характеризующий упругие свойства вещества, носит название константы фотоупругости.

Так как показатели преломления обыкновенной n_0 и необыкновенной n_e волн различны, то эти волны проходят различные оптические пути: $n_0 \cdot d$ и $n_e \cdot d$, где d – толщина пластинки. Оптическая разность хода, приобретаемая волнами по выходе из образца, оказывается пропорциональной механическому напряжению σ :

$$\delta = d(n_0 - n_e) = k\sigma d . \tag{9}$$

Метод фотоупругости получил в настоящее время широкое применение в промышленности и с успехом используется для исследования напряжений в сложных конструкциях из непрозрачных материалов, например металлов, бетона, дерева. С этой целью из прозрачного вещества (стекла или плексигласса) изготавливают уменьшенную модель изучаемой конструкции и на этой модели исследуют характер и распределение напряжений. Полученные данные полностью относятся к изучаемой непрозрачной конструкции. Это позволяет значительно сократить предварительный расчет новых конструкций.

В данной работе исследование напряжений в прозрачных моделях проводится при помощи полярископа ПКС-56, внешний вид которого представлен на рис. 7. Пучок световых лучей из осветителя 1, пройдя поляризатор 2, выходит из него плоскопараллельным пучком и падает на исследуемый прозрачный образец 3, установленный на подставку 4, помещенную внутри корпуса полярископа. Корпус полярископа 7 представляет собой ящик без стенок, вместо которых на боковых стержнях подвешены две шторки. Если в образце имеются внутренние деформации, то обыкновенный и необыкновенный лучи, вышедшие из образца 3, имеют оптическую разность хода, которая зависит от приложенного напряжения см. формулу (9).



Рис. 7

Анализатор 5 приводит колебания вектора \vec{E} падающих на него обыкновенного и необыкновенного лучей к одной плоскости, в результате чего происходит интерференция света. Картина интерференции наблюдается в окуляр 6.

Поляризатор и анализатор состоят из поляроидной пленки, заключенной между двумя стеклами.

3. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ Задание А. Наблюдение картины распределения механических напряжений



1. Включают лампу осветителя в сеть переменного тока.

3. Исследуемый образец устанавливают в пресс для сжатия, не зажимая его (рис. 8), и помещают его между поляризатором и анализатором. Наблюдают в окуляр 6 положение образца. Затем дают нагрузку (деформация сжатия), для чего завинчивают винт C.

4. Рассматривают картину интерференции и зарисовывают изохроматические линии.

5. Такие же действия производят с другими моделями.

Задание В. Проверка закона Малюса

Проверка закона Малюса проводится на установке, оптическая схема которой изображена на рис. 9.



Рис. 9 S – источник света; Π – поляризатор; A – анализатор; O_1O_2 – ось вращения анализатора; D – матовое стекло; $\Phi \Im$ – фотоэлемент; G – гальванометр.

Анализатор A может вращаться вокруг оси O_1O_2 (см. рис. 9). Поворачивая анализатор, изменяем интенсивность света, падающего на фотоэлемент $\Phi Э$, соединенный с гальванометром. В зависимости от интенсивности света сила фототока I_{ϕ} будет меняться. Для проверки закона Малюса снимают зависимость силы фототока I_{ϕ} от квадрата косинуса угла ϕ .

1. Включают установку в сеть переменного тока.

2. Снимают крышку с фотоэлемента и помещают его вплотную к окуляру.

4. Устанавливают на лимбе анализатора угол $\alpha = 90^{\circ}$, что соответствует углу $\varphi = \alpha - \frac{\pi}{2} = 0^{0}$ и максимальному значению фотото-

ка.

5. Поворачивая анализатор, через каждые 30° снимают зависимость силы тока от угла поворота анализатора. Отсчеты производят от 0° до 360°. Результаты измерений заносят таблицу.

			Таблица	pesymetatob
α,°	φ,°	cos φ	$\cos^2 \varphi$	<i>I</i> _φ , μΑ
90	0			
120	30			
150	60			
180	90			
210	120			
240	150			
270	180			
300	210			
330	240			
360	270			

Таблица результатов

7. Выполняют диаграмму зависимости силы фототока от $\cos^2 \varphi$.

4. ВОПРОСЫ ДЛЯ ДОПУСКА К РАБОТЕ

1. Сформулируйте цель работы.

2. В чем заключается явление поляризации света?

3. В чем различие естественного света от поляризованного?

4. В чем заключается явление фотоупругости?

5. Сформулируйте закон Малюса.

6. Опишите порядок проведения работы.

5. ВОПРОСЫ ДЛЯ ЗАЩИТЫ РАБОТЫ

1. Виды поляризации. Определение плоскополяризованной волны?

2. Явление двойного лучепреломления. Его суть.

3. Свойства обыкновенного и необыкновенного лучей.

4. Волновая поверхность в кристалле. Оптически положительные и оптически отрицательные одноосные кристаллы.

5. Интерференция поляризованных лучей.

6. Призма Николя.

7. Практическое использование метода фотоупругости.

8. Критические замечания к рабочей установке и методу измерений.

Рекомендуемая литература

1. Трофимова Т.И. Курс физики: учебное пособие для вузов. – М.: Академия, 2006. – 560 с.

2. Детлаф А.А., Яворский В.М. Курс физики: учебное пособие для втузов. – М.: Академия, 2008. – 720 с.

3. Савельев И.В. Курс общей физики: учеб. пособие для студентов вузов в 3 т. : Т.2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика – Лань, 2011. - 496 с.

Лабораторная работа № 67

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕ-ТА ПРОЗРАЧНЫХ ТЕЛ

Цель работы: изучение работы лабораторного фотометра ЛМФ-72; измерение коэффициентов поглощения света просвинцованного стекла и оргстекла; анализ диаграммы полученных результатов.

Приборы и принадлежности:

Лабораторный фотометр ЛМФ-72, набор исследуемых образцов.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Из опытов известно, что по мере распространения световой волны в веществе ее интенсивность постепенно уменьшается. Это явление называется поглощением света в веществе (абсорбцией света). Поглощение света связано с преобразованием энергии электромагнитного поля волны в другие виды энергии. Согласно электронной теории взаимодействие света и вещества сводится к взаимодействию электромагнитного поля световой волны с атомами и молекулами вещества. Электроны, входящие в состав атомов, могут колебаться под действием переменного электрического поля световой волны. Часть энергии световой волны затрачивается на возбуждение колебаний электронов. Частично энергия колебания электронов вновь переходит в энергию светового излучения, а также и в другие формы энергии, например в энергию теплового движения.

Поглощение света можно в общих чертах описать с энергетической точки зрения, не входя в детали механизма взаимодействия световых волн с атомами и молекулами поглощающего вещества.

Пусть монохроматическая волна интенсивности I_0 падает на плоский слой вещества толщиной ℓ (рис. 1). Разобьем этот слой на ряд элементарных слоев с толщиной dx (см. рис. 1). Интенсивность волны, подошедшей к слою, лежащему на глубине x, обозначим I_x . Интенсивность света dI_x , поглощенного слоем dx, пропорциональна падающему на этот слой свету I_x и толщине слоя dx. Учитывая, что интенсивность по мере углубления в вещество уменьшается, имеем $-dI_x = \alpha I_x dx$, (1)

71



где α – коэффициент поглощения, зависящий от частоты падающей волны (или длины волны).

Знак «минус» означает убыль энергии световой волны. Интегрируя уравнение (1), получим

$$\int_{I_0}^{I} \frac{dI_x}{I_x} = -\int_{0}^{l} \alpha \cdot dx, \qquad (2)$$

$$\ln I - \ln I_0 = -\alpha \cdot l , \qquad (3)$$

 $I = I_0 e^{-\alpha l}$ – закон Бугера, (4)

где *I* – интенсивность света, вы-

шедшего из поглощающего вещества.

Формула (4) справедлива только для монохроматического света, так как коэффициент поглощения зависит от длины волны λ (или частоты). Коэффициент поглощения света α – величина, обратная толщине слоя, при прохождении которого интенсивность убывает в «*e* » раз.

Обычно поглощение носит селективный избирательный характер, т.е. свет различных длин волн поглощается различно. Так как длина волны определяет цвет света, то, следовательно, лучи различных цветов поглощаются в данном веществе по-разному. Прозрачными неокрашенными телами являются тела, дающие малое поглощение света всех длин волн, относящихся к интервалу видимых лучей. Так, стекло поглощает в слое толщиной в 1 см лишь около 1 % проходящих через него видимых лучей. То же стекло сильно поглощает ультрафиолетовые и далекие инфракрасные лучи.

Цветными прозрачными телами являются тела, обнаруживающие селективность поглощения в пределах видимых лучей. Например, «красным» является стекло, слабо поглощающее красные и оранжевые лучи и сильно поглощающее зеленые, синие и фиолетовые. Если на такое стекло падает белый свет, представляющий собой смесь волн различных длин, то через него пройдут лишь более длинные волны, вызывающие ощущение красного цвета, более же короткие волны будут поглощены. При освещении того же стекла зеленым или синим светом оно покажется «черным», так как стекло поглощает эти лучи.



Зависимость $\alpha = f(\lambda)$ представляет собой кривую с рядом максимумов, которые, в свою очередь, представляют собой полосы поглощения веществом света для определенного интервала длин волн (рис. 2).

Для вычисления коэф-

фициента поглощения прологарифмируем формулу (4) и решим относительно α:

$$\ln \frac{I}{I_o} = -\alpha \cdot l , \qquad (5)$$

$$\tau = \frac{I}{I_0},\tag{6}$$

где τ – коэффициент пропускания, равный отношению интенсивности света *I*, прошедшего слой вещества, к интенсивности света *I*₀, падающего на этот слой.

С учетом (6) формула (5) перепишется в виде:

$$\ln \tau = -\alpha \cdot l \quad \text{или} \quad 2,3 \, \lg \tau = -\alpha \cdot l \,, \tag{7}$$

$$\alpha = -\frac{2.3 \cdot \lg \tau}{l} \,. \tag{8}$$

Оптическая плотность вещества *D* равна логарифму величины, обратной коэффициенту пропускания:

$$D = \lg \frac{I_o}{I} = \lg \frac{l}{\tau}.$$
(9)

С учетом (9) коэффициент поглощения равен

$$\alpha = \frac{2,3}{l} \cdot D \,. \tag{10}$$

Для различных веществ численное значение коэффициента поглощения α различно и колеблется в широких пределах.

В качестве примера приводим коэффициенты поглощения видимых лучей, которые определяются следующими величинами:
(0,01-0,03) см⁻¹ – для стекла (в зависимости от сорта); 0,001 см⁻¹ – для воды; (2–4)·10⁻¹ см⁻¹ – для воздуха (в зависимости от влажности).

В данной работе измерение коэффициента поглощения света твердыми телами выполняется с помощью фотометра ЛМФ-72.

2. ОПИСАНИЕ РАБОЧЕЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ

Фотометр лабораторный ЛМФ-72 предназначен для измерения коэффициентов пропускания, оптической плотности жидкостных растворов и твердых тел, а также определения концентрации растворов графическим методом.

Прибор может быть использован для массовых анализов по определению содержания различных элементов в условиях исследовательских, заводских и агрохимических лабораторий.



Рис. 3

1 – клавиша «сеть»; 2 – сигнальная лампа; 3 – флуориметр;

4 – расширитель; 5 – род работы; 6 – крышка; 7 – щель для установки сменных фильтров; 8 – шкала измерительного прибора.

Внешний вид фотометра изображен на рис. 3. Лабораторный фотометр ЛМФ-72 выполнен по однолучевой схеме с модуляцией светового потока и непосредственным отсчетом.

Оптическая схема прибора представлена на рис. 5.



Рис. 5

При измерении коэффициента пропускания τ световой поток от лампы 1 проходит через конденсор 2, 3 параллельным пучком через регулируемую щель 4, светофильтр 5, обтюратор модуля 7 и кювету с измеряемой жидкостью 8 и попадает на светоприёмник 10. Стекла 6 защищают элементы оптической схемы от воздействия на них капель и паров измеряемой среды; шторка 9 предохраняет светоприёмник от засветки посторонним светом.

На лицевой панели прибора (см. рис. 3) размещены ручки управления прибором и глазок индикации 2 включения прибора. На горизонтальной поверхности прибора расположена щель 7 установки сменных светофильтров и откидная крышка 6 кюветной камеры. На наклонной части фотометра размещен показывающий прибор, под ним – номограмма 8 пересчета коэффициента пропускания т в оптическую плотность *D*.

3. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Включите прибор в сеть с напряжением 220 В.

2. Установите в прибор сменный интерференционный светофильтр № 3 (зеркальная поверхность светофильтра должна находиться слева, т.е. со стороны источника света).

3. Закройте крышку кюветного блока.

4. Перекройте оптический канал, выдвинув на себя ручку «род работы» до упора.

5. Вращением против часовой стрелки установите ручку «чувствительность, грубо, точно» в крайнее положение.

6. Вращением по часовой стрелке установите ручку «установка 0, грубо» в крайнее положение.

7. Нажмите кнопку «сеть».

8. Через 5-10 минут приведите стрелку показывающего прибора к отметке «0» вращением ручки «установка 0, точно».

9. Задвиньте ручку «род работы» до упора и вращением ручки «установка 100» передвиньте стрелку показывающего прибора на отметку «100».

10. Нажмите кнопку «расширитель» и вращением ручки «установка 0, грубо» установите показания прибора на 20-25 делений.

11. Вращением ручки «чувствительность грубо, точно» верните стрелку прибора к отметке «100».

12. Измерения на приборе начинайте спустя 30 минут после его включения в сеть. При замене светофильтра в процессе работы измерения рекомендуется проводить не ранее, чем через 5 минут.

13. При измерении коэффициента пропускания отключите кнопки «флуориметр» и «расширитель», а ручку «род работы» задвиньте в прибор до упора.

14. Поставьте образец в рамку прибора, открыв крышку.
15. Установите светофильтр № 3 зеркальной поверхностью в сторону лампы.

16. Закройте крышку кюветного отделения и по шкале показаний прибора определите коэффициент пропускания т.

17. По номограмме, расположенной под измерительной шкалой прибора, для данного значения т определите величину оптической плотности D.

18. Меняя номера фильтров, определите оптическую плотность стекол *D* для определенных длин волн.

Микрометром измерьте толщину исследуемого образца.
 По формуле (10) вычислите значения коэффициентов по-

глощения α.

21. Опыт повторите с образцом 2. Результаты измерений и вычислений занесите в таблицу.

Таблица результатов

№ светофильтра	2	λ, τ	D	$\alpha_1,$	α_2, μ
	λ,	образец	образец	CM^{-1}	См 1

	НМ	1	2	1	2	
1	3					
2	80					
3	4					
4	50					
	5					
	60					
	6					
	50					

22. Постройте диаграмму зависимости $\alpha = f(\lambda)$ для каждого образца.

4. ВОПРОСЫ ДЛЯ ДОПУСКА К РАБОТЕ

- 1. Какова цель работы?
- 2. Поясните принцип действия фотометра.
- 3. Объясните механизм поглощения света.
- 4. Как найти «α» по измерениям данной работы?

5. ВОПРОСЫ ДЛЯ ЗАЩИТЫ РАБОТЫ

1. Почему коэффициент поглощения зависит от длины волны?

2. Выведите закон Бугера.

3. Почему кривые поглощения и пропускания имеют резонансный характер?

4. Расскажите о практическом использовании фотометра.

Рекомендуемая литература

1. Трофимова Т.И. Курс физики: учебное пособие для вузов. – М.: Академия, 2006. – 560 с.

2. Детлаф А.А., Яворский В.М. Курс физики: учебное пособие для втузов. – М.: Академия, 2008. – 720 с.

3. Ландсберг Г.С. Оптика: учеб. пособие для вузов. –М.: Физматлит, 2006.- 848 с.

Лабораторная работа № 69

ОПРДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ СТЕФАНА-БОЛЬЦМАНА И ПОСТОЯННОЙ ПЛАНКА ПРИ ПОМОЩИ ОПТИЧЕСКОГО ПИРОМЕТРА

Цель работы: изучение работы оптического пирометра и измерение с его помощью температуры нагретого тела; определение постоянной, в законе Стефана-Больцмана и расчёт постоянной Планка.

Приборы и принадлежности: пирометр с исчезающей нитью, лампа с вольфрамовой нитью, ваттметр, трансформатор.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Тепловым или температурным излучением называется электромагнитное излучение нагретых тел, для которого источником энергии является возбуждение атомов и молекул при их хаотическом тепловом движении. Это излучение имеется при всех температурах, отличных от абсолютного нуля. Интенсивность теплового излучения и его спектральный состав зависят от температуры, химической природы и агрегатного состояния нагретого тела. Тепловое излучение характеризуется сплошным спектром, положение максимума которого зависит от температуры. При высоких температурах излучаются короткие (видимые и ультрафиолетовые) электромагнитные волны, при низких – преимущественно длинные (инфракрасные).

Тепловое излучение относится к равновесному. Если на тело падает поток лучистой энергии, то часть этого потока поглощается телом. В равновесном состоянии энергия, поглощаемая телом, теряется им путем излучения, поэтому температура тела не изменяется.

Основными характеристиками теплового излучения являются энергетическая светимость $R_{\rm r}$, лучеиспускательная способность $r_{\rm v,T}$

Основными характеристиками теплового излучения являются энергетическая светимость $R_{\rm r}$, лучеиспускательная способность $r_{\rm v,T}$ $(r_{\lambda,T})$, лучепоглощательная способность $a_{\rm v,T} (a_{\lambda,T})$.

Энергетическая светимость тела $R_{\rm T}$ – это полная энергия, испускаемая единицей площади поверхности нагретого тела в единицу времени в интервале длин волн (частот) от 0 до ∞ при температуре T (в пределах телесного угла 2π):

$$R_T = \frac{W}{S \cdot t} \,. \tag{1}$$

Лучеиспускательная (излучательная) способность (спектральная плотность энергетической светимости) $r_{v,T}$ ($r_{\lambda,T}$) — это доля энергетической светимости, приходящаяся на единичный интервал длин волн (частот) при температуре *T*:

$$r_{\lambda,T} = \frac{dR_{\lambda T}}{d\lambda} \quad \text{if } r_{\nu,T} = \frac{dR_{\nu T}}{d\nu} \,. \tag{2}$$

Эта величина является функцией длины волны (частоты) и температуры и определяет энергетическую светимость $R_{\rm T}$:

$$R_T = \int_0^\infty r_{\lambda T} \, d\lambda = \int_0^\infty r_{VT} \, dV \,. \tag{3}$$

Лучепоглощательная способность тела $a_{v,T}(a_{\lambda,T})$ показывает, какая часть энергии, падающей на единицу площади поверхности тела в единичном интервале длин волн $d\lambda$ (частот dv), поглощается им при температуре *T*:

$$a_{\lambda,T} = \frac{dW_{\Pi O \Gamma \Pi}}{dW_{\Pi a \Pi}}, \qquad (4)$$

где $dW_{\text{погл}}$ – энергия, поглощенная единицей площади поверхности тела в единичном интервале длин волн $d\lambda$ (частот dv); $dW_{\text{пад}}$ – энергия, падающая на единицу площади поверхности тела в единичном интервале длин волн $d\lambda$ (частот dv).

Лучеиспускательная $r_{\lambda,T}$ и лучепоглощательная $a_{\lambda,T}$ способности зависят не только от длины волны (частоты) излучения и температуры тела, но и от химического состава, формы и состояния поверхности тела.

Тело, поглощающее всю падающую на него энергию, называется абсолютно черным (а.ч.т). В природе не существует абсолютно



черного тела. Но тело, близкое к нему по своим свойствам, можно создать искусственно.

Моделью а.ч.т., по В.А. Михельсону, может служить маленькое отверстие в стенке полости, сделанной из любого материала (см.

Рис. 1 рис. 1). Луч, падающий извне на отверстие,

попадает внутрь полости и

прежде чем выйти

обратно наружу испытывает многократное отражение от стенок, теряя энергию за счет поглощения. Поэтому интенсивность выходящего обратно луча будет практически равна нулю. Это отверстие полностью поглощает все падающие на него лучи и является а.ч.т. Приближенно а.ч.т. можно считать сажу, платиновую чернь. Лучепоглощательная способность абсолютно черного тела равна единице ($\alpha_{vT} = 1$).

Для разных тел величины лучеиспускательной и лучепоглощательной способностей при одинаковых условиях резко отличаются, но отношение лучеиспускательной способности к поглощательной для любых тел при одинаковой температуре Т не зависит от их природы и является универсальной функцией длины волны (частоты) и температуры (закон Кирхгофа):

$$\left(\frac{r_{VT}}{a_{VT}}\right)_{A} = \left(\frac{r_{VT}}{a_{VT}}\right)_{B} = \left(\frac{r_{VT}}{a_{VT}}\right)_{C} = \dots = f(v,T),$$
(5)

где *f* (v, *T*) – функция Кирхгофа; *A*, *B*, *C* – различные тела.

Применим закон Кирхгофа к излучению абсолютно черного тела:

$$\frac{\varepsilon_{\nu,T}}{1} = f(\nu,T),\tag{6}$$

где $\varepsilon_{v,T}$ – лучеиспускательная способность а.ч.т. Следовательно, функция Кирхгофа f(v, T) равна лучеиспускательной способности $\varepsilon_{v,T}$ абсолютно черного тела (физический смысл функции Кирхгофа):

$$f(\mathbf{v}, T) = \varepsilon_{\mathbf{v}, T}.\tag{7}$$

Установлены следующие законы излучения абсолютно черного тела (а.ч.т.).

Закон Стефана-Больцмана: энергетическая светимость абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры, т.е.

$$R_T = \sigma T^4 \,, \tag{8}$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Дж/с·м²·К⁴ – постоянная Стефана– Больцмана.

Закон смещения Вина (первый закон): длина волны λ_0 , на которую приходится максимум спектральной плотности энергетической светимости (или максимум излучательной способности) абсолютно черного тела, обратно пропорциональна абсолютной температуре тела, т.е.

$$\lambda_0 = \frac{s}{T} \,, \tag{9}$$

где $e = 2,8978 \cdot 10^{-3}$ м·К – постоянная закона Вина.

Выражение (9) потому называют законом смещения Вина, что оно показывает смещение положения максимума функции $\varepsilon_{\lambda,T}$ по мере возрастания температуры в область коротких длин волн. Закон Вина объясняет, почему при понижении температуры нагретых тел в их спектре все сильнее преобладает длинноволновое излуче-



Рис. 2

ние (например, переход белого каления в красное при остывании металла).

На рис. 2 изображены кривые распределения энергии излучения по длинам волн в спектре абсолютно черного тела при различных температурах. Площади, ограниченные кривыми и осью абсцисс, определяют энергетическую светимость $R_{\rm T}$ абсолютно черного тела (при $T_1 > T_2 \quad \lambda_{01} < \lambda_{02}$).

Второй закон Вина: максимальная излучательная способность абсолютно черного тела прямо пропорциональна пятой степени его абсолютной температуры, т.е.

$$\left(\varepsilon_{\nu T}\right)_{\max} = e^{/} \cdot T^5, \tag{10}$$

где $e' = 1,29 \cdot 10^{-5} \text{ Br/(m^3 \cdot K^5)}.$

Для объяснения законов теплового излучения М. Планк в 1900 г. высказал гипотезу, что испускание энергии электромагнитного излучения атомами и молекулами возможно только отдельными «порциями», которые стали называться квантами энергии є. Величина кванта энергии равна

$$\varepsilon = h \nu \,, \tag{11}$$

где $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка; v – частота колебаний.

Планк на основе квантовых представлений вывел аналитическое выражение для универсальной функции Кирхгофа. Эта функция, получившая название функции Планка, имеет следующий вид:

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{h\nu/\kappa T} - 1},$$
(12)

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1},\tag{13}$$

где c – скорость света в вакууме; k – постоянная Больцмана; v, λ – частота и длина волны; h – постоянная Планка; e – основание натуральных логарифмов.

Интегрируя функцию Планка (12) по всему спектру излучения, получим закон Стефана-Больцмана:

$$R_T = \int_0^\infty \frac{2\pi v^2}{c^2} \cdot \frac{hv}{e^{hv/kT} - 1} dv = \sigma T^4, \quad \text{где } \sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3}$$

Если взять производную по λ от функции Планка (13) и приравнять ее к нулю, то тогда можно найти длину волны λ_0 , при которой функция $\varepsilon_{\lambda,T}$ имеет максимум, т.е. получим закон смещения Вина.

Рассмотренные закономерности излучения абсолютно черного тела качественно справедливы и для тел, не являющихся абсолютно черными. Например, энергетическая светимость серого тела $R_T = a\sigma T^4$, где α – коэффициент, который меньше единицы и который зависит от состояния поверхности, формы и химического состава тела.

2. ОПИСАНИЕ РАБОЧЕЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ

Если излучение происходит в среде, имеющей температуру T_0 , то по закону Стефана-Больцмана можно определить отдачу телом тепла в единицу времени с единицы площади поверхности:

$$R_T - R_{T_0} = \sigma \left(T^4 - T_0^4 \right) = \frac{Q}{S \cdot t} \quad , \tag{14}$$



Рис. 3

1 – тубус объектива зрительной трубы; 2 – тубус окуляра зрительной трубы; 3 – кольцо реостата; 4 – шкала вольтметра; 5 – красный светофильтр; 6 – дымчатый светофильтр; 7 – винт вертикального перемещения прибора; 8 – винт горизонтального перемещения прибора.

Измерение температуры тела в данной работе производится при помощи оптического пирометра с исчезающей нитью. Оптический пирометр применяется в различных отраслях промышленности. Пределы измерения температур 700...2 000 °С.

Внешний вид пирометра изображен на рис. 3. Комплект оптического пирометра с исчезающей нитью состоит из зрительной трубы, вольтметра и аккумулятора (заменен блоком питания).

Оптическая схема пирометра с исчезающей нитью представлена на рис. 4.

В фокусе объектива *1* (см. рис. 4) помещена электрическая лампочка *2* с нитью в виде петли. При помощи окуляра *3* наблюдается нить лампы и совмещенное с ней (при помощи объектива) изображение поверхности нагретого тела (источник света).



Рис. 4

При пользовании пирометром сравнение яркости происходит в ограниченной области спектра. Для получения монохроматического излучения в трубе окуляра помещены светофильтры. При измерениях температур до 900 °С светофильтрами не пользуются, в интервале 900...1 200 °С пользуются красным светофильтром 5 ($\lambda = 660$ нм).

Ослабляющий дымчатый светофильтр 6 вводится в поле зрения при измерении температуры свыше 1 200 и до 2 000 °С поворотной накатанной головкой 6. Этот светофильтр служит для выбора предела измерения; при невведенном светофильтре 6 отсчет измерений температуры производят по шкале 800...1 400 °С показывающего прибора, а при введенном – по шкале 1 200...2 000 °С.

Светофильтр считается введенным, когда совпадает белая указательная точка (индекс) на головке 6 с цифровым индексом «20» на корпусе прибора; не введенным – когда взаимно смешаны индексы на головке и корпусе на четверть полного оборота головки (см. рис. 3).

Лампочка 2 питается током от аккумуляторной батареи. Накал нити регулируется реостатом R посредством кольца 3, находящегося в передней части трубы 2 пирометра (см. рис. 3). При помощи реостата накал нити лампы меняется так, что нить на фоне излучающей поверхности исчезает. Этому моменту соответствует совпадение температуры нити лампочки и исследуемой поверхности. Температуру нити отсчитывают по вольтметру пирометра, проградуированному в градусах Цельсия. Шкала прибора градуирована по излучению абсолютно черного тела. Если излучаемое тело не является черным, то пирометр показывает температуру T такого черного тела, яркость которого одинакова с яркостью данного тела. Величина T называется яркостной температурой данного тела ($T_{\rm ярк}$).

Если исследуемая поверхность не является а.ч.т., то для определения действительной температуры T необходимо вводить поправку ΔT :

$$T = T_{\mathcal{R}\mathcal{D}\mathcal{K}} + \Delta T \,. \tag{15}$$

Эта поправка определяется по диаграмме (рис. 5).



Для данной температуры $t_{\rm spk}$, которая соответствует показаниям вольтметра пирометра, определяют поправку Δt . Действительная температура исследуемой поверхности равна

$$t = t_{\rm SDK} + \Delta t \;. \tag{16}$$

Окончательно

$$T = t + 273^0 \tag{17}$$

где *Т* – действительная температура по шкале Кельвина.

Рис. 5

Задачей данной работы является нахождение численного значения постоянной Стефана-Больцмана о и вычисление постоянной Планка.

В нашей работе нагретым телом, тепловое излучение которого используется для определения о, служит вольфрамовая нить лампочки накаливания. Для поддержания нити в нагретом состоянии к лампе подводится мощность

$$P = IU.$$

где *I* – ток, текущий через лампу; *U* – напряжение, под которым находится лампа.

Приравнивая эту мощность количеству энергии в соответствии с законом Стефана-Больцмана (14), получают:

$$P = \sigma S \left(T^4 - T_0^4 \right), \tag{18}$$

где *S* – общая поверхность раскаленного волоска. Из формулы (18):

$$\sigma = \frac{P}{S \cdot \left(T^4 - T_0^4\right)},\tag{19}$$

где *P* – мощность, определяемая ваттметром; *T* – температура вольфрамовой нити; *T*₀ – температура среды.

По формуле (19) определяют **о**. Постоянную Планка *h* определяют из формулы

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3},$$
(20)

полученной в квантовой теории теплового излучения, где k – постоянная Больцмана; c – скорость распространения света в вакууме. Из формулы (20)

$$h = \sqrt[3]{\frac{2\pi^5 k^4}{15c^2\sigma}},$$
 (21)

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К; $c = 3 \cdot 10^8$ м/с; σ – постоянная Стефана-Больцмана, определяемая по формуле (19).

3. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Собирают электрическую цепь (рис. 6), но не замыкают ее.

2. Подключают к блоку питания, соединяя клеммы пирометра с одноименными клеммами блока питания.



Рис. 6

3. Перемещая окуляр пирометра, устанавливают его так, чтобы стала отчетливо видна нить пирометрической лампы. Глядя через оптическую систему пирометра на лампу накаливания, с помощью объектива получают резкое изображение спирали этой лампы.

4. Замыкают цепь лампы накаливания (см. рис. 6) и, вращая рукоятку автотрансформатора, доводят нить лампы до раскаленного состояния, устанавливая по ваттметру нужное значение мощности.

5. Медленно вращая кольцо пирометра, изменяют яркость нити



пирометра до тех пор, пока средний участок нити эталонной лампы (см. рис. 7) не сравняется с яркостью нити испытуемой лампы (их яркости станут одинаковыми и поэтому нити станут трудноотличимыми). В этот момент производят отсчет по нижней шкале пирометра значения яркостной температуры нити лампы. 7. Так как волосок лампочки накаливания не является абсолютно черным телом, то для определения действительной температуры вводят поправку Δt , которую определяют по диаграмме (см. рис. 5).

8. Опыт повторяют три раза для различных значений мощности *P*. Полученные данные заносят в таблицу результатов 1.

				Таоли	ща рез	ультатов т
Р	t _{ярк}	Δt	t _o	T_o	Т	S
Bm	⁰ С	^о С	⁰ С	К	К	мм ²

9. По формуле (19) вычисляют постоянную Стефана-Больцмана и затем находят ее среднее значение.

10. Используя формулу (21), по найденному среднему значению величины $\langle \sigma \rangle$ подсчитывают постоянную Планка $\langle h \rangle$.

11. Результаты расчётов записывают в таблицу результатов 2. Таблица результатов 2

σ	$\langle \sigma angle$	$\left< h \right>$	$\langle \Delta \sigma angle$	$\left< \Delta h \right>$
$\frac{Bm}{2}$	$\frac{Bm}{2}$	Дж · с	$\frac{Bm}{2}$	<i>Дж∙с</i>
$M^2 K^4$	$M^2 K^4$		$M^2 K^4$	

12. Оценивают погрешность результата измерений величин:

$$\langle \Delta \sigma \rangle = \langle \sigma \rangle - \sigma_{ma \delta \pi}, \qquad \langle \Delta h \rangle = \langle h \rangle - h_{ma \delta \pi},$$

где $\sigma_{ma \delta \pi} = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{Bm}{M^2 K^4}, \quad h_{ma \delta \pi} = 6,63 \cdot 10^{-34} \, \mathcal{Д} \mathcal{H} \mathcal{H} \cdot c.$

4. ВОПРОСЫ ДЛЯ ДОПУСКА К РАБОТЕ

1. Сформулируйте цель работы.

2. Опишите экспериментальную установку и порядок выполнения работы.

3. Сформулируйте закон Стефана-Больцмана и поясните физический смысл величин, входящих в него.

4. Запишите рабочие формулы для определения постоянной Стефана-Больцмана и постоянной Планка

5. ВОПРОСЫ ДЛЯ ЗАЩИТЫ РАБОТЫ

1. Дайте определение основным спектральным характеристикам теплового излучения.

2. Сформулируйте закон Кирхгофа и поясните физический смысл величин, входящих в него.

3. Объясните физический смысл постоянной σ.

4. Запишите функцию Планка. Выведите закон Стефана-Больцмана.

5. Объясните практическое использование оптического пирометра.

Рекомендуемая литература

1. Трофимова Т.И. Курс физики: учебное пособие для вузов. – М.: Академия, 2006. – 560 с.

2. Детлаф А.А., Яворский В.М. Курс физики: учебное пособие для втузов. – М.: Академия, 2008. – 720 с.

3. Савельев И.В. Курс общей физики: учеб. пособие для студентов вузов в 3 т.: Т. 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твёрдого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц -Лань, 2011. -256 с. Лабораторная работа № 70

ПРИЗМЕННЫЙ МОНОХРОМАТОР

Цель работы: изучение и градуировка монохроматора, определение дисперсии и разрешающей способности призмы монохроматора.

Приборы и принадлежности: монохроматор УМ-2, ртутная лампа.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Спектральные приборы: монохроматоры, стилоскопы, спектрофотометры, спектрографы и другие – служат для получения оптических спектров, т.е. для пространственного разделения лучей различных длин волн, и являются основой экспериментальной спектроскопии.

Этот раздел оптики возник в середине XIX века в результате работ Р. Бунзена и Г. Кирхгофа, показавших, что каждый химический элемент имеет свой спектр, не совпадающий со спектрами других элементов, и, следовательно, является такой же фундаментальной характеристикой элемента, как, например, его атомная масса. Теоретические основы спектроскопии были заложены работами Н. Бора (1914 г.). Согласно атомной теории Бора закономерности в расположении линий в спектре определяются структурой электронной оболочки атома.

Современная спектроскопия как метод исследования представляет большой интерес для физики плазмы, астрофизики, квантовой электроники, так как на основе изучения спектров можно выяснить строение электронных оболочек атомов, ионов, молекул. Сверхтонкая структура линий позволяет получить сведения о некоторых свойствах атомных ядер; яркость спектральных линий, их сдвиг и уширение дают определенные сведения о свойствах среды, в которой находятся излучающие атомы.

Существуют различные способы монохроматизации света, т.е. выделения из спектра излучения источника электромагнитных

волн в интервале длин волн. Методы получения монохроматического света основаны на явлениях взаимодействия света с веществом (селективное поглощение, дисперсия) либо на свойствах распространения света в оптически неоднородных средах (интерференция, дифракция). В данной работе получение монохроматического света основано на дисперсии света – зависимости фазовой скорости света

(показателя преломления среды) от длины волны.

На границе двух сред с различными показателями преломления волны разных длин преломляются по-разному. Если суметь выделить волны определенного направления, будет осуществлена монохроматизация. Этот принцип лежит в основе работы спектрального прибора – призменного монохроматора, пространственно разделяющего лучи разных длин волн.

Принципиальная оптическая схема монохроматора представлена на рис. 1.

Схема состоит из трех основных частей: коллиматора 2–4, служащего для получения параллельного пучка лучей; диспергирующей системы 5, разлагающей немонохроматический свет в спектр; и зрительной трубы 6–8 для наблюдения спектра.



Рис. 1

Свет от источника излучения 1 проходит через конденсор 2, освещает щель 3, которая расположена в фокальной плоскости

объектива коллиматора 4, и параллельным пучком падает на диспергирующую призму 5. Призмы разлагают свет на монохроматические составляющие, и из системы призм выходят параллельные пучки лучей, соответствующие волнам определенной длины $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3,....$ Эти параллельные пучки лучей соберутся в фокальной плоскости 7 объектива 6 зрительной трубы в виде спектрального изображения щели 3. Если источником света служит лампа низкого давления, содержащая инертный газ, то спектральное изображение щели 3 будет иметь вид цветных линий, соответствующих атомному линейному спектру газа лампы. Наблюдать спектр можно через окуляр 8.

Основными характеристиками монохроматора являются дисперсия и разрешающая способность.

Угловой дисперсией D_{ϕ} монохроматора называют отношение углового расстояния $\delta \phi$ между двумя спектрально близкими монохроматическими линиями, отличающимися по длине волны на $\delta \lambda$, к $\delta \lambda$:

$$D_{\varphi} = \frac{\delta \varphi}{\delta \lambda} \,, \tag{1}$$

где δφ – угловое расстояние между спектральными линиями; δλ – разность длин волн спектральных линий.

Угловая дисперсия измеряется в радианах на нанометр (рад/нм) и определяется только свойствами призм (зависит от преломляющего угла призмы, показателя преломления n и дисперсии $dn/d\lambda$ материала призмы).

Линейной дисперсией D_l называют отношение линейного расстояния δl между двумя спектрально близкими монохроматическими линиями, отличающимися по длине волны на $\delta \lambda$, к $\delta \lambda$:

$$D_l = \frac{\delta l}{\delta \lambda} , \qquad (2)$$

где δl – расстояние между спектральными линиями λ и λ + $\delta \lambda$; $\delta \lambda$ – разность длин волн спектральных линий.

Линейная дисперсия измеряется в миллиметрах на нанометр (мм/нм). Линейная и угловая дисперсии связаны между собой. Если фокусное расстояние выходного объектива 6 (рис. 1) равно *f*, то

$$\delta l = f \cdot \delta \varphi \,, \tag{3}$$

$$D_l = f \frac{\delta \varphi}{\delta \lambda} = f \cdot D_{\varphi} \,. \tag{4}$$

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

Разрешающая способность *R* монохроматора определяет возможность прибора разделять две близкорасположенные спектральные линии с длинами волн λ_1 и λ_2 , т.е. тот наименьший интервал длин волн $\delta \lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, для которого две спектральные линии в соответствии с критерием Рэлея могут наблюдаться раздельно. Разрешающая способность прибора есть безразмерная величина:

$$R = \frac{\langle \lambda \rangle}{\delta \lambda},\tag{5}$$

где

 $(\lambda_1 + \lambda_2)/2$. При малых углах б
 ф имеем
 $\delta \phi = \lambda/B$,

где *B* – диаметр (или действующее отверстие) выходного объектива монохроматора. Из выражения (1) $\delta \phi = D_{\phi} \cdot \delta \lambda$, тогда с учетом (5) и (6)

$$R = \frac{\langle \lambda \rangle}{\delta \lambda} = BD_{\varphi} \,. \tag{7}$$

Из формулы (4) имеем $D_{\varphi} = \frac{D_l}{f}$, тогда разрешающая способ-

ность призмы монохроматора равна

$$R = \frac{B \cdot D_l}{f} , \qquad (8)$$

где f = 280 мм — фокусное расстояние выходного объектива; B = 40 мм — действующее отверстие призмы (для монохроматора УМ-2).

2. ОПИСАНИЕ РАБОЧЕЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ

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

(6)

Внешний вид монохроматора представлен на рис. 2. Монохроматор укреплён на рельсе 4, где также размещены источник света (ртутная лампа) 10 и конденсор 9, закрепленные в штативах. Смещать штативы не разрешается.



Рис. 2

1-окуляр; 2-выходная труба; 3- барабан поворота диспергирующей призмы с отсчётными делениями; 4- рельс на котором крепиться источник света 10 и конденсор 9; 5- входная щель;
6- микрометрический винт для регулировки ширины щели;
7-коллиматор; 8- диспергирующая призма; 9- конденсор;
10- источник света.

Основными частями монохроматора является коллиматор 7, диспергирующая призма 8 и выходная труба 2.

В качестве входной щели 5 коллиматора применена стандартная симметричная щель, ширина которой регулируется микрометрическим винтом 6. Щель выставлена, трогать микрометрический винт не рекомендуется.

Диспергирующая призма 8 называется призмой с постоянным углом отклонения. Эту призму можно рассматривать как совокупность двух диспергирующих: 30- и 45-градусной призм полного внутреннего отражения. Вращение призмы осуществляется с помощью поворотного барабана 3. На барабане длин волн поворотного механизма нанесены относительные деления – градусы. Отсчет читается против индекса, скользящего по спиральной канавке барабана 3. Лучи света, пройдя диспергирующую призму 8, попадают в объектив выходной трубы 2 монохроматора, который собирает их в плоскости выходной щели. Полученный в монохроматоре спектр рассматривается визуально при помощи окуляра 1. Для установки положения спектральной линии в плоскости выходной щели имеется указатель в виде треугольника (см. рис. 4). Указатель наблюдается через окуляр 1. Вывод спектральной линии на указатель производится поворотом диспергирующих призм при помощи барабана 3. При повороте барабана на одно деление (2°) система призм поворачивается на $20^{1/2}$.

Задачей данной работы является градуировка монохроматора, т.е. установление зависимости между длинами волн монохроматических пучков, проходящих через выходную щель, и соответствующими делениями шкалы барабана.

Для градуировки прибора служит ртутная лампа, установленная под кожухом. Эта лампа – мощный источник света. Во время работы в лампе развивается до 30 атмосфер, поэтому обращаться с ней следует осторожно. Лампа дает линейчатый спектр (см. рис. 3).

Все интенсивные спектральные линии отмечены на стандартном спектре крестиками.



Рис. 3

3. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЯ

Задание А. Отградуировать монохроматор.

1. Включают ртутную лампу.

2. Поворачивая барабан, просматривают через окуляр весь спектр (см. рис. 4). На рисунке 4 изображен вид поля зрения окуляра с набором спектральных линий и указателем.

3. Совмещают с указателем окуляра (рис. 4) последовательно линии ртути от красной до фиолетовой и делают отсчеты по барабану монохроматора, отмечая цвет линий.



Рис. 4

4. Измерения повторяют два раза. При этом следует подводить каждую линию к центру щели только с одной стороны во избежание погрешности за счет люфта барабана.

5. Полученные данные заносят в таблицу 1.

6. Вычисляют среднее значение показаний барабана для каждой линии.

7. По данным таблицы 1 строят градуировочную кривую монохроматора $N_{\text{бар}} = f_1(\lambda)$ (см. рис. 5). Масштаб сле-

дует выбрать так, чтобы диаграмма была достаточно большой и позволяла чётко определить длину волны до 1 нм.

				таозппца	pesymmetric i
Окраска	Относи-	Длина	Отсчет	по бара-	Среднее
			ба	ну	значение
линии	тельная	ВОЛНЫ	N_1, \ldots°	$N_2,^{\circ}$	отсчетов
	яркость	л, нм	-	-	<i>⟨N</i> ⟩, …°
Красная	8	690,7			
Оранжевая	4	623,2			
Желтая	10	579,0			
Желтая	10	577,0			
Зеленая	10	546,1			
Голубая	10	491,6			
Синяя	10	435,8			
Синяя	7	434,7			
Фиолетовая	7	407,8			
Фиолетовая	7	404,7			

Таблица результатов 1

Задание В. Рассчитать линейную дисперсию прибора.

1. По градуировочной кривой монохроматора определяют интервалы значений показаний барабана $\Delta N_{\text{бар}}$ для следующих участков спектра: 410, 450, 490, 530, 570, 610 нм (см. рис. 5). Величина $\Delta\lambda$ берется по указанию преподавателя. Данные заносят в таблицу.

				Т	Таблица результатов		
Длина	Δλ,	$\Delta N_{\mathrm{5}ap}$,	A co ^{//}	Δφ,	D_{φ} ,	D_l	
волны λ, нм	HM	···· ^o	Δψ	рад	рад/нм	мм/нм	
410							
450							
490							
530							
570							
610							



Рис. 5

2. Переводят интервалы показаний барабана ΔN_{6ap} , ...° в интервалы угла поворота диспергирующей призмы $\Delta \phi''$, учитывая, что 2° по барабану соответствуют 20^{''} поворота призмы. Тогда $\Delta \varphi'' = 10 \cdot \Delta N_{6ap}$. Затем переводят секунды в радианы: (1" = 4.84 · 10⁻⁶ pad).

3. По формуле (1) вычисляют угловую дисперсию монохроматора, заменяя малые интервалы б ϕ и $\delta\lambda$ на $\Delta\phi$ и $\Delta\lambda$.

4. По формуле (4) и данным таблицы 2 вычисляют линейную дисперсию призмы монохроматора: $D_l = f \cdot D_{\varphi}$ для соответствующих участков спектра (фокусное расстояние f = 280 мм).

5. По полученным данным строят дисперсионную кривую $D_l = f_2(\lambda)$ на одном графике с градуировочной кривой.

Задание С. Рассчитать разрешающую способность призмы монохроматора для всех областей длин волн, в которых определялась линейная дисперсия.

По формуле (8) разрешающая способность $R = \frac{B \cdot D_l}{f}$, где

B = 40 мм, f = 280 мм, значения D_l берут из дисперсионной кривой $D_l = f_2(\lambda)$. Данные заносят в таблицу 3.

Таблица результатов 3

	-	actinique programmentos e
Длина волны λ,	D_l , мм/нм	R
HM		
410		
450		
490		
530		
570		
610		

По полученным данным строят кривую разрешающей способности $R = f_3(\lambda)$.

4. ВОПРОСЫ ДЛЯ ДОПУСКА К РАБОТЕ

1. Сформулируйте цель работы.

2. Каково назначение монохроматора?

3. Как градуируется монохроматор?

4. Как рассчитать линейную дисперсию призмы монохроматора и определить ее разрешающую способность?

5. ВОПРОСЫ ДЛЯ ЗАЩИТЫ РАБОТЫ

1. Поясните оптическую схему монохроматора.

2. Каково назначение основных частей монохроматора?

3. По диаграммам $N_{\text{бар}} = f_1(\lambda), D_l = f_2(\lambda), R = f_3(\lambda)$ проанализируйте полученные результаты и сделайте выводы.

4. Опишите практическое использование монохроматора.

Рекомендуемая литература

1. Детлаф А.А., Яворский В.М. Курс физики: учебное пособие для втузов. – М.: Академия, 2008. – 720 с.

2. Ландсберг Г.С. Оптика: учеб. пособие для вузов. – М.: Физматлит, 2006.- 848 с.

3. Савельев И.В. Курс общей физики: учеб. пособие для студентов вузов в 3 т. : Т.2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика – Лань, 2011. - 496 Лабораторная работа № 71

ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЛЕКТИВНОГО ФОТОЭФФЕКТА

Цель работы: снятие спектральной характеристики селенового фотоэлемента.

Приборы и принадлежности:

монохроматор УМ-2, лампочка накаливания, селеновый фотоэлемент, гальванометр, дисперсионная кривая монохроматора УМ-2.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Среди разнообразных явлений, в которых проявляется воздействие света на вещество, важное место занимает фотоэлектрический эффект, открытие и исследование которого сыграло важную роль в становлении квантовой теории.

Различают фотоэффект внешний, внутренний и вентильный. Внешним фотоэффектом называется испускание электронов веществом под действием электромагнитного излучения. Внешний эффект наблюдается в твердых телах (металлах, полупроводниках, диэлектриках),

а также в газах на отдельных атомах и молекулах (фотоионизация).

Внутренний фотоэффект – это вызванные электромагнитным излучением переходы электронов внутри полупроводника или диэлектрика из связанных состояний в свободные без вылета наружу. В случае примесных полупроводников электроны могут переходить из валентной зоны на уровни примеси или с примесных уровней в зону проводимости. В результате этих переходов растет число носителей тока (электронов и дырок). Проводимость освещенного полупроводника увеличивается.

Вентильный фотоэффект, являющийся разновидностью внутреннего фотоэффекта, заключается в возникновении ЭДС (фото-ЭДС) при освещении контакта двух полупроводников с различной проводимостью или полупроводника и металла. При соприкосновении двух полупроводников с р- и п- проводимостью в месте контакта возникает «запирающий слой» толщиной порядка $(10^{-6} \div 10^{-7})$ м, который обуславливает одностороннюю проводимость этого слоя, т.е. ток через запирающий слой может протекать практически только в одном направлении. При освещении светом области контакта в ней вследствие внутреннего фотоэффекта возрастает число свободных носителей тока. Это вызывает нарушение равновесного распределения носителей тока в области контакта и приводит к изменению контактной разности потенциалов по сравнению с равновесной, т.е. к возникновению фото -ЭДС. Фото-ЭДС поддерживается действием света (вещество непрерывно поглощает кванты с энергией hv). Таким образом, при облучении места контакта светом образуется элемент, способный служить источником тока, – вентильный фотоэлемент.



Рис. 1

Принципиальная схема для исследования внешнего фотоэффекта изображена на рис. 1 а, где катод К из исследуемого материала и анод A подключены к батарее; C – вакуумный баллон; B – кварцевое стекло для выделения из светового потока монохроматического света с длиной волны λ (или частотой v); R – потенциометр, с помощью которого можно изменять абсолютное значение и знак подаваемого на электроды напряжения U. Ток, возникающий при освещении катода, измеряется гальванометром G или микроамперметром. Зависимость фототока I, образуемого потоком электронов, испускаемых катодом под действием света, от напряжения U между электродами называется вольт-амперной характеристикой внешнего фотоэффекта.

На рис. 1 б изображена вольт-амперная характеристика внешнего фотоэффекта для разных световых потоков Φ , падающих на катод (v = const). По мере увеличения U фототок постепенно возрастает, т.е. все большее число фотоэлектронов достигает анода. Пологий характер кривых показывает, что электроны вылетают из катода с разными скоростями. При некотором ускоряющем напряжении фототок достигает максимального значения (ток насыщения), когда все электроны, испускаемые катодом, достигают анода:

$$I_{\text{Hac}} = e \cdot n, \tag{1}$$

где *n* – число электронов, испускаемых катодом в 1 с; *е* – заряд электрона.

Ток насыщения является основной количественной характеристикой фотоэффекта. При U = 0 фототок не исчезает, т.е. фотоэлектроны обладают некоторой начальной скоростью и отличной от нуля кинетической энергией и потому могут достигнуть анода без внешнего поля. При задерживающем напряжении $U_3 = U$ фототок прекращается, т.е. ни один из электронов, покидающих катод даже со скоростью v_{max} , не может преодолеть задерживающего поля и достигнуть анода. Следовательно, изменение кинетической энергии фотоэлектронов равно работе задерживающего электрического поля:

$$\frac{m\upsilon_{\max}^2}{2} = e \cdot U_3, \tag{2}$$

где *m*, *e* – масса и заряд электрона; *U*₃ – задерживающее напряжение.

В результате экспериментов были установлены следующие три закона внешнего фотоэффекта:

1. Закон Столетова: при фиксированной частоте падающего света сила фототока насыщения пропорциональна световому потоку, падающему на катод.

2. Максимальная начальная кинетическая энергия фотоэлектронов не зависит от интенсивности падающего света, а определяется только его частотой v.

3. Для каждого вещества существует красная граница фотоэффекта, т.е. минимальная частота v_0 света (или максимальная длина волны λ_0), ниже которой (или выше которой) фотоэффект невозможен.

Закономерности внешнего фотоэффекта могут быть объяснены на основе квантовой теории фотоэффекта, предложенной *A*. Эйнштейном в 1905 году. Согласно Эйнштейну, свет частотой v не только испускается, как это предполагал *M*. Планк, но и распространяется в пространстве и поглощается веществом отдельными порциями – квантами. Энергия кванта

$$\varepsilon = h v, \tag{3}$$

где $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка; v – частота излучения.

По Эйнштейну, каждый квант поглощается только одним электроном. Поэтому число вырванных фотоэлектронов должно быть пропорционально величине светового потока Ф. Энергетический баланс при фотоэффекте выражается уравнением Эйнштейна:

$$h\nu = A + \frac{m\nu_{\max}^2}{2}, \qquad (4)$$

где *А* – работа выхода электрона из вещества; *h*v – энергия подающего фотона; *m* – масса электрона.

Уравнение Эйнштейна позволяет объяснить второй и третий законы фотоэффекта. Из (4) следует, что максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно возрастает с увеличением частоты падающего излучения и не зависит от его интенсивности, т.к. работа выхода *A* и частота излучения v от интенсивности света не зависят (второй закон фотоэффекта).

С уменьшением частоты света кинетическая энергия фотоэлектронов уменьшается (A = const) и при некоторой частоте

 $v = v_0$ станет равной нулю. Фотоэффект прекратится (третий закон фотоэффекта) при

$$v_0 = \frac{A}{h} , \qquad (5)$$

где v₀ – красная граница фотоэффекта для данного вещества. Она зависит лишь от работы выхода электрона, т.е. от химической природы вещества и состояния его поверхности.

При большой интенсивности света (лазерные пучки) возможен многофотонный фотоэффект, при котором электрон, испускаемый металлом, может одновременно получать энергию не от одного, а от N фотонов (N = 2...7). Уравнение Эйнштейна для многофотонного фотоэффекта имеет вид

$$Nh \,\nu = A + \frac{m \upsilon_{\max}^2}{2} \,. \tag{6}$$

2. ОПИСАНИЕ РАБОЧЕЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ

В данной работе изучается селеновый фотоэлемент с запирающим слоем.

Селеновый фотоэлемент (рис. 3) состоит из железной пластинки, покрытой слоем селена, на который нанесен сверху полупрозрачный слой золота или другого металла. На границе между селеном и золотом образуется запирающий слой. Если слой золота соединить через микроамперметр с железной пластинкой и освещать селен, то кванты света будут вырывать электроны из селена, полупроводника с *n* – проводимостью, и переводить их в золото через запирающий слой. Селен заряжается положительно, и контактирующий с ним электрод (железо) получит положительный потенциал. Второй электрод (золото) за счет перехода в него электронов из селена зарядится отрицательно. Ясно, что при этом возникает фото-ЭДС. При подключении источника фото-ЭДС к микроамперметру последний покажет наличие в цепи фототока *I*, направленного от Fe к Au. Электроны могут переходить из одной пластинки в другую только в одном направлении (от селена к золоту), обратный же переход для них закрыт, отсюда и название – вентильный источник фото-ЭДС.



Сила фототока зависит от величины светового потока, падающего на фотоэлемент. При небольшой освещенности эта зависимость линейна. Кроме зависимости от освещенности обнаруживается также зависимость фототока от длины волны падающего света; при одной и той же мощности излучения сила фототока получается различной для разных длин волн, причем эта зависимость имеет резко выраженный максимум (рис. 4).

Такого рода явление носит название селективного или избирательного фотоэффекта. Селективность фотоэлектрических явлений очень напоминает резонансные эффекты. Дело происходит так, как будто электроны в металле обладают собственным периодом колебаний, и по мере приближения частоты возбуждающего света к собственной частоте электронов амплитуда их колебаний возрастает, они могут за счет возрастающей при этом энергии перейти в зону проводимости. Исследование селективного фотоэффекта, т.е. снятие спектральной характеристики фотоэлемента, составляет задачу данной работы. Спектральная характеристика выражает зависимость фототока от длины волн света, освещающего фотоэлемент.

Фототок измеряется микроамперметром, подключенным непосредственно к фотоэлементу (рис. 3). В качестве источника света, имеющего сплошной спектр, используется лампочка накаливания. Такой источник света выбирают именно потому, что на всем участке длин волн видимого света лампа накаливания дает примерно одинаковую интенсивность, приходящуюся на единичный интервал длин волн. Никаких искажений при снятии спектральной характеристики фотоэлемента практически не будет, так как интенсивность падающего свет в различных участках спектра одна и та же.

Для выделения узких участков спектра используется монохроматор УМ-2, внешний вид и описание которого представлены на рис. 2 лабораторной работы № 70.

3. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. В качестве источника света включают лампочку накаливания.

2. Устанавливают фотоэлемент вплотную к окуляру 1 (выходной щели монохроматора), см. рис. 2 лабораторной работы № 70.

3. Устанавливают необходимую ширину щелей монохроматора. Примерная ширина выходной и входной щелей (0,2...0,3) мм.

4. Вращая барабан монохроматора 3, отмечают показания микроамперметра, соответствующие тем или иным значениям шкалы барабана. В районе максимума чувствительности фотоэлемента поворачивают барабан на меньший угол, чтобы получить большое количество экспериментальных точек (замеров).

5. Результаты измерений заносят в таблицу.

Таблица результатов

	таблица резул	
Ι,	Деления по барабану монохроматора	λ,
мкА	N, град	HM

106

6. Используя дисперсионную кривую монохроматора, определяют длину волны соответствующую максимальному фототоку.

7. Вычерчивают диаграмму зависимости фототока от длины волны света, т.е. полученная кривая $I = f(\lambda)$ является спектральной характеристикой фотоэлемента.

4. ВОПРОСЫ ДЛЯ ДОПУСКА К РАБОТЕ

1. Сформулируйте цель работы.

2. Поясните явление фотоэффекта. Какой тип фотоэффекта изучается в работе?

3. Дайте определение спектральной чувствительности фотоэлемента.

4. Опишите порядок выполнения работы.

5. ВОПРОСЫ ДЛЯ ЗАЩИТЫ РАБОТЫ

1. Сформулируйте законы внешнего фотоэффекта.

2. Поясните устройство и принцип действия вентильного селенового фотоэлемента.

3. Проведите анализ полученных результатов и сделайте выводы.

Рекомендуемая литература

1. Трофимова Т.И. Курс физики: учебное пособие для вузов. – М.: Академия, 2006. – 560 с.

2. Ландсберг Г.С. Оптика: учеб. пособие для вузов. –М.: Физматлит, 2006.- 848 с.

3. Савельев И.В. Курс общей физики: учеб. пособие для студентов вузов в 3 т.: Т. 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твёрдого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. -Лань, 2011. -256 с.

Лабораторная работа № 73

ИЗУЧЕНИЕ ОСНОВНЫХ ЯВЛЕНИЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА В ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКАХ

Цель работы: изучение явлений, наблюдаемых в линейно поляризованном свете; изучение интерференции поляризованного света; определение толщины кристаллической пластинки и величины двупреломления.

Приборы и принадлежности:

установка для изучения явлений поляризации света, кристалл исландского шпата, набор слюдяных пластинок, кварцевая пластинка чувствительного оттенка, кварцевый клин 1, 2 и 3-го порядков, цветная номограмма двупреломления.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Плоскополяризованный свет характеризуется тем, что в нем колебания электрического вектора \vec{E} совершаются в одном определенном направлении. Плоскость, содержащую это направление и направление светового пучка, называют плоскостью поляризации. В естественном свете плоскость световых колебаний хаотически меняет свое направление в пространстве. Плоскость, перпендикулярная плоскости поляризации, называется плоскостью колебаний данной волны.

Получить поляризованный свет можно несколькими способами.

Первый способ – с помощью отражения от неметаллического зеркала (стекло, вода). При этом получается свет только частично поляризованный, но при некотором угле падения световой волны на зеркало поляризация делается полной. Это происходит в том случае, когда тангенс угла падения равен показателю преломления вещества, из которого сделано зеркало (закон Брюстера). Этот угол называется углом полной поляризации и для стекла равен 57°. При полной поляризации плоскость поляризации отраженной волны перпендикулярна к ее плоскости падения.

Второй способ – с помощью преломления в стеклянной пластинке. В данном случае поляризация всегда неполная. В то время как отраженная волна при угле полной поляризации целиком поляризована, в преломленной волне поляризованного света будет лишь столько, сколько его имеется в отраженном пучке. Например, если взять стекло, то из пучка, падающего на поверхность стекла под углом поляризации, отражается только 1/7 часть, а 6/7 проходят через стекло, но в этом последнем пучке поляризованного света тоже только 1/7, а остальные 5/7 остаются естественным светом. Чтобы достичь большей степени поляризации в преломленном световом пучке, его пропускают под углом поляризации ($i_{non} = 57^{\circ}$) через стопу тонких стеклянных пластинок, наложенных одна на другую (стопа Столетова).

Третий способ – с помощью кристаллов, обладающих двойным лучепреломлением. В таких кристаллах световая волна разделяется на две, идущие с разными скоростями.

Четвертый способ – с помощью поляризационных призм и поляроидов. В оптически одноосных кристаллах (исландский шпат, кварц и др.) существует лишь одно направление, распространяясь вдоль которого световая волна не раздваивается. Направление, обладающее таким свойством, носит название оптической оси. Свет же, входящий в кристалл по всякому другому направлению, распадается на две полностью поляризованные волны с взаимно перпендикулярными плоскостями колебаний. Одна из этих волн, называемая обыкновенной, распространяется во всех направлениях с одинаковой скоростью и характеризуется постоянным значением показателя преломления n_0 . Направление световых колебаний в этой волне перпендикулярно к главному сечению кристалла, т.е. к плоскости, проходящей через направление распространения света и направление оптической оси.

Вторая световая волна называется необыкновенной, распространяется она в кристалле с различными скоростями в зависимости от направления распространения и характеризуется различными показателями *n_e*.
Обыкновенная и необыкновенная волны полностью поляризованы. При этом световые колебания необыкновенной волны совершаются в плоскости главного сечения кристалла, а колебания обыкновенной волны, в плоскости к ней перпендикулярной.

В оптических двуосных кристаллах (слюда, например) существуют два направления, вдоль которых световая волна не раздваивается (оптические оси кристалла).

Отличить естественный свет от поляризованного и определить направление световых колебаний в нем можно при помощи анализаторов; те же приборы служат и для получения поляризованного света, т.е. выполняют роль поляризаторов. В качестве как поляризатора, так и анализатора можно использовать призму Николя (николь).

Призма Николя изготавливается из кристалла исландского шпата. По линии AA' призма ACA'C разрезается и склеивается канадским бальзамом (рис. 1).

Если естественная световая волна падает на одну из коротких граней николя под углом не более 33° , то она всегда разделяется в кристалле на обыкновенную (*o*) и необыкновенную (*e*) волны, причем необыкновенная волна проходит через весь кристалл, тогда как обыкновенная, достигая канадского бальзама, претерпевает полное внутреннее отражение ($n_e < n_{\kappa \delta} < n_0$). Таким образом, николь пропускает только необыкновенную волну, колебания которой совершаются в плоскости главного сечения.



Рис. 1

В натуральном ромбоэдре исландского шпата приходится иметь дело с обеими волнами сразу: оба световых пучка имеют одинаковую яркость, если они произошли из естественного света. Но если на кристалл падает свет, уже поляризованный, яркости обоих пучков будут различны. Если пучок естественного света падает на грань кристалла нормально, обыкновенная волна проходит через него без отклонения, а необыкновенная отклоняется в сторону и по выходе из кристалла идет параллельно обыкновенной волне. Поэтому если вращать ромбоэдр вокруг направления пучка падающего света, вышедший из кристалла пучок обыкновенного света будет оставаться неподвижным, а пучок необыкновенного света будет вращаться вокруг него, что даст возможность отличить их друг от друга.

Если на анализатор падает свет, плоскость световых колебаний в котором составляет угол α с главной плоскостью анализатора, то интенсивность света, прошедшего через анализатор, определяется по закону Малюса:

$$I = I_0 \cdot \cos^2 \alpha \,, \tag{1}$$

где I – интенсивность света, прошедшего через анализатор; I_0 – интенсивность света, прошедшего через поляризатор; α – угол между главными сечениями анализатора и поляризатора.

Если $\alpha = \frac{\pi}{2}$, то I = 0, т.е. будет наблюдаться полное затемнение

поля.

Если поместить между поляризатором и анализатором двупреломляющую кристаллическую пластинку К, вырезанную не перпендикулярно оптической оси, то можно наблюдать интерференцию поляризованного света (рис. 2).



Рис. 2

Свет, прошедший систему Р-К-А, не будет вполне погашен ни при каком относительном положении указанных трех объектов, но выйдет окрашенным. При наблюдении со светофильтрами на но выидет окрашенным. При наолюдении со светофильтрами на поверхности пластинки неравномерной толщины обнаруживается распределение светлых и темных пятен. При повороте анализатора на 90° светлые места становятся темными и обратно. В случае бе-лого света пластинка испещрена цветными пятнами; при повороте анализатора на 90° цвета сменяются на дополнительные. Если убрать анализатор, то исчезают всякие следы интерференционной картины и поверхность пластинки оказывается освещенной равномерно.

Окраска зависит также и от угла падения света на пластинку. Когда свет проходит параллельным пучком и сама пластинка пло-скопараллельна, то все поле окрашено одинаково. Если пластинка не параллельна, то окраска будет различная соответственно изменению толщины пластинки: так, сферически вогнутая или выпуклая пластинка даст цветные кольца, клинообразная – цветные попосы.

Описанное явление в общих чертах можно объяснить так. Плоскополяризованный свет, выходящий из поляризатора *P*, попадая на кристаллическую пластинку *K*, разделяется на две вол-ны (*o*) и (*e*), поляризованные во взаимно перпендикулярных плос-костях. Пройдя пластинку с различными скоростями, они приобретают некоторую разность хода и, следовательно, соответствующую разность фаз. Вследствие взаимной перпендикулярности колебаний они не могут интерферировать: при этом получается свет, поляри-зованный эллиптически. Анализатор *A*, помещенный после кри-сталлической пластинки *K*, пропускает из каждой волны лишь компоненты, которые параллельны главной плоскости анализатора А. Эти волны интерферируют в зависимости от разности хода, по-лученной ими в кристаллической пластинке.

Эта разность хода различна для волн различного направления. Таким образом, в выходящем световом пучке монохроматические составные части присутствуют не в такой пропорции, как первона-

чально, и пучок кажется окрашенным. Пусть монохроматический свет падает на пластинку нормаль-но. Обозначим через I и II главные направления, по которым со-

вершаются колебания обыкновенной и необыкновенной волн в кристаллической пластинке *К* (рис. 3).



На рис. 3 PP – плоскость световых колебаний в поляризаторе, AA – плоскость световых колебаний в анализаторе, \vec{a} – амплитуда колебаний света, вышедшего из поляризатора. Анализатор пропустит лишь составляющие колебаний с амплитудами, направленными по ОА, т.е. \vec{a}_{IA} и

$$a_{IA} = a_I \cos\beta = (a \cos\alpha) \cdot \cos\beta,$$

$$a_{IIA} = a_{II} \sin\beta = (a \sin\alpha) \sin\beta,$$
 (2)

à

где \vec{a}_I и \vec{a}_{II} – амплитуды колебаний двух волн в кристаллической пластинке.

Две волны, окончательно вышедшие из анализатора, получили в пластинке разность хода $\Delta = d(n_2 - n_1)$ и разность фаз $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} d(n_2 - n_1)$, где n_2 и n_1 – показатели преломления обыкно-

венной и необыкновенной волн; $\frac{2\pi}{\lambda} = K$ – волновой вектор.

Слагаясь, эти волны дают волну, амплитуда колебаний которой находится из уравнения

$$A^{2} = a^{2} \cos^{2} \alpha \cos^{2} \beta + a^{2} \sin^{2} \alpha \sin^{2} \beta +$$

+ $2a^{2} \cos \alpha \cos \beta \sin \alpha \sin \beta \cos \delta$ (3)

Интенсивность, получающаяся в результате интерференции двух монохроматических волн, равна

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos\delta \tag{4}$$

$$I_1 \sim a_{IA}^2 \quad \text{if } I_2 \sim a_{II}^2 \tag{5}$$

$$\cos\delta = 1 - 2\sin^2\frac{\delta}{2} \ . \tag{6}$$

Учитывая (4), (5) и (6), для интенсивности прошедшего света получим

$$I = a^{2} \cos^{2} \alpha \cdot \cos^{2} \beta + a^{2} \sin^{2} \alpha \cdot \sin^{2} \beta +$$

+ $2a^{2} \cdot \cos \alpha \cdot \cos \beta \cdot \sin \alpha \cdot \sin \beta \cdot \cos \delta =$
= $a^{2} \left[(\cos \alpha \cdot \cos \beta + \sin \alpha \cdot \sin \beta)^{2} - 4\cos \alpha \cos \beta \sin \alpha \sin \beta \sin^{2} \frac{\delta}{2} \right]$
$$I = I_{*} \left[\cos^{2} (\alpha - \beta) - \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^{2} \frac{\delta}{2} \right]$$
(7)

$$I = I_o \left[\cos^2(\alpha - \beta) - \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^2 \frac{\delta}{2} \right].$$
(7)

При скрещенных николях $\alpha = \beta + 90^{\circ}$

$$I = I_0 \sin^2 2\alpha \cdot \sin^2 \frac{\delta}{2} . \tag{8}$$

При параллельных николях $\alpha = \beta$

$$I = I_0 (1 - \sin^2 2\alpha \cdot \sin^2 \frac{\delta}{2}), \qquad (9)$$

причем,

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} d(n_2 - n_1). \tag{10}$$

Итак, в случае Р, перпендикулярного к А,

$$I = I_0 \sin^2 2\alpha \cdot \sin^2 \frac{\pi d}{\lambda} (n_2 - n_1).$$
⁽¹¹⁾

Из уравнения (11) вытекает, что I = 0 в двух случаях: либо при $\alpha = 0$, либо при

$$\frac{\pi d}{\lambda} (n_2 - n_1) = m\pi , \qquad (12)$$

где *т* – целое число или нуль.

Первое условие $\alpha = 0$ означает, что направления колебаний света в николях совпадают с направлениями колебаний света в пла-

стинке, т.е. что в пластинке не происходит разложения света на две компоненты.

Второе условие может быть осуществлено в следующих двух случаях: или при $n_2 - n_1 = 0$, т.е. если пластинка вырезана перпендикулярно к оптической оси, или при

$$d(n_2 - n_1) = m\lambda, \qquad (13)$$

откуда видно, что пластинка будет казаться темной только в случае применения монохроматического света; в белом же свете будут уничтожаться только те световые колебания, которые укладываются

целым числом волн в данной разности хода, и, следовательно, пластинка всегда будет казаться окрашенной в определенный цвет в зависимости от величины $d(n_2 - n_1)$.

Интенсивность света будет максимальной при $\alpha = 45^{\circ}$, т.е. в том случае, когда пластинка помещена так, что ее главные направления делят углы между главными направлениями анализатора и поляризатора пополам.

Вторым условием максимума для монохроматического света будет

$$\frac{\pi d}{\lambda} (n_2 - n_1) = (2m + 1)\frac{\pi}{2}, \qquad (14)$$

т.е.

$$d(n_2 - n_1) = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}$$
, (15)

где d – толщина пластинки; n_2 , n_1 – показатели преломления необыкновенной и обыкновенной волн; m – целое число или нуль; λ – длина волны.

Если Р расположен параллельно А, то

$$I = I_0 \left[1 - \sin^2 2\alpha \cdot \sin^2 \frac{\pi}{\lambda} d(n_2 - n_1) \right].$$
(16)

В этом случае условия интерференции будут обратны условиям, выведенным для *P*, перпендикулярного к *A*.

При наблюдении в белом свете интерференционные окраски при параллельных *P* и *A* будут дополнительными к окраскам, наблюдаемым в скрещенных *P* и *A*. Явление интерференции поляризованного света наблюдается только при малой разности хода, т.е. в тонких пластинках.

2. ОПИСАНИЕ РАБОЧЕЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ

Явление поляризации света изучается на простейшем приборе, внешний вид которого изображен на рис. 4.

На горизонтальном основании укреплены две вертикальные стойки, между которыми зажимается пластинка из стекла *P*, вращающаяся вокруг горизонтальной оси. Пластинка представляет со-



Рис. 4.

бой поляризатор, т.к. рассеянный свет от осветителя, падающий на нее сбоку, после отражения становится линейно поляризованным. Поляризованный свет, полученный отражении, при направляется вертикально вверх к столику Т. Столик снабжен кругом, разделенным на градусы и вращающимся в своей плоскости, причем углы поворота отсчитываются при помощи неподвижного указателя. В круглый вырез столика помещают или стеклянную пластинку с на черченным на ней крестом, или металлическую диафрагму с круглым отверстием. На столик кладут кристаллические пластинки, подлежащие изучению.

В качестве анализатора в данном

приборе употребляется поляроидная пленка, которая устанавливается на верхней платформе *Q*. Деления на *Q* служат для определения положения анализатора относительно поляризатора, для чего на анализаторе сделана сбоку метка – черная черта. Иногда анализатор заменяется кристаллом исландского шпата для одновременного наблюдения обыкновенного и необыкновенного световых пучков.

Прибор устанавливается так, чтобы центры кругов T и Q приблизительно находились на одной вертикали. Зеркало P наклоняют таким образом, чтобы свет от лампы падал под углом поляризации и непосредственно отражался вертикально вверх. Для более легкого нахождения этого угла некоторые приборы снабжаются лимбом, а зеркало – указателем, скользящим по лимбу.

Свет, отраженный от зеркала, будет полностью поляризован, если можно найти такое положение анализатора, при котором светлый кружок в диафрагме, положенной на столик *T*, полностью исчезнет. При этом плоскость световых колебаний будет перпендикулярна к плоскости падения естественного света на зеркало *P*.

3. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Задание А. Изучение явлений простой поляризации

1. Устанавливают поляризатор (черное зеркало) под углом полной поляризации (угол Брюстера). Помещают анализатор (поляроид) на верхнюю платформу *Q*. Находят направление плоскости световых колебаний, пропускаемых анализатором. Для этого следят, как изменяется освещение поля при вращении анализатора *A* на 360°:

отмечают те положения его относительно плоскости колебаний падающего света, при которых наблюдается наибольшее и наименьшее освещение поля, и объясняют наблюдаемые явления.

2. Помещают на столик T кристалл исландского шпата. При малой диафрагме через кристалл CaCO₃ видны два ее изображения в виде двух отдельных кружков. Эти изображения относятся к пуч-кам обыкновенного и необыкновенного света. Указывают, какое изображение относится к пучку обыкновенного света, а какое – к пучку необыкновенного.

3. Помещают на платформу Q поляроид. Вращая кристалл исландского шпата вокруг вертикальной оси, наблюдают взаимно перпендикулярное положение плоскостей колебаний обыкновенного и необыкновенного света.

Задание В. Изучение интерференции поляризованного света

1. Устанавливают А (поляроидная плёнка) перпендикулярно к *P*. Помещают на столик *T* слюдяную пластинку № 1 (диафрагму убирают). Требуется найти и отметить направление колебаний света по отношению к ее сторонам *а* и *в*; проследить, как будет изменяться окраска пластинки в белых лучах при вращении ее на 360°. 2. Устанавливают *А* параллельно *Р* и проделывают то же самое.

Записывают окраску пластинки при скрещенных и параллельных поляроидах.

3. Устанавливают А перпендикулярно к Р. Приводят пластинку в диагональное положение по отношению к *A* и *P*. Вращая анализатор на 360°, определяют все изменения в цвете пластинки через каждые 45°. Объясняют наблюдаемые явления.

4. Помещают на столик слюдяные пластинки № 2, 3, 4, 5. Вра-щая анализатор, наблюдают за изменением интерференционной окраски пластинок. Объясняют наблюдаемые явления.

Задание С. Определение толщины кристаллической пластинки и величины двупреломления

Оптический клин (рис. 5) вырезан таким образом, чтобы острое ребро его (вершина) было параллельно одному из главных направлений кристалла.. Если клин поместить в



Рис. 5

прибор между скрещенными поляризатором и анализатором $(P \perp A)$ в диагональном положении, так чтобы длинная его сторона делила угол между Р и А пополам, то в белом свете на всем протяжении клина наблюдаются спектры интерференции 1, 2, 3-го и т.д. поряд-

ков. При этом говорят, например, о красном цвете 1-го порядка, 2-го порядка и т.д. Различные цвета первых трех порядков очень яркие, и им соответствуют вполне определенные толщины клина; после 3-го порядка цвета начинают бледнеть и наиболее резко выступают только зеленый и красный; при большой толщине клина и эти цвета пропадают и клин делается бесцветным. Это объясняется наложением в каждой точке друг на друга различных цветов, дающих при сложении белый свет.

В табл. 1 дается последовательность цветов в спектрах первых трех порядков кварцевого клина как для $P \perp A$, так и для $P \parallel A$; там же дана соответственная толщина клина в мм..

Таблица 1

Толщина	При скрещенных	При параллель-	Порядок
клина, мм	николях	ных николях	спектра
0,15	Красный	Зеленый	
0,14	Желтый	Серо-голубой	
0,13	Зеленый	Красный	Третий
0,12	Синий	Желтый	_
0,11	Пурпуровый	Зеленый	
0,10	Красный	Зелено-голубой	
0,09	Оранжевый	Темно-голубой	
0,08	Зеленый	Пурпуровый	Второй
0,07	Небесно-голубой	Золотисто- желтый	_
0,06	Синий	Желтый	
0,05	Пурпурно-красный	Зеленый	
0,04	Оранжевый	Синий	
0,03	Желтый	Голубой	Первый
0,02	Зеленый	Бурый	_
0,01	Черный	Белый	

Интерференционные окраски кварцевого клина при скрещенных и параллельных николях

Для определения толщины пластинки и величины двупреломления необходимо:

1) установить анализатор А перпендикулярно к поляризатору Р;

2) поместить на столик Т кварцевый клин;

3) наложить пластинку на поверхность клина так, чтобы их оптические оси были взаимно перпендикулярны;

4) перемещая пластинку вдоль клина, наблюдать погашение одной из длин волн в том месте, где толщина клина и пластинки одинакова (черная полоса);

5) определить цвет погашенной полосы;

6) с помощью номограммы, пользуясь табл.1, определить толщину пластинки.

Пример: для зеленого цвета 2-го порядка при *P* ⊥ *A* толщина пластинки составит 0,08 мм (см. табл. 1).

Величина максимального двупреломления $(n_g - n_p)$ определяется при помощи цветной номограммы двупреломления. Она построена так, что по горизонтальной оси отложены величины разности хода в нм, а по вертикальной – толщины пластинки в мм. Сама таблица раскрашена, и каждой разности хода соответствует определенная интерференционная окраска. Так как зависимость между разностью хода, толщиной пластинки и величиной двупреломления линейная, то геометрическое место точек, характеризующих одинаковую величину двупреломления, есть прямая линия. Для разных величин $(n_g - n_p)$ она имеет разный наклон к горизонтальной оси. На верхнем и правом обрезках таблицы нанесены величины двупреломления, соответствующие каждой наклонной прямой.

Определение величины $(n_g - n_p)$, т.е. разности показателей преломления необыкновенного и обыкновенного света, производится следующим образом:

1) зная цвет погашенной полосы, по номограмме находят точку ее пересечения с линией, соответствующей толщине пластинки;

2) по наклонной прямой, идущей из точки пересечения этих двух линий, на верхнем и правом обрезах таблицы находят величину двупреломления.

4. ВОПРОСЫ ДЛЯ ДОПУСКА К РАБОТЕ

1. Какова цель работы?

2. Опишите порядок выполнения работы.

3. Какой свет называется плоскополяризованным?

4. В чем заключается явление поляризации света?

5. Что такое плоскость колебаний и плоскость поляризации?

6. Можно ли употреблять анализатор в качестве поляризатора и наоборот?

7. Что такое двойное лучепреломление?

5. ВОПРОСЫ ДЛЯ ЗАЩИТЫ РАБОТЫ

1. Какие опыты указывают на поперечный характер световых волн?

2. Какими способами получают поляризованный свет?

3. Действие какого вектора напряженности: электрического или магнитного – вызывает световые ощущения?

4. В чем заключается закон Малюса?

5. Вычислите угол полной поляризации для стекла с показателем преломления n = 1,5.

Рекомендуемая литература

1. Трофимова Т.И. Курс физики: учебное пособие для вузов. – М.: Академия, 2006. – 560 с.

2. Детлаф А.А., Яворский В.М. Курс физики: учебное пособие для втузов. – М.: Академия, 2008. – 720 с.

3. Савельев И.В. Курс общей физики: учеб. пособие для студентов вузов в 3 т. : Т.2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика – Лань, 2011. - 496 с. Лабораторная работа № 75

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ РАСТВОРОВ КОЛОРИМЕТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Цель работы: изучение работы фотоэлектрического колориметра КФК-2МП и измерение с его помощью оптической плотности D ряда жидкостных растворов; построение зависимости D = f(C) и определение концентрации C_x раствора CuSO₄.

Приборы и принадлежности:

колориметр КФК-2МП, набор растворов различной концентрации.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Известно, что свет, проходя через любую среду, поглощается. Поглощение света связано с преобразованием в веществе энергии электромагнитного поля в другие виды энергии.

Явление поглощения света объясняется на основе как классической, так и квантовой теории.

С точки зрения классической теории взаимодействие света и вещества сводится к взаимодействию электромагнитного поля световой волны с атомами и молекулами вещества. Под действием электрического поля световой волны электроны атомов и молекул смещаются относительно положительно заряженных ядер, совершая гармоническое колебательное движение с частотой, равной частоте действующего поля. Колеблющийся электрон становится источником вторичных волн. В результате интерференции падающей волны со вторичной в среде возникает волна с амплитудой, отличной от амплитуды вынуждающего поля. Поскольку интенсивность есть величина, прямо пропорциональная квадрату амплитуды, то соответственно изменится и интенсивность излучения, распространяющегося в среде. Следовательно, не вся энергия, поглощенная атомами и молекулами среды, возвращается в виде излучения – произойдет поглощение. В результате поглощения света веществом увеличивается его внутренняя энергия.

Согласно квантовым представлениям атомы и молекулы обладают дискретными значениями энергии (основное и возбужденные состояния). При распространении света через среду часть энергии тратится на возбуждение системы (за счет переходов из основного состояния в возбужденные), а часть энергии выходит из среды (за счет переходов из возбужденных состояний в основное). Так как прямых переходов больше, чем обратных, то интенсивность вышедшего из среды света оказывается меньше интенсивности света, падающего на среду.

Следовательно, поглощением (абсорбцией) света называется явление уменьшения энергии световой волны при ее распространении в веществе вследствие преобразования энергии волны в другие виды энергии.

Количественно поглощение света веществом описывается законом Бугера:

$$I = I_0 \cdot e^{-\alpha l},\tag{1}$$

где I – интенсивность плоской монохроматической волны, вышедшей из поглощающего вещества; I_0 – интенсивность плоской монохроматической волны, падающей на поглощающее вещество; l – толщина слоя поглощающего вещества, мм; α – коэффициент поглощения, зависящий от длины волны света, химической природы и состояния вещества (см. л/р № 67).



Рис .1

Свет различных длин волн поглощается по-разному, т.е. коэффициент поглощения α зависит от длины волны (рис. 1).

Зависимость коэффициента поглощения от длины волны называется спектром поглощения. Если поглотителем является растворенное в жидком или твердом растворителе веще-

ство, то поглощение будет тем больше, чем больше молекул поглощающего

вещества свет встречает на своем пути. Поэтому в случае слабых

растворов где взаимодействие молекул растворенного вещества мало, коэффициент поглощения пропорционален концентрации *C*₀:

$$\alpha = \alpha_0 C_0 \,, \tag{2}$$

где α_0 – коэффициент поглощения, характерный для молекулы растворенного вещества и не зависящий от концентрации; C_0 – молекулярная концентрация растворенного вещества.

Соотношение (2) носит название закона Бера и выполняется только при низких концентрациях, когда наличие соседних молекул не меняет свойств каждой молекулы.

Учитывая (2), получим обобщенный закон Бугера-Бера:

$$I = I_0 \cdot e^{-\alpha_0 C_0 l} \,. \tag{3}$$

При прохождении световых лучей через мутные среды (туман, дым, эмульсии и суспензии с взвешенными в них посторонними частицами) часть светового пучка рассеивается в стороны от основного направления. Результатом рассеяния является убывание плотности потока энергии излучения в направлении распространения, причем более быстрое, чем при наличии только поглощения. Рассеяние света в мутных средах на частицах постороннего вещества экспериментально впервые исследовал Тиндаль в 1869 г. (эффект Тиндаля) (теорию создал Рэлей).

Изменение интенсивности света с учетом его поглощения и рассеяния (экстинкция) описывается законом Бугера–Ламберта:

$$I = I_0 \cdot e^{-(\alpha + \gamma)l}, \tag{4}$$

где ү – коэффициент рассеяния.

В соответствии с законом Рэлея интенсивность рассеянного света обратно пропорциональна четвертой степени длины волны:

$$I_{\text{pac}} \sim \frac{1}{\lambda^4} \ . \tag{5}$$

Согласно закону Рэлея сильнее рассеиваются короткие волны (с меньшей длиной волны). Этим объясняется синий цвет неба. При восходе и заходе Солнца из прямого света до поверхности Земли доходят преимущественно красные лучи, т.к. большая часть коротковолнового излучения теряется на рассеяние. Поэтому при восходе и заходе Солнце красное и цвет зари также красный.

2. ОПИСАНИЕ РАБОЧЕЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ

В данной работе измеряется оптическая плотность растворов.

Оптическая плотность – это физическая величина, равная логарифму отношения интенсивности света I_0 , падающего на слой вещества, к интенсивности света I, прошедшего этот слой:

$$D = \lg \frac{I_0}{I} \quad . \tag{6}$$

Из формулы (3) следует

$$\ln \frac{I_0}{I} = \alpha_0 C_0 l \,. \tag{7}$$

Тогда

$$2,3\lg \frac{I_0}{I} = \alpha_0 C_0 l \tag{8}$$

и с учетом (6)

$$2,3D = \alpha_0 \cdot C_0 \cdot l \,; \tag{9}$$

$$D = \frac{\alpha_0 \cdot C_0 \cdot l}{2,3}.$$
 (10)

Между C_0 и концентрацией C, выраженной в %, существует линейная зависимость, т.е. D = f(C). Пользуясь диаграммой D = f(C), можно определить неизвестную концентрацию C_x .

Для измерения оптической плотности используется колориметр. Колориметр фотоэлектрический концентрационный КФК-2МП предназначен для измерения коэффициентов пропускания и оптической плотности жидкостных растворов и прозрачных твердых тел, а также измерения концентрации веществ в растворах.

Колориметр позволяет производить измерения коэффициентов пропускания рассеивающих взвесей, эмульсий и коллоидных растворов в проходящем свете, а также активности растворов. Спектральный диапазон работы колориметра от 315 до 980 нм. Весь он разбит на 11 спектральных интервалов, выделяемых с помощью светофильтров.

Колориметр может применяться на предприятиях водоснабжения, в металлургической, химической, пищевой промышленности,

в сельском хозяйстве, в медицине и других областях народного хозяйства.

Внешний вид колориметра представлен на рис. 2.

Колориметр состоит из колориметрического блока 1, вычислительного блока 2 и блока питания (см. рис. 2).



Рис. 2

В колориметрический блок входят осветитель, узел оптический, светофильтры, кюветное отделение, кюветодержатель, устройство фотоэлектрическое с усилителем постоянного тока и элементами регулирования. В узел оптический встроены конденсор, диафрагма и объектив (см. рис. 3).

Светофильтры вмонтированы в диск. В световой пучок светофильтры вводятся ручкой 6 (см. рис. 2). Рабочее положение каждого светофильтра фиксируется.

Кюветы с растворителем или контрольным раствором устанавливаются в кюветодержатель и помещаются в кюветное отделение. Ввод в световой пучок одной или другой кюветы осуществляется поворотом ручки 4 (см. рис. 2) до упора влево или вправо (до положения 1 или 2).

В положении «1» в световой пучок вводится кювета с растворителем, в положении «2» – кювета с исследуемым раствором. Кюветное отделение закрывается крышкой 5. При открытой крышке кюветного отделения шторка перекрывает световой пучок. В фотометрическое устройство входят фотоэлемент Ф-2В, фотодиод ФД-24К, светоделительная пластинка, усилитель. Переключение фотоприемников осуществляется с помощью ручки *3* (см. рис. 2).

В вычислительный блок 2 входит микропроцессорная система «Электроника СМС 81 201.1».

На передней панели МПС расположены клавиатура, цифровое табло и два сигнальных светодиода. Клавиатура состоит из 24 клавиш. Клавиша «пуск» предназначена для запуска микропроцессорной системы. Клавиши «К(1)», « $\tau(\alpha)$ », «Д(5)» предназначены для выполнения калибровки прибора, измерений коэффициента пропускания, оптической плотности исследуемого вещества, концентрации вещества в растворе. Клавиша «A(3)» предназначена для измерения активности.

Клавиша «Ц/Р» предназначена для перевода МПС в режим одиночных измерений или режим циклических измерений. В случае если МПС находится в режиме одиночных измерений, то горит светодиод «Р», в противном случае горит светодиод «Ц».

В блок питания входят стабилизаторы напряжений с выпрямителями и силовые трансформаторы.

Оптическая схема колориметра изображена на рис. 3.



Нить лампы 1 (см. рис. 3) конденсором 2 изображается в плоскости диафрагмы 3. Это изображение объективом 4, 5 переносится в плоскость, отстоящую от объектива на расстоянии ~ 300 мм, с увеличением 10^{x} . Кювета 10 с исследуемым раствором вводится в световой пучок между защитными стеклами 9, 11. Для выделения узких участков спектра из сплошного спектра излучения лампы в колориметре предусмотрены цветные светофильтры 8. Теплозащитные светофильтры 6 введены в световой пучок при работе в видимой области спектра 400...590 нм. Для ослабления светового потока при работе в спектральном диапазоне 400...540 нм введены нейтральные светофильтры 7.

Пластина 14 делит световой поток на два: 10 % светового потока направляется на фотодиод ФД-24К (12) и 90 % – на фотоэлемент Ф-26 (15). Уравнивание фототоков, снимаемых с фотоприемника ФД-24К при работе с различными цветными светофильтрами, осуществляется путем установки перед фотоприемником светофильтра 13 из цветного стекла C3C-16.

Принцип действия колориметра основан на поочередном измерении светового потока Φ_0 , прошедшего через растворитель или контрольный раствор, по отношению к которому производится измерение, и потока Φ , прошедшего через исследуемую среду.

Световые потоки Φ_0 и Φ фотоприемниками преобразуются в электрические сигналы, которые обрабатываются микроЭВМ колориметра и представляются на цифровом табло в виде коэффициента пропускания, оптической плотности, концентрации, активности.

3. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Подсоедините колориметр к сети 220 В и включите тумблер «сеть». При этом должна загореться сигнальная лампа (на цифровом табло могут появиться различные символы).

2. Нажмите клавишу «пуск» – на цифровом табло появляется мигающая запятая и горит индикатор «*P*». Если запятая не появилась – повторно нажмите клавишу «пуск».

3. Поворотом ручки 6 (см. рис. 2) введите светофильтр $\lambda = 670$ нм.

4. В кюветное отделение установите кюветы (l = 1 см) с растворителем и исследуемым раствором C_1 известной концентрации. Кювета с растворителем устанавливается в дальнее гнездо кюветодержателя, а кювета с исследуемым раствором – в ближайшее. Жидкость наливается в кювету до отметки на ее боковой стенке. 5. Закройте крышку кюветного отделения, нажмите клавишу «К(1)». На цифровом табло слева от мигающей запятой загорается символ «1».

6. Затем ручку 4 (см. рис. 2) установите в положение «2» (в световой пучок вводится кювета с исследуемым раствором).

7. Нажмите клавишу «Д(5)». На цифровом табло слева от мигающей запятой появляется символ «5», означающий, что произошло измерение оптической плотности. Отсчет на цифровом табло справа от мигающей запятой соответствует оптической плотности исследуемого раствора.

8. Операции по п. 4 - 7 проведите 3 раза. Оптическую плотность определите как среднее арифметическое из полученных значений.

9. Измерение оптической плотности проведите для ряда растворов известной концентрации и раствора неизвестной концентрации C_x .

10. Полученные данные занесите в таблицу, которая представлена ниже.

11. По полученным экспериментальным данным постройте зависимость D = f(C), откладывая по оси абсцисс концентрацию раствора C, а по оси ординат – оптическую плотность D.

12. По диаграмме D = f(C) определите концентрацию раствора неизвестной концентрации C_x .

Таблица результатов

Концентрация	Оптическая плотность				
<i>C</i> , %	D_1	D_2	D_3	$\langle D \rangle$	
1,0					
1,5					
2,0					
2,5					
3,0					
3,5					
4,0					
4,5					
5,0					
C_x					

4. ВОПРОСЫ ДЛЯ ДОПУСКА К РАБОТЕ

- 1. Какова цель работы?
- 2. Поясните принцип действия колориметра.
- 3. Объясните механизм поглощения света веществом.
- 4. Опишите ход работы.
- 5. Дайте понятие оптической плотности.

5. ВОПРОСЫ ДЛЯ ЗАЩИТЫ РАБОТЫ

- 1. Выведите закон Бугера-Бера.
- 2. Поясните границы применения закона Бугера-Бера.
- 3. Опишите практическое использование колориметра.

Рекомендуемая литература

1. Трофимова Т.И. Курс физики: учебное пособие для вузов. – М.: Академия, 2006. – 560 с.

2. Детлаф А.А., Яворский В.М. Курс физики: учебное пособие для втузов. – М.: Академия, 2008. – 720 с.

3. Савельев И.В. Курс общей физики: учеб. пособие для студентов вузов в 3 т. : Т.2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика – Лань, 2011. - 496 с. Лабораторная работа № 78

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПРИ ОТРАЖЕНИИ И ПРЕЛОМЛЕНИИ СВЕТА НА ГРАНИЦЕ ДВУХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Цель работы: определение угла Брюстера для стекла; вычисление показателя преломления стеклянной пластинки.

Приборы и принадлежности: модульный учебный комплекс МУК – О.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Свет является электромагнитной волной, т.е. волной, в которой происходят колебания векторов напряженности электрического поля \vec{E} и напряженности магнитного поля \vec{H} . Электромагнитная волна поперечна, т.е. колебания векторов \vec{E} и \vec{H} перпендикулярны направлению её распространения и образуют с вектором скорости распространения волнового фронта \vec{v} правую трой-Вектор \vec{E} векторов. принято называть световым, тκ KV фотохимическое, фотоэлектрическое и другие действия света вызываются колебаниями электрического вектора. Поэтому все рассуждения будут ограничены рассмотрением этого вектора. Наличие вектора \vec{H} подразумевается.

Световой пучок как совокупность световых волн со всевозможными направлениями колебания вектора \vec{E} , перпендикулярными к лучу света, называется естественным. В естественном свете колебания светового вектора \vec{E} различных направлений быстро и беспорядочно сменяют друг друга (рис 1).

Свет, в котором направления колебаний вектора \vec{E} упорядочены каким – либо образом и подчиняются некоторой закономерности, называется поляризованным. Если колебания вектора \vec{E} могут совершаться лишь в одном определенном направлении, то свет называется линейным или плоскополяризованным (рис. 2, а).



Если же колебания вектора \vec{E} совершаются так, что его конец описывает круг или эллипс, то свет называется соответственно поляризованным по кругу или эллиптически поляризованным (рис. 2, б, в). Свет, в котором имеется преимущественное направление колебаний вектора \vec{E} , но при этом имеются и другие направления колебаний, называют частично поляризованным.

Одним из способов получения поляризованного света является его отражение и преломление на границе раздела двух изотропных диэлектриков.

Если направить пучок естественного света на границу раздела двух диэлектриков (например, воздух – стекло), то часть света отражается, а часть, преломляясь, распространяется во второй среде. Располагая анализатор (например, кристалл турмалина) на пути луча, можно исследовать поляризации отраженного и преломленного лучей. Такое исследование было проведено в 1810г. Малюсом. Оказалось, что отраженный и преломленный лучи поляризованы частично, причем, в отраженном луче преобладают колебания, перпендикулярные к плоскости падения, а в преломленном луче – колебания, параллельные плоскости падения. Степень поляризации зависит от угла падения. При некотором строго определённом для данных сред значении угла падения отраженный от границы раздела свет оказывается полностью линейно – поляризованным. Такой угол падения называется углом Брюстера (ібр) или углом полной поляризации и определяется согласно закону, установленному в 1815 г Брюстером:

$$tgi_{\delta p} = n_{12} \tag{1}$$

где n₂₁ – показатель преломления второй среды по отношению к первой.

Для стекла с показателем преломления n=1,53 угол Брюстера составляет около 57°.

Что касается преломленного луча, то при выполнении закона Брюстера, он поляризуется максимально, но не полностью (рис. 3).



Поскольку в силу закона преломления $\frac{\sin i_{Ep}}{\sin i_2} = n_{21}$, где $i_2 - i_2$

угол преломления, то из закона Брюстера следует: $\frac{\sin i_{Ep}}{\cos i_{Ep}} = n_{21}$,

т.е. $\cos i_{Bp} = \sin i_2$ или $i_2 + i_{Bp} = i_2 + i_1 = \frac{\pi}{2}$.

Это означает, что при выполнении закона Брюстера угол между отраженным и преломленным лучами составляет 90°. Закон Брюстера можно получить из формул Френеля для прохождения света через границу двух диэлектриков.

Недостатком поляризации при отражении является малая доля отражаемого от диэлектриков излучения (например, от стеклянной пластинки отражается 3-5% падающего света). Поэтому пользуются многократным отражением волны от стопы пластин (стопа Столетова, рис.4), заставляя луч неоднократно преломляться, при условии падения каждый раз на границу раздела под углом Брюстера.

Отраженные лучи уносят колебания, перпендикулярные плоскости падения, и проходящий луч, постепенно «очищаясь» от этих колебаний, становится почти плоскополяризованным (с вектором \vec{E} , лежащим в плоскости падения). В зависимости от необходимости исследований в той или иной спектральной области выбирается подходящий материал стопы. Так, если в видимой области матери-алом стопы может быть обычное стекло, то в инфракрасной - селен или хлористое серебро.



Объясним физическую сущность закона Брюстера. Отражение и преломление лучей является результатом взаимодействия падающего света со средой. Падающая световая волна возбуждает в среде колебания электронов, которые становятся источником вторичных волн. Эти волны, интерферируя между собой, дают отраженные и преломленные волны.

В изотропном веществе, т.е. веществе, имеющем одинаковые свойства во всех направлениях, структура и взаимное расположение молекул таковы, что направление колебаний электронов совпадает с направлением колебаний электрического вектора \vec{E} возбуждающей световой волны. Интенсивность излучения отдельного электрона зависит от направления и может быть представлена полярной диаграммой (рис. 5).

Здесь радиус – вектор \vec{r} характеризует величину интенсивно-сти в рассматриваемом направлении (например, в направлении ОМ). Излучение вдоль линии колебания электронов AB отсутствуeт.

Пусть на границу раздела двух сред 1 и 2 падает плоскополяризованная волна под углом Брюстера (рис. 6).



Плоскость колебания вектора \vec{E} совпадает с плоскостью падения (плоскость чертежа). Колебания электронов под действием преломленной волны происходят перпендикулярно ОД₃ (вдоль AB). В направлении ОД₂ интенсивность отраженного света будет равна нулю, так как оно совпадает с направлением колебания электрона AB.

Если вдоль Д₁О падает естественный свет, то колебания электрического вектора \vec{E} можно заменить совокупностью двух взаимно перпендикулярных составляющих, одна из которых \vec{E}_p лежит в плоскости падения, другая $E_{\rm s}$ перпендикулярна плоскости падения. Колебания, происходящие в плоскости падения в отраженном луче согласно изложенному выше, будут полностью отсутствовать. Останутся только лишь колебания, перпендикулярные плоскости падения.

Закон Брюстера применением для любых электромагнитных волн, если только их длина волны мала по сравнению с расстоянием от источника до границы раздела, а также по сравнению с протяженностью границы раздела, так что можно пренебречь эффектами на её краях.

Закон Брюстера выполняется лишь при отражении света от границы двух изотропных диэлектриков. Свет, отраженный от поверхности металлов, не является плоскополяризованным ни при каких углах падения. Это объясняется наличием в металлах свободных электронов, которые под действием переменной напряженности электрического поля не могут совершать гармонических колебаний.

На опыте закон Брюстера не выполняется вполне строго. Небольшие отклонения от закона Брюстера объясняются существованием очень тонкого переходного слоя на отражающей поверхности, в котором дипольные моменты молекул ориентированы иначе, чем внутри диэлектриков.

2. ОПИСАНИЕ РАБОЧЕЙ УСТАНОВКИ

Внешний вид модульного учебного комплекса МУК – О представлен на рисунке 7.





1- устройство с полупроводниковым лазерным осветителем; 2- турель, на которой смонтированы объекты исследования (для лаб. раб. № 79): одна щель, две щели и т.д.; 3- ручки для поворота турели и установки нужных объектов исследования; 4- диафраг-

ма; 5- поляризатор, закрепленный во вращающейся обойме со стрелкой и транспортиром; 6 – стойка; 7 - устройство содержащее стеклянную пластинку; 9 - рукоятка для поворота стеклянной пла-

стинки и установки угла Брюстера; 10 - шкала по которой измеряют угол Брюстера.

3. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Включите лазерный монохроматический источник света тумблер сеть. (Конструктивные особенности лазера таковы, что пучок света не его выходе имеет эллиптическую поляризацию)

2. С помощью ручек 3 поверните турель 2 вправо или влево так, что бы не было объектов исследования (решеток и щелей).

3. Для превращения эллиптически поляризованного света в плоско- поляризованный свет установите стрелку поляризатора 5 на 0^{0} .(Теперь после прохождения светом поляризатора плоскость колебаний вектора \vec{E} лежит в плоскости падения луча на стеклянную пластинку).

4. С помощью 9 медленно поворачивайте стеклянную пластинку в устройстве 7 и пронаблюдайте за изменением интенсивности луча лазера на шкале 10.

5. Зафиксируйте угол по школе 10, при котором интенсивность луча будет **минимальна**. Это угол Брюстера *i*_{Бр}.

6. Занесите в таблицу значения угла Брюстера и повторите опыт несколько раз.

 $N_{\underline{0}}$ $i_{\overline{b}p}$ $\overline{i}_{\overline{b}p}$ \overline{n} $\Delta \overline{n}$ \overline{E} ,
 $\overline{n} \pm \Delta \overline{n}$

 Опыта
 1
 9%
 9%

 1
 2
 1
 1

 2
 3
 1
 1

 5
 1
 1
 1

7. По значению угла Брюстера вычислите показатель преломления стекла, из которого сделана пластинка

8. Оцените погрешность показателя преломления стекла методом Стьюдента:

Таблица результатов

$$\Delta \overline{n} = \tau \cdot \sqrt{\frac{(\overline{n} - n_1)^2 + (\overline{n} - n_2)^2 + (\overline{n} - n_3)^2 + \dots}{N(N - 1)}},$$

где N – число опытов, т- коэффициент Стьюдента (см. табл 2) 10. Рассчитайте относительную погрешность:

$$E = \frac{\Delta \overline{n}}{n} 100\%$$

Таблица 2

Для p=0,95 коэффициент Стьюдента имеет значения:

Ν	3	4	5	6	7	8	9	10
τ	4.3	3.2	2.8	2.6	2.4	2.4	2.3	2.3

4. ВОПРОСЫ ДЛЯ ДОПУСКА К РАБОТЕ

1. Назовите основные части установки и объясните их назначение.

2. Опишите метод измерения угла Брюстера.

3. Поясните схему хода лучей при выполнении закона Брюстера.

5. ВОПРОСЫ ДЛЯ ЗАЩИТЫ РАБОТЫ

1. Естественный и поляризованный свет. Виды поляризованного света.

2. Способы получения поляризованного света.

3. Поляризация при отражении света от диэлектрика. Закон Брюстера. Стопа Столетова.

Рекомендуемая литература

1. Трофимова Т.И. Курс физики: учебное пособие для вузов. – М.: Академия, 2006. – 560 с.

2. Детлаф А.А., Яворский В.М. Курс физики: учебное пособие для втузов. – М.: Академия, 2008. – 720 с.

3. Савельев И.В. Курс общей физики: учеб. пособие для студентов вузов в 3 т. : Т.2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика – Лань, 2011. - 496 с.

Лабораторная работа № 79

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА

Цель работы: исследование дифракции света на прозрачной одномерной и прозрачной двумерной дифракционных решетках; определение параметров дифракционных решеток.

Приборы и принадлежности: модульный учебный комплекс МУК – 0.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Дифракцией называется совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света в среде с резкими неоднородностями, например, вблизи границ непрозрачных или прозрачных тел, сквозь малые отверстия и т.п. Дифракция, в частности, приводит к огибанию световыми волнами препятствий, проникновению света в область геометрической тени и к отклонению от законов геометрической оптики.

Дифракционные явления были известны ещё Леонардо да Винчи (1452-1519), но первое детальное их описание было дано Гримальди. Его работы по дифракции были изложены в труде, вышедшем в 1665 г. Объяснение явления дифракции с точки зрения волновой теории впервые было выполнено в 1818 г. Френелем. Учитывая возможность взаимной интерференции вторичных волн, Френель дополнил принцип Гюйгенса, и усовершенствованный им принцип получил название принципа Гюйгенса – Френеля. Позднее, в 1882 г. Кирхгоф развил математические основы теории дифракции (см. лаб. раб. № 64).

Дифракция, как и интерференция, служит доказательством волновой природы света. Различают два случая дифракции: дифракцию Фраунгофера в параллельных пучках и дифракцию Френеля в сходящихся пучках.

Дифракция Фраунгофера наблюдается в том случае, когда источник света и точка наблюдения достаточно удалены от преграды, вызывающей дифракцию.

Дифракция Фраунгофера на узкой щели

Пусть плоская монохроматическая волна падает нормально на щель шириной *а* рисунок 1. Когерентные вторичные волны распространяются от нее по всем направлениям. Результат их интерференции можно наблюдать на экране \mathcal{F} , расположенном в фокальной плоскости линзы \mathcal{J} (рис.1).



Рис. 1

Оптическая разность хода волн, идущих от краев щели в произвольном направлении φ , равна

$$\Delta = a \sin \varphi \,. \tag{1}$$

После прохождения через линзу Л они собираются на экране в точке P и интерферируют. Для выяснения вида интерференцион-

ной картины разобьем открытую поверхность волнового фронта AB на зоны Френеля (разность хода от краев соседних зон равна $\frac{\lambda_0}{2}$), параллельные краям щели. Всего на ширине щели уместится

$$\frac{\Delta}{\lambda_0/2} = \frac{a\sin\varphi}{\lambda_0/2} \quad \text{30H.} \tag{2}$$

Так как на щель падает плоская волна, то площади всех зон одинаковы, значит, одинакова амплитуда колебаний, возбуждаемых в точке P действием каждой зоны Френеля, а фазы колебаний, создаваемых соседними зонами, противоположны. Следовательно, колебания каждой пары соседних зон будут гасить друг друга.

Поэтому, если на ширине щели укладывается четное число зон Френеля, то амплитуда результирующего колебания в точке *P* равна 0 и наблюдается минимум интенсивности света.

Из (2) следует условие образования дифракционного минимума:

$$a\sin\phi = \pm 2k\frac{\lambda_0}{2} = \pm k\lambda_0$$
, $(k=1,2,...)$ (3)

Дифракционный максимум возникает при нечетном числе зон Френеля, укладывающихся на ширине щели

$$a\sin \varphi = \pm (2k+1)\frac{\lambda_0}{2}, \quad (k=1,2,...),$$
 (4)

где *k* определяет порядок дифракции.

В целом дифракционная картина, возникающая при прохождении монохроматического света через узкую щель, имеет вид чередующихся светлых и темных полос, симметрично расположенных по обе стороны от центральной светлой полосы.

Выражение (3) позволяет найти угловое положение первого минимума (k=1) (рис. 1).

$$\sin\varphi_1 = \pm \frac{\lambda_0}{a},\tag{5}$$

а минимальное число полос определяется требованием

$$|\sin \varphi| < 1, \ k \le \frac{a}{\lambda_0}.$$
 (6)

141

si

Из выражений (5) и (6) следует, что сужение щели приводит к тому, что центральный максимум расплывается (яркость уменьшается).

Это относится и к другим максимумам, картина становится менее четкой. При $a < \lambda_0$ минимумы вообще не возникают, интенсивность света монотонно убывает от середины картины к ее краям. Наоборот, чем шире щель ($a > \lambda_0$), тем картина ярче, дифракционные полосы уже, а число полос больше. При $a >> \lambda_0$ в центре получается яркое изображение щели, т.е. имеет место прямолинейное распространение света.

При дифракции от одной щели интенсивность света в максимумах невелика и дифракционная картина недостаточно четко выражена. Для получения картины с четкими максимумами интенсивности света применяется дифракционная решетка.

Дифракционная решетка

Прозрачная одномерная дифракционная решетка для световых волн – это пластина из прозрачного материала (обычно из стекла), на поверхности которой каком-либо путем (механическим или фотоспособом) нанесено большое число параллельных равноотстоящих непрозрачных штрихов. Обозначим ширину щели *a*, ширину непрозрачного промежутка *b*. Основным параметром решетки является ее период *d* (постоянная решетки), равный расстоянию между серединами соседних щелей, т.е.

$$d = a + b \tag{7}$$

Дифракционная картина на решетке определяется как результат взаимной интерференции световых волн, идущих от N щелей (см. лаб. раб. № 64). В общем случае при рассмотрении дифракции от N щелей имеем:

- прежние минимумы $a \sin \varphi = \lambda, 2\lambda...$
- главные максимумы $d \sin \varphi = 0$, λ , 2λ ...
- добавочные минимумы

$$d\sin\varphi = \frac{\lambda}{N}, 2\frac{\lambda}{N}, \dots, \frac{(N-1)\lambda}{N}, \frac{(N+1)\lambda}{N}, \dots,$$

т.е. между двумя главными максимумами располагается (*N-1*) добавочных минимумов, разделенных вторичными максимумами.

Формула

$$d\sin\varphi = \pm m\lambda , \qquad (8)$$

где m = 0, 1, 2, 3, ... - порядок дифракционного максимума, носит название формулы дифракционной решетки. При $m=0 sin\varphi=0$, на экране получается нулевой дифракционный максимум. При m=1по обе стороны от нулевого возникают два дифракционных максимума первого порядка (см. лаб. раб. № 64).

Дифракционная решетка создает эффект резкого разделения и усиления интенсивности света в области максимумов, что делает ее незаменимым оптическим прибором. На рис. 2 показана дифракционная картинна от дифракционной решетки.



Рис. 2

Из рис. 2 видно, что при малых углах дифракции координата прежнего минимума или главного максимума на экране

 $x = F \cdot tg \varphi \approx F \cdot \sin \varphi,$

где φ – угол дифракции; F – фокусное расстояние линзы Учтем условия прежних минимумов $a \cdot \sin \varphi = \pm k \cdot \lambda$

и главных максимумов $d \cdot \sin \varphi = \pm m \cdot \lambda$. Тогда координаты

прежних минимумов $x_k = \pm k \frac{\lambda}{a} F$, где k = 1, 2, 3, ...;

координаты главных максимумов $x_m = \pm m \frac{\lambda}{d} F$, где m = 0, 1, 2, 3, ...

При больших расстояниях L от решетки до экрана суперпозиция параллельных дифрагированных лучей осуществляется на экране и без собирающей линзы в точке $x \approx Lsin\varphi$, когда координаты прежних минимумов и главных максимумов соответствуют формулам:

прежние минимумы $x_k = \pm k \frac{\lambda}{a} L (k=1,2,3,...)$

главные максимумы

$$x_m = \pm m \frac{\lambda}{d} L \quad (m=0, 1, 2, 3, ...)$$
 (9)

Число дифракционных спектров ограничено и определяется условием $sin \varphi = m \frac{\lambda}{d} \leq l.$

Двумерная плоская дифракционная решетка представляет собой совокупность двух прозрачных одномерных дифракционных решеток с периодами d_1 и d_2 , щели которых расположены взаимно перпендикулярно (рис. 3 и 4).



Рассмотрим дифракцию плоской монохроматической световой волны, распространяющейся перпендикулярно плоскости решетки. Выберем систему координат так, чтобы ось X была перпендикулярна щелям одной из решеток, ось Y – щелям второй решетки, ось Z - плоскости решетки (рис. 4). Будем характеризовать направления распространения падающей и дифрагирующей волн углами соответственно α_0 , β_0 , γ_0 и α , β , γ между нормалями к волновым поверхностям и осями X,Y,Z (рис. 5).



Рис. 5
В рассматриваемом случае $\alpha_0 = \beta_0 = \pi/2$, $\gamma_0 = 0$. Очевидно, что α, β, γ - углы, дополняющие углы дифракции до 90⁰ это показано на рис. 6.



Рис. 6

Плоская световая волна после прохождения решетки с горизонтальными штрихами образовала бы в фокальной плоскости линзы, расположенной за решеткой (рис. 7), дифракционный спектр, представляющий собой горизонтально расположенные линии в направлениях, отвечающих условиям возникновения максимумов для решетки с периодом d₂.

При наличии лишь одной решетки с вертикальными щелями наблюдался бы спектр, представляющий вертикально расположенные линии, удовлетворяющие условиям дифракционных максимумов для решетки с периодом d₁.



Рис. 7

Условия возникновения максимумов для двумерной решетки имеют вид:

$$d_1 \cdot \cos \alpha = m_1 \lambda; d_2 \cdot \cos \beta = m_2 \lambda$$
(10)

где m_1 и m_2 – целые числа, определяющие порядок дифракционных спектров для решеток с периодами d_1 и d_2 ; λ – длина волны света.

Главные максимумы наблюдаются только в направлениях, удовлетворяющих совокупности двух соотношений (10), причем каждой паре целых чисел m_1 и m_2 отвечает максимум определенного порядка.

Углы α, β, γ связаны соотношением

$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1 \tag{11}$$

Выражения (10) и (11) позволяют при известных d_1, d_2, λ определить углы α, β, γ , под которыми можно наблюдать главные максимумы дифракционной картины того или иного порядка. Если в каждой решетке число щелей N₁ и N₂ достаточно велико, то максимумы будут очень острыми и в них сосредоточится практически вся световая энергия дифрагированных волн. В результате на экране, расположенном за двумерной решеткой, получится дифракционная картина в виде четких, симметрично расположенных световых пятен см. рис. 8. Световые пятна расположены на пересечении вертикальных и горизонтальных линий, соответствующих условиям дифракционных максимумов для решеток с вертикальными и горизонтальными штрихами.



Рис. 8. Дифракционная картина от двухмерной дифракционной решётки

Главные максимумы возникают только тогда, когда $\frac{d_1}{\lambda}\cos\alpha = m_1$ и одновременно $\frac{d_2}{\lambda}\cos\beta = m_2$, где m_1 и m_2 - целые числа. Если только одно из этих чисел (m_1 или m_2) целое, т.е. выполняется условие возникновения главного максимума лишь для одной из решеток, то его интенсивность оказывается много меньше.

Пусть волна падает на двумерную решетку наклонно (т.е. углы α_0 и β_0 отличны от $\frac{\pi}{2}$). Тогда условия возникновения главных максимумов примут вид:

$$d_1(\cos\alpha - \cos\alpha_0) = m_1\lambda;$$

$$d_2(\cos\beta - \cos\beta_0) = m_2\lambda$$
(12)

Общий характер дифракционной картины, в этом случае, останется прежним, изменятся лишь масштабы по осям X и Y наблюдаемой дифракционной картины.

Если решетки d_1 и d_2 взаимно не перпендикулярны, а составляют какой-либо угол между собой, положение максимумов будет зависеть от угла между штрихами решеток. Таким образом, по расположению пятнышек можно судить о величине периодов d_1 и d_2 и взаимной ориентации решеток.



2. ОПИСАНИЕ РА-БОЧЕЙ УСТА-НОВКИ И МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ

Работа выполняется на установке МУК – 0, внешний вид которой изображен на рис. 9.

1-устройство с полупроводниковым лазерным осветителем; 2 –турель, на которой смонтированы объекты исследования: одна щель, две щели, четыре щели, дифракционная решетка, двумерная решетка; 3 – ручка для установки исследуемого объекта под различными углами: 0⁰, 30⁰, 60⁰, 90⁰; 4- диафрагма; 5- поляризатор (используется в опытах по изучению закона Брюстера);

6 – стойка; 7 – устройство содержащее стеклянную пластинку (для изучения закона

Рис. 9 Брюстера в лаб. раб. № 78).

Схема установки для исследования дифракции света на дифракционной решетке (одномерной или двумерной) представлена на рис. 10.



Рис.10

1 – источник плоской монохроматической световой волны (лазер); 2 – дифракционная решетка; 3- линза; 4- экран (съемный лист белой бумаги).

Рекомендуется вначале провести измерения с одиночной щелью, установив ее (см. рис. 9) под лазерным источником. Затем, вращая турель, переходить к двум, четырем щелям и одномерной решетке, место расположения которой определяется также по соответствующим пиктограммам.

Если на пути лазерного пучка поставить щель, то на экране будет наблюдаться дифракционная картина в виде центрального наиболее яркого максимума и системы расположенных симметрично ему максимумов различных порядков, разделенных минимумами (рис. 11, рис. 12). Угловое положение минимумов определяется соотношением (3) $\sin \varphi = k \frac{\lambda_0}{a}$. Учитывая, что углы дифракции в этом случае ма-

лы, получим $\sin \varphi \approx tg \varphi = \frac{x_k}{L}$.

Тогда

$$x_k = \frac{k\lambda_0 L}{a},\tag{13}$$

где *x_k* - расстояние от центра дифракционной картины до минимума *k*-ого порядка.



Рис. 11

При переходе от минимума порядка *k* к минимуму порядка (*k*+1) получим

$$x_{k+1} = \frac{(k+1)\lambda_0 L}{a}.$$
 (14)

Разность
$$\Delta x = x_{k+1} - x_k = \frac{\lambda_0 L}{a}$$
 (15)

называется шириной дифракционной полосы.

Таким образом, используя явление дифракции, можно по формуле (15) определить размеры щелей и препятствий.

Теперь установим в качестве объекта исследования двумерную дифракционную решетку. На листе с изображением дифракцион-

ной картины (рис. 8) измерим расстояния ΔX_1 и ΔY_1 для главных дифракционных максимумов (см. рис. 8 и рис. 12). Из рис. 12 видно, что видно, что

$$\Delta X_1 = F \cdot tg\varphi; \quad \Delta Y_1 = F \cdot tg\psi, \text{ причем,}$$

$$\varphi = \frac{\pi}{2} - \alpha; \quad \phi = \frac{\pi}{2} - \beta; \quad F - \phi \text{окусное расстояние линзы.}$$

Используя условия (10) возникновения главных дифракционных максимумов для решеток с периодами d₁ и d₂ и рис. 6, получим

$$d_1 \sin \varphi = m_1 \lambda \; ; \; d_2 \sin \psi = m_2 \lambda \tag{16}$$



При малых углах φ и ψ имеем

$$\Delta X = F \frac{m_1 \lambda}{d_1} \quad \text{и} \quad \Delta Y = F \frac{m_2 \lambda}{d_2} \quad \text{, тогда периоды решеток:}$$
$$d_1 = m_1 \frac{F\lambda}{\Delta x_1}, \qquad d_2 = m_2 \frac{F\lambda}{\Delta y_1}. \tag{17}$$

3. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Задание А. Определение ширины щели

1. Включите лазерный монохроматический источник света (λ = 0.65 мкм, что соответствует красному видимому свету) - тумблер сеть;

2. Положите лист белой или миллиметровой бумаги на основание оптического блока (9).

3. Поверните турель 2 и установите нужный исследуемый объект - например одиночную щель;

4. с помощью ручки 3 установите угол 0^{0} ;

5. На бумаге должна появиться дифракционная картина (ряд чередующихся красных полосок - см рис. 11);

6. зарисуйте дифракционную картину;

7. по своему рисунку измерьте положение минимума первого порядка x_1 (см рис. 11). Результат запишите в таблицу;

8. поверните ручку на 30°, а затем на 60°, пронаблюдайте изменения дифракционной картины.

9. по формуле $a = \frac{k \cdot \lambda \cdot L}{x}$ рассчитайте ширину щели *a*. (Расстояние L = 465 мм, k = 1 порядок минимума);

10. поверните турель 2, и установите другой исследуемый объект - две щели;



Рис. 13. Дифракционная картина от двух щелей при угле 0°

11. установите ручкой 3 угол 0^{0} , 30^{0} , а затем 60^{0} и пронаблюдаете изменения дифракционной картины;

12. на своём рисунке измерьте координату максимума первого порядка x_k (см рис. 13). По формуле $d = \frac{m \cdot \lambda \cdot L}{x}$, найдите d – расстояние между щелями, учитывая что порядок дифракционного максимума m = 1. Результаты занесите в таблицу1;

13. повторите аналогичные опыты для четырёх щелей.

Таблица	резу	ультатов1
таолица	pes	yJIDIUIODI

лучёй	MM	х,	а,	х,	<i>d</i> ,	х,	<i>d</i> ,
		MM	MM	MM	MM	MM	MM
0°	465						

Задание В. Определение постоянной дифракционной решетки

1. Включите лазерный монохроматический источник света – тумблер сеть, см. рис. 8 ($\lambda = 0.65$ мкм, что соответствует красному видимому свету);

2. поверните турель 2 и установите первый объект исследования – одномерную дифракционную решетку;

3. с помощью ручки 3 установите угол поворота решетки 0⁰.

4. Положите лист белой или миллиметровой бумаги на основание оптического блока (9). На бумаге должна появиться дифракционная картина (ряд чередующихся красных полосок - см рис. 13);

5. зарисуйте дифракционную картину;

6. поверните ручку 3 на 30°, а затем на 60°, пронаблюдайте изменения дифракционной картины при каждом угле;

7. по своему рисунку измерьте положение максимума первого порядка *x* (см рис. 13). Результаты запишите в таблицу;

8. по формуле $d = \frac{m \cdot \lambda \cdot L}{x}$ определите постоянную ди-

фракционной решетки d . (Расстояние L = 465 мм, m = 1);

9. поверните турель 2, и установите другой исследуемый объект - двумерную дифракционную решетку;

10. установите ручкой 3 угол 0^0 и зарисуйте дифракционную картину (см. рис.8);

11. поверните ручку 3 на 30⁰, а затем на 60⁰, пронаблюдайте изменения дифракционной картины при каждом угле.

12. на своём рисунке нанесите координатные оси Х, Ү. Измерьте расстояния ΔX , $\Delta Y - для$ главных дифракционных максимумов (см. рис. 8).

13. По формулам (17) найдите периоды дифракционных решеток:

$$d_1 = F \cdot \frac{m_{1 \cdot \lambda}}{\Delta X} \qquad d_2 = F \cdot \frac{m_{2 \cdot \lambda}}{\Delta Y},$$

здесь $m_1 = m_2 = 1$, фокусное расстояние F = L = 465 мм 14. Результаты занесите в таблицу.

					гаолица	і резуль	Tatob 2	
		Одномерная ная решётка	дифракцион-	Двухм ная ре	иерная сшётка	дифракцион-		
	L, <i>мм</i>	х, ММ	d ₁ , мм	х, мм	у , мм	d ₁ , мм	d ₂ , мм	
0°	465							

Tofuuna popular momon 2

4. Вопросы для допуска к работе

- 1. Сформулируйте цель работы.
- Объясните сущность дифракции света. 2.

Опишите устройство и назначение одномерной и двумер-3. ной дифракционных решеток.

4. Опишите порядок выполнения работы.

5. Вопросы для защиты работы

Сформулируйте принцип Гюйгенса – Френеля. Объясните с 1. его помощью явление дифракции света.

Объясните картину дифракции на одной щели. 2.

3. Получите условия минимумов и максимумов при дифракции на одномерной решетке.

4. Объясните картину дифракции на двумерной решетке.

Рекомендуемая литература

1. Трофимова Т.И. Курс физики: учебное пособие для вузов. – М.: Академия, 2006. – 560 с.

2. Детлаф А.А., Яворский В.М. Курс физики: учебное пособие для втузов. – М.: Академия, 2008. – 720 с.

3. Ландсберг Г.С. Оптика: учеб. пособие для вузов. –М.: Физматлит, 2006.- 848 с.

Лабораторная работа № 80

ИССЛЕДОВАНИЕ ВНЕШНЕГО ФОТОЭФФЕКТА

Цель работы: Снятие вольт-амперной и спектральной характеристик фотоэлемента. Определение красной границы фотоэффекта, работы выхода для фотокатода и материала, из которого сделан фотокатод.

Приборы и принадлежности: блок амперметра-вольтметра AB, стенд с объектами исследования С3-OK01, источник питания ИПС 1

1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Внешним фотоэффектом называется явление испускания электронов веществом под действием света, поглощаемого этим веществом. Экспериментально установлено три основные закона внешнего фотоэффекта:

1. Закон Столетова: при малых интенсивностях света сила фототока насыщения (количество электронов, испускаемых в едини-

цу времени фотокатодом при фиксированной частоте падающего света) пропорциональна световому потоку;

2. для каждого вещества при определенном состоянии его поверхности существует «красная граница» фотоэффекта, т е минимальная частота света ω_{κ} (или максимальная длина волны λ_{κ}), ниже которой $\omega < \omega_{\kappa}$ фотоэффект не наблюдается;

3. закон Эйнштейна: максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно растёт с частотой света и не зависит от его интенсивности.

Эти законы можно объяснить на основе фотонных представлений о свете.

При облучении вещества светом все его электроны получают энергию не непрерывно, а порциями (квантами).

Энергия кванта света (фотона):

$$\varepsilon = \hbar \omega \tag{1}$$

 $\hbar = 1.054 \cdot 10^{-34} Д \mathcal{H} \cdot c$ — постоянная Планка; ω — циклическая частота световой волны.

При поглощении света веществом каждый фотон отдаёт свою энергию одному электрону (однофотонный фотоэффект), который в зависимости от соотношения между энергией поглощенного фотона и величиной потенциального барьера на границе веществовакуум (работой выхода) может покинуть вещество. Под работой выхода A_6 следует понимать наименьшую энергию, которая необходима, чтобы электрон покинул вещество. Фотоэлектроны могут накапливаться в вакууме, вблизи поверхности вещества так, что их совокупный электрический отрицательный пространственный заряд оказывается способным препятствовать дальнейшему выходу электронов. Для устранения такого влияния фотоэлектроны необходимо удалять от поверхности вещества. Очевидно, что в условиях отсутствия пространственного заряда количество фотоэлектронов, покидающих вещество в единицу времени, т е фототок, прямо пропорциональны числу фотонов, падающих на поверхность вещества в единицу времени, а значит, и световому потоку. При этом энергия фотона не оказывает влияния на количество фотоэлектронов. Получив энергию от фотона, электрон теряет часть её вследствие случайных столкновений в веществе. Энергия, равная работе

выхода, тратиться электроном на преодоление потенциального барьера на границе металл-вакуум. Оставшаяся часть энергии образует кинетическую энергию электрона, вышедшего в вакуум. Максимальной кинетической энергией обладают электроны, вылетевшие в вакуум непосредственно с поверхности вещества.

Для таких электронов потери на столкновение равны нулю и их кинетическая энергия *T*_{max} связана с энергией фотона и работой выхода формулой Эйнштейна:

$$\hbar\omega = A_{\theta} + T_{\max} , \qquad (2)$$

где $T_{\text{max}} = \frac{mv^2}{2}$ - максимальная кинетическая энергия выби-

тых электронов при данной энергии поглощенного фотона $\hbar \omega$ и работе выхода A_{g} . Эта формула является законом сохранения энергии применительно к фотоэффекту и называется уравнением Эйнштейна для фотоэффекта.

Так как началу фотоэффекта соответствует условие $T_{\max} = 0$, то из уравнения Эйнштейна следует выражение для красной границы фотоэффекта:

$$\omega_{\kappa} = \frac{A_{\theta}}{\hbar} \,, \tag{3}$$

Выражая из (3) максимальную кинетическую энергию электрона, получаем, что она действительно пропорциональна частоте света и не зависит от интенсивности светового потока:

$$T_{\max} = \hbar \omega - A_{g}. \tag{4}$$

Спектральная зависимость фотоэлектронной эмиссии

Одной из важнейших характеристик фотоэмиттера является его квантовая эффективность (квантовый выход) Ү.

$$Y = \frac{n_0}{n},$$
(5)

где n_0 - число электронов, испускаемых фотоэмиттером за единицу времени; n – число фотонов, падающих на фотоэмиттер в единицу времени ($n \ll 1 \phi omoha$).

Если энергия фотона меньше значения, соответствующей красной границе фотоэффекта ω_{κ} , квантовый выход равен нулю (фотоэффект не наблюдается). При увеличении частоты света $\omega > \omega_{\kappa}$ квантовый выход быстро растёт, достигая максимума при некоторой частоте ω_1 , затем уменьшается. При еще большем росте частоты может опять наблюдаться медленный рост квантового выхода. Указанный характер зависимости Y(ω) связан с энергетическими состояниями свободных электронов и наблюдается у металлов.

Для большинства металлов максимальное значение величины Y не превышает 0.1 при энергии фотона $\hbar \omega = 10 \div 20$ эВ. Имея малый квантовый выход, чистые металлы практически не используются в качестве фотоэмиттеров в электровакуумных приборах.

Эффективные фотоэмиттеры в видимой и ближней ультрафиолетовой области спектра созданы на основе полупроводниковых материалов. При этом следует отметить, что при переходе от металлов к полупроводникам нужно применять в уравнении Эйнштейна (2) вместо работы выхода A_{g} другую энергию W – порог фотоэффекта:

$$\hbar\omega = W + T_{\max} . \tag{6}$$

Это связано с более сложным, чем у металлов характером энергетических состояний электронов, способных покинуть полупроводник при фотоэффекте. Существенное влияние на фотоэмиссию оказывает примесь, добавленная в полупроводник, и состояние его поверхности.

При использовании полупроводниковых фотоэмиттеров удаётся увеличить максимальное значение квантового выхода Y_{max} до 0.5 при пороге фотоэффекта $W = 1 \div 2 \Im B$.

Зависимость фототока от длины волны при постоянном значении относительной интенсивности светового потока J/J_0 называется спектральной характеристикой.



Рис.1. Спектральная характеристика фотоэлемента

Вольт-амперная характеристика фотоэмиттера

Вольт-амперной характеристикой (ВАХ) называется зависимость тока, протекаемого через фотоэлемент, от величины приложенного напряжения при постоянной длине волны источника света.

Примерный вид ВАХ, полученных для одинаковой частоты, но различных интенсивностях света, представлен на рис. 2.



Рис.2. Вольт-амперная характеристика фотоэлемента

Участок АВ графика соответствует току насыщения I_{hac} фотоэлемента. При этом сила тока при $U > U_a$ не зависит от напряжения между катодом и анодом, потому что все электроны, выбитые светом в область пространства между катодом и анодом, достигают анода. При напряжениях $U < U_a$ электрическое поле между катодом и анодом недостаточно для того, чтобы при данной геометрии фотоэлемента собрать на аноде все выбитые электроны. Сила тока становиться меньше I_{hac} . Причём при нулевом и даже отрицательном напряжении на аноде сила тока отлична от нуля. Это объясняется тем, что некоторые выбитые фотонами электроны (при $\hbar \omega \ge W$) обладают достаточным запасом кинетической энергии для того чтобы даже в тормозящем поле достичь анода (участок графика *CD*, рис. 2).

При некоторой определенной разности потенциалов задерживающего поля U_3 наступает состояние, когда даже самые энергичные из летевших к аноду электронов, не коснувшись его, отбрасываются назад к катоду. Ток через фотоэлемент при этом становиться равным нулю (точка D на графике, рис. 2). Работа сил тормозящего электрического поля над электронами с максимальной кинетической энергией в момент их остановки около анода равна приращению этой энергии:

$$0 - \frac{mv_{\max}^2}{2} = -|eU_3|, \tag{7}$$

где *е* – заряд электрона; *U*₃ – разность потенциалов задерживающего поля.

В реальном фотоэлементе анод и катод могут быть изготовлены из различных веществ. Поэтому между ними, кроме разности потенциалов U, обусловленной внешним источником, возникает контактная разность потенциалов $U_{конm}$. Вольтметр, включенный в схему, измерить $U_{конm}$ не может. Следовательно, точке D графика соответствует истинное напряжение:

$$U_{\mathcal{I}} = U_3 + U_{\kappa OHM}.$$
(8)

2. ОПИСАНИЕ РАБОЧЕЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ

Внешний вид рабочей установки (блок амперметра-вольтметра AB, стенд с объектами исследования и источник питания), представлен на рисунке 3 а.

В качестве источника света в работе используется набор светодиодов, излучающих в различных узких диапазонах длин волн. Эти диапазоны лежат в видимой и инфракрасной частях спектра.

В качестве фотоэмиттера используется катод фотоэлемента (или полупрозрачный катод фотоэлектронного умножителя), изготовленный из полупроводникового вещества. Электроны, выбитые светом из катода, собираются анодом.

На рис. 3 б представлена электрическая схема.

Для определения красной границы фотоэффекта ω_{κ} или соответствующей длины света λ_{κ} достаточно в процессе эксперимента снять зависимость силы тока насыщения от длины волны подающего на катод света. Построив график этой зависимости, можно найти длину волны λ_{κ} , которая соответствует нулевому значению силы тока (см рис. 1). Зная λ_{κ} , можно определить порог фотоэффекта W. Учтём, что связь между частотой ω и длиной волны λ имеет вид:

$$\omega = \frac{2\pi \cdot c}{\lambda} \quad , \tag{9}$$

где с - скорость света. Тогда порог фотоэффекта можно определить по формуле:

$$W = \hbar \cdot \omega_{\kappa} = \hbar \cdot \frac{2\pi \cdot c}{\lambda_{\kappa}} \quad , \tag{10}$$

где $\hbar = 1.054 \cdot 10^{-34} Дж \cdot c$.



Рис. 3

3. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. для снятия характеристик фотоэлемента соберите электрическую схему, показанную на рисунке 3 б. Соедините клеммы приборов так, как показано на рисунке 3 а;

Подготовьте приборы к работе:

- 2. Включите тумблеры сеть (рис. 4).
- 3. Установите кнопку переключения 3 на рис. 4 в
- 4. Положение «мкА» (кнопка должна быть в нажатом состоянии).
- 5. Установите кнопку 4 в положении «=» т.е. постоянное напряжение (кнопка отжата).
- 6. Установите предел амперметра 20 мкА, кнопкой 1 (рис 4).
- 7. Установите кнопкой 2 предел вольтметра 200 В (рис.4)



Рис. 4

Снимите вольт – амперную характеристику I = f(U)при $\lambda = \text{const} \ u \ \Phi = J/J_o = \text{const}:$

- Для этого с помощью клавиши 5 (рис. 4) установите одно из значений длины волны λ: 430 нм, 470 нм, 505 нм.
- 9. Регулятором 6 (рис. 4) установите максимальную относительную интенсивность излучения $\Phi = J/J_0 = 1.2$

(В лабораторной установке устанавливается не абсолютная, а относительная интенсивность излучения J/J_0 . Где J_0 - некоторая константа, задаваемая измерительным прибором и регулируемая пользователем с помощью регулятора 6 рис. 4).

- 10. Изменяя напряжение U регулятором 7 (рис.4) от 0 В
 - до 20 В, с шагом 2 В, измерить ток *I*.
- 11. Результаты занести в таблицу 1.

Таблица результатов 1

λ = нм	U	В	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20
$\Phi = \dots$	Ι	мкА											

Снимите спектральную характеристику фоторезистора $I = f(\lambda)$ при $\Phi = J/J_o = \text{const}$ и U = const:

- 12. Выберите и установите с помощью рукоятки 7 (рис. 4) одно из значений напряжения ($U = 10 \div 20B$).
- 13. Установите относительную интенсивность излучения J/J_0 регулятором 6 (рис. 4). (Рекомендуемые значения: $J/J_0 = 1.0 \div 1.2$). При изменении интенсивности на табло,
 - значение необходимо поддерживать).
- Изменяя значение длины волны λ клавишей 5 (рис. 4), измерьте фототок *I*. (Изменив длину волны, нужно подождать несколько секунд, чтобы ток установился)
- 14. Результаты занесите в таблицу 2.

Таблица результатов 2

							1 40,111	ца рез.	JUDIAI	
	λ	HM	430	470	505	565	590	660	700	880
$U=\ldots$ B										
$J/J_0 = \dots$	Ι	мкА								

Параметры блока излучателей

Таблица 3

							1 40.	лпца э
	0	1	2	3	4	5	6	7
λ, нм	430	470	505	565	590	660	700	880

Обработка результатов:

- 16. По результатам измерений постройте графики вольтамперной характеристики I = f(U) и спектральной характеристики $I = f(\lambda)$ фоторезистора.
- 17. По графику вольт-амперной характеристики определите диапазон напряжений, соответствующих току насыщения (см рис. 2).
- 18. Определите, по спектральной характеристике длину

волны, соответствующую красной границе фотоэффекта (см. рис. 1).

- Определите частоту ω_κ, соответствующую красной границе фотоэффекта по формуле (9)
- 20. Определите порог фотоэффекта *W* по формуле (10) и переведите в эВ.
- 21. Убедитесь, что фотокатод фотоэлемента действительно изготовлен из полупроводника (для полупроводника порог фотоэффекта $W = 1 \div 2 \Im B$)

4. ВОПРОСЫ ДЛЯ ДОПУСКА К РАБОТЕ

- 1. Какова цель работы?
- 2. Что такое внешний фотоэффект?

3. Объясните методику определения величин в данной лабораторной работе.

5. ВОПРОСЫ ДЛЯ ЗАЩИТЫ РАБОТЫ

1. Можно ли объяснить все особенности фотоэффекта, пользуясь волновой теорией света?

2. Можно ли объяснить все особенности фотоэффекта, пользуясь фотонной теорией света?

3. Какое уравнение предложено для квантового описания внешнего фотоэффекта?

4. Почему при фотоэффекте ярко проявляются корпускулярные свойства света?

5. Объясните все особенности вольт-амперной характеристики при фотоэффекте.

6. Что такое квантовый выход?

7. В чём преимущество полупроводниковых фотоэмиттеров перед металлическими?

8. Какие изменения в уравнение Эйнштейна надо ввести, если оно применяется к полупроводниковому фотоэмиттеру?

Рекомендуемая литература

1. Детлаф А.А., Яворский В.М. Курс физики: учебное пособие для втузов. – М.: Академия, 2008. – 720 с.

2. Ландсберг Г.С. Оптика: учеб. пособие для вузов. –М.: Физматлит, 2006.- 848 с.

3. Савельев И.В. Курс общей физики: учеб. пособие для студентов вузов в 3 т.: Т. 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твёрдого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц -Лань, 2011. -256 с.