

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

Санкт-Петербургский государственный
электротехнический университет «ЛЭТИ»

ОПТИКА И АТОМНАЯ ФИЗИКА

Лабораторный практикум

Санкт-Петербург
Издательство СПбГЭТУ «ЛЭТИ»
2013

УДК 531+537 (079)

ББК 22.34 Оптика

Оптика и атомная физика: лабораторный практикум. Вяткин В. М., Комашня А. В., Комашня В. Л., Малышев М. Н., Шейнман И. Л. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2013. 96 с.

Содержат описание теории и методики экспериментального исследования корпускулярно-волновой природы электромагнитного излучения, квантовой природы магнитных свойств атома и ядра атома. В описания работ включены задание на подготовку и перечень контрольных вопросов.

Предназначено для студентов 2-го курса всех факультетов СПбГЭТУ.

Рецензенты:

Кафедра экспериментальной физики СПбГПУ, зав. кафедрой экспериментальной физики СПбГПУ д.ф.-м.н., профессор Иванов В. К.

Д.т.н., проф., зав. кафедрой электроники СПбГИТМО Г. Н. Лукьянов

Утверждено
редакционно-издательским советом университета
в качестве учебного пособия

ISBN

© СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2013

Лабораторная работа 1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФОКУСНЫХ РАССТОЯНИЙ ЛИНЗ

Цель работы: определение фокусных расстояний собирающей и рассеивающей линз исходя из результатов измерений расстояний от исследуемых линз до предмета и его изображения.

Общие сведения

Фокусным расстоянием тонкой линзы называют расстояние между оптическим центром линзы и ее главным фокусом, т. е. точкой, лежащей на главной оптической оси, в которой пересекаются после преломления в линзе световые лучи, падающие на линзу параллельно главной оптической оси. Главной оптической осью называют прямую, проходящую через центры кривизны обеих сферических поверхностей линзы.

Элементарная теория оптических стекол приводит к простым соотношениям между фокусным расстоянием F линзы, расстоянием d от линзы до предмета, расстоянием f от линзы до изображения предмета, относительным показателем преломления n материала линзы и радиусами кривизны r_1 и r_2 сферических поверхностей линзы. Для тонкой линзы (толщиной которой по сравнению с r_1 и r_2 можно пренебречь) справедливы следующие соотношения:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}, \quad \frac{1}{F} = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right). \quad (1.1)$$

Для решения сложных оптических задач применяют оптические системы, состоящие из нескольких линз, например телеобъективы, телескопы, микроскопы и т. п. Расчет хода лучей и параметров таких систем более сложен, чем для отдельных линз, но и в этом случае элементарный расчет производят по формуле (1.1) с учетом характеристик отдельных оптических компонентов (линз) системы.

Экспериментальное определение фокусного расстояния линзы может быть проведено различными способами. Наиболее простой из них *для собирающей линзы* заключается в получении с помощью исследуемой линзы действительного изображения удаленного предмета на экране. Предполагая, что лучи от удаленного светящегося предмета падают на линзу параллельным пучком, можно принять расстояние между собирающей линзой и изображением светящегося предмета равным фокусному расстоянию линзы. Ошибка будет тем меньше, чем дальше от линзы будет находиться предмет.

Для определения фокусных расстояний аналогичных линз существует еще ряд способов. В данной работе применяют два из них:

1) способ определения фокусного расстояния линзы путем нахождения расстояний от линзы до предмета и от линзы до изображения;

2) способ перемещения линзы из положения, при котором на экране получается увеличенное изображение предмета, в положение, при котором на экране получается уменьшенное изображение предмета, при неизменном расстоянии между предметом и изображением (рис. 1.1).

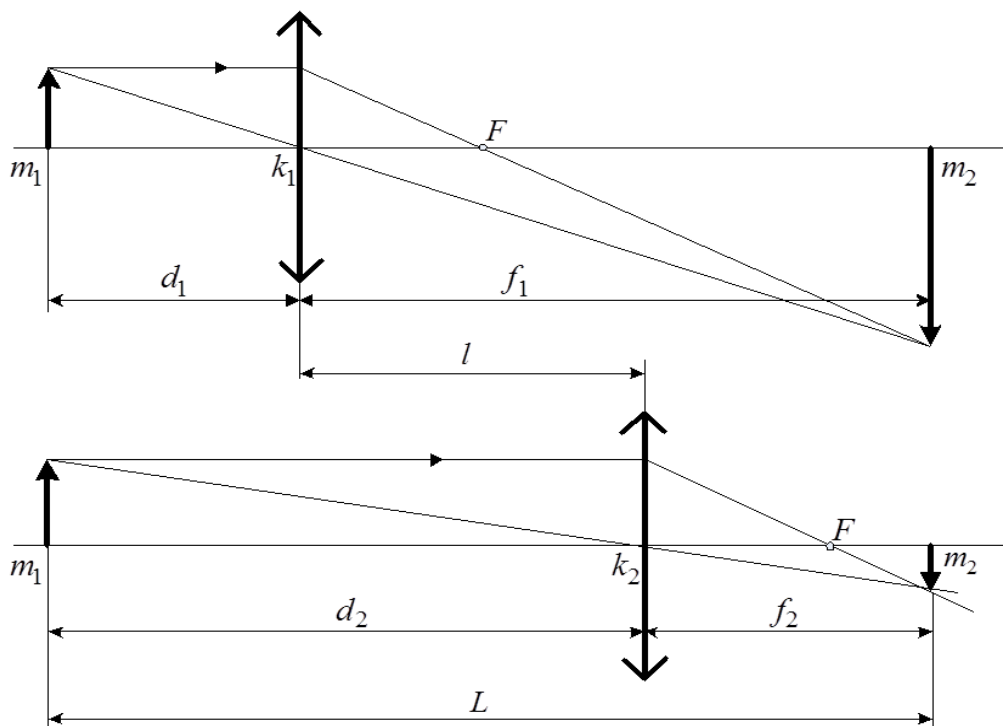


Рис. 1.1. Ход лучей в собирающей линзе

Рассеивающая линза не дает действительного изображения предмета на экране, поэтому для определения фокусного расстояния такой линзы используют оптическую систему, составленную из двух линз: исследуемой – рассеивающей, и вспомогательной – собирающей.

Работу выполняют на оптической скамье, вдоль которой могут перемещаться держатели с укрепленными на них светящимся предметом (источником света), линзами и экраном. На скамье имеется миллиметровая шкала, позволяющая отсчитывать расстояния между источником света и линзами, между линзами и экраном. Светящийся предмет, линзы и экран должны быть установлены так, чтобы их центры находились на одной высоте и оптическая ось линзы была параллельна оптической скамье. Предметом служит изображение стрелки на стекле окна в металлическом кожухе лампы.

Указания по проведению эксперимента и обработке результатов

I. Определение фокусного расстояния собирающей линзы посредством измерения расстояний от предмета и его изображения до линзы:

1. На одном конце скамьи установить кожух, в котором находится электрическая лампа так, чтобы окно было направлено на линзу и экран. На некотором расстоянии от лампы установить собирающую линзу, а за ней экран. Сохраняя постоянным расстояние между лампой и экраном, передвижением линзы добиться получения на экране резкого изображения предмета (стрелки на стекле окна в металлическом кожухе лампы).

2. Сбивая установку экрана, провести наблюдения расстояний между линзой и экраном пять раз, записывая при каждом наблюдении в табл. 1.1 отсчеты по шкале скамьи для положения стрелки m_1 , линзы k_1 и экрана m_2 . Из полученных данных определить $d_1 = k_1 - m_1$, $f_1 = m_2 - k_1$.

Таблица 1.1

Определение фокусного расстояния собирающей линзы

| № | m_1 , мм | k_1 , мм | m_2 , мм | d_1 , мм | f_1 , мм | F_1 , мм | $\bar{F}_1 \pm \Delta\bar{F}_1$, мм |
|-----|------------|------------|------------|------------|------------|------------|--------------------------------------|
| 1 | | | | | | | |
| ... | | | | | | | |

3. Вычислить F_1 по формуле $F_1 = d_1 f_1 / (d_1 + f_1)$. Из полученных пяти значений F_1 вычислить выборочное среднее \bar{F}_1 и рассчитать погрешность $\Delta\bar{F}_1$ выборочным методом.

4. Результаты обработки свести в табл. 1.1.

II. Определение фокусного расстояния собирающей линзы по величине ее перемещения. В формулу (1.1) для собирающей линзы d и f входят симметрично. Если предмет, поставленный на расстоянии d_1 от линзы, дает действительное изображение на расстоянии f_1 от нее, то предмет, поставленный на расстоянии $d_2 = f_1$ от линзы, дает действительное изображение на расстоянии $f_2 = d_1$ от нее. В одном случае получится увеличенное изображение предмета, во втором – уменьшенное (рис. 1.1). Поэтому при одном и том же расстоянии L между светящимся объектом и экраном (при условии, что $L > 4F_1$) должны существовать два положения линзы, при которых на экране будут получаться резкие изображения предмета. Расстояние между этими двумя положениями линзы, очевидно, $l = f_1 - d_1$. Расстояние между предметом и экраном – $L = f_1 + d_1$. Из этих соотношений следует

$$d_1 = (L - l)/2; \quad f_1 = (L + l)/2,$$

откуда, принимая во внимание формулу (1.1), получим

$$F_1 = (L^2 - l^2)/4L. \quad (1.2)$$

Этот способ, в отличие от других способов определения фокусного расстояния, применим как для тонких, так и для толстых линз, поскольку не требует знания положения оптического центра линзы.

1. Для определения указанным способом фокусного расстояния F_1 предмет (стрелку) и экран надо установить на расстоянии, большем $4F_1$, друг от друга. Это расстояние следует сохранять неизменным в течение опыта. Для ориентировочного его определения значение F_1 следует взять из предыдущего опыта.

2. Передвигая линзу между лампой и экраном, получить на экране наиболее отчетливое увеличенное изображение стрелки. Записать в протокол наблюдений отсчет k_1 по шкале, определяющий положение линзы. Передвинув линзу, получить уменьшенное отчетливое изображение стрелки и внести в протокол соответствующий отсчет k_2 .

3. Из полученных отсчетов положений стрелки m_1 , экрана m_2 , первого и второго положений линзы вычислить расстояния $L = m_2 - m_1$, $l = k_2 - k_1$.

4. Определение величины перемещения l линзы при одном и том же расстоянии L между предметом и экраном произвести пять раз. Из полученных данных вычислить среднее значение \bar{l} и величину погрешности $\Delta \bar{l}$. Погрешность ΔL принять равной 1.0 мм.

Таблица 1.2

Определение фокусного расстояния по величине перемещения линзы

| № | m_1 , мм | m_2 , мм | k_1 , мм | k_2 , мм | l , мм | $\bar{l} \pm \Delta \bar{l}$, мм | $L \pm \Delta L$, мм | $\bar{F}_1 \pm \Delta \bar{F}_1$, мм |
|-----|------------|------------|------------|------------|----------|-----------------------------------|-----------------------|---------------------------------------|
| 1 | | | | | | | | |
| ... | | | | | | | | |
| 5 | | | | | | | | |

5. Вычислить по формуле (1.2) выборочное среднее \bar{F}_1 и рассчитать доверительную погрешность $\Delta \bar{F}_1$ методом переноса погрешностей.

6. Результаты измерений представить в табличном виде (табл. 1.2).

III. Определение фокусного расстояния рассеивающей линзы. Для определения фокусного расстояния рассеивающей линзы, не дающей действительного изображения предмета на экране, необходимо совместно с этой

линзой применить вспомогательную собирающую линзу, такую, чтобы комбинация этих двух линз служила собирающей оптической системой (рис. 1.2), с помощью которой можно получить действительное изображение предмета.

Последовательное сочетание собирающей линзы (или системы линз), которая образует действительное изображение фотографируемого объекта, и рассеивающей линзы (или системы линз), которая его увеличивает, позволяет создать длиннофокусный фотографический объектив. В таком объективе, называемом телеобъективом, расстояние от поверхности первой линзы до задней фокальной плоскости уменьшено по сравнению с длиннофокусными объективами других типов, что позволяет сократить габариты фото- и кинокамер. Телеобъективы обычно применяют при съемке удаленных объектов в крупном масштабе.

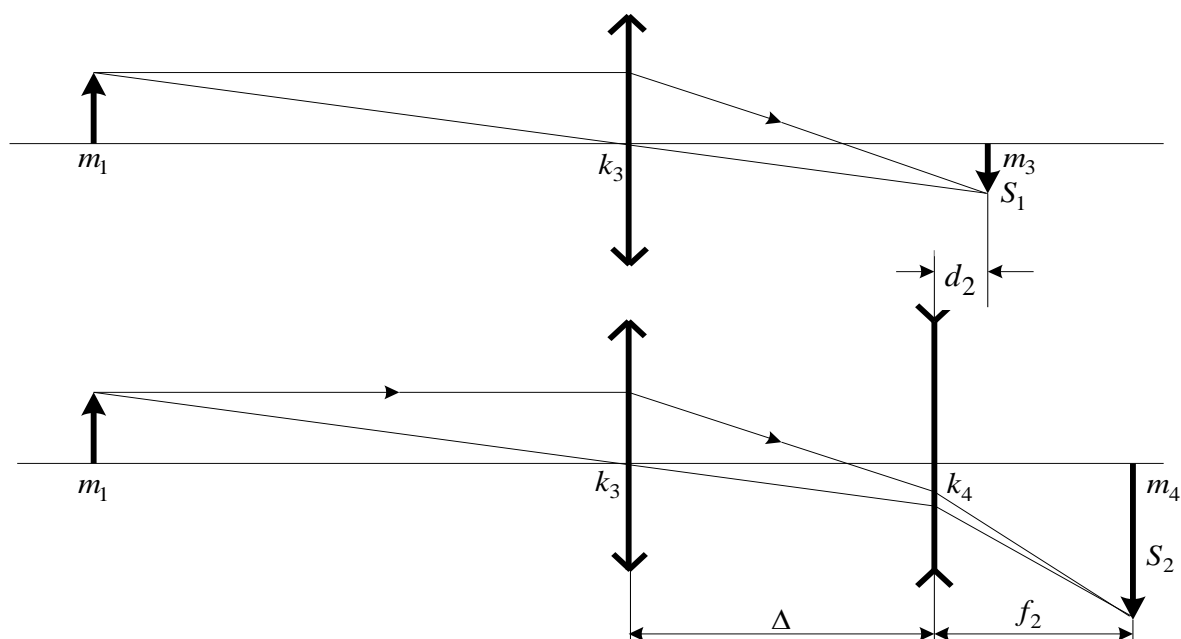


Рис. 1.2. К определению фокусного расстояния рассеивающей линзы

Измерения провести в следующем порядке:

1. Между предметом и экраном поставить сначала только собирающую линзу, зафиксировать ее положение k_3 и отметить положение экрана m_3 , при котором на нем получается действительное уменьшенное изображение предмета (рис. 1.2).

2. Между экраном и собирающей линзой поставить рассеивающую линзу, фокусное расстояние которой требуется определить. В результате рассеивающего действия линзы изображение удалится. Поэтому экран необходимо от линзы отодвинуть для получения на нем вновь резкого изображения пред-

мета и произвести отсчет положения рассеивающей линзы k_4 и нового положения экрана m_4 .

3. Из рис. 1.2 видно, что для рассеивающей линзы изображение S_1 , создаваемое собирающей линзой, оказывается за рассеивающей линзой, и его можно для второй линзы формально считать «мнимым предметом», а изображение, создаваемое системой линз S_2 , – действительным изображением. Следовательно, расстояние между рассеивающей линзой и изображением S_1 можно положить равным $d_2 = m_3 - k_4$, а расстояние между рассеивающей линзой и изображением S_2 равным $f_2 = m_4 - k_4$. Изображение S_2 соответствует второму положению экрана.

4. Вычислить d_2 и f_2 . По ним определить F_2 по формуле для рассеивающей линзы:

$$F_2 = d_2 f_2 / (f_2 - d_2). \quad (1.3)$$

5. Определить величину фокусного расстояния рассеивающей линзы пять раз при нескольких отличающихся друг от друга положениях собирающей линзы. Из всех найденных значений F_2 вычислить выборочное среднее \bar{F}_2 и рассчитать доверительную погрешность $\Delta \bar{F}_2$ выборочным методом.

6. Составить таблицу записи наблюдений и занести в нее данные измерений и вычислений.

Контрольные вопросы

1. Что называется главной оптической осью линзы, главным фокусом линзы, фокусным расстоянием тонкой линзы?

2. При каком условии линзу можно считать тонкой?

3. От каких величин зависит фокусное расстояние линзы?

4. Какой из двух способов определения фокусного расстояния собирающей линзы, используемых в данной работе, более предпочтителен и почему?

5. Показать, что определение фокусного расстояния собирающей линзы по величине ее перемещения возможно, если расстояние L между предметом и экраном удовлетворяет условию $L > 4F$.

6. Каково наименьшее расстояние между предметом и его действительным изображением, создаваемым с помощью собирающей линзы с фокусным расстоянием F ?

7. Вывести формулу (1.3) для определения фокусного расстояния рассеивающей линзы методом, используемым в данной работе.

8. Построить изображение точки, расположенной на главной оптической оси собирающей (рассеивающей) линзы четырьмя разными способами.

Лабораторная работа 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ БИПРИЗМЫ

Цель работы: определение длины световой волны интерференционным методом.

Общие сведения

Один из способов наблюдения интерференции световых волн основан на использовании бипризмы Френеля. Бипризма Френеля представляет собой две призмы с очень *малым преломляющим углом* θ , сложенные основаниями. Схема наблюдения интерференционной картины с помощью бипризмы показана на рис. 2.1.

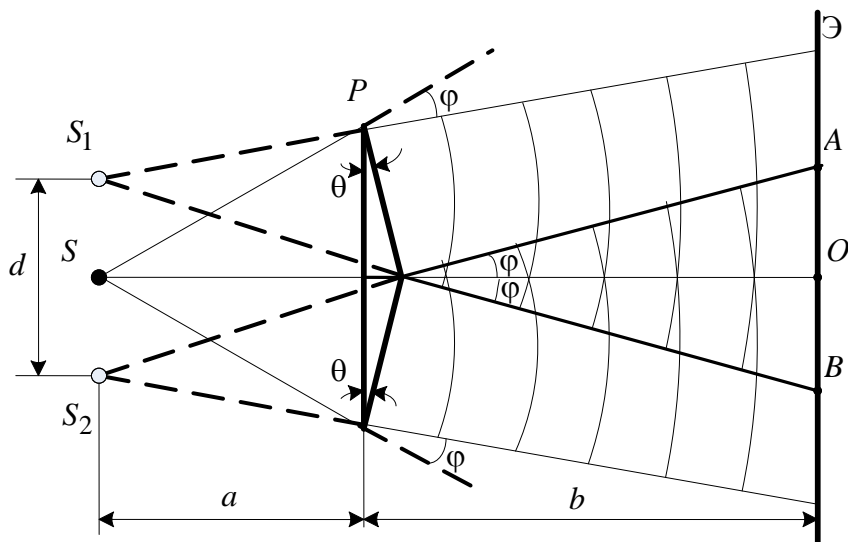


Рис. 2.1. Получение интерференционной картины с использованием бипризмы Френеля

От источника света (щели) лучи падают на обе половины бипризмы P , преломляются в ней и за призмой распространяются так, как если бы исходили из двух *мнимых* источников S_1 и S_2 . Действительно, если смотреть через верхнюю половину бипризмы, то светящаяся щель S будет казаться расположенной в точке S_1 , а если смотреть через нижнюю половину бипризмы, то расположенной в точке S_2 .

За призмой имеется область пространства, в которой световые волны, преломленные верхней и нижней половинами бипризмы, перекрываются (на рис. 2.1 эта область заштрихована). В этой области пространства сводятся во-

едино две части *каждого* *цуга волн* от источника S , прошедшие разные оптические пути, способные при выполнении условия $\Delta < l_{\text{ког}}$ интерферировать, где Δ – разность хода лучей. Длина когерентности $l_{\text{ког}}$ определяется как расстояние, которое проходит световая волна за время, при котором случайное изменение фазы волны не превышает π . При превышении разностью хода длины когерентности волны в точку наблюдения приходят со случайной разностью фаз и интерференционная картина перестает быть видимой.

Интерференционная картина, получающаяся от бипризмы, соответствует интерференции волн, исходящих из двух когерентных источников, расположенных в точках S_1 и S_2 . На экране Э, пересекающем заштрихованную область, тогда наблюдается ряд светлых и темных полос, параллельных ребру бипризмы. Светлые полосы лежат в тех местах экрана, куда приходят вол-

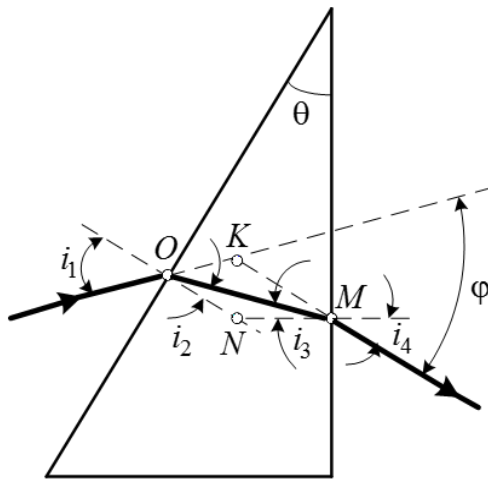


Рис. 2.2. Ход луча через половину бипризмы Френеля

ны от источников S_1 и S_2 с разностью хода, равной целому числу длин волн, темные – в тех местах, куда приходят волны с разностью хода, равной нечетному числу полуволн. Расстояние Δx между светлыми (или темными) полосами интерференционной картины составляет

$$\Delta x = (a + b)\lambda_0 / d, \quad (2.1)$$

где a и b – соответственно расстояния от щели до бипризмы и от бипризмы до экрана; d – расстояние между мнимыми источниками (см. рис. 2.1).

Для определения расстояния d между мнимыми источниками рассмотрим ход луча через одну из половин бипризмы (рис. 2.2). Для точки O в соответствии с *законом преломления* $n = \sin i_1 / \sin i_2$, где n – показатель преломления материала призмы (стекла); i_1 и i_2 – углы падения и преломления. Вследствие малости углов справедливо $i_1 = ni_2$. Аналогично для точки M имеем $i_4 = ni_3$. Рассматривая треугольники OKM и ONM , можно показать, что справедливы соотношения $i_2 + i_3 = \theta$ и $(i_1 - i_2) + (i_4 - i_3) = \phi$. Из этих соотношений для угла ϕ отклонения луча половиной бипризмы несложно получить $\phi = \theta(n - 1)$.

Таким образом, в рамках использованных допущений все лучи отклоняются каждой из половин бипризмы на одинаковый угол. Расстояние d , как видно из рис. 2.1, равно

$$d = 2a \operatorname{tg} \varphi \cong 2a\varphi = 2a\theta(n-1). \quad (2.2)$$

С учетом этого соотношения вместо выражения (2.1) имеем

$$\Delta x = (a+b)\lambda_0 / 2a\theta(n-1), \quad (2.3)$$

или

$$\lambda_0 = 2a\theta(n-1)\Delta x / (a+b). \quad (2.4)$$

Выражения (2.3) или (2.4) устанавливают связь между длиной световой волны и геометрическими размерами системы (т. е. источник света – бипризма Френеля – экран), в которой реализуется явление интерференции. Видимость интерференционной картины зависит от размеров источника света, в чем нетрудно убедиться, изменяя ширину щели.

Для интерференционного эффекта существенны, однако, не сами по себе размеры щели, а угол 2α (рис. 2.3) между соответствующими лучами, идущими от S через каждую из двух ветвей интерферометра к точке O . Этот угол, который представляет собой угол раскрытия лучей, называется *апертурой интерференции*. Ему соответствует в поле интерференции *угол схождения лучей* 2β , величина которого связана с углом 2α правилами построения изображений. При неизменном расстоянии до экрана 2β тем больше, чем больше 2α .

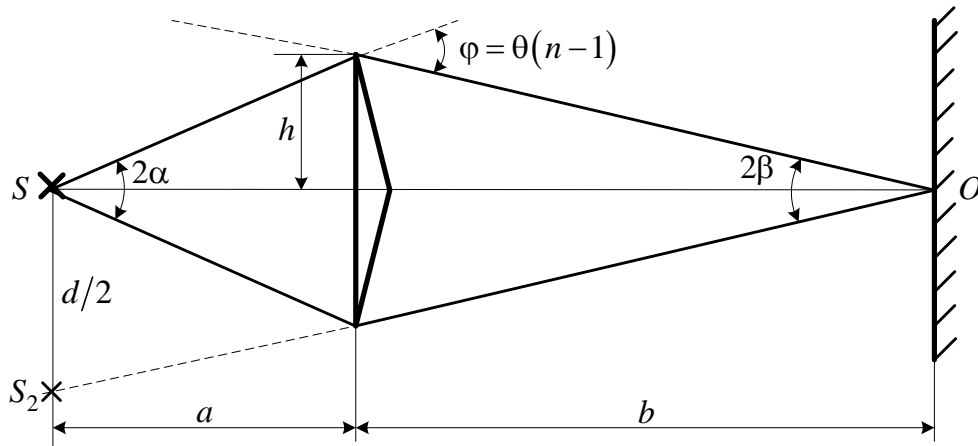


Рис. 2.3. Определение апертуры и угла схождения лучей в опыте с бипризмой Френеля

Из рис. 2.3 видно, что

$$2\beta \cong d / (a+b). \quad (2.5)$$

Подставляя выражение (2.5) в (2.1), получаем для расстояния между интерференционными полосами

$$\Delta x = \lambda_0 / (2\beta). \quad (2.6)$$

Из рис. 2.3 видно также, что

$$\alpha + \beta = \varphi = \theta(n-1) \quad (2.7)$$

и, кроме того, $h/a \cong \alpha$, $h/b \cong \beta$. Исключая из двух последних выражений величину h , получаем

$$\beta = \alpha a/b. \quad (2.8)$$

Из совместного рассмотрения выражений (2.7) и (2.8) находим

$$\alpha = \theta(n-1)b/(a+b), \quad (2.9)$$

$$\beta = \theta(n-1)a/(a+b). \quad (2.10)$$

Эти соотношения будут использоваться далее для расчетов.

Величина апертуры интерференции 2α тесно связана с допустимыми размерами источника. Теория и опыт показывают, что с увеличением апертуры интерференции уменьшаются допустимые размеры ширины источника, при которых еще имеет место отчетливая интерференционная картина. Условие хорошего наблюдения интерференции от протяженного источника ширины s можно записать в виде:

$$s \operatorname{tg} \alpha \leq \lambda_0/4. \quad (2.11)$$

Это условие, несмотря на его приближенный характер, можно положить в основу расчетов допустимых размеров источника.

В данной работе монохроматизация света осуществляется с помощью светофильтра. Нетрудно найти связь между порядком интерференции m и шириной спектрального интервала $\Delta\lambda$, пропускаемого светофильтром. Действительно, интерференция не будет наблюдаться, если максимум m -го порядка для $\lambda + \Delta\lambda$ совпадет с максимумом $(m+1)$ -го порядка для λ : $(m+1)\lambda = m(\lambda + \Delta\lambda)$, т. е. $\Delta\lambda = \lambda/m$. Для того чтобы интерференционная картина при данных значениях $\Delta\lambda$ и λ обладала высокой видимостью, приходится ограничиваться наблюдением интерференционных полос, порядок которых много меньше предельного m_{\max} , определяемого условием

$$m_{\max} \sim \lambda_0/\Delta\lambda_0. \quad (2.12)$$

Экспериментальная установка состоит из оптической скамьи с мерной линейкой; бипризмы Френеля, закрепленной в держателе; источника света со светофильтром; раздвижной щели; окуляра со шкалой. Взаимное расположение элементов установки соответствует схеме, приведенной на рис. 2.1.

Источником света служит лампа накаливания. Светофильтр, расположенный перед лампой, пропускает определенную часть спектра излучения лампы, которую и надлежит изучить.

На оптической скамье, снабженной линейкой с миллиметровой шкалой, помещены укрепленные на держателях вертикальная щель S , бипризма P и окуляр O . Ширину щели можно изменять с помощью винта, находящегося в верхней части его оправы. Щель и бипризма могут быть повернуты вокруг горизонтальной оси, а бипризма также и вокруг вертикальной оси. Для получения отчетливых интерференционных полос необходимо, чтобы плоскости щели и основания бипризмы были параллельны. Это достигается соответствующим поворотом бипризмы и/или щели. Окуляр O служит для наблюдения интерференционной картины. Для измерения расстояния между полосами он снабжен шкалой, цена малого деления которой составляет 0.1 мм.

Указания по проведению эксперимента

1. Включить лампу и убедиться, что свет от нее падает симметрично на обе половины бипризмы. Для этого расширить щель и приложить к бипризме кусок белой бумаги. Если свет падает на бипризму несимметрично относительно ее ребра, то следует переместить бипризму вправо или влево.

2. Поместить окуляр на максимальное расстояние от щели. Сузить щель, поставить ее параллельно ребру бипризмы и поместить бипризму на определенное расстояние a от щели. Расстояния a и $(a + b)$ определять по линейке на оптической скамье. Положения щели, бипризмы и окулярной шкалы отмечены штрихами на основаниях соответствующих держателей.

3. Рассмотреть интерференционные полосы через окуляр и небольшим вращением бипризмы вокруг вертикальной и горизонтальной осей, а также регулируя ширину щели, добиться наибольшей четкости линий.

Таблица 2.1

Определение длины световой волны с использованием бипризмы

| № | a , мм | $(a + b)$, мм | N , дел | m | Δx , мм | λ , нм | $\bar{\lambda} \pm \Delta \bar{\lambda}$, нм |
|-----|----------|----------------|-----------|-----|-----------------|----------------|---|
| 1 | | | | | | | |
| ... | | | | | | | |

4. Сосчитать количество N малых делений окулярной шкалы, которое заключается между m темными полосами, и записать их в таблицу. Тогда

$$(m - 1)\Delta x = cN, \quad (2.13)$$

где Δx – расстояние между двумя темными полосами, c – цена деления окулярной шкалы. Определить этим способом $(m - 1)\Delta x$ пять раз, выбирая каждый раз различные расстояния a от щели до бипризмы.

5. Сосчитать число видимых интерференционных полос m_{\max} .

Указания по обработке результатов

1. Используя данные, представленные в табл. 2.1, и значение s , указанное на панели установки, по формуле (2.13) рассчитать величину Δx .
2. По формуле (2.4) для каждого опыта вычислить длину волны λ . При расчетах использовать значения показателя преломления стекла и преломляющего угла бипризмы, указанные на панели установки.
3. Рассчитать среднее значение длины волны фильтрованного света $\bar{\lambda}$ и доверительную погрешность $\Delta\bar{\lambda}$ выборочным методом.
4. Вычислить по формулам (2.9) и (2.10) для одного из опытов апертуру интерференции α и угол схождения лучей β .
5. Используя неравенство (2.11), отображающее условие пространственной когерентности источника света, оценить допустимые размеры источника (ширину щели s) для данной апертуры α .
6. По формуле (2.12) оценить полосу пропускания $\Delta\lambda$ светофильтра, используемого в данной работе.
7. Включите в отчет по работе чертеж хода лучей (см. рис. 2.1 и 2.3).

Контрольные вопросы

1. Какие волновые источники называются когерентными?
2. Что называется оптической разностью хода волн?
3. Сформулируйте и обоснуйте условия усиления и ослабления интенсивности результирующего колебания при интерференции.
4. Что такое время когерентности? Длина когерентности?
5. Какую роль в экспериментальной установке выполняет бипризма?
6. Почему преломляющий угол бипризмы Френеля должен быть малым?
7. Сформулируйте принцип построения экспериментальной установки для получения интерференционной картины от теплового источника света.
8. Что называется апертурой интерференции? Чем она определяется?
9. Что такое угол схождения лучей (волн) в интерференционном опыте?
10. Объясните причину исчезновения интерференционной картины при больших размерах щели.

Лабораторная работа 3. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ПРИ НАБЛЮДЕНИИ КОЛЕЦ НЬЮТОНА

Цель работы: определение в интерференционном опыте с кольцами Ньютона радиуса кривизны стеклянной линзы.

Общие сведения

Оптическая схема для наблюдения интерференционной картины, носящей название *колец Ньютона*, изображена на рис. 3.1, а. Плоская световая волна от источника S , находящегося в фокальной плоскости линзы L , проходит через светофильтр Φ и падает на плоскопараллельное полупрозрачное зеркало (ППЗ). Отразившись от ППЗ, волна падает на линзу L , частично проходит через систему «линза – пластина» Пл, частично от нее отражается, и попадает в объектив микроскопа M .

Отражение волн происходит в точках A , B , C и D (рис. 3.1, б). Однако разность хода между волнами, отраженными в точках A и B (а также в точках A и C , B и D , A и D), значительно превосходит длину когерентности электромагнитных волн, испускаемых лампой. Достаточно малую протяженность имеет только отрезок BC , так как радиус кривизны R линзы выбирается весьма большим (не менее 1 м), поэтому когерентными можно считать лишь волны, отраженные от точек B и C . Попадая в глаз наблюдателя, эти волны и образуют интерференционную картину.

Поскольку радиус кривизны линзы в экспериментах с кольцами Ньютона обычно велик, то можно считать, что волны, падающие на линзу нормально, отражаются также по нормали к ее поверхности.

Оптическая разность хода волн, отраженных в точках B и C и интерферирующих в отраженном свете, определяется следующим из рис. 3.1, б соотношением $\Delta = 2bn + \lambda_0/2$, где b – толщина зазора между пластиной Пл и линзой L ; n – показатель преломления среды, заполняющей пространство между ними (в данном опыте $n \cong 1$); λ_0 – длина волны падающего света. Слагаемое $\lambda_0/2$ отображает изменение фазы волны на π при отражении от оптически более плотной среды («потерю полуволны») в точке C .

Разность хода волн в данном эксперименте определяется только толщиной воздушного зазора, поэтому она одинакова для всех волн одной длины λ_0 , отраженных на одинаковом расстоянии от геометрического центра системы (точки соприкосновения линзы и пластины). Вследствие этого интерференционная картина имеет вид концентрических колец. В центре картины, где $b = 0$, наблюдается темное пятно, что соответствует разности хода отраженных волн, равной $\lambda_0/2$.

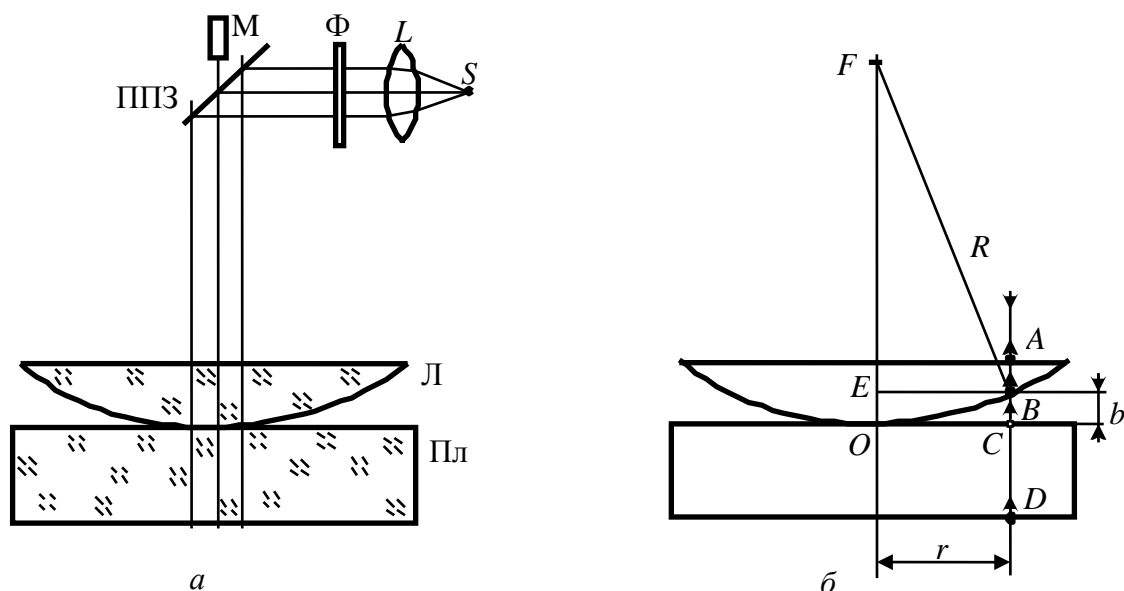


Рис. 3.1. Схема для наблюдения интерференционных колец Ньютона (а) и образование когерентных волн при отражении света от границ раздела оптически разнородных сред (б)

Результат интерференции (получение темного или светлого кольца) зависит от оптической разности хода волн. Связь между радиусом интерференционного кольца r , радиусом кривизны линзы R и длиной световой волны λ_0 может быть найдена из простых геометрических соображений. Из рис. 3.1, б видно, что $b \cong r^2/2R$, поэтому $\Delta = r^2/R + \lambda_0/2$. Используя условия усиления и гашения когерентных волн, находим радиусы светлых и темных колец:

$$r_c = \sqrt{R\lambda_0(m-1/2)}, \quad r_T = \sqrt{R\lambda_0 m}. \quad (3.2)$$

В выражениях (3.2) $m = 1, 2, 3, \dots$ – *порядковые номера колец* (которые не следует путать с порядком интерференции, равным разности хода интерферирующих лучей света, деленной на длину их волны).

Отметим, что четкая интерференционная картина будет наблюдаться только при выполнении условия $\Delta < l_{\text{ког}}$, где $l_{\text{ког}}$ – длина когерентности.

Указания по проведению эксперимента

1. Включить лампу. Установить в поле зрения микроскопа пластину с закрепленной на ней линзой так, чтобы отчетливо наблюдалась интерференционная картина, а ее центр (темное пятно) наилучшим образом совпадал с центром поля зрения микроскопа. В окуляре измерительного микроскопа видна нить, с помощью которой определяется положение колец.

2. Определить положение центра интерференционной картины. Для этого совместить нить измерительного микроскопа с касательными к 3-му темному кольцу в диаметрально противоположных точках и сделать отсчеты

k_3^+ – по правому и k_3^- – по левому концам диаметра. Отсчеты производятся по шкале микроскопа (цена деления 1 мм) и барабану (цена деления 0.01 мм). Измерения провести 5 раз, результаты представить в табл. 3.1. Для исключения влияния люфта микрометрического винта на погрешность измерений нить подводить к касательным кольца всегда с одной стороны.

3. Измерить 5 раз расстояние от центра интерференционной картины до темного кольца с произвольным номером ($m \geq 10$). Для этого совмещать нить микроскопа с касательными слева и справа к выбранному темному кольцу и произвести отсчеты k_m^+ и k_m^- ; данные представить в табл. 3.2.

Таблица 3.1

Определение центра колец Ньютона

| Светофильтр | m | k_3^+ , мм | | | | | k_3^- , мм | | | | |
|-------------|-----|--------------|---|---|---|---|--------------|---|---|---|---|
| | | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| Красный | 3 | | | | | | | | | | |

Таблица 3.2

Определение радиусов темных колец

| Светофильтр | Δm | $k_{m'}^+$, мм | | | | | $\bar{r}_{m'} \pm \Delta \bar{r}_{m'}$, мм |
|-------------|------------|-----------------|---|---|---|---|---|
| | | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | |
| Красный | | | | | | | |

4. Измерить 5 раз положение (радиус) темного кольца с номером $m' = m + \Delta m$, где $\Delta m = 7 \dots 10$. Результаты $k_{m'}^+$ занести в табл. 3.2.

При проведении измерений по пп. 3, 4 нет необходимости считать номера колец m и m' , достаточно отмечать лишь разность Δm их номеров.

Указания по обработке результатов

1. Используя данные табл. 3.1, рассчитать координату k_0 центра интерференционной картины: $k_0 = \bar{k}_0 \pm \Delta \bar{k}_0$, где

$$\bar{k}_0 = 0.5(\bar{k}_3^+ + \bar{k}_3^-); \quad \Delta \bar{k}_0 = 0.5\sqrt{(\Delta \bar{k}_3^+)^2 + (\Delta \bar{k}_3^-)^2}.$$

2. Вычислить радиусы темных колец Ньютона порядков m и m' :

$$\bar{r}_{m(m')} = \bar{k}_{m(m')} - \bar{k}_0; \quad \Delta \bar{r}_{m(m')} = \sqrt{(\Delta \bar{k}_{m(m')})^2 + (\Delta \bar{k}_0)^2}.$$

Результаты расчетов занести в табл. 3.2.

3. Зная длину волны красной спектральной линии ($\lambda_0 = 710$ нм) и используя соотношение (3.2), рассчитать радиус кривизны линзы:

$$\bar{R} = (\bar{r}_m'^2 - \bar{r}_m^2) / (\lambda_0 \Delta m).$$

4. Вычислить толщину воздушного зазора в том месте, где наблюдается темное кольцо с номером m : $b = r_m^2 / 2R$. Используя соотношение (3.1), рассчитать разность хода лучей по известному значению b .

5. Оценить длину когерентности световой волны из соотношения $l_{\text{ког}} \sim \lambda_0^2 / \Delta \lambda_0$, предполагая, что величина $\Delta \lambda_0$ определяется в основном доплеровским уширением спектральной линии и составляет $\sim 10^{-3}$ нм. Сравнить значение $l_{\text{ког}}$ с разностью хода Δ лучей, вычисленной в п. 4.

6. Рассчитать доверительные погрешности ΔR , Δb , используя известные методы вычисления погрешностей косвенных измерений. Результаты измерений представить в стандартной форме.

Контрольные вопросы

1. Какие волны называются монохроматическими?
2. Что такое длина и время когерентности?
3. Что называется оптической разностью хода волн?
4. Почему в установке для наблюдения колец Ньютона используется линза с большим радиусом кривизны?
5. Обоснуйте условия, при которых наблюдаются темные и светлые кольца Ньютона.
6. Разъясните, почему в центре интерференционной картины, наблюдаемой в отраженном свете, видно всегда темное пятно?
7. Какие изменения произойдут в интерференционной картине, если пространство между линзой Л и плоскопараллельной пластиной Пл в установке на рис. 3.1, а заполнить жидкостью с показателем преломления $n_{\text{ж}}$?
8. Какая возникнет интерференционная картина в отраженном свете, если линзу Л (рис. 3.1, а) освещать белым светом?
9. Как несовершенства поверхностей линзы Л и пластины Пл проявятся в интерференционной картине?

Лабораторная работа 4. ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА

Цели работы: исследование дифракции света на прозрачной дифракционной решетке; определение параметров решетки и спектрального состава излучения.

Общие сведения

Дифракцией называется совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света в среде с резкими неоднородностями и связанных с отклонением от законов геометрической оптики. Дифракция, в частности, приводит к огибанию световыми волнами препятствий и проникновению света в область геометрической тени. Между интерференцией и дифракцией нет существенного физического различия. Оба явления заключаются в перераспределении светового потока в результате суперпозиции волн.

Различают два вида дифракции. Если лучи света, падающие на препятствие, и лучи, идущие в точку наблюдения, образуют практически параллельные пучки, говорят о дифракции Фраунгофера, в противном случае – о дифракции Френеля. Дифракция Фраунгофера возникает, когда источник и точка наблюдения расположены от препятствия очень далеко или при собирании параллельных лучей линзой.

При дифракции на многих однотипных отверстиях в непрозрачном экране проявляется интерференционное взаимодействие дифрагировавших волн. Дополнительный интерференционный эффект наблюдается, если расстояния между отверстиями равны или изменяются по определенному закону, а освещение когерентно. При равных расстояниях между отверстиями разность фаз между дифрагировавшими волнами будет сохраняться неизменной и интерференционный член будет отличен от нуля. При хаотическом расположении отверстий разность фаз меняется случайным образом, интерференционный член равен нулю и интенсивности всех пучков, распространяющихся в данном направлении, просто складываются. Аналогичная картина будет и при некогерентном освещении.

Прозрачная дифракционная решетка представляет собой пластину из прозрачного материала, на поверхности которой нанесено большое число параллельных равноотстоящих штрихов. Ширина прозрачной полосы (щели) b , расстояние между серединами щелей d , общее число щелей N . Пусть на решетку нормально падает плоская монохроматическая волна и дифракционная картина наблюдается на экране Э, установленном в фокальной плоскости линзы Л (рис. 4.1).

Строгий расчет дифракционной картины производится по принципу Гюйгенса–Френеля интегрированием излучения вторичных источников в пределах щелей решетки и затем суммирования колебаний, прошедших от всех щелей.

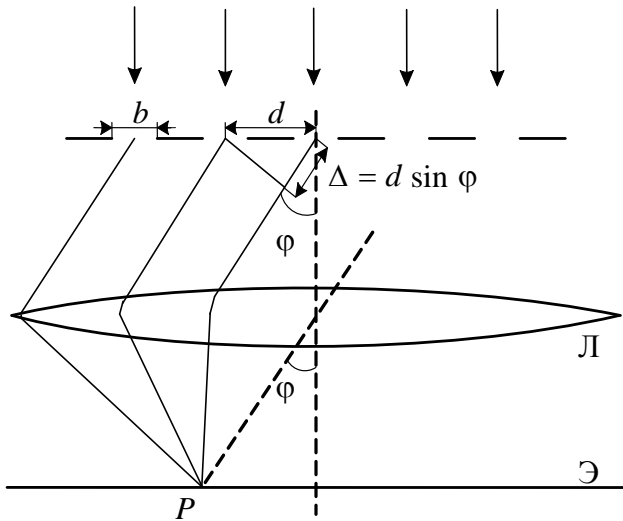


Рис. 4.1. Дифракционная решетка

Окончательное выражение для интенсивности света, распространяющегося под углом φ к нормали после дифракции на правильной структуре из N щелей, записывается в виде

$$I_{\varphi} = I_0 \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 \left(\frac{\sin N\delta}{\sin \delta} \right)^2, \quad (4.1)$$

где $u = (\pi b/\lambda) \sin \varphi$, $\delta = (\pi d/\lambda) \sin \varphi$.

Множитель $(\sin u/u)^2$ характеризует распределение интенсивности в результате дифракции плоской волны на

каждой щели, а множитель $(\sin N\delta/\sin \delta)^2$ учитывает интерференцию между пучками, исходящими из всех щелей. Значение I_0 определяет значение потока энергии, излучаемого в направлении $\varphi = 0$, т. е. потока энергии недифрагировавшего света.

Первый множитель в (4.1) обращается в нуль в точках, для которых

$$b \sin \varphi = \pm k\lambda, \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (4.2)$$

В этих точках интенсивность, создаваемая каждой из щелей в отдельности, равна нулю. Распределение интенсивности, обусловленное дифракцией на каждой щели, изображено на рис. 4.2, б.

Второй множитель в (4.1) принимает значения N^2 в точках, удовлетворяющих условию

$$d \sin \varphi = \pm m\lambda, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (4.3)$$

Условие (4.3) определяет положение максимумов интенсивности, называемых *главными*. Число m дает порядок главного максимума. Максимум нулевого порядка только один, максимумов 1-го, 2-го и т. д. порядков имеется по два. При выполнении условия (4.3) амплитуда световой волны за системой из N щелей возрастает в N раз по сравнению с интенсивностью света, прошедшего через каждую щель, а интенсивность – в N^2 раз.

Это прямой результат интерференции дифрагировавших пучков, происходящей при дифракции на правильной структуре.

Между двумя главными максимумами (при одновременном выполнении $\sin(N\delta) = 0$ и $\sin \delta = 0$) возникает $N - 1$ минимум, где $\sin(N\delta) = 0$, но $\sin \delta \neq 0$. Направление добавочных минимумов определяется условием

$$d \sin \varphi = \pm \lambda p / N. \quad (4.4)$$

Здесь p принимает все целочисленные значения, кроме $0, N, 2N, \dots$, при которых условие (4.4) переходит в (4.3) и вместо минимума формируется максимум.

Если считать, что щели излучают по всем направлениям одинаково, то интенсивности главных максимумов будут одинаковыми и равными интенсивности нулевого максимума (рис. 4.2, а). Ширина главных максимумов определяется числом щелей N , а интенсивность каждого из них пропорциональна N^2 . Результирующее распределение интенсивности представляет собой суперпозицию распределений на одной щели и на периодической структуре, образованной N щелями (рис. 4.2, в).

Дисперсия и разрешающая сила дифракционной решетки. Положение главных максимумов зависит от длины волны, поэтому если излучение содержит различные длины волн, все максимумы (кроме центрального) разложатся в спектр. Таким образом, дифракционная решетка представляет собой спектральный прибор. Важнейшими характеристиками спектральных приборов служат дисперсия и разрешающая сила.

Угловая дисперсия D_φ определяется как $D_\varphi = \delta\varphi / \delta\lambda$, где $\delta\varphi$ – угол между направлениями на дифракционные максимумы m -го порядка, соответствующие излучениям с близкими длинами волн λ_1 и λ_2 , $\delta\lambda = |\lambda_2 - \lambda_1|$.

Угловую дисперсию принято выражать в угловых единицах (секундах или минутах) на ангстрем (или нанометр). Из основного уравнения для углов дифракции $d \sin \varphi = m\lambda$, переходя к дифференциалам, получаем

$$D_\varphi = d\varphi/d\lambda = m/(d \cos \varphi). \quad (4.5)$$

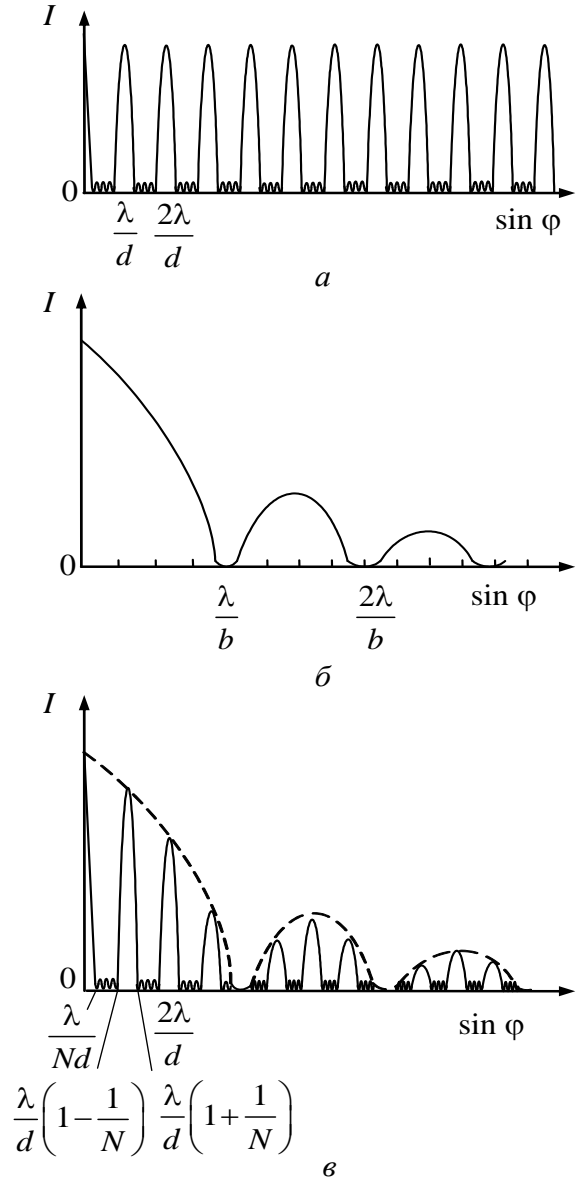


Рис. 4.2. Распределения интенсивностей при дифракции света на правильной структуре из N щелей

Возможность разрешения (раздельного восприятия) двух близких спектральных линий зависит не только от расстояния между ними, но и от ширины спектрального максимума. На рис. 4.3 показана результирующая интенсивность, наблюдаемая при наложении двух близких максимумов. В случае *a* оба максимума воспринимаются как один. В случае *б* максимумы видны раздельно.

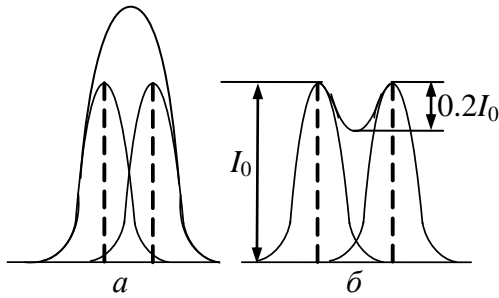


Рис. 4.3. Иллюстрация критерия Рэлея:

a – линии сливаются;

б – линии можно разрешить

Критерий разрешения был введен Рэлеем, предложившим считать две спектральные линии разрешенными в том случае, когда максимум для одной длины волны λ_1 совпадает с минимумом для другой λ_2 . В этом случае (при равной интенсивности I_0 исследуемых симметричных максимумов) глубина «провала» между горбами составит $0.2I_0$. Наличие

такого провала в наблюдаемом результирующем контуре устанавливается вполне уверенно как при визуальных, так и при объективных (фотографических и электрических) методах регистрации.

За меру *разрешающей способности (разрешающей силы)* R принимают безразмерную величину, равную отношению длины волны λ , около которой находятся разрешаемые линии, к наименьшему различию в длинах волн $\delta\lambda = |\lambda_2 - \lambda_1|$, которое удовлетворяет критерию Рэлея: $R = \lambda/\delta\lambda$.

Для определения разрешающей силы дифракционной решетки составим условия, дающие положения максимумов порядка m для длин волн λ_1 и λ_2 :

$$d \sin \varphi'_{\max} = m\lambda_1, \quad d \sin \varphi''_{\max} = m\lambda_2.$$

Для перехода от m -го максимума для длины волны λ_2 к соответствующему минимуму необходимо, чтобы разность хода изменилась на λ_2/N , где N – число штрихов решетки. Таким образом, минимум λ_2 наблюдается в направлении φ_{\min} , удовлетворяющем условию $d \sin \varphi''_{\min} = m\lambda_2 + \lambda_2/N$.

Для выполнения условия Рэлея нужно положить $\varphi'_{\max} = \varphi''_{\min}$, откуда

$$m\lambda_1 = m\lambda_2 + \frac{\lambda_2}{N} \quad \text{или} \quad \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} = mN.$$

Так как λ_1 и λ_2 близки между собой, т. е. $\delta\lambda$ – малая величина, то разрешающая сила определяется выражением $R = \lambda/\delta\lambda = mN$.

Экспериментальная установка (рис. 4.4) состоит из источника света 1 (ртутная лампа), гониометра 4 и дифракционной решетки 6. Излучение лампы освещает щель 2 коллиматора 3 гониометра и дифракционную решетку, установленную в держателе 5 перпендикулярно падающим лучам. Зрительная труба 9 гониометра может поворачиваться вокруг вертикальной оси гониометра. В фокальной плоскости окуляра зрительной трубы наблюдается дифракционный спектр. Угловое положение зрительной трубы определяется по шкале 7 и нониусу 8 лимба гониометра. Цена деления шкалы гониометра $30'$, нониуса – $1'$. Поскольку начало отсчета по шкале гониометра может не совпадать с

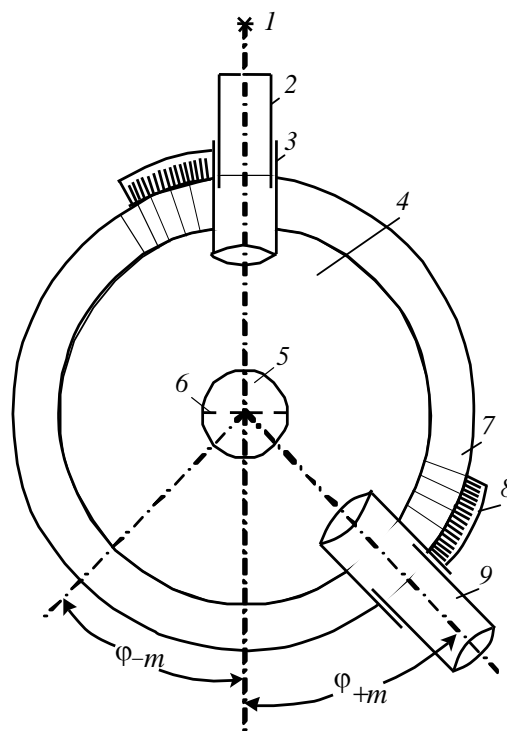


Рис. 4.4. Схема экспериментальной установки

направлением нормали к поверхности решетки, то угол дифракции φ_m определяется разностью двух углов $(\alpha_m - \alpha_0)$, где α_0 – угол, отвечающий центральному $m = 0$ дифракционному максимуму.

Указания по проведению эксперимента

1. Включить ртутную лампу. Направить коллиматор на ртутную лампу. Наблюдать в зрительную трубу дифракционную картину. Проверить, стоит ли дифракционная решетка перпендикулярно выходящему из коллиматора пучку лучей.

2. Повернуть зрительную трубу против часовой стрелки вокруг оси гониометра, навести зрительную трубу на желтую спектральную линию 3-го порядка, определить угол α_{+3} . Затем поворачивать зрительную трубу по часовой стрелке, последовательно совмещая нить окуляра зрительной трубы с яркими спектральными линиями (желтой, зеленой, синей, белой) порядков $m = +3; +2; +1; 0$ (справа от центрального максимума и в центре его). Определить соответствующие углы α_{+m} и записать их значения для каждого цвета в табл. 4.1.

3. Продолжать далее поворачивать зрительную трубу по часовой стрелке за центральный максимум, последовательно наводить нить зрительной трубы

на синюю, зеленую, желтую линии спектра слева от центрального максимума для $m = -1; -2; -3$. Определить соответствующие углы α_{-m} , результаты представить в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Измерение углов дифракции для линий... цвета*

| $ m $ | 0 | 1 | 2 | 3 |
|---------------|---|---|---|---|
| α_{+m} | | | | |
| | | | | |
| | | | | |
| α_{-m} | | | | |
| | | | | |
| | | | | |

4. Наблюдения по пп. 2, 3 проделать 3 раза для последующей статистической обработки результатов.

*В протоколе наблюдений должно содержаться три таких таблицы для линий желтого, зеленого и синего цветов.

Указания по обработке результатов

1. Рассчитать углы дифракции $\varphi_m = \alpha_m - \alpha_0$ ($m = \pm 1; \pm 2; \pm 3$) для всех спектральных линий, используя данные табл. 4.1. Найти значения углового коэффициента $a = (\sin \varphi_m)/m$ линейной зависимости $\sin \varphi_m = am$ (4.1) для всех экспериментальных значений. Обработать коэффициенты a по формулам прямых измерений, находя \bar{a} и $\Delta \bar{a}$ для каждого цвета, коэффициент Стьюдента для $P = 95\%$ и $N = 18$ принять равным 2.2. В координатах $\{y = \sin \varphi_m; x = m\}$ отметить положение совместных значений $\{\sin \varphi_m; m\}$ для синей, зеленой и желтой линий и через полученную совокупность точек провести аппроксимирующие прямые $y = \bar{a}x$.

2. Рассчитать постоянную дифракционной решетки. Для этого, используя значение углового коэффициента $a = \lambda/d$ линейной зависимости $\sin \varphi_m = \bar{a}m$ для зеленой линии и учитывая значение длины волны $\lambda_{\text{зел}} = 546 \text{ нм}$, вычислить значения \bar{d} и $\Delta \bar{d}$.

3. Рассчитать длины волн излучения $\bar{\lambda} = \bar{a}\bar{d}$ и их погрешности $\Delta \bar{\lambda}$, соответствующие желтому и синему участкам спектра ртутной лампы.

4. По экспериментальным данным и соотношению (4.5) определить угловую дисперсию D_φ дифракционной решетки для желтого, зеленого и синего участков спектра для $m = 1; 3$.

Таблица 4.2

Определение длины волны и характеристик дифракционной решетки

| Цвет спектральной линии | Длина волны, $\bar{\lambda} \pm \Delta\bar{\lambda}$, нм | Порядок спектра, m | D_{ϕ} , мин/нм | R |
|-------------------------|---|----------------------|---------------------|-----|
| Желтая | | 1 | | |
| | | 3 | | |
| Зеленая | | 1 | | |
| | | 3 | | |
| Синяя | | 1 | | |
| | | 3 | | |

5. Рассчитать разрешающую силу R решетки для дифракционных максимумов 1-го и 3-го порядков.

Результаты расчетов λ , D_{ϕ} и R представить в табл. 4.2.

Контрольные вопросы

1. В чем сущность эффекта дифракции? При каких условиях дифракционные явления заметны?
2. В чем различие между эффектами интерференции и дифракции?
3. Сформулируйте принцип Гюйгенса–Френеля.
4. В чем преимущество дифракционной решетки как спектрального прибора по сравнению с отдельной щелью?
5. Сформулируйте условия наблюдения главных и добавочных дифракционных максимумов и минимумов для прозрачной дифракционной решетки.
6. Что характеризует угловая дисперсия спектрального прибора? Как определяется угловая дисперсия для решетки?
7. Сформулируйте критерий Рэлея разрешения двух спектральных линий.
8. Что такое разрешающая способность (сила) спектрального прибора? Чем определяется разрешающая сила дифракционной решетки?
9. Как в данной работе определялись длины волн излучения?

Лабораторная работа 5. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКЕ

Цели работы: исследование дифракции на отражательной дифракционной решетке и определение спектрального состава неоновой лампы.

Общие сведения

Дифракция света может наблюдаться при отражении световых волн от периодической структуры – поверхности, одни участки которой отражают, другие – поглощают или пропускают электромагнитные волны. Примером та-

кой структуры служит отражательная дифракционная решетка – совокупность большого числа узких зеркальных полос шириной b , отделенных друг от друга полосами не отражающей поверхности шириной a . Расстояние d между соседними полосами – постоянная дифракционной решетки (см. рис. 5.1).

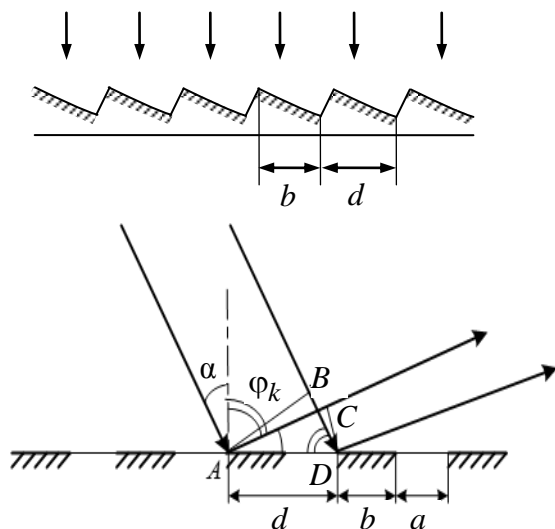


Рис. 5.1. Отражательная дифракционная решетка

Если плоская монохроматическая волна падает на отражательную решетку под углом α , то в направлениях под углами φ_k к нормали к решетке, удовлетворяющих соотношению

$$\Delta = AC - BD = d(\sin \varphi_k - \sin \alpha) = k\lambda, \quad (5.1)$$

где $k = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$, создаются условия для возникновения главных дифракционных максимумов. При падении на отражательную решетку белого света происходит его разложение в спектр, поскольку, согласно соотношению (5.1), каждой длине волны λ отвечают определенные

углы φ_k дифракционных максимумов.

Отражательные дифракционные решетки со специальным профилем штрихов, как, например, на рис. 5.1, позволяют сконцентрировать все излучение в максимуме только одного порядка (в данной работе для $k = 3$).

Отражательная решетка, как и «обычная» прозрачная, характеризуется угловой дисперсией D_φ и разрешающей способностью R . Эти параметры определяются точно так же, как и для прозрачной дифракционной решетки.

Экспериментальная установка (рис. 5.2) состоит из источника света 1 (неоновая лампа), гониометра 4 и дифракционной решетки 6. Излучение от лампы проходит щель 2 коллиматора 3 гониометра и затем параллельным пучком падает на дифракционную решетку, установленную в держателе 5. Зрительная труба 7 гониометра может поворачиваться вокруг вертикальной оси гониометра. В фокальной плоскости ее окуляра наблюдается дифракционный спектр. Угловое положение зрительной трубы определяется по шкале 9 и нониусу 8 лимба гониометра.

Гониометр (рис. 5.3) состоит из автоколлимационной зрительной трубы, коллиматора и угломерного отсчетного устройства. Объектив зрительной

трубы одинаков с объективом коллиматора. Рядом с окуляром зрительной трубы расположен окуляр отсчетного устройства.

На поверхности лимба нанесена шкала с делениями. Лимб разделен на 1080 делений. Цена деления $20'$. Оцифровка делений произведена через 1° . При перемещении шкалы на 600 делений верхнее изображение штрихов лимба смещается относительно нижнего на $10'$.

В поле зрения отсчетного микроскопа каждое деление шкалы соответствует $1/600$ от угла $10'$, т. е. $1''$. В левом окне наблюдаются изображения диаметрально противоположных участков лимба и вертикальный индекс для отсчета градусов, а в правом окне – деления шкалы отсчетного микроскопа и горизонтальный индекс для отсчета минут и секунд.

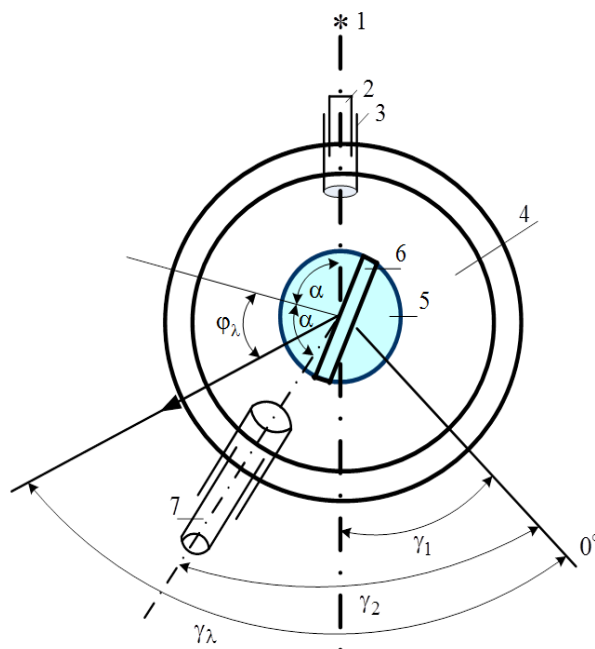


Рис. 5.2. Установка для исследования дифракции света на отрагательной дифракционной решетке

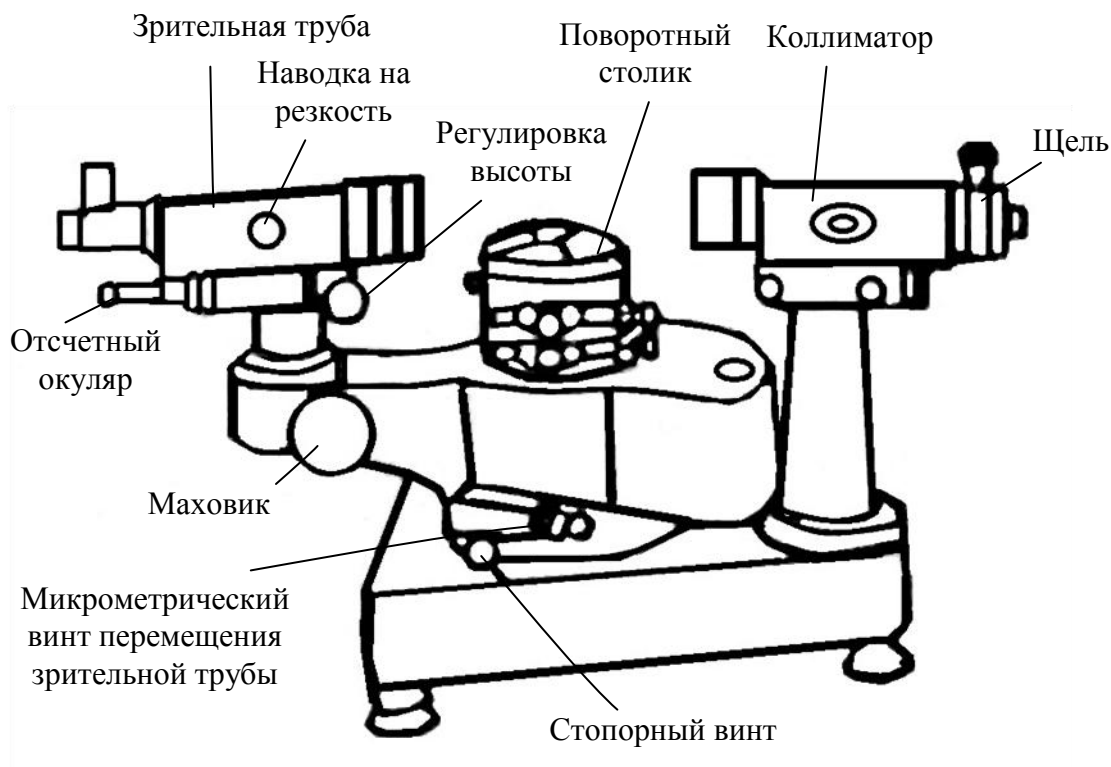


Рис. 5.3. Устройство гониометра

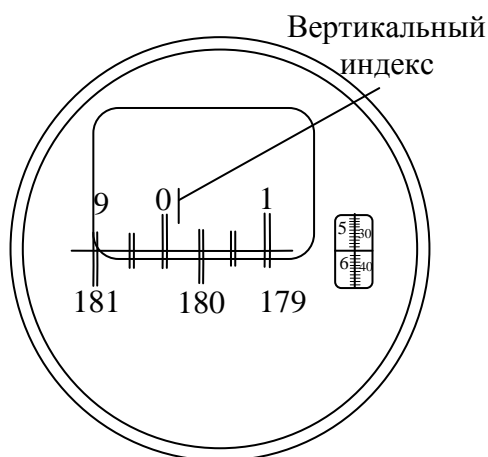


Рис. 5.4. Отсчет угла

Чтобы снять отсчет по лимбу, необходимо повернуть маховик оптического микроскопа таким образом, чтобы верхние и нижние изображения штрихов лимба в левом окне точно совместились. Число градусов будет равно видимой ближайшей левой от вертикального индекса верхней цифре, число десятков минут – количеству интервалов, заключенных между верхним штрихом, соответствующим отсчитанному числу градусов, и нижним оцифрованным штрихом, отличающимся от верхнего на 180° .

Число единиц минут отсчитывается по шкале микрометра в правом окне по левому ряду чисел, число десятков секунд – в том же окне по правому ряду чисел. Число единиц секунд равно числу делений между штрихами, соответствующими отсчету десятков секунд и неподвижным горизонтальным индексом.

Положение, показанное на рис. 5.4, соответствует отсчету $0^\circ 15' 36''$.

Указания по проведению эксперимента

1. Измерить угол γ_1 направления распространения пучка света от лампы. Для этого ослабить винты держателя 5 (см. рис. 5.3) и снять дифракционную решетку со столика. Совместить нить окуляра зрительной трубы с изображением щели коллиматора и произвести отсчет угла γ_1 по шкале и нониусу гониометра. Результаты представить в табл. 5.1.

2. Поставить решетку обратно на столик и закрепить ее положение с помощью винтов держателя. Установить дифракционную решетку и зрительную трубу в положение, при котором угол падения луча света на решетку составляет около 60° , а отраженный луч проходит через зрительную трубу (см. рис. 5.2). В зрительной трубе должно наблюдаться зеркальное изображение щели коллиматора. Совместить нить окуляра зрительной трубы с зеркальным изображением щели и измерить соответствующий угол γ_2 . Результаты занести в табл. 5.1.

3. Измерить углы γ_λ направлений на четко видимые линии спектра. Для этого последовательно совмещать нить зрительной трубы с яркими линиями

Таблица 5.1

Измерение углов

| Угол | Наблюдение | | | $\bar{\gamma} \pm \Delta\bar{\gamma}, \dots^\circ$ | $\bar{\alpha} \pm \Delta\bar{\alpha}, \dots^\circ$ |
|------------|------------|---|---|--|--|
| | 1 | 2 | 3 | | |
| γ_1 | | | | | |
| γ_2 | | | | | |

Таблица 5.2

Измерение углов дифракции

| Цвет | | $\gamma_\lambda, \dots^\circ$ | | | $\bar{\gamma}_\lambda \pm \Delta\bar{\gamma}_\lambda, \dots^\circ$ | $\bar{\varphi}_\lambda \pm \Delta\bar{\varphi}_\lambda, \dots^\circ$ | $\bar{d} \pm \Delta\bar{d},$ мкм | $\bar{\lambda} \pm \Delta\bar{\lambda},$ нм |
|------|---|-------------------------------|---|---|--|--|-------------------------------------|--|
| | | 1 | 2 | 3 | | | | |
| ... | 1 | | | | | | | |
| ... | 1 | | | | | | | |
| | 2 | | | | | | | |

соответствующей цветности и определять угловое положение зрительной трубы по шкале и нониусу гониометра. Результаты представить в табл. 5.2.

Замечание. В дальнейших расчетах потребуются разности значений измеренных углов: $\gamma_2 - \gamma_1$ и $\gamma_\lambda - \gamma_1$. Если при измерении угла γ_1 получилось, например, $291^\circ 10' 25''$, а при измерении угла $\gamma_2 - 6^\circ 28' 46''$, то в протокол наблюдений для угла γ_2 следует записать значение $\gamma_2 = 360^\circ + 6^\circ 28' 46'' = 366^\circ 28' 46''$.

4. Наблюдения по пп. 1–3 провести 3 раза.

Указания по обработке результатов

1. Определить средние значения и доверительные погрешности для углов $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_\lambda$.

2. Вычислить угол α падения света на решетку: $\alpha = (\pi - (\gamma_2 - \gamma_1))/2$.

3. Вычислить углы дифракции φ_λ для всех наблюдавшихся спектральных линий: $\varphi_\lambda = \pi - \alpha - (\gamma_\lambda - \gamma_1)$. Результаты вычислений свести в таблицы.

4. С использованием соотношения (5.1) рассчитать постоянную d дифракционной решетки. При расчетах использовать экспериментальные данные для наиболее яркой оранжевой линии, длину волны $\lambda_{ор} = 585$ нм и $k = 3$.

5. Рассчитать средние значения длин волн для всех наблюдавшихся спектральных линий и доверительные погрешности, результаты свести в табл. 5.2.

6. Используя соотношение (4.5) предыдущей работы, рассчитать угловую дисперсию для трех спектральных линий разных цветов. При расчетах

принять $k = 3$. Сравнить результаты расчета согласно первому и второму равенствам (4.5).

Контрольные вопросы

Сохраняют силу все вопросы, сформулированные к лаб. раб. 4, а также:

1. Как устроена отражательная дифракционная решетка? Сформулируйте условие наблюдения главных дифракционных максимумов в решетке.
2. В чем различие дифракционных эффектов на отражательной и прозрачной решетках?

Лабораторная работа 6. ИЗМЕРЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ПО УГЛУ НАИМЕНЬШЕГО ОТКЛОНЕНИЯ ЛУЧА В ПРИЗМЕ

Цель работы: измерить показатель преломления стекла призмы методом наименьшего отклонения луча в призме.

Общие сведения

Скорость распространения света зависит от свойств среды, через которую проходит свет, и от длины волны распространяющегося излучения.

Показатель преломления для различных длин волн неодинаков: $n = n(\lambda)$, и если лучи различных цветов падают на границу раздела двух сред под одним и тем же углом α , после прохождения границы раздела они пойдут под различными углами (явление *дисперсии света*). Этим объясняется разложение призмой белого света на спектральные составляющие.

При прохождении сквозь трехгранную призму (рис. 6.1) световой луч преломляется дважды: на грани OA и на грани OB . Угол φ между этими гранями называют *преломляющим углом* призмы. Угол отклонения δ , т. е. угол между направлениями вышедшего и падающего на призму лучами (рис. 6.1), зависит от угла падения, преломляющего угла призмы и длины волны падающего света.

Можно доказать, что отклонение луча призмой будет минимальным, если угол падения α на грань OA будет равен углу преломления γ луча на второй грани OB призмы. В таком случае луч внутри призмы идет параллельно ее ос-

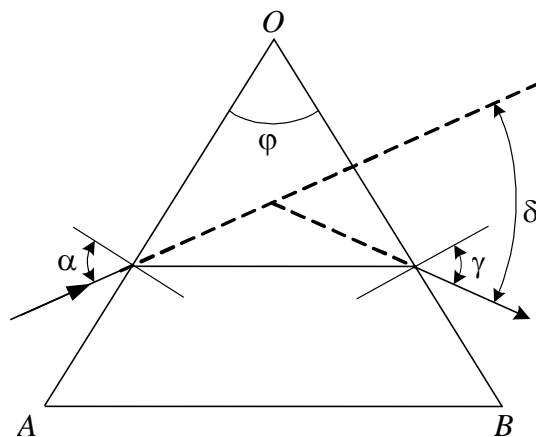


Рис. 6.1. Ход лучей в призме

нованию. При этом *угол наименьшего отклонения*

$$\delta_{\min} = 2\alpha - \varphi. \quad (6.1)$$

Тогда, используя закон преломления, получим

$$n = \sin[(\delta_{\min} + \varphi)/2] / \sin(\varphi/2). \quad (6.2)$$

Следовательно, для того чтобы найти показатель преломления вещества призмы, необходимо измерить угол наименьшего отклонения данного луча и преломляющий угол призмы.

Преломляющий угол призмы и угол наименьшего отклонения каждого луча измеряют при помощи гониометра, порядок работы с которым описан в лаб. раб. 5, рис. 5.3. Для определения преломляющего угла призмы она устанавливается на столике гониометра так, чтобы преломляющее ребро ее было обращено в сторону коллиматора и по возможности параллельно оси вращения зрительной трубы (рис. 6.2).

При таком положении призмы половина параллельного пучка лучей, выходящих из коллиматора, отразится от левой грани призмы, а другая половина – от правой грани.

Зрительная труба устанавливается по направлению лучей, отраженных от одной из граней призмы, так, чтобы в поле зрения трубы было видно изображение щели коллиматора. Если теперь повернуть зрительную трубу на угол ψ , то, как видно из рис. 6.2, в поле зрения трубы попадет изображение щели коллиматора, образуемое лучами, отраженными от другой грани призмы. Из того же рисунка ясно, что $\psi = 2\varphi$.

Для определения угла наименьшего отклонения δ_{\min} призму надо поставить на столик гониометра в таком положении, чтобы пучок лучей, выходящих из коллиматора, падал на одну из боковых граней призмы (рис. 6.3).

Тогда в поле зрения трубы, установленной по направлению выходящих из призмы преломленных лучей, будет виден ряд изображений щели коллиматора различных цветов.

Установка призмы в положение наименьшего отклонения проходящих через нее лучей производится следующим образом.

Получив в поле зрения трубы ряд спектральных линий, надо медленно поворачивать столик с призмой, наблюдая в трубу за перемещением линий.

Столик следует вращать так, чтобы спектральная линия приближалась к положению не отклоненного луча, т. е. к оси коллиматора (на рис. 6.3 – влево).

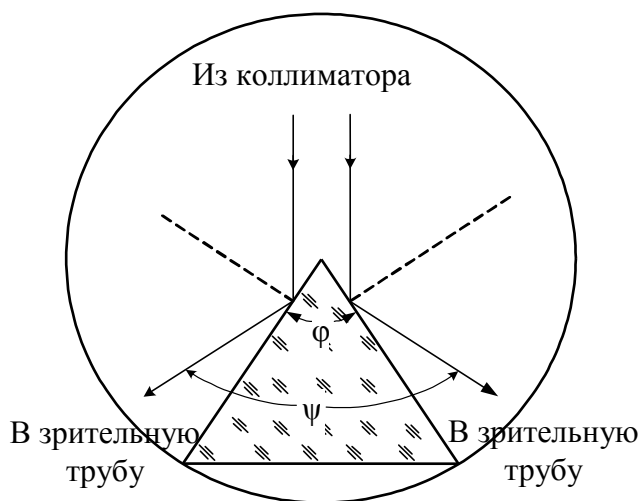


Рис. 6.2. К определению преломляющего угла призмы

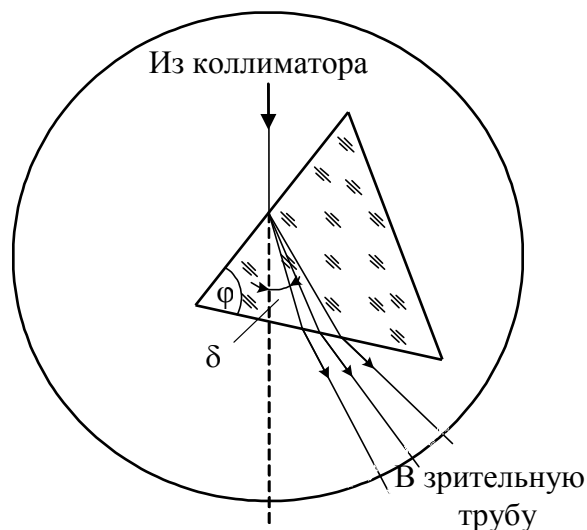


Рис. 6.3. К определению угла наименьшего отклонения

При некотором положении столика с призмой одна из спектральных линий «остановится» и при дальнейшем поворачивании столика начнет двигаться в обратном направлении. Столик следует остановить и закрепить в тот момент, когда спектральная линия изменяет направление своего движения. Это положение призмы и соответствует наименьшему отклонению лучей данного цвета. Нить трубы должна быть наведена на исследуемую линию. Если теперь снять призму со столика гониометра и установить зрительную трубу по направлению не отклоненных лучей, то угол, на который придется повернуть трубу, и станет углом наименьшего отклонения.

Указания по проведению эксперимента

1. Направить коллиматор на ртутную лампу и установить трубу по направлению выходящего из коллиматора пучка лучей. Добиться отчетливого изображения нити в окуляре и отчетливого изображения щели коллиматора.

2. Поставить призму на столик в положение, указанное на рис. 6.2, и убедиться, что изображение щели может быть получено в поле зрения трубы при отражении от обеих граней. Если изображение щели в зрительной трубе получается на разной высоте при отражении от левой и правой граней, то это указывает на непараллельность ребра призмы и оси вращения трубы. Этот недостаток устраняется с помощью установочных винтов, которыми снабжен столик гониометра.

3. Навести нить зрительной трубы на изображение, полученное от левой грани призмы. Сделать отсчет угла α положения трубы по нониусу. Описание устройства гониометра и способа отсчета углов с его помощью приведе-

ны в лаб. раб. 5. Совместить нить с изображением щели, полученным от правой грани призмы, произвести отсчет угла β положения трубы по нониусу. Измерить углы α и β три раза и данные занести в табл. 6.1.

4. Установить призму в положении, указанном на рис. 6.3, и, наводя зрительную трубу по направлению выходящего из призмы пучка света, получить в поле зрения трубы спектр паров ртути (желтую, зеленую и синюю линии).

5. Найти положение наименьшего отклонения лучей призмой, как описано в общих сведениях по данной работе, для каждой из трех спектральных линий. Совмещая нить трубы с соответствующей линией, получить отсчеты σ_1 , σ_2 и σ_3 положения трубы для всех трех спектральных линий при наименьшем отклонении соответствующего луча. Произвести измерения для каждой линии три раза и результаты записать в табл. 6.2.

6. Снять призму со столика и навести нить трубы на изображение щели коллиматора. Определить показание θ нониуса, характеризующее положение трубы. Наводку трубы произвести три раза и результаты занести в табл. 6.2.

Указания по обработке результатов

1. Используя данные табл. 6.1, найти средние значения $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$ и рассчитать погрешности $\Delta\bar{\alpha}$ и $\Delta\bar{\beta}$.

Таблица 6.1

Измерение преломляющего угла призмы

| № | Отражение от левой грани | | Отражение от правой грани | | $\bar{\psi} \pm \Delta\bar{\psi}$ | $\bar{\varphi} \pm \Delta\bar{\varphi}$ |
|---|--------------------------|---------------------------------------|---------------------------|-------------------------------------|-----------------------------------|---|
| | α | $\bar{\alpha} \pm \Delta\bar{\alpha}$ | β | $\bar{\beta} \pm \Delta\bar{\beta}$ | | |
| 1 | | | | | | |
| 2 | | | | | | |
| 3 | | | | | | |

2. Вычислить: $\bar{\psi} = |\bar{\alpha} - \bar{\beta}|$; $\Delta\bar{\psi} = \sqrt{(\Delta\bar{\alpha})^2 + (\Delta\bar{\beta})^2}$; $\bar{\varphi} = 0.5\bar{\psi}$; $\Delta\bar{\varphi} = 0.5\Delta\bar{\psi}$.

3. Используя данные табл. 6.2, найти средние значения $\bar{\theta}$ и $\bar{\sigma}_i$ и рассчитать доверительные погрешности $\Delta\bar{\theta}$ и $\Delta\bar{\sigma}_i$ ($i = 1, 2, 3$).

4. Вычислить углы наименьшего отклонения:

$$\bar{\delta}_{\min i} = |\bar{\theta} - \bar{\sigma}_i|; \quad \Delta\bar{\delta}_{\min i} = \sqrt{(\Delta\bar{\theta})^2 + (\Delta\bar{\sigma}_i)^2} \quad (i = 1, 2, 3).$$

5. Подставить $\bar{\varphi}$ и $\bar{\delta}_{\min}$ для каждой спектральной линии в формулу (6.2) и вычислить показатели преломления \bar{n} для этих линий.

6. Вывести формулы и вычислить относительную и абсолютную погрешности измерения показателя преломления.

Результаты измерения представить в табличном виде (табл. 6.1–6.3).

Таблица 6.2

Измерение угла наименьшего отклонения

| Цвет спектральной линии | Номер отсчета | σ | $\bar{\sigma} \pm \Delta\bar{\sigma}$ | $\bar{\delta}_{\min} \pm \Delta\bar{\delta}_{\min}$ |
|-------------------------|---------------|----------|---------------------------------------|---|
| Желтая | 1 | | | |
| | ... | | | |
| Зеленая | 1 | | | |
| | ... | | | |
| Синяя | 1 | | | |
| | ... | | | |
| | | θ | $\bar{\theta} \pm \Delta\bar{\theta}$ | |
| Прямая наводка | 1 | | | |
| | ... | | | |

Таблица 6.3

Зависимость показателя преломления от длины волны

| Цвет спектральной линии | λ , нм | $\bar{n} \pm \Delta\bar{n}$ |
|-------------------------|----------------|-----------------------------|
| Желтая | 576.0 | |
| Зеленая | 546.1 | |
| Синяя | 435.9 | |

Примечание. Отчет по данной работе должен содержать рисунок взаимного расположения приборов при определении преломляющего угла призмы и угла наименьшего отклонения с обозначением хода лучей.

Контрольные вопросы

1. В чем заключается явление дисперсии света?
2. Чем объясняется разложение призмой лучей белого света на их спектральные составляющие?
3. Что понимают под углом отклонения луча призмой?
4. В длинноволновой или коротковолновой области спектра наиболее выгодно использование призмы в качестве диспергирующего элемента?
5. Покажите, что при симметричном ходе лучей через призму (т. е. когда $\alpha = \gamma$ (рис. 6.1)), справедлива формула (6.1).
6. Выведите формулу (6.2).

Лабораторная работа 7. ИССЛЕДОВАНИЕ ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

Цели работы: проверка закона Малюса; определение степени поляризации света.

Общие сведения

В электромагнитной волне, распространяющейся в безграничном пространстве, векторы напряженности электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{H} полей перпендикулярны друг другу и лежат в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны, определяемому волновым вектором \mathbf{k} , т. е. электромагнитная волна является поперечной. Плоскость, в которой лежат векторы \mathbf{E} и \mathbf{k} , называется *плоскостью колебаний*, а перпендикулярная ей плоскость, в которой лежат векторы \mathbf{H} и \mathbf{k} , – *плоскостью поляризации*. Если положение плоскости колебаний неизменно во времени, то волна называется плоско- или линейно-поляризованной. Возможны и другие типы поляризации поперечной волны, при которых колебания вектора \mathbf{E} , оставаясь в плоскости, перпендикулярной направлению распространения, имеют более сложный характер (конец вектора описывает эллипс или окружность). Волна имеет тогда *эллиптическую* или *круговую поляризацию*.

Световые волны суть электромагнитные волны с длинами волн от 400 до 760 нм. Свет от обычных (не лазерных) источников (например, от нити накаливания ламп) представляет собой совокупность большого числа *волновых пакетов* (*цугов волн*), каждый из которых является результатом единичного акта испускания электромагнитного излучения атомом вещества. Электромагнитная волна в каждом волновом пакете линейно поляризована. Отсутствие взаимосвязи между актами испускания различных атомов приводит к тому, что плоскости колебаний различных волновых пакетов ориентированы случайным образом. Такой распространяющийся от источника свет называется *естественным*. В естественном свете все ориентации взаимно перпендикулярных векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны, равновероятны и плоскость поляризации меняется хаотически. Если положение плоскости колебаний в световой волне каким-либо образом упорядочено, то свет *поляризован* (*частично поляризован*).

Получение поляризованного света возможно при разнообразных физических эффектах – прохождении света через анизотропные среды, отражении от диэлектриков и др. Устройства для получения поляризованного света на-

зываются поляризаторами. Поляризаторы пропускают колебания, параллельные плоскости, называемой плоскостью поляризатора, и полностью или частично задерживают колебания, перпендикулярные этой плоскости.

Поляризация при двойном лучепреломлении. Если электромагнитная волна падает на границу раздела двух *изотропных* сред, то во второй среде имеется только одна волна, распространяющаяся по «обычным» законам преломления. Если вторая среда *анизотропна*, т. е. ее свойства (в частности диэлектрическая проницаемость) различны вдоль разных направлений, то во второй среде распространяются *две* различно преломленных волны (*обыкновенная* и *необыкновенная*) с разными скоростями. Это явление называется *двойным лучепреломлением*. Обыкновенная и необыкновенная волны линейно поляризованы, и плоскости их колебаний взаимно перпендикулярны. Эффект двойного лучепреломления света наблюдается в прозрачных анизотропных кристаллах. У одноосных кристаллов (исландский шпат, турмалин) имеется направление (*оптическая ось*), вдоль которого обе волны распространяются с одинаковой скоростью. Плоскость, проведенная через оптическую ось кристалла и направление распространения света, называется *главным сечением* кристалла. Колебания вектора \mathbf{E} в обыкновенной волне перпендикулярны плоскости главного сечения кристалла, в необыкновенной — совершаются в плоскости главного сечения.

Одним из широко распространенных поляризаторов света является

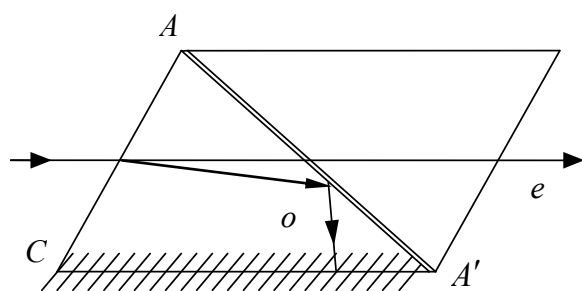


Рис. 7.1. Поляризатор (призма Николя)

призма Николя (рис. 7.1), изготовленная специальным образом из исландского шпата так, что необыкновенная *e* волна проходит через призму, а обыкновенная *o* претерпевает на прослойке AA' из канадского бальзама полное отражение и поглощается зачерненной гранью $A'C$.

В некоторых кристаллах одна из преломленных волн поглощается больше, чем другая (*явление дихроизма*). Турмалин, например, поглощает почти полностью обыкновенную волну в слое толщиной 1 мм. Явление дихроизма положено в основу *поляроидов* — одного из видов поляризаторов. Используемые в лаборатории поляроиды представляют собой тонкие целлюлоидные пленки с введенными в них и 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.

Закон Малюса. Пусть на поляризатор падает плоскополяризованная волна с амплитудой напряженности электрического поля E_1 , плоскость колебаний которой (волны) образует с плоскостью главного сечения поляризатора угол φ (рис. 7.2). Интенсивность падающей волны пропорциональна квадрату напряженности электрического поля $I_1 \sim E_1^2$. В световой волне на выходе поляризатора амплитуда напряженности электрического поля будет равна $E_1 \cos \varphi$, а интенсивность света пропорциональна $(E_1 \cos \varphi)^2$.

Таким образом,

$$I = I_1 \cos^2 \varphi. \quad (7.1)$$

Соотношение (7.1) представляет собой закон Малюса.

Если на поляризатор падает естественный свет с интенсивностью I_0 , то все значения φ равновероятны и доля света, прошедшего через поляризатор, будет равна среднему значению $\cos^2 \varphi$, т. е. 1/2. При вращении поляризатора вокруг направления естественного луча интенсивность прошедшего света остается постоянной, а изменяется лишь ориентация плоскости колебаний света, выходящего из прибора. Интенсивность прошедшего света, регистрируемая детектором, при этом остается постоянной и равной $I_0/2$. Если после первого поляризатора установить второй одностипный поляризатор, называемый анализатором, то интенсивность I_2 на выходе анализатора будет изменяться по закону Малюса (7.1):

$$I_2 = I_1 \cos^2 \varphi = (I_0/2) \cos^2 \varphi,$$

где I_0 и I_1 – интенсивности естественного и линейно-поляризованного света на входе первого и второго поляризаторов соответственно; φ – угол между плоскостями поляризатора и анализатора.

Частично поляризованный свет. Степень поляризации. Идеальных поляризационных устройств не бывает, и полученные с помощью реальных поляризационных устройств световые пучки всегда частично поляризованы,

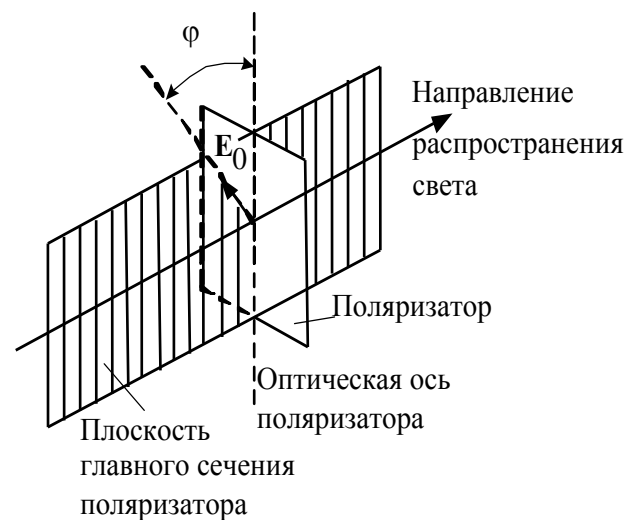


Рис. 7.2. К обоснованию закона Малюса

т. е. представляют собой смесь поляризованного и неполяризованного света с интенсивностями $I_{\text{пол}}$ и $I_{\text{ест}}$. Для характеристики частично поляризованных световых пучков вводят понятие *степени поляризации*, под которой понимают отношение интенсивности поляризованной составляющей к полной интенсивности светового пучка:

$$P = I_{\text{пол}} / (I_{\text{пол}} + I_{\text{ест}}).$$

Этому выражению можно придать другой вид. Если такой частично поляризованный свет пропустить через анализатор, то при вращении прибора вокруг направления луча интенсивность света на его выходе будет изменяться в пределах от $I_{\text{max}} = I_{\text{пол}} + I_{\text{ест}}/2$ до $I_{\text{min}} = I_{\text{ест}}/2$ при параллельных и взаимно перпендикулярных плоскостях поляризатора и анализатора соответственно. При этом учтен тот факт, что естественная составляющая ослабляется при прохождении через анализатор в два раза, а поляризованная – в соответствии с законом Малюса:

$$I(\varphi) = I_{\text{пол}} \cos^2 \varphi + I_{\text{ест}}/2. \quad (7.2)$$

Выразив $I_{\text{пол}}$ и $I_{\text{ест}}$ через I_{max} и I_{min} , получим другое выражение для степени поляризации:

$$P = (I_{\text{max}} - I_{\text{min}}) / (I_{\text{max}} + I_{\text{min}}). \quad (7.3)$$

Для плоскополяризованного света $I_{\text{min}} = 0$ и $P = 1$.

Экспериментальная установка (рис. 7.3) состоит из источника естественного света S (лампа накаливания), диафрагмы D , линзы L , сменных светофильтров C , поляризатора P , анализатора A , фотоэлемента Φ и микроамперметра $РА$. Угол φ между главными сечениями поляризатора и анализатора можно изменять вращением анализатора вокруг оси, совпадающей с оптиче-

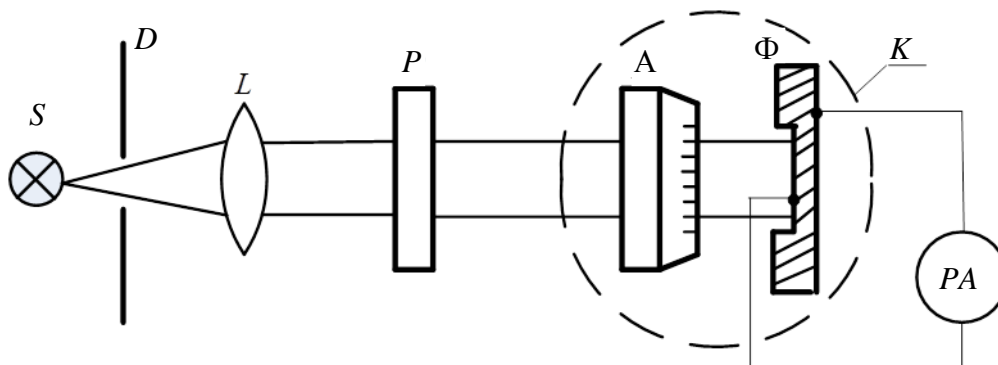


Рис. 7.3. Установка для проверки закона Малюса

ской осью установки. Угловое положение главного сечения анализатора определяется по шкале, находящейся на его корпусе.

Сила тока в цепи фотоэлемента пропорциональна интенсивности света I , падающего на фотоэлемент. Интенсивность света, прошедшего через анализатор, измеряется в условных единицах (делениях шкалы микроамперметра).

Указания по проведению эксперимента

1. Включить лампу S . Поворачивая анализатор, найти положения, соответствующие максимальному и минимальному показаниям микроамперметра. Записать значения углов β_{\max} и β_{\min} по шкале анализатора и показания микроамперметра I_{\max} и I_{\min} (в делениях шкалы).

2. Изменяя угол β от 0 до 360° с шагом в 10° , записывать в табл. 7.1 значения отсчетов β и фототока I . В таблице фиксировать также показания микроамперметра I_{\max} и I_{\min} и все соответствующие им углы β_{\max} и β_{\min} .

Таблица 7.1

Проверка закона Малюса

| | | | | | |
|---|---|----|----|-----|-----|
| β, \dots° | 0 | 10 | 20 | ... | 360 |
| I , дел. | | | | | |
| I/I_{\max} (эксперимент) | | | | | |
| $\varphi = \beta - \beta_{\max} , \dots^\circ$ | | | | | |
| $I(\varphi)/I_{\max}$ (теория) | | | | | |

3. Выключить лампу. Записать значение «темнового» тока фотоэлемента в делениях шкалы микроамперметра. Исключить эту систематическую погрешность из данных табл. 7.1.

Указания по обработке результатов

1. Поскольку максимальная интенсивность света на выходе анализатора наблюдается при совпадении главных сечений поляризатора и анализатора (т. е. при $\varphi = 0$), определить углы $\varphi = |\beta - \beta_{\max}|$. Результаты представить в табл. 7.1.

2. По измеренным значениям I_{\max} и I_{\min} вычислить средние значения \bar{I}_{\max} , \bar{I}_{\min} и доверительные интервалы ΔI_{\max} , ΔI_{\min} . Вывести формулы и рассчитать поляризованную $I_{\text{пол}}$ и естественную $I_{\text{ест}}$ составляющие интенсивности света.

3. Рассчитать нормированные угловые зависимости $I(\varphi)/I_{\max}$: теоретическую по формуле (7.2) и экспериментальную согласно табл. 7.1, данные за-

писать в табл. 7.1. Построить график зависимости $(I/I_{\max})_{\text{теор}} = f_1(\varphi)$, на этом же графике нанести экспериментальные точки $(I/I_{\max})_{\text{эксп}} = f_2(\varphi)$.

4. Сравнить расчетные и экспериментальные данные, дать заключение о справедливости закона Малюса в исследованной ситуации.

5. Считая анализатор идеальным, определить исходя из (7.3) степень поляризации света, прошедшего через поляризатор:

$$\bar{P} = (\bar{I}_{\max} - \bar{I}_{\min}) / (\bar{I}_{\max} + \bar{I}_{\min}).$$

6. Вывести формулу и вычислить доверительный интервал ΔP .

7. Представить результаты измерения степени поляризации света в стандартной форме.

Контрольные вопросы

1. В чем отличие естественного света, поляризованного и частично поляризованного света?

2. Какой свет называется плоскополяризованным? Поляризованным по кругу; по эллипсу?

4. Что называют степенью поляризации света? Как она определяется?

5. Каково назначение поляризатора и анализатора?

6. Дайте определение понятию «главное сечение поляризатора».

7. Разъясните принцип действия поляроида.

8. Будет ли выполняться закон Малюса при прохождении через анализатор частично поляризованного света?

Лабораторная работа 8. ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТИЧНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

Цели работы: исследование несовершенных поляроидов; определение степени поляризации света.

Общие сведения

Если на вход поляризатора поступает естественный свет с интенсивностью I_0 , то интенсивность света на выходе поляризатора можно представить суммой двух составляющих

$$I^{(1)} = 0.5I_0\tau_p + 0.5I_0\tau_s = I_p^{(1)} + I_s^{(1)} = 0.5I_0(\tau_p + \tau_s), \quad (8.1)$$

где $I_p^{(1)} = 0.5I_0\tau_p$ – интенсивность световой волны, плоскость колебаний ко-

торой параллельна плоскости главного сечения поляризатора; $\tau_p = I_p^{(1)} / I_p^{(0)}$ – коэффициент пропускания поляризатора для волны с такой поляризацией; $I_s^{(1)} = 0.5 I_0 \tau_s$ – интенсивность световой волны, плоскость колебаний которой перпендикулярна плоскости главного сечения поляризатора; $\tau_s = I_s^{(1)} / I_s^{(0)}$ – коэффициент пропускания поляризатора для волны с этой поляризацией.

У идеального поляризатора $\tau_p = 1$, $\tau_s = 0$, поэтому на его выходе свет линейно поляризован. У реального поляризатора $\tau_p < 1$, $\tau_s > 0$ и свет на его выходе поляризован лишь частично. Степень поляризации света, прошедшего через поляризатор, определяют соотношением

$$P = \frac{I_{\text{пол}}}{I_{\text{пол}} + I_{\text{ест}}} = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}} = \frac{I_p^{(1)} - I_s^{(1)}}{I_p^{(1)} + I_s^{(1)}} = \frac{\tau_p - \tau_s}{\tau_p + \tau_s}. \quad (8.2)$$

Коэффициенты пропускания τ_p и τ_s поляризатора зависят от длины волны λ света, поэтому и степень поляризации света также зависит от длины волны: $P = P(\lambda)$.

Предположим далее, что выходящий из поляризатора частично поляризованный свет проходит через второй такой же поляризатор, главное сечение которого повернуто на угол φ относительно главного сечения первого поляризатора. Тогда на входе второго поляризатора интенсивность света, плоскость колебания которого параллельна плоскости главного сечения второго поляризатора, будет $I_p^{(1)} \cos^2 \varphi + I_s^{(1)} \sin^2 \varphi$. Интенсивность света, плоскость колебаний которого перпендикулярна плоскости главного сечения второго поляризатора, составляет $I_p^{(1)} \sin^2 \varphi + I_s^{(1)} \cos^2 \varphi$. Следовательно, на выходе второго поляризатора будем иметь

$$I_p^{(2)} = (I_p^{(1)} \cos^2 \varphi + I_s^{(1)} \sin^2 \varphi) \tau_p, \quad (8.3)$$

$$I_s^{(2)} = (I_p^{(1)} \sin^2 \varphi + I_s^{(1)} \cos^2 \varphi) \tau_s. \quad (8.4)$$

Предполагаем далее, что поляризаторы идентичны (их коэффициенты пропускания одинаковы). Из выражений (8.1), (8.3) и (8.4) получаем тогда

$$I_p^{(2)} = I_0 (\tau_p \cos^2 \varphi + \tau_s \sin^2 \varphi) \tau_p / 2,$$

$$I_s^{(2)} = I_0 (\tau_p \sin^2 \varphi + \tau_s \cos^2 \varphi) \tau_s / 2.$$

Суммарная интенсивность света на выходе второго поляризатора составляет

$$I^{(2)} = I_0 \left((\tau_p^2 + \tau_s^2) \cos^2 \varphi + 2\tau_p \tau_s \sin^2 \varphi \right) / 2, \quad (8.5)$$

она максимальна при $\varphi = 0$:

$$I_{\max}^{(2)} = I_0 (\tau_p^2 + \tau_s^2) / 2, \quad (8.6)$$

и минимальна при $\varphi = \pi/2$:

$$I_{\min}^{(2)} = I_0 \tau_p \tau_s. \quad (8.7)$$

Степень поляризации света, прошедшего через первый поляризатор, в соответствии с выражениями (8.2), (8.6) и (8.7) определяется формулой

$$P = \frac{\tau_p - \tau_s}{\tau_p + \tau_s} = \left(\frac{I_{\max}^{(2)} - I_{\min}^{(2)}}{I_{\max}^{(2)} + I_{\min}^{(2)}} \right)^{1/2}. \quad (8.8)$$

Значения τ_p и τ_s могут быть найдены, исходя из выражений (8.6) и (8.7):

$$\tau_p = \frac{1}{\sqrt{2I_0}} \left(\sqrt{I_{\max}^{(2)} + I_{\min}^{(2)}} + \sqrt{I_{\max}^{(2)} - I_{\min}^{(2)}} \right), \quad (8.9)$$

$$\tau_s = \frac{1}{\sqrt{2I_0}} \left(\sqrt{I_{\max}^{(2)} + I_{\min}^{(2)}} - \sqrt{I_{\max}^{(2)} - I_{\min}^{(2)}} \right). \quad (8.10)$$

Величина интенсивности падающего естественного света может быть найдена на основе выражений (8.2), (8.6) и (8.7):

$$I_0 = \frac{2(I^{(1)})^2}{I_{\max}^{(2)} + I_{\min}^{(2)}}. \quad (8.11)$$

Экспериментальная установка (рис. 8.1) состоит из источника естественного света S (лампа накаливания), диафрагмы D , линзы L , сменных светофильтров C , двух идентичных поляроидов: поляризатора P и анализатора A , фотоэлемента Φ и микроамперметра $РА$. В работе используются несовершенные поляроиды ($\tau_p < 1$, $\tau_s \neq 0$), поэтому свет на выходе поляризатора P частично поляризован. Интенсивность света за анализатором A описывается соотношением (8.3). Угол φ между главными сечениями поляризатора и анализатора можно менять вращением анализатора вокруг оси, совпадающей с оптической осью установки.

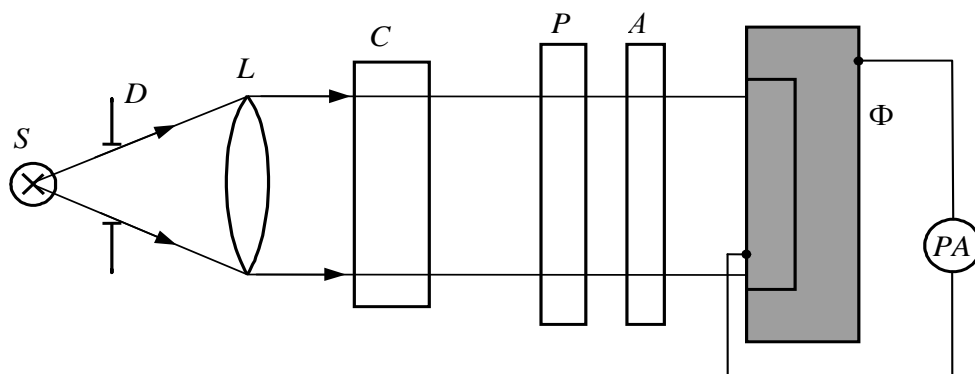


Рис. 8.1. Установка для анализа частично поляризованного света

Сила тока в цепи фотоэлемента пропорциональна интенсивности света I , падающего на фотоэлемент. Интенсивность света, прошедшего через анализатор, измеряется в условных единицах (делениях шкалы микроамперметра).

Указания по проведению эксперимента

1. Включить лампу S . Переключатель светофильтров установить в положение без светофильтра. Удалить поляризатор P с оптической скамьи и измерить интенсивность $I^{(1)}$ прошедшего через анализатор света (в делениях шкалы микроамперметра).

2. Повторить измерения интенсивности $I^{(1)}$, последовательно устанавливая светофильтры на пути светового пучка.

3. Повторить наблюдения по пп. 1 и 2 пять раз. Занести результаты наблюдений в табл. 8.1.

Таблица 8.1

Определение интенсивностей света

| λ , нм | № | $I^{(1)}$ | $I_{\max}^{(2)}$ | $I_{\min}^{(2)}$ | $\overline{I^{(1)}} \pm \Delta I^{(1)}$ | $\overline{I_{\max}^{(2)}} \pm \Delta I_{\max}^{(2)}$ | $\overline{I_{\min}^{(2)}} \pm \Delta I_{\min}^{(2)}$ |
|----------------|-----|-----------|------------------|------------------|---|---|---|
| 1. | 1 | | | | | | |
| ... | ... | | | | | | |
| ... | ... | | | | | | |

4. Установить поляризатор P на оптическую скамью. Переключатель светофильтров установить в положение без светофильтра. Поворачивая анализатор, найти положения, соответствующие максимальному и минимальному показаниям микроамперметра. Записать показания микроамперметра $I_{\max}^{(2)}$ и $I_{\min}^{(2)}$ (в делениях шкалы).

5. Повторить измерения интенсивности $I_{\max}^{(2)}$ и $I_{\min}^{(2)}$, последовательно устанавливая светофильтры на пути светового пучка. Занести результаты наблюдений в табл. 8.1.

Таблица 8.2

Определение степени поляризации света

| $\lambda, \text{ нм}$ | $\overline{I^{(1)}} \pm \Delta I^{(1)}$ | $\overline{I_{\max}^{(2)}} \pm \Delta I_{\max}^{(2)}$ | $\overline{I_{\min}^{(2)}} \pm \Delta I_{\min}^{(2)}$ | $\overline{P} \pm \Delta P$ | $\overline{\tau_p} \pm \Delta \tau_p$ | $\overline{\tau_s} \pm \Delta \tau_s$ |
|-----------------------|---|---|---|-----------------------------|---------------------------------------|---------------------------------------|
| 1. | | | | | | |
| ... | | | | | | |
| ... | | | | | | |

6. Повторить наблюдения по пп. 4 и 5 пять раз. Занести результаты наблюдений в табл. 8.1.

7. Выключить лампу. Записать значение «темнового» тока I_0 фотоэлемента в делениях шкалы микроамперметра. Исключить эту систематическую погрешность из данных табл. 8.1.

Указания по обработке результатов

1. Для каждого из светофильтров вычислить средние значения $\overline{I^{(1)}}$, $\overline{I_{\max}^{(2)}}$, $\overline{I_{\min}^{(2)}}$ и их доверительные интервалы $\overline{\Delta I^{(1)}}$, $\overline{\Delta I_{\max}^{(2)}}$, $\overline{\Delta I_{\min}^{(2)}}$. Результаты представить в табл. 8.1.

2. Записать в табл. 8.2 скорректированные интенсивности путем исключения систематической погрешности «темнового» тока I_0 из данных табл. 8.1.

3. Считая поляризатор и анализатор идентичными, определить, исходя из (8.8), степень поляризации света, прошедшего через поляризатор, для исследованных участков спектра.

4. Вывести формулу и вычислить доверительный интервал ΔP для одного из исследованных участков спектра.

5. Представить результаты измерения степени поляризации света в табл. 8.1 в стандартной форме.

6. Определить коэффициенты пропускания для волн с поляризацией, параллельной и перпендикулярной главной плоскости исследуемого поляризатора для исследованных участков спектра.

7. Вывести формулу для доверительного интервала коэффициентов пропускания и вычислить их для одного из исследованных участков спектра.

8. Построить на графике зависимость коэффициентов пропускания от длины волны. Проанализировать полученную зависимость.

Контрольные вопросы

1. Что называют степенью поляризации света? Как она определяется?

2. В чем отличие естественного света от поляризованного? Плоскополяризованного от частично поляризованного света?

3. Какой свет называется плоскополяризованным? Поляризованным по кругу; по эллипсу?

4. Каково назначение поляризатора и анализатора?

5. Что называют плоскостью колебаний электромагнитной волны?

6. Разъясните принцип действия поляроида.

7. Будет ли выполняться закон Малюса при прохождении через анализатор частично поляризованного света?

8. Выведите выражения (8.8)–(8.11).

Лабораторная работа 9. ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТОВЫХ ВОЛН ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКА

Цели работы: изучение характера поляризации света, отраженного от стеклянной пластины; исследование зависимости коэффициентов отражения от угла падения света на пластинку; определение угла Брюстера и показателя преломления стекла.

Общие сведения

Поляризация волны может возникать при отражении и преломлении от границы раздела сред. Пусть естественный свет падает под углом θ_1 на поверхность раздела двух изотропных диэлектриков с показателями преломления n_1 и n_2 (рис. 9.1). Обозначим напряженности электрического поля в падающей, отраженной и преломленной волнах соответственно $E, E^{(1)}, E^{(2)}$.

Падающую волну можно представить суперпозицией двух линейно поляризованных волн с взаимно перпендикулярными плоскостями колебаний: в одной из волн плоскость колебаний совпадает с плоскостью падения, в другой – перпендикулярна ей. Напряженностям полей в таких волнах соответствуют на рис. 9.1 соответственно индексы « \parallel » и « \perp ». Для естественного света $E_{\parallel} = E_{\perp}$. Ампли-

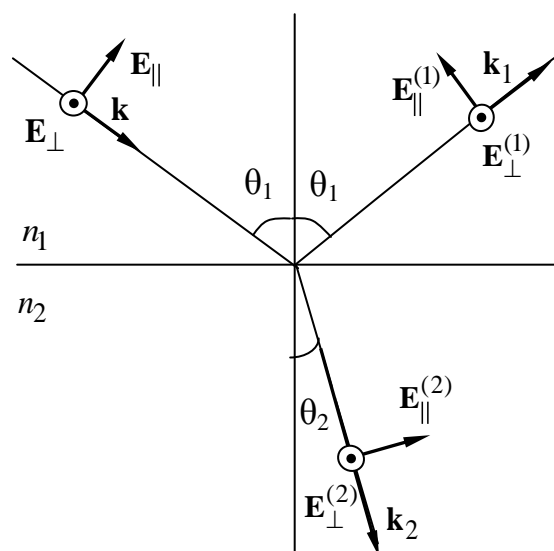


Рис. 9.1. Падение электромагнитной волны на границу раздела сред

туды напряженностей электрического поля в отраженной ($E_{\parallel}^{(1)}$ и $E_{\perp}^{(1)}$) и преломленной ($E_{\parallel}^{(2)}$ и $E_{\perp}^{(2)}$) волнах определяются *формулами Френеля*.

Для характеристики перераспределения интенсивности падающей волны между отраженной и преломленной волнами вводят *коэффициенты отражения R и пропускания T* , равные отношениям интенсивности отраженной и преломленной волн к интенсивности падающей волны. С использованием формул Френеля можно показать, что

$$R_{\parallel} = \left| \frac{E_{\parallel}^{(1)}}{E_{\parallel}} \right|^2 = \frac{\operatorname{tg}^2(\theta_1 - \theta_2)}{\operatorname{tg}^2(\theta_1 + \theta_2)}; \quad T_{\parallel} = \left| \frac{E_{\parallel}^{(2)}}{E_{\parallel}} \right|^2 \frac{n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1} = \frac{4 \cos^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2}{\sin^2(\theta_1 + \theta_2) \cos^2(\theta_1 - \theta_2)};$$

$$R_{\perp} = \left| \frac{E_{\perp}^{(1)}}{E_{\perp}} \right|^2 = \frac{\sin^2(\theta_1 - \theta_2)}{\sin^2(\theta_1 + \theta_2)}; \quad T_{\perp} = \left| \frac{E_{\perp}^{(2)}}{E_{\perp}} \right|^2 \frac{n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1} = \frac{4 \cos^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2}{\sin^2(\theta_1 + \theta_2)}, \quad (9.1)$$

где θ_2 – угол преломления.

На рис. 9.2 показаны зависимости коэффициентов R_{\parallel} , R_{\perp} , T_{\parallel} и T_{\perp} от угла падения θ_1 на границу раздела двух диэлектриков.

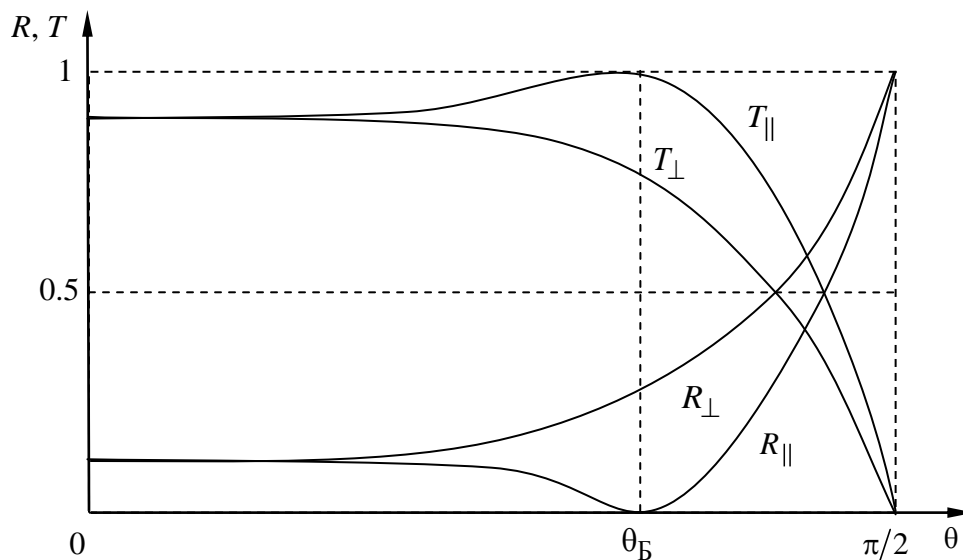


Рис. 9.2. Зависимость коэффициентов отражения и прохождения электромагнитной волны от угла падения на границу раздела двух диэлектриков

Из формул (9.1) видно, что при $\theta_1 + \theta_2 = \pi/2$ коэффициенты отражения $R_{\parallel} = 0$, $R_{\perp} = 0$. Следовательно, в этом случае *отраженная волна линейно поляризована* в плоскости, перпендикулярной плоскости падения. Проходящая волна при $\theta_1 + \theta_2 = \pi/2$ поляризована частично; для нее $T_{\parallel} > T_{\perp}$. Соотношение $\sin \theta_1 / \sin \theta_2 = n_2 / n_1$ (закон Снеллиуса) сводится к виду $\operatorname{tg} \theta_1 = n_2 / n_1$. При $n_1 = 1$

$$\operatorname{tg} \theta_1 = \operatorname{tg} \theta_B = n_2. \quad (9.2)$$

Последнее равенство определяет угол падения $\theta_1 = \theta_B$ (рис. 9.2), при котором коэффициент отражения $R_{\parallel} = 0$; этот угол называют *углом Брюстера*.

Экспериментальная установка (рис. 9.3) состоит из источника света 1, гониометра 4, стеклянной пластины 5, поляроида 7, фотоэлемента 9 и микроамперметра. Свет от источника 1 проходит через щель 2 коллиматора 3 гониометра и далее параллельным пучком падает на стеклянную пластину 5, установленную на поворотном столике 6. Отраженный от пластины свет регистрируется фотоэлементом 9, установленным на выходе зрительной трубы 8 гониометра и соединенным с микроамперметром.

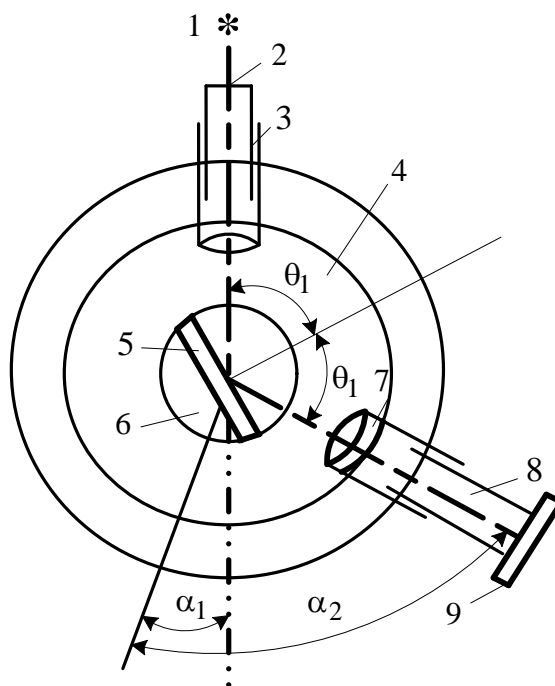


Рис. 9.3. Установка для анализа поляризации отраженной от диэлектрика световой волны

Между стеклянной пластиной и фотоэлементом расположен поляроид 7, служащий анализатором. Поляроид можно поворачивать в плоскости, перпендикулярной оптической оси. Описание устройства гониометра и способа отсчета углов с его помощью приведены в лаб. раб. 5.

Указания по проведению эксперимента

При выполнении работы надлежит неоднократно определять углы θ_1 падения света на пластину (см. рис. 9.3), для чего следует:

1. Ослабить установочные винты и снять с поворотного столика стеклянную пластину 5. Установить зрительную трубу 8 по направлению падающего из коллиматора 3 света. Правильность установки контролируется по микроамперметру, показание которого должно быть максимальным. Убедиться, что поворот поляроида на любой угол не влияет на показания микроамперметра. Записать показание микроамперметра (в делениях шкалы), пропорциональное интенсивности I падающего света. Отметить при этом угловое положение α_1 зрительной трубы по отсчетному устройству гониометра. Инструкция по устройству гониометра и снятию показаний углов приведена

в лаб. раб. 5. С помощью стопорного винта зафиксировать положение зрительной трубы.

2. Поставить на столик и закрепить стеклянную пластину 5. Установить зрительную трубу в положение, соответствующее углу $|\alpha_2 - \alpha_1| = 20^\circ$. Угол падения, как это видно из рис. 9.3, определяется выражением $\theta_1 = [\pi - (\alpha_2 - \alpha_1)]/2$. Повернуть стеклянную пластину так, чтобы отраженный от нее свет падал на зрительную трубу (фиксировать по показаниям микроамперметра). Записать в протокол ее угловое положение α_2 . Зафиксировать положение зрительной трубы с помощью стопорного винта. Записать показания микроамперметра при двух положениях поляроида: максимальное показание микроамперметра соответствует интенсивности $I_{\perp}^{(1)}$ отраженного света, поляризованного в плоскости, перпендикулярной плоскости падения; минимальное (при повороте поляроида на угол $\pi/2$) – интенсивности $I_{\parallel}^{(1)}$ отраженного света, поляризованного в плоскости падения.

Таблица 9.1

Определение угла Брюстера

| α_1 | α_2 | $ \alpha_2 - \alpha_1 $ | θ_1 | I_{\max} | I_{\min} | R_{\perp} | R_{\parallel} |
|------------|------------|-------------------------|------------|------------|------------|-------------|-----------------|
| ... | ... | ... | ... | ... | ... | ... | ... |

4. Повторить измерения п. 2, меняя угол $|\alpha_2 - \alpha_1|$ от 30 до 140° через 10° .

5. Провести измерения по п. 3, меняя угол $|\alpha_2 - \alpha_1|$ от 50 до 80° через 2° . Это соответствует углам падения от 65 до 50° в окрестности угла Брюстера. Результаты наблюдений по пп. 3–5 представить в виде табл. 9.1.

Указания по обработке результатов

1. Вычислить углы θ_1 падения света на пластинку, при которых проводились измерения.

2. Вычислить коэффициенты отражения R_{\parallel} и R_{\perp} света от пластинки:

$$R_{\parallel}(\theta_1) = I_{\parallel}^{(1)}(\theta_1)/I, \quad R_{\perp}(\theta_1) = I_{\perp}^{(1)}(\theta_1)/I.$$

Построить графики зависимостей R_{\parallel} и R_{\perp} от угла θ_1 падения света на пластину. Сравнить экспериментальные результаты с расчетными выражениями (9.1), рис. 9.2, обсудить соответствие результатов.

3. По графикам $R_{\parallel}(\theta_1)$ определить угол Брюстера. По формуле (9.2) рассчитать показатель преломления стекла.

Контрольные вопросы

1. Каков смысл угла Брюстера?
2. Какова поляризация отраженного света, если угол падения равен углу Брюстера?
3. Какими причинами вы объясните расхождение расчетных и экспериментальных зависимостей $R_{\parallel}(\theta_1)$ и $R_{\perp}(\theta_1)$?
4. Какова поляризация преломленного луча? Будет ли она меняться, если пластину заменить набором сложенных вместе стеклянных пластин (стопой Столетова)?

Лабораторная работа 10. ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НАГРЕТОГО ТЕЛА

Цели работы: экспериментальное исследование зависимости мощности теплового излучения от температуры; проверка закона Стефана–Больцмана.

Общие сведения

Тепловое излучение представляет собой явление генерации электромагнитных волн нагретым телом. Основу эффекта составляют процессы преобразования тепловой энергии макроскопической системы (нагретого тела) в энергию электромагнитного поля.

В качестве меры преобразования энергии обычно используется мощность $P = dW/dt$, где dW – количество энергии, которое в течение интервала времени dt преобразуется из одного вида в другой. В связи с тем, что излучение электромагнитных волн происходит с поверхности тела, а мощность теплового излучения P пропорциональна площади поверхности S , в качестве характеристики используют *интегральную энергетическую светимость* тела ($\text{Вт}/\text{м}^2$):

$$R_T = \frac{1}{S} \frac{dW}{dt}. \quad (10.1)$$

Правая часть равенства (10.1) задает суммарную плотность потока энергии электромагнитных волн всех частот, испускаемой поверхностью нагретого тела.

Для характеристики зависимости светимости нагретого тела от частоты вводятся *спектральные лучеиспускательные способности* $r_{\omega,T}$ и $r_{\lambda,T}$ тела:

$$r_{\omega,T} = \frac{dR_T}{d\omega}, \quad r_{\lambda,T} = \frac{dR_T}{d\lambda} = \frac{dR_T}{d\lambda} \frac{d\lambda}{d\omega} = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{dR_T}{d\omega} = \frac{2\pi c}{\lambda^2} r_{\omega,T}, \quad (10.2)$$

где dR_T – суммарная плотность потока энергии, переносимой волнами, частоты которых находятся в узком интервале $(\omega \dots \omega + d\omega)$ или $(\lambda \dots \lambda + d\lambda)$.

Наряду с излучением может происходить и обратное преобразование энергии: энергия электромагнитного излучения поглощается веществом, т. е. трансформируется в тепловую энергию макроскопической системы. Мерой обратного преобразования энергии служит *спектральная поглощательная способность* $\alpha_{\omega,T}$, определяемая следующим образом:

$$\alpha_{\omega,T} = d\Phi(\omega,T)_{\text{погл}}/d\Phi(\omega,T)_{\text{пад}}, \quad (10.3)$$

где $d\Phi(\omega,T)_{\text{погл}}$ – поток энергии, который поглощается телом, $d\Phi(\omega,T)_{\text{пад}}$ – величина падающего потока в интервале частот $\omega \dots \omega + d\omega$.

Тело, которое полностью поглощает энергию электромагнитных волн (при $\alpha_{\omega,T}=1$), называют *абсолютно черным телом*. Если поглощательная способность в некоторой области частот меньше единицы и не зависит от частоты, то в этой области спектра тело считается *серым*.

Излучение и поглощение веществом электромагнитных волн представляют собой формы проявления способности частиц вещества (атомов, молекул) к взаимодействию с электромагнитным полем. Оба эффекта сосуществуют неразрывно. Это утверждение составляет основу *закона Кирхгофа*: для любого тела отношение лучеиспускательной способности $r_{\omega,T}$ к поглощательной способности $\alpha_{\omega,T}$ тела – это универсальная функция, аргументами которой являются температура T и частота ω электромагнитной волны:

$$r_{\omega,T}/\alpha_{\omega,T} = f(\omega,T). \quad (10.4)$$

Теория эффекта теплового излучения, созданная М. Планком, определяет эту функцию в следующем виде:

$$f(\omega,T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2c^2} \frac{1}{\exp(\hbar\omega/kT)-1}. \quad (10.5)$$

Универсальность функции (10.5) связана с тем, что в ее состав входят только фундаментальные физические константы: фазовая скорость электромагнитной волны в вакууме c , постоянная Планка \hbar , постоянная Больцмана k .

Отметим, что функция $f(\omega,T)$ не содержит параметров, которые несут информацию об атомах и молекулах вещества, а также о форме тела.

Тепловое излучение обладает двумя особенностями: увеличение температуры приводит к резкому возрастанию энергетической светимости тела и к изменению цветности излучения от темно-красного до ярко-белого. Математическое обоснование этих закономерностей (*законы Стефана–Больцмана* (10.6) и *Вина–Голицина* (10.7)) дано в теории М. Планка для абсолютно черного ($\alpha_{\omega, T} = 1$) тела:

$$R_T = \int_0^{\infty} f(\omega, T) d\omega = \sigma T^4, \quad (10.6)$$

$$\lambda_m = b/T, \quad (10.7)$$

где $\sigma = (\pi^2 k^4) / (60 c^2 \hbar^3) = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} / (\text{м}^2 \text{К}^4)$ – *постоянная Стефана–Больцмана*; $\omega_m = 2\pi c / \lambda_m$ – частота, при которой функция $f(\omega, T)$ имеет максимальное значение; $b = hc / (4.96 k) = 2.9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ – *постоянная Вина*.

Исследуемые закономерности

В состав экспериментальной установки входит нагретая до высокой ($T \sim 1000 \text{ К}$) температуры тонкая металлическая пластина с площадью поверхности $S = 0.25 \text{ см}^2$. По существующей классификации пластина относится к числу серых тел. Поглощательная способность пластины имеет значение $\alpha(\omega, T) = \alpha_1 = 0.92$. В процессе эксперимента измеряются мощность теплового излучения $P_{\text{т.и}}$, создаваемого пластиной, и ее температура T .

Для измерения температуры пластины в работе используется неконтактный термометр (оптический пирометр). Через окуляр зрительной трубы пирометра наблюдатель видит (рис. 10.1, *а*) светящуюся нить (основная часть пирометра) на фоне светящейся поверхности исследуемого тела. Увеличение силы тока в нити пирометра приводит к возрастанию ее температуры и яркости свечения. При определенной яркости нить становится невидимой (рис. 10.1, *б*) на фоне светящейся поверхности. Если бы оба тела (нить и пластина) являлись бы абсолютно черными телами, то одинаковая яркость их свечения свидетельствовала бы о равенстве температур. В экспериментальной же установке нить пирометра является эквивалентом абсолютно черного тела, а нагреваемая пластина относится к классу серых тел.

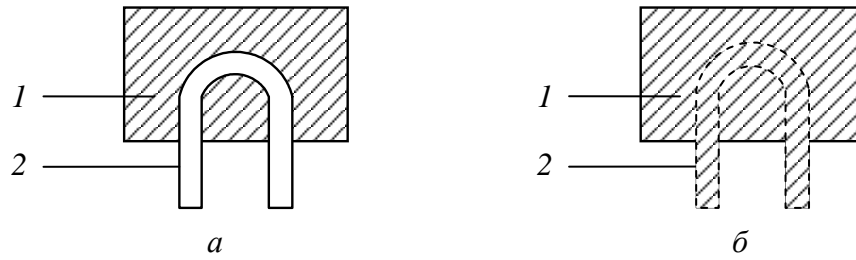


Рис. 10.1. Видимое изображение нагретой нити 2 на фоне светящейся поверхности исследуемого тела 1 при разной (а) и одинаковой (б) светимости тел

Яркость определяется как суммарная плотность потока энергии, переносимая электромагнитными волнами разных частот, в пределах телесного единичного угла:

$$B = \frac{1}{\pi} \int \alpha(\omega, T) f(\omega, T) d\omega. \quad (10.8)$$

Одинаковое свечение нити с температурой T_H и пластины с температурой T , зафиксированное наблюдателем с помощью пирометра, свидетельствует о выполнении равенства

$$\frac{1}{\pi} \int_{\omega_1 - \Delta\omega}^{\omega_1 + \Delta\omega} f(\omega, T_H) d\omega = \frac{1}{\pi} \int_{\omega_1 - \Delta\omega}^{\omega_1 + \Delta\omega} \alpha(\omega, T) f(\omega, T) d\omega. \quad (10.9)$$

Здесь использованы следующие обозначения: $\omega_1 = 2\pi c/\lambda$ – центральная частота светофильтра, входящего в состав пирометра; $\Delta\omega$ – полоса частот пропускания светофильтра ($\Delta\omega \ll \omega_1$); $\alpha_1(\omega, T)$ – поглощательная способность поверхности пластины на частоте ω_1 . Для красного светофильтра пирометра длина волны в вакууме составляет $\lambda_1 = 665$ нм, для желтого $\lambda_2 = 600$ нм. Математические преобразования равенства (10.9), выполненные с учетом малости отношения $\Delta\omega/\omega_1 \ll 1$, приводят к алгебраическому выражению, связывающему искомую температуру пластины T с измеренным значением температуры T_H нити:

$$T = T_H \left(1 + \frac{k T_H}{\hbar \omega_1} \ln \alpha_1 \right)^{-1}. \quad (10.10)$$

Основу методики измерения мощности $P_{\text{т.и}} = S \int_0^{\infty} \alpha(\omega, T) f(\omega, T) d\omega$ излучения пластины составляет *условие теплового равновесия*. В состоянии термодинамического равновесия выполняется баланс между приобретаемой

и теряемой в единицу времени энергией. Условие равновесия, учитывающее основные механизмы обмена энергией между пластиной и окружающими телами, формулируется в виде равенства

$$P + P_{\text{погл}} = P_{\text{т.и}} + P_{\text{тепл}}, \quad (10.11)$$

где P – мощность Джоуля–Ленца, выделяющаяся в пластине при протекании электрического тока; $P_{\text{погл}}$ – поглощаемая пластиной мощность теплового излучения, генерируемое окружающими телами; $P_{\text{тепл}}$ – мощность теплопроводности, которая передается от пластины к другим узлам экспериментальной установки за счет механизма теплопроводности, например соединительных проводников. Если площадь поверхности пластины S велика по сравнению с площадью поперечного сечения S_1 проводников ($S_1 \ll S$) и температура пластины T превышает температуру T_0 окружающей среды в несколько раз, то $(T/T_0)^4 \gg 1$, а мощность излучения пластины $P_{\text{т.и}}$ существенно превышает мощность радиационного поглощения $P_{\text{погл}}$ и мощность теплопроводности. В этом случае мощность излучения $P_{\text{т.и}}$ совпадает с мощностью Джоуля–Ленца $P = UI$. Отсюда в соответствии с законом Стефана–Больцмана (10.6) получаем

$$P = P_{\text{т.и}} = \alpha_1 \sigma S T^4. \quad (10.12)$$

На основании теоретического прогноза (10.12) исследуемая зависимость мощности излучения от температуры пластины должна соответствовать степенной функции $P(T) = AT^n$, в которой n – показатель степени; $A = \alpha_1 \sigma S$ – коэффициент пропорциональности, содержащий площадь S поверхности пластины, поглощательную способность α_1 и постоянную Стефана–Больцмана σ .

Вводя безразмерные величины $\tilde{P} = P/(1 \text{ Вт})$, $\tilde{A} = A/(1 \text{ Вт/К}^4)$, $\tilde{T} = T/(1 \text{ К})$ и прологарифмировав, получим

$$\ln \tilde{P} = n \ln \tilde{T} + \ln \tilde{A}. \quad (10.13)$$

Полученная зависимость имеет вид $y = nx + b$, где $y = \ln \tilde{P}$; $x = \ln \tilde{T}$; $b = \ln \tilde{A}$, и допускает обработку методом наименьших квадратов (линейной регрессии).

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 10.2. В фокусе объектива О зрительной трубы пирометра расположена нить L , изогну-

тая в форме полуокружности. Через окуляр $Ок$ и красный светофильтр Φ наблюдатель видит среднюю часть нити на фоне поверхности тела, температуру которого требуется определить. С помощью потенциометра R осуществляется регулировка тока в нити и яркости ее свечения. После включения кнопкой K нагрева нити, ток, проходящий через нить пирометра, регулируют до тех пор, пока она не становится невидимой на фоне пластины.

Оптический пирометр прокалиброван по абсолютно черному телу. Шкала амперметра, измеряющего силу тока в нити, оцифрована в градусах по шкале Цельсия и определяет температуру нити (абсолютно черного тела).

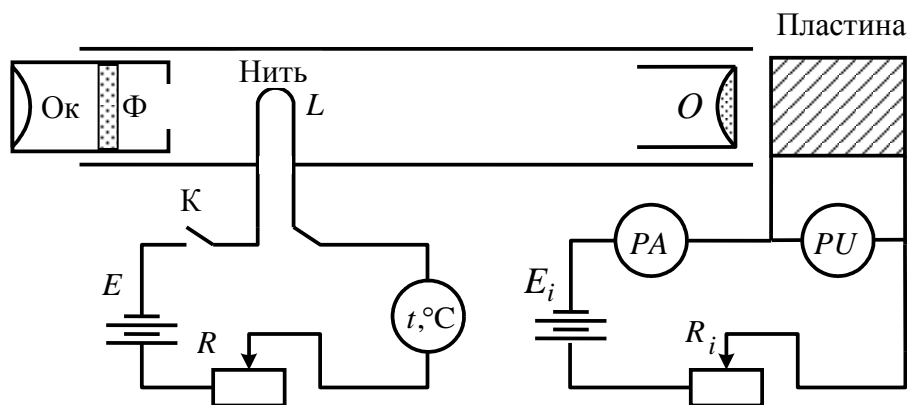


Рис. 10.2. Схема экспериментальной установки

Электрическая схема нагрева пластины содержит источник тока, амперметр PA для измерения силы тока I в пластине, величина которого регулируется потенциометром R_i , и вольтметр PU для определения падения напряжения на пластине U .

Задание по подготовке к работе

1. Ознакомится с теорией теплового излучения и методикой экспериментального исследования зависимости мощности излучения от температуры нагретого тела.

2. Построить график зависимости мощности Джоуля–Ленца P , которая необходима для нагрева пластины до произвольной температуры $T \in [300; 1000]$ К. Для расчета $P(T)$ использовать функцию

$$P = P_{\text{тепл}} + P_{\text{т.и}} = (T - T_0)/R_T + S \alpha \sigma T^4,$$

в которой T_0 — температура окружающей среды, R_T — тепловое сопротивление соединительных проводов. Расчеты провести при следующих значениях параметров: $T_0 = 300$ К, $R_T = 0.35$ Вт/К, $S = 0.25$ см², $\alpha = 0.92$.

3. Оценить граничное значение температуры пластины $T_{гр}$, при которой потеря тепловой энергии за счет теплопроводности составляет $P_{тепл} = 0.01 P_{т.и}$. Полученный результат $T_{гр}$ отметить на графике $P(T)$.

Указания к выполнению работы

1. Вращением рукоятки потенциометра R_i установить силу тока $I = 2 \text{ А}$ в пластине. Установить диапазон измерения температуры 1400°С и соответствующий ему желтый светофильтр. Включить накал нити с помощью кнопки К, которая в процессе измерений должна находиться в замкнутом положении. Регулируя силу тока в нити, добиться исчезновения видимого ее изображения на фоне светящейся поверхности пластины. Результаты измерений температуры t_n ($^\circ\text{С}$), силы тока в пластине I и напряжения U на ней записать в табл. 10.1.

2. Повторить цикл измерений (см. п. 1) при других значениях (от 2.5 до 5.5 А с шагом 0.5 А) силы тока I в пластине. При превышении температуры 1400°С диапазон измерения переключить на 2000°С и установить красный светофильтр. Результаты совместных измерений физических величин t_n , I , U , а также цвет светофильтра записать в таблицу.

Таблица 10.1

Зависимость мощности излучения от температуры

| $I, \text{ А}$ | $U, \text{ В}$ | $P, \text{ Вт}$ | Температура нити | | Температура пластины $T, \text{ К}$ |
|----------------|----------------|-----------------|-----------------------|------------------|-------------------------------------|
| | | | $t_n, ^\circ\text{С}$ | $T_n, \text{ К}$ | |
| | | | | | |
| | | | | | |

3. Измерение температуры по п. 2 произвести два раза в режиме увеличения и два раза в режиме уменьшения силы тока в нити. Результаты измерений температуры t_n , силы тока в пластине I и напряжения U на ней записать в таблицу.

Указания для обработки результатов

1. Используя соотношение (10.10) и измеренное значение температуры нити T_{ni} определить температуру T_i пластины. Полученные результаты записать в табл. 10.1.

2. Определить мощности теплового излучения пластины $P_i = I_i U_i$, которые были зафиксированы в эксперименте. Полученные результаты P_i записать в таблицу.

3. Ввести безразмерные величины $\tilde{T}_i = T_i/(1 \text{ К})$ и $\tilde{P}_i = P_i/(1 \text{ Вт})$ и прологарифмировать их. Результаты вычислений $x_i = \ln(\tilde{T}_i)$, $y_i = \ln(\tilde{P}_i)$ записать в таблицу.

4. Аппроксимировать совокупность экспериментальных данных x_i, y_i линейной функцией (10.13) методом линейной регрессии (методом наименьших квадратов) [4], находя параметры (n, A) на основе зависимости $y = nx + b$.

5. Определить показатель степени $n \pm \Delta n$ и множитель $A \pm \Delta A$. Рассчитать значение постоянной Стефана–Больцмана, учитывая, что площадь пластины $S = 0.25 \text{ см}^2$, $\alpha_1 = 0.92$. Определить среднее значение параметра $c = y - 4x$ в теоретической зависимости $y = 4x + c$, полагая в (10.13) $n = 4$ в соответствии с законом Стефана–Больцмана.

6. Совокупность экспериментальных данных x_i, y_i нанести на график. Здесь же представить графики аппроксимирующих функций $y = nx + b$ и $y = 4x + c$, параметры n, A, c которых определены в пп. 4 и 5.

7. Сформулировать заключение о соответствии экспериментальной зависимости $P(T)$ закону Стефана–Больцмана.

Контрольные вопросы

1. Два тела имеют одинаковую яркость свечения в узком диапазоне частот. При каких соотношениях между поглотительными способностями тел возможны следующие варианты неравенства температур: $T_1 > T_2$, $T_1 < T_2$, $T_1 = T_2$?

2. Два тела имеют одинаковую температуру. При использовании зеленого светофильтра наблюдается одинаковая яркость свечения тел. По какой причине может нарушиться равенство яркости свечения этих тел, если заменить зеленый светофильтр синим?

3. Шар и тонкая пластина имеют одинаковую массу. При пропускании электрического тока в них выделяется равное количество теплоты. Температура какого тела достигнет большего значения в состоянии термодинамического равновесия?

4. Каким методом измеряются температура пластины и яркость свечения ее поверхности в данной работе?

5. Объясните, в чем заключалась «ультрафиолетовая катастрофа» теории Рэлея–Джинса. Каков был предложенный Планком метод решения несоответствия?

6. Тепловое излучение абсолютно черного тела проходит через светофильтр. На какой частоте пропускания светофильтра будет наблюдаться максимальная интенсивность прошедшего излучения?

Лабораторная работа 11. ИССЛЕДОВАНИЕ ВНЕШНЕГО ФОТОЭФФЕКТА

Цели работы: исследование закономерностей эффекта фотоэлектронной эмиссии (внешнего фотоэффекта); измерение работы выхода электрона и красной границы эффекта для материала фотокатода.

Общие сведения

Фотоэлектронная эмиссия (внешний фотоэффект) – это поток электронов, который возникает при облучении светом поверхности металла и направлен вдоль нормали к поверхности. В результате эмиссии электронов в фотоэлементе изменяется, например, электропроводность вакуумного промежутка между двумя металлическими электродами. Измерение силы тока, протекающего в этом промежутке при разной освещенности фотокатода, при разном спектральном составе излучения и т. д., составляет основу метода экспериментального исследования внешнего фотоэффекта.

В фотоэффекте проявляются корпускулярные свойства электромагнитного излучения. В квантовой теории электромагнитное излучение представляют в виде потока частиц (фотонов), движущихся с постоянной скоростью $c = 3 \cdot 10^8$ м/с. Фотон имеет нулевую массу покоя, обладает энергией $E_{\text{ф}} = h\nu$ и импульсом $p_{\text{ф}} = h\nu/c$. Неупругое столкновение (поглощение) фотона с электроном проводимости металла обеспечивает необходимые условия для выхода электрона за пределы объема вещества. При таком взаимодействии фотона с электроном выполняется закон сохранения энергии:

$$E_{e1} + E_{\text{ф}} = E_{e2}, \quad (11.1)$$

где E_e – энергия электрона; индексы 1 и 2 соответствуют моментам времени до и после столкновения. После взаимодействия с фотоном приобретенная энергия электрона E_{e2} частично расходуется на преодоление потенциального барьера, удерживающего электрон внутри металла, оставшаяся часть составляет его кинетическую энергию:

$$h\nu = A + W_k, \quad (11.2)$$

где A – работа выхода электрона из металла; W_k – кинетическая энергия вышедшего электрона. Соотношение (11.2) носит название уравнения А. Эйнштейна для фотоэффекта. При энергиях фотона, малых по сравнению с энергией покоя электрона, кинетическую энергию можно найти по нерелятивистской формуле $W_k = m_e^2 v^2 / 2$. Из (11.2), в частности, следует, что только при поглощении фотона с энергией $h\nu > A$ электрон может выйти за пределы вещества.

При фотоэффекте лишь малая доля падающих на металл фотонов приводит к выбиванию электронов из образца. Это связано, прежде всего, с малой глубиной выхода фотоэлектронов, которая значительно меньше глубины поглощения света в металле. Большинство фотоэлектронов рассеивает свою энергию до подхода к поверхности и теряет возможность выйти наружу. При энергии фотонов вблизи порога фотоэффекта большинство фотоэлектронов возбуждается ниже работы выхода и не дает вклада в фотоэмиссионный ток. Кроме того, коэффициент отражения в видимой и ближней УФ-областях велик, и лишь малая часть излучения поглощается в металле. Число эмитированных электронов в расчете на один фотон, падающий на поверхность тела, называется квантовым выходом K . Величина K определяется свойствами вещества, состоянием его поверхности и энергией фотонов.

В результате количество вышедших электронов dN_e оказывается пропорционально количеству фотонов dN_Φ , падающих на поверхность металла в течение интервала времени dt :

$$dN_e / dt = K dN_\Phi / dt. \quad (11.3)$$

Освещенность Φ , определяемая как количество энергии, падающей на единицу площади S поверхности в единицу времени при облучении монохроматическим светом пропорциональна потоку dN_Φ / dt фотонов

$$\Phi = \frac{h\nu}{S} \frac{dN_\Phi}{dt}. \quad (11.4)$$

Поток электронов, индуцированный светом, неразрывно связан с потоком электрического заряда от поверхности металла в окружающее пространство. Из (11.3), (11.4) следует, что количество заряда, переносимого в единицу времени за счет фотоэлектронной эмиссии, пропорционально освещенности поверхности металла:

$$I = e \frac{dN_e}{dt} = eK \frac{dN_\Phi}{dt} = \frac{eKS}{h\nu} \Phi. \quad (11.5)$$

Соотношение (11.5) известно как закон Столетова.

Исследуемые закономерности

Для исследования внешнего фотоэффекта в работе используется вакуумный диод (фотоэлемент СЦВ-4), содержащий два металлических электрода (анод и катод) внутри стеклянной оболочки. При комнатной температуре в вакуумном промежутке между электродами содержится незначительное количество электронов, возникающее за счет эффекта термоэлектронной эмиссии металла. Освещение поверхности катода приводит к увеличению числа свободных электронов в этой области.

Зависимость силы тока I от напряжения U на фотоэлементе имеет нелинейный характер. Причина нелинейности вольтамперной характеристики $I(U)$ – неоднородность распределения по скоростям вышедших из катода электронов вследствие их теплового движения. В случае отрицательной полярности подключения внешнего источника к электродам фотоэлемента с ростом напряжения U уменьшается доля электронов, имеющих кинетическую энергию, достаточную для достижения анода, и уменьшается ток I . При некотором значении обратного напряжения $U = U_3$ полученной при фотоэлектронной эмиссии кинетической энергии электронов оказывается недостаточно, чтобы преодолеть тормозящее действие поля и сила тока, протекающего через фотоэлемент, обращается в ноль $I(U_3) = 0$. Это условие достигается при равенстве кинетической энергией фотоэлектрона изменению его потенциальной энергии при перемещении от катода к аноду:

$$eU_3 = m_e v^2 / 2. \quad (11.6)$$

Запирающее напряжение U_3 в эксперименте измеряется прямым методом и с точностью до постоянного множителя e (элементарный заряд) совпадает с кинетической энергией фотоэлектрона (11.6). Теория Эйнштейна (11.2) прогнозирует линейную зависимость запирающего напряжения от частоты ν электромагнитного излучения:

$$U_3(\nu) = \frac{h\nu}{e} - \frac{A}{e} = \frac{h}{e}(\nu - \nu_0), \quad (11.7)$$

где $\nu_0 = A/h$ – минимальная частота излучения, при которой возможен выход электрона из исследуемого металла. Аппроксимация результатов измерения $U_3(\nu)$ линейной функцией (11.8) позволяет найти ее параметры (рис. 11.1): работу выхода электрона A , граничную частоту ν_0 и отношение констант h/e .

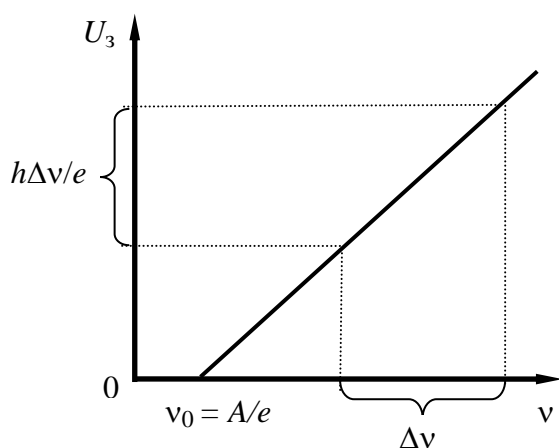


Рис. 11.1. Зависимость запирающего напряжения на фотоэлементе от частоты электромагнитного излучения

Сила тока сквозной проводимости фотоэлемента при большом положительном напряжении определяется только током фотоэлектронной эмиссии, величина которого не зависит от приложенного напряжения (11.6) и представляет собой ток насыщения I_H – асимптоту вольтамперной характеристики $I(U)$ фотоэлемента.

Электрическая схема экспериментальной установки представлена на рис. 11.2. Переключатель S_3 предназна-

чен для управления освещенностью Φ фотокатода. Он обеспечивает протекание тока разной величины в нити лампы накаливания L_1 . С помощью переключателя S_2 обеспечивается прямое или обратное подключение фотоэлемента ФЭ к источнику напряжения.

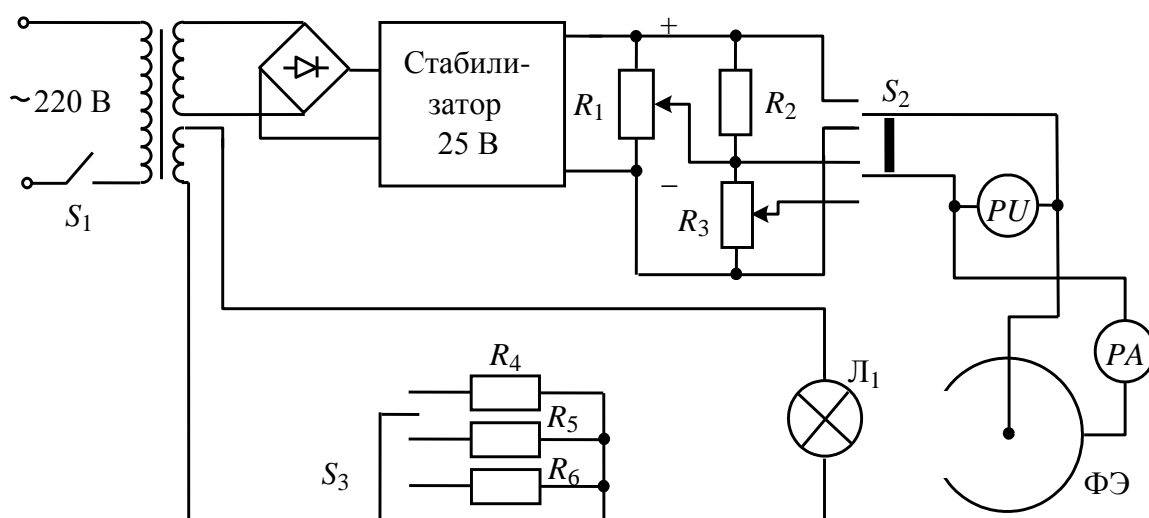


Рис. 11.2. Электрическая схема установки для исследования внешнего фотоэффекта

Для изменения прямого и обратного напряжения между электродами ФЭ электрическая схема содержит, соответственно, потенциометры R_1 и R_2-R_3 . Сила тока сквозной электропроводности фотоэлемента измеряется микроамперметром PA , а напряжение между его электродами контролируется вольтметром PU .

Задание для подготовки к работе

1. Определить силу тока насыщения I_n при освещении фотокатода излучением с длиной волны $\lambda = 540$ нм. При расчете использовать следующие значения параметров функции (11.5): $K = 0.01$, $\Phi = 1 \text{ Вт/м}^2$, $S = 4.5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$.

2. Используя данные п. 2, построить график зависимости тока насыщения фотоэлемента от длины волны излучения λ видимого диапазона.

Указания к выполнению работы

1. Между лампой и фотоэлементом установить сине-зеленый светофильтр. Переключатель S_2 поставить в положение «+». Переключатель S_3 «Осветитель» поставить в положение 2, при котором обеспечивается освещенность поверхности фотокатода $\Phi_2 = 1.0 \text{ Вт/м}^2$. Измерить зависимость силы тока I от напряжения U при зафиксированных значениях освещенности фотокатода Φ_2 и частоте падающего излучения ν_2 . Для этого рекомендуется изменять напряжение на фотоэлементе от 0 до 24 В с шагом $\Delta U = 1.0 \text{ В}$ и измерять силу тока сквозной электропроводности $I(\Phi_2)$ фотоэлемента при каждом значении U . Результаты измерений $I(\Phi_2)$, U записать в табл. 11.1.

Таблица 11.1

Вольтамперная характеристика

| | | | | | | | | | | | |
|-------------------|--|--|--|--|--|--|--|--|--|--|--|
| U , В | | | | | | | | | | | |
| $I(\Phi_2)$, мкА | | | | | | | | | | | |
| $I(\Phi_3)$, мкА | | | | | | | | | | | |
| $I(\Phi_4)$, мкА | | | | | | | | | | | |

2. Переключатель S_3 поставить в положение 3 и повторить измерения по п. 1 при освещенности S_3 фотокатода $\Phi = \Phi_3 = 0.6 \text{ Вт/м}^2$.

3. Переключатель поставить в положение 4 и повторить измерения по п. 1 при освещенности фотокатода $\Phi = \Phi_4 = 0.3 \text{ Вт/м}^2$.

4. Между лампой и фотоэлементом установить сине-зеленый светофильтр, значение центральной частоты пропускания ν_2 которого указано на установке. Переключатель S_2 поставить в положение «-». Переключатель S_3 «Осветитель» поставить в положение 2, которое обеспечивает известную освещенность поверхности фотокатода: $\Phi_2 = 1.0 \text{ Вт/м}^2$. Установить напряже-

ние на фотоэлементе U_3 , при котором сила тока сквозной проводимости принимает нулевое значение $I(U_3) = 0$. Результат измерения U_3 записать в табл. 11.2. Провести пятикратное измерение величины запирающего напряжения.

Таблица 11.2

Определение запирающего напряжения

| Светофильтр | λ | $U_3, \text{В}$ | | | | |
|-------------|-----------|-----------------|---|---|---|---|
| | | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| Синий | | | | | | |
| Зеленый | | | | | | |

5. Между лампой и фотоэлементом установить зеленый светофильтр, значение длины волны пропускания λ_1 которого указано на установке, и повторить измерения по п. 4. Результаты пятикратного измерения величины U_3 записать в табл. 11.2.

Указания по обработке результатов

1. По данным табл. 11.1 построить графики зависимости силы тока сквозной электропроводности фотоэлемента от напряжения для трех значений освещенности фотокатода. Для каждой вольтамперной характеристики определить силу тока насыщения I_H .

2. Построить график зависимости $I_H(\Phi)$ тока насыщения от освещенности фотокатода. Совокупность результатов измерений $\{I_H, \Phi\}$ аппроксимировать линейной функцией $I_H = a\Phi$ и определить ее параметр a .

3. Определить квантовый выход электронов $K = h\nu a / (eS)$ на основании данных о частоте излучения (табл. 11.1), значении параметра a (п. 2) и площади освещаемой поверхности фотокатода $S = 4.5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$.

4. Произвести статистическую обработку результатов измерений запирающего напряжения (табл. 11.2) для излучения с частотой ν_1 и с частотой ν_2 . Окончательный результат измерений представить в стандартной форме $U_3(\nu_i) = U_3(\nu_i) + \Delta U_3$.

5. По известным значениям частоты излучения (табл. 11.2) и измеренным значениям U_3 (п. 4) определить работу выхода $A_{\text{вых}}$ электронов.

6. Построить график зависимости запирающего напряжения U_3 от частоты $\nu = c/\lambda$. Аппроксимировать экспериментальные данные $U_3(\nu)$ линейной функцией $U_3(\nu) = m\nu + n$ и определить ее параметры m, n .

7. Используя полученное в п. 6 значение углового коэффициента $m = dU_3/d\nu = h/e$, оценить постоянную Планка.

8. Используя численное значение коэффициента $n = h\nu_0/e$ (п. 6) определить граничную частоту $\nu_{\text{гр}}$ фотоэффекта для материала фотокатода.

Контрольные вопросы

1. На поверхность образца направлено монохроматическое излучение. Во сколько раз изменится поток фотонов при увеличении в три раза частоты электромагнитного излучения и неизменной освещенности поверхности?

2. Какова тенденция изменения силы тока фотоэлектронной эмиссии при уменьшении частоты падающего монохроматического излучения и неизменной освещенности поверхности?

3. Какой области спектра электромагнитного излучения принадлежит фотон, при поглощении которого электрон покидает атом водорода?

4. Какой числовой области принадлежит отношение работ выхода электронов для металлов?

5. Перечислите признаки отличия фотона от электрона.

Лабораторная работа 12. ИССЛЕДОВАНИЕ ВНУТРЕННЕГО ФОТОЭФФЕКТА

Цель работы: изучение зависимости фототока в сернистом свинце от напряжения и освещенности.

Общие сведения

Явление уменьшения электрического сопротивления вещества под действием излучения было открыто в 1873 г. Его причиной является перераспределение электронов по энергетическим состояниям в полупроводниках и диэлектриках, происходящее под действием света, которое впоследствии было названо *внутренним фотоэффектом*.

Состояния электронов в атоме характеризуются только вполне определенными значениями энергии, которые называют энергетическими уровнями. В твердом теле отдельные уровни энергии электронов в атомах трансформируются в *энергетические зоны*, имеющие конечную энергетическую ширину.

Зону энергий, соответствующую наивысшему заполненному электронами уровню, называют *валентной зоной*, так как состояния с этими значениями энергии заполняются валентными электронами атомов. Ближайшую к валентной зоне энергетическую зону, соответствующую не занятой электронами раз-

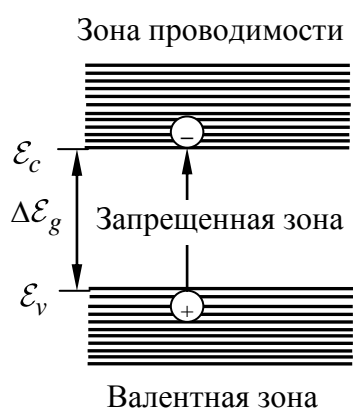


Рис. 12.1. Структура энергетических зон

решенной совокупности состояний, называют *зоной проводимости*. Области разрешенных значений энергии отделены друг от друга областями запрещенных значений, называемых *запрещенной зоной*.

Электроны в зонах с полностью заполненными состояниями не дают вклада в электропроводность кристалла, так как все разрешенные состояния в зоне заняты и перемещение из одного места в другое невозможно. Если энергетическая зона заполнена электронами не полностью, то ее электроны при наложении электрического поля могут создавать ток. При

переходе из валентной зоны в зону проводимости электрон становится носителем тока (отсюда и название зоны). Однако и образовавшееся при этом свободное состояние валентной зоны (*дырка*) ведет себя как свободный носитель тока. Заполняясь электронами с нижележащих уровней, дырки перемещаются по направлению поля как положительные заряды (+e).

Чтобы обеспечить электропроводность полупроводника, необходимо сообщить электронам некоторую энергию, которая определяется шириной запрещенной зоны. Так как ширина запрещенной зоны полупроводников невелика, то даже в отсутствие освещения в полупроводнике происходит непрерывная генерация электронов и дырок, обусловленная тепловыми колебаниями решетки. Наряду с генерацией носителей тока осуществляется и обратный процесс – рекомбинация, т. е. переход электронов из состояний зоны проводимости в состояния валентной зоны.

В результате одновременно протекающих процессов тепловой генерации и рекомбинации в полупроводнике устанавливается равновесная концентрация электронов n_i и дырок p_i , зависящая от температуры и ширины запрещенной зоны. Для собственного полупроводника (т. е. полупроводника, свободного от примесей) эти концентрации можно считать равными. Собственная концентрация носителей заряда обуславливает так называемый темновой ток (ток в отсутствии освещения).

Электропроводность материалов (величина, обратная удельному сопротивлению $\sigma = 1/\rho$) зависит от концентрации и подвижности свободных носителей зарядов. Для полупроводников σ определяется выражением:

$$\sigma = e(\mu_n n + \mu_p p) = e(\mu_p + \mu_n) n,$$

где e – электрический заряд электронов; p и n – концентрация дырок и электронов в полупроводнике; μ_p и μ_n – подвижность дырок и электронов; и учтено, что в случае собственной проводимости $p = n$.

При освещении полупроводника светом с энергией фотонов $h\nu > \Delta\mathcal{E}_g = \mathcal{E}_c - \mathcal{E}_v$ появляется дополнительный механизм генерации носителей заряда – фотогенерация, который приводит к возникновению избыточной концентрации электронов Δn и дырок Δp , относительно равновесной n_i и p_i , и, следовательно, к увеличению проводимости полупроводника. Увеличение проводимости полупроводника под действием света называется *фотопроводимостью*. Величина фотопроводимости собственных полупроводников определяется выражением:

$$\sigma_{\Phi} = e(\mu_p + \mu_n)\Delta n. \quad (12.1)$$

Однако далеко не каждый фотон, падающий на поверхность полупроводника, породит фотоэлектрон. Часть фотонов отражается от поверхности полупроводника. Значительная часть фотонов отдает свою энергию остову кристаллической решетки, т. е. превращается в тепло. Только незначительная часть падающих фотонов порождает фотоэлектроны.

В результате количество вышедших электронов dN_e оказывается пропорционально количеству фотонов dN_{Φ} , падающих на поверхность металла в течение интервала времени dt :

$$dN_e = KdN_{\Phi} = g_{\Phi}dt,$$

где K называют *квантовым выходом* фотоэффекта, g_{Φ} – *интенсивностью фотогенерации*. Освещенность E , определяемая как количество энергии, падающей на единицу площади S поверхности в единицу времени при облучении монохроматическим светом, пропорциональна потоку dN_{Φ}/dt фотонов

$$E = \frac{h\nu}{S} \frac{dN_{\Phi}}{dt}.$$

Отсюда интенсивность фотогенерации

$$g_{\Phi} = KSE/(h\nu) \quad (12.2)$$

также пропорциональна падающему световому потоку $\Phi = ES$.

Переход электронов в зону проводимости происходит не только под действием квантов света, но и под действием тепловой энергии. Скорость

изменения концентрации электронов (дырок) определяется выражением: $dN_1/dt = g_T + g_\Phi$, где g_T – интенсивность термогенерации, т. е. число электронов, которые переходят за одну секунду в зону проводимости в результате тепловых колебаний решетки.

Как отмечалось ранее, одновременно с процессом генерации свободных электронов идет процесс рекомбинации электронов и дырок, т. е. возвращение электронов из зоны проводимости на свободные места в валентной зоне. Рекомбинация электронов и дырок сопровождается уменьшением концентрации свободных носителей зарядов. Скорость рекомбинации пропорциональна числу дырок и числу свободных электронов: $dN_2/dt = \alpha np = \alpha n^2$, где α – коэффициент рекомбинации.

В стационарном состоянии скорости генерации и рекомбинации равны:

$$g_T + g_\Phi = \alpha n^2.$$

В темноте $g_\Phi = 0$. Поэтому можно записать, что темновая равновесная концентрация свободных электронов $n_T = \sqrt{g_T/\alpha}$. Тогда концентрация фотоэлектронов:

$$\Delta n = n - n_T = \frac{\sqrt{g_T}}{\sqrt{\alpha}} \left(\sqrt{1 + \frac{g_\Phi}{g_T}} - 1 \right). \quad (12.3)$$

Рассмотрим два предельных случая.

1. Световой поток мал. Тогда $g_\Phi/g_T \ll 1$ и $\sqrt{1 + g_\Phi/g_T} \approx 1 + g_\Phi/(2g_T)$.

Подставляя последнее выражение в (12.3) и, воспользовавшись (12.2), получаем:

$$\Delta n \approx \frac{KS}{2h\nu\sqrt{\alpha g_T}} E.$$

Тогда из (12.1) для фотопроводимости полупроводника получаем:

$$\sigma_\Phi \approx \frac{e(\mu_p + \mu_n)KS}{2h\nu\sqrt{\alpha g_T}} E. \quad (12.4)$$

Таким образом, при слабой освещенности полупроводника фотопроводимость прямо пропорциональна падающему световому потоку.

2. Интенсивность светового потока велика, $g_\Phi \gg g_T$. Тогда из (12.2), (12.3) следует:

$$\Delta n \approx \sqrt{KSE/(\alpha h\nu)}. \quad (12.5)$$

Подставляя (12.5) в (12.1), получим:

$$\sigma_{\phi} \approx e(\mu_p + \mu_n) \sqrt{\frac{KS}{\alpha h \nu}} \sqrt{E}, \quad (12.6)$$

т. е. фотопроводимость $\sigma_{\phi} \sim \sqrt{E}$.

Однако при больших световых потоках внутренний фотоэффект сопровождается различными вторичными явлениями, также порождающими нелинейность зависимости (рекомбинацией носителей тока в объеме и на поверхности, захватом носителей, дефектами решетки и др.), которые не учитывались в рассмотрении. Поэтому (12.6) справедливо лишь в первом приближении.

Таким образом, концентрация фотоэлектронов (дырок) Δn и фотопроводимость σ_{ϕ} пропорциональны E^{γ} , где E – освещенность, а значение γ лежит в пределах от 0.5 до 1.0. Коэффициент γ можно определить экспериментально по зависимости стационарного фототока в полупроводнике от его освещенности, так как фототок пропорционален концентрации носителей заряда.

Исследуемые закономерности

Объектом исследования является *фотосопротивление* (рис. 12.2) – тонкий слой 1 полупроводникового материала, нанесенный на изолирующую пластинку 2. На краях слоя расположены электроды 3. Вся конструкция монтируется в пластмассовый корпус 4.

При отсутствии освещения в цепи протекает темновой ток I_T , зависящий от приложенного напряжения и темнового сопротивления. При освещении ток I в цепи больше темнового тока. Разность между током при освещении и темновым током составляет фототок I_{ϕ} .

Характеристиками фотосопротивления являются интегральная чувствительность, зависимость чувствительности от длины волны падающего излучения (спектральная характеристика) и от освещенности (световая характеристика), рабочее напряжение, темновое сопротивление.

Интегральная чувствительность в общем случае вычисляется как отношение фототока I_{ϕ} к освещенности E : $\Gamma = I_{\phi}/E$.

Если фотосопротивление используется для регистрации излучения видимой части спектра, чувствительность выражают в амперах (чаще микроампе-

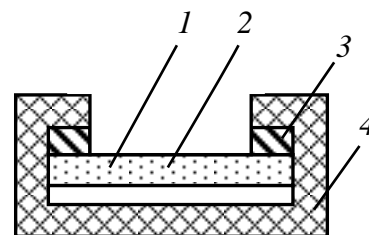


Рис. 12.2. Устройство фотосопротивления

рах) на люмен. Поскольку чувствительность фотосопротивления зависит от спектрального состава падающего излучения, при определении чувствительности необходимо указывать, каким источником создавалось излучение. Для определения чувствительности фотосопротивления в видимой части спектра источником излучения обычно служит лампа накаливания с вольфрамовой нитью при температуре 2840 К.

Величина фототока зависит не только от лучистого потока, но и от приложенного напряжения, поэтому при задании чувствительности необходимо либо указывать рабочее напряжение U , либо пользоваться понятием удельной чувствительности

$$\Gamma_U = I_{\phi} / (UE). \quad (12.7)$$

Для точечного источника $E = J/r^2$, где J – сила света источника. Поэтому зависимость фототока от освещенности может быть представлена как

$$I_{\phi} = U_{\phi} / R = U_{\phi} S \sigma_{\phi} / l = CE^{\gamma} = C(J/r^2)^{\gamma},$$

где S – площадь сечения полупроводникового слоя; l – расстояние между электродами. Обозначая $CJ^{\gamma} = C_1$, получим $I_{\phi} = C_1 r^{-2\gamma}$. После логарифмирования имеем линейную зависимость:

$$\ln I_{\phi} = -2\gamma \ln r + \ln C_1.$$

По этой зависимости находится γ (оценивается по графику или вычисляется методами наименьших квадратов или парных точек).

Экспериментальная установка для исследования внутреннего фотоэффекта изображена на рис. 12.3, где ФС – фотосопротивление (типа ФС – А1); PU – вольтметр; PA – микроамперметр; R – реостат; S_3 – эталонная лампа накаливания. Фотосопротивление и лампа установлены на оптической скамье.

Указания по выполнению работы

1. Прикрыть шторкой фотосопротивление и снять вольтамперную ха-

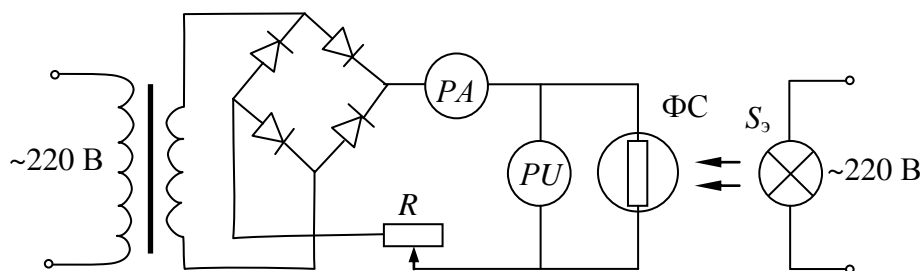


Рис. 12.3. Схема для исследования внутреннего фотоэффекта

рактеристику темнового тока, изменяя напряжение на фотосопротивлении от 0 до 15 В через 3 В.

2. Установить фотосопротивление на расстоянии $a = 20$ см от лампы, поднять шторку и снять вольтамперную характеристику фототока, изменяя напряжение от 0 до 15 В. Результаты измерений представить в табл. 12.1. Подобные измерения сделать также для расстояния 10 см.

Таблица 12.1

Вольтамперная характеристика фотосопротивления

| I , мкА | Напряжение, В | | | | | |
|--------------------|---------------|---|--|--|--|----|
| | 0 | 3 | | | | 15 |
| Темновой, I_T | | | | | | |
| При освещении, I | | | | | | |
| Фототок, I_Φ | | | | | | |

$a = \dots$ см; $E = \dots$ лк

Таблица 12.2

Световые характеристики фотосопротивления

| Напряжение U , В | I , мкА | Расстояние a , см | | | | | | |
|-----------------------|--------------------|---------------------|----|----|----|----|----|----|
| | | 10 | 15 | 20 | 25 | 30 | 35 | 40 |
| 10 | Темновой, I_T | | | | | | | |
| | При освещении, I | | | | | | | |
| | Фототок, I_Φ | | | | | | | |
| 15 | Темновой, I_T | | | | | | | |
| | При освещении, I | | | | | | | |
| | Фототок, I_Φ | | | | | | | |
| Освещенность E , лк | | | | | | | | |

3. Снять световые характеристики фотосопротивления при напряжении 10 и 15 В. Для этого, поддерживая напряжение постоянным, изменять расстояние a между фотосопротивлением и источником света от 10 до 40 см через 5 см и измерять ток I . Результаты измерений записать в табл. 12.2.

Указания по обработке результатов

1. Построить графики зависимости темнового тока и фототока от напряжения при двух значениях освещенности (три кривые расположить на одном чертеже). Освещенность вычислять по формуле $E = J/a^2$, где J – сила света (указана на приборе); a – расстояние от лампы до фотосопротивления.

2. Вычислить $I_\Phi = I - I_T$. Построить график зависимости фототока I_Φ от освещенности E для двух напряжений (10 и 15 В).

3. Вычислить удельную чувствительность фотосопротивления (12.7) при рабочем напряжении $U = 15$ В и освещенности $E = 500$ лк. Площадь сечения полупроводникового слоя S указана на установке.

4. Приняв за r_0 минимальное расстояние r_{\min} , а за $I_{\phi 0}$ фототок при этом минимальном расстоянии, построить зависимость $\ln\left(\frac{I_{\phi}}{I_{\phi 0}}\right) = f\left(\ln\left(\frac{r}{r_0}\right)\right)$.

Таблица 12.3

Определение зависимости фототока от освещенности

| $r_0 = r_{\min} =$ | | | $I_{\phi 0} = I_{\phi \max} =$ | | |
|--------------------|---------|-------------|--------------------------------|-----------------------|----------------------------|
| r , см | r/r_0 | $\ln r/r_0$ | I_{ϕ} , В | $I_{\phi}/I_{\phi 0}$ | $\ln(I_{\phi}/I_{\phi 0})$ |
| | | | | | |

5. Используя экспериментальные значения, соответствующие линейному участку зависимости, вычислить γ и его погрешность. Результаты расчетов занести в табл. 12.3.

7. Сделать заключение по полученным результатам.

Контрольные вопросы

1. Что такое валентная зона, зона проводимости и запрещенная зона?
2. Что такое фоторезистор и как меняются его свойства под действием света?
3. Какие зависимости исследуются в данной работе?
4. Какова зависимость фототока от освещенности?
5. Как определяется коэффициент γ и его погрешность?

Лабораторная работа 13. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ЗЕЕМАНА МЕТОДОМ ИНДУЦИРОВАННЫХ КВАНТОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ЭЛЕКТРОНОВ В АТОМЕ

Цели работы: определение закономерности расщепления магнитным полем энергетического уровня атома; определение магнитного момента атома.

Общие сведения

Электроны атома создают в области пространства вблизи него магнитное поле. В эквивалентном представлении атом отождествляют с магнитным диполем, т. е. с простейшим источником магнитного поля. Ненулевое значение магнитного момента μ диполя свидетельствует о способности атома к магнитостатическому взаимодействию. Момент сил $\mathbf{M} = \mu \times \mathbf{B}$ и энергия

взаимодействия $E = -\mu B \cos \alpha$ являются основными мерами воздействия на атом магнитного поля с индукцией \mathbf{B} .

Суперпозиция магнитных полей, связанных с орбитальным движением и спином электронов, определяет результирующее магнитное поле атома. Собственный (спиновый) μ_s и орбитальный μ_l магнитные моменты электрона принимают только дискретные (квантованные) значения:

$$\mu_s = (e\hbar/m_e)\sqrt{s(s+1)} = 2\mu_B\sqrt{s(s+1)}, \quad (13.1)$$

$$\mu_l = (e\hbar/m_e)\sqrt{l(l+1)} = \mu_B\sqrt{l(l+1)}, \quad (13.2)$$

где e – элементарный электрический заряд; m_e – масса покоя электрона; s – спиновое квантовое число; $\mu_B = e\hbar/(2m_e) = 0.927 \cdot 10^{-23} \text{ А} \cdot \text{м}^2$ – элементарный магнитный момент (магнетон Бора); l – орбитальное квантовое число.

Проекции векторов μ_s , μ_l на ось z , вдоль которой направлена индукция \mathbf{B} , также принимают только дискретные значения:

$$\mu_{sz} = 2\mu_B m_s, \quad (13.3)$$

$$\mu_{lz} = \mu_B m_l, \quad (13.4)$$

где $m_l = -l; -l+1; \dots; 0; \dots; +l$ – орбитальное магнитное квантовое число, $m_s = \pm 1/2$ – спиновое магнитное квантовое число.

При расчете результирующего магнитного момента многоэлектронного атома используются квантовые числа, характеризующие всю совокупность электронов: спиновое S , орбитальное L и полное J квантовые числа. Для легких атомов (модель рассель-саундеровской связи) квантовые числа L и S должны удовлетворять следующим требованиям. Квантовое число L результирующего орбитального момента импульса может иметь только целое значение или нуль. Результирующее спиновое квантовое число S может принимать целое или полуцелое значение, в зависимости от количества N электронов в атоме. Если N четное число, то S принимает целочисленные значения в пределах от $(1/2)N$ до нуля (например, для $N = 6$; $S = 3; 2; 1; 0$). В противном случае для S разрешены только полуцелые значения из интервала $(1/2)N \dots 1/2$. При фиксированных величинах L и S квантовое число J принимает одно из разрешенных значений:

$$J = L + S; L + S - 1; \dots; |L - S|. \quad (13.5)$$

Совокупность квантовых чисел L , S , J определяет возможные значения модуля вектора результирующего магнитного момента атома μ_J и его про-

екции на направление внешнего магнитного поля μ_{J_z} :

$$\mu_J = -g\mu_B\sqrt{J(J+1)}; \quad \mu_{J_z} = -g\mu_B m_J, \quad (13.6)$$

где g – множитель (фактор) Ланде:

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}, \quad (13.7)$$

$m_J = -J; -J+1; \dots; 0; \dots; +J$ – магнитное квантовое число многоэлектронного атома. Отметим, что экспериментальные исследования магнитных моментов атомов, впервые выполненные Штерном и Герлахом (1922), подтвердили дискретность значений физической величины μ_{J_z} .

Множитель g содержит информацию о роли орбитального движения или спина электронов в формировании результирующего магнитного поля атома. Для атома, магнитный момент которого обусловлен только орбитальным движением электронов ($S = 0$), квантовое число J и множитель g принимают следующие значения: $J = L$; $g = 1$. При определенной конфигурации электронов в атоме возможна полная компенсация орбитальной компоненты магнитного поля $L = 0$. В этом случае результирующее поле атома обеспечивает суперпозиция собственных магнитных полей электронов: $J = S$, а фактор Ланде принимает значение 2.

Исследуемые закономерности

Энергия E совокупности электронов атома принимает только дискретные значения. Перечень возможных значений $\{E_i\}$ называют *энергетическим спектром атома*, а каждое значение энергии в нем – *энергетическим уровнем*.

Воздействие постоянного магнитного поля, вектор индукции \mathbf{B} которого направлен вдоль оси z , приводит к изменению энергии атома на величину, равную энергии магнитостатического взаимодействия

$$\Delta E = \mu_{J_z} B = g\mu_B m_J B. \quad (13.8)$$

В зависимости от знака квантового числа m_J приращение энергии ΔE может быть как положительным, так и отрицательным. На энергетической диаграмме такая особенность проявится следующим образом. Каждый энергетический уровень, соответствующий набору конкретных значений L , S и $J \neq 0$, расщепляется в магнитном поле на $2J+1$ подуровень, как показано на рис. 13.1. Эффект расщепления спектральных линий (энергетических уров-

ней атома) магнитным полем (13.8) впервые был обнаружен Зееманом (1896) при исследовании спектра теплового излучения газообразных веществ.

Рисунок 13.1, *a* иллюстрирует расщепление магнитным полем энергетического уровня $J = S = 1/2$ атома натрия на два зеемановских подуровня. Квантовые переходы с поглощением и излучением кванта электромагнитного поля указаны стрелками, направленными, соответственно, вверх и вниз.

Исследование спектрального состава излучения или поглощения веществом энергии электромагнитного поля составляет основу экспериментальных методов изучения структуры энергетического спектра. Атом поглощает квант энергии электромагнитного поля $h\nu$ при переходе на более высокий энергетический уровень и излучает квант энергии в процессе перехода из возбужденного состояния в основное.

Излучательный переход атома с одного на другой зеемановский подуровень (рис. 13.1) возможен, если выполняются законы сохранения энергии и момента импульса. В квантовой механике это условие соблюдается, если квантовые числа m_J уровней отличаются на единицу: $\Delta m_J = \pm 1$.

Последнее означает, что энергия квантов излучаемого или поглощаемого поля совпадает с энергетическим зазором между соседними зеемановскими подуровнями:

$$h\nu = g\mu_B B((m_J + 1) - m_J) = g\mu_B B. \quad (13.9)$$

Изолированный атом поглощает и излучает электромагнитное поле на строго фиксированной (13.9) частоте. Если совокупность атомов образует твердое тело, то поглощение электромагнитного поля происходит на всех

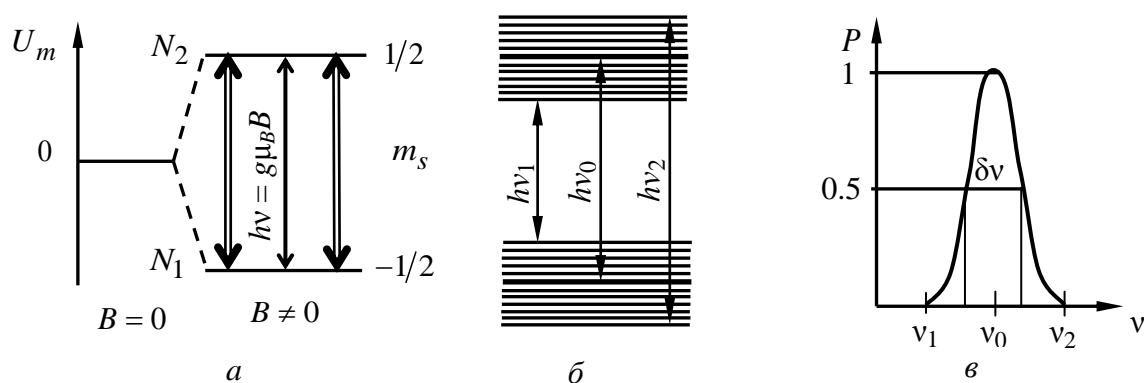


Рис. 13.1. Зеемановское расщепление энергетического уровня $J = 3/2$ изолированного атома натрия (*a*), энергетические зоны для зеемановских подуровней атомов Na в твердом теле (*б*) и частотная зависимость интенсивности поглощения энергии электромагнитного поля твердым телом (*в*)

частотах, принадлежащих узкому $\Delta\nu \ll \nu_0$ интервалу. Такая особенность спектра поглощения связана с тем, что при переходе к системе взаимодействующих атомов энергетический уровень изолированного атома трансформируется в совокупность близкорасположенных подуровней (рис. 13.1, б), т. е. возникает зона разрешенных значений энергии. Мощность P поглощения энергии электромагнитного поля твердым телом зависит от частоты ν . График функции $P(\nu)$ (рис. 13.1, в) имеет вид резонансной кривой, максимум которой соответствует частоте ν_0 резонансного поглощения (13.9).

Индукцированный магнитным полем эффект (13.9) резонансного поглощения веществом энергии электромагнитного поля радиодиапазона (электронный парамагнитный резонанс, ЭПР) был открыт Е. К. Завойским в 1944 г. В настоящее время электронный парамагнитный резонанс широко используется для измерения индукции магнитного поля, магнитного момента и фактора Ланде атома.

В состав соотношения (13.9) входят индукция внешнего магнитного поля и частота электромагнитного поля, поглощение которого сопровождается квантовым переходом. В процессе эксперимента каждую из этих величин можно изменять для того, чтобы обеспечить выполнение равенства (13.9). Разработаны два метода косвенного измерения энергетического зазора ΔE между зеемановскими подуровнями. Первый основан на измерении частоты ν_0 резонансного поглощения при фиксированном значении индукции B магнитного поля

$$\Delta E = h\nu_0; \quad (13.10)$$

второй – на измерении индукции B_0 , при которой наблюдается максимум поглощения электромагнитного поля фиксированной частоты

$$\Delta E = g\mu_B B_0. \quad (13.11)$$

Установка исследования эффекта резонансного поглощения, индуцированного магнитным полем

Исследование эффекта расщепления энергетического уровня атома проводится в слабом магнитном поле $B = 1 \dots 3$ мТл с использованием спектрометра ЭПР, принципиальная схема которого приведена на рис. 13.2. Твердое вещество 5, содержащее парамагнитные атомы, заполняет внутреннее пространство соленоида 4. Генератор высокочастотного ($\nu \sim 10^7$ Гц) напряжения 6, подключенный к соленоиду, создает в исследуемом образце электромагнит-

ное поле, индуцирующее квантовые переходы атомов между зеемановскими подуровнями.

При протекании тока в кольцах Гельмгольца 2 и паре катушек 3 возникает, соответственно, постоянная B_1 и переменная $B_\Omega(t)$ компоненты магнитного поля. Векторы \mathbf{B}_1 , \mathbf{B}_Ω (рис. 13.2) направлены вдоль оси, проходящей через геометрические центры колец Гельмгольца и катушек 3. Результирующее поле с индукцией

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_\Omega(t) \quad (13.12)$$

расщепляет энергетические уровни атома на систему зеемановских подуровней. Кольца Гельмгольца подключены к регулируемому источнику 1 постоянного тока. В окрестности геометрического центра двух колец создается однородное магнитное поле, индукция которого определяется соотношением

$$B_1 = 9 \cdot 10^{-7} nI/R, \quad (13.13)$$

где $n = 200$ – число витков на одном кольце; I – сила постоянного тока; $R = 0.097$ м – средний радиус кольца.

Спектрометр ЭПР регистрирует зависимость энергии электромагнитного поля, поглощаемого образцом, от времени при сканировании с частотой $\Omega = 50$ Гц модуляционного поля $B_\Omega(t) = B_m \sin \Omega t$, которое создается при помощи дополнительных (модуляционных) катушек 3, причем амплитуда модуляции $B_m \geq \delta B/2$. Из рис. 13.3, а видно, что за период модуляции $T = 0.02$ с резонансное поглощение при выполнении равенства $h\nu_0 = g\mu_B B_0$ возникает дважды между моментами времени t_1 и t_2 , t_3 и t_4 , рис. 13.3, б.

Соленоид с исследуемым образцом 5 входит в состав LC-контура генератора (автодина) слабого высокочастотного напряжения 6. Перестройка частоты ν генератора напряжения достигается за счет изменения электрической емкости C происходит при увеличении диэлектрических потерь в LC-контуре. В обычных условиях (вне резонанса) амплитуда колебаний автодина неизменна (рис. 13.4, а). При вхождении в резонанс часть энергии электро-

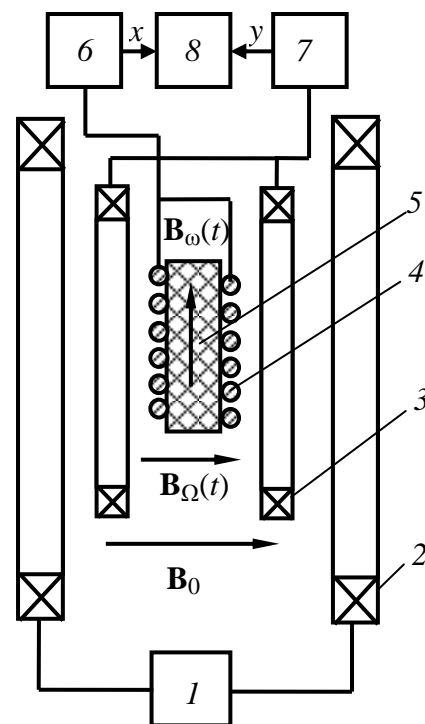


Рис. 13.2. Схема спектрометра для исследования резонансного поглощения энергии электромагнитного поля радиодиапазона

магнитного поля катушки поглощается образцом, при этом уменьшается добротность LC -контура, а следовательно, происходит уменьшение амплитуды сигнала автодина.

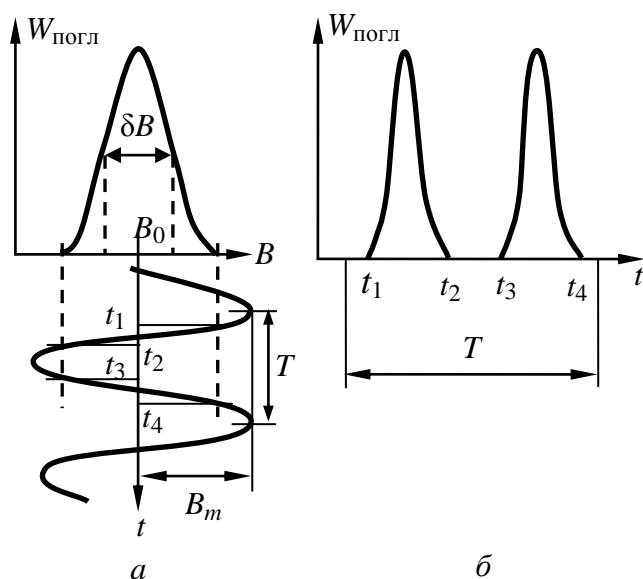


Рис. 13.3. Динамический метод регистрации сигналов ЭПР

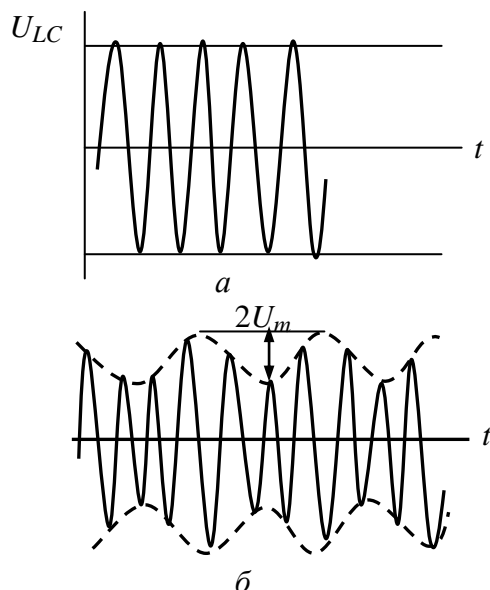


Рис. 13.4. Напряжение на LC -контуре: a – вне ЭПР, b – при прохождении ЭПР

При периодическом прохождении резонанса, как показано на рис. 13.3, напряжение на LC -контуре автодина становится модулированным (рис. 13.4, b) с амплитудой модуляции U_m . Это переменное напряжение после усиления подается на y -вход осциллографа 8; развертка осциллографа синхронизирована с током модуляционного генератора 7.

Задание для подготовки к работе

1. Детально изучить закономерности сложения механических и магнитных моментов электронов в атомах и принципы ЭПР.
2. Проанализировать блок-схему экспериментальной установки и метод наблюдения сигналов резонансного поглощения. Познакомиться с порядком работы с помощью магнитометра Ш1-1, частотомера, управляемого источника напряжения.
3. Оценить частоту резонансного поглощения $\nu = \omega_0/2\pi$ электромагнитного поля при двух ($B = 0.3$ Тл; 3 мТл) значениях индукции магнитного поля. Расчет произвести с применением соотношений (13.10), (13.11) при значении фактора Ланде $g = 2$.

Указания по выполнению наблюдений

1. Включить приборы и выдержать приборы включенными перед нача-

лом измерений 5...10 мин.

2. Установить ручкой «Модуляция» на панели прибора Ш1-1 уровень 50 дел., при котором амплитуда модулирующего поля имеет значение $B_m = 1 \text{ мТл}$ и значения индукции поля, отображаемые на экране осциллографа вдоль оси x , принадлежат интервалу $(-1...1) \text{ мТл}$.

3. Переключатель «Обратная связь» на приборе Ш1-1 поставить в положение IV и регулятором «Частота» установить максимальную ($\sim 30 \text{ МГц}$) частоту генерации автодина. Значение ν_0 в условных единицах (деления шкалы) или, при наличии частотомера, в абсолютных величинах (МГц), записать в табл. 13.1. Проследить, чтобы амплитуда генерируемого напряжения, измеряемого индикатором в составе Ш1-1, не выходила за пределы интервала 1...3 дел.

4. Установить силу тока в катушках Гельмгольца I_1 (до $0.5...0.7 \text{ А}$), при котором в центральной области экрана осциллографа возникнут две осциллограммы резонансного поглощения. Подобрать оптимальную амплитуду генерации автодина, при которой на экране наблюдается два четко различимых на фоне шумов максимума функции U_m . Ручкой «Фаза» на приборе Ш1-1 обеспечить наложение графиков прямого и обратного хода модуляционного поля в центре экрана (см. рис. 13.3, б). Полученное значение сила тока I_1 записать в табл. 13.1.

Таблица 13.1

Исследование ЭПР

| | | | | | | | | | | |
|-----------------------|--|--|--|--|--|--|--|--|--|--|
| $I_1, \text{ А}$ | | | | | | | | | | |
| $\nu_0, \text{ дел.}$ | | | | | | | | | | |
| $\nu_0, \text{ МГц}$ | | | | | | | | | | |
| $B_0, \text{ Тл}$ | | | | | | | | | | |

5. Повторить измерения п. 4, последовательно уменьшая ток I в катушках с шагом 0.05 А от значения, соответствующего наибольшей частоте автодина, до уровня 0.05 А , или до уровня, при котором сигнал трудно различим среди шумов и помех. Для каждого нового значения тока изменением частоты автодина устанавливать сигналы резонансного поглощения в центре развертки осциллографа. Результаты измерения I_n и частот ν_{0n} записать в табл. 13.1.

6. Изменить направление тока в катушках Гельмгольца на противоположное и повторить измерения по пп. 3–5. Результаты измерения I_n , ν_{0n} записать в табл. 13.1.

7. Используя градуировочную зависимость на лицевой панели прибора Ш1-1, перевести условные единицы измеренных частот (деления шкалы) в мегагерцы. Результаты записать в табл. 13.1.

Указания по обработке результатов

1. Используя соотношение (13.13) и значения силы тока I_i , измеренные в пп. 5, 6 указаний по выполнению наблюдений, определить индукцию B_i магнитного поля. Данные записать в табл. 13.1.

2. По результатам совместных измерений частоты резонансного поглощения и индукции магнитного поля B_0 построить график зависимости энергетического зазора ΔE между зеемановскими подуровнями от индукции B_0 .

3. Аппроксимировать экспериментальные данные линейной функцией согласно методу наименьших квадратов (линейной регрессии) и определить параметры $a \pm \Delta a$ и $b \pm \Delta b$ линейной зависимости $B = av_0 + b$.

4. По угловому коэффициенту a полученной прямой определить среднее значение эффективного магнитного момента $\mu_{\text{эф}} = g\mu_B = h/a$ и доверительный интервал $\Delta\mu_{\text{эф}}$.

5. По найденному в п. 3 параметру $b \pm \Delta b$ линейной зависимости индукции магнитного поля от частоты определить горизонтальную составляющую индукции магнитного поля лаборатории $B_{\text{л}}$.

6. Оценить горизонтальную составляющую индукции магнитного поля Земли $B_{\text{л}}$ методом экстраполяции аппроксимирующих прямых до пересечения с осью абсцисс (индукции). Сравнить полученные в пп. 5, 6 результаты с известным значением $B_{\text{ЗГ}} = 0.01$ мТл.

7. Определить численное значение фактора Ланде: $g = \mu_{\text{эф}}/\mu_B$. Сделать выводы о преимущественной роли спинового и орбитального магнитного момента в формировании собственного магнитного поля исследуемых атомов.

Контрольные вопросы

1. Что составляет основу электронного парамагнитного резонанса (ЭПР)?

2. Укажите источники магнитного поля атома.

3. Во сколько раз различаются спиновое и орбитальное гироманнитные отношения для электрона?

4. Назовите квантовые числа атомов. Поясните их физический смысл.

5. Какие изменения энергетического спектра атома возникают при воздействии магнитного поля?

6. Какие значения может принимать фактор Ланде? Что он характеризует?

Лабораторная работа 14. ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОГО МОМЕНТА ЯДРА АТОМА

Цели работы: изучение явления ядерного магнитного резонанса (ЯМР); определение магнитных моментов ядер протия H^1 , дейтерия H^2 и лития Li^7 .

Общие сведения и исследуемые закономерности

К *ядерному магнитному резонансу* (ЯМР) относят совокупность явлений, связанных с индуцированными переходами между энергетическими подуровнями атомных ядер в магнитном поле. Проявлением эффекта ядерного магнитного резонанса служит избирательное поглощение ядрами атомов, обладающих собственным (спиновым) магнитным моментом, энергии внешнего электромагнитного поля радиодиапазона.

Атомное ядро представляет собой систему взаимодействующих элементарных частиц – нуклонов (протонов и нейтронов). Нуклоны обладают собственным (спиновым) магнитным дипольным моментом. Нейтроны и протоны характеризуются спиновым квантовым числом $s = 1/2$ и массой $m_n \approx m_p = 1.67 \cdot 10^{-27}$ кг.

Мерой воздействия внешнего магнитного поля \mathbf{B} , ориентированного вдоль оси z , на магнитный диполь с дипольным моментом $\boldsymbol{\mu}$ является энергия взаимодействия

$$E_p = -\boldsymbol{\mu}\mathbf{B}_0 = -\mu_z B_0, \quad (14.1)$$

где μ_z – проекция дипольного момента на направление магнитного поля.

Суперпозиция магнитных полей нуклонов, входящих в состав ядра, определяет результирующее магнитное поле ядра атома. Магнитный дипольный момент ядра принимает только дискретные значения:

$$\mu_I = g_I \left(\frac{|e|\hbar}{2m_p} \right) \sqrt{I(I+1)} = g_I \mu_N \sqrt{I(I+1)}, \quad (14.2)$$

где $m_p = 1.67 \cdot 10^{-27}$ кг – масса протона; I – ядерное квантовое число (спин ядра); $\mu_N = |e|\hbar/(2m_p) = 5.05 \cdot 10^{-27}$ А · м² – физическая постоянная, называе-

мая ядерным магнетомом. Безразмерный коэффициент g_I (g -фактор) отражает индивидуальную особенность конкретного ядра.

Удовлетворительное объяснение некоторым свойствам атомных ядер дает *модель ядерных оболочек*, разработанная Дж. Г. Бартлетом в 1932 г. Согласно этой модели, момент импульса ядра, который в единицах постоянной Планка \hbar называют *спином ядра*, определяется внутренними моментами импульсов протонов, внутренними моментами импульсов нейтронов и орбитальными моментами импульсов нуклонов в ядре. Учитывая эти три вклада, можно объяснить значения спинов многих стабильных ядер, встречающихся в природе. У четно-четных ядер (числа протонов Z и нейтронов $(A-Z)$ – четные) спин равен нулю. Нечетно-четные ядра (Z – нечетные и $(A-Z)$ – четные) имеют полуцелый спин и, наконец, у нечетно-нечетных ядер (Z и $(A-Z)$ – нечетные) спин целочисленный.

В табл. 14.1 приведены спины ядра I и факторы g_I для некоторых ядер.

Таблица 14.1

Характеристики некоторых ядер

| Ядро | H^1 | H^2 | Li^7 | Be^9 | N^{14} | O^{17} | F^{19} | Al^{27} |
|-------|--------------|--------------|---------------|---------------|-----------------|-----------------|-----------------|------------------|
| I | 1/2 | 1 | 3/2 | 3/2 | 1 | 5/2 | 1/2 | 5/2 |
| g_I | 5.5854 | 0.8574 | 2.17086 | -0.78493 | 0.40347 | -0.75748 | 5.2572 | 1.4566 |

Проекция ядерного магнитного момента на выбранное направление (например, ось z) может принимать только дискретные значения, определяемые спиновым магнитным квантовым числом m_I

$$\mu_{Iz} = g_I \mu_N m_I. \quad (14.3)$$

Для ядер спиновое магнитное квантовое число принимает $2I + 1$ различных значений, принадлежащих интервалу $m_I = -I, -I + 1, \dots, +I$.

Под действием магнитного поля с индукцией \mathbf{B}_0 энергия ядра атома изменится на величину:

$$\Delta E_{pm} = -\mu_{Iz} B_0 = -g_I \mu_N m_I B_0.$$

Атомное ядро поглощает квант энергии электромагнитного поля $h\nu$ при переходе на более высокий энергетический уровень и излучает квант энергии в процессе перехода из возбужденного состояния в основное. Излучательный переход ядра возможен, если выполняются законы сохранения энергии и момента импульса. В квантовой механике это условие соблюдается, если квантовые числа m_I уровней различаются на единицу: $\Delta m_I = \pm 1$. Разность энер-

гий ΔE_p соседних подуровней, различающихся на $\Delta m_I = \pm 1$ при любых значениях I , принимает значение:

$$\Delta E_p = g_I \mu_N B_0. \quad (14.5)$$

При выполнении равенства энергетической щели энергии квантов $\hbar\omega_0 = \Delta E_p$ индуцируется переход ядра с одного энергетического уровня на другой, сопровождающийся поглощением энергии электромагнитного поля. Следует отметить, что частоты ядерного магнитного резонанса и электронного парамагнитного резонанса существенно различаются (~ 2000 раз) из-за различия масс протона и электрона.

Ядерный магнитный резонанс был впервые обнаружен американским физиком И. А. Раби в 1937 г. В 1946 г. группой американских физиков, возглавляемой Ф. Блохом и Э. Парселлом, был разработан метод наблюдения ЯМР в конденсированных средах. Метод ядерного магнитного резонанса используется для экспериментального определения магнитных моментов ядер. Измерение магнитных моментов производится на основе соотношения (14.5) путем совместного измерения частоты ω_0 резонансного поглощения и индукции магнитного поля B_0 , соответствующих максимуму ядернорезонансного поглощения.

Экспериментальная установка и методика наблюдения ЯМР. Исследование ЯМР осуществляется на лабораторном макете спектрометра, схема которого представлена на рис. 14.1.

Магнитное поле с индукцией B_0 создается электромагнитом 1, который подключен к регулируемому источнику постоянного тока 5.

Электромагнитное поле частоты ω создается в катушке 3, подключенной к генератору высокой частоты 9. Исследуемое вещество 2 помещают в катушку индуктивности 3, которая является частью LC -контура генератора высокой частоты ω – автодина 9. Поглощение энергии электромагнитного поля при ЯМР приводит к уменьшению добротности катушки индуктивности 3. В результате сопротивление LC -контура генератора 9 возрастает, что приводит к уменьшению амплитуды генерируемых колебаний. Изменение амплитуды генерируемых колебаний преобразуется после детектирования в сигнал переменного тока – сигнал ЯМР, который после соответствующего усиления (блок 8) подается на Y -вход осциллографа 7. Модуляция магнитного поля осуществляется с помощью модуляционных катушек 4.

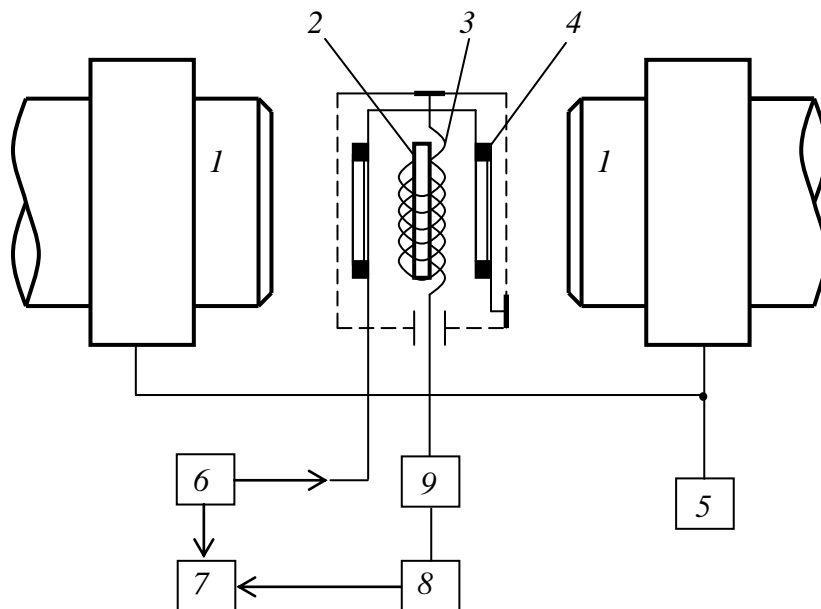


Рис. 14.1. Блок-схема ЯМР спектрометра

Автодин, детектор, усилитель, модуляционный генератор и осциллограф являются составными элементами прибора Ш1-1. Модуляционные катушки 4 и катушка 3 с исследуемым образцом 2 оформлены конструктивно в виде отдельного сменного датчика. Объектами исследования служат вещества с ядрами водорода H^1 (датчик 3), лития Li^7 (датчик 4) и дейтерия H^2 (датчик 5).

Поглощение энергии электромагнитного поля ядрами можно наблюдать двумя способами.

1. При неизменном значении индукции поля B_0 непрерывно изменяют частоту ω_0 электромагнитного поля. Ядерный магнитный резонанс наступает при выполнении равенства $\omega = \omega_0 = g_I m_N B_0 / \hbar$.

2. При фиксированной частоте ω_0 электромагнитного поля непрерывно изменяют индукцию магнитного поля B . При индукции поля $B = B_0 = \hbar \omega_0 / (g_I m_N)$ выполняется равенство (14.5) и возникают индуцированные квантовые переходы.

В основу работы спектрометра ЯМР положен второй способ, подробное описание которого представлено в лаб. раб. 13.

Задание по подготовке к работе

1. Оценить по соотношению (14.5) частоту резонансного поглощения $\nu_0 = \omega_0 / 2\pi$ ядрами H^1 , H^2 , Li^7 при значениях индукции поля $B_0 = 0.3$ Тл; 3 мТл.

2. Рассчитать по формуле (14.4) значения магнитных моментов μ_I в ядерных магнетонах для указанных в табл. 14.1 ядер.

Указания по выполнению наблюдений

1. Перед началом эксперимента выдержать приборы включенными в течение 5...10 мин. Установить напряжение генерируемых колебаний, соответствующее 4...10 делениям стрелочного индикатора. Ручку «УСИЛЕНИЕ» установить таким образом, чтобы на экране осциллографической трубки наблюдалась «шумовая дорожка». Установить переключатель «КОНТРОЛЬ УРОВНЯ» в положение «МОДУЛЯЦИЯ». Ручкой «МОДУЛЯЦИЯ» установить ток модуляции, соответствующий 10 делениям стрелочного индикатора. Установить ток электромагнита, указанный на панели прибора.

2. Переключатель «ОБРАТНАЯ СВЯЗЬ» установить в положение III. Медленно вращая ручку «ЧАСТОТА» от 6.2 до 7 МГц, добиться появления на экране осциллографа сигнала ЯМР. Отличительной особенностью сигнала является его исчезновение при изменении напряжения источника на 2...4 В. Переключателем «МОДУЛЯЦИЯ» уменьшить модуляционный ток до значения, при котором сигнал ЯМР наблюдается на экране осциллографа. Ручкой «ФАЗА» добиться наложения резонансных кривых прямого и обратного хода тока модуляции. Ручкой «ЧАСТОТА» совместить максимум резонансных кривых с центром горизонтальной развертки осциллографа. Определить частоту генератора прибора по градуировочной кривой на передней панели прибора Ш1-1.

3. Снять зависимость протонной резонансной частоты от силы тока $I_{эм}$ электромагнита. Для этого измерять силу тока электромагнита в пределах и с шагом, указанными на панели прибора. Для каждого значения тока определить значение резонансной частоты ν_{0i} .

4. Для протонсодержащего образца установить частоту генерации автодина $\nu'_{01} = 7.5$ МГц. Изменяя ток в электромагните, добиться появления сигнала ЯМР на экране осциллографа. Оба графика совместить в центре экрана. Определить значение тока электромагнита $I_{эм}$. Измерения повторить при двух других значениях частоты $\nu''_{01} = 8.5$ МГц, $\nu'''_{01} = 9.5$ МГц.

Указания по обработке результатов

1. Используя соотношение $B = 0.023487\nu$ (B – магнитная индукция поля в Тл, ν – частота генератора-автодина в МГц), по данным п. 3 предыдущего подраздела определить значение индукции магнитного поля для каждого значения тока электромагнита. Построить график $B = f(I_{эм})$.

2. Определить значение индукции B_{0i} с использованием градуировочного графика $B = f(I_{\text{эм}})$ и измеренных в пп. 4, 5 значений силы тока в электромагните.

3. Для каждой пары значений ν_{0i} и B_{0i} по соотношениям (14.3) и (14.4) рассчитать магнитный дипольный момент ядра.

4. Определить магнитный момент исследуемого ядра. Результат представить в стандартной форме $\mu_I = (\bar{\mu}_I \pm \Delta\bar{\mu}_I)$. Выразить полученные значения $\bar{\mu}_I$ в ядерных магнетонах.

5. Обсудить соответствие измеренных магнитных моментов μ_I с результатами расчета по п. 4 задания по подготовке к работе.

Контрольные вопросы

1. Какие явления лежат в основе ядерного магнитного резонанса?
2. В чем различие ядерного магнитного резонанса и электронного парамагнитного резонанса?
3. Для каких целей используется метод ЯМР?
4. Что характеризует ядерное спиновое число?
5. При выполнении каких условий может наблюдаться поглощение энергии электромагнитного поля ядром?
6. В какой вид преобразуется энергия электромагнитного поля при ядерном магнитном резонансе?

Лабораторная работа 15. ИССЛЕДОВАНИЕ ТУННЕЛЬНОГО ЭФФЕКТА В ВЫРОЖДЕННОМ p - n -ПЕРЕХОДЕ

Цели работы: изучение элементов теории туннельного эффекта; исследование проявлений туннельного эффекта в туннельном диоде.

Общие сведения

Если в некоторой области пространства имеется потенциальный барьер конечной высоты U_0 и ширины l (рис. 15.1), то по классическим представлениям частица с энергией $E > U_0$ всегда преодолевает барьер, тогда как частица с энергией, меньшей U_0 , барьером зеркально отражается.

В действительности существуют отличные от нуля вероятности отражения барьером частицы с энергией $E > U_0$ и проникновения сквозь барьер (*туннелирования*) частиц с энергией $E < U_0$. Преодоление микрочастицей по-

тенциального барьера в случае, когда ее полная энергия (остающаяся при туннелировании неизменной) меньше высоты барьера, называется туннельным эффектом. Туннельный эффект – явление исключительно квантовой природы, невозможное в классической механике.

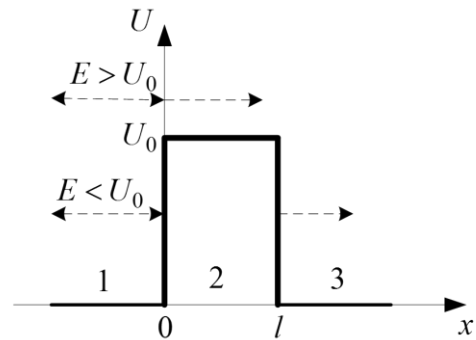


Рис. 15.1. Одномерный прямоугольный потенциальный барьер

Туннельный эффект можно объяснить соотношением неопределенностей.

Записанное в виде $\Delta x \Delta p_x \geq \hbar$, оно показывает, что при ограничении квантовой частицы по координате, то есть увеличении ее определенности по x , ее импульс p_x становится менее определенным. Случайным образом неопределенность импульса Δp_x может добавить частице энергии для преодоления барьера. Таким образом, с некоторой вероятностью квантовая частица может проникнуть через барьер, а средняя энергия частицы останется неизменной.

Вероятность прохождения микрочастицы через потенциальный барьер может быть найдена на основе решения уравнения Шредингера

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U(x))\psi = 0 \quad (15.1)$$

с потенциальной энергией заданного вида (см. рис. 15.1).

В различных областях пространства (области 1, 2, 3 на рис. 15.1) уравнению Шредингера (15.1) удовлетворяют следующие волновые функции:

$$\begin{aligned} \psi_1 &= A_1 \exp(ikx) + B_1 \exp(-ikx); \\ \psi_2 &= A_2 \exp(\beta x) + B_2 \exp(-\beta x); \\ \psi_3 &= A_3 \exp(ikx), \end{aligned} \quad (15.2)$$

где $k = \sqrt{2mE}/\hbar$; $\beta = \sqrt{2m(U_0 - E)}/\hbar$.

Первое слагаемое в функции ψ_1 описывает волну, связанную с микрочастицей, падающей на потенциальный барьер, а функция ψ_3 описывает волну, связанную с движением микрочастицы, прошедшей через барьер и продолжающей движение в положительном направлении оси x . Вторые слагаемые в выражениях ψ_1 и ψ_2 можно интерпретировать как плоские волны, движущиеся в отрицательном направлении оси x .

Для характеристики величины туннельного эффекта вводится коэффициент прозрачности барьера, равный модулю отношения плотности потока прошедших частиц к плотности потока частиц, падающих на барьер:

$D = |j_3|/|j_1|$. Плотность потока частиц определяется по формуле $j = \frac{i\hbar}{2m} \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial x} \psi - \frac{\partial \psi}{\partial x} \psi^* \right)$. Подставляя в эту формулу $\psi_1 = A_1 \exp(ikx)$ для определения плотности потока частиц j_1 , падающих на барьер, и $\psi_3 = A_3 \exp(ikx)$ для определения плотности потока частиц j_3 , прошедших через барьер, найдем $D = |A_3|^2/|A_1|^2$. Воспользовавшись граничными условиями непрерывности волновой функции и ее производной на границах барьера и выразив сначала A_2 и B_2 через A_3 , а затем A_1 через A_3 , для коэффициента прозрачности D при условии $\beta l \gg 1$ получим выражение

$$D = 16 \frac{E}{U_0} \left(1 - \frac{E}{U_0} \right) \exp \left[-\frac{2l}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)} \right]. \quad (15.3)$$

Из (15.3) видно, что вероятность туннелирования сильно зависит (по экспоненциальному закону) от ширины потенциального барьера l , от превышения высоты барьера над энергией налетающей частицы $U_0 - E$, а также от массы частицы m .

Туннельный эффект составляет физическую основу действия обширного класса полупроводниковых приборов – *туннельных диодов* (ТД). Принцип работы ТД можно пояснить, используя представления о *зонной энергетической структуре* твердого тела. В процессе образования твердого тела электронные энергетические уровни отдельных атомов вследствие взаимодействия электронов смещаются и образуют энергетические полосы (*разрешенные зоны*), чередующиеся с зонами энергий, значений которых электроны принимать не могут (*запрещенными зонами*). Энергетическая ширина разрешенной и запрещенной зон порядка единиц эВ ($\sim 10^{-19}$ Дж). Энергетический зазор между отдельными уровнями разрешенной зоны $\sim 10^{-22}$ эВ ($\sim 10^{-41}$ Дж); поэтому обычно считают, что энергетический спектр электронов внутри разрешенной зоны практически непрерывен. Наиболее сильно расщепляются энергетические уровни валентных электронов, образуя так называемые *валентную зону* и *зону проводимости*.

Многие электрофизические свойства твердых тел связаны с электронами в частично заполненных зонах, так как в пределах этих зон электроны могут изменять свою энергию под действием внешних факторов и способны, в частности, участвовать в процессе электропроводности.

Вероятность заселения электронами энергетических уровней в зонах определяется *статистикой Ферми–Дирака*, описывающей энергетическое распределение частиц, подчиняющихся *принципу Паули*. Вероятность того, что состояние с энергией E при температуре T занято электроном, определяется *функцией Ферми*

$$w(E, T) = \left\{ \exp\left[(E - E_F)/(kT)\right] + 1 \right\}^{-1}.$$

Величину E_F называют *энергией (уровнем) Ферми*. Легко видеть, что при $T = 0$ К функция $w(E, 0) = 1$, если $E < E_F$, и $w(E, 0) = 0$, если $E > E_F$. При любой другой температуре энергия Ферми совпадает с энергией того уровня, вероятность заполнения которого равна 0.5.

Туннельные диоды представляют собой плоскостные диоды с высоколегированными n - и p -областями. В обычных диодах применяются полупроводники, содержащие концентрацию легирующих атомов не более 10^{23} м^{-3} (невырожденный полупроводник). Полупроводники, идущие на изготовление туннельных диодов, содержат большую концентрацию ($\sim 10^{24} \dots 10^{26} \text{ м}^{-3}$) доноров и акцепторов (вырожденный полупроводник).

Из-за большой концентрации легирующей примеси донорные и акцепторные уровни образуют не один узкий энергетический уровень, а целую зону. Каждая такая зона из-за близости к разрешенной энергетической зоне основных атомов кристалла сливается с ней. Донорные уровни перекрываются с зоной проводимости n -области, а акцепторные уровни перекрываются с валентной зоной p -области. За счет этого уменьшается ширина запрещенной зоны. Толщина p – n -перехода оказывается малой (единицы нанометров) за счет высокой концентрации легирующих примесей.

При слиянии примесных и основных энергетических зон уровень Ферми E_F располагается внутри соответствующей разрешенной зоны: в p -области – на некотором расстоянии ниже потолка E'_V валентной зоны, а в n -области – выше дна E_C зоны проводимости. В результате этого при контакте n - и p -областей дно E_C зоны проводимости n -области оказывается ниже потолка E'_V валентной зоны p -области, и электроны в n - и p -областях оказываются разделенными потенциальным барьером, высота которого определяется разностью энергий $E_C - E_F$, а ширина – толщиной p – n -перехода (рис. 15.2).

Часть электронов в зоне проводимости полупроводника n -типа располагается на уровнях с энергиями, равными энергиям электронов в валентной зоне полупроводника p -типа. Аналогично часть электронов в валентной зоне p -области располагается на уровнях с энергиями, равными энергиям уровней в зоне проводимости n -области полупроводника. Небольшая ширина p – n -перехода делает возможным проникновение электронов через этот переход благодаря туннельному эффекту. Однако небольшая ширина – недостаточное условие для протекания тока. Нужно, чтобы против занятого электронами энергетического уровня по одну сторону p – n -перехода был свободен уровень по другую его сторону.

Для того чтобы разобраться в том, как выполняется это последнее условие, рассмотрим распределение электронов по энергетическим уровням в вырожденном полупроводнике. Для определенности рассмотрим полупроводник n -типа. Концентрация электронов на энергетическом уровне E при температуре T может быть вычислена по формуле

$$n(E, T) = G(E)w(E, T), \quad (15.4)$$

где $G(E)$ – плотность энергетических состояний; $w(E, T)$ – вероятность заполнения электронами уровня с энергией E при температуре T . С хорошей точностью $G(E)$ можно записать в виде

$$G(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_C)^{1/2}, \quad (15.5)$$

где m – эффективная масса электрона.

Из (15.5) следует, что вблизи дна зоны проводимости энергетические уровни расположены реже, чем в ее верхней части, поскольку, как уже отмечалось, в силу большой концентрации примесей электронный газ в полупроводнике вырожден.

Аналогичные результаты справедливы и для материала p -типа с тем отличием, что энергия отсчитывается от потолка E'_V валентной зоны в сторону убывания (рис. 15.2). По оси ординат на рис. 15.2 отложена энергия E электронов в полупроводнике. По оси абсцисс отложены величины: $G(E)$, $w(E, T)$, $n(E, T)$ или $p(E, T)$ (концентрация дырок свободных уровней в полупроводнике p -типа). Процесс формирования вольтамперной характеристики туннельного диода (рис. 15.3) можно проследить по рис. 15.4. Если напряжение на диоде равно нулю, ток через диод также равен нулю, так как в условиях равновесия (как показано на рис. 15.2 и рис. 15.4, a) уровни Ферми в n - и p -областях совпадают.

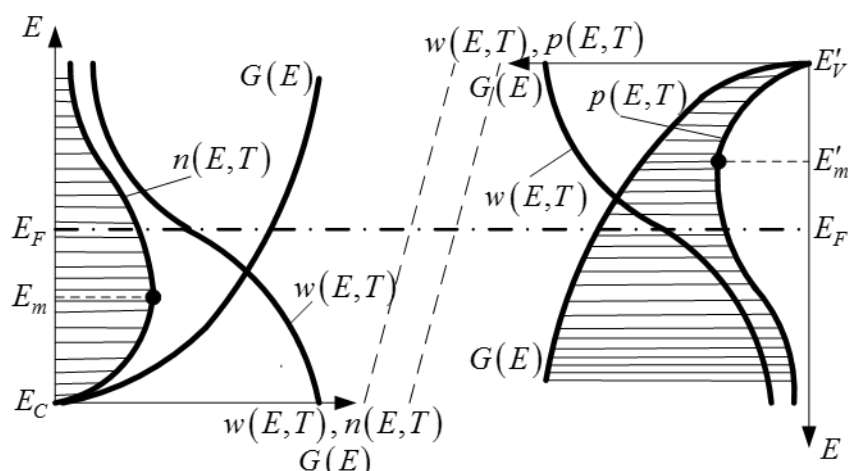


Рис. 15.2. Заполнение уровней электронами в зоне проводимости и в валентной зоне n - и p -областей туннельного диода

Следовательно, электроны с равной вероятностью могут переходить из зоны проводимости полупроводника n -типа на свободные энергетические уровни в валентной зоне полупроводника p -типа и наоборот. В равновесных условиях большинство занятых электронных состояний (т. е. состояний, свободных от дырок) в области p -типа лежит против занятых электронных состояний в области n -типа. Поэтому между ними возможно очень небольшое число обменов электронами (рис. 15.4, a) и ток через p - n -переход близок к нулю.

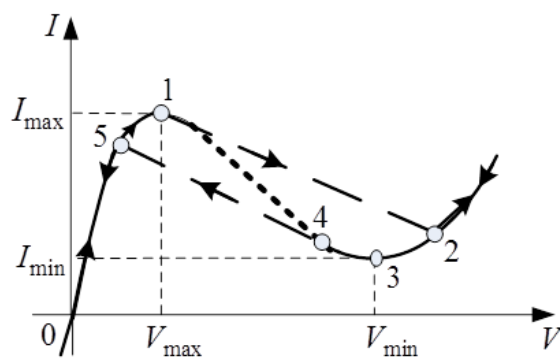


Рис. 15.3. Вольтамперная характеристика туннельного диода

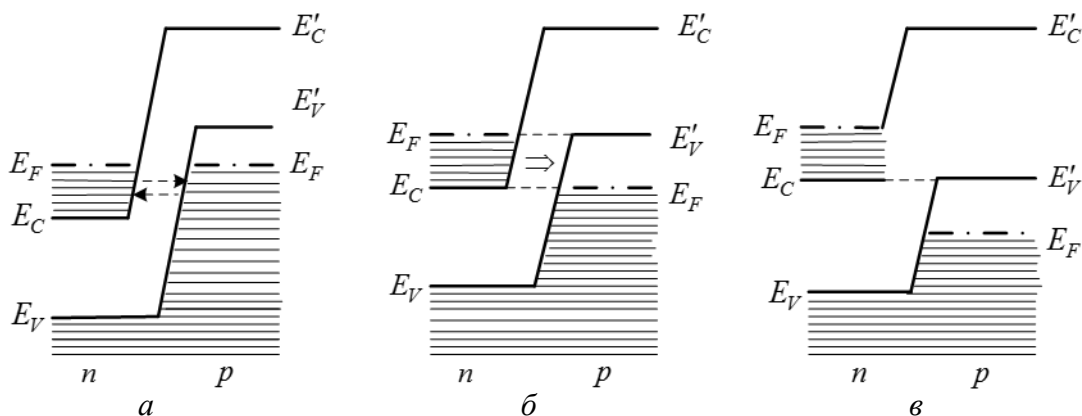


Рис. 15.4. Зонные диаграммы туннельного диода при нулевом смещении (a), прямом смещении (b) и обратном смещении ($в$)

Если к p – n -переходу приложить напряжение в прямом направлении («плюс» к p -области, а «минус» к n -области), то высота потенциального барьера будет уменьшаться, поскольку потолок E'_V валентной зоны полупроводника p -типа и дно E_C зоны проводимости сблизятся. Количество электронов, туннелирующих из n -области диода в p -область, станет больше, чем переходящих в обратном направлении, так как заполненные состояния зоны проводимости n -области (лежащие выше уровня Ферми p -области) окажутся против незаполненных состояний валентной зоны p -области. Соответственно ток в прямом направлении начнет расти. Максимальным значение этого тока I_{\max} (рис. 15.3) будет тогда, когда уровень Ферми материала n -типа и потолок валентной зоны совпадут (рис. 15.4, б). При этом у электронов, переходящих из n -области в p -область, будут свободны электронные состояния с той же энергией.

Другими словами, туннельный ток будет максимальным, если максимумы функций распределения (светлые точки на рис. 15.2) будут приходиться на одни и те же значения энергии. Это происходит при напряжении V_{\max} , приложенном к диоду (рис. 15.3).

Дальнейшее увеличение прямого смещения приводит к уменьшению туннельного тока (спадающий участок вольтамперной характеристики на рис. 15.3), так как число занятых состояний в зоне проводимости n -области, лежащих напротив свободных состояний в валентной зоне p -области становится меньше из-за того, что значительная часть их оказывается против запрещенной зоны p -области. Наконец, при таком напряжении V_{\min} , при котором исчезает перекрытие зон (рис. 15.4, в), т. е. положение дна E_C зоны проводимости n -области совпадает с положением потолка E'_V валентной зоны p -области, туннельные переходы прекратятся и ток достигнет минимума.

Отличие от нуля тока I_{\min} (рис. 15.3) и дальнейшее увеличение прямого тока по мере возрастания напряжения объясняются обычным механизмом инжекции носителей зарядов. Инжекционный ток через p – n -переход обусловлен надбарьерным переходом основных носителей заряда, как в обычных диодах.

Экспериментальная установка. В работе исследуется вольтамперная характеристика германиевого туннельного диода (например, типа ГИ 305 или родственных ему), теоретически и экспериментально определяется положение экстремальных точек характеристики. Проводится оценка энергии Ферми и энергии, соответствующей максимумам функции плотности распределения

носителей в зонах материала туннельного диода. Снятие вольтамперной характеристики ТД отличается рядом особенностей, обусловленных отрицательным динамическим сопротивлением диода на падающем участке характеристики от I_{\max} до I_{\min} .

Если внутреннее сопротивление источника смещения больше, чем отрицательное динамическое сопротивление ТД, то вместо статической вольтамперной характеристики будет наблюдаться кривая гистерезисного типа (точки 1...5 и штриховые прямые на рис. 15.3). Схема установки для снятия вольтамперных характеристик представлена на рис. 15.5. Включение ТД через эмиттерный повторитель позволяет уменьшить эффективное внутреннее сопротивление источника смещения. Изменением сопротивления резистора R меняют напряжение на базе транзистора ПЗ7, при этом меняется ток ТД, который контролируется миллиамперметром PA в коллекторной цепи транзистора КТ605. Напряжение на ТД измеряется вольтметром PU .

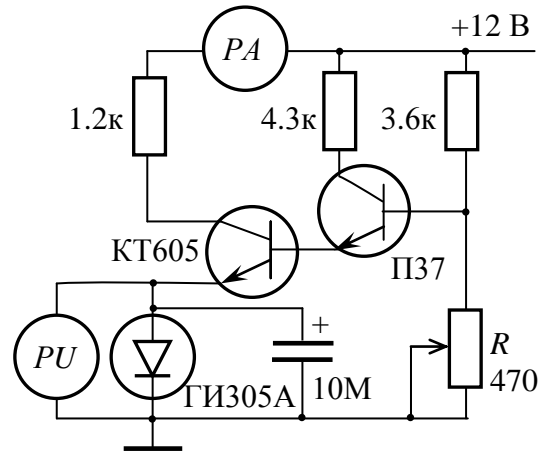


Рис. 15.5. Схема установки для снятия прямых вольтамперных характеристик туннельных диодов

Указания по подготовке к работе

1. Изучить теорию туннельного эффекта для прямоугольного потенциального барьера. Получить выражение (15.3) для коэффициента прозрачности прямоугольного барьера.

2. Оценить энергию Ферми в материале германиевого туннельного диода из следующих представлений. При $T = 0$ К функция Ферми $w(E, 0) = 1$ для всех энергий $E \leq E_F$. Тогда концентрация носителей (известная) связана с

энергией Ферми соотношением
$$N = \int_{E_C}^{E_F} G(E) dE.$$
 Используя выражение (15.5),

получаем
$$N = \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_F - E_C)^{3/2},$$
 откуда
$$E_F - E_C = \frac{\hbar^2 (3\pi^2 N)^{2/3}}{2m}.$$
 При

расчетах принять концентрацию электронов и дырок равной $8 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$.

3. Найти энергию E_m , соответствующую максимуму функции распределения электронов в зоне проводимости, исследованием на экстремум функции (15.4): $dn/dE|_{E=E_m} = 0$. Для самопроверки здесь приводится сразу конечный результат: $E_F - E_m \cong 1.1 kT$.

4. Оценить значения U_{\max} и U_{\min} вольтамперной характеристики германиевого туннельного диода. Расчет вести по формулам

$$U_{\max} \cong 2(E_F - E_m)/e; \quad U_{\min} = 2(E_F - E_C)/e.$$

Результаты сравнить со справочными значениями соответствующих параметров для исследуемого туннельного диода.

5. Используя типичные параметры германиевого туннельного диода (ширина запрещенной зоны $E_g \cong 0.67$ эВ, толщина перехода $l \cong 2$ нм, площадь перехода $S \cong 10^{-3}$ см²), по формуле (15.3) оценить вероятность туннельного перехода электронов через барьер. Энергию частицы принять равной $E = E_m - E_C = E_F - E_C - 1.1 kT$, высоту барьера определить выражением $U_0 = 2(E_F - E_C) + E_g$.

6. По формуле $I_{\max} = eSND\sqrt{(E_m - E_C)/2m}$ оценить ток в максимуме вольтамперной характеристики диода. Результат сравнить с экспериментальным значением I_{\max} для исследуемого диода.

Указания по выполнению наблюдений

Включить установку. Изменяя потенциометром R (ручка «Смещение» на панели прибора) ток диода, снять вольтамперную характеристику диода. Интервал прямых напряжений на диоде (0...0.5 В) разбить на 15–20 значений, в каждой точке устанавливать по возможности неизменное напряжение (с погрешностью, допускаемой вольтметром), по миллиамперметру определять ток диода. Повторить снятие вольтамперной характеристики 5...7 раз в обе стороны (при увеличении и уменьшении напряжения на диоде). Данные представить в виде таблицы. Особое внимание обращать на фиксацию результатов в экстремальных точках.

Указания по обработке результатов и содержанию отчета

1. По результатам измерений построить график зависимости тока диода от напряжения смещения (вольтамперную характеристику). Для каждой пары значений ток – напряжение указать на графике доверительные интервалы.

2. Из графика найти значения U_{\max} , U_{\min} и I_{\max} . Оценить доверительную погрешность этих результатов.

3. По полученным результатам U_{\max} , U_{\min} и I_{\max} оценить положение уровня Ферми, максимума плотности распределения электронов в зоне проводимости по отношению к дну зоны проводимости E_C , а также вероятность туннелирования электронов через p – n -переход. Экспериментальные результаты сравнить с результатами предварительных расчетов.

4. Сформулировать выводы по работе.

Список литературы

1. Савельев И. В. Курс общей физики: В 3 т. Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. СПб.: Лань, 2006.
2. Ландсберг Г. С. Оптика. М.: Наука, 1976.
3. Калитеевский Н. И. Волновая оптика. СПб.: Лань, 2010.
4. Морозов В. В., Соболевский Б. Е., Шейнман И. Л. Методы обработки результатов физического эксперимента: Учеб. пособие. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2004.
5. Савельев И. В. Курс общей физики в 3 т. Т. 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. СПб.: Лань, 2007.
6. Барщевский Б. У. Квантово-оптические явления. М.: Высш. шк., 1982.
7. Вертц Дж., Болтон Дж. Теория и практические приложения метода ЭПР. М.: Мир, 1975.
8. Лундин А. Г., Федин Э. И. Ядерный магнитный резонанс. М.: Наука, 1980.

Оглавление

| | |
|--|----|
| Лабораторная работа 1. Определение фокусных расстояний линз | 3 |
| Лабораторная работа 2. Определение длины световой волны с использованием бипризмы | 9 |
| Лабораторная работа 3. Интерференция при наблюдении колец Ньютона..... | 14 |
| Лабораторная работа 4. Дифракционная решетка..... | 18 |
| Лабораторная работа 5. Исследование дифракции света на отражательной дифракционной решетке..... | 25 |
| Лабораторная работа 6. Измерение показателя преломления по углу наименьшего отклонения луча в призме | 30 |
| Лабораторная работа 7. Исследование линейно поляризованного света | 35 |
| Лабораторная работа 8. Исследование частично поляризованного света | 40 |
| Лабораторная работа 9. Исследование поляризации световых волн при отражении от поверхности диэлектрика..... | 45 |
| Лабораторная работа 10. Исследование закономерностей теплового излучения нагретого тела | 49 |
| Лабораторная работа 11. Исследование внешнего фотоэффекта | 57 |
| Лабораторная работа 12. Исследование внутреннего фотоэффекта..... | 63 |
| Лабораторная работа 13. Исследование эффекта Зеемана методом индуцированных квантовых переходов электронов в атоме..... | 70 |
| Лабораторная работа 14. Исследование ядерного магнитного резонанса и определение магнитного момента ядра атома | 79 |
| Лабораторная работа 15. Исследование туннельного эффекта в вырожденном p – n -переходе | 84 |
| Список литературы | 94 |

Вяткин В. М.
Комашня А. В.
Комашня В. Л.
Малышев М. Н.
Шейнман И. Л.

Оптика и атомная физика

Лабораторный практикум

Редактор Н. В. Лукина

Подписано в печать: Формат 60 × 84 1/16. Бумага офсетная.

Печать офсетная. Печ. л. 6.0.

Тираж 1500 экз. Заказ

Гарнитура «Times New Roman».

Издательство СПбГЭТУ «ЛЭТИ»
197376, С.-Петербург, ул. Проф. Попова, 5