

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

**ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ  
КУРСА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ**

**Раздел «СПЕКТРЫ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ»**

Под редакцией В.В. Суркова

*Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технологии»  
в качестве учебного пособия  
для студентов высших учебных заведений*

Москва 2012

УДК 539.1 (076.5)  
ББК 22.38я7  
Л 12

**Лабораторный практикум курса общей физики. Раздел «Спектры атомов и молекул»:** Учебное пособие / Под ред. В.В. Суркова. М.: НИЯУ МИФИ, 2012. 112 с.

*Авторы:* Н.А. Иванова (работа 5.11), Н.К. Киврина (работа 5.11), Н.А. Клячин (работа 5.3), Ф.Н. Маркун (работа 5.11), А.Ю. Матрончик (работы 5.5, 5.8), Б.Н. Мешерин (работа 5.5), К.С. Мозгов (работа 5.3), А.А. Плясов (работа 5.9), В.Д. Попов (работа 5.1), Е.М. Серебрякова (работа 5.3), В.В. Сурков (работы 5.1, 5.4а, 5.4б), Н.И. Швецов-Шиловский (работы 5.1, 5.4а, 5.4б), А.В. Шмыкова (работа 5.11).

Данное издание лабораторного практикума содержит описание восьми новых лабораторных работ по курсу общей физики, введенных в эксплуатацию в 2010 г. в рамках модернизации лабораторного практикума МИФИ по общей физике. Работы предназначены для студентов НИЯУ МИФИ пятого семестра. Описание других лабораторных работ дано в лабораторном практикуме «Атомная физика». Каждая работа начинается с введения, в котором кратко изложены основные понятия и закономерности.

Цель практикума – знакомство с методами измерений, применяемыми в атомной физике и спектроскопии, а также изучение классических опытов, лежащих в основе квантовой физики.

Предназначено для студентов 3-го курса НИЯУ МИФИ.

Подготовлено в рамках Программы создания и развития НИЯУ МИФИ.

Рецензент проф. Ю.А. Коровин (ИАТЭ НИЯУ МИФИ)

ISBN 978-5-7262-1674-4

© Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 2012

Редактор М.В. Макарова

Оригинал-макет изготовлен М.В. Макаровой

Подписано в печать 15.11.2011. Формат 60х84 1/16

Уч.-изд. л. 8,0. Печ. л. 7,0. Тираж 1120 экз.

Изд. № 1/23. Заказ № 13.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».  
115409, Москва, Каширское ш., 31.

ООО «Полиграфический комплекс «Курчатовский».  
144000, Московская область, г. Электросталь, ул. Красная, д. 42

---

## СОДЕРЖАНИЕ

---

Работа 5.1.	Тепловое излучение нагретых тел.....	4
Работа 5.3.	Основные закономерности фотоэлектрического эффекта. Определение постоянной Планка.....	15
Работа 5.4а.	Эксперимент Франка и Герца с ртутной трубкой.....	31
Работа 5.4б.	Эксперимент Франка и Герца с неоновой трубкой.....	43
Работа 5.5.	Серия Бальмера атома водорода. Определение постоянной Ридберга.....	48
Работа 5.8.	Тонкая структура, одно- и двухэлектронный спектры.....	59
Работа 5.9.	Оптические спектры атомов гелия и ртути.....	76
Работа 5.11.	Эффект Зеемана.....	92

## Работа 5.1

### ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НАГРЕТЫХ ТЕЛ

---

**Цель:** исследование зависимости плотности потока излучения тела от его температуры, проверка закона Стефана–Больцмана и определение коэффициента серости нагретого тела.

**Оборудование:** источник напряжения 15 В/12 В/5 А; лампа 6 В/5 А, Е14, 3 шт.; подставка для лампы Е14; универсальный измерительный блок; термоэлемент; экранирующая трубка для термоэлемента; цифровой мультивольтиметр, 3 шт.; соединительный шнур, 500 мм, синий, 3 шт.; соединительный шнур, 500 мм, красный, 2 шт.; линейка,  $l = 1$  м; опора, 2 шт.

### ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитное излучение вещества, возникающее за счет его внутренней энергии, называется *тепловым излучением*. Тепловое излучение следует отличать от люминесценции, которая представляет собой избыток над тепловым излучением. Посредством теплового излучения происходит переход энергии от более горячих тел к более холодным. Если поместить нагретые тела внутри вакуумированной оболочки с идеально отражающими стенками, то спустя некоторый промежуток времени между веществом и тепловым излучением, заполняющим оболочку, установится термодинамическое равновесие. При этом все тела системы и тепловое излучение будут иметь одинаковую температуру  $T$ , а мощность теплового излучения каждого тела будет компенсироваться энергией излучения, поглощаемой телом в единицу времени. Термодинамическое равновесие подразумевает также постоянный состав теплового излучения, т.е. постоянство распределения энергии излучения не только по пространству, но и по частотам или длинам волн. Тепловое излучение, находящееся в термодинамическом равновесии с веществом, испускающим и поглощающим это излучение, называется *равновесным*.

Основными характеристиками теплового излучения нагретых тел являются испускательная и поглощательная способности. *Полной (интегральной) испускательной способностью*, или *энергетической светимостью*, называют поток энергии  $R(T)$ , излучаемой с единицы поверхности тела по всем направлениям в пределах телесного угла  $2\pi$ . Спектральное распределение энергетической светимости (распределение по частотам  $\omega$ ) называется *спектральной испускательной способностью* тела  $r(\omega, T)$ . Таким образом:

$$R(T) = \int_0^{\infty} r(\omega, T) d\omega. \quad (5.1.1)$$

*Поглощательной способностью* тела называется величина:

$$a(\omega, T) = \frac{d\Phi'(\omega, T)}{d\Phi(\omega, T)}, \quad (5.1.2)$$

где  $d\Phi(\omega, T)$  – поток энергии излучения, падающий на единицу поверхности тела, а  $d\Phi'(\omega, T)$  – часть данного потока, которая поглощается телом, причем в потоке учитываются спектральные составляющие излучения, частоты которых заключены в интервале  $(\omega, \omega + d\omega)$ . Из данного определения следует, что  $a(\omega, T) \leq 1$ .

Основы теории равновесного теплового излучения были заложены в работах Г.Р. Кирхгофа, который в 1859 г. установил, что отношение испускательной и поглощательной способностей одинаково для всех тел и является универсальной функцией частоты и температуры:

$$\frac{r(\omega, T)}{a(\omega, T)} = f(\omega, T). \quad (5.1.3)$$

Вид универсальной функции  $f(\omega, T)$  определяется законом распределения энергии в спектре равновесного теплового излучения, который был получен теоретически М. Планком в 1900 г.:

$$f(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi c^2 \left[ \exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right) - 1 \right]}. \quad (5.1.4)$$

Здесь  $\hbar$  – постоянная Планка;  $c$  – скорость света в вакууме;  $k$  – постоянная Больцмана.

В теории теплового излучения имеется важное понятие абсолютно «черного тела», означающее тело, которое полностью поглощает падающее на его поверхность электромагнитное излучение независимо от частоты и температуры излучения. Поглощательная способность абсолютно «черного тела»  $a_{\text{ч}}(\omega, T) = 1$ , а его испускательная способность, как это следует из закона Кирхгофа (5.1.3),  $r_{\text{ч}}(\omega, T) = f(\omega, T)$ . Таким образом, испускательная способность абсолютно «черного тела» равняется универсальной функцией  $f(\omega, T)$ . Подставляя выражение (5.1.4) в формулу (5.1.1), можно найти после интегрирования по частотам вид энергетической светимости абсолютно «черного тела»:

$$R_{\text{ч}}(T) = \sigma T^4, \quad (5.1.5)$$

где константа

$$\sigma = \frac{\pi^2 k^4}{60c^2 \hbar^3} \approx 5,670 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4),$$

называется постоянной Стефана–Больцмана. Закон (1.5) был сформулирован на основе экспериментальных данных Й. Стефаном в 1879 г., его теоретическое обоснование впервые дано Больцманом.

Законы Кирхгофа и Стефана – Больцмана выводятся из предположения о полном термодинамическом равновесии излучения с веществом и, строго говоря, справедливы лишь для равновесного теплового излучения, заполняющего замкнутую полость с идеально отражающими стенками. Однако, как показывает опыт, данные законы с хорошей точностью могут быть применены к тепловому излучению тела, находящегося в более холодной среде, собственное излучение которой мало по сравнению с излучением данного тела. В частности, законы излучения, подобные (5.1.5), применимы к так называемым «серым телам», поглощательная способность которых меньше единицы и не зависит от частоты и температуры. Спектральный состав теплового излучения «серых тел» такой же, как и у абсолютно «черных тел», но отличается от него меньшей испускательной способностью.

Энергетическая светимость серых тел имеет вид

$$R_{\text{с}}(T) = a_{\text{с}} \sigma T^4, \quad (5.1.6)$$

где константа  $a_c < 1$  называется *коэффициентом черноты «серого тела»*. Для всех реальных тел коэффициент  $a_c$  можно считать приблизительно постоянным только в определенном интервале частот и температур. В видимой области спектра свойствами «серых тел» обладают каменный уголь ( $a_c = 0,80$  при  $T = 400 - 900$  К), сажа ( $a_c = 0,94 - 0,96$  при  $T = 370 - 470$  К); платиновая и висмутовая черни поглощают и излучают как «серые тела» в видимом и инфракрасном диапазонах спектра ( $a_c = 0,93 - 0,99$ ).

В данной работе в качестве «серого тела» используется вольфрамовая нить лампы накаливания, излучение которой попадает на термоэлемент. При фиксированном расстоянии между лампой и термоэлементом термоэлектрическая ЭДС (ТЭДС)  $U_T$  будет пропорциональна энергетической светимости (5.1.6) вольфрамовой нити и, следовательно, ТЭДС будет пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры нити:

$$U_T = AT^4, \quad (5.1.7)$$

где  $A$  – некоторая величина, не зависящая от температуры. В ходе работы измеряется зависимость  $U_T$  от  $T$ . В том, что эта зависимость является степенной, проще всего убедиться, отложив экспериментальные точки в логарифмическом масштабе, т.е. в осях  $\lg U_T$  и  $\lg T$ . Тогда показатель степени может быть найден как тангенс угла наклона прямой к оси абсцисс. Действительно, предполагая экспериментальную зависимость вида  $U_T = AT^n$  и прологарифмировав это выражение, получим:

$$\ln U_T = n \ln T + \ln A, \quad (5.1.8)$$

откуда можно найти экспериментальное значение показателя степени  $n$ .

Температуру нити накала можно найти, определив ее электрическое сопротивление  $R$  и используя формулу зависимости сопротивления металла от температуры. Для вольфрама эта зависимость имеет вид:

$$R(T) = R_0(1 + \alpha t + \beta t^2), \quad (5.1.9)$$

где  $R_0$  – сопротивление нити при температуре  $0\text{ }^\circ\text{C}$ ;  $\alpha = 4,82 \cdot 10^{-3}\text{ K}^{-1}$  и  $\beta = 6,76 \cdot 10^{-7}\text{ K}^{-2}$  – эмпирические константы, а  $t$  – температура,  $^\circ\text{C}$ , которая связана с абсолютной температурой соотношением

$$T = t + 273. \quad (5.1.10)$$

Используя (5.1.9) и (5.1.10), получим

$$T = 273 + \frac{1}{2\beta} \left[ \sqrt{\alpha^2 + 4\beta \left( \frac{R}{R_0} - 1 \right)} - \alpha \right]. \quad (5.1.11)$$

Входящее в выражение (5.1.11) сопротивление  $R$  нити можно вычислить, используя закон Ома:

$$R = \frac{U}{I}, \quad (5.1.12)$$

где  $U$  и  $I$  – напряжение на лампе и текущий через нее ток. Наконец, сопротивление  $R_0$  при  $0\text{ }^\circ\text{C}$  можно определить через сопротивление  $R$  при комнатной температуре  $t_k$ :

$$R_0 = \frac{R(t_k)}{1 + \alpha t_k + \beta t_k^2}. \quad (5.1.13)$$

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Схема установки для определения температуры нагретой нити накала показана на рис. 5.1.1. Цифрами обозначены: 1 – источник питания; 2 – лампа; 3 – термоэлемент в экранирующей трубке; 4 – универсальный измерительный блок; 5, 6 и 8 – мультивольтметры; 7 – резистор с сопротивлением  $100\text{ Ом}$ .

Вначале определяется сопротивление нити накала  $R$  при комнатной температуре  $T$ . Измерение сопротивления нити накала при комнатной температуре производится при малых токах и напряжениях, не превышающих  $200\text{ mA}$  и  $50\text{ mV}$  соответственно. Для этого последовательно к лампе подключается резистор 7, как показано на рис. 5.1.2. В таких условиях нагревом нити можно пренебречь.

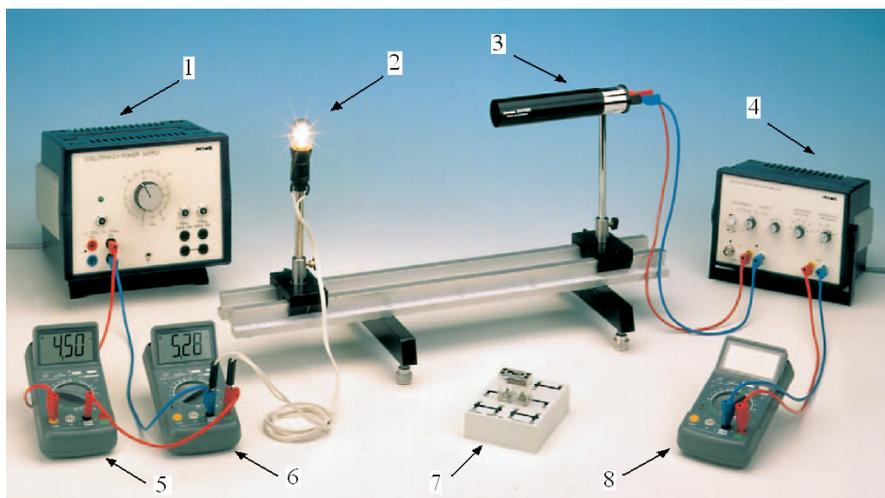
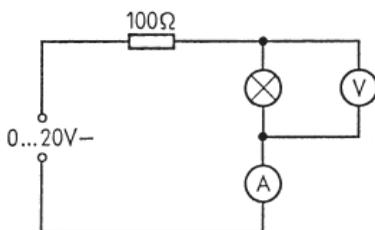


Рис. 5.1.1

Рис. 5.1.2



Затем в работе исследуется зависимость энергии излучения нити накала от ее температуры. Для этого резистор 7 отключается, и проводится измерение величины ТЭДС  $U_T$ , а также силы тока  $I$ , текущего через лампу, при различных значениях напряжения на лампе  $U$ . Величина ТЭДС имеет порядок нескольких милливольт. Поэтому для более точного определения этой величины сигнал с термоэлемента усиливается универсальным измерительным блоком 4, и лишь затем ТЭДС измеряется мультиметром 8.

## ПРАВИЛА ТЕХНИКИ БЕЗОПАСНОСТИ

**Внимание!** Лампа накаливания сильно нагревается при длительном использовании. Во избежание ожогов не прикасайтесь к ней. Во

избежание порчи установки, не подавайте на лампу напряжения, большие предельно допустимого значения 6 В. При сборке схемы и выполнении работы необходимо соблюдать правила техники безопасности при работе с электрическими цепями. Вносить изменения в схему можно только при выключенном источнике питания.

## ЗАДАНИЯ

### Задание 1. Определение сопротивления нити накала при температуре 0 °С

1. Собрать установку так, как показано на рис. 5.1.2. В качестве амперметра  $A$  и вольтметра  $V$  использовать мультивольтиметры 5 и 6 соответственно. Мультивольтиметр 5 должен быть подключен к схеме через гнезда «COM» и «20A», а мультивольтиметр 6 – через гнезда «V,  $\Omega$ , Hz» и «COM». Переключатель пределов измерения мультивольтиметра 6 поставить в положение 200 mV (200 мВ) по шкале постоянных напряжений DCV. Кнопка «AC/DC» источника питания должна быть отжата.

2. Ручкой источника питания установить напряжение  $U$  на лампе в диапазоне от 100 до 200 мВ. Провести четыре измерения силы тока  $I$  в указанном диапазоне. Результаты занести в табл. 5.1.1.

Таблица 5.1.1

$U$ , мВ					
$I$ , мА					
$R$ , Ом					
$R_0$ , Ом					

### Задание 2. Исследование зависимости между энергией излучения нити накала и ее температурой

1. Собрать установку так, как показано на рис. 5.1.1. Нажать кнопку «AC/DC» источника питания. Расстояние между термоэлементом и лампой должно быть около 30 см. Переключатель пределов измерения мультивольтиметра 6 поставить в положение 20 V (20 В). Предел измерения мультивольтиметра  $\delta$ , с помощью которого измеряется ТЭДС, установить равным 2 V (2 В). При помощи

ручки источника питания подать на лампу напряжение 1 В. Провести юстировку термоэлемента. Для этого осторожно поворачивая термоэлемент в экранирующей трубке  $Z$  вправо и влево на небольшие углы от оси установки, добиться максимума показаний мультиметра  $\delta$ .

2. Увеличивая напряжение на лампе  $U$  с помощью ручки источника питания в диапазоне от 1 до 6 В, провести порядка десяти измерений силы тока  $I$ , текущего через лампу и ТЭДС  $U_T$ . Результаты занести в табл. 5.1.2.

Таблица 5.1.2

$U$ , В	$U_T$ , мВ	$I$ , А	$P$ , Вт	$R$ , Ом	$T$ , К	$\ln U_T$	$\ln T$	$P_{\text{ч}}$ , Вт	$a_c$

## ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Используя данные табл. 5.1.1, с помощью закона Ома (5.1.12) рассчитать сопротивление нити накала  $R$  при комнатной температуре. По формуле (5.1.13) вычислить сопротивление нити накала  $R_0$  при  $0^\circ\text{C}$ , а затем найти его среднее значение  $\langle R_0 \rangle$ .

2. По данным табл. 5.1.2 рассчитать тепловую мощность, выделяемую в нити накала лампы:  $P = UI$ . Эта мощность приблизительно равна мощности теплового излучения нити накала.

3. По формулам (5.1.9) и (5.1.11) рассчитать сопротивление нити накала  $R$  и ее температуру  $T$ . Рассчитать значения  $\ln U_T$  и  $\ln T$ . Результаты занести в табл. 5.1.2.

4. Построить в логарифмическом масштабе график зависимости ТЭДС  $U_T$  от температуры нити  $T$ . Убедиться, что зависимость

близка к прямолинейной. По угловому коэффициенту наклона прямой определить с помощью метода наименьших квадратов показатель  $n$  в зависимости (5.1.8) и его погрешность  $\Delta n$ . Сравнить полученный результат со значением, предсказываемым законом (5.1.6).

5. Рассчитать мощность теплового излучения при условии, что нить накала излучает как абсолютно «черное тело». В соответствии с законом Стефана–Больцмана (5.1.5) мощность, излучаемая абсолютно «черным телом» по всем направлениям:

$$P_{\text{ч}} = \pi s_0 \sigma T^4, \quad (5.1.14)$$

где  $s_0$  – площадь проекции нити на плоскость, перпендикулярную направлению наблюдения. В данной работе параметры нити таковы, что  $s_0 = 1,4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$ .

6. Рассчитать коэффициент черноты нити накала:

$$\alpha_{\text{с}} = \frac{P}{P_{\text{ч}}}. \quad (5.1.15)$$

Построить график зависимости коэффициента черноты от температуры нити накала.

## ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ И ВЫВОДЫ

1. В разделе «Заключение» необходимо кратко изложить содержание и основные результаты работы.

2. Опираясь на результаты измерения показателя степени  $n$  в зависимости (5.1.8), обсудите возможность применения закона Стефана–Больцмана к излучению нагретой нити.

3. Обсудите характер зависимости коэффициента черноты от температуры нити накала.

4. Определите, какие измерения внесли наибольший вклад в погрешность экспериментальных результатов.

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое равновесное тепловое излучение?
2. Сформулируйте закон Кирхгофа для равновесного теплового излучения.

3. Постройте график универсальной функции  $f(\omega, T)$  в зависимости от частоты  $\omega$ . Во сколько раз отличаются площади, ограниченные графиком данной функции и осью  $\omega$ , при температурах  $T$  и  $2T$ ?
3. Что такое абсолютно «черное тело»?
4. Что такое «серое тело»?
4. Сформулируйте закон Стефана–Больцмана.
5. Каким должен быть угловой коэффициент прямой в зависимости  $\lg U_T$  от  $\lg T$  для «серого тела»?
6. Как в данной работе определяется температура нити накала?
7. Почему в данной работе сопротивление нити накала при комнатной температуре определяется для малых значений напряжения на нити и силы тока, протекающего через нее?
8. По какой причине в данной работе мультивольтметр не подключается к термоэлементу напрямую?
9. Почему в лампе используется длинная цилиндрическая нить с большим отношением длины проволоки к ее диаметру?
10. Почему логарифмическая зависимость  $\ln U_T$  от  $\ln T$  более удобна при обработке результатов эксперимента?
11. Как рассчитываются погрешности измерений в данной работе?

## ЛИТЕРАТУРА

### *Основная*

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика атомного ядра и элементарных частиц. М.: Астрель, АСТ, 2003.
2. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы. М.: Лаборатория базовых знаний, 2001.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. 4. Оптика. Т. 5. Атомная и ядерная физика. М.: Физматлит, 2006.
4. Вихман Э. Берклевский курс физики. Т. 4. Квантовая физика. М.: Наука, 1974.
5. Шпольский Э.В. Атомная Физика. Т. 1. М.: Наука, 1984; Лань, 2010.
6. Матвеев А.Н. Атомная физика. М.: Высшая школа, 1989; Оникс, Мир и Образование, 2007.

7. Калашников Н.П., Смондырев М.А. Основы физики. Т. 2. М.: Дрофа, 2003.

*Дополнительная*

1. Попов А.М., Тихонова О.В. Лекции по атомной физике. М.: МГУ, 2007.

2. Белонучкин В.Е., Заикин Д.А., Ципенюк А.М. Основы физики. Курс общей физики. Т. 2. Квантовая и статистическая физика. М.: Физматлит, 2001.

## Работа 5.3

### ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ ПЛАНКА

---

*Цель:* исследование закономерностей внешнего фотоэлектрического эффекта, определение величины постоянной Планка по измерению фотоэлектрического напряжения для различных длин волн светового излучения.

**Оборудование:** ртутная лампа, источник питания для лампы, дифракционная решетка, фотоэлемент в кожухе, оптическая скамья, линза, цифровой мультиметр, электрометрический усилитель, линза, держатель с щелью, светофильтры.

### ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитное излучение имеет двойственную корпускулярно-волновую природу. Явления интерференции, дифракции, поляризации характеризуют волновые свойства излучения. Корпускулярная природа излучения проявляется в фотоэлектрическом эффекте и комптоновском рассеянии. В данных явлениях излучение ведет себя как поток особых частиц – *фотонов*, обладающих нулевой массой и движущихся со скоростью, равной скорости света. Энергия  $\varepsilon$  и импульс  $p$  фотона в вакууме связаны с частотой  $\omega$  и длиной волны  $\lambda$  следующим образом:  $\varepsilon = h\omega = 2\pi hc/\lambda$ ,  $p = \varepsilon/c$ , где  $\hbar = 1,054 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка;  $c$  – скорость света в вакууме.

Противоречия классической теории электромагнитного излучения были впервые обнаружены при попытке объяснить спектр теплового излучения тел. Для теоретического обоснования эмпирического спектрального распределения энергии теплового излучения немецкий физик М. Планк в 1905 г. выдвинул предположение о том, что энергия теплового излучения может поглощаться в виде дискретных порций  $\varepsilon = \hbar\omega$ , названных им квантами. В 1905 г. идея

М. Планка получила дальнейшее развитие в виде гипотезы световых квантов, выдвинутой А. Эйнштейном. Согласно этой гипотезе дискретность изменений энергии при поглощении и испускании электромагнитного излучения вытекает из дискретности самого излучения, состоящего из неделимых «квантов энергии, поглощаемых или испускаемых только целиком». Исходя из этих предположений А. Эйнштейн объяснил ряд закономерностей фотоэффекта, люминесценции и фотохимических реакций. За работы в области теоретической физики и, в частности, за объяснение законов фотоэлектрического эффекта А. Эйнштейну в 1921 г. была присуждена Нобелевская премия.

Корпускулярные свойства электромагнитного излучения были обнаружены в ряде опытов. В 1922 г. в экспериментах американского физика А. Комптона по рассеянию рентгеновского излучения на свободных электронах наблюдалось изменение частоты рассеянного излучения. Это явление могло быть объяснено только упругим соударением электрона и частицы с энергией  $\hbar\omega$  и импульсом  $\hbar\omega/c$ . В 1929 г. американский физик Г. Льюис назвал эту частицу *фотоном*. Дальнейшие эксперименты подтвердили двойственную корпускулярно-волновую природу электромагнитного излучения. В 1924 г. французский физик Л. де Бройль выдвинул гипотезу о существовании волновых свойств не только у фотонов, но и у всех других микрочастиц. Эта гипотеза легла в основу квантовой механики.

## **Основные законы внешнего фотоэлектрического эффекта**

*Внешний фотоэлектрический эффект* представляет собой испускание электронов веществом при поглощении им квантов электромагнитного излучения.

*Внутренний фотоэффект* – возникновение свободных носителей зарядов – электронов или дырок, а также перераспределение электронов по энергетическим состояниям, происходящее при поглощении веществом электромагнитного излучения. Фотоэффект также может наблюдаться на отдельных атомах и молекулах (*фотоионизация*).

Впервые внешний фотоэффект был обнаружен в 1887 г. немецким физиком Г. Герцем. Экспериментальные исследования этого явления проведены русским физиком А.Г. Столетовым, немецкими

физиками В. Гальваксом и Ф. Ленардом. Теоретическое объяснение законов фотоэффекта дал в 1905 г. А. Эйнштейн. Внешний фотоэффект удобно наблюдать с помощью вакуумного фотодиода или фотоэлемента, представляющего собой вакуумированный баллон, в котором размещены два электрода: катод и анод, подключенные, соответственно, к отрицательному и положительному полюсам источника напряжения. Катод, называемый в данном случае *фотокатодом*, облучается электромагнитным излучением, в результате чего возникает фотоэффект. Свободные электроны, вышедшие под действием излучения из твердого тела в вакуум или воздух, называются *фотоэлектронами*. Электрическое поле в промежутке между катодом и анодом ускоряет фотоэлектроны, и часть из них достигает анода. В результате в вакуумном фотоэлементе возникает фотоэлектрический ток (*фототок*), который замыкается через внешнюю электрическую цепь.

Существуют и более сложные вакуумные приборы, использующие фотокатод в качестве источника свободных электронов. К ним относятся *фототриоды*, *фотоэлектронные умножители*, *электронно-оптические преобразователи* и др.

Простейшая схема включения фотоэлемента для исследования фотоэффекта показана на рис. 5.3.1. При освещении фотокатода световым потоком  $\Phi$  в цепи фотоэлемента возникает ток  $i$ , измеряемый гальванометром  $G$ . Напряжение  $U$  между анодом и катодом, измеряемое вольтметром  $V$ , можно изменять потенциометром  $P$ . Если изменить знак потенциалов на полюсах элемента питания на противоположный, то электрическое поле будет не ускорять, а тормозить фотоэлектроны.

Зависимость фототока  $i$  от напряжения  $U$  на фотоэлементе при постоянном световом потоке называется *вольт-амперной характеристикой фотоэлемента*.

На рис. 5.3.2 показаны типичные вольт-амперные характеристики фотоэлемента для различных значений светового потока  $\Phi$ , причем  $\Phi_1 > \Phi_2$ . С ростом ускоряющего напряжения ( $U > 0$ ) фототок увеличивается, и при некотором напряжении практически все фотоэлектроны долетают до анода, а фототок достигает состояния насыщения. Величина максимального тока, или тока насыщения  $i_n$ , зависит от светового потока  $\Phi$ . Пологий ход кривой свидетельствует о том, что электроны вылетают из катода с различными скоро-

стями. При  $U = 0$  часть электронов долетает до анода без ускоряющего электрического поля, поэтому в этом случае фототок имеет конечное значение.

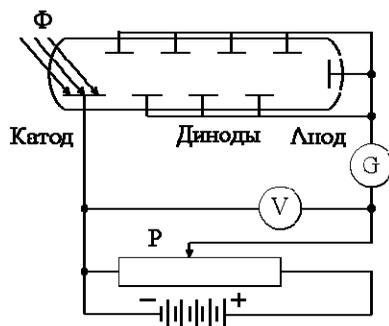


Рис. 5.3.1

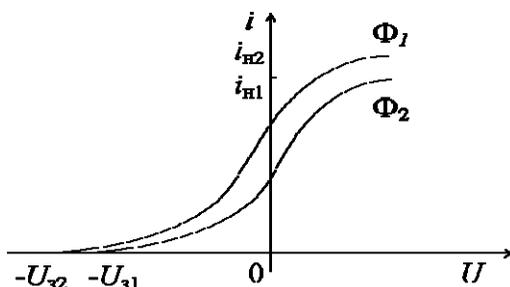


Рис. 5.3.2

Если между анодом и катодом создать электрическое поле, тормозящее фотоэлектроны, то фототок будет уменьшаться. Такое тормозящее поле создается путем прикладывания к аноду отрицательного относительно катода напряжения  $U < 0$ . Экспериментальная зависимость фототока от отрицательного задерживающего напряжения, как правило, представляет собой плавно подходящую к оси абсцисс кривую (рис. 5.3.2). Фототок обращается в нуль при некотором отрицательном напряжении, модуль которого называется *запирающим напряжением*.

Запирающее напряжение  $U_з$  используется для измерения максимальной кинетической энергии фотоэлектронов. При этом напря-

жении даже самые быстрые фотоэлектроны не могут достигнуть анода, следовательно, ток в электрической цепи, измеряемый гальванометром  $G$ , прекращается. Таким образом, максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов  $m_e V_{\max}^2 / 2$  связана с напряжением запаряния  $U_3$  соотношением:

$$\frac{1}{2} m_e V_{\max}^2 = e |U_3|, \quad (5.3.1)$$

где  $m_e$  – масса электрона;  $e$  – элементарный заряд.

Экспериментальные исследования позволили установить основные закономерности внешнего фотоэффекта.

1. При постоянной частоте падающего на поверхность фотокатода электромагнитного излучения фототок насыщения пропорционален интенсивности излучения (первый закон фотоэффекта, или закон Столетова).

2. Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно возрастает с частотой электромагнитного излучения и не зависит от его интенсивности (второй закон фотоэффекта).

3. Существует *порог фотоэффекта* – максимальная длина волны электромагнитного излучения  $\lambda_0$ , при превышении которой фотоэффект не наблюдается (третий закон фотоэффекта). Эта длина волны, называемая *красной границей фотоэффекта*, зависит от материала фотокатода, состояния его поверхности и температуры.

Из третьего закона следует, что фотоэффект может возникать в том случае, если частота излучения превосходит величину  $\omega_0 = 2\pi c/\lambda$ , которая также называется красной границей фотоэффекта.

### **Физический механизм внешнего фотоэффекта**

Для объяснения основных закономерностей фотоэффекта А. Эйнштейн выдвинул предположение о том, что свет можно рассматривать как поток фотонов. В упрощенном представлении внешний фотоэффект в металлах является результатом трех последовательных процессов. Первый процесс – неупругое столкновение фотонов с атомами вещества, приводящее к поглощению фотонов и передаче их энергии электронам. Затем часть электронов, получивших дополнительную энергию, освобождается от удерживаю-

щих их связей в атомах и движется к поверхности тела. Третий процесс – вылет наружу наиболее энергичных электронов, способных преодолеть задерживающее электрическое поле вблизи поверхности тела.

Потеря кинетической энергии электрона на преодоление связи с атомами твердого тела и на преодоление потенциального барьера в двойном электрическом слое, существующем в приповерхностном слое, называется *работой выхода*.

Применяя закон сохранения энергии для фотоэффекта, получим следующее уравнение:

$$\hbar\omega = \frac{1}{2}m_e V_{\max}^2 + A, \quad (5.3.2)$$

где  $\hbar\omega$  – энергия поглощенного фотона;  $V_{\max}$  – максимальная скорость фотоэлектрона, вылетевшего из тела в окружающую среду;  $A$  – работа выхода. Соотношение (5.3.2), называемое уравнением Эйнштейна, позволяет объяснить особенности внешнего фотоэлектрического эффекта.

В частности, второй закон фотоэффекта непосредственно следует из уравнения (5.3.2), поскольку максимальная кинетическая энергия  $m_e V_{\max}^2 / 2$  фотоэлектронов линейно растет с частотой излучения  $\omega$  и не зависит от его интенсивности.

Уравнение Эйнштейна позволяет также определить красную границу фотоэффекта. Кинетическая энергия электрона не может быть отрицательной, поэтому энергия фотона  $\hbar\omega$  должна превышать работу выхода электрона  $A$ . Отсюда следует, что фотоэффект возможен, если частота  $\omega$  больше граничной частоты  $\omega_0 = A/\hbar$ .

Работа выхода зависит от вида материала, состояния его поверхности, наличия в нем примесей и многих других факторов. Для большинства металлов, имеющих чистую поверхность, работа выхода превышает 3 эВ. Поэтому внешний фотоэффект в металлах может наблюдаться лишь в видимой и ультрафиолетовой (для щелочных металлов и бария), или только в ультрафиолетовой (для всех остальных металлов) областях спектра электромагнитного излучения.

Одной из количественных характеристик внешнего фотоэффекта является *квантовый выход*  $\gamma$  – число вылетевших электронов в рас-

чете на один падающий на поверхность твердого тела фотон. Величина квантового выхода зависит от свойств материала твердого тела, состояния его поверхности и энергии фотонов. Для большинства металлов при энергиях фотонов, незначительно превышающих работу выхода, квантовый выход не превышает  $10^{-4}$  электрон/фотон. Малость  $\gamma$  связана с тем, что электромагнитное излучение проникает в металл на сравнительно большую глубину, где оно в основном и поглощается. Возникающие на этой глубине фотоэлектроны при движении к поверхности тела интенсивно взаимодействуют с электронами проводимости и быстро рассеивают свою энергию. Например, для видимого диапазона спектра излучения глубина проникновения  $\sim 10^{-5}$  см. Энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера, имеют только те фотоэлектроны, которые образовались в непосредственной близости от поверхности на глубине, не превышающей  $\sim 10^{-7}$  см.

Увеличение квантового выхода и сдвиг порога фотоэффекта из ультрафиолетовой в видимую область спектра достигаются покрытием поверхности металлов слоем атомов щелочных металлов с низкой энергией ионизации (Cs, Rb, K, Na) или слоем молекул с большим дипольным моментом (BaO, CsF, Cs<sub>2</sub>O). Такое покрытие приводит к образованию двойного электрического слоя, ускоряющего фотоэлектроны в приповерхностном слое, что вызывает снижение потенциального барьера и уменьшение работы выхода.

В табл. 5.3.1 приведены значения работы выхода  $A$  (эВ) для некоторых поликристаллических металлов.

Таблица 5.3.1

Li	2,38	Co	4,41	Ge	4,76
K	2,22	Mn	3,83	Si	4,8
Cs	1,81	Cu	4,40	Ag <sub>2</sub> O-Cs*	0,75
Ni	4,50	Ag	4,3	Ta-Cs	1,1
Fe	4,31	Au	4,30	Ni-Cs	1,37
Cr	4,58	W	4,54		

\* Cs означает цезиевое покрытие.

Для обоснования закона Столетова учтем, что число фотонов  $N_f$ , падающих в единицу времени на единицу площади поверхности фотокатода, линейно зависит от интенсивности света  $I$ :

$$N_f = \frac{I}{\hbar\omega}. \quad (5.3.3)$$

Число фотоэлектронов  $N_e$ , вышедших в вакуум в единицу времени, пропорционально  $N_f$ , причем коэффициент пропорциональности равен квантовому выходу  $\gamma$ :

$$N_e = \gamma N_f. \quad (5.3.4)$$

Ток насыщения характеризуется тем, что все фотоэлектроны достигают анода фотоэлемента. С учетом соотношений (5.3.3) и (5.3.4) находим ток насыщения  $i_n = eN_e$ , отнесенный к единице площади поверхности фотокатода:

$$i_n = \frac{e\gamma}{\hbar\omega} I = \text{const} \cdot I. \quad (5.3.5)$$

Отсюда непосредственно следует первый закон фотоэффекта.

Отмеченные выше закономерности внешнего фотоэффекта нарушаются при использовании лазерного излучения с большой интенсивностью. В этом случае может возникнуть *многофотонное поглощение*, когда в элементарном акте взаимодействия излучения с веществом поглощаются два или более фотонов. В данном процессе не существует строго определенной красной границы, поскольку фотоэффект наблюдается при энергии квантов света меньшей, чем работа выхода. В области больших энергий фотонов (более 10 эВ) в результате поглощения одного фотона может произойти выход нескольких фотоэлектронов. Это явление также приводит к отклонению от рассмотренных закономерностей однофотонного фотоэффекта.

## **ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ**

Для исследования закономерностей внешнего фотоэлектрического эффекта в работе исследуются характеристики вакуумного фотоэлемента. Фотоэлемент монтируется в стеклянной колбе, внутри которой, как и в электронных лампах, создается вакуум. Фотокатодом фотоэлемента является тонкий слой светочувствительного материала (щелочно-земельного металла), которым покрыто около 50 % внутренней поверхности колбы. Анодом фотоэлемента является кольцо из тонкой никелевой проволоки, что обеспечивает свободное поступление света на фотокатод.

На рис. 5.3.3 приведена используемая в работе принципиальная электрическая схема включения вакуумного фотоэлемента.

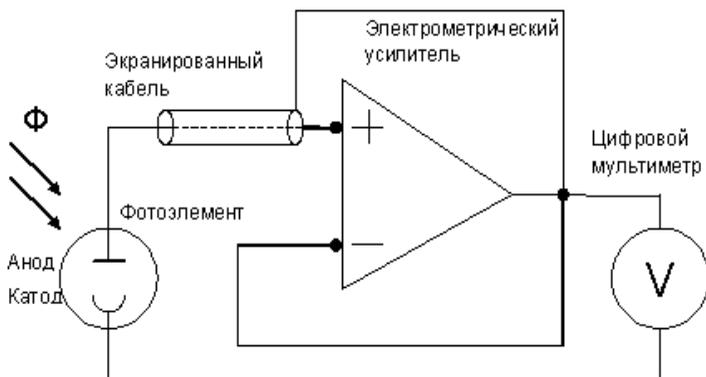


Рис. 5.3.3

Фотоэлемент представляет собой источник напряжения с высоким внутренним сопротивлением. Чтобы измерить напряжение на выходе такого источника и при этом не внести заметной погрешности используется электрометрический усилитель, обладающий высоким входным сопротивлением, достигающим значений  $> 10^{13}$  Ом. При этом следует учитывать, что высокоомная линия связи весьма чувствительна к внешним наводкам и требует тщательной экранировки.

Особенностью включения фотоэлемента и электрометрического усилителя согласно схеме, показанной на рис. 5.3.3, является большое значение постоянной времени входной цепи усилителя. Это обеспечивает накопление фотоэлектронов на аноде фотоэлемента. Между анодом и катодом фотоэлемента устанавливается разность потенциалов, практически равная запирающему напряжению  $U_3$ . Как следует из второго закона фотоэффекта, это напряжение не зависит от величины светового потока и определяется только частотой падающего света, температурой и свойствами материала фотокатода.

В работе изучается зависимость фотоэлектрического напряжения  $U_3(\omega)$  от частоты падающего на фотоэлемент света. На основании полученных зависимостей определяются величина постоянной

Планка  $\hbar$ , красная граница фотоэффекта  $\omega_0$  и работа выхода фотокатода  $A = \hbar\omega_0$ .

Теоретическую зависимость  $U_3(\omega)$  можно найти из соотношений (5.3.1) и (5.3.2):

$$|U_3| = \frac{\hbar}{e}(\omega - \omega_0). \quad (5.3.6)$$

Построив экспериментальную зависимость  $|U_3(\omega)|$  и сравнив ее с теоретической зависимостью, представленной на рис. 5.3.4, можно найти угловой коэффициент наклона прямой  $\hbar/e$ , а затем вычислить постоянную Планка  $\hbar$ .

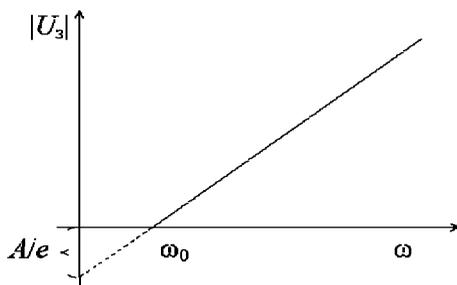


Рис. 5.3.4

Определив точку пересечения экспериментального графика  $|U_3(\omega)|$  с осью частот, можно найти красную границу фотоэффекта  $\omega_0$  и работу выхода фотокатода  $A = \hbar\omega_0$ .

В качестве источника светового излучения в работе используется ртутная лампа высокого давления мощностью 100 Вт.

На рис. 5.3.5 приведен спектр испускания ртути в лампе, а в табл. 5.3.2 длины волн и относительные интенсивности (максимум интенсивности соответствует 10, минимум интенсивности – 1) некоторых спектральных линий.

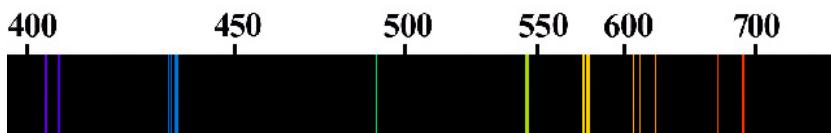


Рис. 5.3.5

Таблица 5.3.2

№	Линия	Длина волны $\lambda$ , нм	Относительная интенсивность	Примечание
1	Фиолетовая	0,404677	7	
2		0,40778	7	
3		0,410807	5	
4		0,433921	6	
5		0,434750	6	
6		0,435834	10	
7	Голубая	0,49160	10	
8	Зеленая	0,546072	10	
9	Желтая	0,576960	10	Дублет
10		0,579066	10	
11	Оранжевая	0,607263	4	
12		0,612346	5	
13	Красная	0,623435	4	

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 5.3.6.

Световое излучение от лампы 1 через расположенную возле источника излучения щель 2 и линзовый конденсор 3 попадает на дифракционную решетку 5, расположенную на поворотном шарнире в специальном держателе. Вакуумный фотоэлемент 6 и источник светового излучения – ртутная лампа 1, подключенная к блоку питания 4, расположены на противоположных концах оптической скамьи 7. Свет, проходя через дифракционную решетку 5, раскладывается в спектр, который можно наблюдать на белом листе бумаги или на входном отверстии фотоэлемента 6. Изменение ширины щели 2 позволяет изменять ширину спектральных линий.

Сканирование спектра излучения в диапазоне длин волн  $\lambda = 400\text{--}630$  нм осуществляется поворотом рукава оптической скамьи 7, на котором расположен фотоэлемент, при этом дифракционная решетка 5 должна оставаться неподвижной.

Для улучшения разрешения спектральных линий ртутной лампы 1 в желто-красном диапазоне и устранения влияния ультрафиолетового излучения второго порядка дифракции на спектральные линии первого порядка дополнительно используются светофильтры 8. Они закрепляются в специальный держатель, расположенный на входном отверстии фотоэлемента (светофильтр 525 нм для желтой линии и 580 нм – для красной).

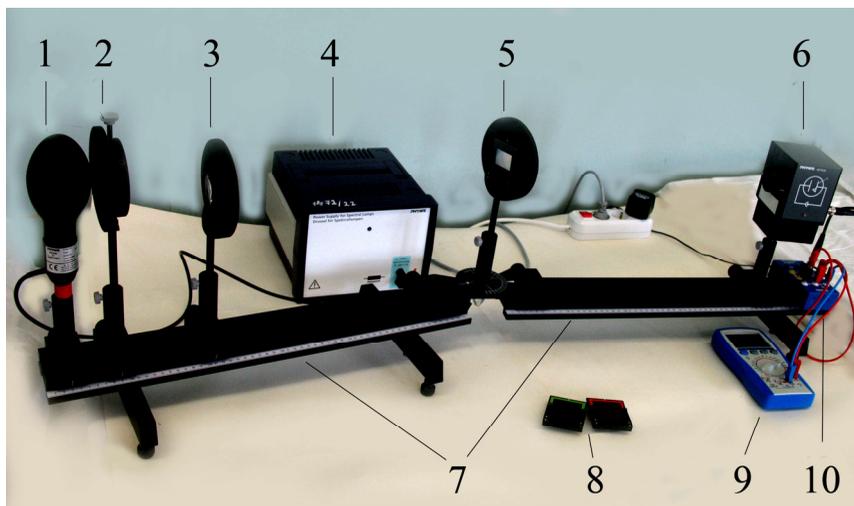


Рис. 5.3.6

Выделенное дифракционной решеткой 5 световое излучение падает на катод фотоэлемента 6. Для измерения напряжения используется цифровой мультиметр 9, подключенный к фотоэлементу через электрометрический усилитель 10.

## ПРАВИЛА ТЕХНИКИ БЕЗОПАСНОСТИ

1. При работе с ртутной лампой не заглядывайте в выходное окно лампы – излучение опасно для зрения!
2. Во избежание ожогов не дотрагивайтесь до включенной лампы!
3. Ртутная лампа загорается только в холодном состоянии. Поэтому если случайно было выключено питание, перед повторным включением ртутной лампы необходимо подождать, чтобы она остыла.
4. При включенном источнике питания не прикасайтесь к проводам, штативу и лампе.

## ЗАДАНИЯ

### Задание 1. Ознакомление с установкой и подготовка ее к работе

1. Ознакомьтесь с установкой. Окно фотоприемника должно быть закрыто шторкой.

2. Включите питание источника излучения тумблером «Сеть» на задней панели блока питания.

3. Дайте прогреться ртутной лампе 5 мин.

4. Включите мультиметр кнопкой «Power». Проверьте, что выбран предел измерения «20 V».

5. Наблюдайте наличие спектральных линий на полоске белой бумаги ниже входного отверстия фотоэлемента. Совмещение спектральных линий с входным отверстием осуществляется поворотом рукава скамьи с фотоэлементом. Установите ширину входной щели такой, чтобы размер ее изображения был равен 3–10 мм. Должны быть четко видны линии с большой интенсивностью: фиолетовая (435 нм), зеленая (546 нм) и желтая (578 нм). Хуже видны линии слабой интенсивности: фиолетовая слабая (408 нм), голубая (491 нм) и красная (612 нм).

6. Электрометрический усилитель соединен с цифровым вольтметром. Для разрядки входа усилителя (обнуления) соедините проводом гнездо заземления с входом усилителя, как на рис. 5.3.7.

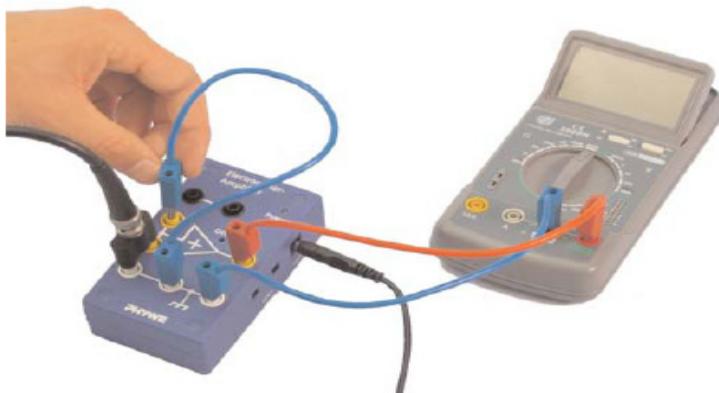


Рис. 3.7

## **Задание 2. Измерение зависимости напряжения от длины волны, падающего излучения**

1. Переключите цифровой мультиметр на предел измерения «2 V».

2. Разрядите вход усилителя. Направьте на входное отверстие фотоэлемента свет с определенной длиной волны (например, выберите фиолетовую линию – 435 нм) и откройте шторку фотоэлемента. Дождитесь, пока установится постоянное напряжение на мультиметре, в противном случае еще раз разрядите вход. Запишите значения напряжения и длины волны в табл. 5.3.3. Измерения напряжения повторите несколько раз ( $N \geq 5$ ). Закройте шторку фотоэлемента.

3. Проведите измерения напряжения для других длин волн. При измерениях для желтой спектральной линии (578 нм) и красной (612 нм) используйте дополнительно светофильтры, которые закрепляются в специальный держатель на входном отверстии фотоэлемента (светофильтр 525 нм – для желтой линии и 580 нм – для красной).

Таблица 5.3.3

$\lambda, \text{нм}$	406	435	546	578	612
$\omega, \text{с}^{-1}$					
$ U_3 , \text{В}$	1				
	2				
	...	...	...	...	...
	$N$				
$\langle  U_3  \rangle, \text{В}$					
$\sigma_{\langle  U_3  \rangle}, \text{В}$					

## ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. По данным табл. 5.3.3 для каждого значения частоты светового излучения  $\omega$  рассчитайте средние значения

$$\langle |U_3(\omega)| \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |U_{3i}(\omega)|$$

и среднеквадратичные погрешности

$$\sigma_{\langle |U_3(\omega)| \rangle} = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (|U_{3i}(\omega)| - \langle |U_3(\omega)| \rangle)^2}$$

среднего модуля запирающего напряжения  $\langle |U_3| \rangle$ . Результаты расчетов занесите в табл. 5.3.3.

2. Постройте график зависимости  $\langle |U_3| \rangle$  от частоты падающего светового излучения  $\omega$ . По графику определите постоянную Планка  $\hbar$ , красную границу фотоэффекта  $\omega_0$  и  $\lambda_0$ , рассчитайте работу выхода  $A$  для фотокатода фотоэлемента. Оцените погрешности рассчитанных величин.

3. Используя рассчитанные значения работы выхода  $A$  и красной границы фотоэффекта  $\lambda_0$ , по данным, приведенным в табл. 5.3.1, определите материал фотокатода фотоэлемента.

## **ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ И ВЫВОДЫ**

1. В разделе «Заключение» кратко изложите содержание и основные результаты работы.

2. Следует сравнить полученное значение постоянной Планка с табличным значением. При несовпадении указать возможные причины расхождения.

3. Обсудите влияние погрешностей измерений на результаты работы.

4. Приведите значения работы выхода  $A$  и красной границы фотоэффекта  $\lambda_0$ , сделайте выводы о материале фотокатода фотоэлемента.

## **КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ**

1. В чем заключаются основные закономерности внешнего фотоэффекта?

2. Что называется работой выхода из металла?

3. Что такое квантовый выход фотоэффекта? Как можно увеличить квантовый выход фотоэффекта?

4. Влияет ли глубина проникновения света в твердое тело на распределение фотоэлектронов по энергиям при внешнем фотоэффекте?

5. Почему при измерении напряжения на фотоэлементе можно считать, что это напряжение практически равно запирающему напряжению  $U_3$ ?

6. Как измерить напряжение на фотоэлементе? Как разрядить вход усилителя?

7. Что такое красная граница фотоэффекта?

8. Перечислите порядок выполнения работы.
9. Для чего используются светофильтры?
10. Как устроен фотоэлемент?
11. В чем причина насыщения фотоэлемента?
12. От чего зависит ток насыщения?

## ЛИТЕРАТУРА

### *Основная*

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. М.: Наука, 1998.
2. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы. М.: Лаборатория базовых знаний, 2002.

### *Дополнительная*

1. Вихман Э. Квантовая физика. М.: Наука, 1977.
2. Матвеев А.Н. Атомная физика. М.: Высшая школа, 1989.

## Работа 5.4а

### ЭКСПЕРИМЕНТ ФРАНКА И ГЕРЦА С РТУТНОЙ ТРУБКОЙ

*Цель:* изучение классического опыта, подтверждающего дискретную структуру энергетических уровней атомов; определение резонансного потенциала возбуждения ртути.

**Оборудование:** 3-электродная лампа, содержащая каплю ртути (лампа Франка–Герца); блок управления для эксперимента Франка–Герца; печь; термостат; термопарный термометр со щупом на конце; соединительный шнур для лампы; экранированный кабель; стандартный информационный кабель; персональный компьютер.

### ВВЕДЕНИЕ

В конце XIX – начале XX вв. были проведены эксперименты, которые сыграли решающую роль в переходе от классических представлений к идеям современной физики и легли в основу квантовой механики и атомной теории. Так, спектроскопические исследования показали, что спектры излучения атомов и молекул состоят из отдельных узких линий или, как говорят, имеют линейчатую структуру. Опыты Эрнеста Резерфорда по рассеянию альфа-частиц на атомах тяжелых элементов позволили сделать предположение, что в центре атома находится массивное тяжелое ядро, в котором сосредоточена практически вся масса атома. На основе этих опытов Резерфорд в 1911 г. выдвинул так называемую ядерную модель атома, согласно которой вокруг положительно заряженного ядра вращаются отрицательно заряженные электроны. Эта модель не могла объяснить линейчатую структуру спектров атомов. Еще одно серьезное противоречие состояло в том, что атом в данной модели оказывался неустойчивым. По представлениям классической физики вращающийся электрон обладает ненулевым ускорением и поэтому должен излучать электромагнитные волны, тем самым теряя свою энергию. Из-за уменьшения радиуса орбиты электрон, согласно расчетам, должен был бы упасть на ядро за время порядка

$10^{-11}$  с. Приходится констатировать, что классическая механика и электродинамика оказались не в состоянии объяснить существование атомов как устойчивых систем.

Для преодоления этих противоречий и объяснения новых экспериментальных фактов датским физиком Нильсом Бором в 1913 г. была построена квантовая модель атома. Как и в модели Резерфорда, атом Бора представляет собой систему, состоящую из ядра и электронов, вращающихся вокруг ядра по круговым или эллиптическим орбитам. Чтобы объяснить устойчивость атома, Бору пришлось постулировать три принципа, резко противоречащих классической механике и электродинамике.

1. Атом может находиться в стационарных состояниях, в которых он не излучает и не поглощает энергии. В этих состояниях энергия атома образует дискретный ряд значений  $E_1, E_2, \dots, E_n, \dots$ , характерных для данного атома.

2. При переходе атома из одного стационарного состояния с энергией  $E_n$  в другое стационарное состояние с энергией  $E_m$  излучается или поглощается квант энергии

$$\hbar\omega = |E_n - E_m|,$$

где  $\omega$  – частота кванта;  $\hbar$  – постоянная Планка.

3. Момент импульса электрона, находящегося в стационарном состоянии, кратен постоянной Планка:  $M = n \cdot \hbar$ ,  $n = 1, 2, 3, \dots$

Основываясь на этих постулатах, Бор смог построить простейшую теорию атома водорода и рассчитать спектры его излучения и поглощения. Согласие расчетов и известных тогда экспериментальных данных для спектральных линий атома водорода оказалось блестящим. Несмотря на это, теория Бора обладает рядом недостатков, основным из которых является ее логическая противоречивость: теория является полуклассической – полуквантовой. С одной стороны, в теории постулируются дискретные уровни энергии; с другой стороны, движение электрона по орбите подчиняется законам классической механики.

Для многоэлектронных атомов, начиная со второго элемента таблицы Д.И. Менделеева – гелия, теория Бора оказалась непригодной. Свойства этих атомов и их спектры были объяснены позже, после создания квантовой механики. Тем не менее первые два

постулата Бора выполняются для всех атомных систем, и поэтому их роль в развитии квантовой физики огромна.

Опыты Джеймса Франка и Густава Герца, выполненные в 1913–1914 гг., подтвердили существование дискретных уровней энергии у изолированных атомов и явились прямым подтверждением постулатов Бора. За эту работу в 1925 г. им была присуждена Нобелевская премия.

В опытах использовалась трубка, заполненная парами ртути при давлении 1 мм рт. ст. ( $\approx 130$  Па). При нормальной температуре большинство атомов ртути находится в основном состоянии, с наименьшим значением энергии  $E_1$ . В результате нагрева катода возникала термоэлектронная эмиссия электронов, которые затем ускорялись в электрическом поле между катодом и сеткой. При столкновениях электронов с атомами ртути последние могли переходить в возбужденные состояния, которые характеризуются большими значениями энергии. Необходимость использования инертного газа в этих опытах была продиктована тем, что атомы инертных газов не проявляют склонности к захвату электронов и образованию отрицательных ионов, или, как говорят, имеют малое электронное сродство.

Столкновения электронов с атомами газа можно разделить на два типа. Если кинетическая энергия электрона оказывается меньше критической, которая необходима для перевода атома из основного состояния с энергией  $E_1$  в первое возбужденное состояние с энергией  $E_2$ , то после столкновения внутреннее состояние атома не изменится, т.е. столкновение между электроном и атомом будет упругим. Используя законы сохранения энергии и импульса, можно подсчитать, что относительная доля кинетической энергии, передаваемой электроном атому при упругом столкновении, не превосходит величины  $4m/(m + M)$ , где  $m$  – масса электрона, а  $M$  – масса атома. Для ртути отношение  $M/m \approx 4 \cdot 10^5$ , поэтому доля передаваемой электроном кинетической энергии порядка  $10^{-5}$ , т.е. очень мала.

Если кинетическая энергия электрона больше критического значения, то с некоторой вероятностью столкновение электрона с атомом может стать неупругим. При неупругом соударении часть кинетической энергии электрона  $\Delta E = E_2 - E_1$  будет потрачена на возбуждение атома. Энергия электрона уменьшится, а возбужден-

ный атом за время порядка  $10^{-8}$  с перейдет в основное состояние, испустив фотон с частотой и длиной волны  $\lambda$ , определяемой вторым постулатом Бора (если пренебречь кинетической энергией отдачи атома):

$$\lambda = \frac{2\pi c \hbar}{\Delta E}. \quad (5.4a.1)$$

Вероятность возбуждения атомов электронным ударом зависит не только от кинетической энергии электрона и вида энергетического спектра атомов, но и от многих факторов: давления газа, распределения в пространстве электрического поля и т.п.

В опытах Франка и Герца была измерена критическая энергия, при которой столкновения электронов с атомами становятся неупругими. В настоящее время этот опыт рассматривается как классическое подтверждение основных положений квантовой теории атома.

Критическое значение ускоряющего напряжения  $U^*$ , при котором электронам сообщается энергия, достаточная для перевода атомов из основного состояния в первое возбужденное, называется *резонансным потенциалом атома*.

В данной работе для определения резонансного потенциала используется метод задерживающего поля. Основным элементом установки является трубка, заполненная парами ртути (рис. 5.4a.1).

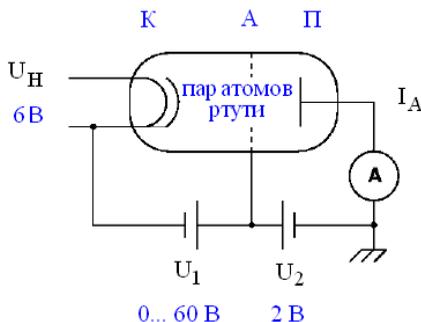


Рис. 5.4a.1

В работе используется пар, состоящий из атомов ртути. Так как атомы ртути не образуют молекул, этот газ удобен для исследова-

ния уровней энергии изолированных атомов. Электронная конфигурация ртути имеет вид

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 4p^6 3d^{10} 5s^2 5p^6 4d^{10} 6s^2 5d^{10} 4f^{14}.$$

Нагрев лампы осуществляется для того, чтобы находящаяся в ней ртуть испарилась, образовав пар соответствующей плотности. Для нагрева лампа помещается в нагревательный шкаф (термостат).

Суть метода состоит в том, что эмитируемые катодом К электроны ускоряются на участке между катодом и анодом А, совершая упругие и неупругие соударения с атомами газа. При упругих соударениях приращение кинетической энергии электронов в конце ускоряющего промежутка с напряжением  $U_1$  в среднем равно  $eU_1$ , поскольку изменениями кинетической энергии при столкновениях можно пренебречь. Если этой энергии достаточно для того, чтобы преодолеть задерживающее напряжение  $U_2$ , то электроны попадают на противоэлектрод П. Возникающий при этом ток  $I$  измеряется с помощью миллиамперметра. С ростом  $U_1$  растет напряженность электрического поля у катода, что приводит к увеличению концентрации и скорости эмитируемых электронов. Все большее количество электронов попадает на противоэлектрод, и ток  $I$  на начальном участке вольт-амперной характеристики лампы возрастает (рис. 5.4а.2).

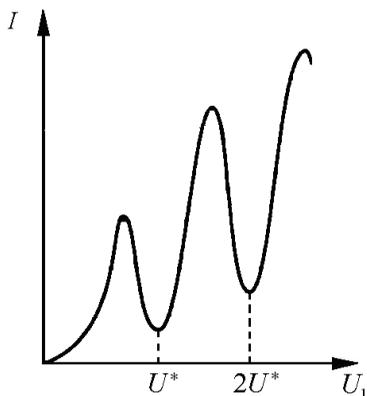


Рис. 5.4а.2

При некотором значении ускоряющего напряжения  $U^*$  кинетическая энергия электронов становится достаточной для возбуждения атомов газа электронным ударом. В результате неупругих соударений электроны теряют кинетическую энергию и не могут преодолеть задерживающее напряжение. Поэтому часть электронов не достигает противозэлектрода, и ток  $I$  падает. При дальнейшем увеличении ускоряющего напряжения  $U_1$ , когда остаточная кинетическая энергия электронов, испытавших неупругий удар, станет достаточной для преодоления тормозящего поля, ток снова начнет возрастать. Дальнейший рост  $U_1$  приводит к тому, что кинетическая энергия электрона, испытавшего одно неупругое столкновение, становится достаточной для возбуждения еще одного атома газа. Вследствие этого на вольт-амперной характеристике появляется второй спад анодного тока. Таким образом, при значениях ускоряющего напряжения, кратных  $U^*$ , на зависимости  $I(U_1)$  будут появляться «равноудаленные» минимумы и максимумы. Эти минимумы не являются резкими из-за исходного распределения эмитируемых катодом электронов по скоростям. Разность значений ускоряющих напряжений, соответствующих двум последовательным минимумам (максимумам), равна значению резонансного потенциала атомов.

Заметим, что напряжение  $U_1$  между анодом и катодом определяется как

$$U_1 = U + (\varphi_a - \varphi_k),$$

где  $U$  – подаваемое напряжение;  $\varphi_a$  и  $\varphi_k$  – напряжения, отвечающие работе выхода с анода и катода соответственно. Поскольку в данной работе резонансный потенциал  $U^*$  определяется как разность значений напряжения в точках минимумов (максимумов), работа выхода здесь роли не играет.

Однако измерение резонансных потенциалов атомов сопряжено с рядом экспериментальных трудностей. Так как катодом лампы служит нить накала, то падение напряжения вдоль нити создает

неоднозначность в ускоряющем напряжении: электроны, эмитированные с разных точек катода, будут приобретать разную энергию на участке катод-сетка. Из-за нагрева катода возникает дополнительная контактная разность потенциалов между катодом и сеткой. Если ускоряющее напряжение  $U_1$  равно нулю, электроны будут ускоряться этой контактной разностью потенциалов. Именно для компенсации этой разности потенциалов необходимо приложить некоторое задерживающее напряжение  $U_2$ . Кроме того, лишь определенная доля всех происшедших столкновений окажется неупругой. При больших токах на форму зависимости  $I(U_1)$  влияют такие факторы, как объемное распределение заряда в лампе, фотоэффект на стенках анода под действием излучения возбужденных атомов газа и катода, ионный ток и т.д. Искажения могут возникать и за счет возможного загрязнения лампы парами других элементов. Все это оказывает влияние на глубину минимумов и резкость максимумов вольт-амперной характеристики.

При достаточно низком давлении в лампе, когда длина свободного пробега электронов велика, они могут приобретать кинетические энергии, достаточные для перевода атомов во второе возбужденное состояние. В этом случае на кривой  $I(U_1)$  возможно появление неглубоких минимумов при напряжениях, кратных второму потенциалу возбуждения.

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Схема установки показана на рис. 5.4а.3. Цифрами обозначены: 1 – блок управления для эксперимента Франка–Герца; 2 – термостат с лампой Франка–Герца и печью; 3 – шнур терморезистивного термометра со щупом на конце; 4 – соединительный шнур для лампы Франка–Герца; 5 – экранированный кабель; 6 – стандартный информационный кабель; 7 – персональный компьютер.

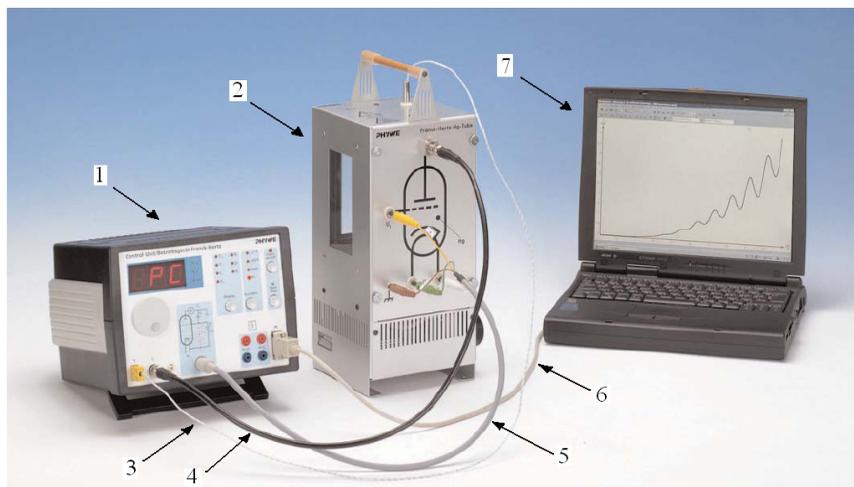


Рис. 5.4а.3

## ПРАВИЛА ТЕХНИКИ БЕЗОПАСНОСТИ

**Внимание!** Корпус термостата, ручка для его переноса, крепежные болты и соединительные гнезда на передней панели прибора сильно нагреваются при длительном пользовании. Во избежание ожогов не прикасайтесь к ним. Под термостат рекомендуется поместить пластинку, предохраняющую поверхность рабочего стола от перегрева. Кроме того, во время сборки схемы и выполнения работы необходимо соблюдать правила техники безопасности при работе с электрическими цепями. Коммутацию соединительного шнура и кабелей проводить только при выключенном источнике питания.

## ЗАДАНИЯ И ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Собрать установку так, как показано на рис. 5.4а.3. Вставить шуп термопарного термометра в гнездо на верхней панели термостата. При помощи кабеля 6 соединить блок управления 1 с портом СОМ персонального компьютера 7. Включить блок управления, а затем компьютер. Запустить программу Measure, щелкнув правой клавишей мыши по желтой букве «М» на рабочем столе компьюте-

ра. В меню программы выбрать пункт «Прибор», затем «Эксперимент Франка–Герца». Установить в появившемся на экране окне (рис. 5.4а.4) следующие значения параметров: «Напряжение  $U_1$ » – 40 В, «Напряжение  $U_2$ » – 0,2 В, «Напряжение  $U_H$ » – 5,5 В, «Температура» – 140 °С. В дополнительном меню «Каналы» галочки должны быть установлены напротив пунктов «Ток  $I_A$ », «Напряжение  $U_2$ », «Напряжение  $U_H$ », «Температура Т».

2. Провести измерение вольт-амперной характеристики. Для этого нажать кнопку «Далее». На экране появится окно с текущей температурой лампы. Начать нагрев лампы, повернув ручку регулятора нагрева в положение «7». По достижении рабочей температуры на экране компьютера откроются два окна, одно из которых предназначено для построения вольт-амперной характеристики, а другое окно «Эксперимент Франка–Герца. Измерение» управляет процессом измерения. Нажать кнопку «Начать измерения». После этого начнется набор статистики, и в первом окне возникнет кривая вольт-амперной характеристики лампы Франка–Герца.

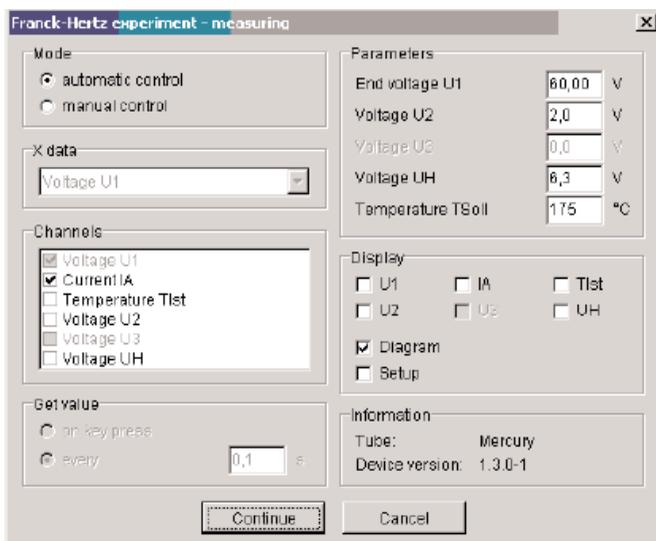


Рис. 5.4а.4

Щелкнуть правой кнопкой мыши по пиктограмме с таблицей в правом верхнем углу графика, или в главном меню программы

Measure, выбрать пункты «Измерение», затем «Таблица данных». На экране появится окно с экспериментальными данными (несколько сотен точек). Занести результаты измерений с шагом по величине подаваемого напряжения 2–3 В в табл. 5.4а.1. Очевидно, что для более точного определения максимумов и минимумов вольт-амперной характеристики вблизи них необходимо получить большое количество экспериментальных точек. Поэтому в окрестности максимумов (минимумов) шаг по  $U_1$  должен быть меньшим, чем на участках монотонного возрастания (убывания) кривой. Всего записать приблизительно 30–40 измерений.

Таблица 5.4а.1

$I, \text{mA}$									
$U_1, \text{V}$									

### ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Построить график зависимости  $I(U_1)$  и определить по нему значения напряжений, соответствующих минимумам кривой. Усреднив разность этих значений, найти резонансный потенциал  $U^*$  атома ртути.

2. Определить резонансный потенциал  $U^*$  атома ртути по максимумам кривой  $I(U_1)$ , исключив из рассмотрения первый максимум. Сравнить результат со значением, полученным ранее в п. 3.

3. По формуле (5.4а.1) рассчитать длину волны фотона, испускаемого возбужденным атомом ртути. Оценить точность полученных результатов и сравнить их с табличными значениями. Табличное значение резонансного потенциала ртути  $E = 4,9$  эВ. Фотону с таким значением энергии отвечает длина волны  $\lambda = 253$  нм.

### ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ И ВЫВОДЫ

1. В разделе «Заключение» кратко изложите метод измерений и основные результаты работы.

2. Обсудите характер полученной зависимости тока от ускоряющего напряжения и ее соответствие представлениям о дискретных уровнях энергии атома.

3. Сравните экспериментальное и табличное значения резонансного потенциала атомов ртути.

4. Обсудите точность измерений и погрешности, которые возникают при данной методике проведения эксперимента.

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Сформулируйте постулаты Бора и получите выражение для радиуса первой боровской орбиты в атоме водорода.

2. Оцените относительную долю кинетической энергии, передаваемой электроном атому при упругом соударении.

3. Что такое резонансный потенциал атома?

4. Нарисуйте распределение потенциала в лампе.

5. Каким образом можно измерить более высокие потенциалы возбуждения?

6. Почему не видно свечения газа при переходе атомов из возбужденного в основное состояние?

7. Почему в работе не рекомендуется определять резонансный потенциал по положению первого максимума на вольт-амперной характеристике лампы?

8. Для чего в данной работе осуществляется нагрев лампы?

9. Зачем в данной работе используется метод задерживающего поля?

10. Почему при равном нулю ускоряющем напряжении  $U_1$  и небольшом, но ненулевом задерживающем напряжении  $U_2$  ток через лампу будет отличен от нуля?

11. Почему в данной лабораторной работе при определении резонансного потенциала не нужно делать поправку на величину работы выхода?

12. Как изменится вид вольт-амперной характеристики лампы при увеличении задерживающего напряжения?

## ЛИТЕРАТУРА

### *Основная*

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика атомного ядра и элементарных частиц. М.: Астрель, АСТ, 2003.
2. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы. М.: Лаборатория базовых знаний, 2001.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. 5. Атомная и ядерная физика. М.: Физматлит, 2006.
4. Вихман Э. Берклевский курс физики. Т. 4. Квантовая физика. М.: Наука, 1974.
5. Шпольский Э.В. Атомная физика. Т. 1. М.: Наука, 1984; Лань, 2010.
6. Матвеев А.Н. Атомная физика. М.: Высшая школа, 1989; Оникс, Мир и Образование, 2007.
7. Калашников Н.П., Смондырев М.А. Основы физики. Т. 2. М.: Дрофа, 2003.

### *Дополнительная*

1. Попов. А.М., Тихонова О.В. Лекции по атомной физике. М.: МГУ, 2007.
2. Белонучкин В.Е., Заикин Д.А., Ципенюк А.М. Основы физики. Курс общей физики. Т. 2. Квантовая и статистическая физика. М.: Физматлит, 2001.

## Работа 5.46

### ЭКСПЕРИМЕНТ ФРАНКА И ГЕРЦА С НЕОНОВОЙ ТРУБКОЙ

---

**Цель:** изучение классического опыта, подтверждающего дискретную структуру энергетических уровней атомов; определение резонансного потенциала возбуждения неона.

**Оборудование:** неоновая трубка Франка–Герца с кожухом; блок управления для эксперимента Франка–Герца; печь; термостат; термомпарный термометр со шупом на конце; соединительный шнур для лампы; экранированный кабель; стандартный информационный кабель; персональный компьютер.

С теоретическим введением можно ознакомиться в работе 5.4а.

#### ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Схема установки показана на рис. 5.46.1. Цифрами обозначены: 1 – блок управления для эксперимента Франка–Герца; 2 – неоновая трубка Франка–Герца с кожухом; 3 – соединительный шнур для неоновой трубки Франка–Герца; 4 – экранированный кабель; 5 – стандартный информационный кабель; 6 – персональный компьютер.

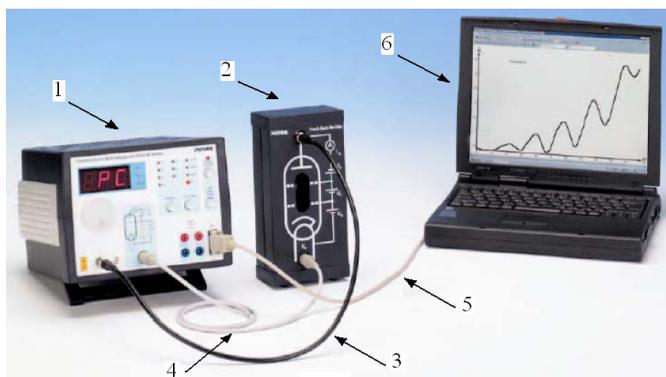


Рис. 5.46.1

## ПРАВИЛА ТЕХНИКИ БЕЗОПАСНОСТИ

**Внимание!** Во время сборки схемы и выполнения работы необходимо соблюдать правила техники безопасности при работе с электрическими цепями. Коммутацию соединительного шнура и кабелей проводить только при выключенном источнике питания.

### ЗАДАНИЯ И ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Собрать установку так, как показано на рис. 5.4б.1. При помощи кабеля 5 соединить блок управления 1 с портом СОМ персонального компьютера 6. Сначала необходимо включить блок управления, и лишь потом компьютер. Запустить программу Measure, щелкнув правой клавишей мыши по желтой букве «М» на рабочем столе компьютера. В меню программы выбрать пункт «Прибор», затем «Эксперимент Франка–Герца». Установить в появившемся на экране окне параметры измерения так, как показано на рис. 5.4б.2. В дополнительном меню «Каналы» галочки должны быть установлены напротив пунктов «Ток  $I_A$ », «Напряжение  $U_2$ », «Напряжение  $U_3$ », «Напряжение  $U_H$ ».

2. Измерить вольт-амперную характеристику. Для этого нажать кнопку «Далее». На экране появятся два рабочих окна, одно из которых предназначено для построения вольт-амперной характеристики, а другое окно – «Эксперимент Франка–Герца. Измерение» управляет процессом измерения. Нажать кнопку «Начать измерение». После этого начнется набор статистики, и в первом окне возникнет кривая вольт-амперной характеристики неоновой лампы.

Щелкнуть правой кнопкой мыши по пиктограмме с таблицей в правом верхнем углу графика, или в главном меню программы Measure выбрать пункты «Измерение», затем «Таблица данных». На экране появится окно с экспериментальными данными (несколько сотен точек). Занести результаты измерений с шагом по величине подаваемого напряжения 2–3 В в табл. 5.4б.1. Очевидно, что для более точного определения максимумов и минимумов вольт-амперной характеристики, вблизи них необходимо получить большое количество экспериментальных точек. Поэтому в окрестности максимумов (минимумов) шаг по  $U_1$  должен быть меньшим,

чем на участках монотонного возрастания (убывания) кривой. Всего записать приблизительно 30–40 измерений.

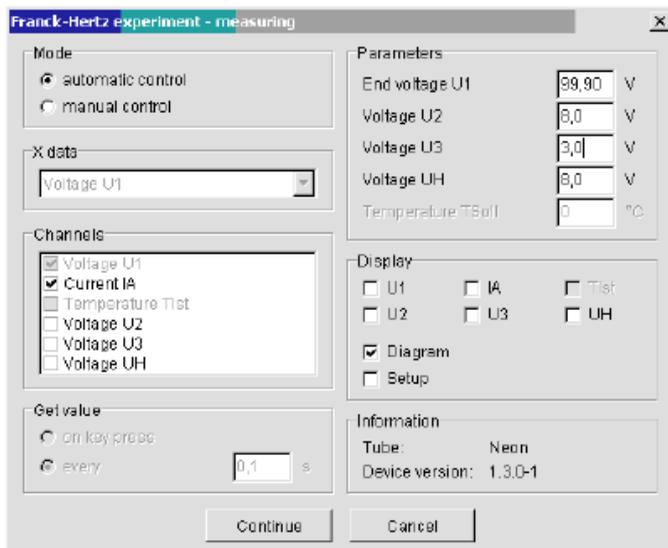


Рис. 5.46.2

Таблица 5.46.1

$I, \text{mA}$								
$U_1, \text{B}$								

## ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Построить график зависимости  $I(U_1)$  и определить по нему значения напряжений, соответствующих минимумам кривой. Усреднив разность этих значений, найти резонансный потенциал  $U^*$  атома неона.

2. Определить резонансный потенциал  $U^*$  атома неона по максимумам кривой  $I(U_1)$ , исключив из рассмотрения первый максимум. Сравнить результат со значением, полученным ранее в п. 3.

3. По формуле (5.4a.1) рассчитать длину волны фотона, испускаемого возбужденным атомом неона. Оценить точность полученных результатов и сравнить их с табличными значениями. Табличное значение резонансного потенциала неона  $E = 16,8$  эВ. Фотону с таким значением энергии, отвечает длина волны  $\lambda = 73,8$  нм.

## **ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ И ВЫВОДЫ**

1. В разделе «Заключение» кратко изложите метод измерений и основные результаты работы.

2. Обсудите характер полученной зависимости тока от ускоряющего напряжения и ее соответствие представлениям о дискретных уровнях энергии атома.

3. Сравните экспериментальное и табличное значения резонансного потенциала атомов неона.

4. Обсудите точность измерений и погрешности, которые возникают при данной методике проведения эксперимента.

## **КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ**

1. Сформулируйте постулаты Бора и получите выражение для радиуса первой боровской орбиты в атоме водорода.

2. Оцените относительную долю кинетической энергии, передаваемой электроном атому при упругом соударении.

3. Что такое резонансный потенциал атома?

4. Почему в данной работе используется инертный газ?

5. Нарисуйте распределение потенциала в лампе.

6. Каким образом можно измерить более высокие потенциалы возбуждения?

7. Почему не видно свечения газа при переходе атомов из возбужденного в основное состояние?

8. Почему в работе не рекомендуется определять резонансный потенциал по положению первого максимума на вольт-амперной характеристике лампы?

9. Зачем в данной работе используется метод задерживающего поля?

10. Почему при равном нулю ускоряющем напряжении  $U_1$  и небольшом, но ненулевом задерживающем напряжении  $U_2$  ток через лампу будет отличен от нуля?

11. Почему в данной лабораторной работе при определении резонансного потенциала не нужно делать поправку на величину работы выхода?

12. Какой будет зависимость  $I(U_1)$ , если газ из лампы откачать?

## ЛИТЕРАТУРА

### *Основная*

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика атомного ядра и элементарных частиц. М.: Астрель, АСТ, 2003.

2. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы. М.: Лаборатория базовых знаний, 2001.

3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. 5. Атомная и ядерная физика. М.: Физматлит, 2006.

4. Вихман Э. Берклеевский курс физики. Т. 4. Квантовая физика. М.: Наука, 1974.

5. Шпольский Э.В. Атомная Физика. Т. 1. М.: Наука, 1984; Лань, 2010.

6. Матвеев А.Н. Атомная физика. М.: Высшая школа, 1989; Оникс, Мир и Образование, 2007.

7. Калашников Н.П., Смондырев М.А. Основы физики. Т. 2. М.: Дрофа, 2003.

### *Дополнительная*

1. Попов А.М., Тихонова О.В. Лекции по атомной физике. М.: МГУ, 2007.

2. Белонучкин В.Е., Заикин Д.А., Ципенюк А.М. Основы физики. Курс общей физики. Т. 2. Квантовая и статистическая физика. М.: Физматлит, 2001.

## Работа 5.5

### СЕРИЯ БАЛЬМЕРА АТОМА ВОДОРОДА. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ РИДБЕРГА

---

*Цель:* исследование серии Бальмера спектра атома водорода с помощью дифракционной решетки; определение энергетических переходов в атоме водорода и постоянной Ридберга.

**Оборудование:** спектральная трубка с водородом; спектральная трубка с ртутью; пара держателей для трубки; защитная трубка; кабель, 30 кВ,  $l = 1000$  мм, 2 шт.; держатель объекта,  $5 \times 5$  см; дифракционная решетка, 600 штр./мм; источник высокого напряжения, 0–10 кВ; изолирующий держатель, 2 шт.; треножник; подставка; стержень  $l = 40$  см; метровая шкала; пара курсоров; измерительная лента.

### ВВЕДЕНИЕ

Нагретые твердые тела, жидкости и газы (пары) излучают электромагнитные волны преимущественно в инфракрасном, видимом и ультрафиолетовом диапазонах. Спектр излучения нагретых твердых тел и жидкостей – сплошной, а в разреженных газах отдельные атомы излучают линейчатые спектры, состоящие из определенного набора достаточно узких спектральных линий.

**Спектр атомарного водорода.** Самым простым объектом для изучения линейчатых спектров является атом водорода. В видимой области спектра находятся всего четыре линии одной из спектральных серий излучения этого атома. В 1885 г. Бальмер подобрал эмпирическую формулу для определения длин волн спектра атома водорода

$$\lambda = B \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad (5.5.1)$$

где  $B$  – эмпирическая константа, а  $n = 3, 4, 5, \dots$  Указанная спектральная серия была названа серией Бальмера.

Оказалось, что рассчитанные по этой формуле длины волн очень хорошо согласуются с измеренными значениями. Если переписать эту формулу для циклических частот в виде

$$\omega = \frac{8\pi c}{B} \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (5.5.2)$$

где  $R$  – новая константа (постоянная Ридберга), а  $c$  – скорость света в вакууме, то хорошо видна некоторая закономерность, которую можно обобщить для описания других спектральных серий атома водорода. Для этого можно заменить в формуле (5.5.2) цифру 2 на 1, 3 и т.д.

В дальнейшем были обнаружены эти другие серии спектральных линий атома водорода, относящиеся к ультрафиолетовой и инфракрасной областям спектра, т.е. невидимой части спектра. Частоты этих спектральных серий описываются аналогичными формулами:

серия Лаймана

$$\omega = R \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 2, 3, 4, \dots, \quad (5.5.3)$$

серия Пашена

$$\omega = R \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 4, 5, 6, \dots, \quad (5.4)$$

и т.д., где  $R$  – та же самая постоянная Ридберга.

После опытов Резерфорда по рассеянию  $\alpha$ -частиц на тонких пленках вещества появилась планетарная модель атома с тяжелым положительным ядром в центре, вокруг которого летали электроны по эллиптическим траекториям. Изучение законов взаимодействия  $\alpha$ -частиц с ядрами атомов показало, что закон Кулона справедлив до расстояний порядка  $10^{-14}$  м. Однако планетарная модель атома оказалась нестабильной и не смогла объяснить линейчатых спектров.

По предложению Резерфорда Бор начал работать над созданием модели атома водорода, которая объясняла бы возникновение всех наблюдаемых спектральных серий.

В простейшей модели атома водорода электрон движется по круговой орбите вокруг неподвижного положительно заряженного

ядра. Описание движения электрона в кулоновском поле ядра осуществлялось с помощью классического второго закона Ньютона

$$\frac{m_e v^2}{r} = \frac{e^2}{r^2}, \quad (5.5.5)$$

где  $m_e$  – масса электрона;  $r$  – радиус его орбиты;  $v$  – скорость электрона на орбите;  $e$  – элементарный заряд. Здесь и далее используется СГСЭ система единиц измерения.

Основой модели являются квантовые постулаты Бора. В одном из них утверждается, что из бесконечного множества орбит, возможных с точки зрения классической физики, осуществляются только некоторые дискретные орбиты, удовлетворяющие определенным квантовым условиям. На этих стационарных орбитах электроны не излучают электромагнитных волн, хотя и движутся с ускорением.

Условие выбора допустимых орбит состоит в том, что на этих орбитах момент импульса электрона относительно центра ядра атома кратен постоянной Планка  $\hbar$ :

$$m_e v r = n \hbar, \quad (5.5.6)$$

где  $n$  – целое положительное число.

Исключая  $v$  из формул (5.5.5) и (5.5.6), получим радиусы возможных орбит электрона

$$r_n = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} n^2. \quad (5.5.7)$$

Наименьший радиус орбиты электрона в атоме водорода ( $n=1$ ), называемый первым боровским радиусом, фактически определяет характерный размер атома водорода

$$r_0 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = 0,53 \cdot 10^{-8} \text{ см.} \quad (5.5.8)$$

Энергия атома водорода состоит из суммы кинетической энергии электрона на орбите и потенциальной энергии электрона в кулоновском поле ядра, т.е. протона, которая в случае притяжения отрицательна

$$E = \frac{m_e v^2}{2} - \frac{e^2}{r^2}. \quad (5.5.9)$$

С учетом правил квантования момента импульса (5.5.6) и радиусов орбит (5.5.7) получим энергии  $E_n$  стационарных состояний атома водорода

$$E_n = -\frac{\mu e^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2} = -Ry \frac{1}{n^2}, \quad (5.5.10)$$

где  $Ry = 13,6$  эВ – константа (называемая Ридбергом), равная энергии ионизации атома водорода, т.е. той минимальной энергии, которую необходимо сообщить атому в основном состоянии, чтобы удалить из него электрон,  $\mu = m_p m_e / (m_p + m_e)$  – приведенная масса протона и электрона, дающая лучшее совпадение расчетов с экспериментом.

Схема уровней энергии атома водорода приведена на рис. 5.5.1. Согласно второму постулату Бора излучение света происходит при переходе атома из квантового состояния с большей энергией  $E_n$  в состояние с меньшей энергией  $E_m$ . Энергия кванта излучения  $\hbar\omega$  равна разности энергий уровней

$$\Delta E = \hbar\omega = \hbar \frac{2\pi c}{\lambda} = E_n - E_m = \hbar R \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (5.5.11)$$

где постоянная Ридберга

$$R = \frac{Ry}{\hbar} [\text{с}^{-1}]. \quad (5.5.12)$$

Переходы между уровнями, отвечающие разным спектральным сериям также представлены на рис. 5.5.1.

Созданная Бором модель атома водорода прекрасно объясняла все экспериментально наблюдаемые спектры излучения водорода, но встретилась с непреодолимыми трудностями при попытке построения моделей других атомов. Преодоление этих трудностей и привело к созданию квантовой механики.

Теория Бора позволила в простейшем случае водородоподобного атома получить значение постоянной Ридберга и вычислить частоты спектральных линий. Основной недостаток теории Бора в ее непоследовательности: для расчета стационарных орбит электрона

использовались законы классической механики, а закон дипольного излучения классической электродинамики отвергался. Недостатки теории Бора были преодолены в последовательной квантовой теории, разработанной позднее.

Движение частиц (в частности, электрона) в квантовой механике описывается волновыми функциями, которые являются решениями уравнения Шредингера с силовыми потенциальными полями. Собственные волновые функции уравнения Шредингера для атома водорода содержат параметр  $n$ , который называется *главным квантовым числом*. Формула для уровней энергии, вытекающая из решения уравнения Шредингера для атома водорода, совпадает с формулой (5.5.10), полученной в рамках боровской модели атома, но с помощью уравнения Шредингера удастся рассчитать и параметры других атомов, а не только водородоподобных.

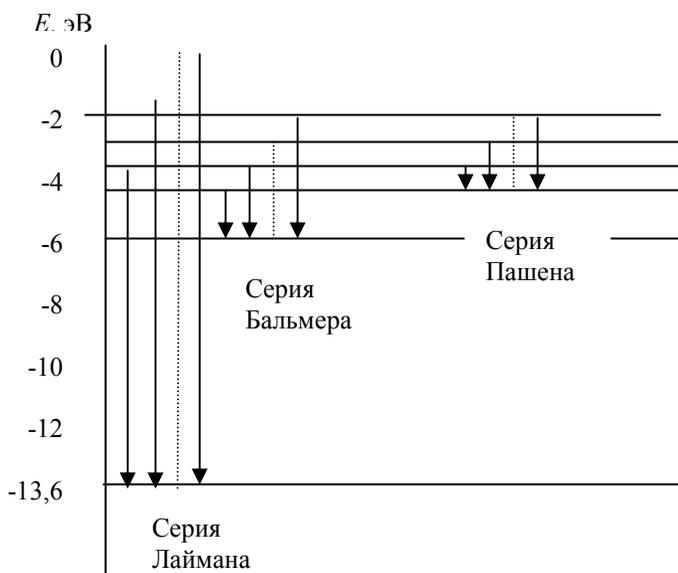


Рис. 5.5.1

Спектр атомов ртути является более сложным, чем у атомов водорода. У ртути два внешних оптических электрона, переходы которых между энергетическими уровнями и образуют ее спектр из-

лучения. При этом значительное число излучаемых линий попадает в видимую часть спектра. По этой причине спектр ртути хорошо изучен и надежно измерен и часто используется в качестве эталонного для градуировки и определения параметров спектральных приборов.

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Соберите установку, как показано на рис. 5.5.2. В качестве источника излучения используются трубки 1 и 2 с водородом и с парами ртути, на которые для зажигания подается высокое напряжение от источника 3 (2–4 кВ). Шкала 4 должна быть расположена сразу за защитной трубкой 5, в которую помещается нужная трубка (1 или 2), закрепляемая в держателях 6.

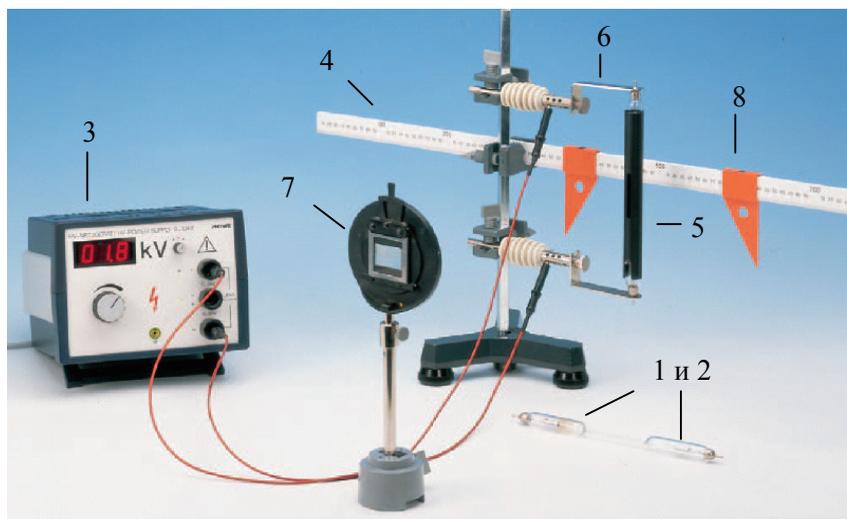


Рис. 5.5.2

Дифракционная решетка 7 устанавливается параллельно шкале 4 на одной высоте со спектральной трубкой. Расстояние между решеткой и трубкой устанавливается таким (примерно 50 см), чтобы наблюдаемая дифракционная картина была четкой. Наблюдения дифракционной картины следует проводить в затемненной комна-

те, смотря через решетку на спектральную трубку. Видимое положение спектральных линий фиксируется курсорами  $\delta$  на метровой шкале 4.

При нормальном падении света с длиной волны  $\lambda$  на дифракционную решетку главные дифракционные максимумы  $m$ -го порядка наблюдаются для углов дифракции  $\varphi$ , определяемых соотношением:

$$d \sin \varphi = m\lambda, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \quad (5.5.13)$$

где  $d$  – постоянная решетки, а угол  $\varphi$  отсчитывается от нормали к решетке. На рис. 5.5.3 показан ход лучей при дифракции на дифракционной решетке.

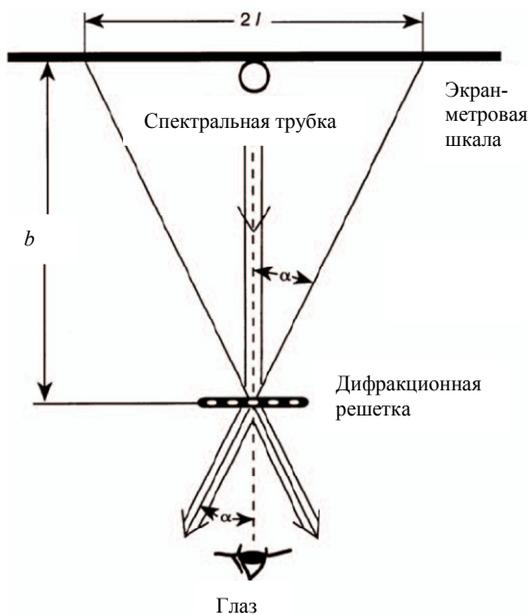


Рис. 5.5.3

Из геометрических соотношений можно определить угол  $\alpha$ , под которым наблюдается максимум соответствующего порядка. Будем считать этот угол приблизительно равным углу дифракции  $\varphi$ ,

поскольку точного направления нормали не определяется. Из рис. 5.5.3 видно, что

$$\sin \alpha = \frac{l}{\sqrt{b^2 + l^2}}, \quad (5.5.14)$$

где  $b$  – расстояние от решетки до экрана;  $l$  – половина расстояния между двумя проекциями дифракционных линий одной длины волны и одного порядка дифракции на метровую шкалу. Следовательно, формулу (5.5.13) можно переписать следующим образом:

$$d \frac{l}{\sqrt{b^2 + l^2}} = m\lambda, \quad (5.5.15)$$

где  $m$  – порядок дифракционного максимума.

## ПРАВИЛА ТЕХНИКИ БЕЗОПАСНОСТИ

Запрещается долго смотреть прямо на включенные спектральные трубки, особенно на ртутную. Все переключения в установке производить только при выключенном источнике питания. При наблюдении спектральных линий и передвижении курсоров не касаться держателей спектральных трубок.

Для зажигания спектральных трубок плавно повышать напряжение. У водородной трубки следить за максимальным его значением, которое не должно превышать 2,5 кВ. Большие напряжения приводят к выходу этих трубок из строя.

## ЗАДАНИЯ

### Задание 1. Определение постоянной дифракционной решетки с помощью наблюдения спектра атомов ртути

1. Установите спектральную трубку с ртутью. Включите источник напряжения. Подавая высокое напряжение на трубку, получите ее зажигание. Наблюдайте спектр атомов ртути. Измерьте расстояние  $b$  между решеткой и экраном.

2. Для трех видимых спектральных линий (желтая  $\lambda = 578,0$  нм, зеленая  $\lambda = 546,1$  нм и синяя  $\lambda = 434,8$  нм) в первом и минус первом порядках дифракции измерьте по шкале расстояние  $2l$ , равное

расстоянию между одинаковыми по цвету линиями (используйте для этого курсоры). Заполните табл. 5.5.1. Выключите источник высокого напряжения.

Таблица 5.5.1

Цвет линии	$2l$ , см	$d$ , мкм

3. Вычислите постоянную дифракционной решетки из формулы (5.5.15). Определите ее среднее значение и оцените погрешность.

**Задание 2. Определение длин волн спектральных линий серии Бальмера для атома водорода.  
Вычисление постоянной Ридберга**

1. Установите в держатели спектральную трубку с водородом. Включите источник напряжения. Подавая высокое напряжение на трубку, получите ее зажигание. Наблюдайте спектр атомов водорода. Измерьте расстояние  $b$  между решеткой и экраном, если ее положение менялось.

2. Для трех-четырёх видимых спектральных линий в первом и минус первом порядках дифракции измерьте по шкале расстояние  $2l$ , равное расстоянию между одинаковыми по цвету линиями (используйте для этого курсоры). Заполните табл. 5.5.2. Выключите источник высокого напряжения.

Таблица 5.5.2

Цвет линии	$2l$ , см	$\lambda$ , нм	$\Delta E$ , эВ	$R$ , $\text{с}^{-1}$

**ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА**

1. Вычислите длины волн  $\lambda$  из формулы (5.5.15) (значение постоянной решетки определяется в задании 1), разность энергий атомных уровней  $\Delta E$  (формула (5.5.11)), постоянную Ридберга  $R$  (формула (5.5.12)). Определите среднее значение постоянной Ридберга, оцените погрешность. Сравните это значение с табличным значением.

2. Используя расчетное значение энергетического уровня атома водорода, отвечающее значению  $n = 2$ , и полученные значения  $\Delta E$ , вычислите значения энергий атомных уровней с  $n = 3, 4$  и  $5$ . Сравните эти значения с теоретическими.

## **ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ И ВЫВОДЫ**

1. В разделе «Заключение» необходимо кратко изложить содержание и основные результаты работы.

2. Сравните результаты расчета постоянной Ридберга и длин волн спектральных линий с табличными данными. Сравните расчетные и теоретические значения  $\Delta E$ .

3. Оцените погрешности измерений и обсудите возможные пути их минимизации.

## **КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ**

1. Сформулируйте цель работы.
2. Сформулируйте постулаты Бора.
3. Что называется серией Бальмера?
4. Напишите формулу для вычисления длин волн четырех первых линий серии Бальмера?
5. Что называют постоянной дифракционной решетки?
6. Дайте определение главного дифракционного максимума?
7. Напишите и поясните уравнение главных дифракционных максимумов для дифракционной решетки.
8. Как необходимо располагать дифракционную решетку, спектральную трубку и метровую шкалу?
9. Как устанавливать положение курсоров на метровой шкале?
10. Как определить постоянную дифракционной решетки?

## **ЛИТЕРАТУРА**

### *Основная*

1. Савельев И.В. Курс общей физики. В 5 кн. Кн. 5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. М.: Астрель, АСТ, 2001. С. 51–53, 61–68.

2. Савельев И.В. Курс общей физики. В 5 кн. Кн. 4. Волны. Оптика. М.: Астрель, АСТ, 2002. С. 164–173.

*Дополнительная*

1. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы: Учебное пособие для вузов. М.: Лаборатория базовых знаний, 2001. С. 42–53.

2. Матвеев А.Н. Атомная физика: Учебное пособие для студентов вузов. М.: Высшая школа, 1989. С. 78–95.

## Работа 5.8

### ТОНКАЯ СТРУКТУРА, ОДНО- И ДВУХЭЛЕКТРОННЫЙ СПЕКТРЫ

---

**Цель:** исследование спектров гелия, натрия и ртути в видимой области; измерение длин волн линий спектра; исследование их тонкой структуры; построение схемы уровней и переходов, соответствующих наблюдаемым спектральным линиям.

**Оборудование:** спектрометр/гониометр; дифракционная решетка, примерно 600 штр./мм; спектральная лампа с гелием; спектральная лампа с натрием; спектральная лампа с ртутью; источник напряжения для спектральных ламп; держатель спектральных ламп; треножник.

### ВВЕДЕНИЕ

Атомы гелия, натрия и ртути относятся к многоэлектронным атомам: атом гелия имеет 2 электрона, атом натрия – 11 электронов, атом ртути – 80 электронов.

Многоэлектронный атом состоит из ядра с зарядом  $Ze$  и окружающей ядро электронной оболочки с  $Z$  электронами. Точное нахождение волновой функции всей электронной оболочки атома невозможно из-за сложности уравнения Шредингера для большого числа  $Z$  взаимодействующих частиц. Обычно для расчетов используют модель атома, в которой сохраняется представление об индивидуальном состоянии электрона в атоме. В таком подходе, получившем название одночастичного приближения, состояние отдельных электронов описывается с помощью четырех квантовых чисел  $n, l, m, m_s$ . При этом, согласно принципу Паули, в одном квантовом состоянии может находиться не более одного электрона. Электроны атома с заданным значением главного квантового числа  $n$  образуют оболочку (слой). Совокупность электронов с заданными значениями квантовых чисел  $n$  и  $l$  образует подоболочку. Подоболочки обозначаются буквами  $s, p, d, f, \dots$ , которым отвечают значения

$l = 0, 1, 2, 3, \dots$  Максимальное число электронов в подоболочке равно  $2(2l+1)$ . В  $s$  подоболочке это число равно 2, в  $p$  оболочке – 6, в  $d$  оболочке – 10, в  $f$  оболочке – 14 и т.д.

*Электронной конфигурацией* называют распределение электронов в атоме по одночастичным состояниям с различными  $n$  и  $l$ . Электронные конфигурации атомов гелия и натрия имеют следующий вид:  $1s^2$  – для гелия и  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$  – для натрия, где цифры над символами подоболочки обозначают число электронов в данной подоболочке. Расположение электронных оболочек и подоболочек в конфигурации определяется порядком заполнения одночастичных электронных состояний. Заполнение состояний начинается с нижних уровней энергии. В основном состоянии атом гелия имеет два электрона на  $1s$  подоболочке, а атом натрия – один валентный электрон на  $3s$  подоболочке.

Электронная конфигурация атома ртути имеет вид

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 4p^6 3d^{10} 5s^2 5p^6 4d^{10} 6s^2 5d^{10} 4f^{14}.$$

В атоме ртути полностью заполнены первые четыре оболочки, а пятая и шестая заполнены не полностью. В основном состоянии атома ртути два валентных электрона находятся на  $6s$  подоболочке.

Для многоэлектронного атома полные моменты импульса полностью заполненных внутренних оболочек и подоболочек равны нулю. Поэтому полный момент импульса такого атома определяется орбитальными и спиновыми моментами наружных, валентных электронов. Валентные электроны находятся в центрально-симметричном поле ядра и электронов замкнутых оболочек, поэтому их суммарный момент импульса является сохраняющейся величиной. Для легких и средних атомов взаимодействие электронов, обусловленное их орбитальным и спиновым моментами, приводит к тому, что эти моменты складываются порознь, т.е. орбитальные моменты всех электронов складываются в полный орбитальный момент атома  $\mathbf{M}_L$ , а спиновые моменты электронов складываются в спиновый момент атома  $\mathbf{M}_S$ . В этом случае говорят, что между электронами осуществляется  $L$ - $S$  связь или связь Ресель-Саундерса.

Квантовые числа  $L$  и  $S$  орбитального и спинового моментов атома определяются общими квантово-механическими правилами

сложения моментов импульсов. Например, если два валентных электрона имеют квантовые числа  $l_1$  и  $l_2$ , то  $L$  может принимать следующие целочисленные значения:  $L = l_1 + l_2, l_1 + l_2 - 1, \dots, |l_1 - l_2|$ . Применяя аналогичное правило для спина и учитывая, что спиновое число электрона  $s = 1/2$ , получаем возможные значения  $S$  для двух валентных электронов:  $S = 1, 0$ .

Уровень энергии, отвечающий определенным значениям квантовых чисел  $L$  и  $S$ , называется *спектральным термом*. В спектроскопии принято обозначать терм символом  $^{2S+1}L$ , где вместо значений  $L = 0, 1, 2, 3, \dots$  ставят буквы  $S, P, D, F, \dots$  соответственно. Число  $2S + 1$  называется *мультиплетностью терма*.

С учетом спин-орбитального взаимодействия уровень энергии, или терм, расщепляется на ряд подуровней, которым отвечают разные значения полного момента импульса атома. Такое расщепление терма называется *тонким*, или *мультиплетным*. При заданных числах  $L$  и  $S$  полный момент импульса атома  $\mathbf{M}_J = \mathbf{M}_L + \mathbf{M}_S$ , определяется квантовым числом  $J$ , которое может принимать значения:  $J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S|$ . Компоненты тонкой структуры или подуровни энергии, отвечающие заданным значениям  $L, S$  и  $J$ , обозначаются символом  $^{2S+1}L_J$ .

Перейдем к рассмотрению спектров излучения атомов натрия, гелия и ртути. Начнем с атома натрия, имеющего один валентный электрон. Спектр излучения атомов натрия, называемый одноэлектронным, состоит из нескольких частично перекрывающихся серий спектральных линий с систематически убывающими «расстояниями» между линиями каждой серии и уменьшающейся интенсивностью. Главная серия Na с яркими спектральными линиями имеет хорошо известную головную желтую линию (дублет 589,0–589,6 нм). Эта серия наблюдается также и в спектрах поглощения, обнаруживая большое сходство со спектром поглощения атома водорода (серия Лаймана). В спектрах испускания Na наблюдаются еще три интенсивные серии спектральных линий: диффузная серия с размытыми линиями; резкая серия с резко очерченными краями линий; а также основная или серия Бергмана, расположенная в инфракрасной области спектра.

Длины волн  $\lambda$  всех наблюдаемых линий спектра Na и других щелочных металлов могут быть вычислены по формуле, полученной Ридбергом на основе анализа эмпирических данных:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{(n - \Delta_l)^2} - \frac{1}{(m - \Delta_l)^2} \right), \quad (5.8.1)$$

где  $R = 10973731 \text{ м}^{-1}$  – постоянная Ридберга, а  $\Delta_l$  – квантовый дефект или поправка Ридберга, которая учитывает отличие энергии валентного электрона в атоме Na от энергии электрона в атоме водорода при одном и том же значении главного квантового числа.

Для Na главное квантовое число валентного электрона  $n = 3$ , а число  $m$  в главной и диффузной сериях может пробегать значения  $m = n, n + 1, n + 2, \dots$ ; в остальных сериях – значения  $m = n + 1, n + 2, n + 3, \dots$

Эмпирические значения поправок Ридберга для атома натрия, приведенные в табл. 5.8.1, зависят не только от орбитального, но и от главного квантового числа атома.

Таблица 5.8.1

$n$	$l$		
	$\Delta_0 (l = 0)$	$\Delta_1 (l = 1)$	$\Delta_2 (l = 2)$
3	1,373	0,883	0,013
4	1,358	0,867	0,011
5	1,353	0,862	–

В приближении так называемого самосогласованного поля считают, что слабосвязанный валентный электрон находится в усредненном поле точечного ядра (заряд  $+Ze$ ) и электронов внутренних оболочек с зарядом  $-(Z - 1)e$ . Самосогласованное поле, являясь центрально-симметричным, вместе с тем отличается от поля точечного заряда. В таком поле сохраняется энергия и момент импульса электрона, которые характеризуются главным квантовым числом  $n$  и орбитальным квантовым числом  $l$ . Решение уравнения Шредингера для электрона, находящегося в таком поле, приводит к следующему выражению для энергий возможных стационарных состояний:

$$E_{nl} = -\frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \cdot \frac{1}{(n - \Delta_l)^2}, \quad (5.8.2)$$

где  $m_e$  – масса электрона;  $e$  – элементарный заряд;  $\hbar$  – постоянная Планка;  $n = 3, 4, 5, \dots$  для атома натрия. Константа, входящая в формулу (5.8.2) имеет значение:

$$\frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \approx 13,6 \text{ эВ.}$$

Энергия состояния  $E_{nl}$  зависит не только от главного квантового числа  $n$  как у водорода, но и от квантового числа  $l$ , характеризующего орбитальный момент импульса валентного электрона и всего атома. Таким образом, у щелочных металлов снимается вырождение энергии состояний по орбитальному квантовому числу. Чем больше  $l$ , тем больше момент импульса, и, следовательно, с большей вероятностью валентный электрон находится вдали от ядра, где поле близко к кулоновскому. Поэтому поправка Ридберга в табл. 5.8.1 уменьшается с ростом  $l$  при заданном  $n$ .

Полный механический момент атома натрия складывается из орбитального и спинового моментов оптического электрона. Спиновый момент электрона характеризуется спиновым квантовым числом  $s = 1/2$ . Полный момент импульса определяется квантовым числом  $j$ , которое в случае атома щелочного металла может принимать два значения  $j_1 = l + 1/2$  и  $j_2 = l - 1/2$ . Если  $l = 0$ , то единственное возможное значение  $j = 1/2$ .

Схема уровней энергии атома Na с учетом расщепления уровней энергии представлена на рис. 5.8.1. Уровни  ${}^2P_{1/2}$  и  ${}^2P_{3/2}$  изображены на схеме отдельно, поскольку состояния с разными  $j$  характеризуются разными значениями энергии. Для  $D$ - и  $F$ -состояний это расщепление очень мало и для удобства изображения расщепленные уровни энергии с разными значениями  $j$  показаны слитно.

Спектр излучения атома натрия возникает при переходах из возбужденных состояний в другие возбужденные состояния атома с меньшей энергией или в основное состояние. Энергия фотона, который может быть испущен при таких переходах, равна:

$$\hbar\omega = |E_{nl} - E_{m'l'}|, \quad (5.8.3)$$

где  $\omega = 2\pi c/\lambda$  – частота излучаемого света;  $c$  – скорость света.

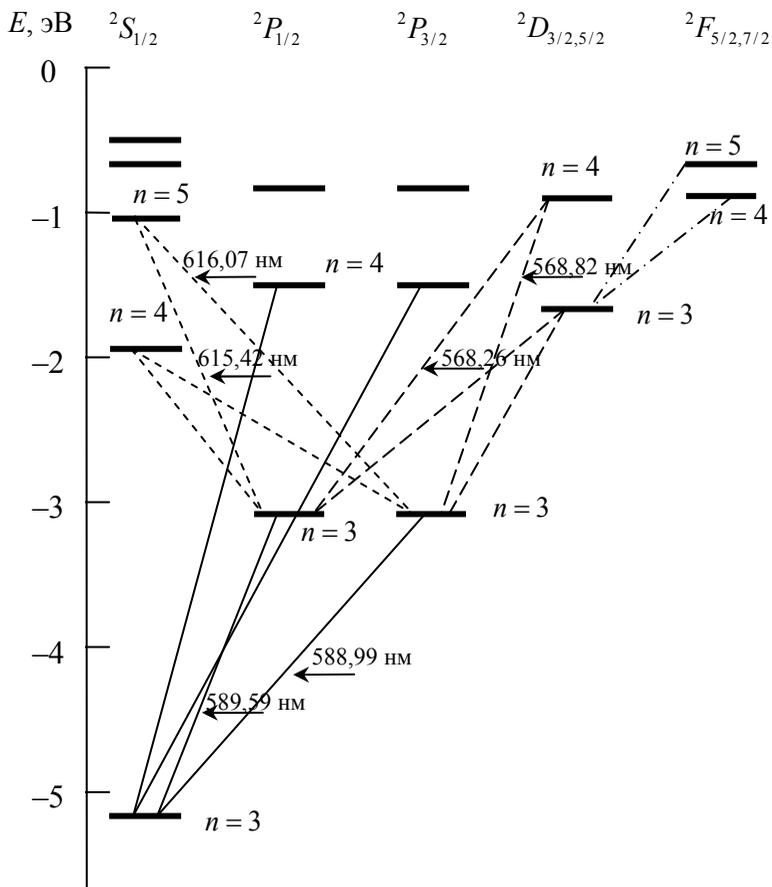


Рис. 5.8.1

Два  $s$ -электрона сверхзаполненных оболочек обладают атомы таких веществ, как, например, гелий и ртуть. Основным состоянием атома гелия является состояние  $1S_0$ . При возбуждении одного из  $s$ -электронов возможны две системы термов – синглетная,  $S=0$ , т.е.  $2S+1=1$ , и триплетная,  $S=1$ , т.е.  $2S+1=3$ . Замкнутая оболочка  $1s^2$  чрезвычайно устойчива, поэтому терм основного состояния He лежит очень глубоко, значительно глубже, чем у водорода. Энергия ионизации гелия (24,5 эВ) больше, чем у какого-либо другого элемента. Энергия связи электрона в возбуж-

денном состоянии  $1s2s$  значительно меньше, чем в основном, так как второй электрон, остающийся в состоянии  $1s$ , в этом случае экранирует заряд ядра. Поэтому первый возбужденный уровень расположен очень высоко над основным – выше на 20 эВ. Схема уровней энергии и переходов между ними для атома гелия представлена на рис. 5.8.2.

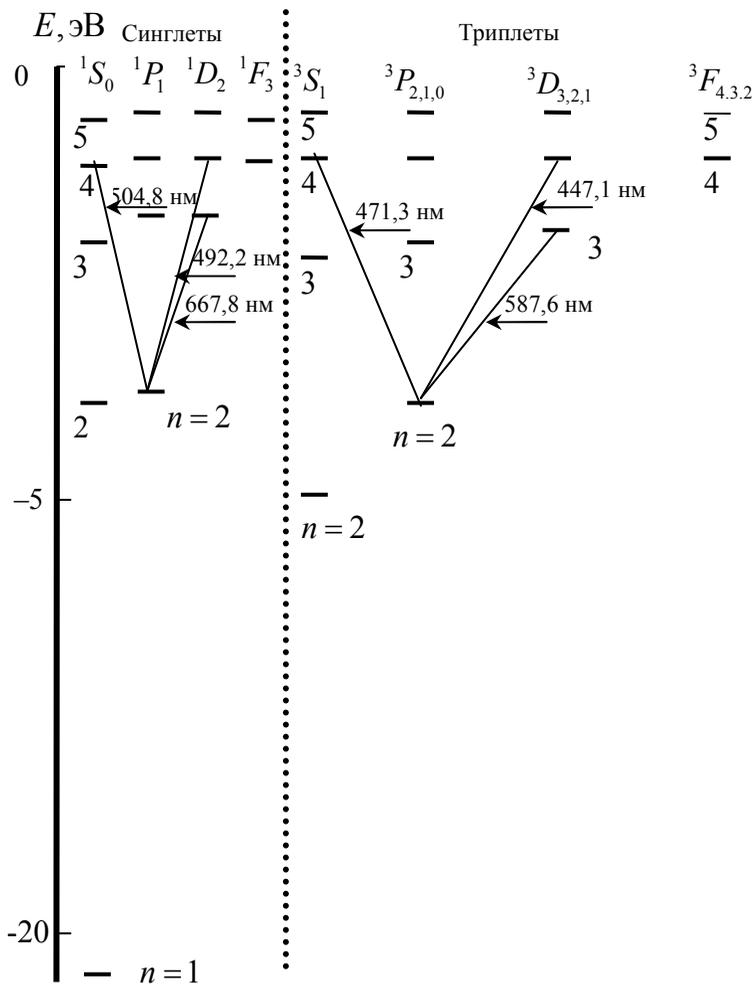


Рис. 5.8.2

Если спиновое число двух валентных электронов атома ртути  $S = 0$ , то единственное возможное значение  $J = L$ . В этом случае мультиплетность терма равна  $2S + 1 = 1$ , т.е. все уровни синглетны. Их спектральные обозначения:  $^1S_0$ ,  $^1P_1$ ,  $^1D_2$ ,  $^1F_3$  и т.д.

Если  $S = 1$ , а  $L \neq 0$ , то возможны три случая:  $J = L + 1, L, L - 1$ . В этом случае мультиплетность равна  $2S + 1 = 3$ , т.е. все уровни триплетны. И, наконец, если  $L = 0$ , то единственное значение  $J = S = 1$ , а уровень этого состояния – синглетный. В соответствии с этим получают следующие возможные уровни энергии в атоме ртути:  $^3S_1$ ,  $^3P_0$ ,  $^3P_1$ ,  $^3P_2$ ,  $^3D_1$ ,  $^3D_2$ ,  $^3D_3$ ,  $^3F_2$ ,  $^3F_3$ ,  $^3F_4$  и т.д.

Все перечисленные уровни энергии определяются различными допустимыми наборами квантовых состояний, в которых могут находиться валентные электроны атома ртути.

Анализ спектров излучения и поглощения ртути в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях позволил составить полную схему возможных уровней энергии и переходов между ними (рис. 5.8.3).

На схеме отмечены значения главного квантового числа около соответствующих уровней энергии. На рис. 5.8.3 также указаны переходы между уровнями и длины волн спектральных линий ртути, соответствующих этим переходам. Возможные переходы определяются правилами отбора:  $\Delta L = \pm 1$ ;  $\Delta S = 0$  и  $\Delta J = 0, \pm 1$ , причем переход из состояния  $J = 0$  в состояние  $J = 0$  невозможен. Из требования  $\Delta S = 0$  следует, что разрешены переходы между уровнями одинаковой мультиплетности (синглет-синглетные и триплет-триплетные переходы). Однако, как видно из рис. 5.8.3, наблюдаются и запрещенные правилами отбора переходы (пять синглет-триплетных переходов). Существование запрещенных правилами отбора переходов имеет место для атомов с большими атомными номерами. При исследовании схемы уровней и переходов атомов ртути необходимо обратить внимание на следующее обстоятельство: для больших атомных номеров мультиплетное расщепление из-за спин-орбитального взаимодействия имеет большие значения. Так, триплетный уровень ртути  $6^3P_{0,1,2}$  имеет расщепление (разность между максимальной и минимальной энергиями) порядка одного электрон-вольта, что составляет примерно одну десятую часть энергии атома ртути. В этом смысле расщепление уровня энергии уже нельзя считать «тонким».

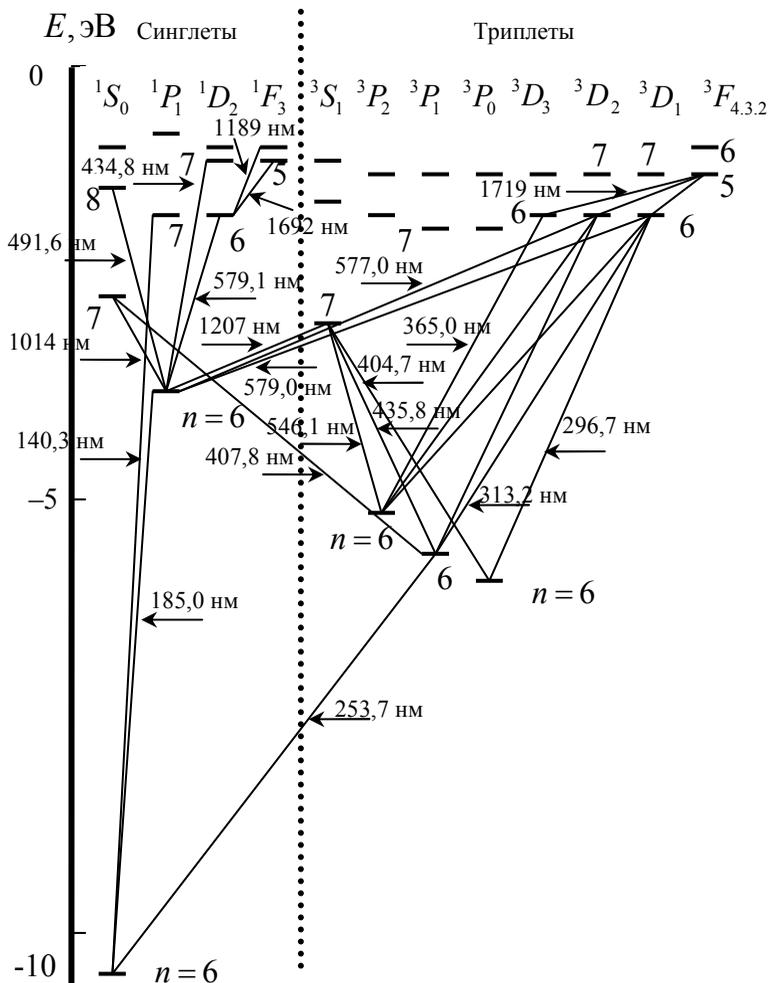


Рис. 5.8.3

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Экспериментальная установка показана на рис. 5.8.4. Источник питания  $I$  подает напряжение на спектральную лампу  $2$ , находящуюся в держателе на треножнике. Лампа состоит из разрядной

трубки, помещенной в колбу. В разрядной трубке находится исследуемое вещество.

Спектр излучения возникает в результате возбуждения атомов электронным ударом. Электроны, ускоренные электрическим полем разряда, при неупругих столкновениях с атомами передают им часть своей кинетической энергии. При этом внутренняя энергия атома возрастает, так как его валентный электрон переходит из основного в возбужденное состояние, в котором он может находиться  $10^{-7} - 10^{-8}$  с. Затем валентный электрон переходит с верхнего возбужденного уровня энергии либо прямо в основное состояние (если это не запрещено правилами отбора), либо на какой-нибудь ниже-расположенный уровень, а уже с него в основное состояние. При этих переходах излучаются фотоны той или иной длины волны в соответствии с формулой (5.8.3). Так, возникает эмиссионный линейчатый спектр.

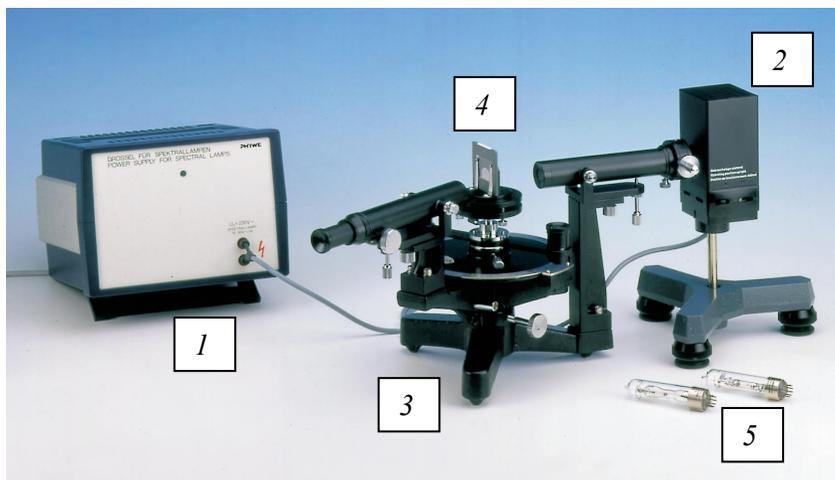


Рис. 5.8.4

Спектр изучается при помощи гониометра 3 с установленной прозрачной дифракционной решеткой 4. Спектральные лампы 5 по очереди устанавливаются в держателе.

Схема опыта с прозрачной решеткой приведена на рис. 5.8.5. На рисунке даны следующие обозначения: 1 – спектральная лампа; 2 –

коллиматор с щелью; 3 – зрительная труба – отсчет начального направления  $\varphi_I$ ; 4 – дифракционная решетка; 5 – направление начального отсчета; 6 – направление дифрагированного луча; 7 – зрительная труба – отсчет направления дифрагированного луча  $\varphi_k$ ; 8 – направление нормали к решетке.

Излучение спектральной лампы 1 проходит через коллиматор 2, затем через дифракционную решетку 4. С помощью зрительной трубы 3, настроенной на резкое изображение щели коллиматора, фиксируются угловые координаты световых пучков:  $\varphi_I$  – прямое изображение щели в отсутствии решетки (белый свет, линия 5);  $\varphi_k$  – направление на спектральный максимум  $k$ -го порядка (набор цветных линий 6).

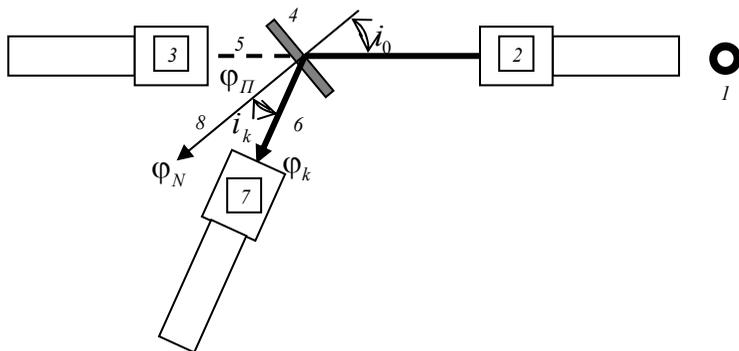


Рис. 5.8.5

Направление на максимум  $k$ -го порядка для длины волны  $\lambda$  определяется условием  $d(\sin i_k + \sin i_0) = k\lambda$ , где  $d$  – период дифракционной решетки. Для измерения длин волн спектральных линий важно точно знать оба угла  $i_k$  и  $i_0$ , отсчитываемых от положения нормали  $\varphi_N$ . Определение положения нормали к прозрачной решетке в данной установке не предусмотрено. Для измерений используем специальное положение нормали, соответствующее углу наименьшего отклонения дифрагированного луча от исходного луча  $\varphi_k - \varphi_I$ . Поворачивая столик с решеткой, наблюдаем через зрительную трубу за смещением выбранной спектральной линии и

подбираем положение нормали (значение  $\varphi_N$ ), при котором изображение выбранной спектральной линии расположено как можно ближе к направлению исходного луча. Это соответствует минимуму величины  $\varphi_k - \varphi_l = i_k + i_0$ , который достигается при  $i_k = i_0$ . Тогда условие дифракционного максимума принимает вид

$$2d \sin((\varphi_k - \varphi_l)/2) = k\lambda, \quad (5.8.4)$$

Измеряя углы  $\varphi_k$  и  $\varphi_l$ , можно найти длины волн  $k$ -го порядка для решетки с периодом  $d$ .

## ПРАВИЛА ТЕХНИКИ БЕЗОПАСНОСТИ

При работе со спектральными лампами следует быть осторожными по следующим причинам.

1. На лампы подается высокое напряжение. Во время выполнения работы необходимо соблюдать правила техники безопасности при работе с электрическими цепями.

2. При замене лампы будьте осторожны – лампа выполнена из стекла и при неосторожном обращении может выйти из строя. Устанавливая лампу в штатив, не прилагайте к ней излишних усилий.

3. Лампы сильно нагреваются. При смене ламп в держателе необходимо дать им остынуть. Нельзя закрывать вентиляционные отверстия в кожухе держателя ламп. Нельзя включать лампы со снятым кожухом держателя.

4. При работе с ртутной лампой смотрите на нее только через дифракционную решетку. Не заглядывайте в щель защитного чехла при включенной лампе.

5. Ртутная лампа загорается только в холодном состоянии. Поэтому если случайно было выключено питание, перед повторным включением ртутной лампы необходимо подождать, чтобы она остыла.

## ЗАДАНИЯ

### Задание 1. Подготовка к работе

При подготовке к работе вычислите по формуле (5.8.1) длину волны головной линии главной серии Na (желтый дублет, переход  $3^2S_{1/2} - 3^2P_{3/2,1/2}$ ). Значения поправок Ридберга приведены в

табл. 5.8.1. Длины волн получить в нанометрах с точностью до четырех значащих цифр.

### **Задание 2. Ознакомление с установкой**

Поставить держатель со спектральной лампой с натрием вплотную к щели коллиматора. Включить источник питания спектральной лампы и дать лампе прогреться 5 мин. Поворачивая зрительную трубу, убедиться в том, что спектральные линии натриевой лампы хорошо видны в первом и втором порядках. Добиться резкого изображения спектральных линий и визирного креста, путем вращения окуляра.

### **Задание 3. Определение периода дифракционной решетки по желтому дублету натрия в первом порядке спектра**

По лимбу гониометра измерить с помощью визирного креста угол  $\varphi_l$  – прямое изображение щели в отсутствии решетки (белый свет). Все измерения проводить с точностью до угловых минут. Отыскав угол наименьшего отклонения дифрагированного луча от исходного луча, определить направление на одну линию из желтого дублета в первом порядке спектра  $\varphi_k$ . По формуле (5.8.4) вычислить период решетки  $d$  в нанометрах с точностью до четырех значащих цифр.

### **Задание 4. Определение длин волн спектра излучения натрия**

Отыскав угол наименьшего отклонения дифрагированного луча от исходного луча, определить направления на все видимые линии в первом порядке спектра натрия  $\varphi_1$ . Цвет линии и угол дифракции занести в табл. 5.8.2.

Таблица 5.8.2

Цвет линии	Угол дифракции $\varphi_1$	Длина волны $\lambda$ , нм

### **Задание 5. Определение разности длин волн для желтого дублета натрия**

Наблюдать желтый дублет натрия во втором порядке спектра. Отыскав угол наименьшего отклонения дифрагированного луча от исходного луча, определить направления на первую и вторую линии из желтого дублета во втором порядке спектра  $\varphi_{21}$  и  $\varphi_{22}$ . Визирный крест на желтые линии необходимо настраивать точно с помощью микрометрического винта на зрительной трубе. Разница между этими углами должна составить всего несколько угловых минут. Приборная погрешность гониометра  $0,5'$ .

### **Задание 6. Определение длин волн спектра излучения ртути**

Поставить держатель со спектральной лампой с ртутью вплотную к щели коллиматора. Включить источник питания спектральной лампы и дать лампе прогреться 5 мин. Отыскав угол наименьшего отклонения дифрагированного луча от исходного луча, определить направления на все видимые линии в первом порядке спектра ртути  $\varphi_1$ . Данные занести в табл. 5.8.2.

### **Задание 7. Определение длин волн спектра излучения гелия**

Поставить держатель со спектральной лампой с гелием вплотную к щели коллиматора. Включить источник питания спектральной лампы и дать лампе прогреться 5 мин. Отыскав угол наименьшего отклонения дифрагированного луча от исходного луча, определить направления на все видимые линии в первом порядке спектра гелия  $\varphi_1$ . Данные занести в табл. 5.8.2.

## **ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ**

Используя данные заданий 4, 6 и 7, по формуле (5.8.4) вычислить длины волн в нанометрах с точностью до трех значащих цифр для спектров натрия, ртути и гелия. Данные занести в табл. 5.8.2.

Используя данные задания 5, рассчитать разность длин волн для желтого дублета натрия по формуле

$$\Delta\lambda = \frac{d}{2} |\varphi_{22} - \varphi_{21}| \cos\left(\frac{\varphi_{22} - \varphi_1}{2}\right).$$

Найти погрешность  $\Delta\lambda$ . Сравнить полученное значение разности длин волн с табличным.

## ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ И ВЫВОДЫ

Заполните табл. 5.8.3 для длин волн атома натрия в видимой области спектра. Сравните наблюдаемые длины волн с табличными.

Таблица 5.8.3

Длина волны, нм		Переход	Серия	Цвет линии
наблю-даемая	табличная			
	616,07	$3^2P_{3/2} - 5^2S_{1/2}$	Резкая	
	615,42	$3^2P_{1/2} - 5^2S_{1/2}$	Резкая	
	589,59	$3^2S_{1/2} - 3^2P_{1/2}$	Главная	
	588,99	$3^2S_{1/2} - 3^2P_{3/2}$	Главная	
	568,82	$3^2P_{3/2} - 4^2D_{3/2,5/2}$	Диффузная	
	568,26	$3^2P_{1/2} - 4^2D_{3/2}$	Диффузная	
	515,34	$3^2P_{3/2} - 6^2S_{1/2}$	Резкая	
	514,88	$3^2P_{1/2} - 6^2S_{1/2}$	Резкая	
	498,28	$3^2P_{3/2} - 5^2D_{3/2,5/2}$	Диффузная	
	497,85	$3^2P_{1/2} - 5^2D_{3/2}$	Диффузная	
	475,18	$3^2P_{3/2} - 7^2S_{1/2}$	Резкая	
	474,79	$3^2P_{1/2} - 7^2S_{1/2}$	Резкая	
	466,86	$3^2P_{3/2} - 6^2D_{3/2,5/2}$	Диффузная	
	466,48	$3^2P_{1/2} - 6^2D_{3/2}$	Диффузная	
	449,77	$3^2P_{3/2} - 7^2D_{3/2,5/2}$	Диффузная	

Заполните табл. 5.8.4 для длин волн атома ртути в видимой области спектра. Сравните наблюдаемые длины волн с табличными.

Таблица 5.8.4

Табличная длина волны $\lambda$ , нм	Переход	Цвет линии	Наблюдаемая длина волны $\lambda$ , нм
623,4	$9^1P_1 - 7^1S_0$		
612,3	$8^1P_1 - 7^3S_1$		
607,2	$8^1P_1 - 7^1S_0$		
579,1	$6^3D_2, 6^3D_1, 6^1D_2 - 6^1P_1$		
577,0			
546,1	$7^3S_1 - 6^3P_1$		
Ион ртути			
491,6	$8^1D_2 - 6^1P_1$		
435,8	$7^1D_2 - 6^1P_1$		
404,7	$7^1S_0 - 6^3P_1$		

Заполните табл. 5.8.5 для длин волн атома гелия в видимой области спектра. Сравните наблюдаемые длины волн с табличными.

Таблица 5.8.5

Табличная длина волны $\lambda$ , нм	Переход	Цвет линии	Наблюдаемая длина волны $\lambda$ , нм
667,8	$3^1D_2 - 2^1P_1$		
587,6	$3^3D_{1,2,3} - 2^3P_{0,1,2}$		
504,8	$4^1S_0 - 2^1P_1$		
492,2	$4^1D_2 - 2^1P_1$		
471,3	$4^3S_1 - 2^3P_{0,1,2}$		
447,1	$4^3D_{1,2,3} - 2^3P_{0,1,2}$		

Постройте схемы уровней и переходов, соответствующих наблюдаемым спектральным линиям атомов натрия, ртути и гелия.

В разделе «Заключение» кратко изложите метод измерений и основные результаты работы.

Обсудите различие экспериментальных и табличных значений длин волн для спектров натрия, ртути и гелия.

Обсудите точность измерений и погрешности, которые возникают при данной методике проведения эксперимента.

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Сколько валентных электронов имеют атомы натрия, ртути и гелия?
2. Каковы значения главных квантовых чисел основных состояний атомов натрия, ртути и гелия?
3. Чем объясняется тонкая структура спектральных линий?
4. Какова мультиплетность уровней атома ртути? Можно ли в условиях данной лабораторной работы наблюдать расщепление спектральных линий атома ртути?
5. Почему энергия ионизации гелия (24,5 эВ) больше, чем у какого-либо другого элемента?
6. Какова роль гониометра в данной работе?
7. Как определяется положение нормали к прозрачной решетке в данной установке?
8. Как определяется период дифракционной решетки в данной установке?
9. Как находится разность длин волн для желтого дублета натрия?
10. Докажите, что минимум угла отклонения дифрагированного луча от исходного луча  $\varphi_k - \varphi_l = i_k + i_0$  достигается при  $i_k = i_0$ .

## ЛИТЕРАТУРА

### *Основная*

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Кн. 5. М.: АСТ, 2007.
2. Сивухин Д.В. Атомная и ядерная физика. М.: Физматлит, 2006.

### *Дополнительная*

1. Гольдин Л.Л., Новикова Г.И. Введение в квантовую физику. М.: УРСС, 1994.
2. Стриганов А.Р., Свентицкий Н.С. Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизованных атомов. М.: Атомиздат, 1966. С. 77–79, 231.

## Работа 5.9

### ОПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ АТОМОВ ГЕЛИЯ И РТУТИ

---

**Цель:** изучение оптических спектров двухэлектронных систем на примере атомов гелия и ртути; определение длины волн наиболее интенсивных линий спектров.

**Оборудование:** высоковольтный блок питания, соединительные провода, штатив, гелиевая и ртутная лампы, защитный чехол для лампы, дифракционная решетка, линейка с указателями, измерительная лента.

### ВВЕДЕНИЕ

Нагревание любого вещества приводит к тому, что оно начинает светиться, т.е. излучать электромагнитные волны, в основном, инфракрасного, видимого и ультрафиолетового диапазонов. Если оптическое излучение (длины волн 400–760 нм), идущее от нагретого вещества разложить в спектр с помощью призмы или дифракционной решетки, то в зависимости от вида вещества и его агрегатного состояния будет наблюдаться линейчатый, полосатый или сплошной спектры.

Если вещество состоит из отдельных атомов, т.е. представляет собой разреженный одноатомный газ или разреженные одноатомные пары (взаимодействие между отдельными атомами пренебрежимо мало), то его спектр будет состоять из отдельных линий. Такие спектры называют *линейчатыми*. Для молекулярных газов или паров спектр – *полосатый*, т.е. представляет собой ряд широких полос, имеющих сложную структуру. Макроскопические вещества, состоящие из большого числа взаимодействующих атомов или молекул, при нагревании излучают *сплошной* спектр.

Для получения атомных – линейчатых – спектров используются лампы, содержащие одноатомный газ или пар при низком давлении. При подключении такой лампы к источнику высокого напряжения в ней возникает газовый разряд, при этом электроны, летя-

щие от катода к аноду лампы, сталкиваясь с атомами газа или пара, переводят их в возбужденное состояние. Возбужденный атом через некоторое время после столкновения с электроном совершает спонтанный переход в состояние с меньшей энергией. Если пренебречь движением атома, то при этом излучается фотон частоты  $\omega$ , удовлетворяющей соотношению

$$\hbar\omega = E_m - E_n, \quad (5.9.1)$$

где  $E_m$  и  $E_n$  – энергии начального и конечного состояния атома соответственно.

В настоящей работе изучаются линейчатые спектры двухэлектронных систем: гелия He и ртути Hg. *Двухэлектронными системами* принято называть многоэлектронные атомы, которые имеют два валентных электрона.

Многоэлектронный атом представляет собой ядро с зарядом  $Ze$  и окружающие его электронные оболочки, содержащие  $Z$  электронов (для гелия  $Z = 2$ , для ртути  $Z = 80$ ). Поскольку электроны, образующие оболочку, взаимодействуют между собой, квантовое состояние любой электронной оболочки определяется состоянием всех входящих в нее электронов, т.е. можно говорить о состоянии всей оболочки, а не о состояниях отдельных электронов. С математической точки зрения это означает, что волновую функцию всей оболочки нельзя представить как произведение волновых функций отдельных электронов.

Для практических целей удобно использовать упрощенную модель атома, в которой сохраняется представление об индивидуальном состоянии электрона в атоме – так называемое *одночастичное приближение*. В одночастичном приближении состояние отдельного электрона в многоэлектронном атоме характеризуется четырьмя квантовыми числами: главным квантовым числом  $n$ , орбитальным квантовым числом  $l$ , магнитным квантовым числом  $m$  и проекцией спина  $m_s$ .

Для каждого значения главного квантового числа  $n$  орбитальное квантовое число может принимать значения  $0, 1, 2, \dots, n-1$ . Для фиксированных  $n$  и  $l$  магнитное квантовое число может быть равно  $-l, -l+1, \dots, 0, 1, \dots, l-1, l$ . Проекция спина электрона принимает значения  $m_s = \pm 1/2$ .

Согласно принципу Паули, в одном квантовом состоянии, т.е. в состоянии, которое определяется четырьмя квантовыми числами  $n$ ,  $l$ ,  $m$  и  $m_s$ , может находиться не более одного электрона.

Все электроны одного атома с одинаковым главным квантовым числом  $n$  образуют оболочку. Совокупность электронов одной оболочки, обладающих одним и тем же значением орбитального квантового числа  $l$ , образуют подоболочку. Подоболочки принято обозначать буквами  $s, p, d, f, \dots$ , которым отвечают значения  $l = 0, 1, 2, 3, \dots$  соответственно. Максимальное число электронов в подоболочке равно  $2(2l + 1)$ . В  $s$  подоболочке это число равно 2, в  $p$  оболочке – 6, в  $d$  оболочке – 10, в  $f$  оболочке – 14 и т.д.

Таким образом, максимальное число электронов, которые могут заполнять оболочку с номером  $n$ , равно

$$2 \sum_{l=0}^{n-1} (2l + 1) = 2n^2. \quad (5.9.2)$$

*Электронной конфигурацией* называют распределение электронов в атоме по одночастичным состояниям с различными значениями главного  $n$  и орбитального  $l$  квантовых чисел. Например, для атома гелия обозначение электронной конфигурации состояния с наименьшей энергией (основного состояния) имеет вид  $1s^2$ , а для атома ртути –  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 4p^6 3d^{10} 5s^2 5p^6 4d^{10} 6s^2 5d^{10} 4f^{14}$ . Цифра перед символами подоболочки обозначает главное квантовое число  $n$ , а цифры справа над символами подоболочки – число электронов в данном состоянии. Расположение электронных оболочек и подоболочек в конфигурации определяется порядком заполнения одночастичных электронных состояний по мере увеличения их энергии.

В основном состоянии атома гелия целиком заполнена первая оболочка  $1s$ . В атоме ртути полностью заполнены первые четыре оболочки, а пятая и шестая заполнены не полностью (не заполнены подоболочки  $5f, 6p, 6d, \dots$ ). В основном состоянии атома ртути два валентных электрона находятся на  $6s$  подоболочке.

Для многоэлектронного атома полные моменты импульса полностью заполненных внутренних оболочек и подоболочек равны нулю. Поэтому полный момент импульса такого атома определяет-

ся орбитальными и спиновыми моментами внешних, валентных электронов.

Для легких и средних атомов спин-орбитальное взаимодействие электронов (т.е. взаимодействие между их орбитальными и собственными моментами) не велико, т.е. орбитальные моменты электронов взаимодействуют между собой сильнее, чем со спиновыми моментами, а собственные моменты электронов – спины – взаимодействуют между собой сильнее, чем с орбитальными моментами. Поэтому орбитальные моменты всех электронов складываются в полный орбитальный момент атома  $\mathbf{M}_L$ , а спиновые моменты электронов независимо складываются в полный спиновый момент атома  $\mathbf{M}_S$ . В этом случае говорят, что между электронами осуществляется  $L$ - $S$  связь или связь Рессель–Саундерса. Например,  $L$ - $S$  связь характерна для атома гелия.

Квантовые числа  $L$  и  $S$  орбитального и спинового моментов атома определяются общими квантово-механическими правилами сложения моментов импульсов. Например, если два валентных электрона имеют квантовые числа  $l_1$  и  $l_2$ , то  $L$  может принимать следующие целочисленные значения:  $L = l_1 + l_2, l_1 + l_2 - 1, \dots, |l_1 - l_2|$ . Применяя аналогичное правило для спина и учитывая, что спиновое число электрона  $s = 1/2$ , получаем возможные значения  $S$  для двух валентных электронов:  $S = 1, 0$ .

Уровень энергии, отвечающий определенным значениям квантовых чисел  $L$  и  $S$ , называется *спектральным термом*. В спектроскопии принято обозначать терм символом  $^{2S+1}L$ , где вместо значений  $L = 0, 1, 2, 3, \dots$  ставят буквы  $S, P, D, F, \dots$  соответственно. Число  $2S + 1$  называется *мультиплетностью* терма.

С учетом спин-орбитального взаимодействия уровень энергии, или терм, расщепляется на ряд подуровней, которым отвечают разные значения полного момента импульса атома. Такое расщепление терма называется *тонким*, или *мультиплетным*. В случае  $L$ - $S$  связи при заданных числах  $L$  и  $S$  полный момент импульса атома  $\mathbf{M}_J = \mathbf{M}_L + \mathbf{M}_S$ , а точнее собственные значения квадрата момента импульса определяются квантовым числом  $J$ , которое может принимать значения:  $J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S|$ .

Для тяжелых атомов спин-орбитальное взаимодействие электронов существенно, т.е. орбитальные моменты электронов взаимодействуют со спиновыми сильнее, чем орбитальные с орбитальными и спиновые со спиновыми моментами. В таком случае для каждого электрона орбитальный момент  $\mathbf{M}_l$  складывается со спиновым  $\mathbf{M}_s$  в полный момент электрона  $\mathbf{M}_j = \mathbf{M}_l + \mathbf{M}_s$ , который определяется квантовым числом  $j$ . По правилу сложения моментов, приведенному выше, квантовое число  $j$  может принимать значения:  $j = l + 1/2, l - 1/2$ . А полные моменты отдельных электронов, в свою очередь, складываются в полный момент атома  $\mathbf{M}_J = \mathbf{M}_{j_1} + \mathbf{M}_{j_2} + \dots$ , который определяется квантовым числом  $J$ . Возможные значения квантового числа  $J$  определяются тем же правилом сложения моментов. Связь между электронами такого типа называется  $j$ - $j$  связью.

Для многоэлектронного атома компоненты тонкой структуры или подуровни энергии, отвечающие заданным значениям  $L, S$  и  $J$ , обозначаются символом  $^{2S+1}L_J$ , который также называется *термом*.

Хотя атом ртути, в отличие от атома гелия, не является легким, для определения термов возможных состояний атома можно предположить, что между электронами атома осуществляется  $L$ - $S$  связь. Как будет показано дальше, из экспериментов следует, что для атома ртути реализуются именно такие состояния, однако из-за существенной роли спин-орбитального взаимодействия энергетические уровни и переходы между ними имеют свои особенности.

Оба атома и He, и Hg имеют два электрона в  $s$  подоболочке. Если спиновое число двух валентных электронов рассматриваемого атома  $S = 0$ , то единственное возможное значение  $J = L$ . В этом случае мультиплетность термина равна  $2S + 1 = 1$ , т.е. все уровни – синглеты (для одних и тех же значений  $L$  и  $S$  существует одно значение  $J$ ). Их спектральные обозначения:  $^1S_0, ^1P_1, ^1D_2, ^1F_3$  и т.д.

Если  $S = 1$ , а  $L \neq 0$ , то возможны три случая:  $J = L + 1, L, L - 1$ . В этом случае мультиплетность равна  $2S + 1 = 3$ , т.е. все уровни триплеты. И, наконец, если  $L = 0$ , то единственное значение  $J = S = 1$ , а уровень этого состояния – синглет.

В соответствии с этим получаются следующие возможные уровни энергии в двухэлектронном атоме, в случае если  $S=1$ :  ${}^3S_1$ ,  ${}^3P_0$ ,  ${}^3P_1$ ,  ${}^3P_2$ ,  ${}^3D_1$ ,  ${}^3D_2$ ,  ${}^3D_3$ ,  ${}^3F_2$ ,  ${}^3F_3$ ,  ${}^3F_4$  и т. д.

Все перечисленные уровни энергии определяются различными допустимыми наборами квантовых состояний, в которых могут находиться валентные электроны атомов гелия и ртути.

Так как энергия каждого уровня зависит от квантового числа  $J$ , то, вообще говоря, уровни с одинаковыми квантовыми числами  $n$ ,  $L$  и  $S$ , но с разными  $J$  (например, составляющие триплет  ${}^3P_0$ ,  ${}^3P_1$ ,  ${}^3P_2$ ) имеют различную энергию. Разность между максимальной и минимальной энергией таких состояний называется *мультиплетным расщеплением*, или просто *расщеплением*, уровня.

Анализ спектров излучения и поглощения гелия и ртути в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях позволил составить полные схемы возможных уровней энергии и переходов между ними (рис. 5.9.1 для гелия и рис. 5.9.2 для ртути). На схемах указаны длины волн спектральных линий гелия и ртути в нанометрах, а также квантовое число  $n$  для каждого уровня.

Точный квантово-механический расчет показывает, что вероятности переходов между некоторыми уровнями равны нулю или близки к нулю. Такие переходы называются *запрещенными*. Переходы, происходящие с ненулевой вероятностью, – так называемые разрешенные переходы, определяются правилами отбора:  $\Delta L = \pm 1$ ;  $\Delta S = 0$  и  $\Delta J = 0, \pm 1$ , за исключением перехода из состояния  $J = 0$  в состояние  $J = 0$ , который невозможен.

Из требования  $\Delta S = 0$  следует, что разрешены переходы только между уровнями одинаковой мультиплетности (переходы синглет-синглет и триплет-триплет). Это хорошо выполняется для He (см. рис. 5.9.1). Однако, как видно из рис. 5.9.2, для ртути наблюдаются и запрещенные правилами отбора переходы (пять переходов синглет-триплет). Существование запрещенных правилами отбора переходов имеет место для атомов с большими атомными номерами (в том числе и для ртути) и обусловлено значительным спин-орбитальным взаимодействием электронов.

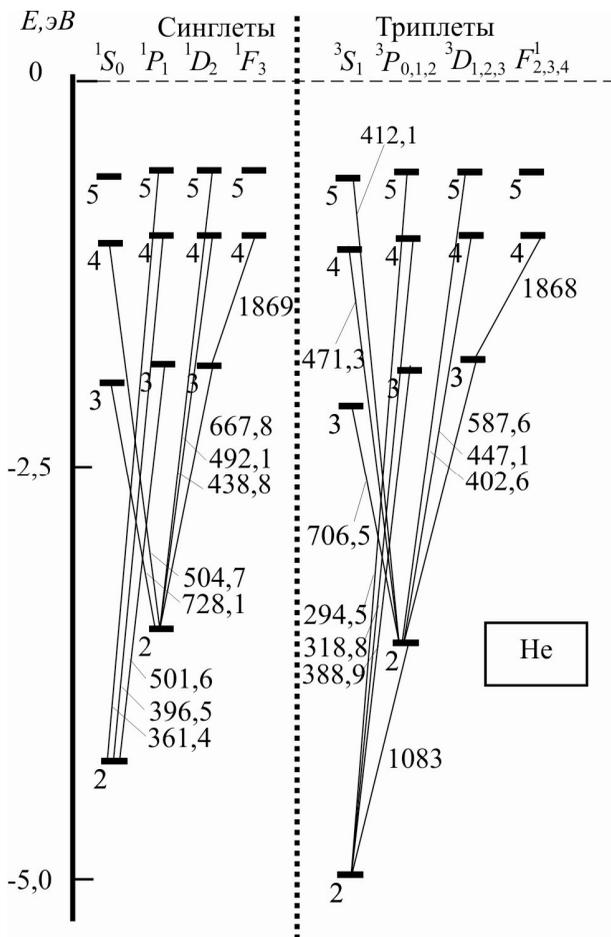


Рис. 5.9.1

При исследовании схемы уровней и переходов атомов ртути (см. рис. 5.9.2) следует обратить внимание еще на одно обстоятельство, являющееся следствием значительной роли спин-орбитального взаимодействия: в отличие от легких атомов, мультиплетное расщепление уровней энергии существенно. Так, триплетный уровень ртути  $6\ ^3P_{0,1,2}$  имеет расщепление порядка 1 эВ, что составляет примерно одну десятую часть энергии основного состояния атома ртути. Тогда как для гелия, у которого спин-орбитальное взаимодействие

мало, расщепление триплетного уровня  $2^3P_{0,1,2}$  составляет порядка  $10^{-4}$  эВ, т.е. много меньше энергии основного состояния. Такое расщепление принято называть «тонким». С помощью спектральных приборов средней разрешающей способности тонкое расщепление соответствующих спектральных линий разрешить не удастся.

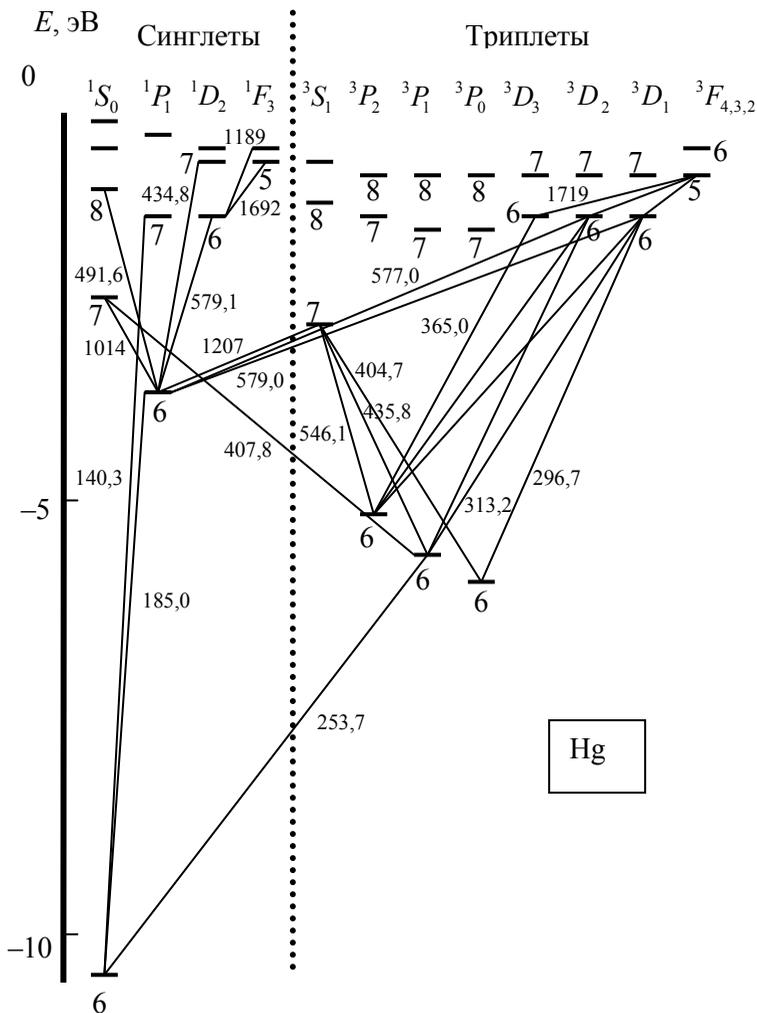


Рис. 5.9.2  
83

В настоящей работе спектры гелия и ртути наблюдают с помощью прозрачной дифракционной решетки.

Пусть монохроматический источник света  $S$  расположен на расстоянии  $L$  от дифракционной решетки с периодом  $d$  (рис. 5.9.3). Если условия дифракции Фраунгофера и условия пространственной и временной когерентности выполнены, то позади дифракционной решетки будет наблюдаться дифракционная картина. В работе используется дифракционная решетка с большим числом штрихов, поэтому дифракционная картина будет состоять из резких контрастных светлых полос на темном фоне.

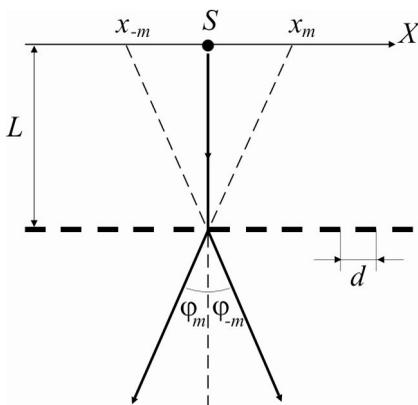


Рис. 5.9.3

Предположим, что дифракционная решетка установлена строго перпендикулярно к направлению падающего пучка света. Тогда угол  $\varphi_m$  (см. рис. 5.9.3), под которым наблюдается максимум порядка  $m$ , определяется соотношением

$$d \sin \varphi_m = \pm m\lambda, \quad (5.9.3)$$

где  $\lambda$  – длина волны падающего света (рассматриваем монохроматическое излучение, соответствующее определенной спектральной линии).

Из (5.9.3) следует, что дифракционные максимумы одинакового порядка будут расположены симметрично относительно прямой, проведенной от источника перпендикулярно к дифракционной решетке (вертикальная прямая на рис. 5.9.3).

Пусть положение максимумов определяется по линейке  $X$  (см. рис. 5.9.3) и координаты двух симметричных максимумов порядка  $m$  равны  $x_m$  и  $x_{-m}$ , тогда угол  $\varphi_m$  определяется соотношением

$$\sin \varphi_m = \frac{\frac{x_m - x_{-m}}{2}}{\sqrt{L^2 + \left(\frac{x_m - x_{-m}}{2}\right)^2}} = \frac{x_m - x_{-m}}{\sqrt{4L^2 + (x_m - x_{-m})^2}}, \quad (5.9.4)$$

В настоящей работе для определения длин волн спектральных линий ртутной и гелиевой лампы по линейке для каждой спектральной линии определяют координаты симметрично расположенных дифракционных максимумов первого порядка, т.е.  $m = 1$ .

Тогда для  $m = 1$ , подставляя (5.9.4) в (5.9.3), получим формулу для расчета длины волны выбранной спектральной линии:

$$\lambda = \frac{d(x_1 - x_{-1})}{\sqrt{4L^2 + (x_1 - x_{-1})^2}}, \quad (5.9.5)$$

где  $x_1$  и  $x_{-1}$  – координаты первых дифракционных максимумов выбранной спектральной линии справа и слева от лампы соответственно.

В качестве погрешности величины  $L$  следует взять приборную погрешность рулетки, а в качестве погрешности величин  $x_1$  и  $x_{-1}$  – расстояние, измеренное по линейке 7, на которое смещается изображение отдельно выбранной линии при боковом повороте головы (из-за параллакса). В условиях реального эксперимента на лабораторной установке  $(x_1 - x_{-1}) \ll L$ . Поэтому относительную погрешность длины волны спектральной линии можно определить из соотношения:

$$\varepsilon_\lambda = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \sqrt{\left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta x}{(x_1 - x_{-1})}\right)^2 + \left(\frac{\Delta d}{d}\right)^2}, \quad (5.9.6)$$

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Установка, используемая в работе для изучения спектров атомов гелия и ртути, представлена на рис. 5.9.4. Основу установки со-

ставляют две сменные лампы *1* (см. рис. 5.9.4), в одной из которых содержатся пары ртути, а в другой – гелий. На рисунке одна из ламп смонтирована в установке, а другая лежит на столе.

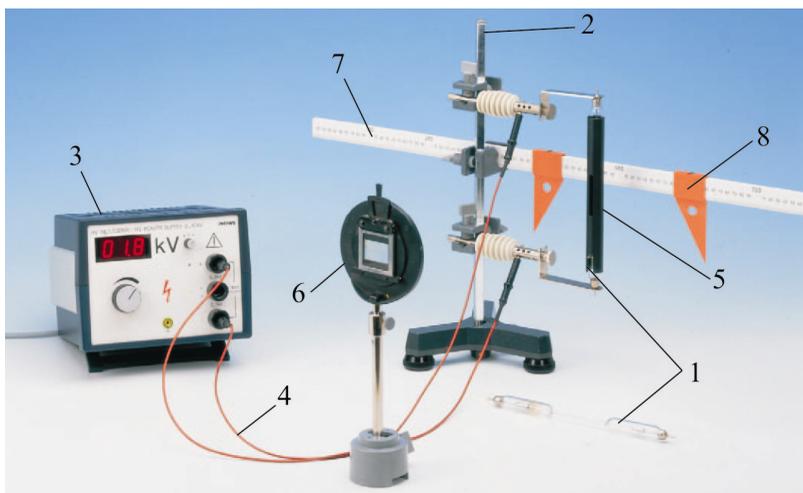


Рис. 5.9.4

Лампы через изоляторы закрепляются на штативе 2 и подключаются к источнику высокого напряжения 3 с помощью высоковольтных проводов 4. Напряжение изменяется с помощью вращающегося регулятора на передней панели источника 3 и считывается с помощью цифрового индикатора (см. рис. 5.9.4). Для комфортного наблюдения спектра напряжение источника должно быть около 2,5 кВ.

Перед установкой лампу необходимо поместить в защитный чехол 5, имеющий в средней части узкую щель длиной несколько сантиметров. Защитный чехол, во-первых, выступает как коллиматор, т.е. создает узкий направленный пучок излучения и, таким образом, обеспечивает выполнение условий пространственной когерентности. Во-вторых, при использовании ртутной лампы чехол обеспечивает безопасность работающих с установкой, поскольку излучение ртутной лампы кроме видимого света содержит ультрафиолетовое излучение, длительное воздействие которого вредно для здоровья человека.

**Внимание!** Смотреть на излучение ртутной лампы можно только через дифракционную решетку. Использовать ртутную лампу без чехла категорически запрещается!

Для наблюдения спектра ртутной и гелиевой ламп используется прозрачная дифракционная решетка 6, которая устанавливается на расстоянии около 50 см от лампы так, чтобы ее плоскость была строго перпендикулярно направлению наблюдения. Расстояние между лампой и дифракционной решеткой измеряется с помощью линейки.

Для определения положения дифракционных максимумов в установке используется закрепленная на штативе 2 линейка 7 с указателями 8. Для избежания параллакса линейка, лампа (щель в защитном чехле) и дифракционная решетка должны быть установлены на одной высоте над поверхностью стола. Плоскость дифракционной решетки должна быть расположена параллельно линейке, а ее центр должен находиться напротив щели чехла с лампой.

## **ПРАВИЛА ТЕХНИКИ БЕЗОПАСНОСТИ**

1. Перед установкой ламп обязательно поместите их в защитный чехол.

2. При включенном источнике питания не прикасайтесь к проводам, штативу и лампе. Манипуляции по замене лампы производите только при выключенном источнике.

3. При замене лампы будьте осторожны – лампа выполнена из стекла и при неосторожном обращении может выйти из строя. Устанавливая лампу в штатив, не прилагайте к ней излишних усилий. Не берите лампу за тонкую часть, так как это приведет к появлению на ее рабочей части слоя жира.

4. При работе с ртутной лампой смотрите на нее только через дифракционную решетку. Не заглядывайте в щель защитного чехла при включенной лампе.

5. Ртутная лампа зажигается только в холодном состоянии. Поэтому если случайно было выключено питание, перед повторным включением ртутной лампы необходимо подождать, чтобы она остыла.

6. Не превышайте напряжений питания лампы указанных в описании к работе.

## ЗАДАНИЕ

### Изучение спектров гелия и ртути

1. Возьмите одну из ламп и, поместив ее в защитный чехол, закрепите на штативе.

2. Дифракционную решетку установите на расстоянии  $L \approx 35 \div 40$  см от лампы.

3. Включите источник высокого напряжения и с помощью поворотного регулятора установите напряжение питания лампы приблизительно 2,5 кВ.

4. Посмотрите на щель защитного чехла с лампой через дифракционную решетку. Пронаблюдайте спектр.

Если все линии спектра справа и слева от щели не помещаются в поле зрения – приблизьте дифракционную решетку к лампе. В случае несимметричного положения максимумов одного цвета относительно лампы, отрегулируйте дифракционную решетку, аккуратно вращая штатив вокруг своей оси.

5. Измерьте расстояние между дифракционной решеткой и лампой с помощью измерительной рулетки и запишите полученное значение в лабораторный журнал.

6. По линейке расположенной за лампой, наблюдая спектр через дифракционную решетку, снимите координаты симметрично расположенных дифракционных максимумов первого,  $x_1$ , и минус первого,  $x_{-1}$ , порядков для каждой наблюдаемой спектральной линии. Полученные значения и цвет линии занесите в заранее подготовленную таблицу.

**Внимание!** При снятии положений симметрично расположенных максимумов одного цвета не вращайте головой, так как при этом из-за параллакса линии могут сместиться.

7. Выберите одну спектральную линию. Поворачивая голову параллельно плоскости стола, проследите, как меняется ее положение. Измерьте по линейке 7 крайние положения выбранной линии при повороте головы  $x_{\text{лев}}$  и  $x_{\text{прав}}$ . С помощью этих величин оцените погрешность измерения координат дифракционных максимумов:

$$\Delta x = x_{\text{лев}} - x_{\text{прав}}$$

8. Отключите источник тока.

9. Прделайте задание из пп. 1–7 для второй лампы.

## ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. С помощью формул (5.9.5) и (5.9.6) для каждой спектральной линии рассчитайте длину волны и ее погрешность. Сравните полученные значения длин волн с табличными значениями.

2. С помощью полученных длин волн спектральных линий ртути, соответствующих переходам  $7^3S_1 \rightarrow 6^3P_{0,1,2}$ , рассчитайте мультиплетное расщепление уровня  $6^3P$  в электрон-вольтах. Сравните полученное значение с табличным.

## ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ И ВЫВОДЫ

1. Кратко изложите содержание и основные результаты работы. Приведите рассчитанное значение расщепления уровня  $6^3P$ .

2. Сравните полученные значения длин волн спектральных линий атомов ртути и гелия и рассчитанное значение расщепления уровня  $6^3P$  с табличными данными. При несовпадении результатов укажите возможные причины расхождения.

### ТАБЛИЧНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ

Спектральные линии Hg в оптическом диапазоне.

Цвет	Длина волны, нм
Желтый	577,0
	579,1
	579,0
Зеленый	546,1
Бирюзовый	491,6
Фиолетовый	435,8
	434,8

Спектральные линии He в оптическом диапазоне.

Цвет	Длина волны, нм
Красный	728,1
	706,5
	667,8
Оранжевый	587,6
Зеленый	504,7
	501,6
Бирюзовый	492,1
Синий	471,3
Фиолетовый	447,1
	438,8

Период дифракционной решетки:  $d = 1/615 \text{ мм} \pm 5\%$  .

Мультиплетное расщепление уровня  $6^3P$  атома ртути:  $\Delta E = 0,793 \text{ эВ}$ .

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое линейчатые спектры? Какие вещества их излучают?
2. Как получают атомные спектры?
3. Какими квантовыми числами в одночастичном приближении характеризуется состояние электрона в многоэлектронном атоме?
4. Сколько электронов могут находиться в оболочке с главным квантовым числом  $n$  ?
5. Как вычисляется полный момент импульса многоэлектронного атома?
6. Какие подоболочки вносят ненулевой вклад в полный момент многоэлектронного атома?
7. Чем отличаются атомы с  $L-S$  связью от атомов с  $j-j$  связью?
8. Какой тип связи преобладает у исследуемых в работе атомов ртути и гелия?
9. Чем отличается расщепление энергетических уровней у гелия и ртути и почему?
10. С какой целью лампу с исследуемым газом или парами помещают в защитный чехол?
11. Как нужно установить дифракционную решетку, чтобы при наблюдениях и измерениях избежать параллакса?
12. Как определить погрешность измерения координаты спектральной линии?
13. Как можно определить длину волны спектральной линии с помощью дифракционной решетки?
14. Можно ли в условиях данной работы наблюдать тонкое расщепление спектральных линий атомов гелия и ртути?
15. Как, используя полученные длины волн спектральных линий ртути, определить расщепление энергетического уровня  $6^3P$  ?

## ЛИТЕРАТУРА

### *Основная*

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 3. Оптика. Атомная физика. Физика атомного ядра и элементарных частиц. М.: Наука, Гл. ред. физ-мат. лит., 1970. С. 347–360, 357–366.
2. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы. М.: Лаборатория базовых знаний, 2001. С. 149–157.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. 5. Атомная и ядерная физика. М.: Физматлит, 2006. С. 270–307.

### *Дополнительная*

1. Борн М. Атомная физика. М.: Мир, 1970. С. 198–214.
2. Нерсесов Э.А. Основные законы атомной и ядерной физики. М.: Высшая школа, 1988. С. 129–149.
3. Вихман Э. Берклеевский курс физики. Т. 4. Квантовая физика. М.: Наука, 1974. С. 95–134.

## Работа 5.11

### ЭФФЕКТ ЗЕЕМАНА

---

**Цель:** исследование нормального эффекта Зеемана, наблюдаемого при расщеплении синглетной спектральной линии атомов кадмия в источнике света, помещенном в магнитное поле.

**Оборудование:** источник питания для кадмиевой лампы, регулировочный трансформатор, интерферометр Фабри–Перо, амперметр, компьютер.

### ВВЕДЕНИЕ

Явление расщепления спектральных линий при действии на излучающие атомы магнитного поля впервые обнаружено голландским физиком П. Зееманом в 1896 г. Объяснение закономерностей простого (нормального) эффекта Зеемана с позиций классической физики было дано его соотечественником Г. Лоренцем. Эта неклассическая модель сыграла важную роль в обосновании и развитии электронной теории. За открытие и объяснение этого эффекта Зееман и Лоренц были удостоены Нобелевской премии в 1902 г. Однако полностью объяснить эффект Зеемана удалось только в рамках квантовой механики, разработанной позже. Эффект Зеемана является убедительным экспериментальным доказательством существования атомного магнитного момента и его квантовых свойств.

Простой, или нормальный, эффект Зеемана – *расщепление одиночной (синглетной) спектральной линии в магнитном поле на три компоненты, называемые зеемановским триплетом.*

Рассмотрим классическую модель наблюдаемых явлений, данную Лоренцем. При всех своих очевидных недостатках она обладает явным преимуществом – без лишних сложностей объясняя наблюдаемый на опыте характер поляризации спектральных линий атомов, находящихся в магнитном поле.

Характер расщепления одиночной спектральной линии в магнитном поле и состояние поляризации отдельных компонент мож-

но объяснить на основе модели атомов, как совокупности одинаковых классических изотропных осцилляторов. В отсутствие магнитного поля излучение такой системы не поляризовано и изотропно. Влияние внешнего постоянного магнитного поля  $\mathbf{B}$  на движение излучающего электрона можно рассмотреть, считая потери на излучение много меньшими, чем энергия колебаний. Другими словами, пренебрегая затуханием его колебаний, напишем формальное уравнение колебаний электрона с частотой, совпадающей с частотой излучения нерасщепленной линии  $\omega_0$ , и добавим к нему силу Лоренца:

$$\ddot{\mathbf{r}} + \omega_0^2 \mathbf{r} = -\frac{e}{mc} \left[ \dot{\mathbf{r}}, \mathbf{B} \right]. \quad (5.11.1)$$

Введем, по определению, вектор угловой скорости  $\mathbf{\Omega}$  (ларморовскую частоту):

$$\mathbf{\Omega} = -\frac{e}{2mc} \mathbf{B}. \quad (5.11.2)$$

Теперь формулу (5.11.1) можно записать в виде

$$\ddot{\mathbf{r}} - 2 \left[ \dot{\mathbf{r}}, \mathbf{\Omega} \right] + \omega_0^2 \mathbf{r} = 0. \quad (5.11.3)$$

Классическая теория эффекта Зеемана сводится к нахождению решений этого уравнения. Если записать его в проекциях на оси декартовой системы координат (ось  $z$  удобно направить вдоль индукции  $\mathbf{B}$  магнитного поля, тогда  $\Omega_z = -\Omega$ ), то получится система однородных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \ddot{x} + 2\Omega \dot{y} + \omega_0^2 x &= 0, \\ \ddot{y} - 2\Omega \dot{x} + \omega_0^2 y &= 0, \\ \ddot{z} + \omega_0^2 z &= 0. \end{aligned} \quad (5.11.4)$$

Из последнего уравнения видно, что одно из возможных решений этой системы – гармоническое колебание электрона вдоль оси  $z$ . Такое колебание происходит с той же частотой  $\omega_0$ , что и при от-

существовании магнитного поля. Существование такого решения объясняет несмещенную компоненту в эффекте Зеемана.

Зависимость интенсивности излучения колеблющегося заряда от угла  $\theta$ , отсчитываемого от оси, вдоль которой он колеблется, изображается с помощью *диаграммы направленности* (рис. 5.11.1).

В соответствии с формулой:  $I = I_0 \sin^2 \theta$ , которая дает интенсивность излучения под углом  $\theta$ , длина отрезка  $OO'$ , проведенного из центра диполя, определяет его интенсивность в относительных единицах.

Видно, что максимум излучения происходит в направлениях, перпендикулярных к его оси ( $\theta = \pi/2$ ). В направлениях, совпадающих с осью ( $\theta = 0$  и  $\pi$ ), осциллирующий заряд не излучает.

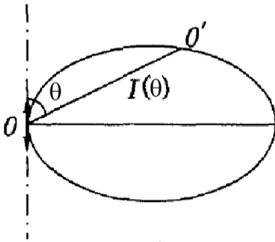


Рис. 5.11.1

Первые два уравнения в (5.11.4) «зацепляются» между собой. Но если вместо искомым функций  $x(t)$  и  $y(t)$  ввести две другие функции  $\xi_+ = x + iy$  и  $\xi_- = x - iy$ , то для них из (5.11.4) получаются несвязанные уравнения: умножая второе уравнение на  $i$  и складывая с первым, получаем:

$$\ddot{\xi}_+ - 2i\Omega \dot{\xi}_+ + \omega_0^2 \xi_+ = 0. \quad (5.11.5)$$

Будем искать вещественные функции  $x(t)$  и  $y(t)$ . Тогда  $x = \text{Re } \xi_+$ ,  $y = \text{Im } \xi_+$ . Подставим в (5.11.5)  $\xi_+$  в виде  $\xi_+(t) = \xi_0 e^{-i\omega t}$ . Тогда для  $\omega$  получается следующее характеристическое уравнение:

$$\omega^2 + 2\Omega\omega - \omega_0^2 = 0.$$

Его корни  $\omega_{1,2} = -\Omega \pm \sqrt{\omega_0^2 + \Omega^2}$ . Ларморовская частота  $\Omega$ , определяемая (5.11.2), много меньше собственной частоты электрона  $\omega_0$

даже в очень сильных магнитных полях. Поэтому вторым членом в подкоренном выражении можно пренебречь, т.е.  $\omega_{1,2} \approx \pm\omega_0 - \Omega$ .

Первому корню  $\omega_1 = \omega_0 - \Omega$  соответствует решение  $\xi_+(t) = \xi_0 e^{-i\omega_1 t}$ , т.е.

$$x(t) = \xi_0 \cos(\omega_0 - \Omega)t,$$

$$y(t) = -\xi_0 \sin(\omega_0 - \Omega)t.$$

Это решение описывает движение электрона по окружности в плоскости  $xu$  в направлении по часовой стрелке (если смотреть против оси  $z$ ) с угловой скоростью  $\omega_0 - \Omega$ . Такую же частоту имеет излучаемая им волна. В результате возникает компонента, смещенная в сторону низких частот на  $\Omega = \left[ \frac{e}{(2mc)} \right] B$ . При наблюдении поперек поля (в плоскости  $xu$ ) она имеет линейную поляризацию. Свет с частотой  $\omega_0 - \Omega$ , распространяющийся вдоль магнитного поля, имеет правую круговую поляризацию.

Второму корню характеристического уравнения  $\omega_2 = -\omega_0 - \Omega$  соответствует решение  $\xi_+(t) = \xi_0 e^{i(\omega_0 + \Omega)t}$ , т.е.

$$x(t) = \xi_0 \cos(\omega_0 + \Omega)t,$$

$$y(t) = \xi_0 \sin(\omega_0 + \Omega)t.$$

Здесь электрон движется в плоскости  $xu$  по окружности против часовой стрелки. Поэтому компонента, смещенная в сторону высоких частот, при распространении вдоль магнитного поля имеет левую круговую поляризацию. Теоретические выводы, полученные с помощью вышеизложенной модели, совпали с экспериментальными данными. Это был триумф классической (доквантовой) физики.

Различают также сложный (аномальный) эффект Зеемана, который состоит в расщеплении дублетов и мультиплетов высших порядков в слабом магнитном поле. В данной работе исследуется только нормальный эффект Зеемана.

Дадим также квантовое описание эффекта расщепления спектральных линий от источников, находящихся в магнитном поле.

Во внешнем магнитном поле **B** атом с магнитным моментом  $\mu_J$  обладает дополнительной энергией:

$$\Delta E = -\mu_{J_z} B, \quad (5.11.6)$$

где  $\mu_{J_z}$  – проекция магнитного момента атома на направление внешнего магнитного поля. В соответствии с законами квантовой механики магнитный момент атома  $\mu_J$  складывается из орбитального магнитного момента  $\mu_L$  и собственного магнитного момента  $\mu_S$ :

$$\mu_J = \mu_L + \mu_S. \quad (5.11.7)$$

Значения  $\mu_L$  и  $\mu_S$  определяются, соответственно, квантовыми числами  $L$  и  $S$ , а полный момент импульса атома  $\mu_J$  зависит также от квантового числа  $J$ . Проекция магнитного момента атома на направление внешнего магнитного поля квантуется. Поэтому уровни энергии атома расщепляются под влиянием магнитного поля на дискретные подуровни, а в спектральных линиях появляется тонкая структура.

Квантово-механический расчет показывает, что в слабом магнитном поле атом приобретает дополнительную энергию:

$$\Delta E = \mu_B g B m_J, \quad (5.11.8)$$

где  $\mu_B = e\hbar/(2m_e c)$  – магнетон Бора,  $e$  – элементарный заряд,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $m_e$  – масса электрона,  $c$  – скорость света в вакууме (в этой и последующих формулах используется гауссова система единиц);  $g$  – фактор Ланде, равный:

$$g = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \quad (5.11.9)$$

Напомним, что при заданных  $L$  и  $S$  квантовое число  $J$  может принимать значения:  $J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S|$ . При фиксированном значении  $J$  магнитное квантовое число  $m_J$ , определяющее проекции магнитного момента, может иметь значения:  $m_J = J, J - 1, \dots, -J + 1, -J$ . Таким образом, уровень энергии атома с квантовым числом  $J$  расщепляется в магнитном поле на  $2J + 1$  равноотстоящих подуровней.

Частота  $\omega_0$  кванта, излучаемого при переходе между нерасщепленными уровнями с энергиями  $E_2$  и  $E_1$  ( $E_2 > E_1$ ), определяется из соотношения

$$\hbar\omega_0 = E_2 - E_1. \quad (5.11.10)$$

Расщепление уровней  $E_2$  и  $E_1$  в магнитном поле вызывает расщепление линии с частотой  $\omega_0$  на ряд спектральных линий в соответствии с условием:

$$\hbar\omega = E_2 + \Delta E_2 - (E_1 + \Delta E_1). \quad (5.11.11)$$

Спектр частот  $\omega$  расщепленных спектральных линий найдем, подставив формулу (5.11.8) в (5.11.11):

$$\omega = \omega_0 + \Delta\omega_0 (g_2 m_{J_2} - g_1 m_{J_1}), \quad (5.11.12)$$

где  $g_2$  и  $g_1$  – факторы Ланде верхнего и нижнего нерасщепленных уровней, а параметр

$$\Delta\omega_0 = \frac{\mu_B B}{\hbar} = \frac{eB}{2m_e}. \quad (5.11.13)$$

определяющий величину расщепления спектральной линии, называется *нормальным*, или *лоренцовым*, *смещением*. Как видно из (5.11.13), лоренцово смещение  $\Delta\omega_0$  пропорционально индукции  $B$  внешнего магнитного поля.

Длина волны излучения определяется соотношением  $\lambda = 2\pi c/\omega$ . Подставляя сюда частоты зеемановского триплетта и учитывая, что  $\Delta\omega_0 \ll \omega_0$ , можно получить приближенное выражение для нормального смещения в длинах волн

$$\Delta\lambda = \frac{eB\lambda^2}{4\pi m_e c}. \quad (5.11.14)$$

В спектре, представленном в (5.11.12), наблюдаются лишь те линии, частоты которых удовлетворяют так называемым правилам отбора. Согласно этим правилам возможны переходы между уровнями энергии, для которых изменение квантового числа  $m_J$  удовлетворяет условию:

$$\Delta m_J = m_{J_1} - m_{J_2} = 0, \pm 1. \quad (5.11.15)$$

Простой, или нормальный, эффект Зеемана возможен, если факторы Ланде обоих уровней совпадают, т.е.  $g_1 = g_2$ .

Рассмотрим, например, переход между двумя синглетными уровнями энергии атома, которым отвечают значения  $S = 0$ . В

этом случае  $J = L$ , и поэтому из формулы (5.11.9) следует, что  $g_1 = g_2 = 1$ . Подставив эти значения в (5.11.12) и учитывая правила отбора (5.11.15), приходим к заключению, что в данном случае все возможные переходы между расщепленными подуровнями можно разделить на три типа. Если  $\Delta m_J = 0$ , то частота излучения совпадает с частотой  $\omega_0$  нерасщепленной спектральной линии. Если  $\Delta m_J = \pm 1$ , то возникают две спектральные линии с частотами  $\omega_0 + \Delta\omega_0$  и  $\omega_0 - \Delta\omega_0$ .

Таким образом, при нормальном эффекте Зеемана возникают три спектральные линии. Средняя, или несмещенная, линия носит название  $\pi$ -компоненты, а две симметрично расположенные от нее линии называются  $\sigma$ -компонентами.

Интенсивность и характер поляризации зеемановских компонент зависят от направления наблюдения. При наблюдении в направлении, перпендикулярном к магнитному полю (поперечный эффект), средняя несмещенная  $\pi$ -компонента (переходы  $\Delta m_J = 0$ ) линейно поляризована вдоль вектора магнитного поля, а две  $\sigma$ -компоненты ( $\Delta m_J = \pm 1$ ) поляризованы в направлении перпендикулярном к магнитному полю. Интенсивность  $\pi$ -компоненты вдвое, а каждой из  $\sigma$ -компонент в четыре раза меньше интенсивности исходной линии.

При наблюдении вдоль магнитного поля  $\mathbf{B}$  (продольный эффект) получаются только две смещенные  $\sigma$ -компоненты с частотами:  $\omega_0 \pm \Delta\omega_0$ , средняя  $\pi$ -компонента пропадает. Интенсивность каждой  $\sigma$ -компоненты вдвое меньше интенсивности исходной спектральной линии. Обе  $\sigma$ -компоненты поляризованы по кругу в противоположных направлениях: смещенная в сторону меньших частот – против часовой стрелки; смещенная в сторону больших частот – по часовой стрелке. При изменении направления магнитного поля на противоположное круговая поляризация обеих компонент также меняется на противоположное.

Последовательный квантово-механический вывод свойств поляризации расщепленных линий весьма сложен и выходит за рамки курса общей физики.

Экспериментальное исследование характера круговой поляризации спектральных линий в продольном эффекте Зеемана показало, что знак зарядов, вызывающих этот эффект, – отрицательный, а измерение величины спектрального расщепления (5.11.14) позволило определить удельный заряд, который оказался равным удельному заряду электрона:

$$\frac{e}{m_e} = \frac{4\pi\Delta\lambda c}{B\lambda^2}. \quad (5.11.16)$$

Как показывает опыт, только синглетные спектральные линии расщепляются в магнитном поле на три компоненты. Этот эффект может быть объяснен даже в рамках классической теории, которая рассматривалась ранее. Расщепление мультиплетов (дублетов, триплетов, квартетов и т.д.) высших порядков в слабом магнитном поле приводит к сложному, или аномальному, эффекту Зеемана, для объяснения этих эффектов применимы исключительно квантовые соображения. Таким образом, аномальный эффект Зеемана наблюдается для спектральных линий, обладающих тонкой структурой. В этом случае фактор Ланде (5.11.9) для верхнего и нижнего состояний не одинаков, а частоты расщепленных спектральных линий определяются общей формулой (5.11.12).

В заключение отметим, что наблюдение эффекта Зеемана возможно в слабом магнитном поле, когда зеемановское расщепление уровней энергии (5.11.8) мало по сравнению с тонким расщеплением уровней, обусловленным спин-орбитальным взаимодействием.

В сильных магнитных полях, где это условие не выполняется, нарушается спин-орбитальное взаимодействие. Это явление, называемое *эффектом Пауленга–Бака*, приводит к тому, что аномальный эффект Зеемана превращается в нормальный, т.е. спектр расщепления постепенно переходит в зеемановский триплет.

В данной работе исследуется нормальный эффект Зеемана в слабом магнитном поле в атомах кадмия. У атома кадмия имеется два валентных электрона. Учитывая, что спин электрона  $s = 1/2$ , получаем, что спин атома кадмия может принимать два значения:  $S = 0$  и  $S = 1$ . Случаю  $S = 0$  отвечают синглетные состояния, для которых  $J = L$ . Если  $S = 1$ , то возникают триплетные состояния, где каждому значению  $L \neq 0$  соответствуют три возможных значения



Нормальный эффект Зеемана возникает при расщеплении спектральных линий, отвечающих переходам между синглетными уровнями. Примером может послужить переход в кадмии между уровнями  $5\ ^1D_2 \rightarrow 5\ ^1P_1$ , которому отвечает красная линия с длиной волны  $\lambda = 6438\ \text{\AA}$ . Здесь цифра перед символом указывает главное квантовое число, т.е. номер оболочки атома, на которой находится валентный электрон.

На рис. 5.11.3 изображена схема расщепления указанных уровней энергии и схема переходов между ними в магнитном поле. Количество расщепленных подуровней равно  $2J + 1$ , поэтому верхний уровень  $^1D_2$  расщепляется на пять компонент, а нижний уровень  $^1P_1$  на три компоненты с одинаковыми «расстояниями» между ними, равными  $\mu_B B$ .

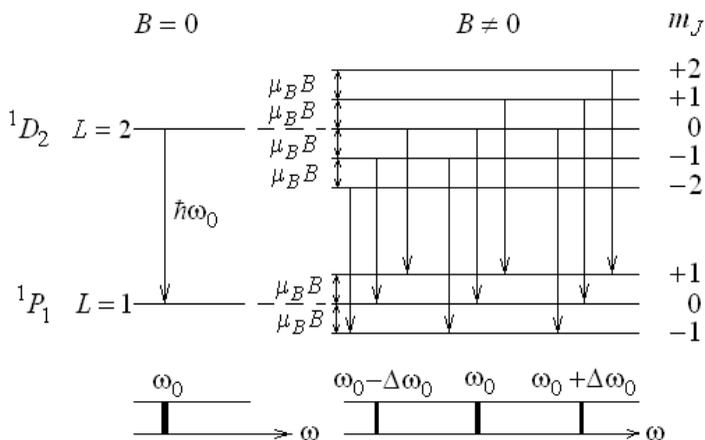


Рис. 5.11.3

В отсутствие магнитного поля наблюдается один переход, приводящий к излучению с частотой  $\omega_0$ . При включении магнитного поля возможны девять переходов, удовлетворяющих правилам отбора (5.11.15). Всем этим переходам, показанным стрелками на рис. 5.11.3, отвечают три спектральные линии, причем несмещен-

ная спектральная линия имеет ту же частоту  $\omega_0$ , которая наблюдается в отсутствие магнитного поля.

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

В настоящей работе используется установка, фотография которой представлена на рис. 5.11.4.

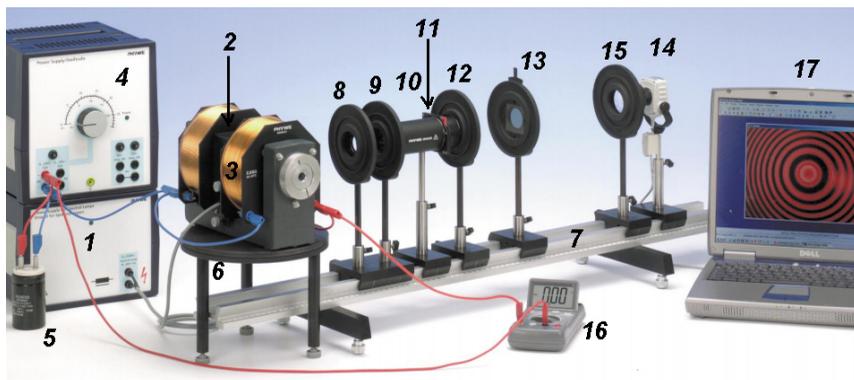


Рис. 5.11.4

На рабочем столе находятся: источник питания *1* для кадмиевой лампы *2*, размещенной между полюсами электромагнита *3* с источником тока – регулировочным трансформатором *4* и стартером *5*, электромагнит размещен на поворотном столике *6*. На оптической скамье *7* размещены последовательно: ирисовая диафрагма *8*, линза L1 в оправе *9*, эталон Фабри–Перо *10* с гнездом для светофильтров *11*, линза L2, обозначенная цифрой *12*, поляридный анализатор *13*, и телекамера CCD типа (с фокусным расстоянием объектива 8 мм) *14* с компенсирующей линзой L3, обозначенной цифрой *15*. Значение тока через обмотку электромагнита высвечивается на дисплее амперметра *16*, сигнал от телекамеры поступает на монитор *17*.

Линза L1 и линза с фокусным расстоянием  $f = 100$  мм в эталоне Фабри–Перо дают почти параллельно идущий луч света, необходимый для создания интерференционной картины. В эталоне Фабри–Перо находится сменный светофильтр, через который проходит красная кадмиевая линия (643,8 нм). Линза L2 создает интерферен-

ционную картину колец, наблюдаемых через линзу L3. Диаметр колец измеряется при помощи телекамеры.

### Интерферометр Фабри–Перо

Зеемановское расщепление спектральных линий очень мало ( $\Delta\lambda < 0,5 \text{ \AA}$ ), поэтому изучение этого явления можно проводить только на спектральном приборе высокой разрешающей силы. В нашей работе для этой цели используется интерферометр Фабри–Перо с разрешением порядка  $3 \cdot 10^5$ . Это позволяет определить изменение длины волны в  $0,002 \text{ нм}$ .

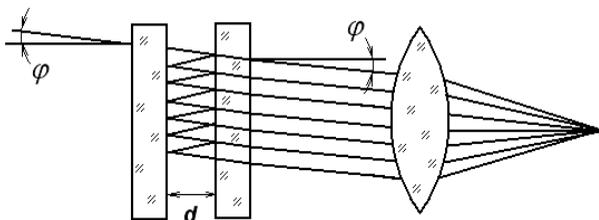


Рис. 5.11.5

Интерферометр Фабри–Перо (рис. 5.11.5) состоит из двух параллельных стеклянных или кварцевых пластин, расстояние между которыми  $d = 3 \text{ мм}$ . Тщательной обработкой добиваются того, чтобы неровности внутренних поверхностей (поверхности обращенные друг к другу) пластинок не превышали нескольких сотых долей длины световой волны. Поверхности покрыты частично отражающим слоем и разделены воздушным промежутком.

Лучи, попадающие в воздушный промежуток между пластинами, испытывают многократное отражение. Вышедшие лучи собираются линзой на экране, расположенном в фокальной плоскости линзы. Если излучение, падающее на интерферометр, когерентно, то на экране возникает интерференционная картина (интерференционные полосы равного наклона) в виде системы темных и светлых концентрических колец с центром в фокусе  $F$  собирающей линзы. Чем выше коэффициент отражения поверхностей пластин интерферометра, тем уже и резче интерференционные максимумы

(кольца), которые возникают там, где оптическая разность хода лучей была кратна целому числу длин волн в вакууме, что приводит к условию:

$$2d \cos \varphi = k\lambda, \quad (5.11.17)$$

где  $d$  – расстояние между пластинами интерферометра ( $d=3$  мм);  $\varphi$  – угол падения луча на пластину;  $\lambda$  – длина волны излучения (при данном светофильтре 643,8 нм);  $k$  – целое число, определяющее порядок интерференционного максимума. Таким образом, для каждой длины волны получается своя система интерференционных колец.

Максимальное значение  $k$  соответствует первому кольцу ( $\cos \varphi \approx 1$ ), и поэтому  $k_{\max} = 2d/\lambda$ . Чем больше расстояние между пластинами  $d$ , тем больше  $k_{\max}$ . Для интерферометра, используемого в работе,  $k_{\max} \approx 10^4 - 10^5$ .

Разрешающая способность интерферометра может быть оценена по формуле

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = kN, \quad (5.11.18)$$

где  $N$  – число интерферирующих лучей (в данном приборе  $N \approx 3 - 30$ );  $\delta\lambda$  – наименьшая разность длин волн двух спектральных линий, при которой эти линии воспринимаются еще раздельно, т.е. разрешаются. Для оценки  $\delta\lambda$  Рэлеем предложен следующий критерий: спектральные линии с разными длинами волн и одинаковой интенсивностью считаются разрешенными, если главный максимум одной спектральной линии совпадает с первым минимумом другой в одном и том же порядке.

Высокая разрешающая способность интерферометра Фабри–Перо обусловлена большим значением  $k$ . Однако чем выше порядок интерференции  $k$ , тем меньше ширина интерференционных полос и тем меньше должна быть максимальная ширина спектрального интервала  $\Delta\lambda = \lambda/k$  падающего света (интервал длин волн, в пределах которого не происходит перекрытия спектров соседних порядков). Если спектры соседних порядков перекрываются, то спектральный аппарат становится непригодным для исследования соответствующего участка спектра.

Для интерферометра Фабри–Перо допустимая ширина спектрального интервала  $\Delta\lambda$  порядка 0,025 нм. Поэтому при работе с ним необходима предварительная монохроматизация излучения, чтобы ширина исследуемого спектра была меньше  $\Delta\lambda$ . С этой целью в данной работе используется качественный светофильтр.

## **ПРАВИЛА ТЕХНИКИ БЕЗОПАСНОСТИ**

1. Кадмиевая лампа не должна ни при каких условиях касаться наконечников электромагнита.

2. Не допускайте перегрева амперметра и обмоток электромагнита при длительном прохождении тока высокого значения через них. При вынужденных перерывах в работе выводите регулятор тока через электромагнит на минимум. При переходе амперметра в спящий режим перед его включением выведите ток через обмотку магнита на минимум во избежание пережигания цепей амперметра при его активации.

3. Все манипуляции с лампой, соединительными проводами и поворотами электромагнита выполнять только при выключенном источнике тока.

4. Избегайте длительного прямого попадания света кадмиевой лампы на сетчатку глаза во избежание ее повреждений.

5. Обращайтесь бережно с оптическими элементами установки и телекамерой, не касайтесь руками поверхностей линз, светофильтров и поляризаторов.

## **ЗАДАНИЯ**

### **Задание 1. Подготовка установки к измерениям**

1. Включите компьютер и монитор (раздельное включение). Подайте питание на кадмиевую лампу, нажав тумблер на задней панели блока питания лампы.

2. Иницируйте телекамеру. Для этого щелкните дважды левой кнопкой мыши по значку «Мой компьютер» на «Рабочем столе». Далее щелкните правой кнопкой мыши по значку веб-камеры. Произойдет ее инициализация. Найдите на «Рабочем столе» компьютера значок «Motik» и запустите программу обработки изображения, получаемого с телекамеры.

3. Передвигая незначительно (**выполняется дежурным сотрудником**) эталон Фабри–Перо или коллиматорную линзу  $L_2$ , или саму телекамеру в вертикальном или горизонтальном направлениях, получите интерференционную картину на мониторе компьютера. Интерференционные круги должны располагаться по центру, быть четкими и симметричными (концентрическими с учетом искаженных пропорций изображения на мониторе). Для фиксации изображения в памяти компьютера и дальнейшей обработки интерференционной картины зайдите в меню «File» и выберите опцию «Capture Window». Установки контрастности, яркости и насыщенности изображения регулируются в «Video Capture Filter» в подменю «Options».

## **Задание 2. Изучение продольного эффекта Зеемана**

1. Поверните наконечники (**выполняется дежурным сотрудником**) электромагнита так, чтобы их выходные отверстия располагались вдоль оптической оси установки. Затяните винт. Кадмиевая лампа при этом должна располагаться точно между полюсами. В противном случае аккуратно поправьте положение лампы.

**Внимание!** Помните о необходимости обесточивать лампу и электромагнит при этой операции.

2. Нажмите тумблер включения на задней панели источника питания магнита. Выведите рукоятку подачи тока на обмотку магнита за середину и пронаблюдайте зеемановское расщепление линий. Каждое интерференционное кольцо должно разделиться на два кольца, т.е. должен возникнуть дублет. Появление трех интерференционных колец означает, что значительная часть лампы не попадает в магнитное поле. Отключив питание лампы и магнита, устраните этот недостаток.

3. Исследуйте поляризационные свойства зеемановских дублетов. Для этого вращайте плоскость пропускания анализатора, запишите свои наблюдения и сделайте выводы. Поставьте пластину в четверть длины волны ( $\lambda/4$ ) на оптическую ось между коллиматорной линзой  $L_2$  и анализатором. Проведите наблюдения, вращая плоскость пропускания анализатора. Отметьте значения углов, при которых происходит исчезновение колец дублетов. Сделайте выводы о характере поляризации зеемановских компонент.

4. Включите цифровой мультиметр. Убедитесь, что на нем выставлен режим постоянного тока с пределом измерений до 18 А. Пронаблюдайте изменение расстояния между компонентами дублета на мониторе при изменении величины магнитного поля. Для определения значения индукции магнитного поля по значению тока катушки, используйте градуировочный график  $B = f(I)$ , представленный на рис. 5.11.6.

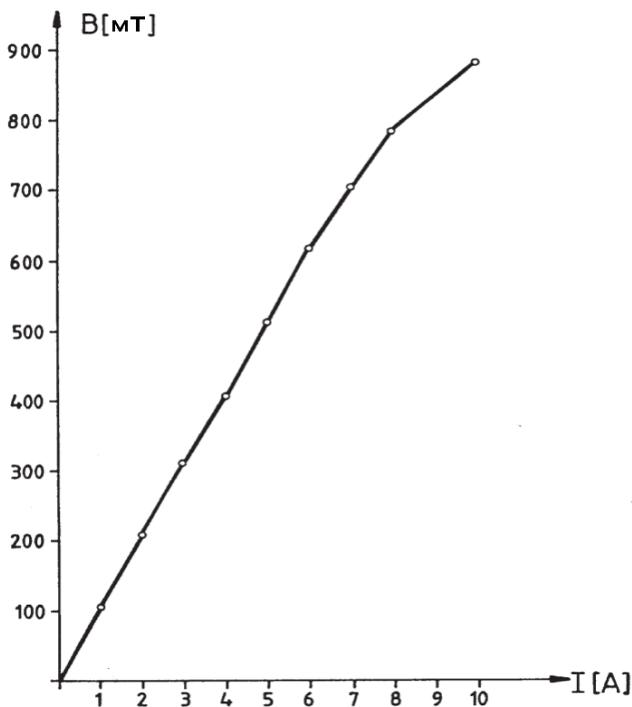


Рис. 5.11.6

Снимите зависимость радиусов колец дублетов от магнитной индукции для пяти значений, которым отвечают пять различных значений силы тока. Для этого зафиксируйте интерференционные картины в компьютерной памяти с помощью опции «Capture Window». После этого меню автоматически сворачивается и в главном окне появляется зафиксированное изображение интерференцион-

ных колец. Далее в меню «Measure» выберите опцию «Circle». С ее помощью впишите мышью круги в интерференционные кольца. Определите радиусы трех разных пар колец дублетов в произвольных единицах и запишите их в заранее заготовленную табл. 5.11.1.

Таблица 5.11.1

$I,$ А	$B,$ мТл	Радиусы интерференционных колец*					
		$r_{1,a}$	$r_{1,c}$	$r_{2,a}$	$r_{2,c}$	$r_{3,a}$	$r_{3,c}$

\* В обозначениях радиуса первый индекс – это номер кольца, второй индекс – обозначение компоненты дублета.

5. Для каждого значения индукции  $B$  рассчитайте  $\Delta l$ ,  $\delta l$ , отношение  $\Delta l/\delta l$  и  $\Delta\lambda$  по формулам согласно разделу «Обработка результатов измерений», приведенному в конце описания.

### Задание 3. Изучение поперечного эффекта Зеемана

1. Поверните наконечники электромагнита так, чтобы их выходные отверстия располагались перпендикулярно оптической установки (**выполняется дежурным сотрудником**).

2. Включите магнитное поле и наблюдайте расщепление каждого интерференционного кольца на три компоненты, образующие триплет.

3. Исследуйте поляризационные свойства зеемановских триплетов. Для этого вращайте плоскость пропускания анализатора, запишите свои наблюдения. Убедитесь, что при повороте плоскости пропускания анализатора на  $90^\circ$  компоненты разделяются либо на два кольца (дублеты), либо на три (триплеты). Вставьте пластину  $\lambda/4$  на пути света между коллиматорной линзой и анализатором. Проведите наблюдения, вращая плоскость пропускания анализатора.

4. Снимите зависимость радиусов колец трех разных триплетов от магнитной индукции для пяти значений, которым отвечают пять различных значений силы тока, запишите их в заранее заготовленную таблицу. Проведите обработку экспериментальных данных

аналогично заданию 2 разделу «Обработка результатов измерений» описания и найдите  $\langle \Delta \lambda \rangle$  компонент триплетов и ее погрешность для каждого значения индукции  $B$ .

## ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 5.11.7 представлена схема расщепления спектральной линии в случае нормального эффекта Зеемана (поперечный эффект). В левой части рисунка изображены участки дуг интерференционных колец трех порядков  $K$ ,  $K + 1$ ,  $K + 2$  в отсутствие магнитного поля, когда  $B = 0$ , в правой части – расщепленные кольца в магнитном поле.

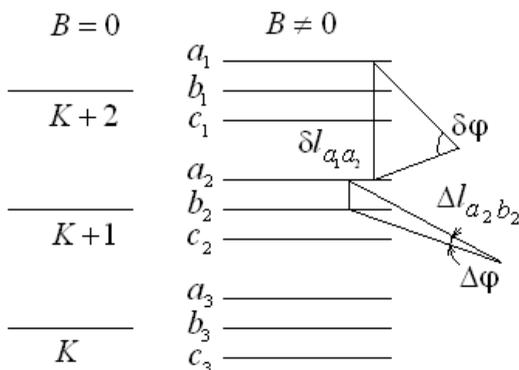


Рис. 5.11.7

Во внешнем магнитном поле каждое интерференционное кольцо расщепляется на три компоненты  $a$ ,  $b$  и  $c$  при наблюдении поперек поля. Измерив положение компонент в нескольких порядках, рассчитывают «расстояния»  $\Delta l$  между компонентами триплета и «расстояния»  $\delta l$  между одной и той же компонентой разных триплетов, а затем находят их отношение:

$$\left( \frac{\Delta l}{\delta l} \right)_{ab} = \frac{\Delta l_{a_2 b_2}}{\delta l_{a_1 c_1}}. \quad (5.11.19)$$

Отношение «расстояний» между компонентами  $b$  и  $c$ , показанными на рис. 5.11.7, вычисляют аналогично по формуле

$$\left(\frac{\Delta l}{\delta l}\right)_{bc} = \frac{\Delta l_{b_2 c_2}}{\delta l_{b_1 b_2}}. \quad (5.11.20)$$

Угловое расстояние  $\delta\varphi$  между соседними максимумами интерференционной картины можно найти, дифференцируя условие интерференционного максимума (5.11.17) по  $\varphi$  и  $k$  (взяв дифференциал от обеих частей равенства). Затем, заменяя формально дифференциал  $k$  единицей, а дифференциал угла  $\varphi$  величиной  $\delta\varphi$ , получаем

$$\delta\varphi = \frac{\lambda}{2d \sin \varphi}. \quad (5.11.21)$$

Аналогичным образом находим угловое расстояние  $\Delta\varphi$  между близкими длинами волн  $\lambda$  и  $\lambda + \Delta\lambda$  в одном и том же порядке:

$$\Delta\varphi = \frac{k\Delta\lambda}{2d \sin \varphi} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda \operatorname{tg} \varphi}. \quad (5.11.22)$$

В уравнении (5.11.22) учтено, что  $k/d = (2/\lambda)\cos\varphi$ .

Чтобы определить  $\Delta\lambda$ , используем полученные формулы и результаты измерения расстояний между соседними кольцами  $\delta l$  для одной длины волны и расстояний  $\Delta l$  между близкими линиями  $\lambda$  и  $\lambda + \Delta\lambda$  в одном и том же порядке. Комбинируя формулы (5.11.21) и (5.11.22) и учитывая, что  $\cos\varphi \approx 1$ , получаем:

$$\frac{\Delta l}{\delta l} = \frac{\Delta\varphi}{\delta\varphi} \approx 2d \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}.$$

Отсюда следует

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta l \lambda^2}{\delta l 2d}. \quad (5.11.23)$$

Из формул (5.11.13) и (5.11.14) введения и формулы (5.11.23) следует основное расчетное соотношение работы:

$$\frac{\mu_B}{c\hbar} = \frac{2\pi \cdot \Delta\lambda}{\lambda^2 B}. \quad (5.11.24)$$

## ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ И ВЫВОДЫ

1. Найдите среднее значение  $\langle \Delta\lambda \rangle$  компонент дублетов и ее погрешность для каждого значения индукции  $B$ . Результаты вычислений занесите в заранее заготовленную таблицу.

2. Постройте график зависимости  $\Delta\lambda = f(B)$ . Сравните экспериментальный график с теоретической зависимостью.

3. По полученным экспериментальным данным определите  $\mu_B/\hbar c$ , где отношение  $\Delta\lambda/B$  находится как угловой коэффициент наклона прямой, аппроксимирующей экспериментальную зависимость. Для вычисления углового коэффициента и его погрешности рекомендуется использовать метод наименьших квадратов.

4. По полученным экспериментальным данным определите  $\mu_B/\hbar c$ . Сравните полученное в работе значение магнетона Бора с табличным значением и дайте заключение.

### Табличные значения

Магнетон Бора	$\mu_B = 9,274 \cdot 10^{-24}$ Дж/Тл
Постоянная Планка	$\hbar = 1,05446 \cdot 10^{-34}$ Дж $\times$ с
Скорость света	$c = 2,998 \cdot 10^8$ м/с

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Почему для наблюдения эффекта Зеемана в спектрограф встроен интерферометр Фабри–Перо?

2. Нарисуйте, как будут выглядеть спектральные линии в выходном окне спектрографа при выключенном магнитном поле в следующих случаях: а) в установке без интерферометра; б) в установке с интерферометром Фабри–Перо? Как изменится картина при включении магнитного поля?

3. В каких случаях наблюдается нормальный эффект Зеемана?

4. На сколько подуровней расщепится уровень  $^3D_2$  в магнитном поле?

5. Почему для исследования расщепления спектральной линии атомов кадмия в магнитном поле выбрана красная линия с длиной волны  $\lambda = 6438 \text{ \AA}$ ?

6. Каков характер поляризации расщепленных зеемановских компонент при наблюдении нормального эффекта Зеемана вдоль и поперек магнитного поля?

7. При каком условии магнитное поле, необходимое для наблюдения эффекта Зеемана, может считаться слабым?

8. Рассчитать, на сколько компонент расщепляются в слабом магнитном поле спектральные линии, отвечающие переходам:  $7\ ^3S_1 \rightarrow 6\ ^3P_2$ ,  $7\ ^3S_1 \rightarrow 6\ ^3P_1$ ,  $7\ ^3S_1 \rightarrow 6\ ^3P_0$ .

## ЛИТЕРАТУРА

### *Основная*

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. М.: Астрель, 2003. С. 134–140.

2. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы. М.: Лаборатория базовых знаний, 2002. С. 173–178.

3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. V. Атомная и ядерная физика. Ч. 1. М.: Наука, 1986. С. 252–261.

### *Дополнительная*

1. Лисица В.С. Новое в эффектах Штарка и Зеемана для атома водорода // Успехи физических наук. 1987. Т. 153. Вып. 11. С. 379–421.

2. Фейнман Р., Лейтон Р., Сендс М. Фейнмановские лекции по физике. Т. 8. М.: Мир, 1978. С. 257–262.