Министерство науки и высшего образования Российской Федерации Южно-Уральский государственный университет Институт естественных и точных наук Кафедра оптоинформатики

> 537(07) Ш957

> > А.А. Шульгинов

ОБЩАЯ ФИЗИКА. ОПТИКА

Учебное пособие по выполнению лабораторных работ для студентов физических направлений

> Челябинск Издательский центр ЮУрГУ 2025

УДК 537(076.5) + 537.6(076.5) Ш957

Шульгинов, А.А.

Ш957 Общая физика. Оптика: учебное пособие по выполнению лабораторных работ для студентов физических направлений / А.А. Шульгинов. – Челябинск: Издательский центр ЮУрГУ, 2025. – 49 с.

Учебное пособие написано в соответствии с рабочей программой по дисциплине «Общая физика. Оптика» для студентов бакалавриата, обучающихся по направлению 03.03.01 «Прикладные математика и физика». Оно предназначено для подготовки к выполнению, проведения лабораторных работ и обработке результатов физических экспериментов. Пособие содержит описание десяти лабораторных работ. В каждой работе приводятся сведения по теории, необходимые для экспериментальных исследований. Особое внимание уделяется обработке и оформлению полученных результатов.

УДК 537(076.5) + 537.6(076.5)

© Издательский центр ЮУрГУ, 2025

ISBN

ПРАВИЛА ТЕХНИКИ БЕЗОПАСНОСТИ

1. Нельзя находиться в лаборатории в верхней одежде (пальто, куртки). Запрещается принимать пищу в лаборатории.

2. Прежде чем пользоваться оптическим прибором, изучите по методическим указаниям его устройство и правила пользования им. Без предварительной подготовки студент к выполнению лабораторной работы не допускается.

3. О неисправности прибора незамедлительно сообщите преподавателю. Самостоятельно устранять неисправности запрещено.

4. Излучение лазера нельзя направлять в глаз. Это может вызвать ожог сетчатки.

5. Все электрические цепи в лабораторных работах по оптике собраны, подавать на них питание можно только после ознакомления с порядком выполнения работы.

6. После проведения измерений выключить оборудование.

7. Бережно обращайтесь с прецизионными оптическими приборами, стеклянными оптическими элементами.

8. После ознакомления с правилами техники безопасности каждый студент ставит свою подпись в журнале по технике безопасности.

9. В случае нарушения правил техники безопасности студент отстраняется от дальнейшей работы в лаборатории.

Лабораторная работа О-1 ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСА КРИВИЗНЫ ЛИНЗЫ С ПОМОЩЬЮ КОЛЕЦ НЬЮТОНА

Цель работы: ознакомиться с условиями образования интерференционных полос равной толщины (колец Ньютона), измерить радиус кривизны линзы и оценить длину когерентности излучения.

Описание метода исследования

Интерференция света – это такое сложение световых волн, при котором происходит перераспределение энергии этих волн в пространстве, в результате чего образуются чередующиеся тёмные и светлые полосы. Частным случаем интерференции света являются кольца Ньютона, возникающие при отражении света от системы выпуклой линзы и плоской пластины (рис. 1.1). В области соприкосновения сферической поверхности линзы с пластиной возникает деформация вершины линзы δ. Луч 0 падает на эту систему нормально. Возникает серия отражений от всех поверхностей. Однако, только отражения 1 и 2 могут дать интерференционную картину в виде чередующихся светлых и тёмных концентрических колец (колец Ньютона).



Рис. 1.1. Оптическая схема эксперимента для наблюдения колец Ньютона

Для того, чтобы в данной области пространства наблюдалось постоянное взаимное ослабление или усиление световых волн, необходимо, чтобы:

 волны имели были монохроматическими и имели одинаковую частоту ω,

2) разность фаз волн, приходящих в данную область, с течением времени не изменялась ($\Delta \phi = \text{const}$). Такие волны называются когерентными (согласованными). Поскольку отражённые лучи 1 и 2 порождены

единым падающим лучом 0, то они могут интерферировать, если исходная волна является когерентной.

В действительности когерентных волн в природе не существует. Флуктуации частоты и фазы волны всегда имеют место. Но в пределах определённой длины луча, вдоль которого распространяется волна, можно считать, что эти флуктуации не слишком велики, и такую волну можно считать частично когерентными. Такие волны также дают интерференционную картину при их смешении. Если случайные флуктуации разности фаз между волнами достигают значения π , то интерференция наблюдаться не будет. Минимальное расстояние вдоль луча, в пределах которого случайные флуктуации фазы волны достигают значения π , называется *длиной когерентности* этой волны *l*_{ког}. Лампы накаливания дают широкий спектр излучения, поэтому длина когерентности излучения такой лампы менее 3-5 мкм. Если сузить спектр излучения, например, с помощью светофильтра, то длина когерентности увеличится обратно пропорционально ширине спектра, пропускаемого светофильтром $\Delta\lambda$:

$$l_{\rm kor} = \lambda^2 / \Delta \lambda, \tag{1.1}$$

где λ – средняя длина волны излучения. Отношение $\lambda/\Delta\lambda$ называется *сте*пенью монохроматичности волны. Чем уже спектр излучения, тем выше длина когерентности. Оптические квантовые генераторы (лазеры) могут излучать волну с длиной когерентности до нескольких миллионов километров. Волна 2 немного отстаёт от волны 1. Если это отставание меньше длины когерентности, то интерференция этих волн будет наблюдаться. Поэтому при небольшом удалении от оптической оси линзы они сохраняют когерентность, так как толщина воздушного клина в этом месте мала. По мере удаления от оптической оси растет толщина воздушного зазора, увеличивается оптическая разность хода, нарушается когерентность, и интерференционная картина постепенно размывается и пропадает. Это отставание одной волны от другой называется оптической разностью хода ΔL . Геометрический ход луча – это его длина *l*. Если волна распространяется в среде с показателем преломления *n*, то фазовая скорость и длина волны становятся меньше в *n* раз. Это приводит к дополнительному набегу фазы волны в среде. Чтобы это учесть, вводят понятие оптического хода луча L = nl. Если оптическая разность хода двух когерентных волн кратна чётному числу полуволн

$$\Delta L = L_2 - L_1 = 2m \cdot \lambda/2, \qquad (1.2)$$

где *m* – целое число, то они усиливают друг друга и наблюдается светлая интерференционная полоса, например, светлое кольцо Ньютона. Если оптическая разность хода кратна *нечётному числу* полуволн

$$\Delta L = (2m - 1) \cdot \lambda/2, \tag{1.3}$$

то в этом месте наблюдается тёмная интерференционная полоса. Оптическая разность хода $\lambda/2$ соответствует разности фаз между волнами равной π .

Следовательно, для получения максимальной интенсивности разность фаз между волнами должна быть кратной чётному числу π ,

$$\Delta \varphi = 2m\pi, \tag{1.4}$$

а для минимальной интенсивности – нечётному числу π,

$$\Delta \varphi = (2m - 1)\pi. \tag{1.5}$$

Для того, чтобы наблюдалась устойчивая интерференционная картина, необходимо, чтобы длина когерентности падающего излучения была больше оптической разности хода ($l_{\text{ког}} > \Delta L$).

В эксперименте по наблюдению колец Ньютона в отражённом свете, оптическая схема которого показана на рис. 1.1, оптическая разность хода отражённых лучей 1 и 2 будет равна

$$\Delta L = 2h - \lambda/2. \tag{1.6}$$

Между линзой и пластиной находится воздух, поэтому можно считать, что абсолютный показатель преломления среды $n \approx 1$. Луч 2 проходит дважды зазор h между ними. Потеря оптического хода луча 2 на $\lambda/2$ вызвана отражением от оптически более плотной среды – стекла. При этом луч 1 не теряет ход при отражении от сферической поверхности линзы, т.к. отражение происходит от оптически менее плотной среды – воздуха. В этом эксперименте удобнее измерять тёмные кольца, т.к. они видны на светлом фоне. Свяжем диаметры тёмных колец d_m и радиус кривизны линзы R. Для них должно выполняться условие (1.3). Приравнивая (1.3) и (1.6) получаем:

$$2h = m\lambda. \tag{1.7}$$

По теореме Пифагора получаем:

$$R^{2} = r^{2} + (R - h - \delta)^{2}.$$
 (1.8)

Учтём, что $h \sim \delta \sim 1$ мкм, $r \sim 1$ мм, т.е. $h + \delta << r$. Пренебрегая малыми величинами 2-го порядка малости в выражении (1.8), получаем:

$$r^2 - 2R(h+\delta) \approx 0. \tag{1.9}$$

Для диаметра *m*-го тёмного кольца Ньютона $d_m = 2r$ получаем выражение, подставляя (1.7) в (1.9):

$$d_m^2 = 4R\lambda \cdot m + 8R\delta$$
, $m = 1, 2, 3, ...$ (1.10)

Таким образом, сопоставляя квадрат диаметра тёмного кольца с его номером m, при известной длине волны излучения λ , можно определить радиус кривизны линзы. Кроме того, можно оценить также деформацию линзы δ .

Также, определяя максимальный номер видимого кольца Ньютона m_{max} , можно оценить длину когерентности излучения по формуле $l_{\text{ког}} \approx m_{max} \lambda$.

Описание установки

Оборудование: измерительный микроскоп с осветителем, линза, стеклянная пластинка.

На столике микроскопа (рис. 1.2) помещают плоскопараллельную пластину из стекла и линзу малой кривизны. Внутри трубки микроскопа находится стеклянная пластина П с наклоном к оси микроскопа 45°. Свет от источника И, отражаясь от П, падает на линзу нормально. Диаметры колец Ньютона измеряются окулярным микрометром. Он представляет собой стеклянную пластинку с делениями. Пластинку помещают в плоскость



Рис. 1.2. Оптическая схема установки

изображения, создаваемого объективом Об. Цена деления микроскопа указана на установке или может быть измерена с помощью объект-микрометра. Для получения монохроматического света используются светофильтры. На некоторых установках используют светодиоды в качестве источника монохроматического излучения. Изображение колец Ньютона можно увидеть через окуляр Ок.

Выполнение измерений

1. Включить осветитель установки и настроить оптическую систему для получения изображения колец Ньютона. Записать необходимые данные установки, в том числе и для оценки погрешностей измерений.

2. Измерить по внутренней шкале микроскопа координаты середин колец слева и справа от центра в делениях шкалы, начиная с 1-го, и заканчивая последним видимым в микроскоп кольцом.

3. Определить максимальный номер видимого кольца *m_{max}*.

4. В зависимости от установки, можно дополнить измерения с использованием других излучений.

5. Определить цену малого деления шкалы окуляра с использованием объект-микрометра.

Обработка результатов измерений

1. Определить диаметры тёмных колец. Найти d_m^2 .

2. Построить график зависимости d_m^2 от номера *m*. Сделать аппроксимацию точек прямой $d_m^2 = k \cdot m + b$. Найти угловой коэффициент *k*. Путём экстраполяции найти *b*.

3. По найденным величинам, используя формулу (1.10), найти *R* и б.

4. Оценить погрешности найденных величин ΔR и $\Delta \delta$.

5. Оценить длину когерентности излучения.

6. Если измерения проводились с излучениями разных длин волн, то необходимо повторить обработку результатов для всех использованных излучений.

7. Сопоставить полученные результаты и сделать выводы.

Контрольные вопросы

- 1. Дайте определение интерференции света.
- 2. Какие волны называются когерентными?

3. Чему равна разность фаз $\Delta \phi$ и оптическая разность хода ΔL волн, которые максимально усиливают друг друга при интерференции?

4. Какова толщина воздушного зазора d в месте наблюдения в отражённом свете второго темного кольца, если известна длина волны падающего излучения λ ?

5. Как изменятся кольца Ньютона при увеличении оптической плотности среды в зазоре?

6. Чему равно изменение толщины воздушного зазора при переходе от светового кольца к соседнему тёмному, если известна длина волны падающего излучения λ?

7. Как изменится вид интерференционной картины, если перейти от наблюдения в отражённом свете к наблюдению в проходящем свете?

Лабораторная работа О-2

ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ВОЗДУХА ОТ ДАВЛЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ИНТЕРФЕРОМЕТРА

Цель работы: ознакомится с работой интерференционного прибора и с одним из методов определения показателя преломления газов, провести экспериментальное исследование зависимости показателя преломления воздуха от давления.

Описание метода исследования

Абсолютный показатель преломления вещества n есть безразмерная величина, характеризующая во сколько раз фазовая скорость электромагнитной волны в среде V меньше, чем в вакууме c:

$$V = c/n \,. \tag{2.1}$$

Согласно теории Максвелла, показатель преломления вещества связан с диэлектрической проницаемостью є и магнитной проницаемостью µ соотношением $n = \sqrt{\epsilon \mu}$. Воздух является слабым парамагнетиком, при нормальных условиях его магнитная проницаемость незначительно отличается от вакуумной единицы – $\mu = 1,00000038$. Величина отличия магнитной проницаемости от единицы называется магнитной восприимчивостью χ_m . Для воздуха она равна $3.8 \cdot 10^{-7}$. В области оптических частот можно принять $\mu \approx 1$. Поэтому $n \approx \sqrt{\epsilon}$. Диэлектрическая проницаемость воздуха при тех же условиях также немного выше вакуумной единицы – $\varepsilon = 1,00057$. Величина отличия диэлектрической проницаемости от единицы называется диэлектрической восприимчивостью χ_e . Для воздуха она равна 5,7·10⁻⁴. Необходимо учитывать, что эти характеристики вещества зависят от частоты электромагнитной волны ω (дисперсия), а также от концентрации молекул вещества. В соответствии с классической теорией дисперсии Лоренца, показатель преломления вещества при частотах означительно отличающихся от резонансной частоты поглощения ω₀, т.е. в области прозрачности, определяется выражением:

$$\varepsilon = n^2 = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2} = 1 + \chi_e, \ \omega_p^2 = \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m}$$
 (2.2)

В этом выражении ω_p – плазменная частота, которая определяется концентрацией электронов в веществе n_0 . Эта величина пропорциональна концентрации молекул N_0 . В соответствии с уравнением Больцмана для идеального газа:

$$p = N_0 kT \,. \tag{2.3}$$

Учитывая (2.2) и (2.3), получаем, что диэлектрическая восприимчивость воздуха χ_e пропорциональна давлению воздуха:

$$\chi_e = \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2} = \frac{e^2/\varepsilon_0 m}{\omega_0^2 - \omega^2} \cdot n_0 = C \cdot p \,. \tag{2.4}$$

Показатель преломления определяется выражением:

$$n = \sqrt{1 + \chi_e} \approx 1 + \frac{1}{2}\chi_e = 1 + \frac{1}{2}C \cdot p = 1 + K \cdot p . \quad (2.5)$$

В выражении (2.5) учтено, что $\chi_e \ll 1$, где K – коэффициент пропорциональности.

Таким образом, теоретические исследования приводят к линейной зависимости между показателем преломления воздуха и его давлением при неизменной температуре. Изменение давления на Δp приводит к изменению показателя преломления на Δn :

$$\Delta n = K \cdot \Delta p \,. \tag{2.6}$$

Для измерения приращения показателя преломления воздуха в данной работе предлагается использовать интерферометр. Пучок света от когерентного источника с помощью пластины разделяется на два луча. Один из них проходит по атмосферному воздуху, а другой направляется в газовую кювету, в которую накачивают воздух, создавая перепад давления Δp . Первый луч проходит в среде с показателем преломления n_0 , а другой – $(n_0 + \Delta n)$. Возникает оптическая разность хода между этими лучами $\Delta L = l \cdot \Delta n$. Затем эти лучи сводят вмести, и они создают интерференционную картину представляет собой чередующиеся тёмные и светлые полосы. Окраска светлых полос определяется длиной волны света, используемого в интерферометре. При изменении оптической разности хода ΔL на длину волны λ за счёт увеличения давления в газовой кювете на Δp вся интерференционная картина смещается на одну полосу. Это даёт возможность найти приращение показателя преломления $\Delta n = \lambda/l$.

Описание установки

Оборудование: шахтный интерферометр ШИ-10, коленный манометр, помпа.

В работе используется шахтный интерферометр ШИ-10, предназначенный для определения концентрации углекислого газа и метана в окружающей среде. Оптическая схема интерферометра приведена на рис. 2.1. Свет от лампы источника света И проходит через светофильтр и конденсор, образуя слаборасходящийся пучок. Затем он падает на пластину Пл, которая разделяет каждый луч на два когерентных. Луч, отраженный от верхней грани пластины (изображен на схеме пунктирной линией), проходит через полость, заполненные воздухом при атмосферном давлении p_0 . Луч, отраженный от нижней грани пластины, обозначенный сплошной линией, дважды проходит через газовую кювету К длиной *l*, давление воздуха в которой превышает атмосферное на Δp . В интерферометре ШИ-10 длина кюветы l = 5,0 см. Оба луча, выйдя из камеры, вновь попадают на пластинку Пл и, отразившись от верхней и нижней граней, интерферируют. Наблюдатель видит интерференционную картину через окуляр в виде чередующихся светлых и тёмных параллельных полос.



Рис. 2.1. Оптическая схема шахтного интерферометра

Давление в газовой кювете К увеличивают при помощи помпы, присоединенной резиновым шлангом к ней. Избыточное давление измеряют жидкостным коленным манометром. Чем выше избыточное давление, тем больше будет оптическая разность хода между лучами, чем больше будет смещаться интерференционная картина.

Выполнение измерений

1. Записать все необходимые параметры установки.

2. Открутить винт помпы так, чтобы избыточное давление стало минимальным.

3. Включить интерферометр. В окуляре должна быть видна интерференционная картина. С помощью винта, указанного на рис. 2.2, сместить интерференционную картину так, чтобы середина одной из тёмных полос совпала с нулём шкалы.

4. Накачивая воздух в кювету интерферометра, добиться, чтобы картина сместилась на одну полосу. Давление измерять с помощью коленного манометра в мм. вод. ст.

(1 мм.вод.ст. = 9,8 Па).



Рис. 2.2. Шахтный интерферометр ШИ-10. Стрелкой указан винт для регулировки интерференционной картины

Не забывайте про один из главных принципов проведения измерений – записывать то, что измеряете, и в тех единицах, в которых измеряете. Нельзя одновременно измерять и переводить измеренную величину в другие единицы.

5. Продолжать накачивать воздух в кювету интерферометра настолько, насколько это позволяет помпа. Фиксировать избыточное давление при смещении картину на очередную полосу.

6. Винт помпы вернуть в исходное состояние. Выключить установку.

7. Оценить систематическую погрешность измерения избыточного давления $\theta(\Delta p)$.

Обработка результатов измерений

1. Перевести избыточное давление Δp в паскали.

2. Определить приращение показателя преломления воздуха при этих избыточных давлениях по формуле: $\Delta n = m \cdot \lambda/(2l)$, где m – количество смещённых полос. В знаменателе учтено число 2, т.к. один из лучей дважды проходит газовую кювету длиной l.

3. Построить график зависимости Δn от Δp . Аппроксимировать точки графика прямой. Определить угловой коэффициент прямой *K* (2.6).

4. Определить n - 1 (2.5). Атмосферное давление p_0 принять 10^5 Па.

4. Оценить погрешность углового коэффициента δK и определить относительную погрешность $\Delta K = \delta K/K$.

5. Оценить относительную погрешность измерения избыточного давления $\gamma(\Delta p) = \theta(\Delta p)/\Delta p$.

6. Оценить относительную погрешность измерения n - 1.

7. Сделать вывод.

Контрольные вопросы

1. Как образуются в интерферометре ШИ-10 два когерентных луча и чему равна их оптическая разность хода?

2. Что показывает относительная диэлектрическая проницаемость среды?

3. Чему равен абсолютный показатель преломления среды?

4. Как зависит относительная диэлектрическая проницаемость среды ε от концентрации молекул N_0 ?

5. Как связан абсолютный показатель преломления вещества *n* с диэлектрической и магнитной проницаемостью среды?

6. Как зависит абсолютный показатель преломления идеального газа от давления при постоянной температуре?

Лабораторная работа О-3 ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

Цель работы: ознакомиться с явлением дифракции света и с одним из способов измерения длины световой волны с использованием дифракционной решётки. Определить длину волны излучений ртутной лампы.

Описание метода исследования

Дифракцией называется огибание световой волной границ непрозрачных тел с образованием интерференционного перераспределения энергии по различным направлениям. Пользуясь явлением дифракции света, можно с помощью дифракционной решётки измерить длину световой волны. Дифракционная решётка представляет собой систему параллельных друг другу щелей равной ширины, расположенных на равном расстоянии друг от друга. Расстояние между соседними щелями, *d* называется периодом дифракционной решетки, *a* – ширина каждой щели (рис. 3.1).

При падении на решетку плоской монохроматической световой волны каждая точка щелей становиться источником вторичных сферических когерентных волн, распространяющихся ОТ решётки во всех направлениях. Если на пути волн за решёткой поставить собирающую линзу, то на экране, расположенном в фокальной плоскости линзы, будет наблюдаться дифракционная картина: ряд светлых полос, разделенных темными промежутками. В данной работе роль линзы выполняет глаз наблюдателя. Вторичные волны, идущие в одном направление, при



Рис. 3.1. Дифракция монохроматического излучения на дифракционной решётке

наложении интерферируют между собой. Такой тип дифракции, при которой интерферируют параллельные вторичные волны, называется дифракцией Фраунгофера. Результат интерференции зависит от разности хода, с которой эти волны придут в данную точку. Оптическая разность хода между соседними лучами, идущими под углом дифракции ф, определяется выражением:

$$\Delta L = d \cdot \sin \varphi \,. \tag{3.1}$$

Если разность хода волн ΔL равна чётному числу полуволн ($2m \cdot \lambda/2$), то они максимально усиливают друг друга. Под некоторыми углами дифракции φ_m будут наблюдаться главные максимумы излучения. Выражения для определения главных максимумов называется формулой дифракционной решётки:

$$d\sin\varphi_m = m\lambda. \tag{3.2}$$

Число *m* называем порядком максимума. При m = 0 получим центральную светлую полосу, при m = 1 - две светлые полосы первого порядка справа и слева от центрального и т.д.

Дифракционная решётка пространственно разделяет лучи с разными длинами волн, т.е. разлагает свет в спектр. На рис 3.2 показано разделение излучения с непрерывным спектром на спектральные полосы разного порядка. В этих спектрах красные лучи более удалены от центра, чем фиолетовые, т.к. длина волны красных лучей (0,63 – 0,77 мкм) больше длины волны фиолетовых (0,38 – 0,44 мкм).



Рис. 3.2. Разложение белого света в спектр с помощью дифракционной решётки

Описание установки

Оборудование: ртутная лампа, шкала со щелью, линейка, дифракционная решётка.

Схема установки показана на рис. 3.3. Свет от источника 1, пройдя узкую щель 2, в кожухе лампы 3, падает параллельным пучком на дифракционную

решетку 4. Дифракционная картина видна глазом. При этом возникает иллюзия, что главные максимумы излучений видны на шкале 5. К ней прикреплены бумажные полоски, необходимые для измерения «положения» *l* этих максимумов.



Рис. 3.3. Оптическая схема эксперимента

Чтобы воспользоваться формулой дифракционной решётки (3.2) для определения длины волны спектральных линий ртути, необходимо определить угол дифракции φ :

$$\sin \varphi = \frac{l}{\sqrt{L^2 + l^2}} \tag{3.3}$$

На рис. 3.4. изображён спектр излучения паров ртути в видимом диапазоне. Часть этого спектра лежит в ультрафиолетовой области.



Рис. 3.4. Спектральные линии излучений ртути

Выполнение измерений

1. Записать все необходимые параметры установки и их погрешности.

2. Включить ртутную лампу. Внимание! Ртутная лампа является источником ультрафиолетового излучения, вредного для человека. Включать её желательно только на время измерений.

3. Установить дифракционную решётку строго перпендикулярно лучу, исходящему из щели кожуха ртутной лампы. Записать в таблицу измерений цвета всех видимых спектральных линий.

4. Глядя через дифракционную решётку на излучение ртутной лампы, для каждой спектральной полосы измерить положения главных максимумов видимых спектральных линий для 1-го и 2-го порядков слева от центра (l_1) и справа от центра (l_2) . Если дифракционная решётка установлена перпендикулярно лучу, то l_1 и l_2 не должны сильно различаться.

5. После выполнения измерений лампу необходимо выключить. Многократное включение и выключение лампы нежелательно. Это может вывести её из строя.

Обработка результатов измерений

1. Определить синусы углов дифракции для всех видимых спектральных линий 1-го и 2-го порядков по формуле (3.3). При этом необходимо взять среднее арифметическое между l_1 и l_2 : $l = (l_1 + l_2)/2$.

2. Определить длину волны каждой видимой спектральной линии в 1-ом и 2-ом порядке по формуле (3.2).

3. Окончательно определить длины волн каждой спектральной линии путём усреднения соответствующих значений для 1-го и 2-го порядка.

4. Оценить погрешность измерений длин волн спектральных линий.

5. Сопоставить полученные значения с данными рис. 3.4. Сделать вывод.

Контрольные вопросы

1. Что представляет собой дифракционная решетка?

2. Чему равен период дифракционной решетки, у которой на 1 мм нанесено 1000 штрихов?

3. Каково условие получения главных максимумов при дифракции плоских волн на дифракционной решетке?

4. Каково условие получения главных минимумов при дифракции плоских волн на дифракционной решетке?

5. Каков наибольший порядок спектра от дифракционной решетки с периодом d = 3,5 мкм, если длина волны света $\lambda = 600$ нм?

6. Как изменяется интенсивность главных максимумов с увеличением числа щелей *N* при дифракции от многих щелей?

Лабораторная работа О-4 ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА

Цель работы: ознакомиться с явлением дифракции Фраунгофера когерентного света, измерить диаметр проволоки (волоса) и ширину щели диафрагмы.

Описание метода исследования

Дифракцией называется отклонение световых волн от прямолинейного пути при прохождении вблизи краев экранов, отверстий и других неоднородностей. Дифракция Фраунгофера наблюдается в параллельных лучах, для получения которой используются либо лазеры, либо оптические системы – коллиматоры. В этой работе предлагается решить обратную задачу дифракции – по дифракционной картине определить размеры объекта, но котором дифрагирует монохроматическое излучение лазера. В качестве объектов предлагается использовать, например, диафрагму с узкой щелью шириной а, либо тонкую проволоку (волос) диаметром d. Длина волны излучения λ. Существует два типа дифракции – дифракция Френеля и дифракция Фраунгофера. Первая из них наблюдается в ближней зоне там, где оптическая разность хода вторичных волн, приходящих в центр дифракционной картины, соизмерима с длиной волны. Другой тип дифракции – дифракция Фраунгофера – наблюдается в дальней зоне там, где сходятся лучи практически параллельные. В идеале дифракцию Фраунгофера можно наблюдать на бесконечно большом расстоянии. Параллельные лучи можно свести вместе собирающей линзой. Если эти лучи направить под небольшим углом к оптической оси линзы, то они сойдутся вместе в фокальной плоскости линзы. Там можно поместить экран для наблюдения дифракции Фраунгофера. В данной работе линза использоваться не будет, экран для наблюдения дифракции от объекта необходимо поместить достаточно далеко, чтобы выполнялся критерий Френеля:

$$F = \frac{s^2}{\lambda L},\tag{4.1}$$

где *s* – размер объекта, например, ширина щели *a*, или диаметр проволоки *d*; *L* – расстояние от объекта до экрана. Если экран находится близко к объекту так, что критерий Френеля F >> 1, то можно увидеть тень от него. Это называется областью геометрической оптики. Если удалить экран настолько, что $F \sim 1$, то эта область, где наблюдается дифракция Френеля. По мере удаления экрана от объекта, освещённого монохроматическим излучением с плоским волновым фронтом, происходит переход в область дифракции Фраунгофера, где F << 1. Вид этой дифракционной картины зависит от формы объекта и обладает *свойством автомодельности*, т.е. размер дифракционной картины зависит от расстояния *L*, но её пропорции от расстояния не зависят. В области дифракции Фраунгофера форма дифракционной картины не изменяется, а изменяется только её размер – чем дальше экран, тем она шире.

Рассмотрим конкретный пример – дифракция Фраунгофера на длинной узкой щели в диафрагме (рис. 4.2.). Монохроматическое излучение с плоским волновым фронтом нормально падает на диафрагму Д. В дальней зоне наблюдается дифракция Фраунгофера (рис. 4.3). Распределение интенсивности излучения на экране будет определяться по формуле:

$$I(\varphi) = I_0 \left(\frac{\sin u}{u}\right)^2$$
, где $u = \pi \frac{a}{\lambda} \sin \varphi.$ (4.2)

Заметим, что при u = 0, т.е. при нулевом угле дифракции, $I = I_0$. Вспомните замечательный предел: $\lim_{u\to 0} \left(\frac{\sin u}{u}\right) = 1$. Минимумы интенсивности наблюдаются под теми углами дифракции φ_m , которые удовлетворяют условию $u = \pi m$, для m = 1, 2, ..., из чего следует:

$$a\sin\varphi_m = m\lambda.$$
 (4.3)

При малых углах дифракции $\sin \phi_m \approx x_m/L$. Здесь, x_m – координата *m*-го минимума относительно середины.



 $\begin{array}{c|c} 0 \\ \hline \\ 0 \\ \hline \\ 0 \\ x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{array}$

Рис. 4.2. Дифракция Фраунгофера на диафрагме с узкой щелью

Рис. 4.3. Распределение интенсивности излучения на экране

x

Из (4.3) следует, что координаты минимумов интенсивности подчиняются выражению:

$$x_m = m \frac{\lambda L}{a} \,. \tag{4.4}$$

Ширина всех дифракционных полос Δx должна быть одинаковой и равной:

$$\Delta x = \frac{\lambda L}{a}.$$
(4.5)

Исключение составляет только центральная полоса, которая имеет ширину $2\Delta x$. Если измерить ширину полосы, то можно определить ширину щели диафрагмы *a* (4.5).

Аналогичным образом можно определить диаметр проволоки или волоса, который освещается монохроматическим пучком света. Можно воспользоваться принципом сформулированным французским физиком Жаком Бабине. Этот принцип гласит, что дифракционная картина от непрозрачного тела идентична картине от отверстия того же размера и формы, за исключением общей интенсивности прямого луча. Например, картина дифракции от диафрагмы с отверстием диаметром d будет такой же как от диска того же диаметра, на который падает такой же луч. В соответствии с принципом Бабине, дифракция от проволоки диаметром d будет иметь такой же вид, как от щели в диафрагме такой же ширины. Только при этом на экране будет виден прямой луч от источника, помимо дифракционной картины. Все соотношения (4.2) – (4.5), полученные для диафрагмы, будут верны и для проволоки, только в этих формулах надо заменить ширину щели a на диаметр проволоки d.

Описание установки

Оборудование: гелий-неоновый лазер, линейка, экран, диафрагма со щелью, держатель с проволокой.

Схема установки показана на рис. 4.4. Излучение длиной волны 0,63 мкм от гелийнеонового лазера направить на изучаемый объект. На экране наблюдают дифракцию.



Рис. 4.4. Оптическая схема установки

Выполнение измерений

1. Записать все необходимые параметры установки.

2. Включить лазер. Внимание! Направлять на людей лазерный луч строго запрещается! По окончании измерений выключить лазер.

3. Установить диафрагму со щелью так, чтобы луч лазера попадал в неё. Экран установить по возможности дальше от объекта, чтобы картина дифракции была лучше видна. Ширину щели можно изменять с помощью регулировочного винта. Выбрать ширину самостоятельно.

4. На экран установить листок бумаги, лучше миллиметровой, и отметить на нём положение центра картины и положения минимумов интенсивности с обеих сторон от центра. На этом листке бумаги также записать *L* и тип объекта (щелевая диафрагма).

5. Повторить все измерения с проволокой, нитью или волосом.

Обработка результатов измерений

1. По полученным отметкам на листках определить координаты минимумов интенсивности x_1 ', x_2 ', x_3 ', ... с одной стороны от центра и x_1 ", x_2 ", x_3 ",... – с другой. Найти средние между ними значения x_1 , x_2 , x_3 , ...

2. Построить график зависимости координат минимумов x_m от номера m. Построить наилучшую прямую $x_m = k \cdot m$. Определить угловой коэффициент k. Он равен ширине дифракционной полосы Δx .

3. Из формулы (4.5) получить ширину щели. Оценить её погрешность.

4. Повторить обработку для определения диаметра проволоки.

5. Оценить число Френеля для обоих случаев. Сделать вывод.

Контрольные вопросы

1. В чём отличие дифракции Фраунгофера от других видов дифракции?

2. По какому критерию можно определить тип дифракции?

3. По какому признаку можно определить тип дифракции?

4. В чём состоит обратная задача дифракции?

5. Что такое принцип Бабине?

6. Как с помощью собирающей линзы можно наблюдать дифракцию Фраунгофера?

Лабораторная работа О-5 ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНА МАЛЮСА

Цель работы: ознакомиться с явлением поляризации света, методом получения поляризованного света с использованием дихроичных поляроидов. Проверка закона Малюса.

Описание метода исследования

Электромагнитные волны являются поперечными. Это означает, что векторы напряжённости электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей располагаются в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны, определяемому волновым вектором \vec{k} . Вектор \vec{E} , характеризующий электромагнитную волну, называется *световым вектором*. Кроме того, световой вектор перпендикулярен вектору напряжённости магнитного поля (рис. 5.1).



Рис. 5.1. Бегущая электромагнитная волна

Направление колебания светового вектора задают поляризацию излучения. Естественный свет, порождаемый различными осветителями или Солнцем, является неполяризованным. В этом случае колебания светового вектора \vec{E} происходят произвольно во всех направлениях в плоскости, перпендикулярной волновому вектору \vec{k} . Например, на рис. 5.1 эти колебания должны происходить в плоскости Oyz во всех возможных направлениях. Если колебания светового вектора происходят только в одном направлении, например, вдоль оси Oy, то такое излучение называется плоскополяризованным

или просто поляризованным. Электрические и магнитные поля подчиняются принципу суперпозиции. Это означает, что любую волну можно представить как суперпозицию независимых волн. Так, например, естественный свет можно представить как суперпозицию двух некогерентных волн одинаковой интенсивности, поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях.

Поляризовать волну можно различными методами. В данной работе предлагается для этой цели использовать дихроичные поляризаторы (поляроиды). Этот оптический элемент представляет собой стеклянную пластинку, на который нанесён слой, обладающий тем свойством, что он пропускает волну одной поляризации почти без потери интенсивности, но почти полностью поглощает волну, поляризованную в перпендикулярной плоскости. Таким образом, если естественный свет интенсивностью І падает на такой поляризатор, то на выходе волна будет поляризованной и будет иметь интенсивность приблизительно в 2 раза меньше, $I_0 = I/2$. Плоскость, вдоль которой будет поляризована волна после прохождения поляроида, называется его главной плоскостью. Если поляризованная волна падает на другой поляроид, интенсивность волны на выходе I_1 из него будет зависеть от угла ф между плоскостью поляризации волны и главной плоскостью поляроида. Для идеального поляроида, который полностью пропускает одну поляризацию и полностью задерживает другую, должен выполняться закон Малюса:

$$I_1 = I_0 \cos^2 \varphi. \tag{5.1}$$

Этот закон является следствием принципа суперпозиции для электрических и магнитных полей. Световой вектор падающей на поляроид волны \vec{E}_0 можно представить в виде суммы двух когерентных волн, колеблющихся синфазно: $\vec{E}_0 = \vec{E}_{\parallel} + \vec{E}_{\perp}$. Одна из них имеет поляризацию, совпадающую с главной плоскостью поляроида (\vec{E}_{\parallel}) , а другая – перпендикулярную к ней (\vec{E}_{\perp}) . Первая из них пройдёт через идеальный поляризатор, а вторая полностью поглотится в нём. На выходе из поляроида будет только одна волна, со световым вектором:

$$\left|\vec{E}_{\parallel}\right| = \left|\vec{E}_{0}\right| \cdot \cos \varphi \,. \tag{5.2}$$

Учитывая, что интенсивность излучения пропорциональна квадрату амплитуды светового вектора электромагнитной волны, из этого выражения получим (5.1).

Описание установки

Оборудование: источник света, два поляроида, фотодетектор соединённый с гальванометром.

Естественный (неполяризованный) свет исходит от источника И в виде узкого пучка (рис. 5.2). Он проходит через первый поляроид, который называется поляризатор П. Далее поляризованный луч проходит через другой поляроид – анализатор А. Прошедший через него свет улавливается фотодетектором Фд. Ток, который он вырабатывает пропорционален световому потоку, падающему на него. Это ток регистрируется с помощью гальванометра Г.



Рис. 5.2. Оптическая схема эксперимента

Выполнение измерений

1. Установить главные плоскости поляризатора П и анализатора А параллельно. Для этого по шкале поляризатора и анализатора установить 0°. Закрыть непрозрачным предметом, например, тетрадью, вход анализатора и убедиться, что гальванометр показывает 0. Если стрелка гальванометра отклонена от нуля, то регулятором на нём добиться, чтобы при отсутствии света на нём стрелка была точно на нуле.

2. Уберите непрозрачный предмет и измерьте ток фотодетектора Фд *I*₀. Он обусловлен попаданием неполяризованного света снаружи.

3. Включить блок писания источник света И. Луч света должен проходить через поляризатор и попадать на анализатор по нормали. Ручкой реостата на блоке питания установить ток в лампе источника света такой, чтобы гальванометр Γ не зашкаливал, но стрелка была вблизи максимального значения шкалы ($I_{max 1}$). 4. Поворачивая анализатор на угол φ от 0 до 90°, измерять ток фотодетектора $I\uparrow(\varphi)$. Шаг измерения 5°-10°. Повторите эти измерения при обратном проходе от 90° до 0 $I\downarrow(\varphi)$ при тех же значениях угла φ . Необходимо записывать все производимые измерения. Найдите средние значения и вычете из них фон I_0 . Полученное значение $I_1(\varphi) = (I\uparrow + I\downarrow)/2 - I_0$ пропорционально интенсивности поляризованного света, прошедшего через анализатор.

5. Повторить ещё не менее двух раз эти серии измерений, но при меньших интенсивностях $I_{max 2}$ и $I_{max 3}$. Получить $I_2(\phi)$ и $I_3(\phi)$. Допускается выполнение измерений бОльшего количества серий.

6. Выключить блок питания источника И. Оценить погрешности измерений.

Обработка результатов измерений

1. Для всех углов ф найти соѕ²ф.

2. Построить графики зависимости $I_1(\cos^2\varphi)$, $I_2(\cos^2\varphi)$, $I_3(\cos^2\varphi)$, ... на одном поле. Помните, что экспериментальные точки одной серии надо выделить одинаковыми символами и указать в пояснениях какими символами обозначаются точки 1-ой, 2-ой и 3-ей серии и т.д. Соединять точки ломанной линией не допускается! На каждой точке крестиком отметить погрешности измерений по вертикали и горизонтали.

3. Для каждой серии построить наилучшую прямую. Эти прямые можно строить, используя компьютерные программы, которые реализуют, например, аппроксимацию методом наименьших квадратов. Они не обязательно могут начинаться от начала координат (0, 0). Если прямая не пересекает начало координат, то это указывает, либо на значительную погрешность измерений, либо на то, что поляроиды не являются идеальными и частично

пропускают перпендикулярную поляризацию $\left(ec{E}_{\perp}
ight).$

4. Сделать вывод о выполнении закона Малюса.

Контрольные вопросы

1. Какой свет является естественным?

2. Какой свет является плоскополяризованным?

3. Какими способами можно получить поляризованный свет?

4. Если естественный свет пройдет через поляроид, то как изменится его интенсивность?

5. Сформулируйте закон Малюса.

Лабораторная работа О-6 ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТА БРЮСТЕРА

Цель работы: ознакомиться с явлением поляризации света, методом получения поляризованного света с использованием пластины Брюстера. Определение угла полной поляризации и показателя преломления пластины.

Описание метода исследования

Электромагнитные волны являются поперечными. Это означает, что векторы напряжённости электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей располагаются в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны, определяемому волновым вектором \vec{k} . Вектор \vec{E} , характеризующий электромагнитную волну, называется *световым вектором*. Кроме того, световой вектор перпендикулярен вектору напряжённости магнитного поля (рис. 6.1).



Рис. 5.1. Бегущая электромагнитная волна

Направление колебания светового вектора задают поляризацию излучения. Естественный свет, порождаемый различными осветителями или Солнцем, является неполяризованным. В этом случае колебания светового вектора \vec{E} происходят произвольно во всех направлениях в плоскости, перпендикулярной волновому вектору \vec{k} . Например, на рис. 5.1 эти колебания должны происходить в плоскости Оуг во всех возможных направлениях. Если колебания светового вектора происходят только в одном направлении, например, вдоль оси Оу, то такое излучение называется плоскополяризованным или просто поляризованным. Электрические и магнитные поля подчиняются принципу суперпозиции. Это означает, что любую волну можно представить как суперпозицию независимых волн. Так, например, естественный свет можно представить как суперпозицию двух некогерентных волн одинаковой интенсивности, поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях.

Поляризовать волну можно различными методами. В данной работе предлагается для этой цели использовать стеклянную пластинку. Если неполяризованный свет падает на границу раздела двух диэлектриков с показателями преломления n_1 и n_2 под определённым углом, то отражённый луч оказывается плоскополяризованным. Этот угол падения называется углом полной поляризации или углом Брюстера α_5 . Неполяризованную волну разложим на 2 волны – р-волну и s-волну. Первая из них поляризована в плоскости падения, а вторая – перпендикулярно к ней (рис. 6.2). отражается только s-волна, если угол падения равен углу Брюстера.



Рис. 6.2. Поляризация света при отражении

Угол Брюстера определяется тем, что луч отражённый и луч преломлённый должны быть под углом 90°. Отсюда, $\alpha_{\rm b} + \beta = 90^{\circ}$. Закон преломления света:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n_2}{n_1}.$$
(6.1)

Если угол падения $\alpha = \alpha_{\rm b}$, то $\beta = 90^{\circ} - \alpha_{\rm b}$. Тогда sin $\beta = \cos \alpha_{\rm b}$, и выражение (6.1) может быть записано следующим образом:

$$\operatorname{tg} \alpha_{\mathrm{E}} = \frac{n_2}{n_1}.$$
(6.2)

О. Френель вывел формулы для коэффициентов отражения p- и s-волны от границ раздела двух сред (рис. 6.3):

$$R_{p} = \frac{I_{p1}}{I_{p0}} = \frac{\operatorname{tg}^{2}(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}^{2}(\alpha + \beta)}, \qquad R_{s} = \frac{I_{s1}}{I_{s0}} = \frac{\sin^{2}(\alpha - \beta)}{\sin^{2}(\alpha + \beta)}. \tag{6.3}$$



Если на пути отражённой волны поставить идеальный поляризатор, то в зависимости ориентации его главной плоскости, вдоль которой будет поляризована волна после его прохождения, интенсивность волны будет различной. Например, если падающий свет естественный, то в его составе имеется, как р-, так и s-волна, причём одинаковых интенсивностей ($I_{p0} = I_{s0} = I_0/2$).

Отражённая р-волна будет слабее s-волны, т.к. $R_p < R_s$. Такая волна будет частично поляризованной. Степенью поляризации волны называется безразмерный параметр P:

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}},$$
(6.4)

где I_{max} , I_{min} – максимальная и минимальная интенсивности излучений, пропущенных через идеальный поляризатор. В данном случае, $I_{\text{max}} = I_{s1}$, а $I_{\text{min}} = I_{p1}$. При условии, что угол падения луча равен углу Брюстера, $I_{\text{min}} = 0$. Тогда степень поляризации P = 1. Это означает, что волна является поляризованной.

Описание установки

Оборудование: источник света, стеклянная пластина, поляроид, фотодетектор соединённый с гальванометром.

Естественный (неполяризованный) свет исходит от источника И в виде узкого пучка (рис. 6.4). Он падает под определённым углом α на стеклянную пластину Пл. Далее отражённый луч проходит через поляроид П и попадает на фотодетектор Фд, соединённый с гальванометром Г для измерения тока.



Рис. 6.4. Оптическая схема эксперимента

Выполнение измерений

1. Закрыть непрозрачным предметом, например, тетрадью, вход поляроида и убедиться, что гальванометр показывает 0. Если стрелка гальванометра отклонена от нуля, то регулятором на нём добиться, чтобы при отсутствии света на нём стрелка была точно на нуле. 2. Уберите непрозрачный предмет и измерьте ток фотодетектора Фд *I*₀. Он обусловлен попаданием неполяризованного света снаружи.

3. Включить блок питания и подать максимальный ток на лампу источника. Луч направить вдоль оптической оси и направить его на стеклянную пластину. Установить угол падения минимально возможный. Отражённый луч должен попадать на поляроид, который необходимо установить на $\varphi = 90^{\circ}$ (р-волна). Проверьте, чтобы гальванометр Г не зашкаливал при разных углах падения. В противном случае, ток в лампе надо уменьшить.

4. Провести измерения I_p тока гальванометра Г в зависимости от угла падения α на пластину. Рекомендуется сделать шаг 5°, но в диапазоне от 55° до 60° (вблизи угла Брюстера) шаг сделать 1°.

5. Установить главную плоскость поляроида на $\varphi = 0^{\circ}$ (s-волна). Повторить измерения I_s тока гальванометра для тех же самых углов падения.

6. Выключить блок питания источника И. Оценить погрешности измерений.

Обработка результатов измерений

1. Для всех углов падения α определить $I_{\text{max}} = I_s - I_0$ и $I_{\text{min}} = I_p - I_0$.

2. Построить графики зависимости $I_{max}(\alpha)$ и $I_{min}(\alpha)$ на одном поле. Помните, что экспериментальные точки одной серии надо выделить одинаковыми символами и указать в пояснениях какими символами обозначаются точки 1-го и 2-го графиков. Соединять точки ломанной линией не допускается! Можно провести плавные кривые, не соединяя сами точки, как на рис. 6.3.

3. Рассчитать степень поляризации для этих углов по формуле (6.4), и построить график $P(\alpha)$.

4. Определить угол Брюстера $\alpha_{\rm b}$ по этим графикам и найти показатель преломления стекла *n*, используя формулу (6.2).

5. Сделать вывод.

Контрольные вопросы

1. В чём заключается эффект Брюстера?

2. Что такое угол полной поляризации?

3. Какими способами можно получить поляризованный свет?

4. Как определяется степень поляризации излучения?

5. На стеклянную пластину падает естественный свет. Какой угол между отражённым и преломлённым лучом, если отражённый свет поляризован?

Лабораторная работа О-7 ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы: изучение особенностей непрерывного спектра лампы накаливания методом оптической спектрометрии и определение цветовой температуры нити накаливания.

Описание метода исследования

Любое тело испускает тепловое излучение – равновесное электромагнитное излучение, зависящее от его температуры и свойства поверхности. Абсолютно чёрное тело (АЧТ) поглощает всё электромагнитное излучение, падающее на его поверхность. Примером такого АЧТ является, например, чёрный бархат. Для таких тел выполняется ряд законов, открытых в 19 веке:

1. Закон Стефана-Больцмана. Энергетическая светимость (энергия теплового излучения, испускаемая с 1 м² в 1 с) АЧТ пропорциональна абсолютной температуре тела в 4-ой степени:

$$M_e^0 = \sigma T^4, \qquad (7.1)$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Bt/}(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$ – постоянная Стефана-Больцмана.

 Закон смещения Вина. Произведение абсолютной температуры АЧТ и длины волны излучения, на которую приходится максимум его испускательной способности (спектральной плотности энергетической светимости), есть величина постоянная:

$$T \cdot \lambda_{\max} = b, \qquad (7.2)$$

где $b = 2,9 \cdot 10^{-3}$ м · К – постоянная Вина.

3. Второй закон Вина. Максимальная испускательная способность АЧТ пропорциональна абсолютной температуре в 5-ой степени.

$$M_{e\lambda\max}^0 = cT^5, (7.3)$$

где $c = 1, 3 \cdot 10^{-5} \text{ BT/} (\text{м}^3 \cdot \text{K}^5) - \text{вторая постоянная Вина.}$

4. Закон Кирхгофа. Отношение испускательной способности тела к его поглощательной способности зависит от длины волны и температуры этого тела, но не от его природы:

$$\frac{M_{e\lambda}}{a_{\lambda}} = f\left(\lambda, T\right), \tag{7.4}$$

где $f(\lambda, T)$ – функция Кирхгофа.

Таким образом, серое тело испускает меньше энергии теплового излучения, чем чёрное 1 единицы площади поверхности за 1 с. В данной работе в качестве источника теплового излучения используется нить накаливания лампы. Строго говоря, она не является абсолютно чёрной. Однако, законы теплового излучения (7.1) – (7.3) к ней приближённо могут быть применены.

Квантовую теорию теплового излучения построил М. Планк. Она основана на двух постулатах:

1. При тепловом излучении энергия испускается и поглощается не непрерывно, а отдельными квантами (порциями).

2. Энергия квантов пропорциональна частоте излучения: $W = hv = hc/\lambda$. Основываясь на этих постулатах, М. Планк доказал, что испускательная способность (спектр) АЧТ должна описываться формулой:

$$M_{e\lambda}^{0} = \frac{2\pi c}{\lambda^{4}} \cdot \frac{hc/\lambda}{\exp(hc/\lambda kT) - 1},$$
(7.5)

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света, $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж с – постоянная Планка. Из формулы Планка следуют законы теплового излучения (7.1) – (7.3). Спектр излучения АЧТ, рассчитанный по формуле Планка, хорошо совпадает с экспериментально полученным (рис. 7.1).



Рис. 7.1. Спектр излучения АЧТ при различных температурах

Описание установки

Оборудование: спектрометр, лампа накаливания, регулируемый источник питания с вольтметром, регистратор излучения, включающий в себя фотодиод и микроамперметр.

Изображение установки показано на рис. 7.2. Излучение лампы накаливания (1) можно регулировать, изменяя напряжение на ней (2), которое измеряется с помощью вольтметра (3). Это излучение попадает в спектрометр, где оно разлагается в спектр. Отдельные части спектра поворотом ручки (4) поочередно выводятся на узкую щель, за которой расположен фотодиод (5). Длина волны подаваемой на щель части спектра указана на шкале прибора (6). Ток фотодиода регистрируется с помощью микроамперметра (7).



Рис. 7.2. Спектрометр

Фотодиод, использованный для регистрации излучений, имеет различную спектральную чувствительность. Если чувствительность фотодиода для излучения длины волны 600 нм принять за единицу ($\eta = 1$), то на длине волны 1400 нм $\eta = 3$. Это означает, что при одинаковом потоке излучения, падающем на фотодиод, он будет вырабатывать ток при 1400 нм в 3 раза больше, чем при 600 нм. Это необходимо учитывать при исследовании спектра. Коэффициент спектральной чувствительности используемого фотодиода можно приблизительно аппроксимировать линейной функцией в исследуемом диапазоне длин волн:

$$\eta = 1 + 2,5 \cdot 10^{-3} \cdot (\lambda - 600). \tag{7.6}$$

Таким образом, чтобы определить спектральную плотность потока излучения в условных единицах, необходимо показания амперметра *I* поделить на коэффициент чувствительности η:

$$\Phi_{e\lambda} \sim \frac{I}{\eta}.$$
 (7.7)

Выполнение измерений

1. Включить питание лампы накаливания и оценить длину волны, на которой фиксируется максимальный ток фотодиода. Установить такое напряжение на лампе U_1 , чтобы показания амперметра I были близки к максимальному, но не зашкаливания прибора быть не должно.

2. Провести измерения спектра при неизменном накале лампы. Диапазон длин волн, в пределах которого будут производиться измерения, и шаг измерений выбрать самостоятельно. Рекомендуется провести более точные измерения спектра в области максимума. Это необходимо сделать для определения цветовой температуры нити по формуле (7.2).

3. Повторить измерения спектра при меньших напряжениях на лампе U_2 и U_3 .

Обработка результатов измерений

1. Рассчитать спектральную плотность потока излучения $\Phi_{e\lambda}$ (7.7) для всех спектров, измеренных при разных напряжениях.

2. Построить графики $\Phi_{e\lambda}$.

3. Определить максимумы этих функций λ_{max} , по которым оценить цветовые температуры нити накаливания при разных напряжениях на лампе

$$(7.2): T_{\rm IIB} = \frac{b}{\lambda_{\rm max}}$$

4. Оценить погрешности измерения цветовой температуры.

5. Сделать вывод.

Контрольные вопросы

1. Какое тело называется абсолютно чёрным?

2. Как формулируется закон Стефана-Больцмана для АЧТ?

3. Как изменяется с ростом температуры длина волны, на которую приходится максимум излучения АЧТ?

4. Сформулируйте закон смещения Вина для АЧТ.

5. Что называется спектральной плотностью энергетической светимости тела?

6. Как зависит от температуры величина максимума спектральной плотности энергетической светимости АЧТ?

Лабораторная работа О-8 ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНА СТЕФАНА-БОЛЬЦМАНА С ПОМОЩЬЮ ПИРОМЕТРА

Цель работы: исследовать закон Стефана-Больцмана, изучить принцип работы пирометра с «исчезающей нитью», определить яркостную температуру нити накаливания лампы.

Описание метода исследования

Основные законы теплового излучения описаны в лабораторной работе О-7. Закон Стефана-Больцмана утверждает, что энергетическая светимость абсолютно чётного тела (АЧТ) пропорциональна абсолютной температуре в 4-ой степени. АЧТ поглощает всю энергию электромагнитного излучения, падающего на него. Величина, равная отношению потока поглощённого Ф_{погл} к потоку падающему Ф_{пад}, называется коэффициентом поглощения:

$$A = \frac{\Phi_{\text{погл}}}{\Phi_{\text{пад}}}.$$
(8.1)

Для АЧТ A = 1. Если тело не является абсолютно чёрным, то коэффициент поглощения электромагнитного излучения будет меньше 1. В общем случае, нельзя использовать закон Стефана-Больцмана (7.1) для тела, которое не является абсолютно чёрным. Однако, для, так называемых, серых тел, т.е. тел, которые поглощают одну и ту же долю падающего излучения вне зависимости от спектра, закон Стефана-Больцмана может быть скорректирован путём введения коэффициента поглощения:

$$M_e = A \cdot \sigma T^4 \,. \tag{8.2}$$

В этом проявляется закон Кирхгофа, согласно которому, чем больше тело поглощает энергии излучения, тем больше оно излучает. M_e – поток излучения с единицы площади поверхности (энергетическая светимость). Поток излучения Φ_e – энергия, которую излучает вся поверхность тела площадью *S* за 1 с. Отсюда,

$$\Phi_e = A \cdot \sigma T^4 \cdot S \,. \tag{8.3}$$

В качестве источника теплового излучения используется вольфрамовая нить накаливания лампы. Её можно считать серым телом с коэффициентом поглощения A = 0,90-0,95. На лампу подаётся ток от регулируемого источника. Напряжение на лампе U, сила тока – I. Тогда, потребляемая мощность этой лампой $P = U \cdot I$. Часть этой мощности η преобразуется в поток электромагнитного излучения:

$$\Phi_e = \eta \cdot P \,. \tag{8.4}$$

Отсюда,

$$P = \frac{A\sigma S}{\eta} \cdot T^4 = k \cdot T^4 \,. \tag{8.5}$$

Степенную зависимость удобнее исследовать в логарифмическом масштабе:

$$\ln P = C \cdot \ln T + B, \qquad (8.6)$$

где $B = \ln k$ – константа установки. Множитель C = 4 в формуле (8.6) является следствием закона Стефана-Больцмана. Этот множитель необходимо определить экспериментально в данной работе. Абсолютная температура *T* может быть определена с помощью пирометра. Этот прибор определяет не абсолютную температуру, а яркостную $T_{\rm s}$, которая равна термодинамической только для АЧТ. Если пренебречь этим обстоятельством, учитывая то, что коэффициент поглощения вольфрама *A* близок к 1, то приближённо в данном случае можно считать $T \approx T_{\rm s}$.

Описание установки

Оборудование: лампа накаливания, регулируемый блок питания лампы с вольтметром и амперметром, пирометр ОППИР-017 или ОППИР-09 (рис. 8.1).

ОППИР-017 (-09) — ручной переносной оптический пирометр. Прибор основан на использовании оптических методов измерения температуры тел по их излучению и применяется для измерения температуры выше 800 °С. Пирометр (рис. 8.2) представляет собой оптический прибор (телескоп), который содержит внутри эталонную лампу (1), находящуюся в фокальной плоскости объектива (2). На эталонную лампа (1) подаётся ток от внутреннего источника. Этот ток можно регулировать с помощью реостата (3). Излучение от внешнего источника проходит через окуляр (4), красный светофильтр (5) и диафрагму (6). Кроме того, входящее излучение можно пропускать через



Рис. 8.1. Внешний вид пирометра ОППИР-017

нейтральный светофильтр (7) для ослабления его при высокой яркости исследуемого объекта. Шкала амперметра (8), измеряющего ток эталонной лампы, проградуирована в градусах Цельсия. Чем выше ток на эталонную лампу, тем она ярче светится. Настроить пирометр необходимо так, чтобы нить эталонного источника находилась на фоне внешнего. Красный светофильтр (5) должен быть опущен. Яркость внешнего источника может быть выше яркости эталонной нити, тогда она кажется тёмной на фоне внешней, или наоборот. Чтобы выровнять яркости, нужно ручкой реостата (3) изменить ток эталонной нити. Если яркости обоих объектов совпадают, то они визуально сливаются вместе – эффект исчезающей нити. В этом случае, шкала (8), проградуированная в градусах, показывает яркостную температуру в градусах Цельсия $t_я$.



Рис. 8.2. Устройство пирометра

Рис. 8.3. Совмещение нити эталонной лампы и изображения внешнего источника ОППИР-017 (-09) имеет два предела измерения: 800–1400 °С и 1200–2000 °С. Нейтральный светофильтр (7) необходимо вводить в луч в том случае, когда яркость объекта слишком велика. Шкала прибора – двойная. Одна часть используется для измерения без светофильтра (800–1400 °С), а другая – для более высоких температур (1200–2000 °С) – со светофильтром. Ввести светофильтр (7) можно с помощью винта, расположенным над ним. На винте имеется метка. Если она указывает на число «20», то светофильтр введён в луч.

Выполнение измерений

1. Включить питание оборудования. Установить ток на лампе такой, чтобы её нить слабо светилась.

2. Настроить пирометр так, чтобы обе нити – внешняя и внутренняя – были чётко видны и перекрывались. Чтобы внешняя нить была видна чётко, необходимо настроить объектив пирометра. Чтобы внутренняя нить была чётко видна, необходимо настроить окуляр.

3. Произвести измерения яркостной температуры нити лампы при различных её накалах. Измерить соответствующие токи и напряжения на лампе. Выполнить не менее 5 – 6 измерений. Выключить установку.

4. Записать в отчёт все характеристики приборов, необходимые для оценки погрешностей.

Обработка результатов измерений

1. Для каждого измерения определить абсолютную яркостную температуру T_{s} и мощность лампы P.

2. Рассчитать логарифмы этих величин и построить график $\ln P = f(\ln T)$

3. Провести наилучшую прямую по экспериментальным точкам и определить угловой коэффициент этой прямой *С*_{эксп}.

4. Сравнить $C_{3\kappa cn}$ с теоретическим значением $C_{\text{теор}} = 4$.

5. Сделать вывод.

Контрольные вопросы

1. По какой характеристике теплового излучения реального тела можно измерить его температуру оптическим пирометром с «исчезающей нитью»?

2. Какую температуру измеряет оптический пирометр?

3. Какой закон теплового излучения объясняет, почему температура, измеряемая пирометром, всегда ниже истинной температуры реального тела?

Лабораторная работа О-9 ИЗУЧЕНИЕ ВНЕШЕГО ФОТОЭФФЕКТА

Цель работы: изучить законы внешнего фотоэффекта, оценить постоянную Планка, определить красную границу фотоэффекта и работу выхода электронов.

Описание метода исследования

Внешний фотоэффект – это явление испускания электронов веществом под воздействием света. Это явление было открыто Г. Герцем, А.Г. Столетовым. Ф. Ленард создал установку – первый вакуумный фотоэлемент (рис. 9.1), на котором исследовал это явление.



Рис. 9.1. Эксперимент по изучению фотоэффекта

В результате этого эксперимента была построена вольтамперная характеристика (ВАХ) вакуумного фотоэлемента (рис. 9.2). При повышении напряжения между электродами фототок растёт и достигает насыщения *I*_{нас}.

Законы фотоэффекта:

1. Ток насыщения $I_{\text{нас}}$ пропорционален падающему потоку излучения Φ_e и не зависит от длины волны λ . Это объясняется тем, что выбитые электроны создают фототок. Чем больше поток излучения падает на фотокатод, тем больший формируется фототок. Этот закон открыл Столетов.

2. Существует задерживающее напряжение U_3 , при котором фототок между электродами исчезает. Если приложить отрицательное напряжение к фотоэлементу, то фототок резко уменьшится, а при определённом значении напряжения вообще прекратится. Выбитые электроны задерживаются внешним электрическим полем между катодом и анодом. Это указывает на то, что существует максимальная скорость выбитых электронов, удовлетворяющая условию:

$$\frac{mV_{\rm max}^2}{2} = U_3 e, \qquad (9.1)$$

где *е* и *m* – заряд и масса электрона.



Рис. 9.2. Вольтамперная характеристика вакуумного фотоэлемента

3. Задерживающее напряжение U_3 не зависит от потока излучения Φ_e , а определяется только длиной волны λ и свойствами фотокатода (рис. 9.3). Согласно классическим представлениям, задерживающее напряжение должно зависеть от потока падающего на фотокатод излучения. Чем больше световой поток, тем больше задерживающее напряжение. Этого не обнаружено.

4. Существует красная граница фотоэффекта – максимальная длина волны $\lambda_{\kappa p}$ (минимальная частота $v_{\kappa p}$), при которой возможен фотоэффект. Согласно классическим представлениям, никакой красной границы фотоэффекта быть не должно.



Рис. 9.3. Зависимость задерживающего напряжения от частоты излучения

Законы фотоэффекта объяснил А. Эйнштейн в 1905 г. Он построил квантовую теорию фотоэффекта, основанную на двух постулатах:

1. Излучение состоит из порций энергии – квантов электромагнитного поля (фотонов);

2. Энергия квантов пропорциональна частоте: $E_{\phi} = hv = \hbar\omega = hc/\lambda$.

Эти кванты поглощаются одномоментно электронами вещества, и если их энергии достаточно для преодоления притяжения, то электрон может эмитировать из него. Максимально возможная скорость фотоэлектронов определяется выражением:

$$h\nu = \frac{mV_{\text{max}}^2}{2} + A, \qquad (9.2)$$

где *А* – работа выхода электронов из вещества – минимальная энергия электрона, необходимая для преодоления притяжения вещества. Тогда, красная граница фотоэффекта определяется выражением:

$$hv_{\rm kp} = A \ . \tag{9.3}$$

Исследуя связь задерживающего напряжения и частоты падающего излучения, можно определить постоянную Планка ($h = 6,627 \cdot 10^{-34}$ Дж·с):

$$hv = U_3 e + A_{\perp} \tag{9.4}$$

Описание установки

Оборудование: модульный учебный комплекс МУК-ОК в составе исследовательского стенда СЗ-ОК01, блока питания ИПС, блока амперметра – вольтметра AB1 и соединительных проводов.

В качестве источников света в лабораторной установке используется набор из восьми светодиодов, излучающих в различных узких диапазонах длин волн. Эти диапазоны лежат в видимой и инфракрасной частях спектра и указаны на панели стенда. В качестве фотоэмиттера используется катод фотоэлемента, изготовленный из полупроводникового вещества. Электроны, выбитые светом из катода, собираются анодом.

На рис. 9.4. представлена электрическая схема. В качестве источника ЭДС используется генератор регулируемого постоянного напряжения блока ИПС1, работающий в диапазоне 0÷20 В. Обратите внимание на правильность подключение полярности амперметра. Такое включение обеспечивает подавление сетевых наводок в измерительной цепи. При этом на индикаторе амперметра высвечивается сила тока со знаком «–», который не нужно учитывать.



Рис. 9.4. Электрическая схема подключения вакуумного фотоэлемента

На рис. 9.5 показаны панели управления блоков и способ из соединения.

Катод и анод фотоэлемента выполнены из разных материалов, и при протекании тока между ними возникает контактная разность потенциалов U_{κ} , которая добавляется к внешнему напряжению. Поэтому задерживающее напряжение не будет точно связано с максимальной кинетической энергией фотоэлектронов (9.1), в ней появится поправка:

$$\frac{mV_{\rm max}^2}{2} = (U_3 + U_{\rm K})e, \qquad (9.6)$$



Рис. 9.5. Схема подключения приборов

- 1 табло относительной интенсивности излучения;
- 2 индикатор номера светодиода;
- 3 регулятор напряжения 20 В;
- 4 выходные гнезда генератора напряжения 20 В
- 5 регулятор относительной интенсивности излучения;
- 6 переключатель фотодиодов;
- 7 кнопка «сеть»;
- 8-табло значения тока;
- 9 индикатор выбранного предела измерений амперметра;
- 10 кнопка переключения пределов измерений амперметра;
- 11 табло значений напряжения;
- 12 индикатор выбранного предела измерений вольтметра;
- 13 кнопка переключения пределов измерений вольтметра;
- 14 входные гнезда амперметра;
- 15 кнопка переключения мА/мкА;
- 16 входные гнезда вольтметра.

Выполнение измерений

Задание 1. Снятие вольтамперной характеристики.

1.1. Собрать установку по схеме. Включить оба блока кнопками 7 «сеть».

1.2. Переключателем 6 установить на блоке ИПС1 излучатель с $\lambda = 430$ нм. При этом в окошечке 2 будет гореть цифра «0».

1.3. Ручкою 5 «установка I_0 » выставить на табло 1 этого блока отношение $I/I_0 = 1,000 \pm 0,05$.

1.4. На блоке AB1 установить пределы измерения постоянного тока 20 мкА и постоянного напряжения 20 В.

1.5. На генераторе напряжений рукояткой 3 устанавливать напряжения и измерять токи. Результаты измерений токов занести в таблицу. Знак «–» для токов не учитывать (при такой полярности меньше колебания в сети и стабильнее показания).

1.6. Поменять полярность на генераторе напряжений (4). При этом вольтметр будет показывать отрицательные значения напряжения. Провести измерения при 2-3 значениях напряжения, не превышающего 1 В. Определить задерживающее напряжение при данной длине волны.

1.7. Перейти на другие излучатели (выбрать самостоятельно ещё 3 различных излучателя) и снять вольтамперные характеристики (см. п/п 1.5 и 1.6).

Задание 2. Снятие световой характеристики

2.1. Включить оба блока кнопками 7 «сеть». На генераторе напряжений рукояткой 3 установить на табло 11 вольтметра 15 В (предел измерений должен быть 20 В, постоянное напряжение).

2.2. Включить переключателем 6 тот же излучатель, который был установлен в п. 1.2.

2.3. На амперметре переключателем 10 выставить предел измерений 20 мкА, постоянный ток.

2.4. Рукояткой 5 «Установка I_0 » выставлять на табло 1 блока ИПС1 значения I/I_0 в диапазоне от 0 до максимального значения и измерить соответствующие значения тока насыщения, которые покажет при этом табло 8 амперметра (знак «–» не учитывать).

2.5. Повторить измерения световых характеристик для тех же излучателей, которые были использованы в задании 1. Задание 3. Снятие спектральной характеристики фотоэлемента.

3.1. Включить оба блока кнопками 7 «сеть». На генераторе напряжений (блок ИПС1) рукояткой 3 установить на табло 11 вольтметра напряжение 15 В (предел измерений прибора должен быть 20 В, постоянное напряжение).

3.2. Рукояткой 5 «Установка I_0 » на блоке ИПС1 установить значение, которое будет оставаться постоянным в этом задании.

3.3. Выставить на амперметре предел измерений 20 мкА, постоянный ток (горит нижняя сигнальная лампочка 9).

3.4. Последовательно включить в сеть восемь излучателей с помощью переключателя 6 и зафиксировать показания тока (знак «–» не учитывать).

3.5. Выключить установку.

Обработка результатов измерений

1. Построить графики всех измеренных ВАХ фотоэлемента, желательно на одном поле.

2. Построить световые характеристики фотоэлемента, также желательно на одном поле.

3. Построить зависимость задерживающего напряжения от частоты излучателя $U_3(v)$. Провести линейную аппроксимацию по построенным точкам. Определить угловой коэффициент аппроксимирующей прямой. Согласно формуле (9.4), угловой коэффициент равен h/e, и он не зависит от контактной разности потенциалов между катодом и анодом U_{κ} . Отсюда оценить постоянную Планка h. Сравнить с табличным значением.

4. Построить спектральную характеристику фотоэлемента. Она определяется как отношение фототока к потоку излучения, падающего на фотокатод. Отсюда оценить красную границу фотоэффекта и работу выхода (9.3).

5. Сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. Какое явление называется внешним фотоэффектом?

2. От чего зависит сила фототока?

3. Дайте определение красной границы фотоэффекта?

4. Как экспериментально определить «красную границу фотоэффекта»?

5. От чего зависит работа выхода электрона из вещества?

6. Как экспериментально определить работу выхода электрона?

Лабораторная работа О-10 ИЗУЧЕНИЕ ВНУТРЕННЕГО ФОТОЭФФЕКТА

Цель работы: ознакомиться закономерностями внутреннего фотоэффекта в полупроводниковом фотодиоде и полупроводниковом фоторезисторе.

Описание метода исследования

При воздействии излучения на вещества, в некоторых случаях возникают электрические явления, такие как изменение проводимости или возникновение ЭДС, при этом сами заряды из вещества не эмитирует. Эта группа явлений вызвана внутренним фотоэффектом. Он нашёл широкое применение в фотоэлектронике – разделе электроники, основным содержанием которого является преобразование световых сигналов в электрические и наоборот. Основными полупроводниковыми устройствами фотоэлектроники являются фоторезисторы, фотодиоды, светодиоды. Внутренний фотоэффект является квантовым и может быть объяснён с точки зрения зонной теории твёрдого кристаллического вещества, которая описывает состояния электронов в нём. Согласно этой теории, состояния электронов могут быть связанными (локализованными) и свободными (делокализованными). Первые из них находятся в валентной зоне, а вторые – в зоне проводимости. Для того, чтобы вещество обладало электрической проводимостью, необходимо наличие зарядов в зоне проводимости или/и вакансий в валентной зоне



Рис. 10.1. Зонная структура кристалла

(«дырки»). Эти две зоны разделены запрещённой зоной (зоной запрещённых энергий) шириной *E*_g. В полупроводниках она составляет от 0,2 до 3-4 эВ. Внутренний фотоэффект обусловлен межзонными переходами электронов под воздействием фотонов (рис. 10.1). Поэтому он, также, как и внешний фотоэффект, является пороговым по длине волны падающего излучения, т.е. существует красная граница фотоэффекта, которая для большинства полупроводником лежит в инфракрасной области спектра. Если излучение имеет энергию квантов больше, чем ширина запрещённой зоны, то в зоне проводимости увеличивается количество электронов, а в валентной зоне – количества «дырок», которые также, как и электроны участвуют в проводимости вещества. Согласно теории электропроводности, удельная проводимость σ зависит от концентрации свободных зарядов и их подвижности:

$$\sigma = q_e n_e b_e + q_h n_h b_h, \qquad (10.1)$$

где q_e , q_h – эффективный заряд электронов ("e" – electron) и «дырок» ("h" – hole), зависящий от их взаимодействия с кристаллическим полем, n_e , n_h – концентрация зарядов, b_e , b_h – их подвижность (средняя скорость дрейфа при напряжённости поля 1 В/м). Удельная проводимость и удельное сопротивление вещества связаны соотношением $\sigma = 1/\rho$, также как связаны проводимость и сопротивление G = 1/R. Единицей измерения проводимости является сименс (См), 1 См = 1 Ом⁻¹. Следовательно, при облучении электромагнитным излучением вещества, может возрасти его проводимость вследствие внутреннего фотоэффекта.

После прекращения действия излучения происходит рекомбинация электронов и «дырок» за время 0,1 – 10 мкс. Проводимость вещества падает и возвращается к «темновому» значению. Фоторезистор – полупроводник без *p-n* перехода. Он обозначается на схемах как показано на рис. 10.2.

Фотодиод – полупроводник с *p-n* переходом, который под воздействием излучения вырабатывает фото-ЭДС (рис. 10.3). Если замкнуть его контакты, то по цепи потечёт электрический ток. Основную роль в процессах, происходящих в фотодиоде, также играет внутренний фотоэффект. В нём имеются полупроводники разного типа проводимости, сваренные вместе. В полупроводнике *n*-типа основными носителями тока являются электроны, а в полупроводнике *p*-типа – «дырки». Под воздействием излучения, падающего в область контакта между полупроводниками *p*- и *n*-типом проводимости (*p-n* переход), образуются дополнительные свободные заряды благодаря межзонным переходам электронов. Эти заряды дрейфуют через область *p-n* перехода под воздействием электрического поля, образующегося в области контакта из-за различной концентрации электронов и «дырок». Так возникает фото-ЭДС.



Рис. 10.2. Фоторезистор



Рис. 10.3. Фотодиод

Описание установки

Оборудование: лабораторный комплекс МУК-ОК с источником питания, мультиметр.

Для исследования внутреннего фотоэффекта в модульном комплексе МУК-ОК имеются встроенные полупроводниковые элементы: фотодиод и фоторезистор, совмещённые со светодиодными источниками монохроматического излучения (8 длин волн). При воздействии излучения на фоторезистор, у него изменяется сопротивление, которое определяется с помощью мультиметра в режиме омметра. При воздействии излучения на фотодиод, включённом в вентильном режиме, т.е. без подключения внешнего источника тока, он вырабатывает фототок, который также фиксируется мультиметром в соответствующем режиме измерения.

Выполнение измерений

Задание 1. Изучение внутреннего фотоэффекта в фоторезисторе.

1.1. Подключить мультиметр в соответствующие гнёзда фоторезистора, и настроить его на режим омметра. Диапазон измерений выбрать самостоятельно.

1.2. Измерение световой характеристики фоторезистора. Включить мультиметр и питание установки. Выбрать излучение одной длины волны переключателем. Провести измерение зависимости сопротивления от интенсивности излучение. Варьировать интенсивность от нуля до максимального значения.

1.3. Провести измерения по п. 1.2 для других двух-трёх длин волн.

1.4. Измерение спектральной характеристики фоторезистора. Установить интенсивность ~ 1,00. Переключая излучения от λ_0 до λ_7 , измерить сопротивление фоторезистора. Интенсивность при этом не должна меняться. Необходимо всякий раз при переключении длин волн настраивать диапазон измерения сопротивления.

Задание 2. Изучение внутреннего фотоэффекта фотодиода.

2.1. Подключить мультиметр в соответствующие гнёзда фотодиода, и настроить его на режим микроамперметра.

2.2. Измерение световой характеристики фотодиода. Включить мультиметр и питание установки. Выбрать излучение одной длины волны переключателем. Провести измерение зависимости фототока от интенсивности излучение. Варьировать интенсивность от нуля до максимального значения.

2.3. Провести измерения по п. 2.2 для других двух-трёх длин волн.

2.4. Измерение спектральной характеристики фотодиода. Установить интенсивность ~ 1,00. Переключая излучения от λ_0 до λ_7 , измерить фототок. Интенсивность при этом не должна меняться.

Обработка результатов измерений

1. Определить проводимость фоторезистора при различных длинах волн и интенсивностях.

2. Построить графики зависимости проводимости фоторезистора от интенсивности для различных длин волн – световые характеристики фоторезистора.

3. Построить спектральную характеристику фоторезистора. Оценить красную границу внутреннего фотоэффекта и ширину запрещённой зоны полупроводника.

4. Построить графики зависимости тока фотодиода от интенсивности излучения для разных длин волн – световые характеристики фотодиода.

5. Построить спектральную характеристику фотодиода. Оценить красную границу внутреннего фотоэффекта и ширину запрещённой зоны полупроводника.

6. Сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. Что называется внутренним фотоэффектом и чем отличается от внешнего фотоэффекта?

2. Что такое зона проводимости, валентная зона и запрещённая зона в кристалле?

3. Как связана красная граница внутреннего фотоэффекта с шириной запрещённой зоны?

4. Что означает вентильный режим подключения фотодиода?

5. Какая характеристика фоторезистора изменяется при воздействии на него излучения?

6. В чём проявляется внутренний фотоэффект при освещении фотодиода?

7. Что такое спектральная характеристика фотоэлемента?