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

535(07)
Ш957

А.А. Шульгинов, К.Н. Белов

ОБЩАЯ ФИЗИКА: ОПТИКА

Учебное пособие
по выполнению лабораторных работ
для студентов технических направлений

Челябинск 2026

УДК 535(075.8) + 539.1(075.8)
Ш957

Одобрено
учебно-методической комиссией
Института естественных и точных наук

Рецензенты: к.ф.-м.н. Красников В.С., к.т.н. Маркина Н.В.

Шульгинов, А.А.

Ш957 Общая физика: оптика. Учебное пособие по выполнению лабораторных работ для студентов технических направлений / А.А. Шульгинов, К.Н. Белов. – Челябинск: Издательский центр ЮУрГУ, 2026. – 80 с.

Учебное пособие написано в соответствии с рабочей программой по дисциплине «Физика» для студентов, обучающихся на технических, а также на естественнонаучных направлениях. Оно предназначено для подготовки к выполнению, проведения лабораторных работ и обработки результатов физических экспериментов по оптике и ядерной физике. Пособие содержит описание тринадцати лабораторных работ. В каждой работе приводятся сведения по теории, необходимые для проведения экспериментальных исследований.

Учебное пособие подготовлено в соответствии с программой повышения качества преподавания фундаментальных дисциплин.

УДК 535(075.8) + 539.1(075.8)

© Издательский центр ЮУрГУ, 2026

ПРАВИЛА ТЕХНИКИ БЕЗОПАСНОСТИ И ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

1. Нельзя находиться в лаборатории в верхней одежде (пальто, куртки). Запрещается принимать пищу в лаборатории, ставить на лабораторные столы сумки, рюкзаки и другие крупные вещи.

2. Прежде чем пользоваться оптическим прибором, изучите по методическим указаниям его устройство и правила пользования им. Без предварительной подготовки, включающей в себя ознакомление с описанием лабораторной работы, студент к её выполнению не допускается. Рекомендуется также изучить соответствующие темы для более глубокого понимания цели экспериментов [1-3]. Преподаватель перед выполнение лабораторной работы проводит опрос студентов на знание цели и методики проведения.

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 работы каждый студент ставит свою подпись в журнале по технике безопасности. В случае нарушения правил техники безопасности студент отстраняется от дальнейшей работы в лаборатории.

9. Заполнить таблицу, содержащую данные об используемом оборудовании, включая систематические погрешности приборов и инструментов.

10. Данные измерений и расчётов следует записывать чётко в заранее подготовленные таблицы.

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).

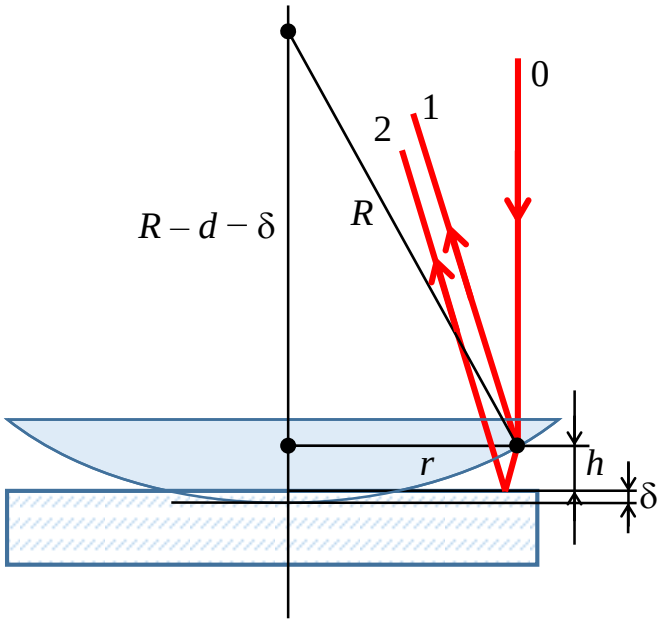

Рис. 1.1. Оптическая схема эксперимента для наблюдения колец Ньютона

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

1) волны были монохроматическими и имели одинаковую частоту ω,

2) разность фаз волн, приходящих в данную область, с течением времени не изменялась (Δφ = 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 когерентной. 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 Δλ:

$$l_{ког} = \lambda^2/\Delta\lambda, \qquad (1.1)$$

где λ − средняя длина волны излучения. Отношение λ/Δλ называется *степенью 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 растёт 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 Δ*L*. 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

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

то в этом месте наблюдается тёмная интерференционная полоса. Оптическая разность хода λ/2 соответствует разности фаз между волнами равной π. Следовательно, для получения максимальной интенсивности разность фаз между волнами должна быть кратной чётному числу π,

$$\Delta\varphi = 2m\pi, \qquad (1.4)$$

а для минимальной интенсивности – нечётному числу π,

$$\Delta\varphi = (2m - 1)\pi. \qquad (1.5)$$

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

$$\Delta L = 2h - \lambda/2. \qquad (1.6)$$

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:

$$2h = m\lambda. \qquad (1.7)$$

По теореме Пифагора получаем:

$$R^2 = r^2 + \left(R - h - \delta\right)^2. \qquad (1.8)$$

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:

$$r^2 - 2R\left(h + \delta\right) \approx 0. \qquad (1.9)$$

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

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

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. Для этого необходимо отложить на графике зависимость квадратов диаметров колец d_m^2 от их номера m. Затем произвести аппроксимацию точек прямой линией, определить её угловой коэффициент k и найти точку пересечения с осью ординат b. Также, определяя максимальный номер видимого кольца Ньютона m_{max}, можно оценить длину когерентности излучения по формуле:

$$l_{\text{ког}} \approx m_{max}\lambda. \qquad (1.11)$$

Описание установки

Оборудование: измерительный микроскоп с осветителем, линза, стеклянная пластинка, тест-объект для определения цены деления шкалы микроскопа.

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

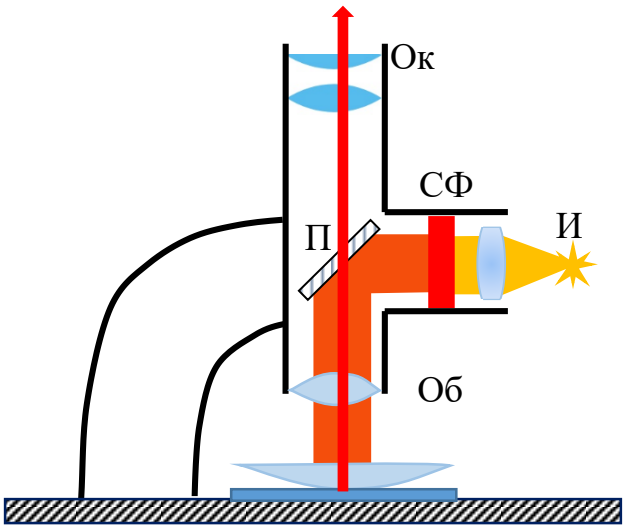

Рис. 1.2. Оптическая схема установки

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 тёмных колец слева и справа от центра в делениях шкалы, начиная с 1-го, и заканчивая последним видимым в микроскоп кольцом. Центральное тёмное пятно измерять не нужно. Определить диаметры тёмных колец в делениях шкалы d_m.

3. Оценить систематические погрешности измерения диаметра первого кольца θd_1 и длины волны $\theta\lambda$.

4. Определить максимальный номер видимого кольца $m_{\max}$.

5. Определить коэффициент перевода шкалы окуляра (C, дел/мм) с использованием тест-объекта.

Обработка результатов измерений

6. Перевести диаметры колец в миллиметры. Для этого найденные значения диаметров в делениях шкалы разделить на коэффициент перевода *C*. Найти d_m^2 в мм^2.

7. Построить график зависимости d_m^2 от номера *m*. Сделать аппроксимацию точек прямой $d_m^2 = k \cdot m + b$ (Приложение, п. 2). Найти угловой коэффициенты *k* и *b*, а также оценить их погрешности δk и δb графическим методом (Приложение, п. 3.1), или аналитическим методом (Приложение, п. 3.2).

8. По найденным величинам *k* и *b* найти *R* и δ (1.10): $R = \frac{k}{4\lambda}$, $\delta = \frac{b}{8R}$. При подстановке величин в эти формулы необходимо учитывать единицы измерения. Если диаметры колец определены в мм, то величина *k* будет измеряться в мм^2, а δ – в мм. Эти величины необходимо перевести в м^2 и м соответственно. Длину волны λ также перевести в м.

9. Оценить систематические, случайные и полные погрешности найденных величин ΔR и $\Delta\delta$ (Приложение, п. 1.5 и п. 1.6).

10. Оценить длину когерентности излучения (1.11).

11. Сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. Что такое интерференция света?
2. Какие волны называются когерентными?
3. Чему равна разность фаз $\Delta\varphi$ и оптическая разность хода ΔL волн, которые максимально усиливают друг друга при интерференции?
4. Какова толщина воздушного зазора *h* в месте наблюдения в отражённом свете второго тёмного 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?
8. Почему в центре колец Ньютона, наблюдаемых в отражённом свете, видно тёмное пятно?

Лабораторная работа О-2

ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЁТКИ

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 решётки, a – ширина каждой щели (рис. 2.1).

При падении на решётку плоской монохроматической световой волны каждая точка щелей становится 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, разделённых темными промежутками. В данной работе роль линзы выполняет глаз наблюдателя. Вторичные волны, идущие в одном направлении, при наложении интерфери-

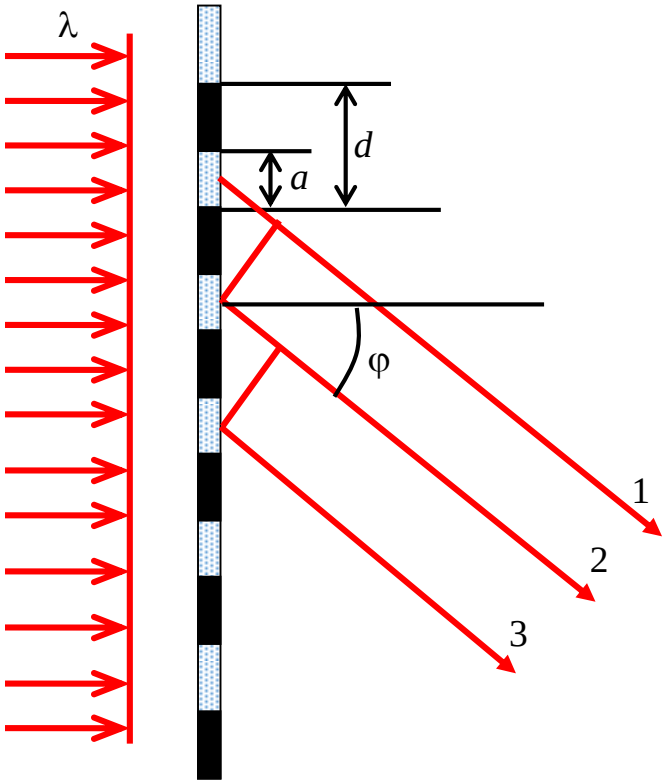

Рис. 2.1. Дифракция монохроматического излучения на дифракционной решётке

руют 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 φ, определяется выражением:

$$\Delta L = d \cdot \sin\varphi . \qquad (2.1)$$

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:

$$d \sin\varphi_m = m\lambda . \qquad (2.2)$$

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. 2.2 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).

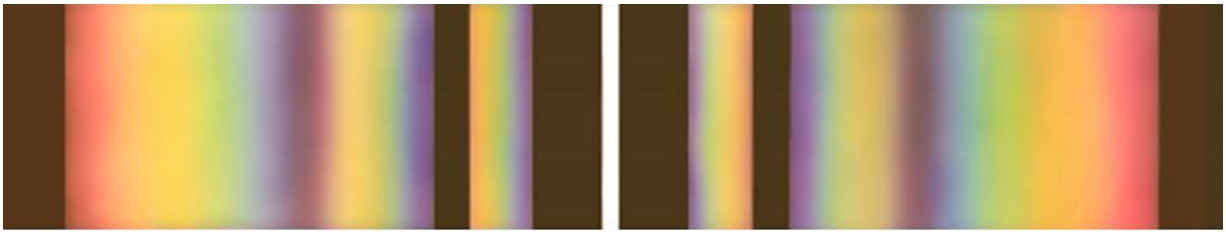

Рис. 2.2. Разложение белого света в спектр с помощью дифракционной решётки

Описание установки

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

Схема установки показана на рис. 2.3. Свет от источника 1, пройдя узкую щель 2, в кожухе лампы 3, падает параллельным пучком на дифракционную решётку 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.

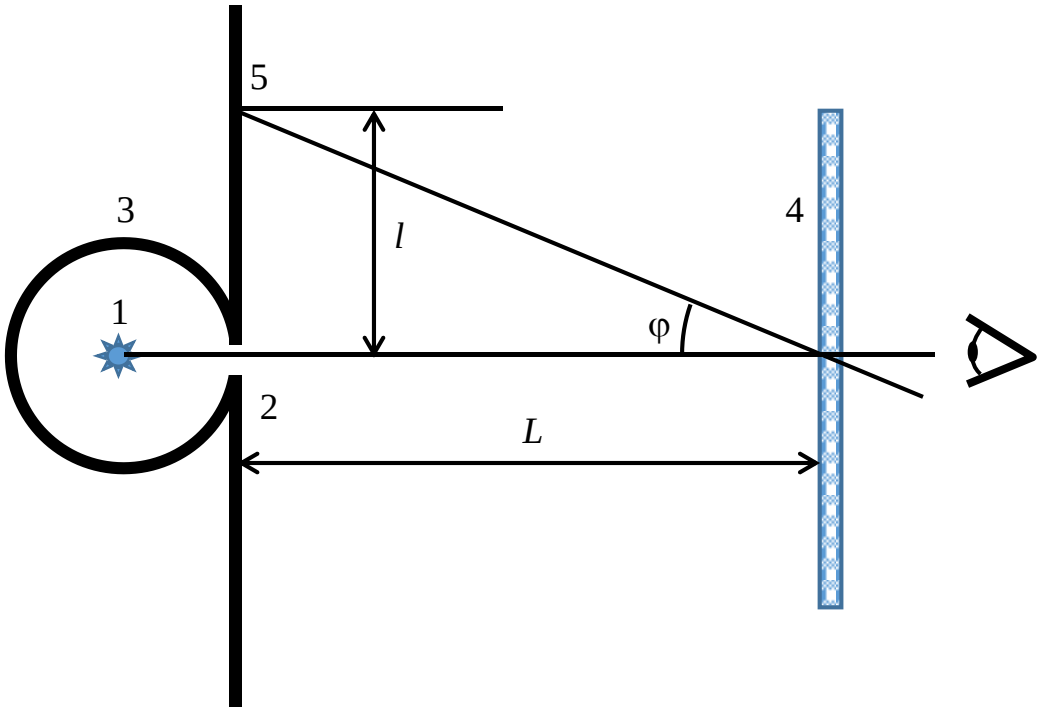

Рис. 2.3. Оптическая схема эксперимента

Чтобы воспользоваться формулой дифракционной решётки (2.2) для определения длины волны спектральных линий ртути, необходимо определить угол дифракции φ:

$$\sin\varphi = \frac{l}{\sqrt{L^2 + l^2}} \qquad (2.3)$$

На рис. 2.4. изображён спектр излучения паров ртути в видимом диапазоне. Часть этого спектра лежит в ультрафиолетовой области.

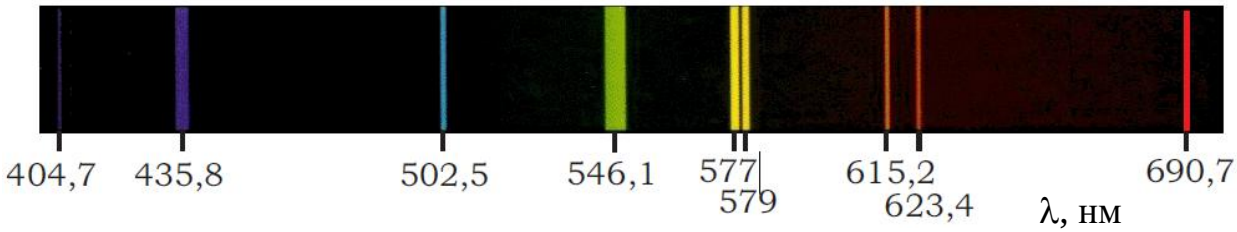

Рис. 2.4. Спектральные линии излучений ртути

Выполнение измерений

1. Записать все необходимые параметры установки – период решётки d, расстояние от щели до дифракционной решётки L и её погрешность θL.

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

6. Определить синусы углов дифракции для всех видимых спектральных линий 1-го и 2-го порядков по формуле (2.3). При этом необходимо взять среднее арифметическое между l_1 и l_2: $l = (l_1 + l_2)/2$.

7. Определить длину волны каждой видимой спектральной линии в 1-ом и 2-ом порядке по формуле (2.2).

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

9. Оценить абсолютную систематическую погрешность измерения длины волны любой выбранной спектральной линии $\theta\lambda$ и её относительную погрешность, выраженную в процентах (Приложение, п. 1.5).

10. Сопоставить полученные значения с данными рис. 2.4. Сделать вывод.

Контрольные вопросы

1. Что представляет собой дифракционная решётка?

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

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

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

5. Каков наибольший порядок спектра от дифракционной решётки с периодом d = 3,5 мкм, если длина волны света λ = 600 нм?

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

Лабораторная работа О-3

ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ВОЗДУХА ОТ ДАВЛЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ИНТЕРФЕРОМЕТРА

***Цель работы*:** ознакомиться 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:

$$V = c/n\,. \qquad (3.1)$$

Согласно теории Максвелла, показатель преломления вещества связан с диэлектрической проницаемостью ε и магнитной проницаемостью μ соотношением $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$. Воздух является слабым парамагнетиком, при нормальных условиях его магнитная проницаемость незначительно отличается от вакуумной единицы − μ = 1,00000038. Величина отличия магнитной проницаемости от единицы называется магнитной восприимчивостью χ_m. Для воздуха она равна $3{,}8\cdot10^{-7}$. В области оптических частот можно принять $\mu \approx 1$. Поэтому $n \approx \sqrt{\varepsilon}$. Диэлектрическая проницаемость воздуха при тех же условиях также немного выше вакуумной единицы − ε = 1,00057. Величина отличия диэлектрической проницаемости от единицы называется диэлектрической восприимчивостью χ_e. Для воздуха она равна $5{,}7\cdot10^{-4}$. 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 ω значительно отличающихся от резонансной частоты поглощения ω_0, т.е. в области прозрачности, определяется выражением:

$$\varepsilon = n^2 = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2} = 1 + \chi_e\,, \qquad \omega_p^2 = \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m} \qquad (3.2)$$

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:

$$p = N_0 kT\,. \qquad (3.3)$$

Учитывая (3.2) и (3.3), получаем, что диэлектрическая восприимчивость воздуха χ_e пропорциональна давлению воздуха:

$$\chi_e = \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2} = \frac{e^2/\varepsilon_0 m}{\omega_0^2 - \omega^2} \cdot n_0 = C \cdot p\,. \qquad (3.4)$$

Показатель преломления определяется выражением:

$$n = \sqrt{1+\chi_e} \approx 1 + \frac{1}{2}\chi_e = 1 + \frac{1}{2} C \cdot p = 1 + K \cdot p\,. \qquad (3.5)$$

В выражении (3.5) учтено, что $\chi_e << 1$, 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:

$$\Delta n = K \cdot \Delta p\,. \qquad (3.6)$$

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 вместе, 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. 3.1. 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, отражённый от верхней

грани пластины (изображён на схеме пунктирной линией), проходит через полость, заполненные воздухом при атмосферном давлении p_0. Луч, отражённый 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.

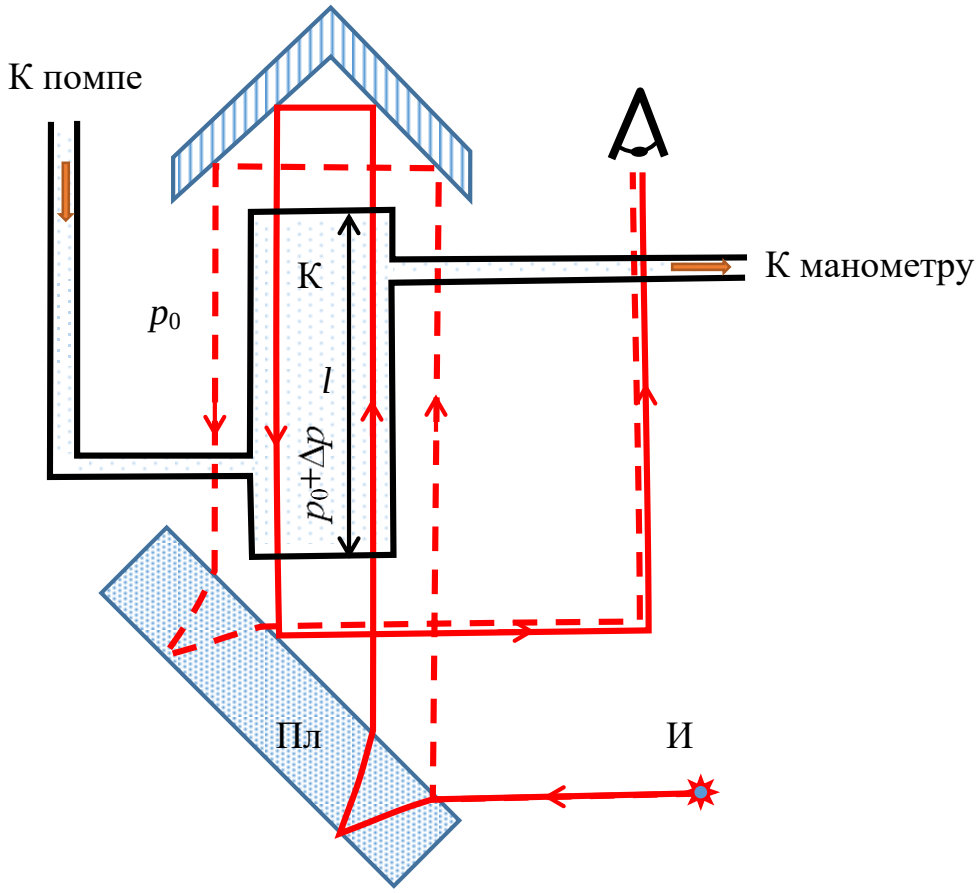

Рис. 3.1. Оптическая схема шахтного интерферометра

Давление в газовой кювете К увеличивают при помощи помпы, присоединённой 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: длину газовой кюветы интерферометра l, длину волны источника λ.

2. Открутить винт помпы так, чтобы избыточное давление стало равным нулю.

3. Включить интерферометр. В окуляре должна быть видна интерференционная картина. С помощью винта, указанного на рис. 3.2, сместить интерференционную картину так, чтобы середина одной из тёмных полос совпала с нулём шкалы.



Рис. 3.2. Шахтный интерферометр ШИ-10. Стрелкой указан винт для регулировки интерференционной картины

4. Накачивая воздух в кювету интерферометра, добиться, чтобы картина сместилась на одну полосу, т.е. *на нулевой отметке шкалы оказалась середина соседней тёмной полосы*. Давление измерять с помощью коленного манометра в мм. вод. ст. (1 мм.вод.ст. = 9,8 Па). 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. В данном случае рекомендуется записывать высоту одного столба коленного манометра (h_1, мм), соединённого с интерферометром и высоту столба (h_2, мм), соединённого с атмосферой. Разность уровней $h_2 - h_1$ равна избыточному давлению Δp, выраженному в миллиметрах водного столба.

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 $\theta(\Delta p)$, учитывая, что уровень воды в коленах манометра не плоский, а имеет кривизну.

Обработка результатов измерений

8. Перевести избыточное давление Δp из мм.вод.ст. в паскали.

9. 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.

10. Построить график зависимости Δn от Δp, Па. (Приложение, п. 2). Аппроксимировать точки графика прямой. Определить угловой коэффициент прямой K (3.6), а также оценить его случайную погрешность δK графическим (Приложение, п. 3.1) или аналитическим методом (Приложение, п. 3.2).

11. Определить $n - 1$ (3.5). Атмосферное давление p_0 принять 10^5 Па.

12. Оценить относительную погрешность измерения избыточного давления $\gamma(\Delta p) = \theta(\Delta p)/\Delta p$. При этом можно выбрать приращение давления в газовой кювете интерферометра Δp, соответствующее смещению на одну интерференционную полосу.

13. Оценить абсолютную погрешность $\theta(n - 1)$ и относительную погрешность измерения $\gamma(n - 1)$ в процентах (Приложение, п. 1.5, п. 1.6).

14. Сделать вывод.

Контрольные вопросы

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

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-4

ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНА МАЛЮСА И ЭФФЕКТА БРЮСТЕРА

Цель работы: ознакомиться с явлением поляризации света, методом получения поляризованного света с использованием дихроичных поляроидов и пластинки Брюстера. Проверка закона Малюса. 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 $\vec{E}$ перпендикулярен вектору напряжённости магнитного поля $\vec{H}$ (рис. 4.1).

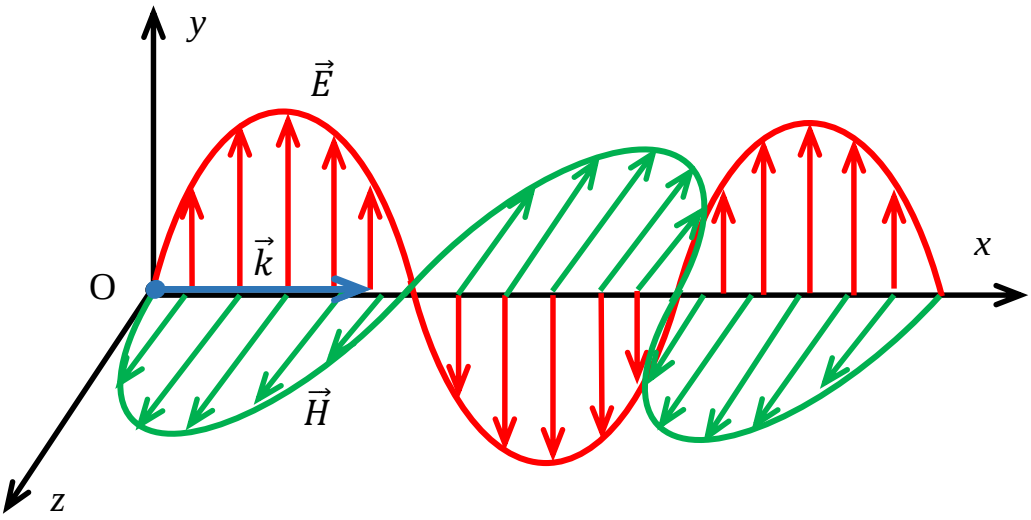

Рис. 4.1. Бегущая электромагнитная волна

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. 4.1 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:

1) дихроичные поляризаторы (поляроиды) и
2) пластинку Брюстера.

1. Закон Малюса

Дихроичный поляризатор 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 $I_{\text{ест}}$ падает на такой поляризатор, то на выходе волна будет поляризованной и будет иметь интенсивность приблизительно в 2 раза меньше, $I_0 = I_{\text{ест}}/2$. 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 φ между плоскостью поляризации волны и главной плоскостью поляроида. Для идеального поляроида, который полностью пропускает одну поляризацию и полностью задерживает другую, должен выполняться закон Малюса:

$$I_1 = I_0 \cos^2 \varphi \,. \qquad (4.1)$$

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 $\vec{E}_\perp$ (рис. 4.2). Первая из них пройдёт через идеальный поляризатор, а вторая полностью поглотится в нём. На выходе из поляроида будет только одна волна, со световым вектором:

$$\left|\vec{E}_\parallel\right| = \left|\vec{E}_0\right| \cos\varphi \qquad (4.2)$$

Учитывая, что интенсивность излучения пропорциональна квадрату амплитуды светового вектора электромагнитной волны, из этого выражения получаем (4.1).

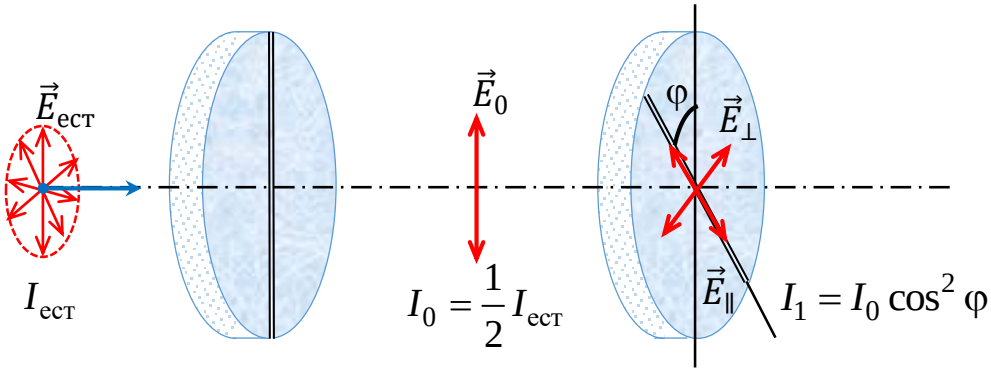

Рис. 4.2. Поляризация свет с помощью дихроичного поляризатора

2. Эффект Брюстера

В этой части работы для поляризации света предлагается 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 $\alpha_Б$. Неполяризованную волну разложим на 2 волны – p-волну и s-волну. Первая из них поляризована в плоскости падения, а вторая – перпендикулярно к ней (рис. 4.3). отражается только s-волна, если угол падения равен углу Брюстера. Этот угол определяется тем, что луч отражённый и луч преломлённый должны быть под углом 90°. Отсюда, $\alpha_Б + \beta = 90°$. Закон преломления света:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n_2}{n_1}. \qquad (4.3)$$

Если угол падения $\alpha = \alpha_Б$, то $\beta = 90° - \alpha_Б$. Тогда $\sin\beta = \cos\alpha_Б$, и выражение (4.3) может быть записано следующим образом:

$$\operatorname{tg}\alpha_Б = \frac{n_2}{n_1}. \qquad (4.4)$$

О. Френель вывел формулы для коэффициентов отражения p- и s-волны от границ раздела двух сред (рис. 4.4):

$$R_p = \frac{I_{p1}}{I_{p0}} = \frac{\operatorname{tg}^2(\alpha-\beta)}{\operatorname{tg}^2(\alpha+\beta)}, \qquad R_s = \frac{I_{s1}}{I_{s0}} = \frac{\sin^2(\alpha-\beta)}{\sin^2(\alpha+\beta)}. \qquad (4.5)$$

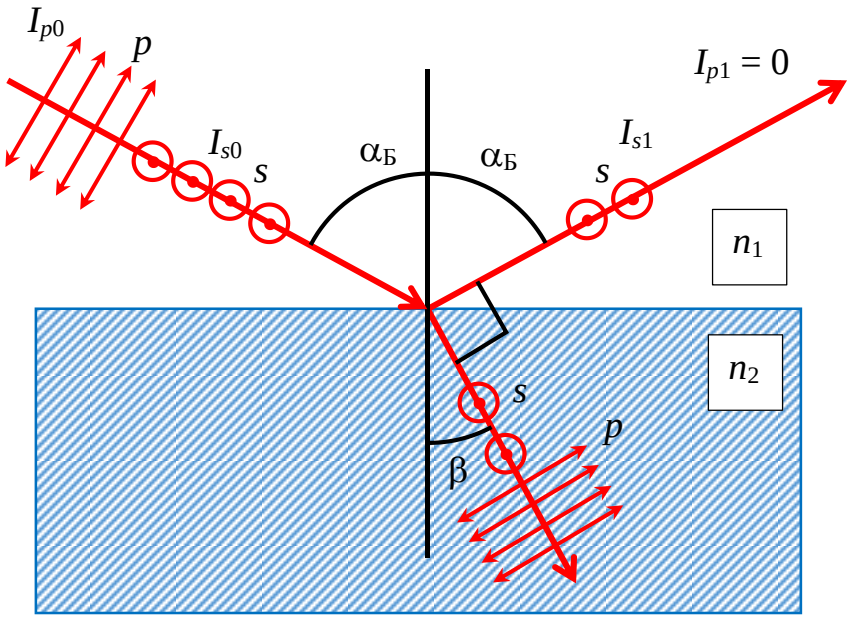

Рис. 4.3. Поляризация света при отражении

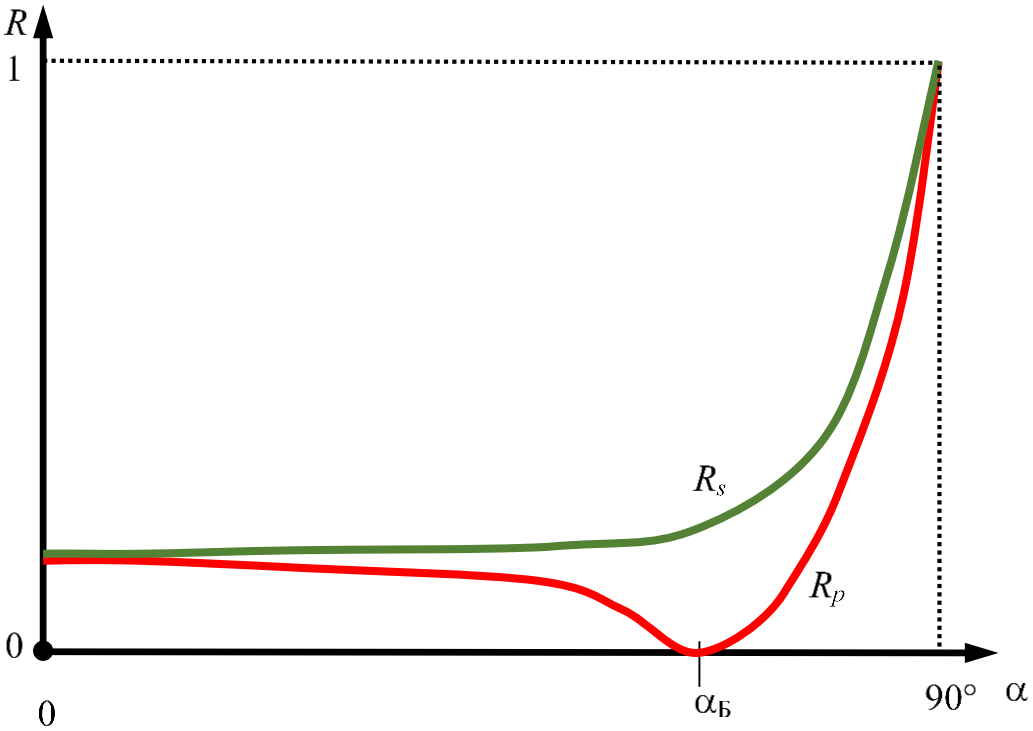

Рис. 4.4. Зависимость коэффициентов отражения p- и s-волны от угла падения

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 p-, так и s-волна, причём одинаковых интенсивностей ($I_{p0} = I_{s0} = I_0/2$). Отражённая p-волна будет слабее s-волны, т.к. $R_p < R_s$. Такая волна будет частично поляризованной. Степенью поляризации волны называется безразмерный параметр P:

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \qquad (4.6)$$

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

Задание 1. Описание установки для изучения закона Малюса

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

Естественный (неполяризованный) свет исходит от источника И в виде узкого пучка (рис. 4.5). 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.

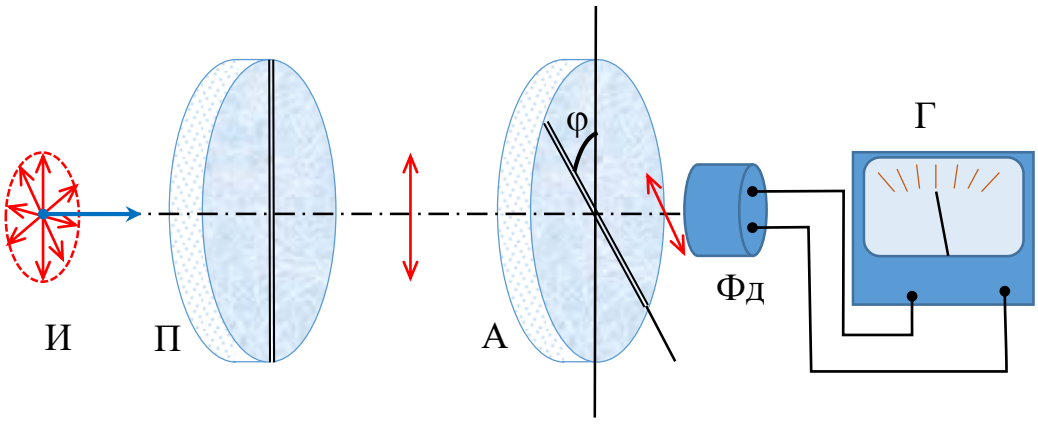

Рис. 4.5. Оптическая схема эксперимента

Выполнение измерений

1.1. 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.

1.2. Уберите непрозрачный предмет и измерьте ток фотодетектора Фд I_0. Он обусловлен попаданием неполяризованного света снаружи.

1.3. Включить блок питания 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 Г не зашкаливал, но стрелка была вблизи максимального значения шкалы ($I_{\max 1}$).

1.4. Поворачивая анализатор А на угол φ от 0 до 90°, измерять ток фотодетектора $I\uparrow$ (φ). Шаг измерения 5°−10°. Повторите эти измерения при обратном проходе от 90° до 0 $I\downarrow$(φ) при тех же значениях угла φ. Необходимо записывать все производимые измерения. Найдите средние значения и вычтете из них фон I_0. Полученное значение $I(\varphi) = (I\uparrow + I\downarrow)/2 - I_0$ пропорционально интенсивности поляризованного света, прошедшего через анализатор.

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

Обработка результатов измерений

1.6. Для всех углов φ найти $\cos^2\varphi$.

1.7. Построить графики зависимости $I(\cos^2\varphi)$. Соединять точки ломанной линией не допускается! На каждой точке крестиком отметить погрешности измерений по вертикали и горизонтали (Приложение, п. 2, рис. П1).

1.8. Построить прямую линию наилучшего соответствия по этим экспериментальным точкам (Приложение п. 2, рис. П2). Эту прямую можно построить, используя компьютерные программы, которые реализуют, например, аппроксимацию методом наименьших квадратов (Приложение, п. 3.2). Прямая необязательно может начинаться от начала координат (0, 0). Если она 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 $\vec{E}_{\perp}$.

1.9. Сделать вывод о выполнении закона Малюса.

Задание 2. Описание установки для изучения эффекта Брюстера

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

Естественный (неполяризованный) свет исходит от источника И в виде узкого пучка (рис. 4.6). 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.

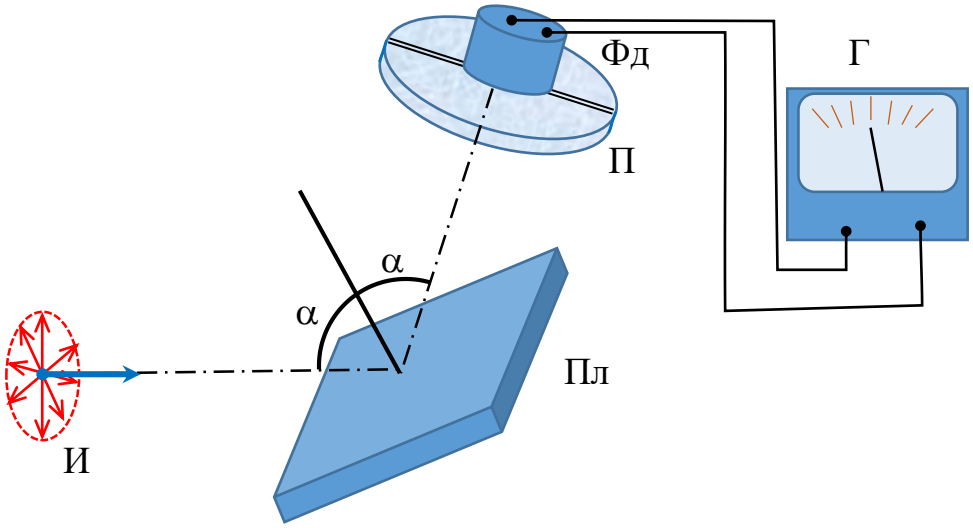

Рис. 4.6. Оптическая схема эксперимента

Выполнение измерений

2.1. Установите стекло с держателем и стрелкой-указателем в соответствующее отверстие на установке.

2.2. Ещё раз 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.

2.3. Уберите непрозрачный предмет и измерьте ток фотодетектора Фд I_0. Он обусловлен попаданием неполяризованного света снаружи.

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

2.5. 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°.

2.6. Установить главную плоскость поляроида на $\varphi = 0°$ (s-волна). Повторить измерения I_s тока гальванометра для тех же самых углов падения.

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

Обработка результатов измерений

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

2.9. Построить графики зависимости $I_{max}(\alpha)$ и $I_{min}(\alpha)$ на одном поле (Приложение, п. 2). 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. 4.4.

2.10. Рассчитать степень поляризации для этих углов по формуле (4.6), и построить график $P(\alpha)$.

2.11. Определить угол Брюстера $\alpha_Б$ по этим графикам ($P(\alpha_Б) = 1$) и найти показатель преломления стекла n, используя формулу (4.4) ($n_2 = n$; $n_1 = 1$ – для воздуха). Оценить погрешность определения угла Брюстера $\theta\alpha_Б$.

2.12. Сделать вывод.

Контрольные вопросы

1. Какой свет является естественным?

2. Какой свет является плоскополяризованным?

3. Какими способами можно получить поляризованный свет?

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

5. Сформулируйте закон Малюса.

6. В чём заключается эффект Брюстера?

7. Что такое угол полной поляризации?

8. Как определяется степень поляризации излучения?

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

Лабораторная работа О-5

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 краёв 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, на котором дифрагирует монохроматическое излучение лазера. В качестве объектов предлагается использовать, например, диафрагму с узкой щелью шириной a, 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*:

$$F = \frac{s^2}{\lambda L}, \qquad (5.1)$$

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 вид и 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. 5.2.). Монохроматическое излучение с плоским волновым фронтом нормально падает на диафрагму Д. В дальней зоне наблюдается дифракция Фраунгофера (рис. 5.3). Распределение интенсивности излучения на экране будет определяться по формуле:

$$I(\varphi) = I_0 \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2, \quad \text{где} \quad u = \pi \frac{a}{\lambda} \sin \varphi. \qquad (5.2)$$

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

$$a \sin \varphi_m = m\lambda. \qquad (5.3)$$

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

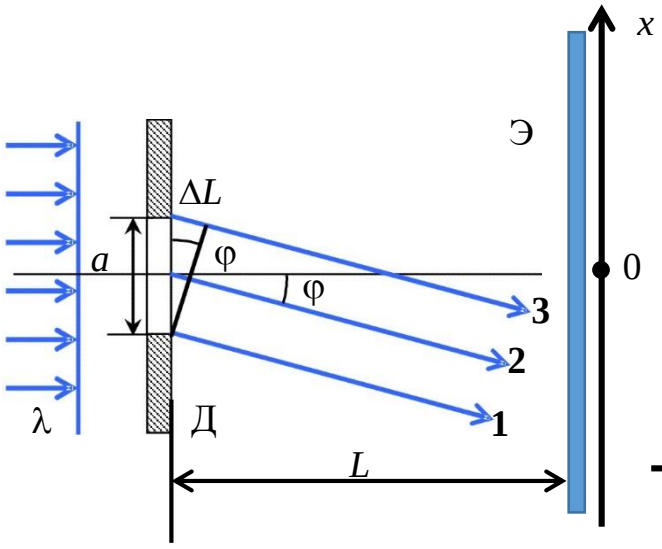

Рис. 5.2. Дифракция Фраунгофера на диафрагме с узкой щелью

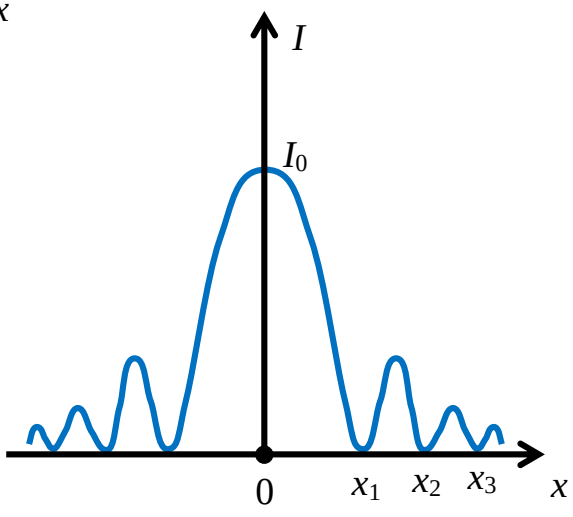

Рис. 5.3. Распределение интенсивности излучения на экране

Из (5.3) следует, что координаты минимумов интенсивности подчиняются выражению:

$$x_m = m \frac{\lambda L}{a}. \qquad (5.4)$$

Ширина всех дифракционных полос Δx должна быть одинаковой и равной:

$$\Delta x = \frac{\lambda L}{a}. \qquad (5.5)$$

Исключение составляет только центральная полоса, которая имеет ширину $2\Delta x$. Если измерить ширину полосы, то можно определить ширину щели диафрагмы a (5.5).

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 (5.2) – (5.5), 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, щелевая диафрагма, держатель с проволокой, микрометр.

Схема установки показана на рис. 5.4. Излучение длиной волны 0,63 мкм от гелий-неонового лазера направить на изучаемый объект. На экране наблюдают дифракцию.

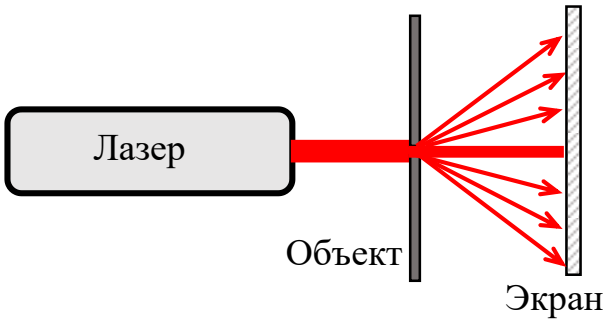

Рис. 5.4. Оптическая схема установки

Задание 1. Измерение ширины щели диафрагмы

Выполнение измерений

1.1. Установить щелевую диафрагму. Записать все необходимые параметры установки: длину волны излучения λ, расстояние от объекта исследования (проволоки, щелевой диафрагмы) до экрана L. Оценить систематическую абсолютную погрешность измерения расстояния θL и относительную погрешность *в процентах* $\gamma L = \theta L / L$.

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

1.3. Луч лазера должен попадать на 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.

1.4. 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). Можно сделать фотографию дифракции.

1.5. *Дополнительное задание*. Измерить ширину щели a, используя микроскоп, и оценить её абсолютную систематическую погрешность θa.

Обработка результатов измерений

1.6. Определить расстояние между двумя крайними минимумами дифракционной картины l. Определить количество интервалов Δx между ними N. Необходимо учитывать, что между первыми минимумами от центра находится 2 интервала Δx (рис. 5.3). Найти $\Delta x = l/N$. Оценить систематическую абсолютную погрешность $\theta(\Delta x) = \theta l/N$ и её относительную погрешность $\gamma(\Delta x)$ *в процентах*.

1.7. По формуле (5.5) рассчитать ширину щели a диафрагмы. Оценить её систематическую абсолютную погрешность θa (Приложение, п. 1.5).

1.8. Сделать вывод.

Задание 2. Измерение диаметра проволоки (волоса)

2.1. Повторить все измерения п. 1.1-1.4 с проволокой или волосом.

2.2. *Дополнительное задание*. Диаметр проволоки или волоса d можно измерить с помощью микроскопа или микрометра, и оценить его погрешность θd.

2.3. Повторить обработку (п. 1.6-1.7) для определения диаметра проволоки d и оценки его погрешности θd.

2.4. 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-6

ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНА СТЕФАНА-БОЛЬЦМАНА МЕТОДОМ ПИРОМЕТРИИ

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 $\Phi_{погл}$ к потоку падающему $\Phi_{пад}$, называется коэффициентом поглощения:

$$A = \frac{\Phi_{погл}}{\Phi_{пад}}. \qquad (6.1)$$

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 (см. ЛР О-7, формула 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:

$$M_e = A \cdot \sigma T^4. \qquad (6.2)$$

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,

$$\Phi_e = A \cdot \sigma T^4 \cdot S. \qquad (6.3)$$

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:

$$\Phi_e = \eta \cdot P. \qquad (6.4)$$

Отсюда,

$$P = \frac{A\sigma S}{\eta} \cdot T^4 = k \cdot T^4. \qquad (6.5)$$

Степенную зависимость удобнее исследовать в логарифмическом масштабе:

$$\ln P = C \cdot \ln T + B, \qquad (6.6)$$

где $B = \ln k$ – константа установки. Множитель $C = 4$ в формуле (6.6) 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 $T_я$, 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 $T \approx T_я$.

Описание установки

Оборудование: лампа накаливания, регулируемый блок питания лампы с вольтметром и амперметром, пирометр ОППИР-017 или ОППИР-09 (рис. 6.1).



Рис. 6.1. Внешний вид пирометра ОППИР-017

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. 6.2) 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 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 $t_я$.

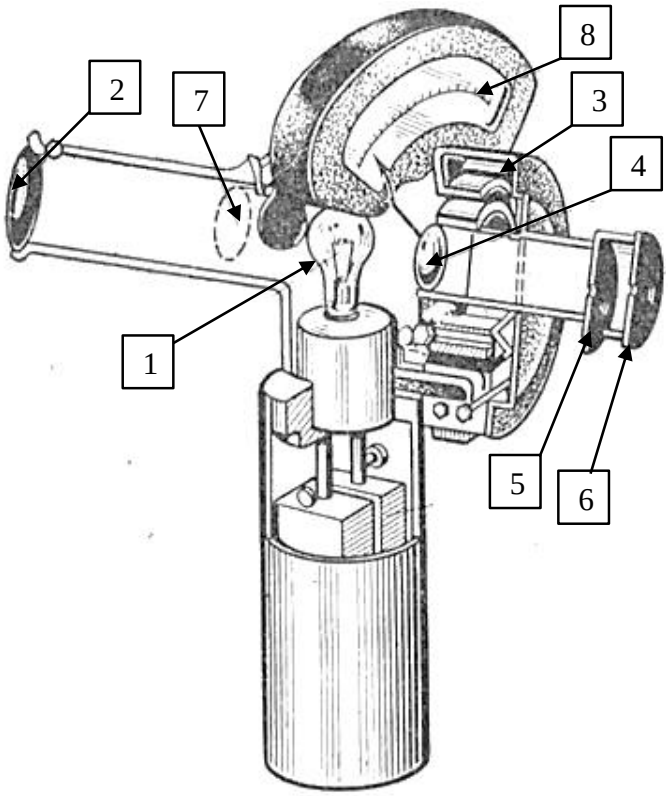

Рис. 6.2. Устройство пирометра

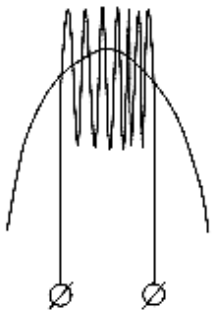

Рис. 6.3. Совмещение нити эталонной лампы и изображения внешнего источника

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 систематические погрешности приборов (пирометра, вольтметра, амперметра).

Обработка результатов измерений

5. Для каждого измерения определить абсолютную яркостную температуру $T_я$ и мощность лампы P.

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

7. Провести прямую линию наилучшего соответствия по экспериментальным точкам и определить угловой коэффициент этой прямой $C_{эксп}$. Допускается применение графического метода для определения углового коэффициента прямой и его погрешности (Приложение, п. 3.1), или аналитического метода, например, метода наименьших квадратов (Приложение, п.3.2).

8. Оценить полную абсолютную погрешность $\Delta C_{эксп}$ (Приложение, п. 1.6).

9. Сравнить $C_{эксп}$ с теоретическим значением $C_{теор} = 4$.

10. 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?

4. Как формулируется закон Стефана-Больцмана?

5. Что такое тепловое излучение?

6. Какой физический смысл имеет энергетическая светимость тела?

7. Что такое серое тело?

Лабораторная работа О-7

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕЛА

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 м^2 в 1 с) АЧТ пропорциональна абсолютной температуре тела в 4-ой степени:

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

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/$\left(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4\right)$ – постоянная Стефана-Больцмана.

2. *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$\cdot$К – постоянная Вина. Если тело не является абсолютно чёрным, то температура в формуле (7.2) называется *цветовой*, которая отличается от абсолютной температуры тела.

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

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

где $c = 1,3 \cdot 10^{-5}$ Вт/$\left(\text{м}^3 \cdot \text{К}^5\right)$ – 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:

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

где $f\left(\lambda, T\right)$ – 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: $W = h\nu = hc/\lambda$.

Основываясь на этих постулатах, М. Планк доказал, что испускательная способность (спектр) АЧТ должна описываться формулой:

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

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).

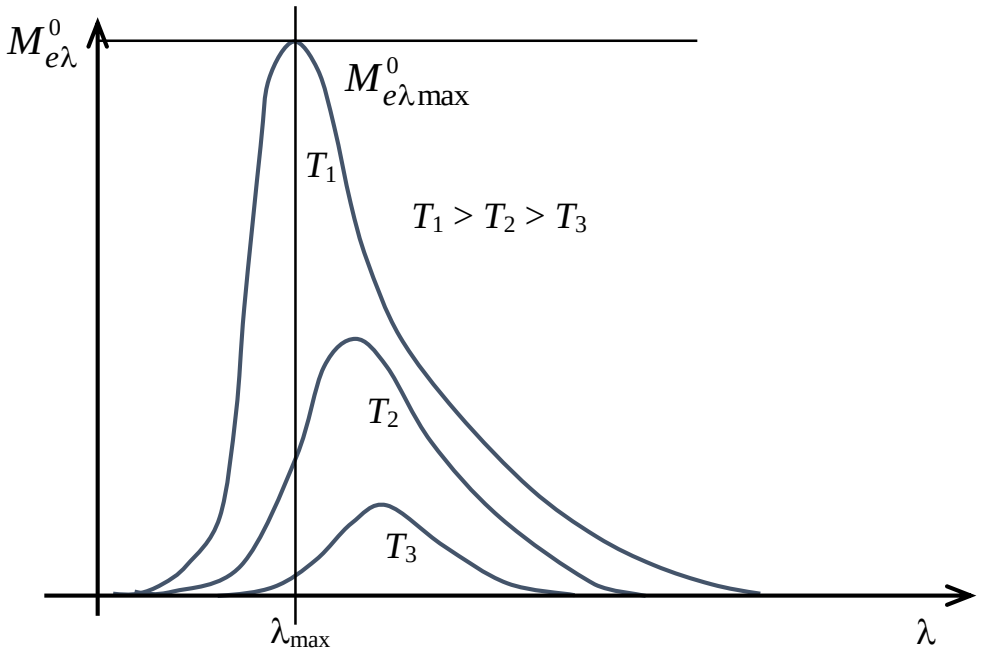

Рис. 7.1. Спектр излучения АЧТ при различных температурах

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) поочерёдно 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).

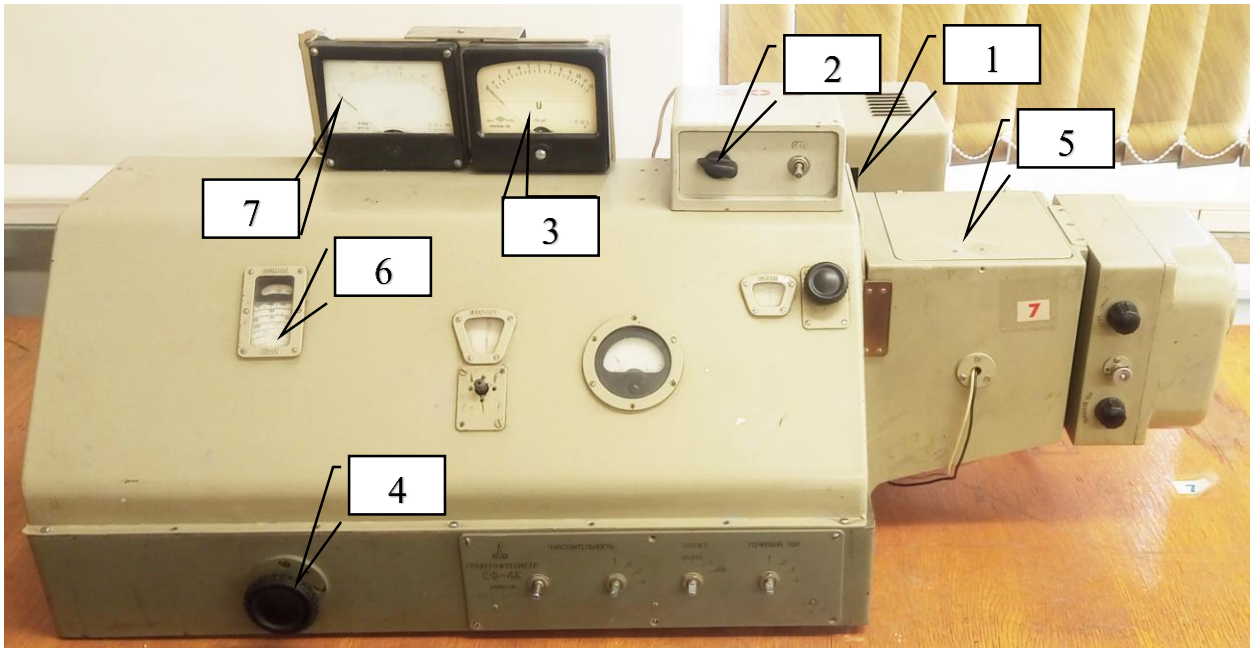

Рис. 7.2. Спектрометр

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:

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

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

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

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 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

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

5. Построить графики $\Phi_{e\lambda}$ (Приложение, п.2).

6. Определить максимумы этих функций λ_{max}, по которым оценить цветовые температуры нити накаливания при разных напряжениях на лампе (7.2).

7. Оценить систематическую абсолютную погрешности $\theta(\lambda_{max})$ и $\theta(T)$.

8. Сделать вывод.

Контрольные вопросы

1. Какое тело называется абсолютно чёрным?

2. Как формулируется закон смещения Вина для теплового излучения?

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

4. Как формулируется второй закон Вина?

5. Что называется спектральной плотностью энергетической светимости тела?

6. Как зависит от температуры энергетическая светимость АЧТ?

7. Что такое цветовая температура тела?

Лабораторная работа О-8

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОЭЛЕМЕНТА И РАБОТЫ ВЫХОДА ЭЛЕКТРОНА

Цель работы: ознакомиться с основными закономерностями внешнего фотоэффекта, определить спектральную характеристику фотоэлемента и работу выхода электрона

Описание метода исследования

Внешним фотоэффектом называется испускание свободных электронов твёрдыми и жидкими телами при их освещении. Для изучения законов фотоэффекта у металлов может быть использован вакуумный фотоэлемент, например, СЦВ-4 (рис. 8.1), представляющий собой стеклянную колбу, внутри которой вакуум [4]. Половина внутренней поверхности колбы покрыта тонким слоем сурьмяно-цезиевого сплава (рис. 8.2), являющимся фотокатодом (К). Анодом (А) служит металлическое кольцо, расположенное внутри неё. Между катодом и анодом создаётся положительная разность потенциалов. При освещении фотокатода излучением от источника И в цепи появляется фототок.



Рис. 8.1. Вакуумный фотоэлемент СЦВ-4

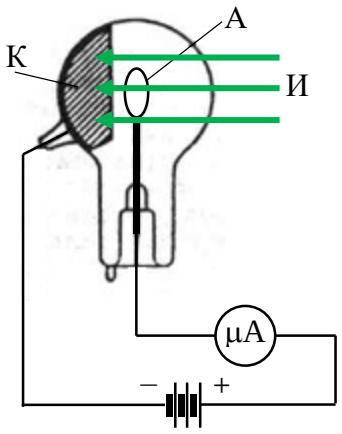

Рис. 8.2. Схема установки

Закономерности фотоэффекта объясняет квантовая теория. Согласно этой теории, свет излучается, переносится и поглощается в виде отдельных порций энергии, называемых фотонами. Энергия фотона пропорциональна частоте электромагнитной волны $E = h\nu$, здесь $h = 6{,}63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка. При воздействии излучения на вещество эта порция энергии мгновенно может передаться электрону. Часть этой энергии расходуется электроном на преодоление притяжения вещества, в котором он находится, т.е. на совершение работы выхода A. Остаток энергии уносится электроном в виде кинетической энергии. Эта энергия будет максимальна, если электрон поглощает энергию фотона на поверхности вещества. Для этого случая справедливо уравнение Эйнштейна:

$$h\nu = A + \frac{m\upsilon_{max}^2}{2}. \qquad (8.1)$$

Если энергии кванта электромагнитного поля недостаточно, чтобы выбить электрон из вещества, то фотоэффекта не будет. Минимальная частота $\nu_{кр}$, при которой ещё возможен фотоэффект, называется *красной границей фотоэффекта*. Эта величина связана с работой выхода электрона соотношением:

$$h\nu_{кр} = A. \qquad (8.2)$$

Описание установки

Оборудование: источник излучения с лампой накаливания, блок детекторов с набором светофильтров, блок питания фотоэлемента, мультиметр.

Работа выхода электрона определяется по формуле (8.2). Для нахождения красной границы фотоэффекта определяется *спектральная характеристика фотоэлемента* – зависимость фототока от частоты падающего излучения *при неизменном потоке излучения*. Для получения монохроматического света различной частоты используются светофильтры, вставленные в диск, который можно вращать вокруг горизонтальной оси. Фототок $I_Ф$, вызванный излучениями различной частоты, измеряется мультиметром. Однако, потоки излучений $Ф_\nu$, пропускаемые различными светофильтрами, неодинаковы. Чтобы получить спектральную характеристику фотоэлемента, необходимо нормировать фототок на поток излучения, падающего на фотокатод, т.е. найти отношение $I_Ф/Ф_\nu$. Для измерения потока излучения $Ф_\nu$ используется неселективный регистратор – термостолбик, имеющий отдельное входное окно в блоке детекторов. Термостолбик нагревается под воздействием излучения, и в нём возникает термо-ЭДС, которая вызывает в его цепи термоток $I_Т$. Величина термотока $I_Т$ пропорциональна потоку падающего на него излучения $Ф_\nu$. Таким образом, по величине термотока можно судить о величине светового потока $Ф_\nu$, пропущенного светофильтром. График зависимости $I_Ф/I_Т$ от частоты ν и представляет собой спектральную характеристику фотоэлемента.

Установка (рис. 8.3) включает в себя: источник излучения (1), диск со вставленными в него светофильтрами (2) (возле каждого из них указана основная частота пропускаемого ими света), блок детекторов (3), содержащий внутри вакуумный фотоэлемент (окно фотоэлемента (4)) и термостолбик (окно термостолбика (5)), мультиметр для измерения термо- и фототока (6), переключатель для подключения мультиметра либо к фотоэлементу, либо к термостолбику (7), блок питания фотоэлемента (8).

Выполнение измерений

А. Измерение термотока

1. Переключатель (7) на крышке блока детекторов поставить в положение «Термостолбик». Включить мультиметр (6) в режиме измерения постоянного тока. Диапазон измерений выбрать самостоятельно. Включить источник излучения (1) и направить луч в приёмное окно термостолбика (5).

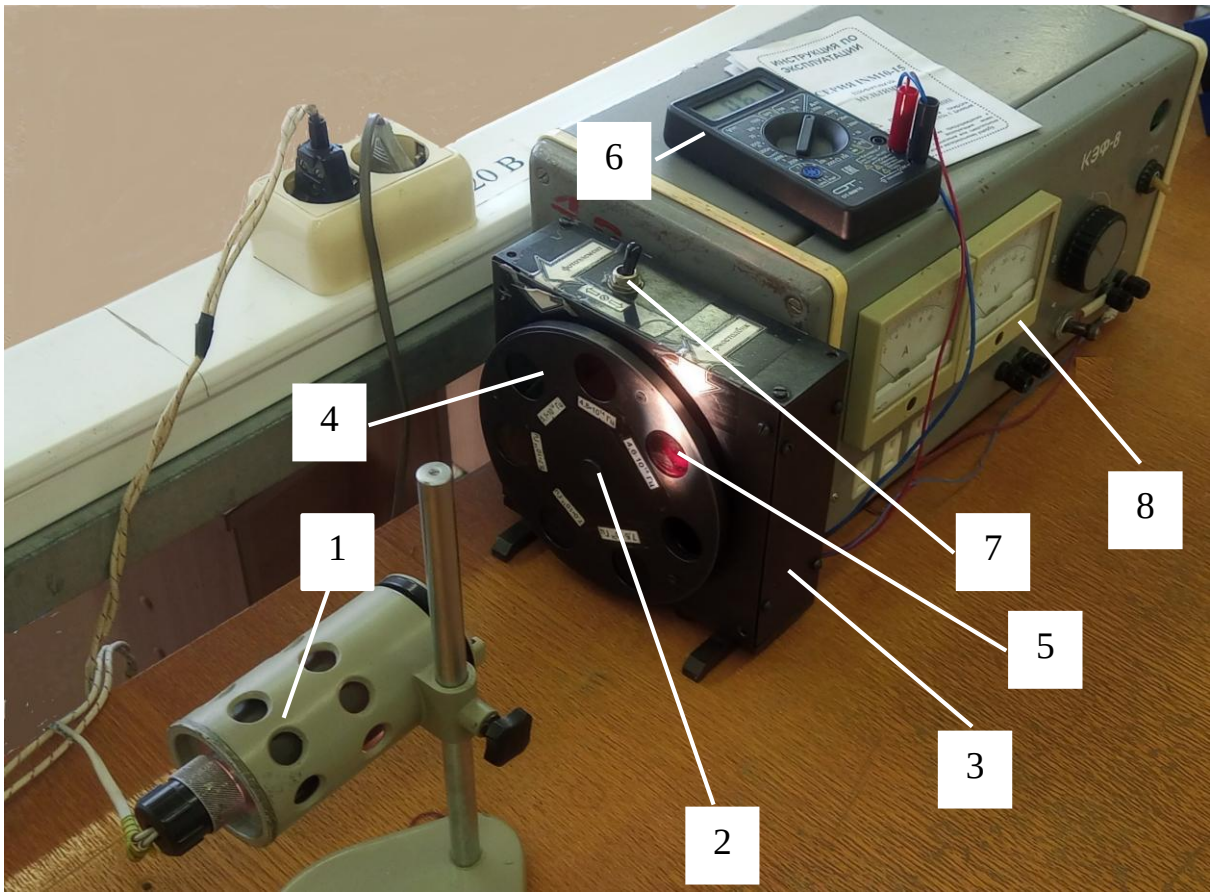

Рис. 8.3. Экспериментальная установка. Измерение термотока

2. Излучение должно проходить через один из светофильтров диска (2). Выждать пока не установится тепловое равновесие в термостолбике и показания мультиметра стабилизируются. Записать значение термотока I_T для данной частоты ν.

3. Провести измерения термотока для всех остальных светофильтров на диске (2). Занести результаты измерений в таблицу. Для большей точности можно провести повторные измерения $I_T(\nu)$. *Важно при этих измерениях не смещать луч от источника и блок детекторов!*

Б. Измерение фототока

4. Перевести переключатель (7) в положение «Фотоэлемент» (рис. 8.4).

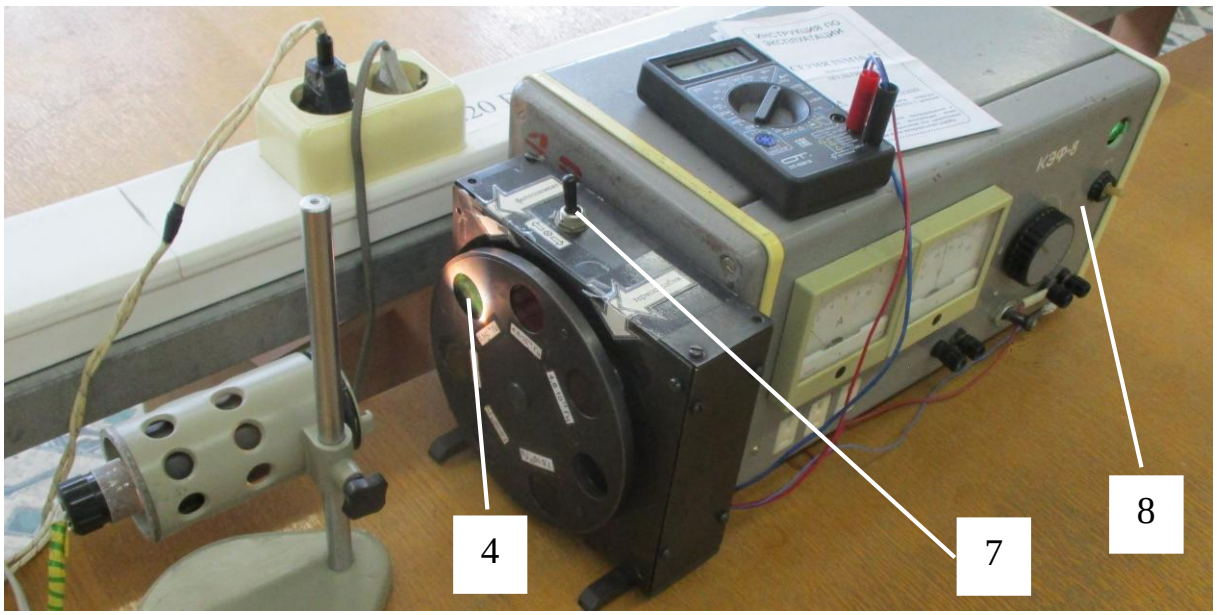

Рис. 8.4. Измерение фототока

5. Переместить источник (1) так, чтобы его луч проходил через светофильтр в приёмное окно фотоэлемента (4). Включить блок питания фотоэлемента (8). Записать значение фототока $I_Ф$ для данной частоты ν.

6. Провести измерения фототока для всех остальных светофильтров на диске (2). Занести результаты измерений в таблицу. Для большей точности можно провести повторные измерения $I_Ф(\nu)$. *Важно при этих измерениях не смещать луч от источника и блок детекторов!*

7. Выключить установку.

Обработка результатов измерений

8. Вычислить отношение фототока к термотоку $I_Ф / I_Т$.

9. Построить график зависимости отношения $I_Ф / I_Т$ от частоты ν излучения (Приложение п. 2).

10. По графику оценить красную границу фотоэффекта $\nu_{кр}$ как минимальную частоту падающего света, при которой возможен фотоэффект. Эту величину можно оценить по графику путём экстраполяции. Оценить её абсолютную $\Delta\nu_{кр}$ и относительную погрешность $\Delta\nu_{кр}/\nu_{кр}$ в процентах.

11. Определить длину волны красной границы фотоэффекта $\lambda_{кр}$.

12. Рассчитать работу выхода электрона для сурьмяно-цезиевого сплава в джоулях (8.2) и в электронвольтах (1 эВ = $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Дж).

13. Сравнить полученное значение с табличным $A_{табл}$ = 1,9 эВ, и определить относительное отличие экспериментального от табличного значения:

$$\gamma = \left| \frac{A_{табл} - A}{A_{табл}} \right| \cdot 100\% . \qquad (8.3)$$

14. Сделать вывод.

Контрольные вопросы

1. Какое явление называется внешним фотоэффектом?

2. От чего зависит фототок вакуумного фотоэлемента?

3. Как фототок зависит от величины потока излучения?

4. Каково назначение термостолбика в работе? От чего зависит термоток?

5. Дать определение красной границы фотоэффекта.

6. Как экспериментально определить «красную границу фотоэффекта»?

7. От чего зависит работа выхода электрона из вещества?

8. Как экспериментально можно определить работу выхода электрона?

Лабораторная работа О-9

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 («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. 9.1). 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 элек-

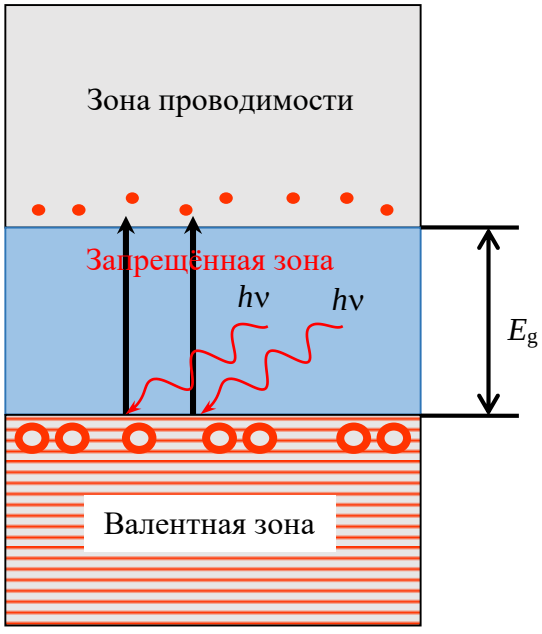

Рис. 9.1. Зонная структура кристалла

троны участвуют в проводимости вещества. Согласно теории электропроводности, удельная проводимость σ зависит от концентрации свободных зарядов и их подвижности:

$$\sigma = q_e n_e b_e + q_h n_h b_h , \qquad (9.1)$$

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. 9.2.

Фотодиод – полупроводник с *p*-*n* переходом, который под воздействием излучения вырабатывает фото-ЭДС (рис. 9.3). 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.

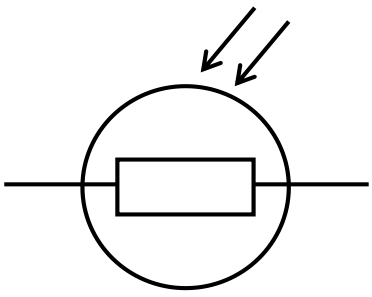

Рис. 9.2. Фоторезистор

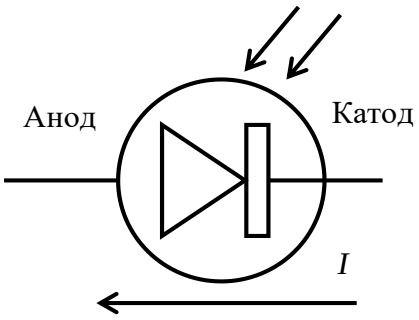

Рис. 9.3. Фотодиод

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) (рис. 9.4). 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.

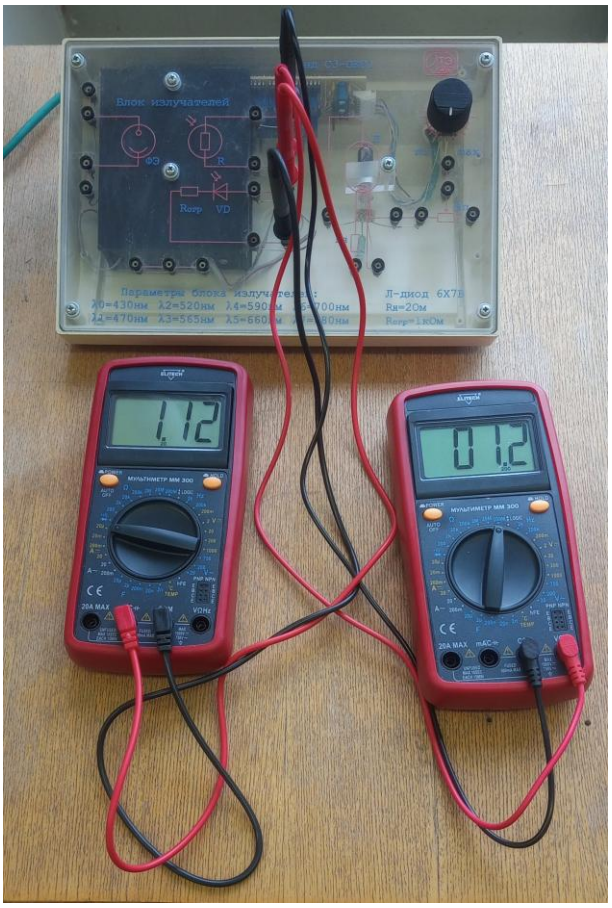

Рис. 9.4. Установка для измерения тока фотодиода и сопротивления фоторезистора

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 излучения. Варьировать интенсивность от нуля до максимального значения.

1.3. Провести измерения по п. 1.2 для других излучений двух-трёх различных 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. При переключении длин волн необходимо 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 излучений двух-трёх различных 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

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

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

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

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

3.5. Построить спектральную характеристику фотодиода. Оценить красную границу внутреннего фотоэффекта и ширину запрещённой зоны полупроводника. Оценить погрешности измеренных величин.

3.6. Сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. Что называется внутренним фотоэффектом и чем он 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 и световая характеристика фотоэлемента?

Лабораторная работа О-10

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ АЛЬФА-ЧАСТИЦ ПРИ РАСПАДЕ ИЗОТОПА ПЛУТОНИЯ

Цель работы: исследовать процесс ослабления потока α-частиц в среде и рассчитать основные параметры радиоактивного распада плутония-238.

Описание метода исследования

Радиоактивный препарат $^{238}_{94}\mathrm{Pu}$, используемый в данной работе, самопроизвольно распадается с испусканием α-частиц. В ядерной физике принято такое обозначение ядер: $^{A}_{Z}\mathrm{X}$, X – обозначение химического элемента, Z – зарядовое число ядра (количество протонов в нём), A – массовое число (количество протонов и нейтронов в ядре). Протоны и нейтроны называются нуклонами. α-частица представляет собой ядро атома гелия $^{4}_{2}\mathrm{He}$, состоящее из четырёх нуклонов: двух протонов и двух нейтронов. Она имеет положительный электрический заряд, равный удвоенному элементарному заряду $q_\alpha = 2e = 3{,}2\cdot10^{-19}$ Кл, и массу примерно равную четырём массам протона $m_\alpha = 6{,}644\cdot10^{-27}$ кг. Спектр энергии вылетающих частиц является почти моноэнергетическим, т.е. все α-частицы, возникающие при распаде ядер плутония, имеют практически одинаковую кинетическую энергию W_α. Значения энергии α-частиц, испускаемых радиоактивными ядрами, лежат в пределах $4-9$ МэВ, что соответствует их скорости $(1{,}4-2{,}0)\cdot10^{7}$ м/с. При альфа-распаде плутония образуется дочернее ядро урана:

$$^{238}_{94}\mathrm{Pu} \rightarrow {}^{234}_{92}\mathrm{U} + {}^{4}_{2}\mathrm{He}\,. \qquad (10.1)$$

В свою очередь ядро урана-234 также испытывает альфа-распад по цепочке:

$$\begin{aligned} &^{234}_{92}\mathrm{U} \rightarrow {}^{230}_{90}\mathrm{Th} \rightarrow {}^{226}_{88}\mathrm{Ra} \rightarrow {}^{222}_{86}\mathrm{Rn} \rightarrow \\ &\rightarrow {}^{218}_{84}\mathrm{Po} \rightarrow {}^{214}_{82}\mathrm{Pb} \rightarrow \ldots\rightarrow {}^{206}_{82}\mathrm{Pb} \end{aligned} \qquad (10.2)$$

В этой цепочке распадов возникают не только α-частицы различных энергий, но также β-частицы (электроны и позитроны) и γ-кванты, причём распад тяжёлых ядер может происходить альтернативными путями. Конечными элементами распадов тяжёлых ядер являются стабильные изотопы $^{206}_{82}\mathrm{Pb}$, $^{208}_{82}\mathrm{Pb}$ и $^{208}_{83}\mathrm{Bi}$.

Скорость радиоактивного распада характеризуется периодом полураспада $T_{1/2}$, то есть временем, за которое число нераспавшихся ядер в среднем убывает вдвое. Существует связь между кинетической энергией W_α вылетающих из ядра α-частиц и их периодом полураспада. Ядра, испускающие α-частицы с энергией около 9 МэВ, распадаются практически мгновенно.

Например, при распаде ядер $^{212}_{84}\mathrm{Po}$ испускаются α-частицы с энергией 8,78 МэВ, а период полураспада $T_{1/2}$ = 0,3 мкс. Ядра, испускающие α-частицы с энергией около 4 МэВ, живут практически вечно. Так, ядро $^{238}_{92}\mathrm{U}$ имеет $T_{1/2} = 4{,}5\cdot10^{9}$ лет. Согласно теории Г.А. Гамова (1928 г.), причиной такой зависимости является туннельный механизм альфа-распада. Предполагается, что α-частица возникает внутри ядра и удерживается им за счёт сильного внутриядерного взаимодействия с другими нуклонами. Однако, α-частица за счёт своих волновых свойств способна проникать сквозь потенциальный барьер, высота которого ($U_{\max}$) превышает её кинетическую энергию (W_α) с некоторой вероятностью (рис. 10.1). Потенциальный барьер – это силовое поле ядра, которое складывается из короткодействующего сильного взаимодействия нуклонов ядра с α-частицей, обуславливающее внутриядерное притяжение, и кулоновского отталкивания α-частицы с протонами ядра. Вероятность туннелирования, т.е. проникновения через этот потенциальный барьер α-частицы, характеризуется коэффициентом прозрачности барьера D. Для упрощённого случая барьера прямоугольной формы шириной L и высотой $U_{\max}$ эту величину можно оценить по формуле:

$$D \sim \exp\left[-\frac{2L}{\hbar}\sqrt{2m_\alpha\left(U_{\max}-W_\alpha\right)}\right]. \qquad (10.2)$$

Для определения коэффициента прозрачности необходимо знать такие параметры как высота $U_{\max}$ и ширина L потенциального барьера, которые можно оценить только очень приблизительно. Вероятность туннелирования долгоживущих изотопов таких как плутоний-238, имеющих период полураспада 87,7 года, исключительно мала и может составлять величину $\sim10^{-30}$ и меньше.

Чтобы определить энергию W_α вылетающих из ядер α-частиц, в данной работе используется метод измерения длины их среднего пробега в воздухе. Траектория движения α-частиц в воздухе обычно прямолинейна, так как столкновения α-частиц с электронами молекул практически не вызывают углового рассеяния. Тем не менее, при взаимодействии с молекулами они теряют энергию и скорость. Длина траектории α-частиц в воздухе есть величина случайная, но можно определить среднюю длину пробега $R_{\text{ср}}$.

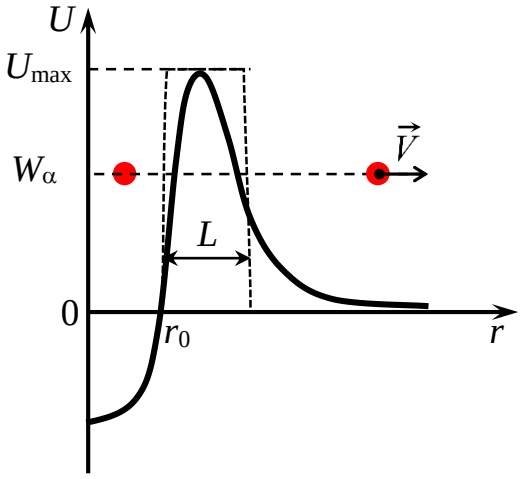

Рис. 10.1. Потенциальный барьер α-частицы в ядре

Вид кривой ослабления коллимированного потока α-частиц N в зависимости от длины x пробега представлен на рис. 10.2 (кривая 1). Положение максимума производной dN/dx (рис. 10.2, кривая 2) соответствует точке половинного ослабления потока α-частиц, которую называют средней длиной пробега $R_{ср}$. Построив касательную в этой точке к кривой 1, можно определить экстраполированный пробег R, который мало зависит от условий измерения, а зависит в основном от кинетической энергии W_α вылетающих α-частиц. Эта зависимость выражается эмпирическим соотношением для $3 < R < 7$ см [5, стр. 310]:

$$R = 0{,}318 \cdot W_\alpha^{3/2}, \qquad (10.3)$$

где R – экстраполированный пробег α-частиц в воздухе в *сантиметрах*, W_α – энергия частиц в МэВ.

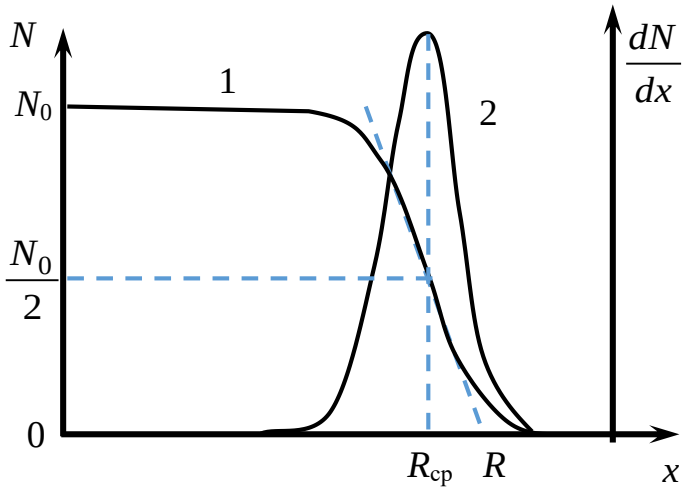

Рис. 10.2. Кривая ослабления потока α-частиц в зависимости от длины пробега (кривая 1) и её производная (кривая 2)

Описание установки

Оборудование: контейнер с радиоактивным препаратом плутоний-238, механизм перемещения контейнера, блок детектирования БДЗА-100, счётчик импульсов УИМ2-2Д.

Установка для определения пробега α-частиц показана рис. 10.3. Исследуемый источник α-частиц помещён на подвижную подставку (1), которую можно перемещать с помощью винта (2) в вертикальном направлении. Величина перемещения x отсчитывается по шкале измерителя перемещений (3). Блок детектирования (4) подключён к измерителю скорости счёта импульсов (5), который регистрирует не только значение измеряемой величины, но и его относительную случайную погрешность измерения потока частиц в процентах. Вылетающие из источника α-частицы проходят слой воздуха и попадают на чувствительную поверхность – сцинтиллятор – представляющий собой тонкий слой люминофора, нанесённый на прозрачную подложку блока детектирования. При столкновении α-частицы с люминофором возникает вспышка света, которая фиксируется фотоэлектронным умножителем и преобразуется им в электрический импульс, поступающий на вход счётчика импульсов.

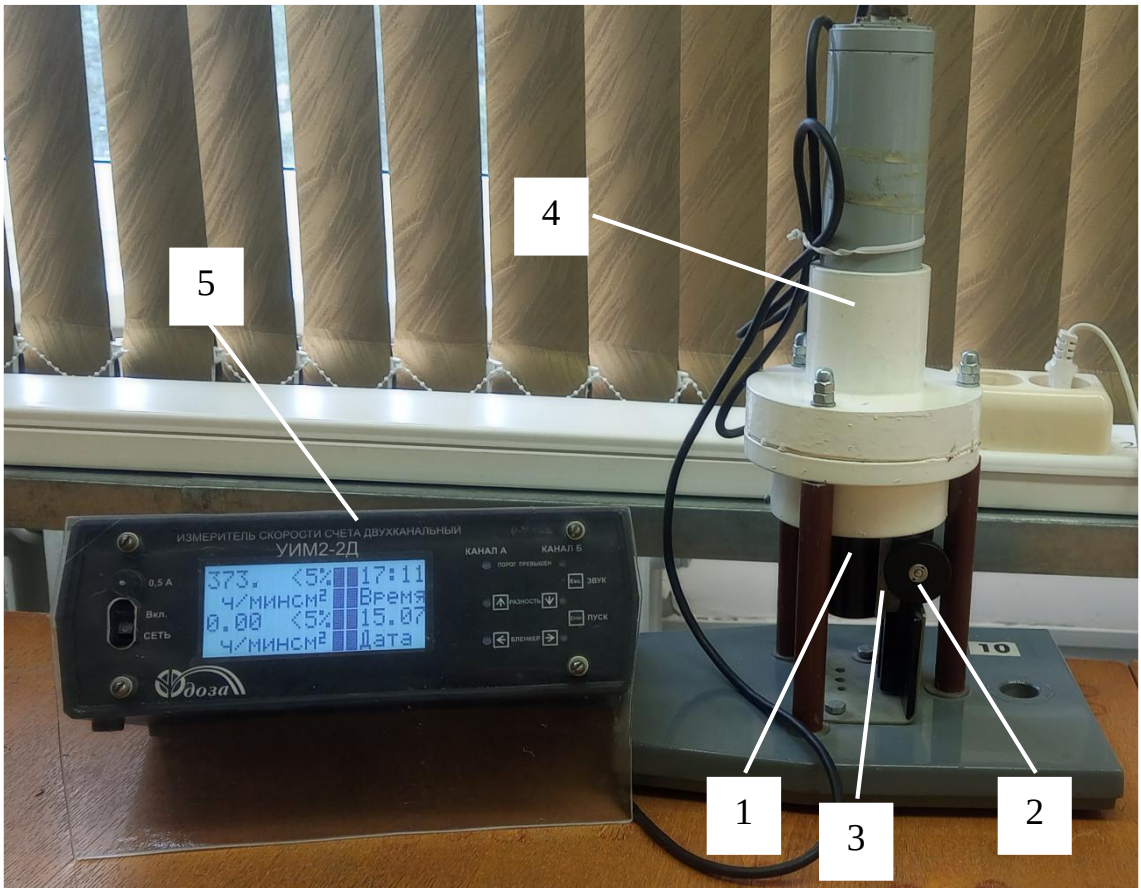

Рис. 10.3. Установка с источником α-излучения

Выполнение измерений

1. Включить счётчик импульсов УИМ2-2Д (5).

2. Приблизить источник (1) на минимальное расстояние к входному окну детектора с помощью винта (2) (рис. 10.3). При этом на шкале измерителя перемещений (3) должен быть нуль ($x = 0$).

3. Измерить поток частиц N_0, зарегистрированный детектором, дождавшись относительной погрешности <5%.

4. Удаляя источник от детектора с помощью винта, продолжать измерения потока $N(x_i)$ до тех пор, пока показания счётчика не уменьшатся примерно в 100 раз относительно начального значения. Результаты занести в таблицу. Шаг измерений – 1 мм. При уменьшении потока частиц относительная погрешность измерения будет возрастать.

5. Выключить измеритель и *установить радиоактивный препарат на максимально возможное расстояние от блока детектирования*, чтобы α-частицы не достигали чувствительной поверхности детектора.

Обработка результатов измерений

6. Выполнить численное дифференцирование функции $N(x_i)$, начиная с x_1 до x_{n-1}:

$$\frac{dN}{dx}(x_i) \approx \frac{N(x_{i+1}) - N(x_{i-1})}{2\Delta x}, \qquad (10.4)$$

где Δx – шаг измерений (1 мм).

7. Построить график зависимости $N(x_i)$, $i = 0, \ldots, n$. (Приложение, п. 2).

8. Там же построить график производной $\frac{dN}{dx}(x_i)$, $i = 1, \ldots, n-1$.

9. Определить координату максимума производной – точки перегиба функции $N(x) - x_п$ (рис. 10.2). Провести в этой точке касательную к графику. Продолжить её до пересечения с осью абсцисс. Точка пересечения даёт значение пробега относительно нуля шкалы R_0.

10. Найти экстраполированный пробег α-частиц по формуле:

$$R = R_0 + \Delta, \qquad (10.5)$$

где $\Delta = 19$ мм – расстояние от радиоактивного препарата до детектора при нулевом значении шкалы измерителя перемещений. Выразить значение R в см.

11. Найти кинетическую энергию вылетающих из плутония-238 при его радиоактивном распаде α-частиц по формуле:

$$W_\alpha = \left(\frac{R, \text{ см}}{0,318}\right)^{2/3}, \text{ МэВ}. \qquad (10.6)$$

12. Оценить погрешность величины θW_α (Приложение, п. 1).

13. Оценить скорость этих α-частиц в момент распада ядра.

14. Сделать вывод. Сравнить W_α с табличным значением − 5,5 МэВ.

Контрольные вопросы

1. Какое явление называется радиоактивностью? Дайте определение естественной и искусственной радиоактивности.

2. Какие существуют виды радиоактивных распадов?

3. Сформулировать основной закон радиоактивного распада. Пояснить физический смысл постоянной распада λ.

4. Что называется периодом полураспада?

5. Каков механизм α-распада? Благодаря каким свойствам микрочастицы возможен α-распад?

6. Как связаны кинетическая энергия α-частицы и длина её пробега?

7. По какой формуле можно определить длину волны микрочастицы?

Лабораторная работа О-11

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ БЕТА-РАСПАДА МЕТОДОМ ПОГЛОЩЕНИЯ

Цель работы: ознакомиться с β-распадом радионуклидов, оценить максимальную энергию β-частиц.

Описание метода

β-распадом называется самопроизвольное превращение ядер, при котором их массовое число *A* (число нуклонов в ядре) не изменяется, а зарядовое число ядра *Z* (число протонов в ядре) изменяется на единицу. Этот заряд уносится электроном или позитроном, покидающим ядро. При электронном β-распаде кроме электрона испускается антинейтрино – частица, не имеющая электрического заряда. Её масса равна нулю или гораздо меньше массы электрона:

$$ {}^{A}_{Z}\mathrm{X} \rightarrow {}^{A}_{Z+1}\mathrm{Y} + {}^{0}_{-1}e + \tilde{\nu}_e . \qquad (11.1) $$

Здесь обозначено:

${}^{A}_{Z}\mathrm{X}$ – исходное ядро с массовым числом *A* и зарядовым числом *Z*;

${}^{A}_{Z+1}\mathrm{Y}$ – дочернее ядро, образовавшееся в результате β-распада;

${}^{0}_{-1}e$ – электрон;

$\tilde{\nu}_e$ – электронное антинейтрино.

Кроме электронного β-распада существуют также:

- позитронный β-распад, при котором образуются позитрон ${}^{0}_{+1}e$ и электронное нейтрино ν_e: ${}^{A}_{Z}\mathrm{X} \rightarrow {}^{A}_{Z-1}\mathrm{Y} + {}^{0}_{+1}e + \nu_e$;
- *K*-захват, при котором ядро поглощает один из электронов с внутренних оболочек атома и изменяет своё зарядовое число на единицу: ${}^{A}_{Z}\mathrm{X} + {}^{0}_{-1}e \rightarrow {}^{A}_{Z-1}\mathrm{Y} + \nu_e$.

β-активные ядра встречаются во всей области значений массового числа *A*, начиная от единицы (свободный нейтрон) и кончая самыми тяжёлыми ядрами. Период полураспада (время, за которое в среднем распадается половина начального количества радионуклидов – $T_{1/2}$) β-активных ядер изменяется от микросекунд до ~ 10^{18} лет. Выделяющаяся при единичном акте β-распада энергия зависит от типа ядра. Она минимальна для трития ${}^{3}_{1}\mathrm{H}$ (0,02 МэВ) и максимальна для изотопа бора ${}^{12}_{5}\mathrm{B}$ (13,4 МэВ). Освобождающаяся при β-распаде энергия делится между электроном, антинейтрино и дочерним ядром, однако доля энергии, передаваемой ядру, исчезающее мала по сравнению с энергией, уносимой электроном и антинейтрино.

Практически можно считать, что эти две частицы делят между собой всю энергию распада ядра в случайной пропорции. При обычной постановке экспериментов антинейтрино не регистрируются и наблюдаются только электроны, энергия которых может принимать любое значение – от нулевого до некоторого максимального. Энергии β-частиц любого радиоактивного элемента образуют непрерывный спектр, простирающийся от ничтожно малых значений до некоторой максимальной величины T_e (рис. 11.1). Это является важнейшей особенностью β-излучения, отличающей его от других радиоактивных излучений. Таким образом, максимальная энергия β-распада почти равна разности энергий материнского и дочернего ядер. Каждый радиоактивный изотоп имеет вполне определённый, только ему свойственный энергетический спектр. Поэтому максимальная энергия β-спектра T_e является характерной величиной для каждого β-активного элемента. Следовательно, β-активные вещества можно идентифицировать по максимальной энергии их спектра.

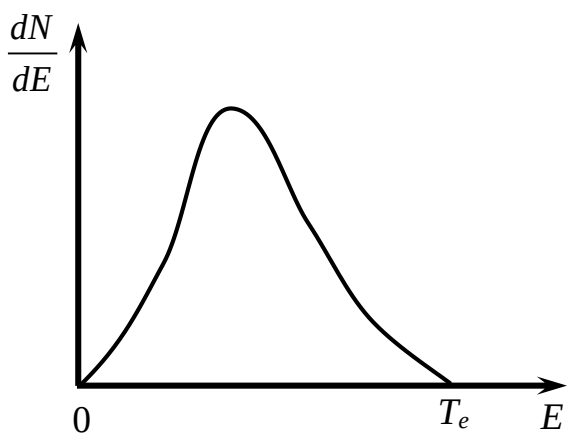

Рис. 11.1. Энергетический спектр электронов, испускаемых при β-распаде

В данной работе исследуется распад радионуклида стронций-90, который подвержен электронному β-распаду: ${}^{90}_{38}\mathrm{Sr} \to {}^{90}_{39}\mathrm{Y} + {}^{0}_{-1}e + \tilde{\nu}_e$. Дочернее ядро иттрий-90 также подвержено электронному β-распаду, в результате чего образуется стабильное ядро цирконий-90: ${}^{90}_{39}\mathrm{Y} \to {}^{90}_{40}\mathrm{Zr} + {}^{0}_{-1}e + \tilde{\nu}_e$ (рис. 11.2). Эти изотопы являются «чистыми» β-источниками, т.е. при их распаде не возникают γ-лучи и другие радиоактивные излучения.

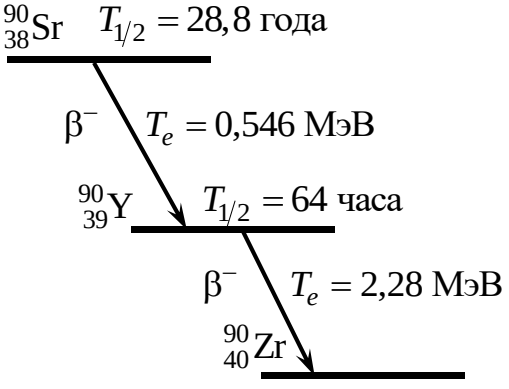

Рис. 11.2. Цепочка распада ${}^{90}_{38}\mathrm{Sr} \to {}^{90}_{39}\mathrm{Y} \to {}^{90}_{40}\mathrm{Zr}$

Определение максимальной энергии β-спектра T_e можно производить различными способами. Один из них заключается в изучении поглощения β-излучения веществом (метод полного поглощения). Обычно в качестве поглотителя используют листочки алюминиевой фольги. β-лучи, проходя через слой поглощающего вещества, постепенно ослабляются.

Поглощение узконаправленного β-излучения приближённо описывается степенной функцией:

$$J = J_0 e^{-\mu d}, \qquad (11.2)$$

где J_0 – плотность потока β-частиц при отсутствии поглотителя; J – плотность потока β-частиц после прохождения слоя поглотителя толщиной d. Коэффициент μ в формуле (11.2) называется *коэффициентом поглощения.* Он показывает, какая доля β-частиц поглощается на единице длины их пути в данной среде. Установлено, что μ прямо пропорционален плотности ρ поглощающей среды. Таким образом, отношение $\lambda = \mu/\rho$ (массовый коэффициент поглощения) будет почти постоянным для различных веществ. Уравнение (11.2) может быть представлено теперь в виде:

$$J = J_0 e^{-\lambda\rho d} = J_0 e^{-\lambda\cdot\tau}, \qquad (11.3)$$

где $\tau = \rho d$ – «толщина» поглощающего слоя с учётом его плотности, измеряемая в г/см^2.

Детектор β-излучения фиксирует не только электроны, исходящие от источника J, но и радиоактивный фон окружающей среды $J_ф$. Поэтому, график зависимость плотности потока частиц, зафиксированных детектором, от τ в полулогарифмическом масштабе не во всём диапазоне будет линейным. Он будет выходить на горизонтальную асимптоту при достаточно большом поглощающем слое, когда фоновое излучение начнёт преобладать, а β-излучение практически не будет фиксироваться (рис. 11.3). Таким образом может быть определён экстраполированный пробег β-частиц в среде R.

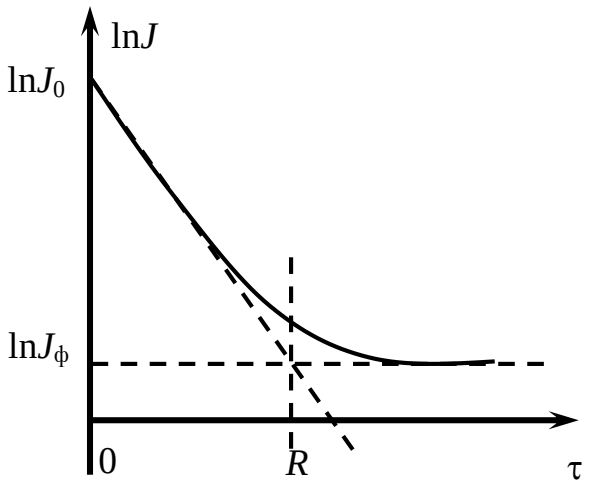

Рис. 11.3. Экспериментальная кривая поглощения

Эмпирически получена взаимосвязь максимальной энергии β-спектра T_e, МэВ и пробега R, г/см^2 [5, стр. 310]:

$$R = 0,407 \cdot T_e^{1,38} \text{ для } 0,15 < T_e < 0,8 \text{ МэВ}; \qquad (11.4)$$

$$R = 0,542 \cdot T_e - 0,133 \text{ для } T_e > 0,8 \text{ МэВ}. \qquad (11.5)$$

Отсюда, максимальную энергию β-частиц можно оценить по одной из следующих формул:

$$T_e = 1{,}92R^{0{,}725},\ \text{МэВ}\ \text{ для } 0{,}03 < R < 0{,}3\ \text{г/см}^2. \qquad (11.6)$$

$$T_e = 1{,}845 \cdot R + 0{,}245,\ \text{МэВ}\ \text{ для } R > 0{,}3\ \text{г/см}^2. \qquad (11.7)$$

Поскольку в данной работе исследуется распад двух изотопов одновременно – стронция-90 и иттрия-90, то β-спектр может иметь более сложную форму. Однако пробег электронов в среде и их максимальная энергия будут определены только для того изотопа, который даёт электроны наибольшей энергии (рис. 11.2).

Описание установки

Оборудование: контейнер с радиоактивным препаратом, алюминиевые пластины, стальная пластина, блок детектирования БДЗБ-100, счётчик импульсов УИМ2-2Д.

Для установления закономерности поглощения β-излучения в данной работе используется блок детектирования, предназначенный для измерения плотности потока β-частиц в диапазоне энергий от 0,3 до 3,0 МэВ. Блок подключён к счётчику импульсов, который определяет не только среднее количество частиц за промежуток времени, но и его относительную погрешность в процентах. Радиоактивный β-препарат (излучатель) в защитном контейнере с отверстием помещён на определённом расстоянии от входного окна блока детектирования с таким расчётом, чтобы между препаратом и детектором β-излучения можно было свободно расположить слой вещества, целиком поглощающий данное излучение. В качестве поглотителя используется алюминий. При отсутствии поглотителя слой воздуха между препаратом и входным окном блока детектирования составляет 24±1 мм. В этот зазор можно помещать пластины.

Установка содержит следующие основные узлы (рис. 11.4): основание (1), внутри которого размещены радиоактивный препарат и коллиматор (формирователь пучка β-частиц), поглотитель (2), блок детектирования (3), счётчик импульсов (4).

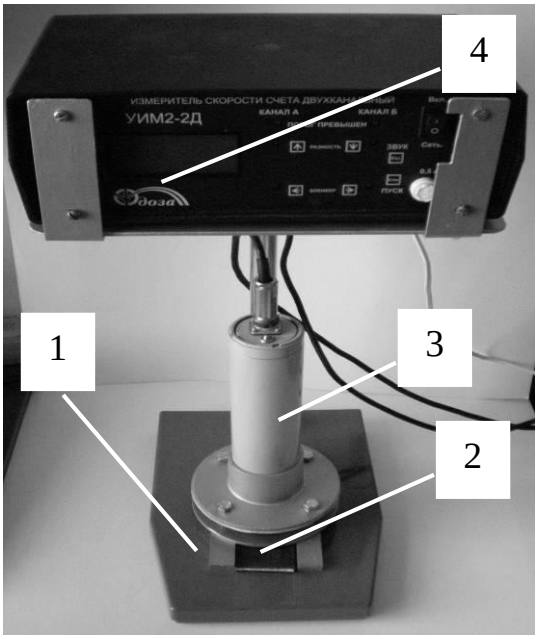

Рис. 11.4. Общий вид лабораторной установки

Электроны, вылетающие из радиоактивного препарата, после прохождения зазора попадают на входное окно блока детектирования и вызывают в нём электрические импульсы. Они передаются в счётчик. Результаты измерения средней скорости счёта импульсов выводятся на дисплей. Здесь же указана относительная погрешность измерения в %. Показания на дисплее обновляются каждые две секунды. За это время идёт уточнение результата, что отражается в изменении относительной погрешности на дисплее.

Выполнение работы

1. Включить счётчик импульсов.

2. *Измерение фона* $J_ф$. Удалить все алюминиевые пластины из зазора камеры и вставить в этот зазор стальную пластину, которая полностью поглощает все β-частицы, летящие от источника. Дождаться относительной стабилизации показания счётчика и записать значение фона $J_ф$, а также его относительную погрешность.

3. *Измерение* J_0. Удалить из зазора стальную пластину. Дождаться стабилизации показаний счётчика. Погрешность измерения должна быть <5%.

4. Измерение $J(d)$. Поместить в зазор между препаратом и детектором одну алюминиевую пластину (толщина указана на ней) и провести измерение плотности потока J, как указано в предыдущем пункте. Результат записать в таблицу.

5. Прибавляя по одной пластине, произвести измерения, используя весь комплект пластин. Для последних измерений относительная погрешность может быть увеличена. Результаты записать в таблицу.

6. Выключить счётчик импульсов. Все алюминиевые пластины должны оставаться в зазоре, чтобы свести к минимуму воздействие электронов на чувствительную поверхность блока детектирования.

Обработка результатов измерений

7. Вычислить общую толщину алюминиевого поглотителя d для всех измерений *в сантиметрах* и $\ln J$.

8. Вычислить значение τ каждого измерения по формуле:

$$\tau = 2{,}7d + 0{,}00129(2{,}4 - d) \text{ г/см}^2 . \qquad (11.8)$$

Здесь учтено не только поглощение электронов в алюминии, но также и в воздухе.

9. Построить график зависимости $\ln J = f(\tau)$ (Приложение, п. 2). Изобразить на графике уровень фона $\ln J_ф$. Построить прямую по линейному участку графика $\ln J = f(\tau)$, продолжив её до точки пересечения с уровнем

фона, как на рис. 11.3. Точка пересечения даст значение R. Оценить погрешность ΔR.

10. В зависимости от значения R выбрать необходимую расчётную формулу (11.6) или (11.7) и найти по ней верхнюю границу энергии β-излучения T_e.

11. Оценить погрешность измерения этой величины ΔT_e (Приложение, п. 1). Записать результат в виде $T_e \pm \Delta T_e$, МэВ.

12. По найденному значению энергии T_e, определить какому химическому элементу в действительности принадлежит исследованное β-излучение (рис. 11.2).

Контрольные вопросы

1. Какое явление называется β-распадом?

2. Какие есть виды β-распадов?

3. Почему в случае β-распада наблюдается сплошной, а не дискретный спектр энергий вылетающих электронов?

4. Какие законы сохранения выполняются при этом виде радиоактивного распада?

5. Как зависит плотность потока β-частиц J от толщины поглотителя d?

6. Что такое пробег β-частиц R, как он связан с максимальной энергии β-спектра?

7. Как находится верхняя граница энергии β-спектра по кривой $\ln J = f(R)$?

8. Чем отличаются общий и массовый коэффициенты поглощения?

9. Как производится оценка погрешности измерения верхней границы энергии β-спектра?

Лабораторная работа О-12

ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНА СМЕЩЕНИЯ ВИНА И ВТОРОГО ЗАКОНА ВИНА МЕТОДОМ СПЕКТРОМЕТРИИ

Цель работы: проверка законов теплового излучения с помощью спектрометра.

Описание метода

Основные законы теплового излучения описаны в лабораторной работе О-7. Источником теплового излучения является лампа накаливания 1, напряжение на которой можно регулировать с помощью потенциометра 2, а измерять его можно с помощью вольтметра 3 (рис. 7.2). Спектрометр разлагает излучение лампы в спектр, который фиксируется с помощью фотодиода и миллиамперметра 7. Если задать напряжение на лампе накаливания U, то мощность теплового излучения будет определяться выражением:

$$P = \frac{U^2}{R}, \qquad (12.1)$$

где R – сопротивление нити накаливания лампы, которое будем считать слабо зависящим от температуры T. Согласно закону Стефана-Больцмана (7.1), поток теплового излучения пропорционален абсолютной температуре T в четвёртой степени:

$$\Phi_e = A\sigma T^4 S, \qquad (12.2)$$

где A – коэффициент поглощения излучения поверхностью нити, S – площадь её излучаемой поверхности, σ – постоянная Стефана-Больцмана. Если считать, что вся мощность электрического тока, потребляемого лампой, преобразуется в излучение, то, приравнивая (12.1) и (12.2), получаем выражение для T:

$$T = \frac{1}{\left(A\sigma SR\right)^{1/4}} \cdot U^{1/2} = a \cdot U^{1/2}. \qquad (12.3)$$

Согласно закону смещения Вина (7.2), длина волны, на которую приходится максимум спектра теплового излучения АЧТ обратно пропорциональна T:

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T} = \frac{b}{a} \cdot U^{-1/2}. \qquad (12.4)$$

Второй закон Вина утверждает, что максимум испускательной способности АЧТ пропорционален T^5:

$$M^0_{e\lambda\,\max} = cT^5 = ac \cdot U^{5/2}. \qquad (12.5)$$

Описание установки

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

Описание установки изложено в ЛР О-7.

Выполнение измерений

1. Включить лампу накаливания, установить минимальное напряжение на ней U и, с помощью спектрометра определить λ_{max} и соответствующий фототок I_{max}.

2. Повышая напряжение на лампе до максимально возможного, определить соответствующие значения λ_{max} и I_{max}. Количество измерений должно быть больше 5. Учитывая, что диапазон изменений λ_{max} небольшой, коэффициент спектральной чувствительности фотодиода спектрометра (7.6) можно считать одинаковым в этом диапазоне. Поэтому $I_{max} \sim M^0_{e\lambda\,max}$.

Обработка результатов измерений

3. Построить график зависимости $\ln\lambda_{max}$ от $\ln U$. Провести прямую линию наилучшего соответствия (Приложение, п.2). Определить угловой коэффициент прямой $k_{1\,эксп}$ и оценить его погрешность δk_1 можно графическим методом (Приложение, п. 3.1) или аналитическим методом (Приложение п. 3.2). Согласно теоретическим оценкам (12.4), этот коэффициент должен быть равен $k_{1\,теор} = -0{,}5$. Сравнить полученное экспериментальное значение коэффициента и теоретическое.

4. Построить график зависимости $\ln I_{max}$ от $\ln U$. Провести прямую линию наилучшего соответствия. Определить угловой коэффициент прямой $k_{2\,эксп}$ и оценить его погрешность δk_2. Согласно теоретическим оценкам (12.5), этот коэффициент должен быть равен $k_{2\,теор} = 2{,}5$. Сравнить полученное экспериментальное значение коэффициента и теоретическое.

5. Сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. Какое излучение называется тепловым?
2. Назовите характеристики теплового излучения.
3. Какой физический смысл имеет испускательная способность тела?
4. Как связаны поглощательная и испускательная способность тела?
5. Что такое коэффициент поглощения и поглощательная способность?

Лабораторная работа О-13

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. Леннард создал установку – первый вакуумный фотоэлемент (рис. 13.1), на котором исследовал это явление.

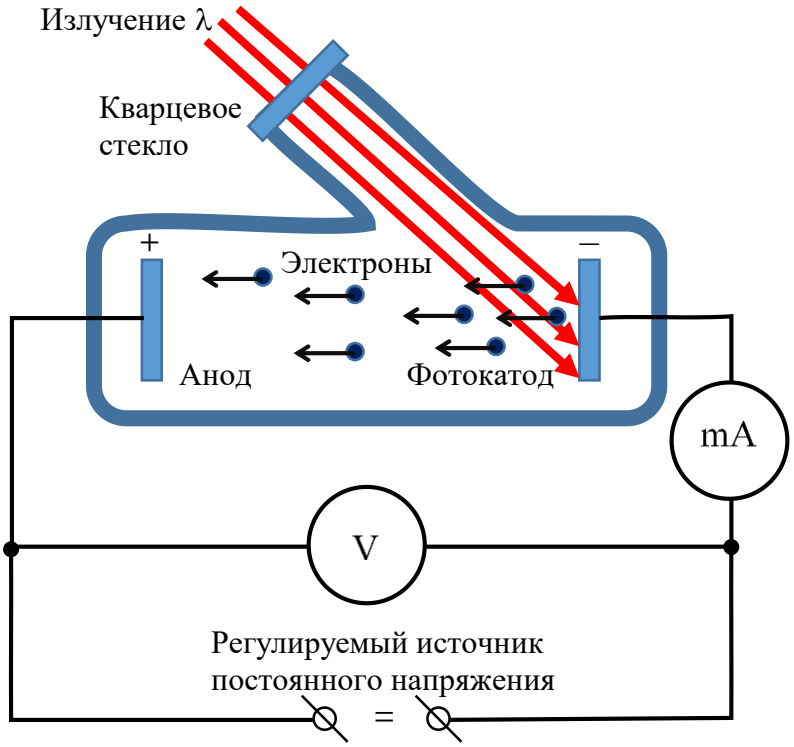

Рис. 13.1. Эксперимент по изучению фотоэффекта

В результате этого эксперимента была построена вольтамперная характеристика (ВАХ) вакуумного фотоэлемента (рис. 13.2). При повышении напряжения между электродами фототок растёт и достигает насыщения $I_{нас}$.

Законы фотоэффекта:

1. Ток насыщения $I_{нас}$ пропорционален падающему потоку излучения $Ф_e$ 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 $U_з$, 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:

$$\frac{mV_{\max}^2}{2} = U_з e, \qquad (13.1)$$

где e и m – заряд и масса электрона.

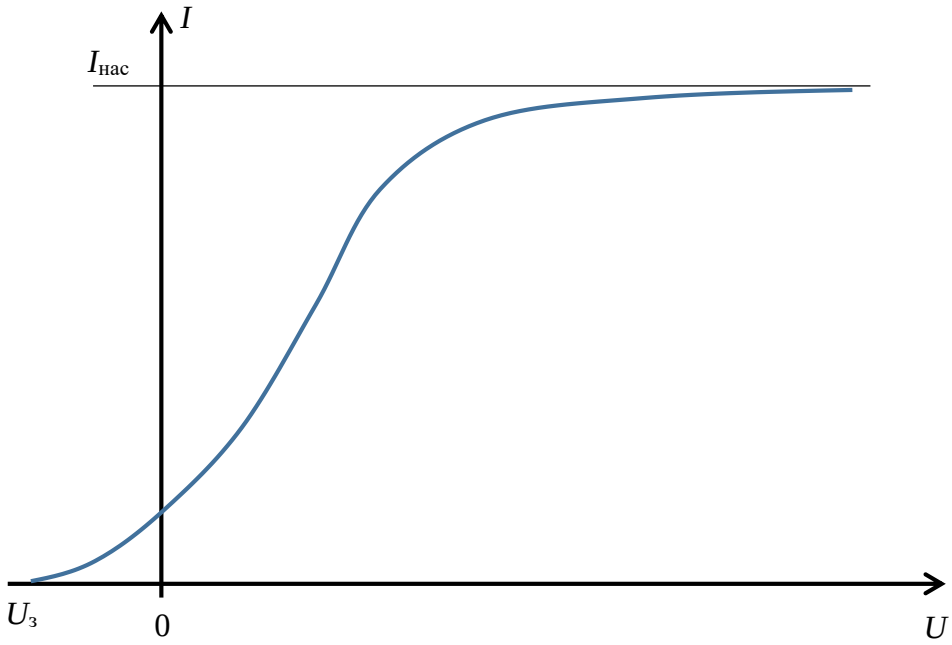

Рис. 13.2. Вольтамперная характеристика вакуумного фотоэлемента

3. Задерживающее напряжение $U_з$ не зависит от потока излучения $Ф_e$, а определяется только длиной волны λ и свойствами фотокатода (рис. 13.3). 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 $λ_{кр}$ (минимальная частота $ν_{кр}$), при которой возможен фотоэффект. Согласно классическим представлениям, никакой красной границы фотоэффекта быть не должно.

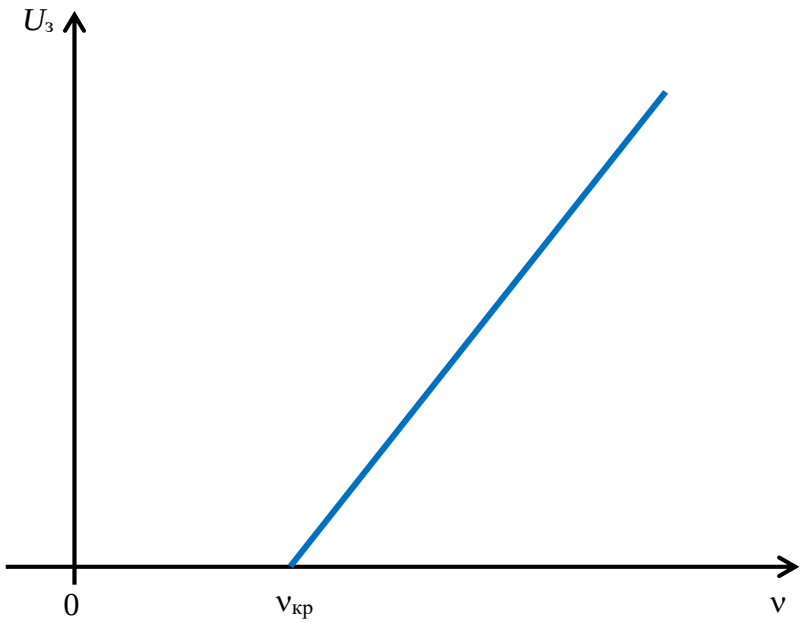

Рис. 13.3. Зависимость задерживающего напряжения от частоты излучения

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: $E_ф = h\nu = \hbar\omega = hc/\lambda$.

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:

$$h\nu = \frac{mV_{max}^2}{2} + A, \qquad (13.2)$$

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

$$\frac{hc}{\lambda_{кр}} = h\nu_{кр} = A. \qquad (13.3)$$

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

$$h\nu = U_з e + A. \qquad (13.4)$$

Описание установки

Оборудование: модульный учебный комплекс МУК-ОК, 2 мультиметра.

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. 13.4 показана экспериментальная установка МУК-ОК, состоящая из стенда (1) и блока питания (2). Для измерения напряжения на фотоэлементе и анодного тока используются мультиметры (3) и (4). Сам фотоэлемент находится внутри непрозрачного контейнера (5), однако через отверстия в нём можно видеть свечение светодиодов. На блоке питания (2) имеется кнопка переключения светодиодов (6) и индикатор, который указывает номер включённого светодиода (7). Соответствующая номерам светодиодов длины волн излучений указаны на стенде. Регулятором (8) можно изменять мощность излучения светодиодов, регулируя тем самым поток излучения, падающий на фотокатод, который определяется в относительных единицах по индикатору (9). Напряжение на фотоэлемент подаётся от одного из генераторов: (10) или (11).

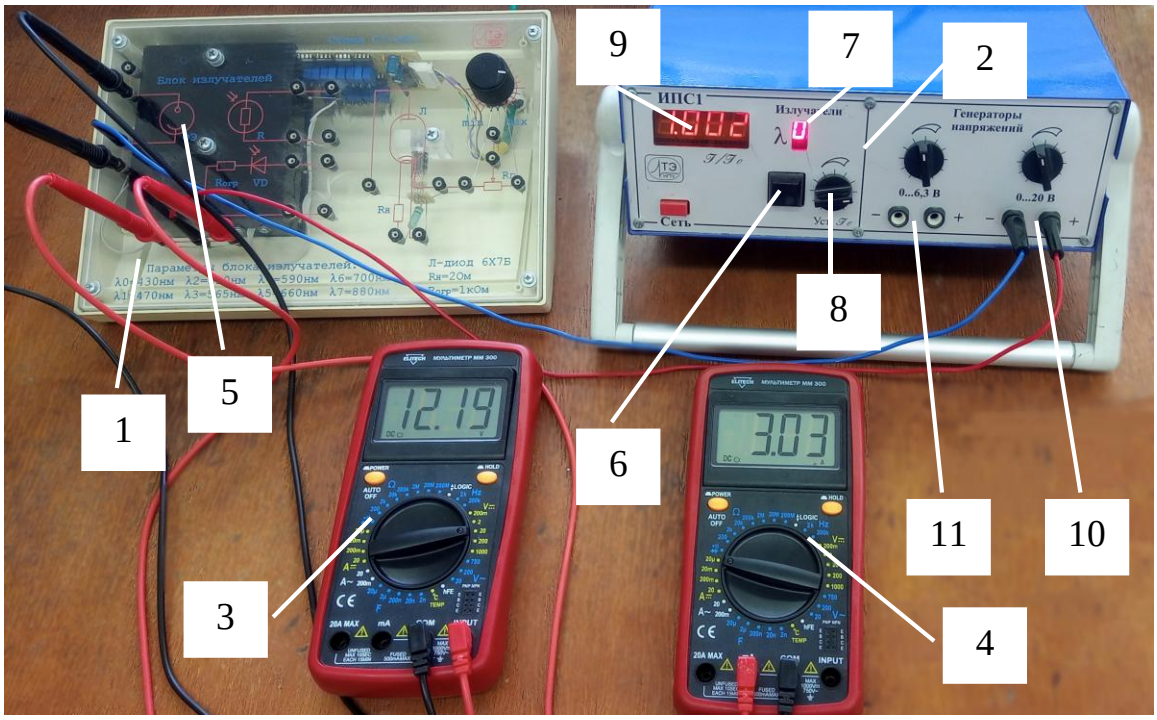

Рис. 13.4. Экспериментальная установка

Выполнение измерений

Задание 1. Снятие вольтамперной характеристики (ВАХ)

1.1. Собрать установку по схеме. Включить блок питания кнопкой «Сеть». Включить мультиметры и настроить их диапазоны самостоятельно.

1.2. Переключателем (6) выбрать любой излучатель, кроме последнего. В отверстиях контейнера (5) можно увидеть его свечение.

1.3. Регулятором (8) установить относительную интенсивность излучения **около единицы** (9) (значение записать).

1.4. *Измерение положительной ветви ВАХ.* Записать показания амперметра (4) при нулевом напряжении на фотоэлементе. На генераторе (10) устанавливать различные положительные напряжения (шаг выбрать самостоятельно), которые измерять с помощью мультиметра (3) и измерять токи мультиметром (4). Данные записывать в таблицу.

1.5. *Измерение отрицательной ветви ВАХ.* Переключить питание на генератор (11) и изменить полярность подаваемого на фотоэлемент напряжения. Оно должно быть отрицательным. Провести хотя бы измерения при 2-3 значениях напряжения в той область, где ток ненулевой. Данные записывать в таблицу.

1.6. *Дополнительное задание.* Перейти на другие излучатели (выбрать самостоятельно ещё несколько различных излучателя) и снять для них ВАХ (п. 1.3-1.5).

Задание 2. Снятие световой характеристики

2.1. Установить максимальное положительное напряжение на фотоэлементе от генератора (10).

2.2. Включить переключателем (6) тот же излучатель, который был установлен в п. 1.2, а интенсивность сделать равной нулю (8).

2.3. Постепенно увеличивая интенсивность, регистрировать анодный ток мультиметром (4). Шаг измерений выбрать самостоятельно.

2.4. *Дополнительное задание*. Повторить измерения световых характеристик для тех же излучателей, которые были использованы в задании 1.6.

Задание 3. Снятие спектральной характеристики фотоэлемента

3.1. Переключателем (6) установить наименьшую длину волны излучения. Индикатор (7) должен показывать «0».

3.2. Регулятором (8) установить относительную интенсивность излучения **около единицы** (9) и поддерживать его во время проведения всей этой серии измерений (значение записать). Напряжение подать на фотоэлемент наибольшее от генератора (10) (значение записать).

3.3. Последовательно переключая длину волны (6) от наинизшей до наивысшей, измерять фототок (4).

3.4. Выключить установку.

Задание 4 (дополнительное). Определение задерживающего напряжения в зависимости от частоты излучения

4.1. Включить питание установки. Подключить генератор (11) к фотоэлементу. На анод должен подаваться отрицательный потенциал, а на катод – положительный. Начальное напряжение должно быть равно нулю. Переключателем (6) установить наименьшую длину волны излучения. Регулятором (8) установить относительную интенсивность излучения максимально возможную.

4.2. Аккуратно регулируя напряжение на генераторе, определить максимальное по модулю напряжение, при котором анодный ток становится равным нулю. Записать в таблицу это значение для данной длины волны.

4.3. Повторить эти измерения для всех излучателей.

Обработка результатов измерений

1. Построить график ВАХ фотоэлемента. Если их несколько, то желательно все графики построить на одном поле.

2. Построить световую характеристику фотоэлемента. Если их несколько, то также желательно на одном поле.

3. Построить спектральную характеристику фотоэлемента. Отсюда оценить красную границу фотоэффекта и работу выхода (13.3).

4. *Дополнительное задание*. Построить зависимость задерживающего напряжения от частоты излучателя $U_з(\nu)$. Провести линейную аппроксимацию по построенным точкам (Приложение, п. 3). Определить угловой коэффициент аппроксимирующей прямой. Согласно формуле (13.4), угловой коэффициент равен h/e. Отсюда оценить постоянную Планка h и её погрешность. Сравнить с табличным значением.

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?

ПРИЛОЖЕНИЕ

1. Погрешности измерений физических величин

1.1. *Измерения. Типы измерений*

Установление закономерностей физических явлений осуществляется путём *наблюдений*, *измерений* и *обобщений*. Особое место в этом процессе отводится измерениям. По способу получения результатов различают *прямые* и *косвенные* измерения [6–8].

Прямые – это измерения, при которых результат находят непосредственно из опытных данных одного измерения. К таким измерениям относится большинство измерений, проводимых с помощью приборов, заранее отградуированных в определённых единицах, например, измерения длины линейкой, времени – часами, напряжения – вольтметром и т. п.

Прямые измерения можно выразить формулой

$$Q = X\,, \qquad (П1)$$

где Q – искомое значение измеряемой величины, а X – значение, непосредственно получаемое из опытных данных.

Косвенные – это измерения, при которых искомую величину определяют на основании прямых измерений нескольких величин, связанных с измеряемой величиной определённой зависимостью. Пример: определение плотности материала путём прямых измерений массы и размеров образца. При косвенных измерениях измеряют не саму определяемую величину, а другие величины, функционально с нею связанные. Значение измеряемой величины находят путём вычисления по формуле

$$Q = f(X_1, X_2, X_3, ..., X_N)\,, \qquad (П2)$$

где Q – искомое значение косвенно измеряемой величины; f – знак функциональной зависимости, которая заранее известна; $X_1, X_2, X_3, ..., X_N$ – значения величин, измеренных прямым способом.

Косвенные измерения широко распространены в тех случаях, когда искомую величину невозможно или слишком сложно измерить непосредственно или когда прямое измерение даёт менее точный результат. Роль косвенных измерений особенно велика при измерении величин, недоступных непосредственному экспериментальному сравнению, например, размеров астрономического или внутриатомного порядка. Следует заметить, что косвенными измерениями определяются наибольшее число физических величин, причём иногда этот способ измерений является единственно возможным.

1.2. *Погрешности измерений и их классификация*

Результаты измерений, вследствие несовершенства измерительных приборов, наших органов чувств и других независящих от нас причин, всегда содержат погрешность. Это значит, что в любом измерении мы получаем не истинное значение физической величины, а лишь близкое к нему. Теория погрешностей даёт нам возможность установить предельное значение погрешности, определить интервал, в котором вероятнее всего находится истинное значение измеряемой величины.

Погрешность измерений – это отклонение результата измерения от истинного значения физической величины, т. е. это разность между измеренным и истинным значениями измеряемой величины:

$$\Delta X = X_{\text{изм}} - X_{\text{ист}}. \qquad \text{(П3)}$$

Погрешность, определённая такой формулой, называется *абсолютной*. Кроме абсолютной погрешности ΔX часто бывает важно знать *относительную* погрешность γX, которая равна отношению абсолютной погрешности к истинному значению измеряемой величины и выражается в процентах:

$$\gamma X = \frac{\Delta X}{X_{\text{ист}}} \cdot 100\%. \qquad \text{(П4)}$$

Относительная погрешность позволяет лучше характеризовать качество измерений, чем абсолютная. Например, одна и та же абсолютная погрешность в 1 мм при измерении длины комнаты не играет роли, а при определении диаметра болта совершенно недопустима. Ясно, что у этих измерений одинаковые абсолютные погрешности, но разные относительные. Как следует из формул (П3) и (П4), для нахождения абсолютной и относительной погрешности измерений нужно знать не только измеренное, но и истинное значение измеряемой величины. Что же такое истинное значение?

Истинное значение физической величины – это значение, которое идеальным образом отражало бы в качественном и количественном отношениях соответствующее свойство объекта. Но если истинное значение известно, то незачем производить измерения!

Итак, поскольку истинное значение физической величины неизвестно, то неизвестна и погрешность. Поэтому формулы (П3) и (П4) для практики непригодны. На практике *погрешности не вычисляются, а оцениваются*. Если истинное значение физической величины мы в состоянии знать только приближённо, то и погрешность тоже выражается приближённым значением. Для того, чтобы оценить достоверность измерений, требуется знать степень этого приближения, то есть требуется знать не только результат измерения

и его погрешность, но также и вероятность того, что истинное значение измеряемой величины отличается от измеренного не более, чем на указанную погрешность.

Таким образом, *корректно выполненные измерения должны иметь своим итогом:* **результат, погрешность** *и* **вероятность** *того, что отклонение измеренной величины от её истинного значения не превышает указанной погрешности.*

В соответствии с ГОСТ Р 8.736-2011 [9], результат любого измерения Q должен быть представлен в форме:

$$Q = X \pm \Delta X\ , \qquad P = \ldots\ , \qquad \text{(П5)}$$

где X – результат измерения, выраженный в единицах измеряемой величины, ΔX – погрешность, выраженная в тех же единицах, P – установленная вероятность, с которой погрешность находится в этих границах.

Замечание о значащих цифрах. Значащими цифрами считаются все цифры числа, кроме крайних нулей, стоящих слева. Количество значащих цифр не всегда совпадает с количеством десятичных знаков после запятой, это разные вещи. Например, числа 784; 78,4; 7,84; 0,784; 0,0784; 0,0000784 обладают одинаковым количеством значащих цифр. Для учебных целей будем оставлять в погрешности, как правило, ***одну*** значащую цифру. Исключения из этого правила будем делать, когда первая цифра погрешности равна единице. В этом случае будем оставлять в погрешности ***две*** значащие цифры. Конечный результат полагается округлять до того количества значащих цифр, которое диктует погрешность. Например, если результат получился $X = 26{,}8964$, а погрешность $\Delta X = 0{,}3$, то результат следует округлить до $X = 26{,}9$ и записать $Q = 26{,}9 \pm 0{,}3$.

Погрешности бывают *систематическими, случайными* и *грубыми*.

Грубая погрешность измерений, или *промах* – это погрешность, существенно превышающая ожидаемую при данных условиях погрешность. Такие погрешности происходят либо по недосмотру оператора, либо из-за неисправности аппаратуры. Грубых погрешностей следует избегать. Если установлено, что они произошли, соответствующие измерения нужно отбрасывать.

Систематическая погрешность измерения – составляющая погрешности, которая остаётся постоянной или закономерно изменяется при повторных измерениях одной и той же физической величины. Она обозначается буквой θ, например, θX.

Случайная погрешность измерения – составляющая погрешности, которая изменяется случайным образом при повторных измерениях одной и той же величины вследствие невозможности учесть многочисленные воздействия при измерении. Она обозначается буквой δ, например, δX.

1.3. *Обработка результатов прямых измерений*

Однократные измерения. Систематическая абсолютная погрешность определяется в основном максимальной погрешностью измерительных приборов $\theta x_{\text{приб}}$. Приборная погрешность *аналоговых приборов* находится через *класс точности K* прибора:

$$\theta X_{\text{приб}} = \frac{K\%\, X_{\max}}{100\%}. \qquad \text{(П6)}$$

Класс точности прибора – это выраженное в процентах отношение абсолютной систематической погрешности к пределу измерений $x_{\max}$ по его шкале. Класс точности указывается на шкале прибора.

Относительная систематическая погрешность цифровых приборов. указывается в паспорте прибора и выражается в процентах от измеренного значения. Однако чаще всего погрешность измерения определяется фактором нестабильности входного сигнала. Можно заметить, что показания цифрового прибора флуктуируют относительно какой-то средней величины, которую можно принять за показание прибора, а среднее отклонение от неё может оказаться больше чем погрешность прибора. Таким образом, погрешность измерения оценивается как цена деления минимального стабильного разряда.

Систематическая погрешность измерения по шкале. Эта погрешность может определяться ценой деления шкалы линейки или экрана осциллографа. Обычно принимается, что систематическая погрешность расстояния равна половине цены деления шкалы: $\theta l = C/2$.

1.4. *Обработка результатов многократных прямых измерений, содержащих случайные погрешности*

Случайные величины, к которым относятся случайные погрешности, изучаются в теории вероятностей. Мы рассмотрим без доказательства основные свойства и основные правила обращения с ними в том объёме, который необходим для обработки результатов измерений, полученных в лаборатории. Будем предполагать, что систематические погрешности либо пренебрежимо малы, либо исключены из результатов отдельных измерений. Каждое отдельно выполненное прямое измерение называется *наблюдением*. Пусть имеется N результатов наблюдений $X_1, X_2, \ldots, X_N$ некоторой физической величины X, полученные в одинаковых условиях. За результат измерения принимают среднее арифметическое результатов наблюдений:

$$\langle X \rangle = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} X_i. \qquad \text{(П7)}$$

Этому результату присваивается среднеквадратичное отклонение *S*, определяемое как

$$S = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N}\left(X_i - \langle X \rangle\right)^2}{N-1}}\,. \qquad (П8)$$

В большинстве тех случаев, с которыми мы будем иметь дело, этому результату следует приписать погрешность, определяемую формулой:

$$\delta X = t_{P,N}\frac{S}{\sqrt{N}} = t_{P,N}\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N}\left(X_i - \langle X \rangle\right)^2}{N\left(N-1\right)}}\,, \qquad (П9)$$

где $\langle X \rangle$ – среднее арифметическое, определяемое по формуле (П7); X_i – результат *i*-го наблюдения; *N* – количество наблюдений; $t_{P,N}$ – коэффициент Стьюдента для данного числа измерений *N* и заданной доверительной вероятности *P* (определяется по табл. П1).

Таблица П1

Коэффициенты Стьюдента

N	3	4	5	6	8	10	20
P = 0,95	4,5	3,2	2,8	2,6	2,4	2,3	2,1

Доверительную вероятность *P* (вероятность того, что истинное значение величины $X_{\text{ист}}$ не выйдет за границы доверительного интервала $X_{\text{изм}} - \delta X \le X_{\text{ист}} \le X_{\text{изм}} + \delta X$) рекомендуется выбирать 0,95.

1.5. *Обработка результатов косвенных измерений*

Пусть измеряемая величина выражается формулой

$$Q = f(X, Y, Z)\,. \qquad (П10)$$

Погрешность косвенного измерения величины *Q* зависит от погрешностей измерений величин *X, Y, Z*. Это справедливо как для случайных, так и для систематических погрешностей. Будем считать, что систематические погрешности исключены, а случайные не зависят друг от друга. Значение измеряемой величины оценивают по формуле

$$Q = f\left(\langle X \rangle, \langle Y \rangle, \langle Z \rangle\right), \qquad (П11)$$

где $\langle X \rangle, \langle Y \rangle, \langle Z \rangle$ – средние значения величин *X, Y, Z*, подвергаемых прямым измерениям. Если дать приращения аргументам функции (П10), то полный дифференциал величины *Q* будет равен:

$$dQ = \frac{\partial Q}{\partial X} dX + \frac{\partial Q}{\partial Y} dY + \frac{\partial Q}{\partial Z} dZ , \qquad (П12)$$

где $\frac{\partial Q}{\partial X}, \frac{\partial Q}{\partial Y}, \frac{\partial Q}{\partial Z}$ – частные производные Q по X, Y, Z. Разделим выражение (П12) на Q :

$$\frac{dQ}{Q} = \frac{1}{Q}\frac{\partial Q}{\partial X} dX + \frac{1}{Q}\frac{\partial Q}{\partial Y} dY + \frac{1}{Q}\frac{\partial Q}{\partial Z} dZ . \qquad (П13)$$

Учитывая, что

$$\frac{dQ}{Q} = d(\ln Q) \qquad (П14)$$

получим:

$$\frac{dQ}{Q} = \frac{\partial(\ln Q)}{\partial X} dX + \frac{\partial(\ln Q)}{\partial Y} dY + \frac{\partial(\ln Q)}{\partial Z} dZ . \qquad (П15)$$

Бесконечно малые величины dX, dY, dZ в (П14) заменяем соответствующими погрешностями прямых измерений δX, δY, δZ (конечные малые величины) и берём геометрическую сумму слагаемых. В результате получается выражение:

$$\frac{\delta Q}{Q} = \sqrt{\left(\frac{\partial(\ln Q)}{\partial X}\delta X\right)^2 + \left(\frac{\partial(\ln Q)}{\partial Y}\delta \mathrm{Y}\right)^2 + \left(\frac{\partial(\ln Q)}{\partial Z}\delta \mathrm{Z}\right)^2} . \qquad (П16)$$

Используя формулу (П12), получаем выражение для абсолютной случайной погрешности косвенного измерения:

$$\delta Q = \sqrt{\left(\frac{\partial Q}{\partial X}\delta X\right)^2 + \left(\frac{\partial Q}{\partial Y}\delta Y\right)^2 + \left(\frac{\partial Q}{\partial Z}\delta Z\right)^2} , \qquad (П17)$$

В частном случае, когда функциональная зависимость имеет вид

$$Q = kX^{\alpha}Y^{\beta}Z^{\gamma} \text{ , где } k, \alpha, \beta, \gamma = \text{const}, \qquad (П18)$$

формула для относительной случайной погрешности становится такой:

$$\frac{\delta Q}{Q} = \sqrt{\left(\alpha\frac{\delta X}{X}\right)^2 + \left(\beta\frac{\delta Y}{Y}\right)^2 + \left(\gamma\frac{\delta Z}{Z}\right)^2} , \qquad (П19)$$

где $\frac{\delta X}{X}$, $\frac{\delta Y}{Y}$, $\frac{\delta Z}{Z}$ – относительные случайные погрешности прямых измерений соответствующих величин.

Рассмотренный подход применим не только к случайным, но и к неисключённым систематическим погрешностям косвенных измерений. Относительную систематическую погрешность в этом случае оценивают по формуле:

$$\frac{\theta Q}{Q} = 1{,}1\sqrt{\left(\frac{\partial(\ln Q)}{\partial X}\theta X\right)^2 + \left(\frac{\partial(\ln Q)}{\partial Y}\theta Y\right)^2 + \left(\frac{\partial(\ln Q)}{\partial Z}\theta Z\right)^2}\,. \qquad (П20)$$

Здесь θX, θY, θZ – границы соответствующих систематических погрешностей прямых измерений. Коэффициент 1,1 перед квадратным корнем, в соответствии с ГОСТ Р 8.736-2011 [7], определяется принятой доверительной вероятностью 0,95 в предположении равномерного распределения неисключённых систематических погрешностей. В случае (П16) относительная систематическая погрешность косвенных измерений принимает вид

$$\frac{\theta Q}{Q} = 1{,}1\sqrt{\left(\alpha\frac{\theta X}{X}\right)^2 + \left(\beta\frac{\theta Y}{Y}\right)^2 + \left(\gamma\frac{\theta Z}{Z}\right)^2}\,, \qquad (П21)$$

где $\frac{\theta X}{X}$, $\frac{\theta Y}{Y}$, $\frac{\theta Z}{Z}$ – относительные случайные погрешности прямых измерений соответствующих величин.

1.6. *Оценка полной погрешности*

Если систематическая погрешность θQ и доверительная граница случайной погрешности δQ близки по значению, то *верхняя доверительная граница* полной погрешности определяется по формуле:

– *абсолютная* $$\Delta Q = \sqrt{(\theta Q)^2 + (\delta Q)^2}\,, \qquad (П22)$$

– *относительная* $$\mathrm{E}Q = \frac{\Delta Q}{\langle Q\rangle}\,. \qquad (П23)$$

Если же одна из погрешностей в три и более раза превосходит другую, то в качестве суммарной погрешности берётся бóльшая из них.

2. Правила построения графиков

График – самое наглядное представление результатов эксперимента [10]. Графическое представление облегчает сравнение величин, позволяет легко обнаружить наличие характерных точек (экстремумов, точек перегиба), провести интерполяцию, экстраполяцию, обнаружить промах (рис. П1, П2).

1. График выполняется на миллиметровой бумаге размером с тетрадный лист (А5).

2. Прочертить координатные оси. Для независимой переменной (аргумента) используют ось абсцисс, для функции – ось ординат. Масштаб нужно выбирать так, чтобы экспериментальные точки заняли весь лист. Оси надо равномерно разметить и поставить числа напротив меток. Цена деления шкалы должна быть кратна 2, 5 или 10.

3. В конце оси указать откладываемую величину и её размерность, а также порядок масштаба ($10^{\pm k}$, где k – целое число).

4. Экспериментальные точки на график нужно наносить тщательно и точно, обводя их каким-либо знаком: ○, △, ×, □, +. **Числа, соответствующие экспериментальным точкам, на осях не откладывать**, т.к. это затрудняет работу с графиком. Если известны погрешности величин, то можно их указать на экспериментальной точке в виде креста, по горизонтали которого откладывают удвоенную погрешность аргумента, а по вертикали – удвоенную погрешность функции.

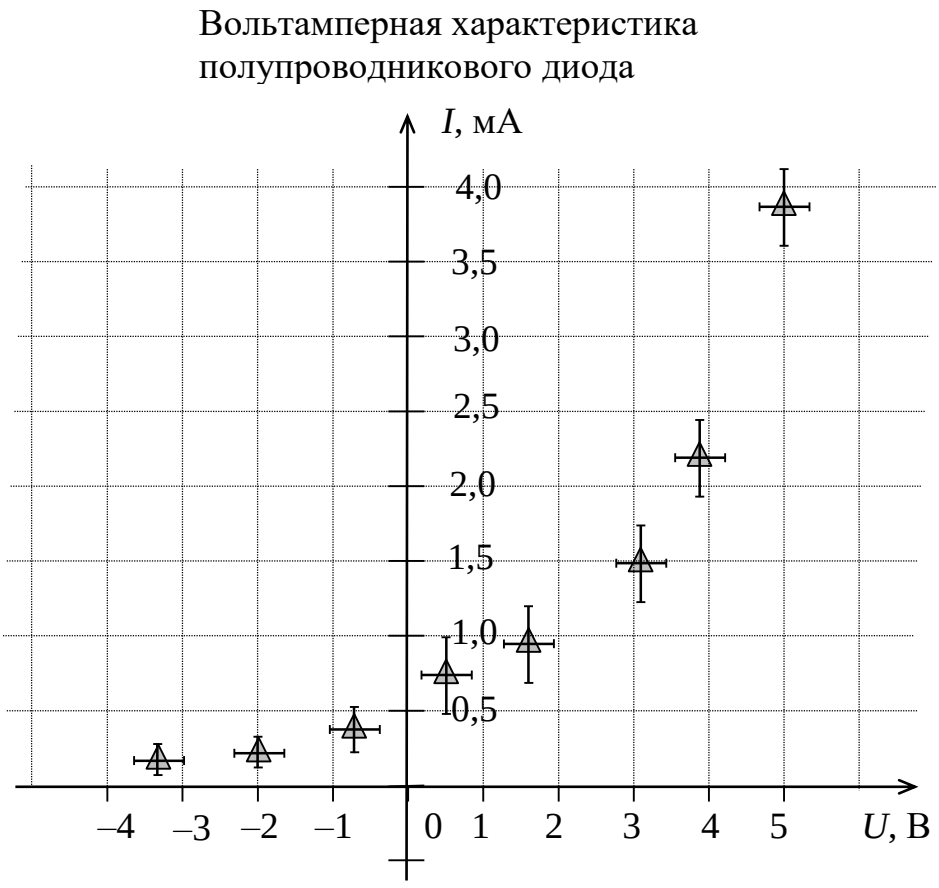

Рис. П1. Пример 1 построения графика

5. **Экспериментальные точки не соединять**. В некоторых случаях необходимо провести прямую линию наилучшего соответствия или теоретически рассчитанную кривую. Линия должна быть проведена так, чтобы отклонения от неё соответствующих экспериментальных точек было минимальным. При этом число точек под прямой должно быть приблизительно равным числу точек над прямой без учёта выбросов.

6. Вверху необходимо написать название графика.

Зависимость тока от напряжения на различных резисторах

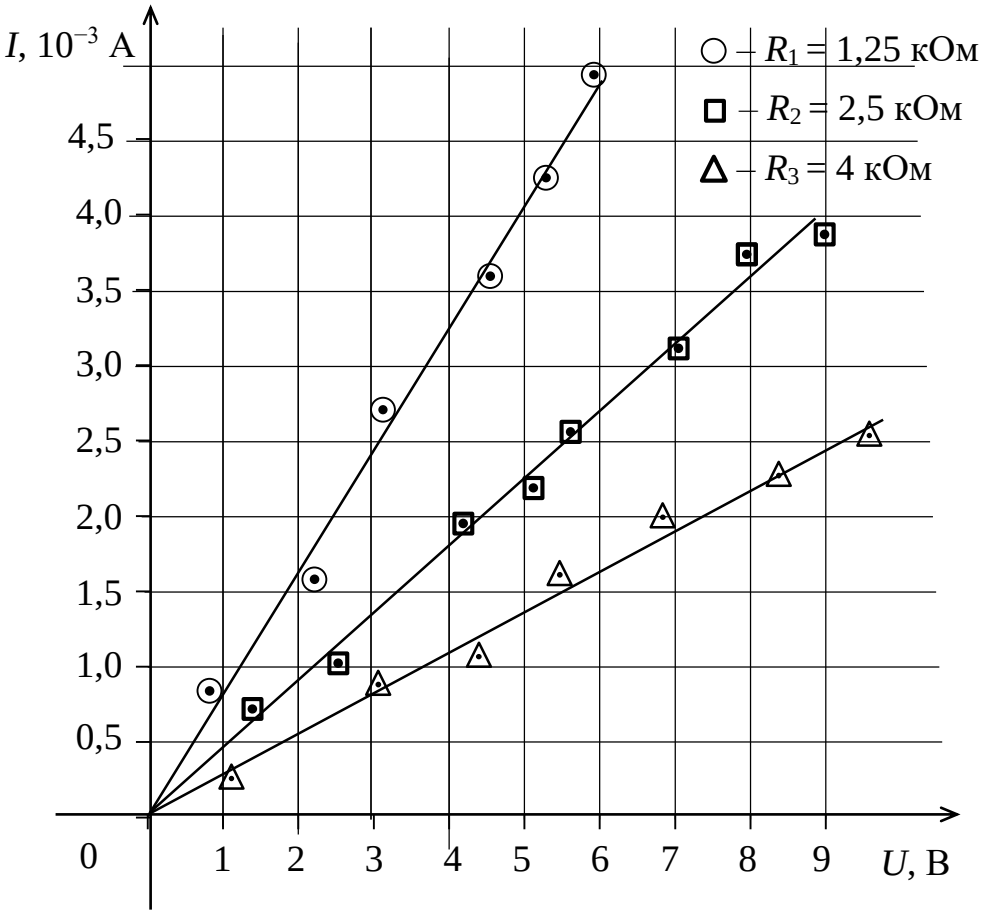

Рис. П2. Пример 2 построения графика

3. Способы оценки параметров аппроксимации и их случайных погрешностей

Аппроксимация (от лат. approximare − приближаться) − это математический метод замены сложных или неизвестных зависимостей более простыми моделями, которые достаточно точно отражают исходные данные. На рис. П2 показан пример приближённого построения аппроксимирующей

прямой – линией наилучшего соответствия – по экспериментальным точкам.

Прямая линия наилучшего соответствия описывается линейной функцией $y = kx + b$, где k – угловой коэффициент, b – свободный член. Например, в лабораторной работе О-1 необходимо определить радиус кривизны линзы по интерференционной картине «Кольца Ньютона». Согласно теории, квадраты диаметров тёмных колец d^2 должны быть пропорциональны номерам колец m. Следовательно, откладывая на графике по оси абсцисс m, а по оси ординат d^2, можно ожидать, что экспериментальные точки расположатся на прямой, описываемой уравнением $d^2 = k \cdot m + b$. Параметры этой прямой k и b связаны с искомыми величинами (1.10). Однако, из-за воздействия случайных факторов и неточности измерений эти точки будут иметь разброс относительно линии наилучшего соответствия (рис. П1, П2). Поэтому, необходимо определить не только параметры прямой, но их случайные погрешности δk и δb, по которым можно будет в дальнейшем оценить случайные погрешности искомых величин. Абсолютно точного метода определения углового коэффициента k и свободного члена b, а также их погрешностей δk и δb не существует. Тем не менее рекомендуется применять различные приближённые методы оценки этих величин.

3.1. *Графический метод. Метод Корнфельда*

Этот способ применяется при небольшом количестве измерений [11] и может быть рекомендован для обработки результатов измерений в лабораторных работах, описанных в данном пособии. Применим этот метод для обработки результатов лабораторной работы О-1.

Оценка величин $\langle k \rangle$ *и* $\langle b \rangle$.

1.1. Отложить точки на графике, в соответствие с рекомендациями [11].

1.2. Используя прозрачную линейку, приближённо провести прямую линию наилучшего соответствия так, чтобы количество точек сверху от неё и снизу от неё было примерно одинаковым. Кроме того, точки должны быть как можно ближе к этой прямой (рис. П3).

1.3. Для определения углового коэффициента прямой $\langle k \rangle$, выделить любые две точки на прямой («**1**» и «**2**»). Для минимизации погрешности желательно выбрать эти точки максимально удалёнными.

1.4. По этим точкам определить приращение функции (Δy) и приращение аргумента (Δx).

1.5. Их отношение даёт нам приближённое значение углового коэффициента $\langle k \rangle = \Delta y / \Delta x$.

1.6. Продолжить прямую до пересечения с осью ординат. Точка пересечения будет соответствовать значению свободного члена $\langle b \rangle$.

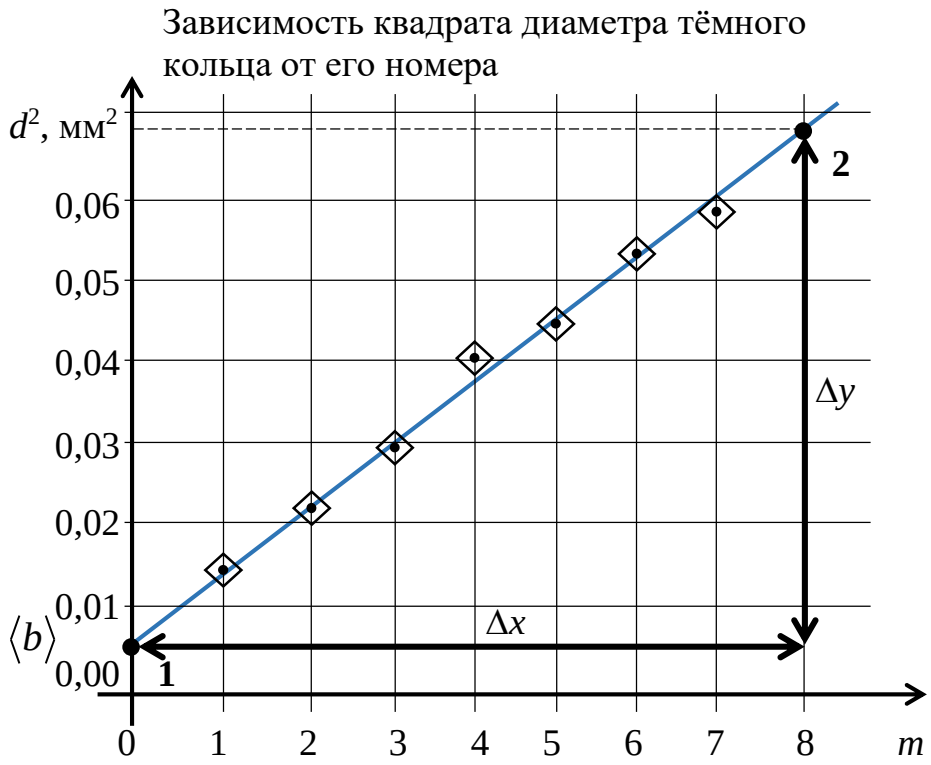

Рис. П3. Графический способ оценки параметров прямой линии наилучшего соответствия

Оценка погрешностей δk *и* δb.

1.7. Провести параллельно экспериментальной прямой **1-2** две вспомогательные прямые линии **A** и **B** так, чтобы все точки оказались между ними, кроме промахов (рис. П4).

1.8. Определить расстояние между вспомогательными прямыми по оси ординат δy.

1.9. Определить расстояние между максимально удалёнными экспериментальными точками по оси абсцисс δx.

1.10. В пределах этого коридора можно провести две прямые с максимальным и минимальным наклоном, имеющим угловые коэффициенты k_{max} и k_{min}. Погрешность углового коэффициента может быть оценена как половина разности между ними:

$$\delta k = \frac{k_{max} - k_{min}}{2} = \frac{\delta y}{\delta x}. \qquad (П24)$$

1.11. Погрешность свободного члена δb можно оценить так: $\delta b = \frac{\delta y}{2}$.

1.12. Доверительная вероятность в описанном методе зависит от числа измерений N: $P = 1 - (1/2)^N$.

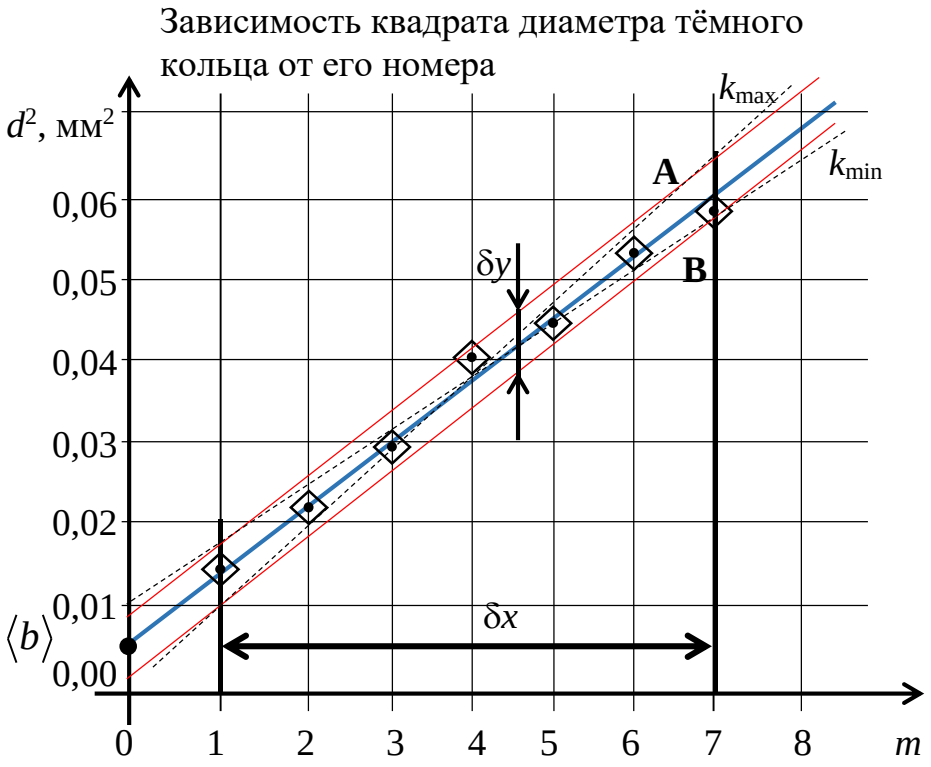

Рис. П4. Графический способ оценки погрешностей параметров прямой линии наилучшего соответствия

3.2. *Аналитический метод. Метод наименьших квадратов (МНК)*

Этот метод чаще применяется для обработки большого количества экспериментальных результатов. Это наиболее точный и распространённый метод. МНК позволяет не только найти коэффициенты k и b линейной аппроксимации, но и оценить их погрешности δk и δb с помощью математической статистики [12, с. 649]. Экспериментальные значения измеренных величин обозначим x_i и y_i, где i – номер измерения, $i = 1, 2, \ldots, N$. Предполагается, что имеется скрытая закономерность между ними, например, линейная зависимость $y = kx + b$. В основе метода лежит принцип наименьших квадратов отклонений экспериментальных значений от линейной функции:

$$s^2 = \frac{1}{N-2}\sum_{i=1}^{N}\left(y_i - kx_i - b\right)^2 . \qquad (П25)$$

Поиск минимума функции s^2, которая называется остаточной дисперсией, позволяет определить коэффициенты $\langle k \rangle$ и $\langle b \rangle$:

$$\langle k \rangle = \frac{N\sum_{i=1}^{N} x_i y_i - \sum_{i=1}^{N} x_i \sum_{i=1}^{N} y_i}{N\sum_{i=1}^{N} x_i^2 - \left(\sum_{i=1}^{N} x_i\right)^2} \qquad \langle b \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{N} y_i - \langle k \rangle \sum_{i=1}^{N} x_i}{N} . \qquad (П26)$$

Погрешности углового коэффициента δk и свободного члена δb могут быть оценены с учётом доверительной вероятности P по формулам:

$$\delta k = t_{\frac{1+P}{2},N-2} \cdot \sqrt{\frac{s^2}{\sum_{i=1}^{N}\left(x_i - \overline{x}\right)^2}} , \qquad \delta b = t_{\frac{1+P}{2},N-2} \cdot s \sqrt{\frac{1}{N} + \frac{\overline{x}^2}{\sum_{i=1}^{N}\left(x_i - \overline{x}\right)^2}} . \qquad (П27)$$

где $t_{p,n}$ – коэффициент Стьюдента, $\overline{x} = \frac{\sum_{i=1}^{N} x_i}{N}$.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Савельев, И.В. Курс физики. В 3 томах. Том 2. Электричество. Колебания и волны. Волновая оптика: учебное пособие для вузов / И.В. Савельев. СПб: Лань, 2026. – 464 с. – https://e.lanbook.com/book/507521.

2. Савельев, И. В. Курс общей физики. В 3 томах. Том 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твёрдого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц: учебник для вузов / И.В. Савельев. СПб: Лань, 2026. – 320 с. – https://e.lanbook.com/book/521914.

3. Яворский, Б.М. Курс физики: учебное пособие для высших технических учебных заведений / А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. – М.: Академия, 2015. – 720 с.

4. Хлебников, Н.С. Сурьмяно-цезиевые катоды и фотоэлементы / Н.С. Хлебников // УФН. – 1944. – Т. 26. – С. 87-106.

5. Мухин, К.Н. Экспериментальная ядерная физика. В 2-х кн. Кн. 1. Физика атомного ядра. Ч. I. Свойства нуклонов, ядер и радиоактивных излучений. – 5-ое изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1993. – 376 с.

6. Зайдель, А.Н. Погрешности измерения физических величин / А.Н. Зайдель. Л.: Высшая школа, 1985. – 105 с.

7. Касандрова, О.Н. Обработка результатов измерений / О.Н. Касандрова, В.В. Лебедев. М.: Наука, 1970. – 195 с.

8. Пустовалов, Г.Е. Погрешности измерений. Методическая разработка по общему физическому практикуму / Г.Е. Пустовалов. – М.: Изд-во МГУ, 2012. – 19 с.

9. ГОСТ Р 8.736-2011. Прямые измерения многократные. Методы обработки результатов измерений. Основные положения. – М.: Стандартинформ, 2019. – 19 с.

10. Культура построения графиков. – https://edu-potential.ru/images/

catalog/physics/Kultura_postroeniya_grafikov.pdf

11. Корнфельд, М.И. Погрешность и надёжность простейших экспериментов / М.И. Корнфельд // УФН. – 1965. – Т. 85. – С. 533-542.

12. Кобзарь, А.И. Прикладная математическая статистика. Для инженеров и научных работников / А.И. Кобзарь. М.: Физматлит, 2006. 816 с.

Оглавление

Правила техники безопасности и проведения эксперимента 3

Лабораторная работа О-1. Определение радиуса кривизны линзы с помощью колец Ньютона 4

Лабораторная работа О-2. Измерение длины световой волны с помощью дифракционной решётки 9

Лабораторная работа О-3. Изучение зависимости показателя преломления воздуха от давления с помощью интерферометра 13

Лабораторная работа О-4. Изучение закона Малюса и эффекта Брюстера 18

Лабораторная работа О-5. Изучение дифракции Фраунгофера 26

Лабораторная работа О-6. Изучение закона Стефана-Больцмана методом пирометрии 30

Лабораторная работа О-7. Изучение спектра теплового излучения тела 34

Лабораторная работа О-8. Определение спектральной характеристики фотоэлемента и работы выхода электрона 38

Лабораторная работа О-9. Изучение внутреннего фотоэффекта 43

Лабораторная работа О-10. Определение энергии альфа-частиц при распаде изотопа плутония 47

Лабораторная работа О-11. определение максимальной энергии электронов бета-распада методом поглощения 52

Лабораторная работа О-12. Изучение закона смещения Вина и второго закона Вина методом спектрометрии 58

Лабораторная работа О-13. Изучение внешнего фотоэффекта 60

ПРИЛОЖЕНИЕ 66

1. Погрешности измерений физических величин 66

2. Правила построения графиков 72

3. Способы оценки параметров аппроксимации и их случайных погрешностей 74

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК 79