

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №4.1

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЭЛЕМЕНТОВ

Цель работы: ознакомление с внешним фотоэффектом и фотоэлементами; определение зависимости фототока от анодного напряжения и освещенности; расчет чувствительности фотоэлементов и квантового выхода фотоэффекта.

Приборы и принадлежности: вакуумный и газонаполненный фотоэлементы; оптическая скамья, лампа накаливания, источник питания для фотоэлементов, вольтметр, амперметр, люксметр, каретка для фотоэлементов.

ВВЕДЕНИЕ

Фотоэлементы, действие которых основано на внешнем фотоэффекте, бывают вакуумные и газонаполненные. Последние наполнены инертным газом при давлении порядка 0,005–1 мм.рт.ст.

Фототок в вакуумном фотоэлементе (при постоянном световом потоке) при увеличении анодного напряжения достигает насыщения. Фототок в газонаполненном фотоэлементе при увеличении анодного напряжения плавно возрастает. При некотором достаточно большом напряжении сила тока резко увеличивается, и начинается самостоятельный разряд. Возникновение самостоятельного разряда недопустимо, так как при этом разрушается светочувствительный слой.

Отношение фототока I к световому потоку Φ , падающему на фотоэлемент, называют *чувствительностью* фотоэлемента:

$$\gamma = \frac{I}{\Phi} \quad (1)$$

Чувствительность фотоэлемента зависит от анодного напряжения и спектрального состава света. За единицу чувствительности принимают микроампер на люмен (мкА/лм).

Отношение числа фотоэлектронов, вылетевших из катода, к числу фотонов падающего монохроматического света называется *квантовым выходом* фотоэффекта δ .

Число вылетевших в одну секунду электронов можно найти, измерив фототок I в режиме насыщения, а число фотонов можно определить зная падающий на фотоэлемент световой поток Φ . Квантовый выход, таким образом, будет равен

$$\delta = \frac{\left(\frac{I}{e}\right) K_m}{\left(\frac{\Phi}{hv_0}\right)} \quad (2)$$

где e – заряд электрона, $K_m = 683$ лм/Вт – световая эффективность потока излучения при $\lambda_0 = 550$ нм, hv_0 – энергия соответствующего фотона.

Световой поток Φ , падающий на фотоэлемент, можно найти по показаниям люксметра, дающего значение освещенности E при фиксированном расстоянии r , и известному диаметру окна фотоэлемента d :

$$\Phi = \frac{\pi d^2}{4} E$$

(3)

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Установка состоит из источника питания, двух фотоэлементов: 1) СЦВ-4 – сурьмяно-цезиевый вакуумный (фото 1), 2) ЦГ-4 – цезиевый газонаполненный; источника света – лампы накаливания; вольтметра и микроамперметра. При определении



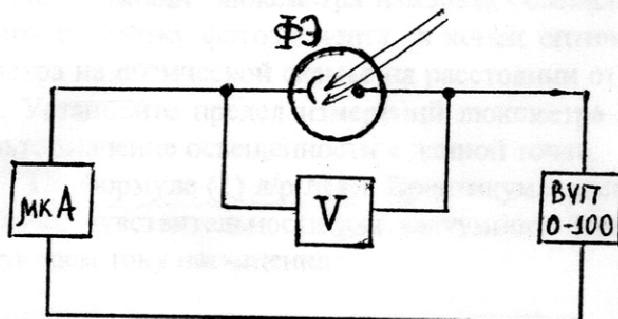


Рис. 4.1.1

освещенности используется люксметр. Приборы показаны на рисунке 4.1.1.

чувствительности фотоэлементов их располагают на оптической скамье в подвижной каретке, имеющей указатель расстояния от источника света.

Источник света в данной работе можно считать точечным, так как размер нити накаливания мал по сравнению с расстоянием r от лампы до фотоэлемента. Для измерения собраны по схеме, показанной на

ИЗМЕРЕНИЯ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Задание 1. Определение зависимости тока фотоэлемента от анодного напряжения (ВАХ)

Расположите вакуумный фотоэлемент СЦВ-4 в каретке на некотором фиксированном расстоянии от источника света (20 или 25 см). Включите выпрямитель. При постоянном световом потоке от лампы накаливания измерьте фототок, текущий через фотоэлемент, при 10-12 значениях анодного напряжения (вольтамперная характеристика фотоэлемента). Напряжение меняйте от 0 до 120 В.

Проведите аналогичные измерения с газонаполненным фотоэлементом ЦГ-4. Результаты измерения силы тока I при различных значениях анодного напряжения занесите в таблицу 1. По результатам измерений постройте графики функций $I=f(U)$ для обоих фотоэлементов.

Таблица 1

U , В	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120
СЦВ-4	I , мкА												
ЦГ-4	I , мкА												

Задание 2. Определение зависимости тока фотоэлемента от освещенности катода

Установите фотоэлемент СЦВ-4 в каретку на оптической скамье на фиксированном расстоянии от лампы (см. задание 1). При постоянном световом потоке лампы подайте на фотоэлемент анодное напряжение, соответствующее режиму тока насыщения. Перемещая каретку с фотоэлементом по оптической скамье с шагом в 5 см, измерьте фототок для 6-8 положений фотоэлемента.

Проведите аналогичные измерения с фотоэлементом ЦГ-4. Результаты измерений занесите в таблицу. Постройте графики функций $I=f(1/r^2)$ для вакуумного и газонаполненного фотоэлементов.

Таблица 2

	r , см							
	$1/r$, см ⁻²							
СЦВ-4	I , мкА							
ЦГ-4	I , мкА							

Задание 3. Расчет чувствительности фотоэлементов

При помощи люксметра измерьте освещенность E окна фотоэлемента. Для этого отодвиньте каретку фотоэлемента в конец оптической скамьи, расположите приемник люксметра на оптической скамье на расстоянии от источника света, используемом в задании 1. Установите предел измерений люксметра **500 лк** (со снятой матовой крышкой).

Измерьте значение освещенности в данной точке.

Пользуясь формулой (1), рассчитайте чувствительность фотоэлементов. Расчет чувствительности для вакуумного фотоэлемента произведите при токе, соответствующем току насыщения.

Задание 3. Оценка квантового выхода фотоэффекта для вакуумного фотоэлемента

Используя формулы (2) и (3) и значение тока насыщения, полученное в задании 1, рассчитайте квантовый выход фотоэффекта для сурьмяно-цезиевого вакуумного фотоэлемента.

ВОПРОСЫ И УПРАЖНЕНИЯ

1. Почему в фотоэлементах, работающих в области видимого света, светочувствительный слой делают из щелочных металлов?
2. Как объяснить различный характер зависимости фототока от освещенности в вакуумном и газонаполненном фотоэлементах?
3. При каком токе рассчитывается чувствительность газонаполненного фотоэлемента?
4. Перечислите эмпирические закономерности фотоэффекта. Какие закономерности не удается объяснить с позиций волновой теории света?
5. Что называется красной границей фотоэффекта и от чего зависит ее значение?
6. Почему квантовый выход много меньше единицы? Может ли квантовый выход фотоэффекта быть больше единицы?
7. Какие экспериментальные факты свидетельствуют о неделимости энергии фотона?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 4.2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ ПЛАНКА МЕТОДОМ ЗАДЕРЖИВАЮЩЕГО ПОТЕНЦИАЛА

Цель работы: определение красной границы фотоэффекта и постоянной Планка.

Приборы и принадлежности: вакуумный фотоэлемент СЦВ-4, монохроматор, лампа накаливания, вольтметр, чувствительный микроамперметр (Ф-195), набор светофильтров, выпрямитель.

Литература: [7, § 9.1, 9.2]; [34, гл. II]; [39, ч. 1, гл. 1, § 2].

Введение

При взаимодействии фотона с электроном, находящимся в веществе, выполняется закон сохранения энергии. В результате поглощения света энергия электрона возрастает на величину, равную энергии фотона. Если это изменение энергии превышает работу выхода электрона из вещества, то электрон может покинуть вещество и стать свободным. Такой электрон называется фотоэлектроном. Для фотоэлектрона можно записать закон сохранения в виде

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = hv - A_{\text{вых}}, \quad (1)$$

где v_{\max} — максимальная скорость вылетевшего электрона; $A_{\text{вых}}$ — работа выхода; v — частота поглощенного света.

Это соотношение называется *уравнением Эйнштейна*. Если фотоэлектрон отдает часть своей энергии атомам вещества, то его скорость после вылета будет меньше, чем v_{\max} . Из уравнения (1) видно, что вылет электрона возможен, если энергия фотона будет больше, чем работа выхода. Минимальную частоту света v_{ep} , при которой возможен фотоэффект, называют красной границей фотоэффекта. Величина v_{ep} находится из условия

$$hv_{ep} = A_{\text{вых}} \quad (2)$$

Так как при частоте света, превышающей красную границу, фотоэлектроны обладают некоторой скоростью, то через фотоэлемент будет протекать фототок и при напряжениях, при которых анод будет

иметь отрицательный потенциал относительно фотокатода. Такое напряжение называют задерживающим, потому что электрон отталкивается от анода и, если его скорость невелика, то может вернуться на фотокатод. Общий вид вольтамперной характеристики вакуумного фотоэлемента изображен на рис. 4.2.1. Отрицательные напряжения представляют область задерживающих напряжений. При некотором напряжении фототок обращается в нуль. Значение этого напряжения определяется соотношением

$$\frac{mv^2}{2} = eU_3 \quad (3)$$

и уравнение Эйнштейна для этого случая принимает вид

$$U_3 = \frac{hv}{e} - \frac{A_{\text{вых}}}{e} \quad (4)$$

График зависимости U_3 от частоты падающего на фотокатод света представлен на рис. 4.2.2. Из этого графика можно определить постоянную Планка

$$h = e \frac{U_2 - U_1}{v_2 - v_1} \quad (5)$$

и работу выхода

$$A_{\text{вых}} = e \frac{U_2 v_1 - U_1 v_2}{v_2 - v_1}, \quad (6)$$

где U_1 и U_2 — задерживающие напряжения, когда фототок обращается в нуль при частотах света v_1 и v_2 соответственно.

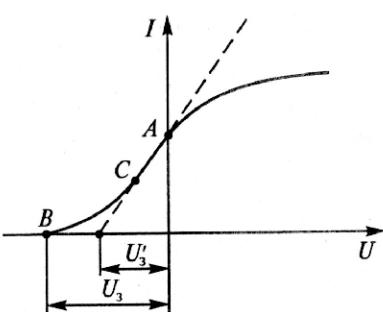


Рис. 4.2.1

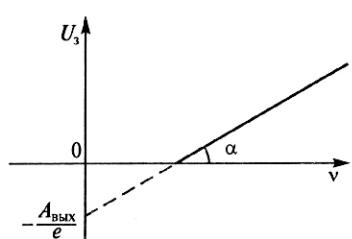


Рис. 4.2.2

Описание экспериментальной установки

В работе используется вакуумный фотоэлемент $\Phi\mathcal{E}$, катод которого сделан из сурьмяно-цезиевого сплава. Электрическая схема установки изображена на рис. 4.2.3, общий вид установки – на фото 1.

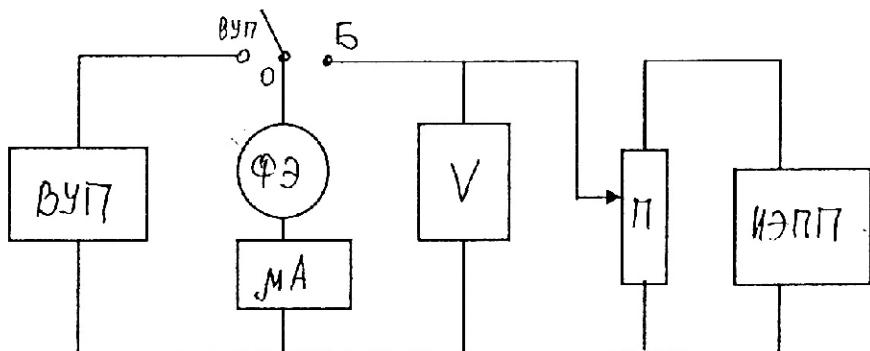


Рис. 4.2.3



Для определения красной границы фотоэффекта фотоэлемент закрепляется в патроне (С УЧЕТОМ ПОЛЯРНОСТИ), как показано на фото 2, и вставляется в специальный кожух на выходе монохроматора (см. фото 3). Белый свет от лампы накаливания 1 (рис. 4.2.4) направляется через конденсор 2 на входную щель 3 монохроматора и проходит призму 4. В результате разложения белого света в спектр на выходную щель 6 монохроматора, которая пропускает свет к фотоэлементу $\Phi\mathcal{E}$, попадает излучение сравнительно узкого спектрального диапазона: ширина этого диапазона определяется шириной выходной щели, которая может регулироваться специальным винтом.



Вращая призму с помощью барабана, находящегося в средней части монохроматора, можно направить на выходную щель и фотоэлемент свет различных длин волн. На барабан нанесены деления в градусах. Градусы могут быть переведены в длины волн с помощью калибровочного графика, который прилагается к монохроматору и дан в Приложении 1 к данной работе.



Для оценки величины постоянной Планка необходимо снять вольтамперную характеристику фотоэлемента в области тормозящего поля при двух значениях частоты падающего света. Для этого фотоэлемент закрепляется на панели напротив лампы накаливания (фото 4), перед которой поочередно устанавливаются фильтры, определяющие частоту света. Фильтры (фиолетовый, $\lambda_{\phi}=0,42$ мкм; зеленый, $\lambda_{зел}=0,48$ мкм; оранжевый, $\lambda_{оп}=0,62$ мкм) пропускают сравнительно широкий интервал длин волн $\Delta\lambda/\lambda \approx 15\%$, так что значения длины волны, указанные на фильтрах, являются лишь ориентировочными.

Для измерения токов используется стрелочный микроамперметр Ф-195 (фото 5), для измерения запирающего напряжения – цифровой вольтметр В7-35 с индикацией результата измерения в цифровой форме и с автоматическим выбором предела измерения. Источником задерживающего напряжения является ИЭПП (вольтметр и источник постоянного напряжения ИЭПП вы видите на фото 1 под барабаном монохроматора). Величина задерживающего напряжения регулируется ручкой P потенциометра (указана стрелкой на фото 4).

Измерения и обработка результатов

Задание 1. Определение красной границы фотоэффекта и вычисление работы выхода.

Закрепите фотоэлемент в патроне (фото 2) и установите в кожухе монохроматора (фото 3).

1. Проверьте правильность начального положения ручек на приборах, чтобы не сжечь приборы:

а) выпрямитель ВУП: начальное положение ручки регулировки напряжения 0-100 (левая ручка на фото 5) - крайнее левое, что соответствует 0 В;

б) микроамперметр Ф-195:

кнопка ШКАЛА в положении 0-100;

переключатель диапазонов измерений в положении 100 нА.



в) барабан монохроматора установите на деление 1300, что соответствует фиолетовой области спектра;
г) переключатель регулировки света в монохроматоре (указан стрелкой на фото 6) поставьте в положение "ЗАКРЫТО".

2. Поставьте переключатель ВУП-0-Б в положение «0». Включите микроамперметр Ф-195, нажав кнопку СЕТЬ, при этом над кнопкой должна загореться красная лампочка. Дайте прогреться прибору 10-15 минут.

3. Закрепите фотоэлемент в патроне и опустите в кожух монохроматора. Включите выпрямитель ВУП. Поставить переключатель ВУП-0-Б в положение ВУП.

4. Включите осветительную лампу К-12, расположенную перед входной щелью монохроматора, тумблерами СЕТЬ и "ЛАМПА К-12" на блоке питания.

5. Выставьте на выпрямителе ВУП рабочее напряжение 100 В.

6. Измерьте при помощи Ф-195 темновой ток фотоэлемента (при этом измерении можно перевести переключатель диапазонов измерений в положении 50 нА; после окончания измерения не забудьте вернуть переключатель диапазонов в положение 100 нА).

7. Поставьте ручку регулировки света в положение ОТКРЫТО. Снимите защитный колпачок с входной щели монохроматора. При этом микроамперметр Ф-195 покажет ток, текущий через фотоэлемент (5-15 дел). При значениях тока, существенно меньших указанной величины, необходимо отрегулировать световой поток, падающий на входную щель, и ширину входной щели монохроматора (операции по регулировке проводятся дежурным инженером или преподавателем).

8. Вращайте барабан монохроматора в сторону увеличения делений φ , через каждые 50° фиксируя в таблице 1 значения тока i , текущего через фотоэлемент. (Вращение барабана в сторону увеличения делений соответствует увеличению длины волны падающего света). Измерения проводите до тех пор, пока стрелка микроамперметра не остановится на значении темнового тока. Измерения около конечной точки повторите несколько раз. (Для более точного определения "точки остановки" стрелки прибора, после достижения темнового тока, необходимо начать вращение барабана монохроматора в сторону уменьшения делений, до тех пор, пока стрелка микроамперметра снова не начнет двигаться). Отметьте в таблице 1 положение барабана φ_{cp}^0 , соответствующее $i = i_{\text{темн}}$. Оцените погрешность измерения.

ТАБЛИЦА 1

φ^0	1300	1350	1400	1450	1500			
λ (A)								
i (нА)								

По значению φ_{cp}^0 определите красную границу фотоэффекта λ_{cp} (используя калибровочную кривую, Приложение 1).

9. После проведения измерений переключатель ВУП-О-Б поставьте в положение "0", ВЫКЛЮЧИТЕ выпрямитель ВУП !!, переключатель диапазонов микроамперметра Ф-195 переведите в положение «ДИАПАЗОН ИЗМЕРЕНИЙ -1 мкА», выключите лампу накаливания К-12, переключатель регулировки света поставьте в положение "ЗАКРЫТО", наденьте колпачок на входную щель монохроматора.

10. Постройте график зависимости фототока i от длины волны - спектральную характеристику фотоэлемента (используя калибровочную кривую монохроматора, Приложение 1).

12. Вычислите в электрон-вольтах работу выхода электронов из катода сурьмяно-цезиевого фотоэлемента: $A_{\text{эвх}} = h\nu_{cp}$. Оцените погрешность результата.

Задание 2. Снятие вольт-амперной характеристики фотоэлемента и оценка постоянной Планка.

1. Выньте фотоэлемент из насадки к монохроматору и укрепите его в штативе (с учетом полярности) на панели напротив осветительной лампы (фото 4).

2. Установите перед осветительной лампой в держателе зеленый светофильтр.

3. Подготовьте к работе микроамперметр Ф-195:

а) кнопка ШКАЛА в положении 0 – 100;

б) переключатель диапазонов измерений – 500 нА;

4. Проверьте готовность к работе вольтметра В7-35. Он должен быть установлен в режим измерения постоянного напряжения (переключатели рода работ в положениях *-* и *V*). Включите прибор в сеть переключателем СЕТЬ на задней панели.

5. Включите источник задерживающего напряжения ИЭПП тумблером СЕТЬ, при этом должна загореться сигнальная лампочка на панели пробора.

6. Включите осветитель (фото 4).

7. Переключатель ВУП-0-Б переведите в положение "Б" что соответствует запирающему напряжению, равному нулю. Вращая ручку трансформатора, регулирующего силу света, добейтесь, чтобы стрелка микроамперметра отклонилась на 80 – 90 делений шкалы.

8. Плавно поворачивая ручку P потенциометра, увеличивайте величину задерживающего напряжения. Напряжение меняйте до тех пор, пока ток не станет равным нулю. Снимите вольт-

амперную характеристику фотоэлемента в области тормозящего поля (см. рис. 4.2.1) для двух значений частоты падающего света. Частота падающего света определяется светофильтром. В работе используются оранжевый ($\lambda_{\text{оп}}=0,62 \text{ мкм}$) и фиолетовый ($\lambda_{\phi}=0,42 \text{ мкм}$) светофильтры. Их спектральные характеристики указаны на установке.

ВНИМАНИЕ!!! При замене светофильтров **НЕОБХОДИМО** размыкать электрическую цепь, поставив переключатель ВУП-0-Б в положение «0», во избежание запикаивания стрелки микроамперметра и его поломки.

Показания вольтметра и микроамперметра занесите в таблицу 2 (она должна содержать 12-15 значений напряжения при каждой из частот). Особенно тщательно определите величину напряжения, соответствующего прекращению фототока при каждой из частот (точка B на рис. 4.2.1).

ТАБЛИЦА 2

$\lambda=0,42 \text{ мкм}$

U (В)											
I (мкА)											

$\lambda=0,62 \text{ мкм}$

U (В)											
I(мкА)											

9. По окончании измерений **переключатель ВУП-0-Б поставьте в положение «0»**. Выключите осветитель. Ручку регулировки диапазонов измерения микроамперметра Ф-195 переведите в положение 5 мкА. Выключите источник запирающего напряжения ИЭПП. Ручку P регулировки запирающего напряжения поверните в крайнее левое положение. Выключите микроамперметр и вольтметр тумблерами СЕТЬ.

Задание 3. Обработка результатов измерений.

- По данным таблицы 2 постройте вольт-амперные характеристики $I(U)$, соответствующие двум частотам падающего света.
- Определите задерживающие потенциалы для указанных частот падающего света.
- Оцените величину постоянной Планка двумя способами:
 - по формуле (6);
 - используя граничное значение частоты света, полученное в задании №1 и одно из известных значений запирающего напряжения.

ВОПРОСЫ И УПРАЖНЕНИЯ

- Как определяется постоянная Планка по методу задерживающего потенциала? Как при этом используется уравнение Эйнштейна?
- Можете ли вы указать явление, обратное фотоэффекту?
- Что такое внутренний фотоэффект? Где он наблюдается? В какой области спектра лежит красная граница внутреннего фотоэффекта?
- Как связан импульс фотона с волновым вектором? См. также вопросы к лабораторной работе 4.1.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2А
ИЗУЧЕНИЕ ВНЕШНЕГО ФОТОЭФФЕКТА

Цель работы:

- изучение законов внешнего фотоэффекта;
- исследование вольтамперных характеристик вакуумного фотоэлемента;
- определение красной границы материала фотокатода;
- оценка величины постоянной Планка методом задерживающего потенциала для фотоэлектронов;

Приборы и принадлежности:

- осветитель – ртутная лампа, установленная в специальном корпусе вместе с источником питания;
- блок светофильтров;
- устройство для регулировки освещенности;
- фотоэлемент СЦВ-13 в корпусе с блоком питания и усилителем тока;
- люксметр;
- держатель для приемного элемента люксметра;
- оптическая скамья, соединенная с корпусом осветителя;
- измерительный блок для измерения тока и напряжения в цепи фотоэлемента.

ВВЕДЕНИЕ

Внешний фотоэффект – это испускание электронов (*фотоэлектронов*) с поверхности тела под действием света. Фотоэлектроны при движении во внешнем электрическом поле создают *фототок*. Зависимость этого фототока от напряжения на фотоэлементе нелинейна. Фототок увеличивается при увеличении напряжения лишь до определенного предельного значения I_H (фототока насыщения).

По закону Столетова, при неизменном спектральном составе света, падающего на фотокатод, фототок насыщения пропорционален величине светового потока Φ :

$$I_H \sim \Phi.$$

При подаче на анод фотоэлемента отрицательного напряжения фототок постепенно убывает, обращаясь в нуль при некотором напряжении U_3 , называемом *затирающим*. Существование фототока при отрицательных напряжениях на аноде означает, что фотоэлектроны вылетают из катода с некоторой скоростью (кинетической энергией). Максимальная начальная скорость фотоэлектронов v_{max} связана с задерживающей разностью потенциалов U_3 соотношением:

$$\frac{mv_{max}^2}{2} = eU_3 \quad (1),$$

где e и m — заряд и масса электрона.

Для каждого фотокатода существует *красная граница внешнего фотоэффекта* – максимальная длина световой волны λ_{cp} , при которой еще возможен фотоэффект; длина волны λ_{cp} зависит от материала фотокатода и состояния его поверхности. Красная граница фотоэффекта связана с работой выхода электронов $A_{вых}$ соотношением:

$$hv_{cp} = A_{вых} \quad (2),$$

где h — постоянная Планка.

Уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта, имеет вид

$$hv = A_{вых} + \frac{mv_{max}^2}{2},$$

или с учетом (1):

$$hv = A_{\text{вых}} + eU_3 \quad (3)$$

Как видно из формулы (3), зависимость задерживающей разности потенциалов U_3 от частоты v

$$U_3 = \frac{hv}{e} - \frac{A_{\text{вых}}}{e} \quad (4)$$

есть уравнение прямой линии (рис.1).

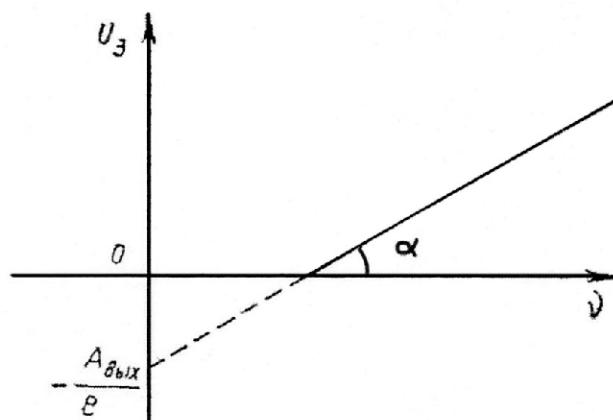


Рис.1.

Экстраполяция прямой на рис.1 до пересечении с осью ординат определяет потенциал выхода электронов из металла; точка пересечения прямой с осью абсцисс дает *граничную частоту* v_{ep} фотоэффекта, а тангенс угла наклона прямой к оси частот определяется только постоянной Планка и зарядом электрона.

Если записать соотношение (4) для двух частот v_1 и v_2 , то при известных значениях v_1 и v_2 и измеренных значениях задерживающих напряжений U_1 и U_2 можно вычислить постоянную Планка

$$h = e \frac{U_2 - U_1}{v_2 - v_1} \quad (5)$$

и работу выхода

$$A_{\text{вых}} = e \frac{U_2 v_1 - U_1 v_2}{v_2 - v_1} \quad (6)$$

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Экспериментальная установка (рис.2) состоит из расположенных на оптической скамье осветителя (рутной лампы с блоком светофильтров) и приемника излучения (фотоэлемента), а также измерительного устройства и люксметра. Общий вид установки показан на фото 1.

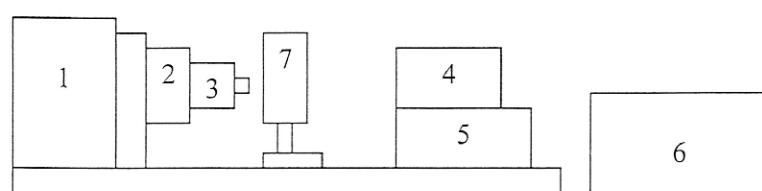


Рис.2



Фото 1

Блок светофильтров (2), установлен внутри корпуса осветителя (1) перед источником света и представляет собой круговую оправу с четырьмя светофильтрами. За блоком светофильтров расположено устройство для регулировки освещенности (3), которое состоит из двух поляризационных фильтров. На верхней части корпуса осветителя находится регулировочное кольцо для изменения освещенности (указано стрелкой на фото 2), а на торце корпуса - переключатель положения светофильтров. Положение «1» блока светофильтров (см. фото 2) соответствует прохождению света без светофильтров, а положение «5» перекрывает лампу и может быть использовано для установки нулевого тока.



На передней панели измерительного устройства (6) находятся два цифровых светодиодных табло для вывода результатов измерения тока (мкА) и напряжения (В), кнопки ПРЯМАЯ–ОБРАТНАЯ для включения прямого и обратного режимов измерения, кнопки СБРОС, «+» и «-» для регулировки напряжения на фотоэлементе и его сброса на ноль (фото 3).



Блок с фотоэлементом (4) закреплен в гнезде на верхней части корпуса усилителя тока (5). На боковой части корпуса усилителя тока фотоэлемента расположены две регулировочные ручки УСТАНОВКА



НУЛЯ «ГРУБО» и «ТОЧНО» для корректировки нулевого значения тока перед началом измерений (фото 4).

Фотоэлемент вместе с блоком усилителя тока можно передвигать по оптической скамье с помощью специальной каретки. Держатель (7) приемника люксметра (фото 5) при проведении измерений располагается в рейтере, который устанавливается и передвигается по оптической скамье.

ИЗМЕРЕНИЯ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Задание 1. Оценка величины постоянной Планка методом задерживающего потенциала для фотоэлектронов.

1. Включите измерительное устройство (фото 3) тумблером «СЕТЬ» на его задней панели. При этом должен загореться индикатор «ОБРАТНАЯ», «В» и «мкА» на передней панели. На индикаторном табло «В» должны установиться нули. После 5-минутного прогрева ручками УСТАНОВКА НУЛЯ (на блоке усилителя фототока, фото 4) установите нулевое значение на индикаторном табло «мкА».
 2. Установите переключатель фильтров (фото 2) в положение «5», что соответствует полному перекрытию светового потока на выходе осветителя.
 3. Включите ртутную лампу выключателем СЕТЬ на передней панели ее блока питания. При этом должен загореться индикатор «СЕТЬ». Дайте лампе прогреться в течение 15 минут.
 4. С помощью кнопки ПРЯМАЯ–ОБРАТНАЯ на передней панели измерительного устройства установите ОБРАТНЫЙ режим измерения.
 5. Расположите передвижной блок с фотоэлементом на оптической скамье так, чтобы входное окно фотоэлемента находилось на расстоянии не более 0,5 см от выходного окна осветителя. Задвиньте подвижную бленду осветителя в окно фотоэлемента.
 6. Установите перед лампой фиолетовый светофильтр ($\lambda=4350\text{\AA}$), что соответствует положению переключателя фильтров – «2».
 7. Установите максимальную освещенность источника света вращением кольца, расположенного на верхней части корпуса осветителя.
 8. Изменяя значения напряжения с помощью кнопок «+» и «-» в диапазоне от 0 В до напряжения $U=U_3$, полностью задерживающего фотоэлектроны, с шагом 0,05 В снимите вольтамперную характеристику фотоэлемента (обратная ветвь). Снимите не менее 15 экспериментальных точек. Результаты измерений занесите в таблицу 1.
 9. По окончании измерений кнопкой СБРОС установите нулевое значение напряжения.

ВНИМАНИЕ!!! При определении запирающего напряжения необходимо нулевое значение тока считывать при уменьшении напряжения от нулевого значения до значения запирающего напряжения, а не наоборот.

ТАБЛИЦА 1.

10. Установите перед лампой зеленый светофильтр ($\lambda=5460\text{\AA}$), переведя переключатель светофильтров в положение «3». Повторите измерения, описанные в п.8-9. Результаты измерений занесите в таблицу 1.

11. Установите перед лампой желтый светофильтр ($\lambda=5784\text{\AA}$), переведя переключатель светофильтров в положение «4». Повторите измерения, описанные в п.8-9. Результаты измерений занесите в таблицу 1.

12. По окончании измерений верните переключатель фильтров в положение «5».

13. По результатам измерений постройте графики зависимости $I_A=f(U_3)$ для трех значений длин волн.

14. По формуле (5) оцените величину постоянной Планка, используя три пары длин волн. Найдите среднее значение h .

15. Оцените погрешность измерений и укажите возможные причины возникновения ошибок.

16. По формуле (6) оцените величину работы выхода.

ВНИМАНИЕ!!! Ртутная лампа должна находиться во включенном состоянии не более 45 минут!!! По истечении указанного времени необходимо выключить установку на 15 минут.

Задание 2. Исследование вольтамперной характеристики вакуумного фотоэлемента (прямая ветвь).

1. Не меняя положение блока с фотоэлементом на оптической скамье, с помощью кнопки ПРЯМАЯ–ОБРАТНАЯ установите ПРЯМОЙ режим измерения.

2. При нулевом значении напряжения и *перекрытом световом потоке* ручками УСТАНОВКА НУЛЯ установите (при необходимости) нулевое значение тока на индикаторе мкА.

3. Переведите переключатель светофильтров в положение «2», что соответствует установке фиолетового светофильтра перед ртутной лампой.

4. Установите максимальную освещенность вращением кольца, расположенного на верхней части корпуса осветителя.

5. Изменяя значения напряжения с помощью кнопок «+» и «-» на корпусе измерительного устройства в диапазоне от 0 до 40 В (с шагом 2–3 В) снимите вольтамперную характеристику фотоэлемента при постоянном значении светового потока (получите 12–15 экспериментальных точек).

6. По окончании измерений верните переключатель фильтров в положение «5».

7. Результаты измерений занесите в таблицу 2.

ТАБЛИЦА 2.

U _A (В)	0													40
I (мкА)														

8. Постройте график зависимости $I=f(U_A)$. Отметьте напряжение, при котором достигается ток насыщения.

Задание 3. Проверка закона Столетова для фотоэффекта.

1. Не меняя положения переключателя светофильтров (фиолетовый светофильтр) и установив на фотоэлементе напряжение, соответствующее режиму тока насыщения, для 4–5 значений освещенности E (соответствующих фиксированным положениям кольца, расположенного на верхней части корпуса осветителя) измерьте величину тока насыщения $I_{\text{нас}}$ фотоэлемента. Результаты измерений занесите в таблицу 3.

2. Отодвиньте передвижной блок с фотоэлементом на конец оптической скамьи и установите на оптической скамье перед осветителем рефлектор с держателем, в котором установлен приемник люксметра.

3. Расположите держатель напротив осветителя так, чтобы его входное окно находилось на расстоянии не более 0,5 см от выходного окна осветителя. Задвиньте подвижную бленду осветителя в окно держателя приемника люксметра.

4. Установите предел измерений люксметра 25 Лк.

5. Измерьте освещенность E при тех же 4-5 положениях (см. п.1) кольца, расположенного на выходном окне осветителя. Результаты измерений занесите в таблицу 3.

6. По окончании измерений отключите питание измерительной установки тумблерами СЕТЬ (на лампе и измерительном блоке). Установите предел измерения люксметра 500 Лк.

ТАБЛИЦА 3.

Положения кольца	1	2	3	4	5
I_{nac} (мКА)					
E (лк)					
Φ (лм)					

7. Рассчитайте значения светового потока по формуле:

$$\Phi = \frac{\pi d^2}{4} E$$

где d - диаметр окна фотоэлемента.

8. Результаты вычислений занесите в таблицу 3.

9. Постройте график зависимости $I_{nac}=f(\Phi)$.

10. Сделайте вывод о характере зависимости тока насыщения от светового потока.

ВОПРОСЫ И УПРАЖНЕНИЯ

1. В чем заключается явление фотоэффекта?
2. Какие закономерности фотоэффекта не удается объяснить с позиций волновой теории света?
3. Что называется красной границей фотоэффекта и от чего зависит ее значение?
4. Что понимают под термином «задерживающее напряжение»?
5. Как определяется постоянная Планка по методу задерживающего потенциала? Как при этом используется уравнение Эйнштейна?
6. Получите уравнения (5) и (6).
7. Можете ли вы указать явление, обратное фотоэффекту?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 4.3

ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Введение

Электромагнитное излучение нагретых тел называют тепловым излучением. Спектральной характеристикой теплового излучения поверхности тела с температурой T является лучеиспускательная способность тела:

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{dW_{\text{изл}}}{d\lambda},$$

где $dW_{\text{изл}}$ — энергия электромагнитного излучения, испускаемого с единицы поверхности тела в интервале длин волн от λ до $\lambda + \Delta\lambda$, в единицу времени.

Спектральной характеристикой поглощения является поглощательная способность тела:

$$a(\lambda, T) = \frac{dW_{\text{погл}}}{dW_{\text{пад}}},$$

показывающая, какая доля энергии dW электромагнитных волн (в интервале длин волн от λ до $\lambda + \Delta\lambda$), падающих на единицу поверхности тела в единицу времени, поглощается телом. Часто вместо $\varepsilon(\lambda, T)$ и $a(\lambda, T)$ вводят $\varepsilon(v, T)$ и $a(v, T)$.

Опыт показывает, что лучеиспускательная и поглощательная способности тела зависят от длины излучаемых и поглощаемых волн, температуры тела, его химического состава и состояния поверхности. Тело называется абсолютно черным, если оно при любой температуре полностью поглощает всю энергию падающих на него электромагнитных волн независимо от их частоты. У абсолютно черного тела поглощательная способность равна единице, а лучеиспускательная способность $\varepsilon_0(\lambda, T)$ зависит только от длины волны λ , и абсолютной температуры T .

По закону Кирхгофа, отношение лучеиспускательной способности любого тела, находящегося в равновесии с излучением, к его поглощательной способности в узком интервале длин волн ($\lambda, \lambda + \Delta\lambda$) не зависит от материала тела и равно лучеиспускательной способности абсолютно черного тела $\varepsilon_0(\lambda, T)$:

$$\frac{\varepsilon(\lambda, T)}{a(\lambda, T)} = \varepsilon_0(\lambda, T). \quad (1)$$

По закону Стефана—Больцмана интегральная лучеиспускательная способность черного тела (т.е. энергия, испускаемая единицей поверхности тела в единицу времени во всей области частот) пропорциональна четвертой степени температуры тела:

$$\varepsilon_0(T) = \int_0^{\infty} \varepsilon_0(\lambda, T) d\lambda = \sigma T^4, \quad (2)$$

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

Для реальных тел отношение интегральной лучеиспускательной способности к лучеиспускательной способности черного тела при той же температуре меньше единицы. На рис. 4.3.1 показано, как меняется это отношение в зависимости от температуры вольфрама — металла, из которого сделана нить накаливания лампы. В реальных условиях мощность, идущая на нагревание нити накала, поверхность которой равна S , почти полностью передается в окружающее пространство в виде теплового излучения. Тогда

$$IU = a(T) \sigma T^4 S. \quad (3)$$

Это уравнение дает возможность экспериментального определения постоянной Стефана—Больцмана:

$$\sigma = \frac{IU}{a(T) T^4 S}. \quad (4)$$

Измерение σ составляет одно из заданий настоящей работы.

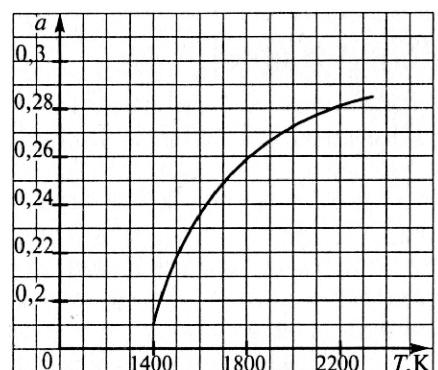


Рис. 4.3.1

Поиски явного вида функции $\varepsilon_0(\lambda, T)$ привели к установлению квантового характера излучения и поглощения энергии атомами и молекулами. Функция $\varepsilon_0(\lambda, T)$, полученная М.Планком, имеет вид:

$$\varepsilon_0(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \left(e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1 \right)^{-1}, \quad (5)$$

где $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка, $c = 299792458$ м/с — скорость света в вакууме; $k=1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана.

Спектральную лучеиспускательную способность реального металла можно получить, умножив $\varepsilon_0(\lambda, T)$ на поглощательную способность металла $a(\lambda, T)$: $\varepsilon(\lambda, T) = a(\lambda, T) \varepsilon_0(\lambda, T)$.

Отношение спектральных лучеиспускательных способностей металла для разных длин волн λ_1 и λ_2 при одной и той же температуре равно:

$$\varepsilon_{12} = \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \right) = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^5 \frac{a_{1T}}{a_{2T}} \frac{\exp(hc/kT\lambda_2) - 1}{\exp(hc/kT\lambda_1) - 1}. \quad (6)$$

Учитывая, что для длин волн, лежащих в видимой части спектра, и температур, превышающих комнатную, $\exp(hc/kT\lambda) - 1$ значительно превышает единицу, из уравнения (6) легко получить отношение спектральных лучеиспускательных способностей металла при различных температурах T_1 и T_2 :

$$R = \frac{(\varepsilon_{12})_{T_1}}{(\varepsilon_{12})_{T_2}} = \frac{(a_1/a_2)_{T_1}}{(a_1/a_2)_{T_2}} \exp \left\{ \frac{hc}{k} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) \right\}. \quad (7)$$

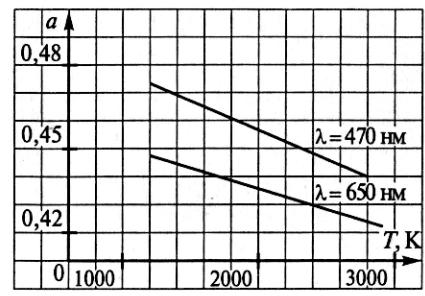


Рис. 4.3.2

Графики зависимости $a(\lambda, T)$ от температуры T (в интервале 1700 — 2500 К) для вольфрама для различных длин волн приведены на рис. 4.3.2. Из рисунка видно, что отношение $\frac{(a_1/a_2)_{T_1}}{(a_1/a_2)_{T_2}}$ близко к единице. Поэтому если экспериментально измерено отношение лучеиспускательных способностей, стоящее в левой части выражения (6), то из уравнения (7) можно вычислить постоянную Планка:

$$h = \frac{\gamma \ln(R)}{1/T_1 - 1/T_2} \quad (8),$$

$$\gamma = \frac{k}{c(1/\lambda_2 - 1/\lambda_1)} \quad (9)$$

Определение h составляет второе задание в данной работе.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ.

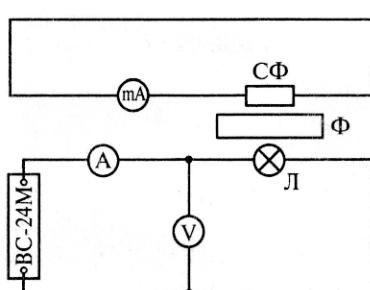


Рис. 4.3.3

Измерительная установка собрана по схеме, показанной на рис.4.3.3. В данной работе для опытов с тепловым излучением используется светоизмерительная лампа СИ-6-100 с вольфрамовой ленточной нитью накала площади S . Лампа закреплена в штативе и окружена металлической ширмой с окошком. Перед лампой установлен держатель со сменными светофильтрами (фото 1). Напряжение на лампу подается с полупроводникового выпрямителя BC-24M, который включается в сеть через ЛАТР (в режиме пониженного напряжения). При проведении измерений потенциометр выпрямителя BC-24M должен оставаться в установленном (по метке) фиксированном положении. Напряжение на лампе изменяют, поворачивая ручку регулировки напряжения на верхней панели ЛАТРа. Мощность, необходимая для нагревания вольфрамовой нити, определяется вольтметром и амперметром.

Общий вид установки показан на фото 2.



Фото 1



Фото 2

Для выделения теплового излучения, соответствующего определенному интервалу длин волн, в работе используются синий и красный фильтры со средними длинами волн $\lambda_{син} = 460$ нм, $\lambda_{крас} = 610$ нм. Об отношении спектральных испускательных способностей вольфрама в выделенных интервалах длин волн можно судить по силе тока в цепи селенового фотоэлемента, поставленного на пути светового потока. Чувствительность фотоэлемента к синему и красному свету почти одинакова. Поэтому отношение фототоков при красном ($i_{крас}$) и синем ($i_{син}$) светофильтрах будет зависеть от температуры так же, как и отношение спектральных испускательных способностей в этих интервалах длин волн. Для измерения фототоков рекомендуется использовать многопредельные микроамперметры.

В работе предлагается метод фотометрического сравнения яркостей исследуемого тела и эталонной лампы при помощи оптического пирометра. Оптический пирометр с исчезающей нитью состоит из корпуса П, в котором помещена эталонная лампа накаливания Л с дугообразной нитью (см. рис.4.3.4).

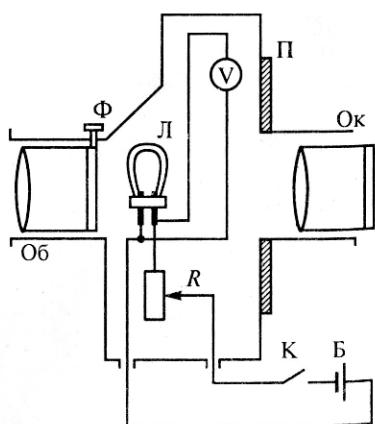


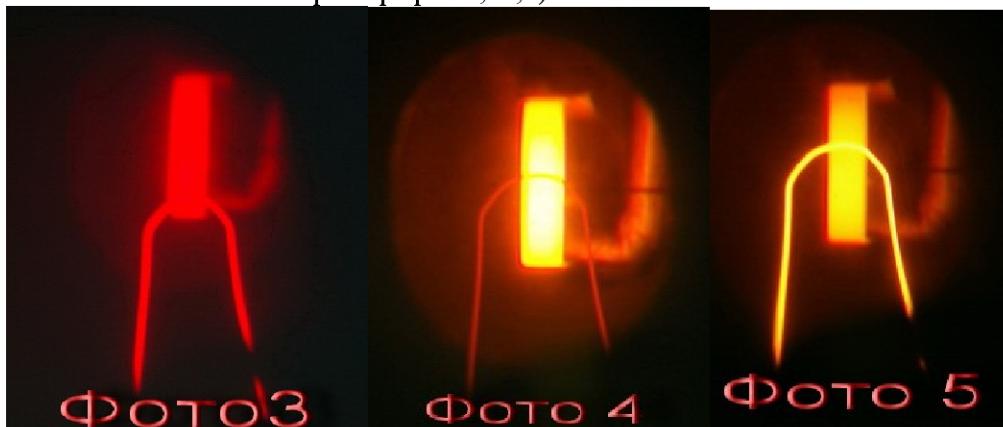
Рис. 4.3.4

Перемещая объектив пирометра Об, можно получить изображение исследуемой вольфрамовой нити в плоскости волоска эталонной лампы. Для получения резкого изображения волоска эталонной лампы и изображения исследуемой нити, находящихся в одной плоскости, перемещают окуляр Ok. Эталонная лампа через ключ K питается током от батареи или стабилизированного источника ($U = 3$ В). Накал нити регулируется реостатом R посредством кольца, находящегося в передней части пирометра.

Температуру нити, соответствующую температуре абсолютно черного тела в монохроматическом свете с длиной волны $\lambda = 650$ нм (перед окуляром в пирометре установлен красный светофильтр, который можно при необходимости вывести поворотом кольца на окуляре), отсчитывают по вольтметру со шкалой, проградуированной в градусах Цельсия. В пирометре имеются две градуированные шкалы: от 0 до 1400°C (нижняя шкала) - отмечена синей точкой; от 1400° до 2000° C (верхняя шкала) - отмечена красной точкой. При измерении температуры выше 1400°C необходимо использовать дымчатый нейтральный фильтр ДФ. Для установки дымчатого фильтра указательную точку на головке ДФ следует совместить с красной точкой на корпусе пирометра, после чего с помощью линзы объектива следует вновь произвести фокусировку и производить отсчет по верхней шкале. При измерении температуры от 0 до 1400° дымчатый нейтральный фильтр не используется, следовательно, указательная точка на головке ДФ должна быть совмещена с синей точкой на корпусе пирометра.

При измерении температуры раскаленного тела регулируют ток эталонной лампы пирометра (кольцом реостата R) до тех пор, пока яркость нити эталонной лампы не совпадет с яркостью

исследуемого тела (верхняя часть дуги нити эталонной лампы исчезнет на фоне изображения вольфрамовой нити лампы – см. фотографии 3, 4, 5).



По шкале пирометра измеряют так называемую яркостную температуру тела T_y . Под яркостной температурой понимают такую температуру абсолютно черного тела, при которой испускательная способность абсолютно черного тела равна испускательной способности исследуемого тела при его истинной температуре в единичном интервале длин волн.

Между яркостной и действительной температурой тела T существует зависимость:

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_y} + \frac{\lambda k}{hc} \ln A_{\lambda T}$$

где $\lambda = 650\text{нм}$. Эта зависимость изображена на графике, прилагаемом к установке (см. Приложение к данной работе), и используется для определения истинной температуры вольфрама T по измеренным значениям T_y .

ИЗМЕРЕНИЯ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ.

ВНИМАНИЕ!

1. Напряжение на лампу подается следующим образом:

- включите в сеть ЛАТР;
- поставьте тумблер СЕТЬ на верхнем выпрямителе В-24 в положение ВКЛ (ручку регулировки напряжения не поворачивать!!!);
- тумблер включения сети на ЛАТРе поставьте в положение ВКЛ, предварительно установив ручку регулировки снимаемого с него напряжения в крайнее левое положение;
- медленно вращая ручку регулировки напряжения, добейтесь значения тока через лампу 7,6 А.

2. Измерение яркостной температуры нити накаливания исследуемой лампы:

- ИЗМЕРЕНИЯ ЯРКОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ НИТИ НАКАЛИВАНИЯ ЛАМПЫ ПРОВОДИТЕ ДЛЯ ТОКОВ ОТ 6,5 ДО 8,6 А, соответственно таблице:

№	1	2	3	4	5	6	7
I (A)	6,5	6,8	7,2	7,6	8,0	8,3	8,6

- Для значений токов от 6,5 до 8,5 А измерения температуры нити накаливания лампы проводите без использования дымчатого фильтра (по нижней шкале пирометра);
- Для значений токов от 8,5 до 9 А измерения температуры нити накаливания лампы проводите *с введенным дымчатым фильтром* по верхней шкале пирометра (переключатель на корпусе пирометра установить напротив красной точки).

Задание 1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ СТЕФАНА-БОЛЬЦМАНА.

Перед началом измерений следует проверить, чтобы при установке в рейтерах на оптической скамье окошко с фильтрами перед селеновым фотоэлементом СФ, нить исследуемой лампы, входное окно и нить пирометра находились приблизительно на одной прямой.

Уберите фотоэлемент СФ с оптической скамьи. Подав на лампу СИ-6-100 небольшое напряжение, получите резкое изображение нити лампы в плоскости окуляра пирометра. Вращая ручку потенциометра ЛАТРа, медленно увеличивайте напряжение на лампе. Проведите измерения 5-7 различных напряжений, при которых сила тока в лампе меняется от 6,5 до 8,5 А.

При каждом измерении поступайте следующим образом:

– установив определенную силу тока, подождите 2-3 минуты, затем измерьте яркостную температуру вольфрамовой нити. Действительную температуру найдите по графику №1. Для каждого значения температуры исследуемой нити по графику №2 найдите значение A_t .

– поставьте фотоэлемент перпендикулярно свету, идущему от лампы и измерьте силу тока в цепи фотоэлемента при красном ($\lambda_{крас} = 610$ нм) и синем ($\lambda_{син} = 460$ нм) освещении. Замену фильтров проводите поворотом рукоятки на насадке фотоэлемента. Во время измерений токов пользуйтесь различными пределами измерений микроамперметра.

Для каждого значения мощности, поглощаемой лампой, по формуле (4) вычислите постоянную Стефана-Больцмана. Площадь излучающей поверхности вольфрамовой ленты $S = 1,35 \cdot 10^{-4}$ м².

Данные измерений и вычислений I , U , i_{kp} , i_{sin} , $T_{я}(К)$, $T_{я}(^{\circ}C)$, $T(К)$, A_t занесите в таблицу 1. Коэффициент полного излучения A_t как функция температуры дан на графике в Приложении. Рассчитайте среднее значение σ . Взяв табличное значение постоянной Стефана-Больцмана, оцените точность проведенных измерений.

ТАБЛИЦА 1.

№№	1	2	3	4	5	6	7
I (А)	6,5	6,8	7,2	7,6	8,0	8,3	8,6
U (В)							
$T_{я}$ (С)							
$T_{я}$ (К)							
T (К)							
A_t							
σ эксперим.							
i_{kp} (делений)							
i_{sin} (делений)							
$(\varepsilon_{12})_T = i_{kp}/$ i_{sin}							

Задание 2. ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ ПОСТОЯННОЙ ПЛАНКА.

Оценку величины постоянной Планка проводите для температур в диапазоне от 1400 К до 1700 К. При более низких температурах пирометр дает большую погрешность, а при более высоких - может перегореть эталонная лампа.

Рассчитайте по формуле (9) величину γ , не зависящую от температуры, при этом примите $\lambda_1 = \lambda_{kp}$ и $\lambda_2 = \lambda_{sin}$. Значения остальных констант возьмите из физических справочников.

Используя результаты измерений, полученные в задании 1, вычислите по формуле (8) величину постоянной Планка для пяти комбинаций температур, при которых проводились измерения (например, 3-7; 4-7; 5-7; 3-6; 4-6). Обратите внимание: с ростом температуры отношение $(\varepsilon_{12})_T = i_{kp}/i_{sin}$ должно уменьшаться; те столбцы таблицы 1, для которых это не выполняется, не могут быть использованы для вычисления постоянной Планка. Данные вычислений занесите в таблицу 2.

ТАБЛИЦА 2.

пары	3-7	4-7	5-7	3-6	4-6
$1/T_1, K^{-1}$					
$1/T_2, K^{-1}$					
$R = \frac{(\varepsilon_{12})_T}{(\varepsilon_{12})_T}$					
h					

Зная табличное значение постоянной Планка, оцените точность полученных результатов.

ВОПРОСЫ И УПРАЖНЕНИЯ

- Что понимают под термином тепловое излучение? Сформулируйте основные законы теплового излучения.
- Найдите интегральную лучеиспускательную способность абсолютно черного тела, находящегося при температуре 20°C.
- Какую температуру должно иметь абсолютно черное тело, чтобы максимум лучеиспускательной способности $\varepsilon_0(\lambda, T)$ соответствовал «красной» области спектра видимого излучения?
- Применим ли закон смещения Вина ко всем излучающим телам?
- Начертите график, показывающий распределение энергии в спектре излучения абсолютно черного тела. Как изменится этот график с увеличением температуры?
- Какие гипотезы использовал Планк при выводе формулы для лучеиспускательной способности абсолютно черного тела?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4.4

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ ГЕЛИЙ-НЕОНОВОГО ЛАЗЕРА

Цель работы: Изучение принципа действия и спектра оптического квантового генератора (на примере гелий-неонового лазера).

Приборы и принадлежности: лазер, монохроматор УМ-2, неоновая лампа, поворотная призма, экран.

Введение

В 1954 г. Н.Г. Басовым и А.М. Прохоровым в Физическом институте АН СССР им. П.Н. Лебедева (г. Москва) и Ч.Г. Таунсом с сотрудниками в Колумбийском университете (США) были разработаны теоретические основы квантовых генераторов, и был создан первый молекулярный квантовый генератор электромагнитного излучения на пучке молекул аммиака с длиной волны ~ 1 см (молекулярный генератор СВЧ-диапазона или *мазер*). Этот год можно считать годом рождения квантовой электроники. Несколько позже, в 1957 г., Н. Бломбергеном показана возможность создания квантовых усилителей (генераторов) в радиодиапазоне на твердом теле (кристалл рубина – оксид алюминия с небольшой примесью парамагнитных ионов хрома). Примерно в это же время появились и первые идеи создания квантовых генераторов электромагнитного излучения в оптическом диапазоне (А.Л. Шавлов и Ч.Г. Таунс, 1958 г.). В 1960 г. в США Т. Мейманом был разработан первый оптический квантовый генератор (лазер) на кристалле рубина, дающий излучение в видимой области спектра. Первый газовый лазер (на смеси гелия и неона) был создан в 1961 г. в США А. Джаваном с сотрудниками. Генераторы и усилители света в видимой и ближней инфракрасной областях, появившиеся в 1960 г., называются *оптическими квантовыми генераторами* (ОКГ). Иначе эти устройства называют *генераторами когерентного света* (ГКС). В настоящее время их сокращенно называют *лазерами*.¹ Оба типа устройств работают на основе эффекта вынужденного (индуктированного, стимулированного) излучения. Этот эффект является результатом взаимодействия электромагнитной волны с атомами вещества, через которое проходит волна. В 1962–1963 гг. в США и СССР были разработаны первые полупроводниковые лазеры.

В настоящее время создано большое число различных типов оптических квантовых генераторов (ОКГ), работающих на различных длинах волн. Высокая мощность, временная и пространственная когерентность, направленность излучения способствовали широкому применению лазеров. Например, в технике (обработка материалов), медицине (хирургические операции), биологии, химии (управление химическими реакциями), в физических исследованиях (лазерный термоядерный синтез, спектроскопия, лазерная диагностика) и др. Представляется перспективным создание на основе лазеров эффективных систем световой связи (передача информации, телевизионных изображений), локации (более точное измерение расстояний), элементов вычислительной техники. Появление лазеров способствовало также бурному развитию голограмии. Создание мощных лазеров привело к обнаружению новых физических явлений, лежащих в основе нелинейной оптики. За фундаментальные исследования в области квантовой электроники, приведшие к созданию квантовых генераторов и усилителей нового типа, Н.Г. Басову и А.М. Прохорову совместно с Ч. Таунсом в 1964 г. была присуждена Нобелевская премия по физике.

Излучение лазеров отличается рядом замечательных особенностей. Для него характерны:

- 1) строгая монохроматичность;
- 2) высокая временная и пространственная когерентность;
- 3) большая интенсивность
- 4) узкая направленность пучка.

О том, какие физические процессы ответственны за приведённые выше свойства света и пойдёт

¹ Эту английскую аббревиатуру, Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (в дословном переводе «усиление света с помощью стимулированного испускания излучения», хотя лазерами все же принято называть не усилители, а генераторы излучения, замена слова amplification на generation дает непроизносимое звукосочетание lgser), придумал аспирант Колумбийского университета Гордон Гулд, который совершенно самостоятельно провел детальный анализ методов получения стимулированного излучения оптического диапазона.

далше речь. Рассмотрим более детально физические принципы, лежащие в основе работы оптических квантовых генераторов.

Физические принципы оптических квантовых генераторов

Для реализации оптического квантового генератора (ОКГ), как и в случае любого другого генератора незатухающих колебаний, необходимо осуществить усиление колебаний. Затем, используя положительную обратную связь, можно осуществить автоколебательный режим, то есть генерацию света.

Таким образом, основным условием работы лазера является наличие усиливающей среды. Усиление света основано на явлении вынужденного (индуктированного) излучения, которое является обратным поглощению света. Идея возможности усиления света впервые была указана в 1939 г. В.В.Фабрикантом, который предложил использовать для этой цели явление вынужденного излучения, понятие о котором ввел в 1916 году.

Рассмотрим явление индуцированного излучения более подробно.

Для понимания этого явления рассмотрим элементарные акты взаимодействия электромагнитного излучения с атомной системой. Предположим для простоты, что рассматриваемая нами квантовая система обладает лишь двумя энергетическими уровнями: верхним E_2 и нижним E_1 (рис. 1). Рассматривая вопрос об излучении энергии абсолютно черным телом, А. Эйнштейн установил, что квантовые переходы атомной системы связаны с процессами поглощения энергии системой (рис. 1 a), спонтанного² излучения (рис. 1 б) и вынужденного излучения (рис 1 в).

Согласно Эйнштейну, возбужденный атом, находящийся на уровне E_2 , может перейти на низший уровень E_1 с испусканием кванта $h\nu_{21}$ либо спонтанно (самопроизвольно, без участия каких-либо внешних факторов), либо вынужденно (под действием поля, частота которого совпадает с частотой перехода атома ν_{21}).³

А.Эйнштейн ввел три коэффициента характеризующие вероятность осуществления в единицу времени указанных выше процессов а именно вероятность спонтанного излучательного перехода A_{21} вероятность поглощения $B_{12}\rho(v)$ и вероятность вынужденного излучения $B_{21}\rho(v)$. Две последние величины связаны с наличием внешнего поля, на что указывает множитель $\rho(v)$, представляющий собой объемную спектральную плотность излучения на частоте v . Электромагнитное поле как бы «сваливает» атом с возбужденного уровня вниз. Здесь $v = \frac{E_2 - E_1}{h}$ – частота перехода для рассматриваемой двухуровневой системы.

Однако под влиянием падающего на атом излучения могут происходить и переходы в верхние возбужденные состояния, приводящие к поглощению электромагнитной энергии. Средние числа переходов в единичном объеме в единицу времени соответственно равны $A_{21}N_2$, $B_{12}\rho(v)N_2$ и $B_{21}\rho(v)N_1$, где N_1 и N_2 – числа атомов, находящихся на верхнем и нижнем уровнях соответственно.

Исходя из термодинамических соображений, Эйнштейн доказал, что *вероятность вынужденных переходов, сопровождающихся излучением, должна быть равна вероятности*

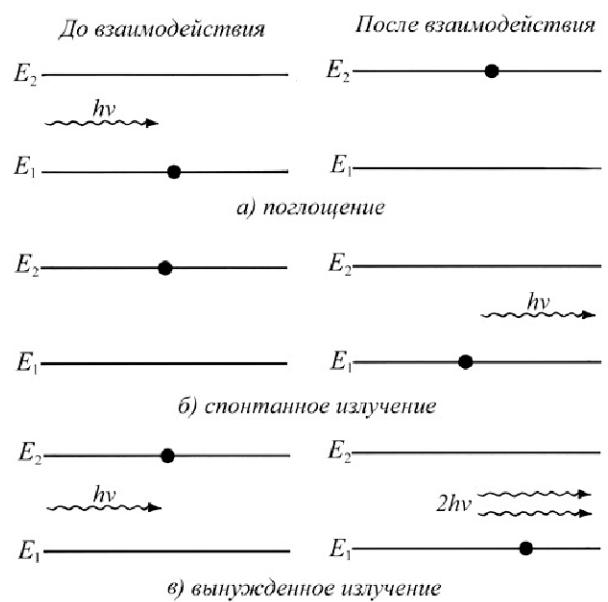


Рис. 1

² Находящиеся на возбужденном уровне атомы или молекулы могут независимо от наличия вынуждающего поля переходить на более низкий энергетический уровень, излучая фотон в произвольном направлении. Это явление называется спонтанным излучением. Оно присутствует в любой лазерной среде и затрудняет работу лазера, уменьшая заселенность верхнего рабочего уровня. В то же время оно выполняет и полезную функцию, являясь «затравкой» для формирования направленного пучка лазерного излучения.

³ Первый процесс приводит к поглощению света и ослаблению падающего пучка, второй — к увеличению интенсивности падающего пучка. Результатирующее изменение интенсивности светового пучка зависит от того, какой из двух процессов преобладает.

вынужденных переходов, сопровождающихся поглощением света. Таким образом, вынужденные переходы могут с равной вероятностью происходить как в одном, так и в другом направлении.

Действительно, при термодинамическом равновесии, то есть, при равенстве чисел переходов 1→2 и 2→1 в единицу времени, можно записать:

$$B_{12} \cdot N_1 \cdot \rho(v) = A_{21} \cdot N_2 + B_{21} \cdot N_2 \cdot \rho(v) \quad (I)$$

или

$$\rho(v)(B_{12}N_1 - B_{21}N_2) = A_{21}N_2 \quad (Ia)$$

Принимая во внимание распределение Больцмана, получим

$$N_2 = N_1 \cdot e^{\frac{hv}{kT}}. \quad (2)$$

Подставляя выражение для N_2 в формулу (Ia), находим:

$$\rho(v) = \frac{A_{21}/B_{21}}{\frac{B_{12}}{B_{21}} \cdot e^{\frac{hv}{kT}} - 1}. \quad (3)$$

Сравнивая выражение (3) с формулой Планка для объемной спектральной плотности равновесного теплового излучения:

$$\rho(v) = \frac{8\pi h v^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hv}{kT}} - 1}, \quad (4)$$

приходим к следующим соотношениям между коэффициентами Эйнштейна:

$$B_{12} = B_{21}, \quad A_{21} = \frac{8\pi h v^3}{c^3} \cdot B_{21}. \quad (5)$$

Коэффициент A_{21} представляет собой величину, обратную среднему времени жизни атома в возбужденном состоянии.

Рассмотрим прохождение плоской монохроматической волны с плотностью потока энергии P_v ($\text{Вт}/\text{м}^2$) через вещество, атомы которого характеризуются известными коэффициентами A_{21} , B_{21} и B_{12} .

В слое вещества толщиной Δx и сечением S на нижнем энергетическом уровне 1 находятся $N_1 \Delta x S$ атомов. При каждом акте поглощения из потока излучения $\Pi = SP_v$ отбирается один квант энергии hv . Вероятность одного акта поглощения в единичном объеме в 1 секунду равна $B_{12}\rho(v)$, где $\rho(v) = P_v/c$, а среднее число актов поглощения за 1 секунду в объеме $V = \Delta x S$ равно

$$\Delta N = N_1 B_{12} \rho(v) \Delta V = N_1 B_{12} \frac{P_v}{c} \Delta x S. \quad (6)$$

Следовательно, за счет поглощения поток энергии $\Pi = SP_v$ уменьшается на величину

$$\Delta \Pi_{\text{погл}} = h v N_1 B_{12} \frac{P_v}{c} \Delta x S. \quad (7)$$

Аналогичные рассуждения можно провести для подсчета изменения потока энергии в слое Δx вследствие вынужденного излучения $N_2 \Delta x S$ атомов, которые переходя на нижний уровень 1, добавляют к излучению кванты hv . В этом случае поток энергии увеличивается на

$$\Delta \Pi_{\text{издущ}} = h v B_{21} N_2 \frac{P_v}{c} \Delta x S. \quad (8)$$

Считая изменение плотности потока энергии за счет спонтанного излучения малым, можно найти полное изменение плотности потока энергии ΔP_v на длине пути Δx :

$$\Delta P_v = \frac{\Delta \Pi_{\text{издущ}} - \Delta \Pi_{\text{погл}}}{S} = (N_2 B_{21} - N_1 B_{12}) \frac{P_v}{c} h v \Delta x,$$

или, учитывая равенство $B_{12} = B_{21}$,

$$\Delta P_v = (N_2 - N_1) B_{12} \frac{P_v}{c} h v \Delta x = \alpha \Delta x P_v, \quad (9)$$

где $\alpha = \frac{1}{c} (N_2 - N_1) B_{12} h v$.

Переходя далее к пределу $\Delta x \rightarrow 0$ и интегрируя уравнение, получим:

$$P_v = P_{v0} \cdot e^{\alpha x}. \quad (10)$$

Если $N_1 > N_2$, то $\alpha(v) < 0$, что соответствует поглощению света:

$$P = P_0 \cdot e^{-(\alpha(v_0))x}. \quad (11)$$

Если $N_2 > N_1$, то $\alpha(v) > 0$, что соответствует усилению света и характеризует состояние так называемого *отрицательного поглощения*. В этом случае интенсивность света при его прохождении через среду увеличивается.

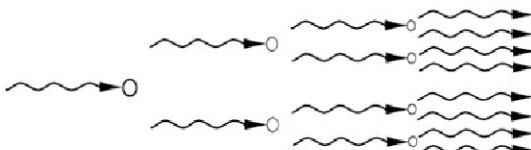


Рис. 2

Итак, новый фотон, появившийся в результате индуцированного излучения, усиливает свет, проходящий через среду. В результате актов вынужденного излучения фотон с энергией $h\nu_{21}$ «сваливает» атом с уровня E_2 на уровень E_1 , и вместо одного фотона дальше летят два фотона. Два фотона, образовавшиеся в одном акте индуцированного излучения, при встрече с двумя атомами, находящимися на возбужденном уровне, «сваливают» их

вниз, и после этого будут лететь уже четырех одинаковых фотона, и т.д. (рис.2).

С волновой точки зрения, амплитуда электромагнитной волны и ее квадрат, пропорциональный интенсивности света, будут нарастать за счет энергии, получаемой от возбужденных атомов. Однако кроме индуцированного излучения происходит процесс поглощения света, который уменьшает мощность света, проходящего через среду. Таким образом, происходят два конкурирующих друг с другом процесса. Действие усиливающей среды определяется тем, какой из двух процессов преобладает. Если преобладают акты поглощения фотонов, то среда будет не усиливающей, а ослабляющей свет, который через нее проходит. Если главную роль играют акты вынужденного излучения, то среда будет усиливать свет.

Вынужденное (индуцированное) излучение обладает весьма важными свойствами. Направление его распространения в точности совпадает с направлением распространения вынуждающего излучения, т.е. внешнего излучения, вызвавшего переход. То же самое относится к частоте, фазе и поляризации вынужденного и вынуждающего излучений. Следовательно, вынужденное и вынуждающее излучения оказываются *строго когерентными*. При вынужденном излучении атом отдает энергию электромагнитной волне.

Итак, чтобы осуществить усиление света, необходимо создать *инверсную заселенность*, то есть такое неравновесное состояние системы, при котором число атомов N_2 на возбужденном уровне было бы больше, чем число атомов N_1 в нормальном состоянии ($N_2 > N_1$). Слово «инверсия» означает переворачивание (от латинского *inversio*). Смысл термина состоит в том, что в таком неравновесном состоянии имеется «обращенное» распределение атомов по энергетическим состояниям: на верхнем уровне концентрация атомов больше, чем на нижнем.

В случае термодинамического равновесия распределение атомов по различным энергетическим состояниям определяется законом Больцмана (2), из которого следует, что с увеличением энергии состояния населенность уровня, т.е. количество атомов в данном состоянии, уменьшается. Число переходов между двумя уровнями пропорционально населенности исходного уровня. Следовательно, в системе атомов, находящейся в термодинамическом равновесии, поглощение падающей световой волны будет преобладать над вынужденным излучением, так что падающая волна при прохождении через вещество ослабляется. В случае инверсной населенности ($N_2/N_1 > 1$) при $(E_2 - E_1) > 0$. Распространив формально на этот случай распределение (2), мы получим для T отрицательное значение. Поэтому состояния с инверсной населенностью называют иногда состояниями с отрицательной температурой.

Оптические квантовые генераторы

Основная идея работы лазера заключается в инверсии электронной населенности рабочего тела. Рабочее тело (инверсная среда) помещается в оптический резонатор, при циркуляции волны в котором её энергия экспоненциально возрастает благодаря механизму вынужденного излучения.

Процесс перевода среды в инверсное состояние называется *накачкой* усиливающей среды, суть которой состоит в переводе атомов в возбужденное состояние за счет внешнего источника энергии. При этом энергия накачки должна превышать определенный порог, иначе потери в резонаторе будут превышать усиление и выходная мощность будет крайне мала.

Наиболее естественной представляется *оптическая накачка* среды (облучение среды мощным потоком излучения), при которой атомы переводятся с нижнего уровня 1 на верхний возбужденный уровень 2 облучением светом такой частоты v , что $hv=E_2-E_1$. Если усиливающая среда является газообразной, то перевод атомов на верхний энергетический уровень возможен при неупругих столкновениях атомов с электронами в газовом разряде (*электрическая накачка*). Однако такие методы перевода атомов с нижнего уровня на верхний не приводят к инверсной заселенности атомов по уровням. За счет спонтанного излучения атомов, находящихся на возбужденных уровнях весьма малое время, а также за счет столкновений атомов с электронами, при которых возбужденные атомы отдают электронам свою энергию и переходят на нижние уровни, заселенность атомами верхних уровней будет меньше, чем нижних. Этот общий результат показывает, что использование двух уровней 1 и 2 не эффективно для получения инверсной заселенности, так как в ней можно добиться только состояния, когда $N_2=N_1$ (т.е. такая система всегда будет равновесной).

Инверсной заселенности можно достичь только в неравновесном состоянии, например путем оптического заселения верхнего рабочего уровня через дополнительный еще более высокий уровень. Сделать это можно в средах, атомы которых имеют метастабильные уровни (*уровни, на которых время жизни атомов велико по сравнению с обычным временем жизни атома в возбужденном состоянии $\tau=10^{-8}$ с*).

Поэтому практическое осуществление инверсной заселенности уровней в оптических квантовых генераторах производится как минимум по трехуровневой схеме, предложенной Н.Г. Басовым и А.М. Прохоровым в 1955 г.

Система облучается квантами света с частотой v_{13} , равной разности энергий третьего и первого уровней. При поглощении этих квантов атомы переходят в первого энергетического уровня на третий. Затем через короткое время $\tau=10^{-8}$ с они спонтанно переходят на второй уровень, который является метастабильным ($\tau=10^{-3}$ с). Тем самым создается инверсная заселенность: атомов на втором уровне оказывается больше, чем на первом. Теперь при попадании на систему кванта, равного $hv_{21}=E_2-E_1$, произойдет индуцированный переход между вторым и первым уровнями, что способствует усилению падающего на систему излучения. Примерно таким образом происходит создание инверсной заселенности в рубиновом лазере, в котором активной средой является рубин, то есть глинозем (Al_2O_3) с вкраплением атомов хрома, при этом накачка производится ксеноновой лампой.

Гелий-неоновый лазер

В гелий-неоновом⁴ лазере инверсия населенности осуществляется с помощью электрического разряда, а активной средой является плазма, образующаяся при прохождении электрического тока сквозь смесь гелия с неоном в газоразрядной трубке.

Рассмотрим механизм возникновения усиления в рабочей среде гелий-неонового лазера. Лазерная трубка наполняется смесью гелия и неона в соотношении от 5:1 до 10:1 с общим давлением порядка 10² Па, при котором довольно легко возбудить электрический разряд. Электрическое поле в газовой смеси создается с помощью специальных электродов. Между катодом и анодом создается постоянное напряжение в несколько киловольт, вследствие чего возникает разрядный ток в несколько миллиампер. Рабочим лазерным веществом является неон. Гелий используется для избирательного заселения верхнего рабочего уровня неона. Атомы гелия возбуждаются при столкновениях с разогнанными в электрическом поле разряда электронами. Передача энергии от возбужденных атомов гелия к атомам неона осуществляется при столкновениях между ними (рис. 3). Известно, что наиболее эффективно передача энергии от атома к атому происходит в резонансном случае, то есть когда энергии уровней, между которыми происходит переход, близки.

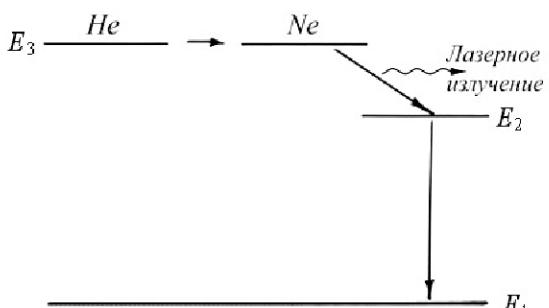


Рис. 3

⁴ Первый газовый лазер был создан Джаваном, Беннетом и Эрриотом в 1961 г.

На рис. 4 приведена упрощенная схема энергетических уровней атомов He и Ne.

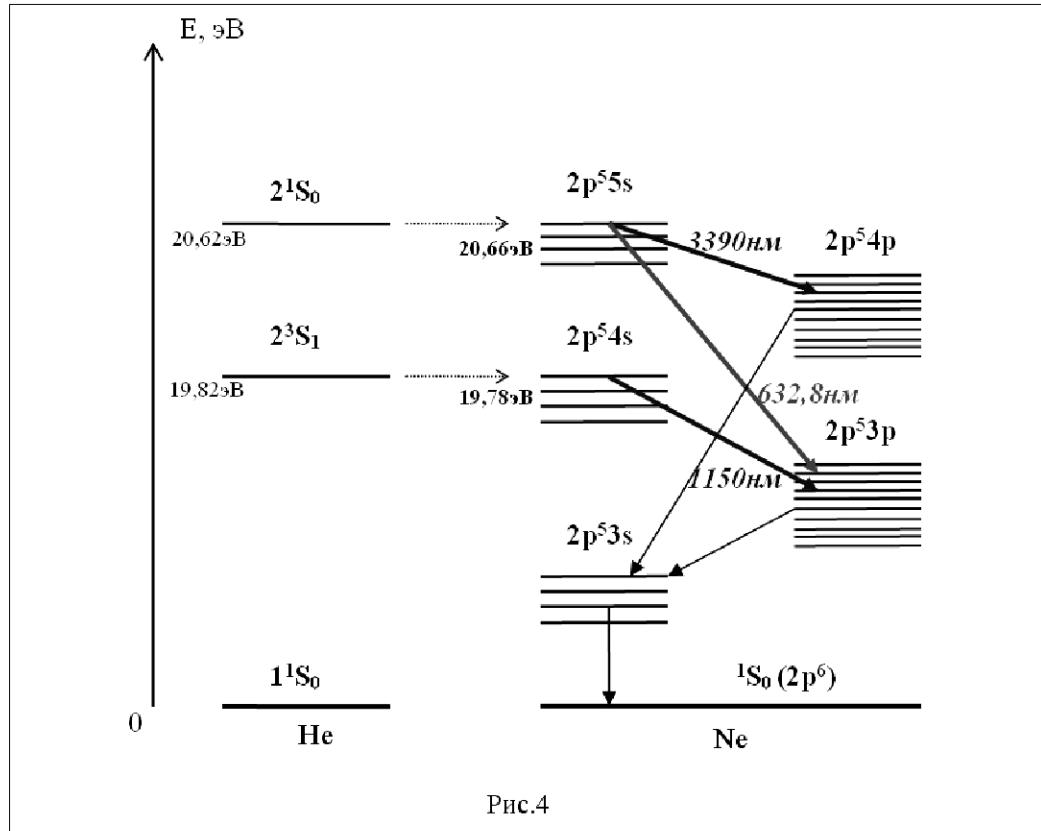


Рис.4

Электронная конфигурация основного состояния гелия – $1s^2$, а терм основного состояния – 1^1S_0 . Первые возбужденные состояния соответствуют переходу одного электрона на оболочку $2s$ и записываются 2^3S_1 и 2^1S_0 . Их энергии 19,77 и 20,55 эВ соответственно. Оба уровня метастабильны со временем жизни примерно 10^{-3} с, так как прямые переходы в основное состояние запрещены правилами отбора.

Конфигурация основного состояния неона – $1s^22s^22p^6$. В возбужденном состоянии один из электронов переведен на более высокие s- или p- оболочки, то есть в состояния с конфигурацией $1s^22s^22p^5ns$ или $1s^22s^22p^5np$ (для простоты в электронной конфигурации можно указывать только незаполненные оболочки $2p^5ns$ или $2p^5np$). Конфигурациям $2p^5ns$ отвечают четыре близко расположенных энергетических уровня, а конфигурациям $2p^5np$ – 10 уровней.

При зажигании разряда происходит возбуждение электронным ударом этих уровней гелия и уровней неона. Однако из-за большой разницы в значениях времени жизни существенное накопление атомов происходит только на метастабильных уровнях гелия. При этом оказывается, что разность энергии между метастабильными уровнями гелия 2^3S_1 и 2^1S_0 и соответствующими верхними уровнями неона с электронными конфигурациями $2p^54s$ и $2p^55s$ составляет $\sim 0,037$ эВ. Поэтому процесс передачи возбуждения между этими уровнями наиболее интенсивен. Присутствие в разряде достаточно большого числа возбужденных атомов гелия приводит к включению механизма резонансной передачи возбуждения от атомов гелия к атомам неона, которая происходит по следующей схеме:



и её эффективность оказывается очень большой (где (*) показывает возбуждённое состояние, а ΔE – различие энергетических уровней двух атомов.) Недостающие 0,05 эВ берутся из кинетической энергии движения атомов.

Заселённость уровня неона $2p^55s$ возрастает и в определённый момент становится больше чем у нижележащего уровня $2p^53p$. Наступает инверсия заселённости уровней — среда становится способной к лазерной генерации.

По правилам отбора разрешены переходы с верхних s-уровней $2p^55s$ и $2p^54s$ на нижние p-уровни $2p^54p$ и $2p^53p$, а с этих уровней на метастабильные уровни $2p^53s$. Время жизни верхних s-

уровней $\sim 10^{-7}$ с, а р-уровней $\sim 10^{-8}$ с.

При переходе атома неона из состояния $2p^55s$ в состояние $2p^53p$ испускается излучение с длиной волны 632,8 нм. Состояние $2p^53p$ атома неона также является излучательным с малым временем жизни, и поэтому оно быстро девозбуждается в систему уровней $2p^53s$, а затем и в основное состояние $2p^6$ — либо за счёт испускания резонансного излучения (излучающие уровни системы $2p^53s$), либо за счёт соударения со стенками (метастабильные уровни системы $2p^53s$).

Кроме того при правильном выборе зеркал *резонатора* можно получить лазерную генерацию и на других длинах волн: тот же уровень $2p^55s$ может перейти на $2p^54p$ с излучением фотона с длиной волны 3390 нм, а уровень $2p^54s$, возникающий при столкновении с другим метастабильным уровнем гелия, может перейти на $2p^53p$, испуская при этом фотон с длиной волны 1150 нм.

Переходы $2p^5\text{pr} \rightarrow 2p^53s$ происходят спонтанно и сопровождаются излучением ярких красно-оранжевых линий, определяющих цвет разряда в трубке. С уровней $2p^53s$ атомы неона переходят в основное состояние при соударениях со стенками газоразрядной трубы.

Инверсная заселенность может создаваться и между другими энергетическими уровнями, в настоящее время известно около 27 линий неона, лежащих в диапазоне 630–5400 нм. Однако наиболее интенсивными являются перечисленные выше переходы.

Следует отметить, что для поддержания инверсной заселенности при работе непрерывного лазера необходимо не только заселение верхнего лазерного уровня, но и быстрое опустошение нижнего уровня $2p^53s$. В гелий-неоновом лазере это происходит при соударении атомов неона, находящихся на нижнем лазерном уровне, со стенками лазерной трубы, при этом атомы передают энергию стенкам и сбрасываются еще ниже, в основное состояние $2p^6$. Поэтому в современных лазерах трубы делаются с маленьким внутренним диаметром порядка 1–2 мм при длине 20–60 см. Дальнейшее уменьшение диаметра нецелесообразно из-за возрастания дифракционных потерь. Недостаточно быстрое опустошение нижнего лазерного уровня в гелий-неоновых лазерах ограничивает и предельный коэффициент усиления.

Положительная обратная связь

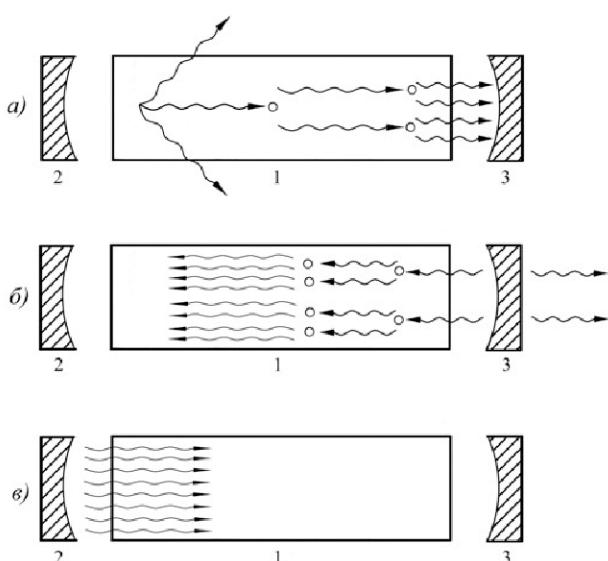


Рис. 5

Лавинообразное нарастание интенсивности света в усиливающей, активной среде означает, что такая среда действует как усилитель электромагнитных волн. Принцип подобного усиления был сформулирован в 1951 г. В.А. Фабрикантом, М.М. Вудынским и Ф.А. Бугаевой.

Эффект усиления света, основанный на индуцированных переходах, можно увеличить путем многократного прохождения усиливаемого света через один и тот же слой «усиливающей» среды. Например, это может быть достигнуто путем помещения слоя среды с отрицательным поглощением (кувета с газом или кристалл) между двумя достаточно плоскими зеркалами, установленными параллельно друг другу (*оптический резонатор*). Чаше зеркала делаются вогнутыми.

Без зеркал газоразрядная трубка с гелий-неоновой смесью будет работать только как усилитель света. Зеркала превращают прибор в

генератор света. Применяя радиотехническую терминологию можно сказать, зеркала обеспечивают *положительную обратную связь*.

Итак, мы видим, что для создания оптического квантового усилителя (ОКУ) необходимо и достаточно выполнение двух условий:

1. Наличие вещества, в атомах которого есть метастабильные уровни ($\tau \sim 10^3$ с);
2. Создание инверсной заселенности метастабильных уровней — накачка.

Для создания любого оптического квантового генератора (ОКГ) или лазера необходимо выполнение еще третьего условия:

3. Создание положительной обратной связи.

Любой фотон, возникший в активной среде за счет спонтанного испускания возбужденных накачкой атомов среды, является «затравкой» процесса генерации света.

Рассмотрим фотон, который движется параллельно оси кюветы или кристалла. Он рождает лавину фотонов, летящих в том же направлении (рис.5). Часть этой лавины частично пройдет через полуупрозрачное зеркало 3 наружу, а часть отразится и будет нарастать в активной среде 1. Когда лавина фотонов дойдет до сплошного зеркала 2, она частично поглотится, но после отражения от зеркала 2 усиленный поток фотонов вновь будет двигаться так же, как и первоначальный, «затравочный» фотон. Таким образом, с помощью зеркал в ОКГ реализуется положительная обратная связь, необходимая во всяком генераторе для того, чтобы был обеспечен режим генерации. Поток фотонов, многократно усиленный и вышедший из генератора сквозь полуупрозрачное зеркало, создает строго направленный пучок лучей света огромной яркости.

Зеркала резонатора создают условия для многократного прохождения излучения через активную среду. Однако неидеальная отражающая способность зеркал является одним из основных источников потерь мощности газового лазера.

Для того чтобы в ОКГ нарастила лавина фотонов (самовозбуждение генератора), необходимо, чтобы усиление, которое создается на пути фотонов между двумя последовательными отражениями от зеркала 2, по крайней мере компенсировало потери фотонов при отражении от зеркал. Количественной мерой усиления света в ОКГ на пути 1, фотонов может быть выбрана величина, равная $K = I/I_0 = e^{\beta L}$ ($\beta = -\alpha$). Здесь L — длина активной среды между зеркалами. Между двумя отражениями фотоны проходят путь $2L$, поэтому усиление определяется величиной $e^{2\beta L}$. Для того чтобы учесть потери фотонов в зеркалах, обозначим через r_2 и r_3 коэффициенты отражения света от зеркал 2 и 3 (рис. 5). Общие потери фотонов, отражающихся последовательно от обоих зеркал, пропорциональны произведению $r_2 r_3$. С учетом потерь в зеркалах усиление ОКГ можно записать в более общем виде:

$$K' = \frac{I}{I_0} = r_2 r_3 e^{2\beta L} \quad (12)$$

Отсюда можно найти условие, при котором потери в зеркалах компенсируются усилением среды и поэтому $I=I_0$, т. е. $K'=1$:

$$r_2 r_3 e^{2\beta L} = 1 \quad (13)$$

Логарифмируя это условие, получим величину коэффициента отрицательного поглощения β в лазере:

$$\beta = -\frac{1}{2L} \ln(r_2 r_3) \quad (14)$$

Формула (14) используется для определения минимальной (пороговой) мощности накачки, которая необходима для усиления света в генераторе. Очевидно, что если увеличить мощность накачки так, чтобы процессы генерации света превышали потери в зеркалах, то в ОКГ будет нарастать лавина фотонов и яркость луча, вышедшего из генератора, будет увеличиваться. Однако в ОКГ невозможно беспрепятственное возрастание усиления света. По мере роста усиления возрастает спонтанное излучение атомов, находящихся на верхних «рабочих энергетических уровнях» генератора. Это приводит к уменьшению инверсии в заселении верхних энергетических уровней и уменьшению числа индуцированных переходов – усиление уменьшается и замедляется нарастание лавины фотонов. Описанное явление называется *насыщением* в оптическом квантовом генераторе.

Устройство гелий-неонового лазера

Типичная конструкция гелий-неонового лазера показана на рис.6.

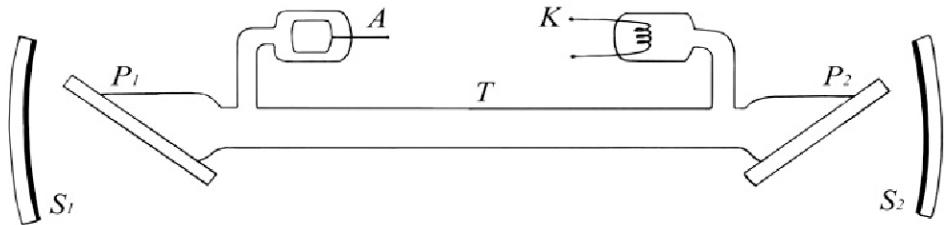


Рис. 6

Высоковольтный (1–1,5 кВ) электрический разряд поддерживается в заполненной смесью гелия и неона трубке T , которая герметично закрыта выходными окнами P_1 и P_2 из прозрачного для генерируемого излучения материала. Окна наклонены к оси трубы под углом Брюстера, при котором электромагнитная волна, поляризованная в плоскости рисунка, не испытывает потерь на отражение от окон (при угле Брюстера поляризованные в плоскости падения лучи полностью без отражения проходят через границу раздела двух сред, в данном случае через склоненные торцы трубы). Зеркала S_1 и S_2 образуют оптический резонатор. «Глухое» зеркало S_1 имеет коэффициент отражения, близкий к единице ($r \geq 0,998$), а зеркало S_2 является частично прозрачным (с пропусканием 1–2 %), и через него происходит вывод лазерного излучения. Такое отражение недостижимо с металлическими зеркалами, поэтому используются специальные зеркала, в которых на стеклянную подложку нанесены (обычно напылением) чередующиеся слои диэлектриков с сильно различающимися показателями преломления, например, SiO_2 с $n=1,45$ и TiO_2 с $n=2,5$. Толщины слоев подобраны таким образом, чтобы все волны, отраженные от границ раздела слоев, на выходе складывались в фазе, тогда при количестве слоев $N \geq 10$ удается достичь отражения $r \geq 0,998–0,999$.

Обычно используется сферический или полусферический резонатор, предъявляющий гораздо более мягкие требования к точности юстировки зеркал и обеспечивающий повышенную механическую стабильность по сравнению с плоским резонатором.

Длина газоразрядной трубы гелий-неонового лазера у разных его конструкций может быть от 15–20 см до 1–2 м. От длины трубы зависит коэффициент усиления активного элемента, а следовательно, и мощность генерируемого излучения, а также направленность лазерного луча.

До сих пор при анализе условий усиления света в ОКГ мы не учитывали, что индуцированное излучение в генераторе является когерентным первоначальному, «затравочному» излучению. Волновые свойства света приводят к некоторым дополнительным условиям, при которых осуществляется режим генерации. На волновом языке процесс усиления света в ОКГ означает непрерывное и значительное возрастание амплитуды световой волны. Но для этого необходимо, чтобы волна, возвращавшаяся в некоторую точку активной среды после отражения от зеркал, имела бы в этой точке фазу, совпадающую с фазой первичной волны при любом числе отражений от зеркал. Это накладывает определенное условие на зависимость между длиной волны λ и длиной L активной среды. Длина пути, который проходит волна между двумя отражениями, должна составлять целое число длин волн:

$$2L = n\lambda, \text{ или } L = n \frac{\lambda}{2}, \text{ где } n = 1, 2, \dots \quad (15)$$

Тогда при сложении амплитуд первичной и всех вторичных волн будет резко возрастать амплитуда результирующей волны. Если выполнено условие (15), то волны, которые при каждом отражении выходят из генератора через зеркало 3 (рис. 6), когерентны между собой. Разность фаз двух последовательно вышедших волн составляет $\Delta\phi = 2\pi \frac{2L}{\lambda}$ и определяется разностью оптического хода $2L$. Пучки, которые вырываются из ОКГ, являются результатом интерференции многих когерентных волн, имеющих разность фаз, кратную 2π . Это обеспечивает наибольшую результирующую амплитуду и наибольшую интенсивность света, полученного в лазере. При интерференции многих когерентных волн интерференционные максимумы интенсивности получаются очень узкими, резкими. Если условие (15) будет нарушено, то волны перестанут быть когерентными и их интерференция окажется невозможной.

Уравнение (15) является фазовым условием, выполнение которого так же необходимо для процесса генерации света в ОКГ, как и условие компенсации потерь (14). Из уравнения (15) следует, что если рассматривать пространство между двумя зеркалами в ОКГ как некоторый зеркальный резонатор, то на длине L , резонатора должно укладываться некоторое целое число n стоячих волн.

Таким образом, уравнение (15) есть одновременно условие резонанса между электромагнитной волной и зеркальным резонатором.

Указанное условие выполняется не только для осевого пучка, но и для ряда приосевых пучков, которые дают в плоскости перпендикулярной оси пучка, сложное распределение амплитуд, зависящее от направления распространения и соответственно от дифракционных потерь. Такие колебания получили название *поперечных мод* резонатора (мода – это тип колебаний).

Условия резонанса (фазовые условия) для каждого выбранного направления (для каждой моды) могут выполняться для ряда частот, удовлетворяющих следующему условию:

$$\nu_n = \frac{nc}{2L} , \quad (16)$$

где n – число полуволн, укладываемых на пути L .

Каждому значению n соответствует определенная частота ν_n , генерируемая в ОКГ.

При заданном поперечном распределении поля, то есть внутри одной поперечной моды, может существовать ряд колебаний, которые получили название *продольных мод*. В вакууме отличие частот между соседними продольными модами:

$$\Delta\nu_p = \nu_{n+1} - \nu_n = \frac{c}{2L} . \quad (17)$$

Если пространство между зеркалами заполнено средой, то:

$$\Delta\nu_p = \frac{\nu_{ep}}{2L} , \quad (18)$$

где ν_{ep} – групповая скорость в данной среде.

В результате спектр излучения лазера, как правило, представляет собой набор узких спектральных линий, интервалы между которыми одинаковы и равны $c/2L$. Число линий (компонент) при заданной длине L зависит от свойств активной среды, т.е. от спектра спонтанного излучения на используемом квантовом переходе и может достигать нескольких десятков и сотен. Таким образом, оптический резонатор накладывает ограничения на спектральный состав излучения.

В любом оптическом резонаторе, в особенности состоящем из плоских зеркал или плоского и сферического, поперечные моды по мере отклонения от оси резонатора испытывают все возрастающие потери за счет дифракции. Эти потери тем больше, чем шире пучок. Вследствие этого условия генерации возникают только для приосевых мод, что обеспечивает высокую направленность лазерного луча.

Путем настройки и с помощью специальных диафрагм можно выделить одну спектральную компоненту, то есть получить генерацию на одной основной моде – одномодовый режим. В ряде случаев путем внесения в резонатор селективных фильтров удается получить генерацию только одной продольной моды. Такой режим работы лазера называется одночастотным. В этом случае реализуется максимальная монохроматичность излучения лазера.

Резонатор обеспечивает высокую направленность (малую расходимость) излучения, так как в нем заметно усиливаются лишь те волны, которые распространяются вдоль оси резонатора или под очень малыми углами к ней. Расходимость луча определяется соотношением: $\theta \approx \left(\frac{\lambda}{L}\right)^{\frac{1}{2}}$, где L

– длина трубки; λ – длина волны. Однако волновые свойства света не позволяют получить угол расхождения лучей, равный нулю. Явление дифракции света определяет нижний угловой предел θ_{\min} для расхождения лучей ОКГ. Угол расхождения лучей не может быть меньше угла дифракции на круглом экране, имеющем диаметр D :

$$\theta_{\min} \geq \frac{\lambda}{D} ,$$

где D — диаметр зеркала в оптическом квантовом генераторе. Реально получена расходимость 1–2 минуты.

Кроме очень высокой степени направленности гелий-неоновый лазер обеспечивает и очень

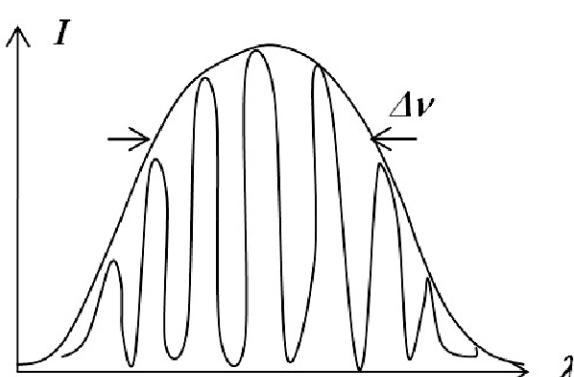


Рис. 7

высокую стабильность частоты генерации. Благодаря высокой добротности резонатора спектральная ширина генерируемого излучения оказывается существенно уже характерной для спонтанного излучения *естественной ширины* линии атома неона. Именно поэтому лазерное излучение отличается высокой степенью временной и пространственной когерентности.

Ширина спектральной линии $\Delta\nu$ атома неона определяет область частот, в которой может иметь место генерация света при инверсной заселенности. Из этой относительно широкой спектральной линии оптический резонатор вырезает гораздо более узкие линии, соответствующие собственным частотам резонатора (рис. 7). Если усиление в неоне достаточно велико, то генерация может возникнуть на большом числе собственных частот резонатора, для которых усиление превышает потери света в газе и зеркалах (рассеяние и поглощение). Так как линии генерации в основном определяются собственными частотами оптического резонатора, стабильность частоты газового лазера определяется главным образом неподвижностью зеркал резонатора.

При работе гелий-неонового лазера в видимой области спектра (632,8 нм) желательно исключить излучение в инфракрасном диапазоне. С этой целью подбираются зеркала со специальной частотной зависимостью коэффициента отражения, благодаря которой осуществляется срыв генерации ИК-излучения. Другой метод подавления этого излучения состоит в изготовлении торцевых окон трубы из стекла, сильно поглощающего ИК-излучение.

С головы на ноги

Всегда ли вынужденное излучение непременно требует инверсной среды? Нет, и это было известно изобретателям лазера. Чарльз Таунс в нобелевской лекции особо отметил, что инверсия необходима лишь в том случае, если фазы квантовых волновых функций излучающих частиц совершенно случайны. Если же это не так, есть способы усилить электромагнитные волны и в отсутствие инверсии. О такой возможности долго не вспоминали, однако в 1980-х ей всерьез занялись теоретики. Если вынуждающее излучение одновременно возбуждает несколько когерентных колебаний с близкими частотами, они могут интерферировать друг с другом. Взяв под контроль эту интерференцию, можно выключить взаимодействие излучения с поглощающими атомами, но при этом сохранить вынужденное излучение возбужденных атомов. В таком случае излучение будет усиливаться и без инверсии населеностей.

Реальность этого эффекта впервые была доказана в 2000 году в экспериментах с атомарными парами. А совсем недавно физики из Англии и Швейцарии получили аналогичные результаты и на полупроводниковых нанокристаллах с тремя энергетическими уровнями. В этих опытах населенность нижнего уровня в четыре раза превышала общую населенность двух верхних.

Описание экспериментальной установки

Экспериментальная установка изображена на фото 4.15. Работу проводят при помощи монохроматора УМ-2 (фото 4.16), на рельсе которого установлен гелий-неоновый лазер ЛГН-207 (фото 4.17).

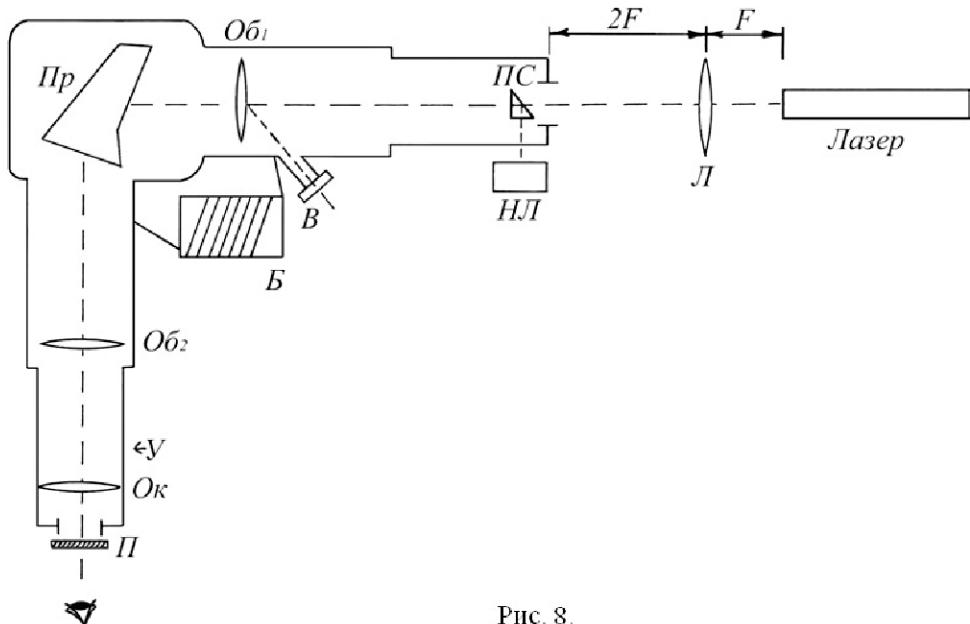


Рис. 8.

Неоновая лампа (фото 4.18) используется как эталонный источник. Свет от источника, сфокусированный линзой L (фото 4.19) на входную щель \mathcal{W} (фото 4.06) монохроматора, проходит через объектив Ob_1 и превращается в параллельный пучок. Далее свет разлагается призмой Pr в спектр и фокусируется объективом Ob_2 в плоскости указателя Y . Картину наблюдают при помощи окуляра Ok , на который для защиты глаз надет поляроид Π (фото 4.20).

При работе с монохроматором сначала следует навести на резкость окуляр, добившись четкого изображения указателя. Затем вращают винт B (фото 4.06), который перемещает объектив Ob_1 с тем, чтобы добиться четкости изображения спектральной линии в плоскости указателя (для разных длин волн винт B занимает различные положения). Ширина спектральных линий устанавливается регулировочным винтом входной щели \mathcal{W} (фото 4.06).

Длины волн спектральных линий определяются следующим образом. С помощью барабана B указатель совмещается с определенной линией спектра. Затем считаются показания с барабана и по калибровочной кривой, прилагаемой к монохроматору, определяется искомая длина волны. Призма сравнения PC дает возможность одновременно наблюдать два спектра. На призму сравнения подается исследуемый свет лазера и свет от неоновой лампы.

Измерения и обработка результатов

Задание 1. Наблюдение спектра излучения гелий-неонового лазера и его исследование с помощью эталонных источников.

1. Включите лазер и в окуляр монохроматора наблюдайте спектр излучения (фото 4.21) гелий-неонового лазера. Найдите основную линию излучения лазера в красной области спектра. Определите длину ее волны.

2. В качестве эталонного источника излучения используется неоновая лампа. Включите неоновую лампу и получите спектр Ne в плоскости указателя (с помощью призмы сравнения PC). Убедитесь, что линии излучения Ne присутствуют в спектре излучения Не-Не лазера. Остальные линии принадлежат гелию.

3. Найдите яркую желтую линию излучения неона и измерьте ее длину волны. Кроме того, измерьте длины волн следующих линий:

- всех ярких линий слева от яркой желтой линии;

- б) наиболее ярких красных линий слева от линии генерации;
 в) одиночной зеленой и двух близких зеленых линий справа от яркой желтой линии.

4. Измерьте длины волн самых ярких линий гелия в желтой, желто-зеленой, голубой и фиолетовой частях спектра, Не-Не лазера.

5. Найдите изученные линии Не и Не в Таблице спектральных линий. С помощью таблицы спектральных линий, заимствованной из [30], уточните измеренные значения длин волн спектров Не и Не. (Допускается расхождение на 10–20 Å).

6. Данные, полученные при выполнении п. 2-5, занесите в таблицу.

Линии излучения в спектре лазера	цвет	$\lambda_{\text{эксперимент}}$	$\lambda_{\text{табличная}}$
Не			
	
	
Не			
	
	
Линия генерации			

Задание 2. Определение поляризации излучения лазера.

Вращая поляроид (фото 4.20) на окуляре монохроматора, убедитесь, что излучение лазера линейно поляризовано, а излучение неоновой лампы неполяризовано.

ВОПРОСЫ И УПРАЖНЕНИЯ

1. Каковы общие принципы работы лазера?
2. Что такое спонтанное и вынужденное излучения? В чем их отличие?
3. Каков физический смысл коэффициентов Эйнштейна? Какова связь между ними?
4. Что такое инверсная заселенность? Каким образом осуществляется инверсная заселенность в лазере?
5. На каких спектральных линиях осуществляется генерация в лазере? Являются ли условия генерации на каждой линии независимыми?
6. Какова роль резонатора в формировании геометрии выходного пучка и его спектрального состава?
7. Чем определяется состояние поляризации лазерного луча?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4.5.

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРОВ ИСПУСКАНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ

Цель работы: наблюдение и отождествление Фраунгоферовых линий; исследование спектра испускания водорода и вычисление постоянной Ридберга; наблюдение спектров испускания инертных газов и спектров поглощения растворов.

Приборы и принадлежности: монохроматор УМ-2; поворотная призма на оптическом столике; индукционная катушка; эталонные лампы Fe и H с блоками питания; спектроскоп трехтрубный; набор спектральных трубок; высоковольтный генератор “Спектр -1”; выпрямитель ВС-4-12; лампа накаливания; пробирки с растворами поглощающих веществ.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение атомных спектров явилось ключом к познанию внутренней структуры атомов. Эксперимент показал, что отдельные линии спектров излучения и поглощения газообразных веществ расположены не беспорядочно, а образуют так называемые серии, то есть группы линий, частоты которых подчиняются определенной закономерности. Наиболее простой эта закономерность оказывается у спектра водорода. Благодаря работам Бальмера (1885г.), а затем Ридберга и Ритца было установлено, что для всех частот спектра водорода справедливо следующее выражение:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = cR \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (1)$$

Здесь c – скорость света; $n = 1, 2, 3\dots$ – числа, определяющие спектральную серию (для наблюданной в работе серии Бальмера, соответствующей видимой области спектра, $n=2$); $m=n+1, n+2, \dots$ – числа, определяющие отдельные линии в каждой серии; λ – длина волны. Постоянная R , получившая название постоянной Ридберга, определена с высокой точностью благодаря тщательным измерениям длин волн в спектре излучения атома водорода.

По теории Бора энергия атома водорода в стационарном состоянии равна:

$$E_n = -\frac{e^4 m_e}{8\epsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2},$$

при этом частота излучения при переходе из состояния m в состояние n определяется выражением:

$$\nu_{nm} = \frac{e^4 m_e}{8\epsilon_0^2 h^3} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (2)$$

Здесь e и m_e – заряд и масса электрона.

Сопоставление (2) с формулой Бальмера–Ритца (1) дает возможность выразить постоянную Ридберга через универсальные константы – заряд и массу электрона (e и m_e), скорость света c и постоянную Планка h :

$$R = \frac{e^4 m_e}{8\epsilon_0^2 c h^3} \quad (3)$$

Для наблюдения спектров поглощения необходимо наличие источника излучения и поглощающей среды. Примером спектров поглощения являются Фраунгоферовы линии – линии поглощения в спектре Солнца. Фраунгоферовы линии впервые наблюдал в 1802 году английский физик У. Волластон, а в 1814 году они были обнаружены и подробно описаны немецким физиком Й. Фраунгофером, однако правильное объяснение природы этих линий дал другой немецкий физик Р. Кирхгоф. Известно более 20 тысяч фраунгоферовых линий в инфракрасной, ультрафиолетовой и видимой областях

солнечного спектра. Некоторые наиболее интенсивные фраунгоферовы линии видимой области спектра приведены в Таблице спектральных линий (см. Справочные таблицы).

Лабораторная работа состоит из двух частей. В первой части работы проводится наблюдение и отождествление фраунгоферовых линий с помощью эталонных источников излучения, а также определение постоянной Ридберга R по результатам измерения длин волн линий излучения в спектре водорода.

Вторая часть работы посвящается ознакомлению со спектрами излучения инертных газов, а также наблюдению спектров поглощения растворов красителей.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Для наблюдения Фраунгоферовых линий и измерения длины волны используется монохроматор УМ-2 (фото 1) и расположенная на оптическом столике перед входной щелью монохроматора поворотная призма $ПП-1$ (фото 2), которая может вращаться в произвольном направлении. Свет от источника I_1 (рис. 4.5.1), сфокусированный линзой L на входную щель $Щ$ монохроматора, проходит через объектив $Об_1$ и превращается в параллельный пучок. Далее свет разлагается призмой $Пр$ в спектр и фокусируется объективом $Об_2$ в плоскости указателя $У$. Картина наблюдают при помощи окуляра $Ок$, на который для защиты глаз надет поляроид $П$.

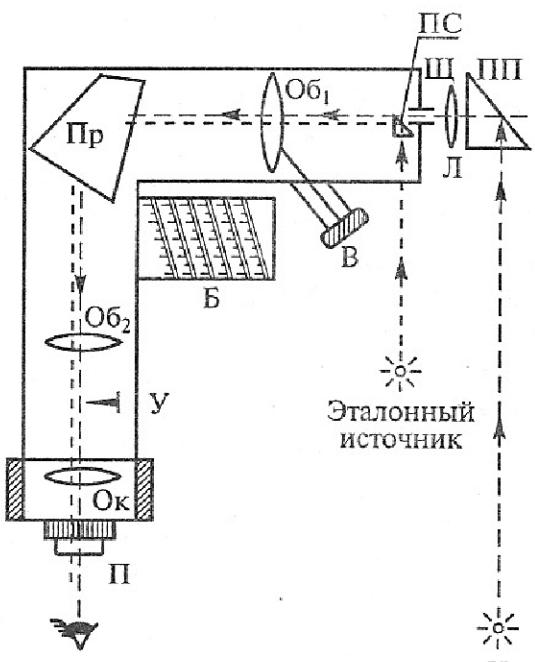


Рис. 4.5.1



Фото 2



Фото 3



Фото 1

При работе с монохроматором перед началом измерений следует навести на резкость окуляр, добившись четкого изображения указателя линий в поле зрения монохроматора (фото 3). Затем вращают винт B , который перемещает объектив $Об_1$, с тем чтобы добиться четкого изображения спектральной линии в плоскости указателя. Для разных длин волн винт B занимает различные положения, поэтому при наблюдении линий в различных участках спектра необходимо периодически проводить настройку на резкость наблюдаемой картины.



Длины волн спектральных линий определяются следующим образом. При помощи барабана B указатель совмещается с определенной линией спектра. Затем считаются показания с барабана и по калибровочной кривой, прилагаемой к монохроматору (см. Приложение 1 к данной работе), определяется искомая длина волны. Призма сравнения дает возможность одновременно наблюдать два спектра.

Для отождествления Фраунгоферовых линий используются эталонные источники излучения водорода, гелия, криптона, неона (фото 4).

Наблюдение спектров излучения инертных газов и спектров поглощения растворов проводится с помощью трехтрубного спектроскопа Бунзена (фото 5). Схема его устройства показана на рис. 4.5.2.

Спектроскоп состоит из трех основных частей: коллиматора K , призмы Π и зрительной трубы T . Исследуемый источник света помещается перед щелью коллиматора. Сформированный линзой L_1 пучок попадает на призму. Благодаря дисперсии пучки света, соответствующие различным частотам спектра излучения источника, после призмы идут по разным направлениям. Каждый такой пучок собирается объективом L_2 зрительной трубы. Спектр рассматривается через окуляр L_3 . В третьей вспомогательной трубе находится шкала III , освещенная лампочкой. Шкала расположена в фокальной плоскости линзы L_4 . Изображение получается в фокальной плоскости линзы L_2 . Шкала градуирована в длинах волн.

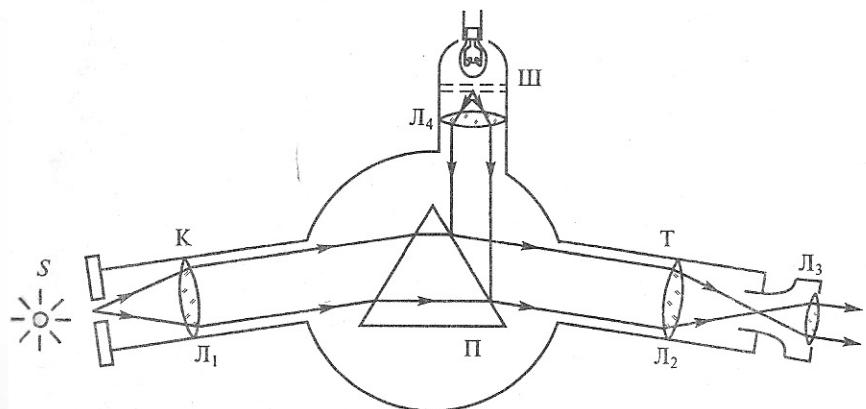


Рис. 4.5.2

Фото 5

Для наблюдения спектров излучения газов используются спектральные трубы, содержащие исследуемый газ при давлении порядка 1 мм рт ст. Разряд происходит между электродами, впаянными по концам трубы. Для наблюдения спектра служит средняя загуженная часть трубы, так как в этой части интенсивность излучения наибольшая (фото 4). Необходимое для возникновения разряда напряжение подводится к электродам трубы от индукционной катушки. Питание для индукционной катушки подается от выпрямителя ВС-4-12 (8 В).

Для наблюдения спектров поглощения растворов используются водные растворы неорганических красителей, а источником света служит лампа накаливания. Пробирки с растворами помещаются между источником света и объективом спектроскопа.

ИЗМЕРЕНИЯ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

ЧАСТЬ 1

Задание 1. ОТОЖДЕСТВЛЕНИЕ ФРАУНГОФЕРОВЫХ ЛИНИЙ

Для наблюдения Фраунгоферовых линий направьте солнечный свет с помощью поворотной призмы на входную щель монохроматора. При этом в верхней половине поля зрения монохроматора можно наблюдать размытые слабые черные полосы на фоне сплошного спектра (фото 3). Для получения отчетливой картины Фраунгоферовых линий необходимо уменьшить ширину входной щели и при этом вращением поворотной призмы добиться максимальной освещенности поля зрения.

Расположите эталонный источник излучения (водорода, криптона, неона) напротив призмы сравнения *ПС*. При этом в нижней половине поля зрения монохроматора будут наблюдаваться эталонные спектры.

Убедитесь в том, что в солнечном спектре присутствуют Фраунгоферовы линии, соответствующие атомарному водороду. Выясните, присутствуют ли в солнечном спектре присутствуют Фраунгоферовы линии, соответствующие неону и криптону. Проведите измерение длин волн для всех линий водородного спектра и нескольких других наиболее заметных Фраунгоферовых линий. Результаты занесите в таблицу. Сравните экспериментально полученные значения с табличными данными (Таблица 1)

Таблица 1.
Наиболее интенсивные Фраунгоферовы линии видимой области спектра

Длина волны, мкм	химический элемент
0,761	O
0,687	O
0,656	H _α
0,589	Na
0,527	Fe
0,486	H _β
0,434	H _γ
0,431	Ca
0,397	Ca

Задание 2. РАСЧЕТ ПОСТОЯННОЙ РИДБЕРГА

Пользуясь формулой (1) и измеренными в задании 1 значениями длин волн спектра излучения водорода, рассчитайте постоянную Ридберга *R* для трех первых линий серии Бальмера. Найдите среднее значение *R_{cp}*.

Вычислите теоретическое значение *R* по формуле (3) и сравните с результатом, полученным опытным путем. Результаты измерений и вычислений внесите в таблицу 2.

Таблица 2.

№	Цвет линии	$\lambda_{\text{экспл.}}$, (Å)	$\lambda_{\text{теор.}}$, (Å)	n	m	$R_{\text{экспл.}}$, (1/м)	$R_{\text{экспл.ср.}}$, (1/м)	$R_{\text{теор.}}$, (1/м)
1								
2								
3								

ЧАСТЬ 2

Задание 1. НАБЛЮДЕНИЕ СПЕКТРОВ ИСПУСКАНИЯ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

Возбудив разряд в трубке с неоном, получите в поле зрения спектроскопа спектр неона. Отрегулируйте ширину входной щели таким образом, чтобы спектральные линии, наблюдаемые в спектроскопе, были достаточно узкими. Измерьте по шкале спектроскопа длины волн. Пользуясь цветными карандашами, зарисуйте наблюдаемый спектр.

Заменив трубку с неоном трубкой с криptonом, наблюдайте спектры излучения криптона. Зарисуйте эти спектры. Отметьте разницу в наблюдаемых спектрах.

Задание 2. НАБЛЮДЕНИЕ СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ РАСТВОРОВ

Включите лампу накаливания и осветите ею щель спектроскопа. Получите сплошной спектр. Расположите одну из пробирок с раствором напротив входной щели спектроскопа так, чтобы на щель падал узкий (хорошо сфокусированный) пучок света. Наблюдайте в окуляр спектроскопа спектр поглощения исследуемого раствора. При необходимости можно регулировать ширину входной щели и яркость осветителя. Проведите наблюдение спектров всех предложенных растворов. Наблюданную картину зарисуйте цветными карандашами в тетради. Ответьте на вопрос: есть ли корреляция между цветом красителя и его спектром поглощения?

ВОПРОСЫ И УПРАЖНЕНИЯ

1. Какой спектр излучения дают разреженные газы, состоящие из отдельных атомов? молекул?
2. Какими способами можно возбудить атомы (молекулы) газа?
3. Сформулируйте основные положения теории Бора.
4. Каково происхождение спектров поглощения?
5. Какова природа Фраунгоферовых линий?
6. Найдите радиусы первых трех боровских электронных орбит в атоме водорода. Найдите численное значение кинетической, потенциальной и полной энергии электрона на первой и третьей орбитах в боровской модели атома водорода. Какой длине волны будет соответствовать спектральная линия, соответствующая переходу электрона с третьей орбиты на первую?
7. Какую наименьшую энергию должны иметь электроны, чтобы при возбуждении атомов водорода ударами этих электронов появились все линии всех серий водорода?
8. Какую наименьшую энергию должны иметь электроны, чтобы при возбуждении атомов водорода ударами этих электронов спектр водорода имел только три спектральные линии? Каковы длины волн этих линий? В какой области спектра они находятся?
9. Найдите наименьшую и наибольшую длину волны спектральных линий в видимой области спектра водорода.
10. Получите формулу (3), исходя из правила квантования Бора.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 4.5а

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ ВОДОРОДА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЕ ПОСТУЛАТОВ БОРА.

Цель работы: Изучение сериальных закономерностей в спектре излучения водорода и оценка постоянной Ридберга; изучение опыта Франка и Герца и экспериментальное определение первого потенциала возбуждения атомов криптона.

Приборы и принадлежности: манометрическая лампа ПМИ-2, заполненная криптоном, измерительное устройство, электронный осциллограф, спектроскоп трехтрубный, спектральная трубка с атомарным водородом, высоковольтный источник «Спектр» с блоком питания 8 В, лампа для подсветки шкалы спектроскопа с блоком питания.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение атомных спектров явилось ключом к познанию внутренней структуры атомов. Эксперимент показал, что отдельные линии спектров излучения и поглощения газообразных веществ расположены не беспорядочно, а образуют так называемые серии, то есть группы линий, частоты которых подчиняются определенной закономерности. Наиболее простой эта закономерность оказывается у спектра водорода. Благодаря работам Бальмера (1885 г.), а затем Ридберга и Ритца было установлено, что для всех длин волн λ спектра водорода справедливо следующее выражение:

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

где $n = 1, 2, 3\dots$ – натуральные числа, определяющие спектральную серию, $m = n+1, n+2, \dots$ – числа, определяющие отдельные линии в каждой серии; λ – длина волны.

Постоянная R , получившая название постоянной Ридберга, определена с высокой точностью благодаря тщательным измерениям длин волн спектра излучения атома водорода.

Известны следующие *серии спектральных линий* излучения атома водорода, названные в честь их первооткрывателей:

- $n=1$ – серия Лаймана (ультрафиолетовое излучение);
- $n=2$ – серия Бальмера (видимый свет);
- $n=3$ – серия Пашена (инфракрасное излучение);
- $n=4$ – серия Брэкетта (инфракрасное излучение);
- $n=5$ – серия Пфунда (инфракрасное излучение) и т. д.

Схема линий серии Бальмера спектра атома водорода приведена на рис. 1. На рисунке символами $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta$ обозначены первые четыре линии этой серии (только они попадают в видимую часть спектра), а $H_{\text{тр}}$ указывает коротковолновую границу серии, соответствующую в формуле (1) значениям $n=2$ и $m \rightarrow \infty$.

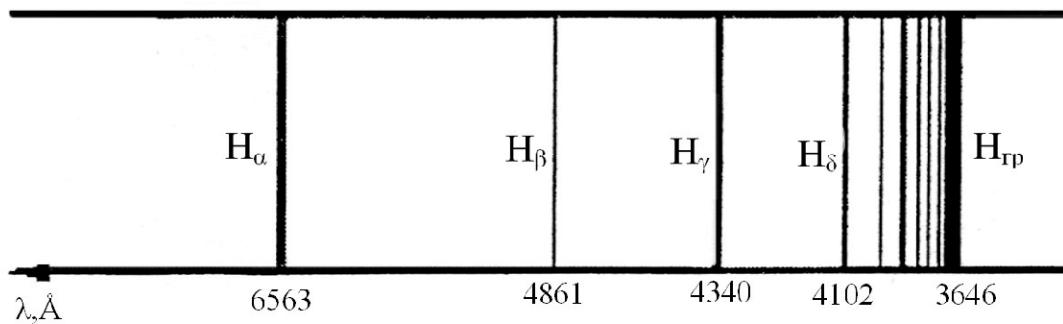


Рис.1.

Развивая идею Планка о том, что энергия излучается и поглощается отдельными порциями – квантами, причем каждая порция пропорциональна частоте излучения, Бор связал излучение и поглощение атомом кванта энергии $h\nu$ (ν – частота излучения, h – постоянная Планка) с переходом атома из одного стационарного состояния с энергией E_m в другое состояние – с энергией E_n :

$$h\nu = E_m - E_n.$$

Находясь в стационарном состоянии, атом согласно постулату Бора не излучает энергии. По теории Бора энергия атома водорода в стационарном состоянии равна:

$$E_n = -\frac{e^4 m_e}{8\epsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2},$$

при этом частота излучения при переходе из состояния n в состояние m определяется выражением:

$$\nu_{nm} = \frac{e^4 m_e}{8\epsilon_0^2 h^3} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) = \frac{c}{\lambda} \quad (2)$$

Здесь e и m_e – заряд и масса электрона.

Сопоставление (2) с формулой Бальмера-Ритца (1) дает возможность выразить постоянную Ридберга через универсальные константы – заряд и массу электрона (e и m_e), скорость света c и постоянную Планка h :

$$R = \frac{e^4 m_e}{8\epsilon_0^2 c h^3} \quad (3)$$

Одним из простых опытов, убедительно подтверждающих квантовые свойства атомов, связанные с дискретностью их энергий, является эксперимент, впервые выполненный в 1913 г. Дж. Франком и Г. Герцем.

Идея опытов заключается в следующем. Атомы или молекулы разреженного газа «обстреливают» потоком электронов заданной энергии. Такой поток получают, ускоряя электроны в электрическом поле. Электроны могут испытывать с атомами столкновения двух видов – упругие и неупругие. Исследуют распределение скоростей (или энергий) электронов до и после столкновения.

Для исследований использовался метод задерживающего потенциала, суть которого заключается в следующем. В сосуде, заполненном разреженным газом, имеются катод, сетка и анод (рис. 2). Между катодом и сеткой прикладывают разность потенциалов U_{KC} ,

ускоряющую электроны (энергия электронов равна eU_{KC}). Между сеткой и анодом прикладывают задерживающую разность потенциалов U_{CA} и в дальнейшем поддерживают ее неизменной. Значение U_{CA} выбирают таким, чтобы электроны, почти полностью потерявшие свою энергию вследствие неупругих столкновений, не попадали на анод. В опыте измеряют зависимость анодного тока I_A от U_{KC} – вольтамперную характеристику.

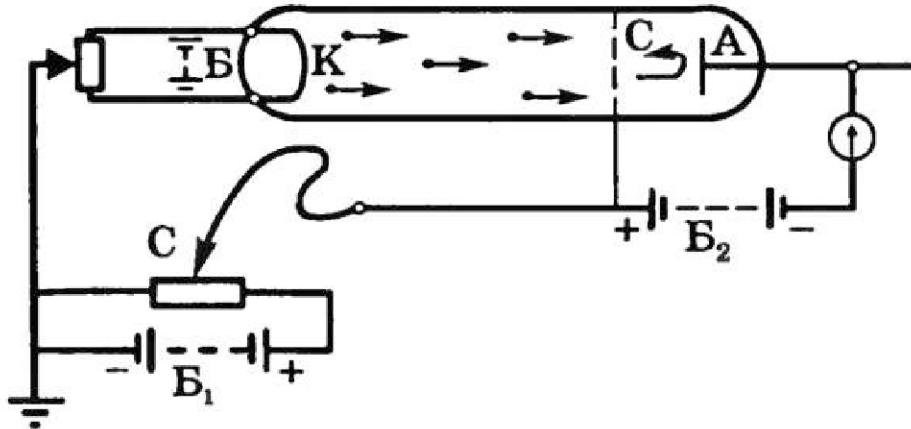


Рис.2

Если энергия электронов меньше энергии, необходимой для перехода атомов газа в первое возбужденное состояние, то рассеяние электронов на атомах происходит практически без потери энергии, так как масса электрона много меньше массы атома. То есть электроны испытывают *упругие столкновения*. Такие электроны, пролетев сетку лампы, легко преодолеют слабое тормозящее поле между сеткой и анодом – и обеспечат протекание тока в анодной цепи. При увеличении напряжения U_{KC} ток в цепи анода будет монотонно возрастать.

При разности потенциалов $U_{KC} \geq U_{kp}$, называемой первым *критическим потенциалом возбуждения* или *резонансным потенциалом*, энергия электронов становится достаточной для перехода атомов на первый возбужденный уровень. В этом случае значительная их часть испытывает неупругие столкновения с атомами, сопровождающиеся заметной потерей энергии. Медленные (после неупругих столкновений) электроны, неспособные преодолеть задерживающий потенциал, не доходят до анода – анодный ток резко уменьшается.

При дальнейшем повышении ускоряющего напряжения зона неупругих столкновений отодвигается от сетки к катоду, и на оставшемся до сетки пути электроны успевают набрать энергию, достаточную для преодоления тормозящего поля между сеткой и анодом – анодный ток вновь растет. Если потенциал на сетке еще больше увеличивать, то электроны могут после первого неупротого соударения с одними атомами испытать на пути к сетке второе, третье и т.д. неупругие столкновения с другими атомами. В результате на кривой $I_A = f(U_{KC})$ зависимости анодного тока от ускоряющего напряжения наблюдаются резко выраженные спады при значениях ускоряющего напряжения U_{KC} , кратных критическому потенциалу U_{kp} . В экспериментах с ртутью, выполненных Франком и Герцем, наблюдалось до пяти минимумов анодного тока (на рис. 3 показаны первые три спада).

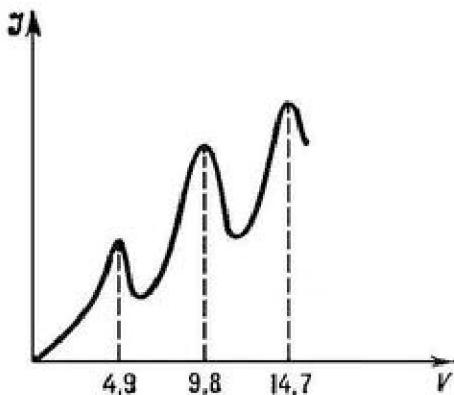


Рис. 3

Эти опыты подтвердили предположение Бора о квантовании энергии атома. Расстояние ΔU между этими спадами по шкале ускоряющего напряжения связано с энергией возбуждения ΔW атома соотношением

$$\Delta W = W_1 - W_0 = eU_{kp} .$$

Энергия возбуждения атома обычно выражается в электрон-вольтах.

Другой важный результат опыта Франка и Герца с атомами ртути связан с испусканием ультрафиолетового света с длиной волны $\lambda = 256$ нм, которое начинается, как только разность потенциалов между катодом и сеткой достигает значения $U_{kp} = 4.9$ В. Это излучение можно наблюдать, если колбу лампы изготовить из кварца или стекла, пропускающего ультрафиолетовое излучение. Если до неупругого соударения атом находился в основном (невозбужденном) состоянии с энергией W_0 , то после него он переходит в первое возбужденное состояние, характеризующееся большим значением энергии W_1 . Из этого состояния атом, спустя небольшой промежуток времени, переходит в основное состояние, испуская фотон с энергией $h\nu$, в точности совпадающей с энергией eU_{kp} , которой обладал электрон перед неупругим столкновением с атомом.

Таким образом, результаты опыта Франка и Герца подтвердили справедливость постулата Бора о существовании стационарных состояний атомов и постулата об излучении.

Лабораторная работа состоит из двух частей.

В первой части работы проводится наблюдение спектра испускания водорода и оценка величины постоянной Ридберга.

Вторая часть работы посвящена экспериментальному определению первого потенциала возбуждения атомов криптона посредством эффекта Франка и Герца.

ЧАСТЬ 1. Наблюдение спектра испускания водорода и оценка величины постоянной Ридберга.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

В работе для наблюдения спектра испускания водорода используют трехтрубный спектроскоп Бунзена (фото 1). Схема его устройства показана на рисунке 4. Спектроскоп состоит из трех основных частей: коллиматора K , призмы P и зрительной трубы T .

Исследуемый источник света помещается перед щелью коллиматора. Сформированный линзой L_1 пучок попадает на призму. Благодаря дисперсии пучки света, соответствующие различным частотам спектра излучения источника, после призмы идут по разным направлениям. Каждый такой пучок собирается объективом L_2 зрительной трубы. Спектр

рассматривается через окуляр L_3 . В третьей вспомогательной трубе находится шкала III , освещенная лампочкой. Шкала расположена в фокальной плоскости линзы L_4 . Изображение шкалы получается в фокальной плоскости линзы L_2 и четко видно в окуляре (фото 2). Шкала градуирована в длинах волн (нанометрах).

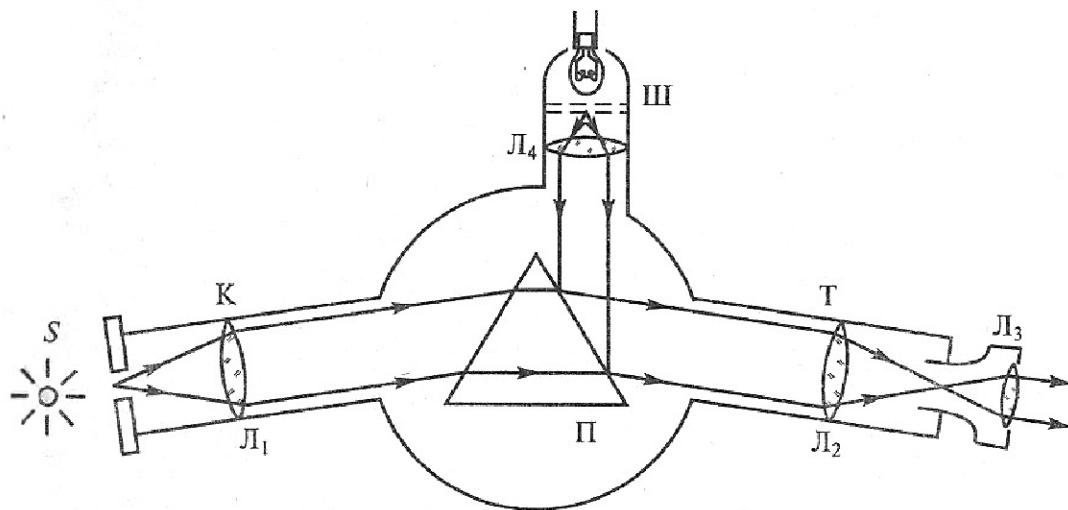


Рис. 4.



Фото 1

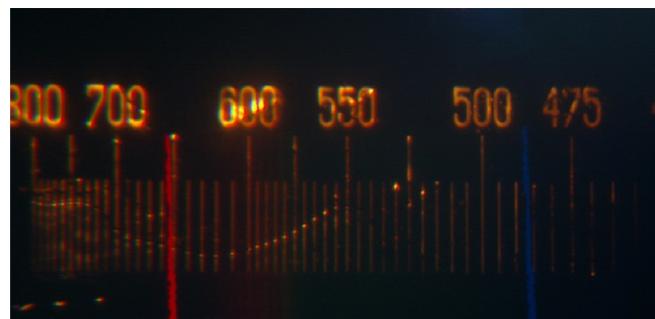


Фото 2

Спектральная трубка, содержащая атомарный водород при давлении порядка 1 мм рт.ст., устанавливается вертикально в корпусе высоковольтного источника питания. Разряд происходит между электродами, впаянными по концам трубки. Для наблюдения спектра служит средняя суженная часть трубки, так как в этой части интенсивность излучения наибольшая. Необходимое для возникновения разряда напряжение подводится к электродам трубки от высоковольтного источника "СПЕКТР", в кожух которого вставляется исследуемая трубка. Питание для "СПЕКТРА" подается от выпрямителя ВС-4-12 (8 В).

ИЗМЕРЕНИЯ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Включите высоковольтный источник питания спектральной трубы (тумблером ВКЛ на передней панели выпрямителя В-4-12).
2. Получите спектр излучения водорода в поле зрения спектроскопа. Отрегулируйте ширину входной щели спектроскопа таким образом, чтобы спектральные линии, наблюдаемые в спектроскопе, были достаточно узкими.
3. Определите длины волн для четырех линий в спектре излучения водорода.

4. Сравните измеренные значения длин волн с табличными.
5. Зарисуйте в тетради цветными карандашами наблюдаемый спектр.
6. По результатам измерений и формуле (1) вычислите значение постоянной Ридберга.
7. По формуле (3) вычислите теоретическое значение R . Сравните полученные результаты.
8. По результатам измерений и вычислений заполните таблицу 1.

Таблица 1.

№	Цвет линии	$\lambda_{\text{эксп.}}$ (Å)	$\lambda_{\text{теор.}}$ (Å)	n	m	$R_{\text{эксп.}}$ (1/см)	$R_{\text{эксп.ср.}}$ (1/см)	$R_{\text{теор.}}$ (1/см)
1								
2								
3								
4								

ЧАСТЬ 2. Экспериментальное определение первого потенциала возбуждения атомов криптона.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Блок-схема экспериментальной установки (фото 3) представлена на рис.5.



Фото 3

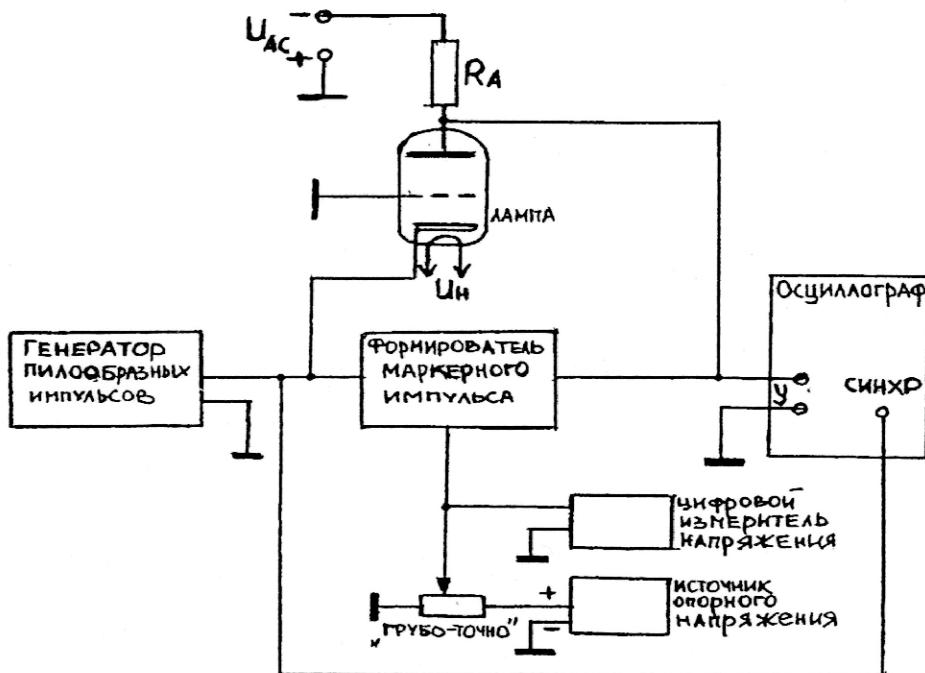


Рис. 5

Для наблюдения кривой резонансного возбуждения используется трехэлектродная лампа, выполненная на базе манометрической лампы ПМИ-2, и заполненная парами криптона.

С генератора пилообразного напряжения, расположенного в корпусе измерительного устройства, на катод лампы подаются импульсы напряжения U_{KC} амплитудой примерно 40 В. Этими же импульсами осуществляется запуск развертки осциллографа. На лампу от стабилизированных источников постоянного напряжения (находящихся внутри корпуса измерительного устройства) подается также регулируемое напряжение накала U_n и запирающее напряжение U_{AC} , которые обеспечивают нормальный режим работы лампы. Анодный ток лампы I_A преобразуется измерительным устройством в напряжение, пропорциональное току: $U_A = I_A R$, и подается на вход «Y» осциллографа.

При синхронности напряжения развертки осциллографа и сеточного напряжения U_{KC} (а следовательно, и напряжения, снимаемого с сопротивления R) на экране осциллографа наблюдается неподвижное изображение вольтамперной характеристики (зависимость анодного тока от напряжения U_{KC}) с одним или несколькими минимумами (фото 4).

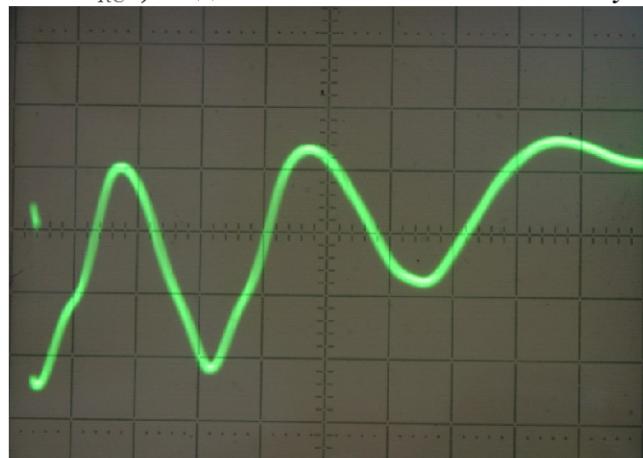


Фото 4

Число максимумов или минимумов на этой кривой зависит от величины амплитуды пилообразного напряжения, подаваемого на сетку лампы. Если амплитудное напряжение равно критическому, электроны испытывают одно неупругое соударение, чему соответствует появление первого минимума на вольтамперной характеристике. Если напряжение на сетке равно удвоенному критическому потенциалу, на кривой появляется второй минимум, вызванный тем, что электрон может испытать два неупругих столкновения и т.д.

Измерительное устройство формирует при этом на экране осциллографа маркер, который можно перемещать по экрану осциллографа при помощи ручек ГРУБО и ТОЧНО. При наведении маркера на интересующие точки отображаемого графика, происходит совпадение опорного напряжения и мгновенного пилообразного напряжения, что позволяет измерять напряжение U_{kp} с помощью цифрового измерителя напряжения.

Следует иметь в виду, что положение первого максимума вольтамперной характеристики может отличаться от первого потенциала возбуждения из-за влияния контактной разности потенциалов между катодом и сеткой на неизвестную величину, которую вольтметр не показывает. Однако эта ошибка легко исключается, если величину резонансного потенциала определять по расстоянию (в вольтах) между соседними максимумами.

Измеряя напряжение, соответствующее появлению первого и второго максимумов на вольтамперной характеристике, можно определить расстояние (в электронвольтах) между энергетическим уровнями $\Delta W = W_1 - W_0$.

ИЗМЕРЕНИЯ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Установите на осциллографе развертку **2 ms/дел** и усиление 0,1 В/дел.
2. Включите осциллограф и с помощью ручек «БАЛАНС», «↑», «↔» установите развертку луча на экране осциллографа.
3. Включите измерительное устройство. При этом должна засветиться исследуемая лампа. Выдержите лампу во включенном состоянии в течение 10 минут для установления рабочего режима лампы.
4. Установите «ВНУТРЕННИЙ» режим синхронизации осциллографа. Отрегулируйте синхронизацию осциллографа для получения устойчивой картины на экране.
5. При помощи ручек «ГРУБО» и «ТОЧНО» перемещайте маркер по осцилограмме, совмещая левый край маркера с характерными точками (максимумами) и проведите измерение U_{kp} по индикатору измерительного устройства.
6. Запишите показания вольтметра при появлении первого и второго максимумов тока.
7. Измерения повторите 3-4 раза.
8. Исходя из полученных данных определите первый резонансный потенциал U_{kp} и разность значений энергии атома криптона на основном и первом возбужденном уровнях.
9. Пользуясь полученным значением ΔW , вычислите длину волны резонансного излучения криптона.
10. По окончании работы выключите измерительное устройство тумблером «Выкл» на задней панели измерительного устройства. Выключите осциллограф.
11. По результатам измерений и вычислений заполните таблицу 2.

Таблица 2.

$U_{\text{макс} 1}$ (В)	$U_{\text{макс} 1}$ средн. (В)	$U_{\text{макс} 2}$ (В)	$U_{\text{макс} 2}$ средн. (В)	U_{kp} (В)

ΔW эксп (эВ)	$\lambda_{\text{рез.}}$ (\AA)	

ВОПРОСЫ И УПРАЖНЕНИЯ

1. Почему модель атома, предложенная Резерфордом, оказалась несостоятельной?
2. Сформулируйте постулаты Бора.
3. Что такое серии излучения? Покажите на схеме энергетических уровней атома водорода переходы, соответствующие серии Бальмера.
4. Запишите формулу Бальмера для серии Лаймана и Пашена.
5. Как с помощью постулатов Бора объяснить линейчатые спектры атомарных газов?
6. Какие спектральные серии содержит спектр поглощения атома водорода?
7. В чем состоят опыты Франка и Герца и какой вывод следует из них?
8. Какими способами можно перевести атом в возбужденное состояние?
9. Что называют потенциалом возбуждения и как определить второй потенциал возбуждения атома водорода?
10. Что такое потенциал ионизации и чему он равен у атома водорода?
11. Найдите длину волны границы серии Бальмера.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4.6.

СПИН-ОРБИТАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ТОНКАЯ СТРУКТУРА СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы: знакомство с проявлением спин-орбитального взаимодействия на примере изучения спектров натрия.

Приборы и принадлежности: отражательная дифракционная решетка, гониометр ГС-5, натриевая лампа.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование спектров щелочных металлов при помощи приборов большой разрешающей способности показало, что некоторые линии спектра являются двойными, т.е. представляют собой дублет. Таким дублетом является, в частности, характерная желтая линия Na с $\lambda_1 = 5890 \text{ \AA}$ и $\lambda_2 = 5896 \text{ \AA}$.

Использование гониометра ГС-5 с отражательной дифракционной решеткой, имеющей 600 штрихов на миллиметр, позволяет определить с точностью до $\pm 0,5 \text{ \AA}$ длины волн желтого дублета в спектре атома Na и рассчитать разность энергий соответствующих уровней.

Расщепление энергетических уровней в атоме на несколько подуровней обусловлено релятивистской зависимостью энергии электрона от скорости и спин-орбитальным взаимодействием и называется *тонкой структурой*. Спин-орбитальное взаимодействие обусловлено взаимодействием собственного магнитного момента электрона с магнитным полем, создаваемым при орбитальном движении электрона в электростатическом поле ядра, и также имеет релятивистскую природу.

Атомы щелочных металлов – лития, натрия, калия, рубидия и т.д. имеют один валентный электрон, который в нормальном состоянии является S-электроном, т.е. обладает орбитальным моментом равным нулю. Атом Na ($Z=11$) содержит 11 электронов и имеет следующее распределение электронов в основном состоянии (электронную конфигурацию): $1s^2 2p^2 2p^6 3s^1$. Десять электронов образуют конфигурацию инертного газа с полностью заполненной оболочкой (внутренние электроны), составляя вместе с ядром атомный остаток – ион с зарядом, равным заряду протона, а 11-ый валентный электрон попадает в состояние $3s$ и определяет химические свойства атома.

В отличие от атома водорода и водородоподобных ионов, в которых ядро непосредственно воздействует на единственный электрон, в атоме щелочных металлов на внешний электрон воздействует не только ядро, но и экранирующие его внутренние электроны. Из-за этого, к

$$\Delta_{3,0} = -1,37, \text{ для } \Delta_{3,1} = -0,883.$$

Для излучательных переходов выполняются правила отбора. Разрешенными являются переходы с изменением квантовых чисел: Δn – любое, $\Delta l = \pm 1$.

спектре атомов натрия наблюдаются следующие серии (указанные на рис. 4.6.1):

главная: $3s - np$, $n = 3, 4, 5 \dots$

резкая: $3p - ns$, $n = 4, 5, 6 \dots$

диффузная: $3p - nd$, $n = 3, 4, 5 \dots$

основная: $3d - nf$, $n = 4, 5, 6 \dots$

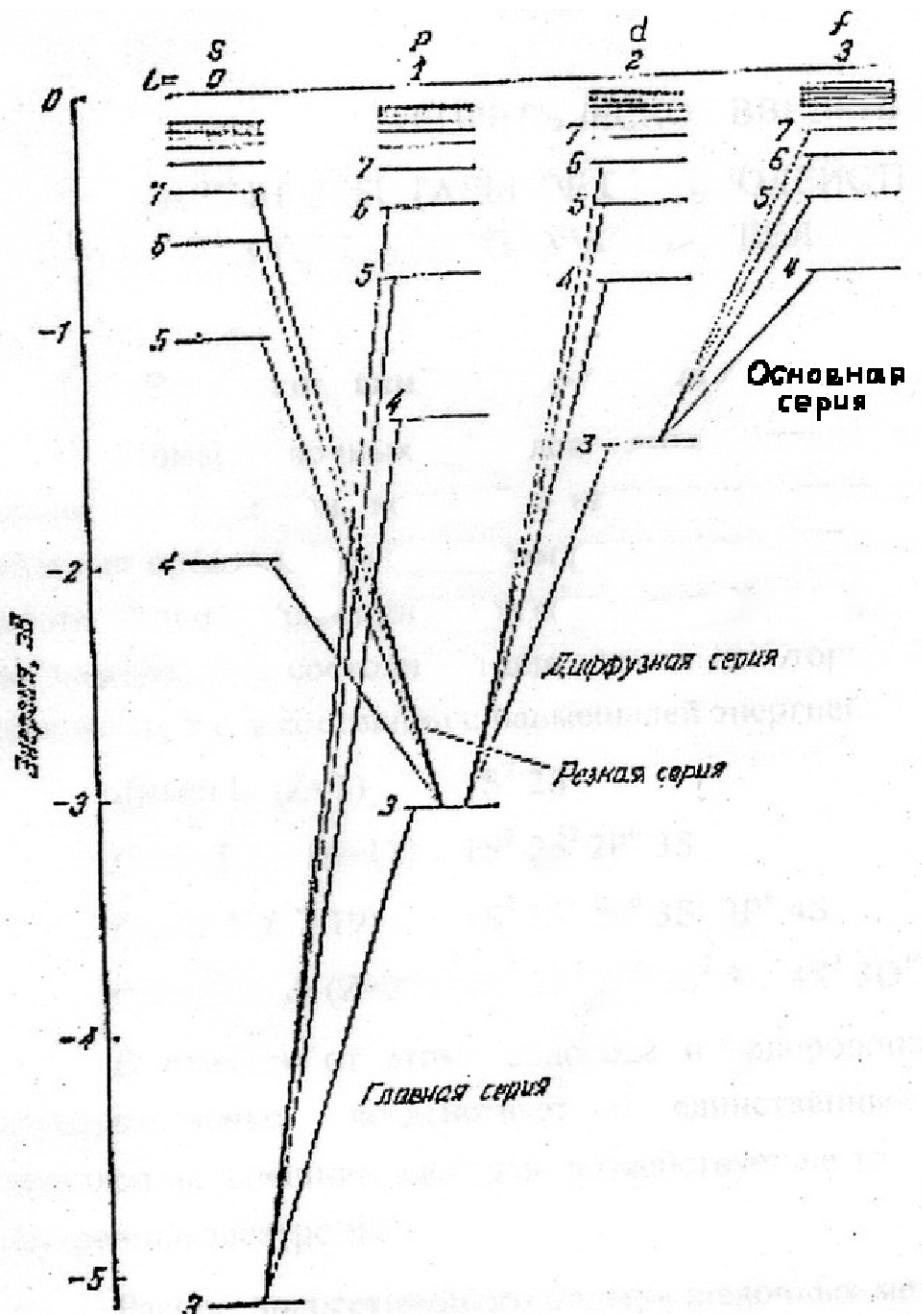


Рис. 4.6.1

При учете спин-орбитального взаимодействия энергия валентного электрона в атомах щелочных металлов оказывается зависящей не только от главного квантового числа n и орбитального числа l , но и от квантового числа полного момента импульса $j = l \pm \frac{1}{2}$ (если $l = 0$, то $j = \frac{1}{2}$). Для излучательных переходов выполняется правило отбора для числа j : $\Delta j = \pm 1$ или $\Delta j = 0$.

Тонкая структура спектров обусловлена тонкой структурой уровней, т.е. зависимостью энергии от квантового числа J . В основном состоянии атомов щелочных металлов валентный электрон находится в ns -состоянии ($l = 0$, $j = \frac{1}{2}$). Ближайшее возбужденное состояние – это np -состояние ($l = 1$, $j = 1/2, 3/2$). Спин-орбитальное взаимодействие приводит к расщеплению p -уровня на два подуровня с $j = 1/2$ и $j = 3/2$. Переходы между основным s -уровнем и возбужденными расщепленными p -уровнями

приводят к появлению дублетов в спектрах щелочных металлов.

В спектроскопии состояние электрона в атоме обозначают следующим образом: $3S_{1/2}$ соответствует состоянию с $n=3$, $l=0$, $j=1/2$; $4P_{3/2}$ соответствует состоянию с $n=4$, $l=1$, $j=3/2$ и т.д. Тонкая структура уровней приводит к расщеплению спектральных линий (рис. 4.6.2). В главной и резкой сериях наблюдаются дублеты (т.к. s -уровни не расщеплены, а p -уровни состоят из двух подуровней), а в диффузной серии – триплеты (т.к. оба уровня $3p - nd$ расщеплены).

Изучаемый в данной работе дублет натрия соответствует переходам $3S_{1/2} \leftarrow 3P_{1/2}$ и $3S_{1/2} \leftarrow 3P_{3/2}$. Эту двойную спектральную линию, принадлежащую главной серии, называют *резонансной* – она является самой интенсивной.

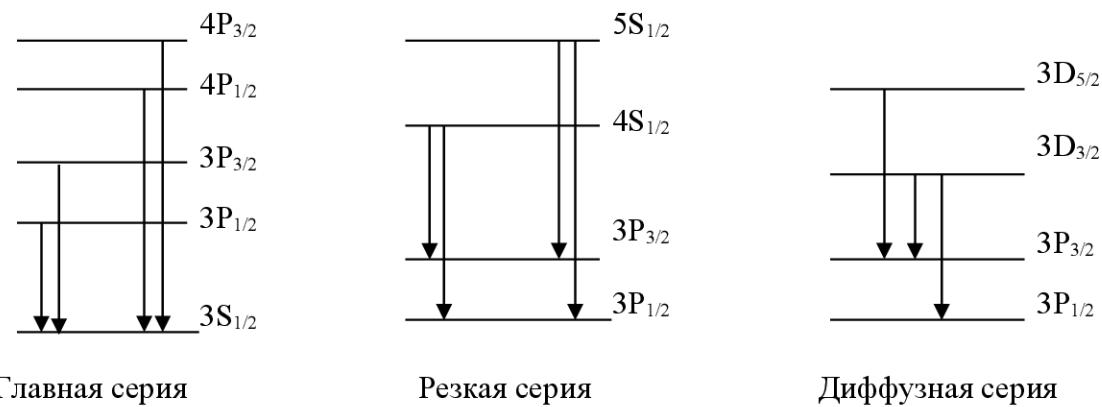


Рис. 4.6.2

Тонкая структура уровней присутствует и у атомов водорода. Энергетические уровни атома водорода и водородоподобных ионов определяются формулой тонкой структуры (формулой Дирака):

$$E_{nj} = -\frac{RhcZ^2}{n^2} \left[1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{n} \left(\frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right) \right],$$

где R – постоянная Ридберга, $\alpha = \frac{1}{2\varepsilon_0} \frac{e^2}{hc} = \frac{1}{137}$ – постоянная тонкой структуры. Согласно этой формуле, расстояние ΔE_n между подуровнями ($n, j=1/2$) и ($n, j=3/2$) составляет $\Delta E_n = \frac{1}{2} \frac{Rhc \alpha^2 Z^4}{n^3}$. Для уровня $n=2$ атома водорода $\Delta E_n = 0,45 \cdot 10^{-4}$ эВ. По порядку величины это значение совпадает с расщеплением $3p$ -уровня атома натрия.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Прибором, осуществляющим спектральное разложение исследуемого излучения, является отражательная дифракционная решетка. Решетка представляет собой стеклянную пластинку, покрытую зеркально отражающим металлическим слоем, на поверхность которого с помощью алмазного резца нанесено большое число параллельных штрихов (в используемой установке – 600 штрихов на миллиметр).

Угол φ_m , определяющий направление на максимумы m -го порядка, связан с периодом решетки d и углом падения света на решетку φ_0 (см. рис. 4.6.3) условием

$$(\sin \varphi_0 - \sin \varphi_m) d = m\lambda \quad (1)$$

Эта формула дает возможность определять длины волн в спектре исследуемого излучения по измеренным значениям φ_0 и φ_m . Эти углы измеряются с помощью гoniометра (фото 1)

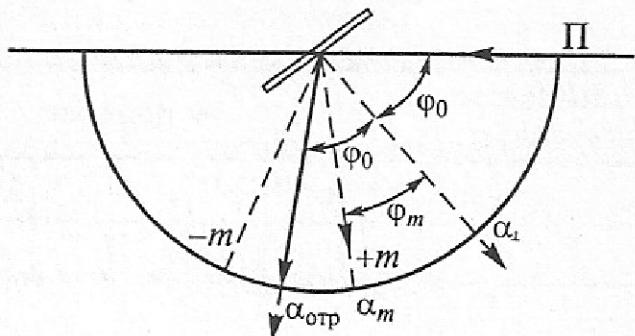


Рис. 4.6.3



Фото 1 ИЗМЕРЕНИЯ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Определение длины волны какой-либо линии спектра предусматривает следующую последовательность операций.

1. Поворачивая столик гониометра, установите решетку так, чтобы пучок света, выходящий из коллиматора, падал на нее примерно под углом 60° .
2. Включите исследуемый источник излучения (натриевую лампу).
3. Освободив стопорный винт 10 (рис. 4.6.5.), поверните зрительную трубу и убедитесь, что при определенных положениях можно наблюдать дифракционные максимумы нулевого (зеркально отраженный свет), 1-го и 2-го порядков (при выбранном угле падения максимум 1-го порядка будет виден справа от максимума нулевого порядка, максимум 2-го порядка – справа от максимума 1-го порядка).

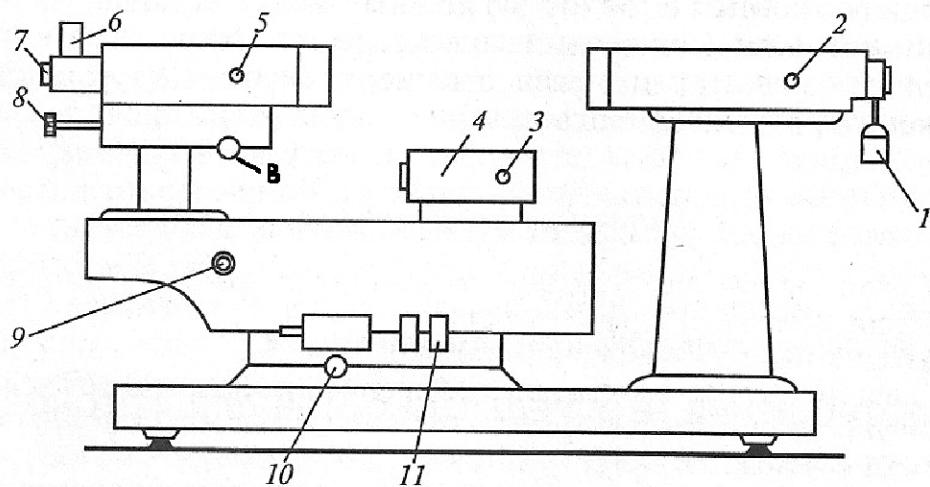


Рис. 4.6.5

4. Измерьте угол падения ϕ_0 .

Как видно из рисунка 4.6.3, $\phi_0 = \alpha_{omp} - \alpha_\perp$, где α_{omp} и α_\perp – соответствующие этим углам отсчеты по шкале гониометра, которые можно определить, пользуясь автоколлимационной установкой зрительной трубы.

Для определения α_\perp надо установить трубу так, чтобы ее ось была перпендикулярна плоскости решетки. Для этого поворачивайте трубу до тех пор, пока в ее поле зрения не появится второе изображение креста, обусловленное отражением выходящего из трубы пучка света от плоскости решетки (фото 2). С помощью винта 11 и винта В (он расположен под винтом 5) добейтесь точного совпадения изображения креста с самим визирным крестом (фото 3). Закрепите стопорный винт 10 и определите по шкалам гониометра значение α_\perp .

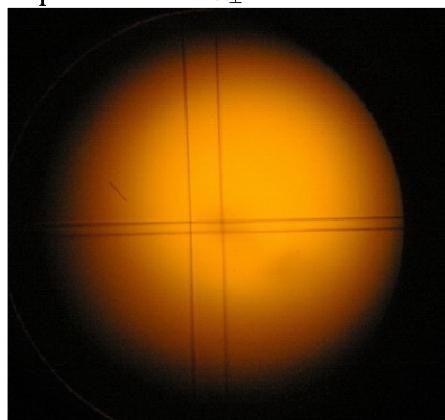


Фото 2

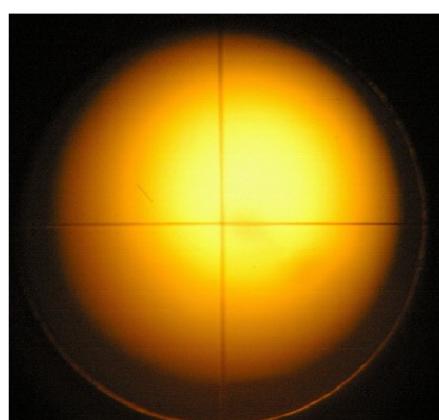


Фото 3

Затем переведите трубу (предварительно освободив винт 10) в положение, соответствующее зеркально отраженному пучку, и, совместив крест нитей с изображением линии, отсчитайте значение α_{omp} .

Освободив стопорный винт 10, возвратите трубу в первоначальное положение и снова снимите отсчет α_\perp , затем снова найдите α_{omp} . т. д. Эту операцию проделайте два раза, после чего вычислите среднее значение α_\perp и α_{omp} точностью до секунды.

5. Поворачивайте трубу вправо до тех пор, пока не увидите в поле зрения дублетную линию - спектр первого порядка (фото 4). Совместив вертикаль визирного креста с изображением сначала первой компоненты дублета, а затем второй, найдите, как описано выше, соответствующие им углы два значения α_1^* α_1^{**} . Измерения проведите два

раза и найдите среднее значение для каждой компоненты. Аналогичные измерения сделайте и для линий в спектре 2-го порядка.

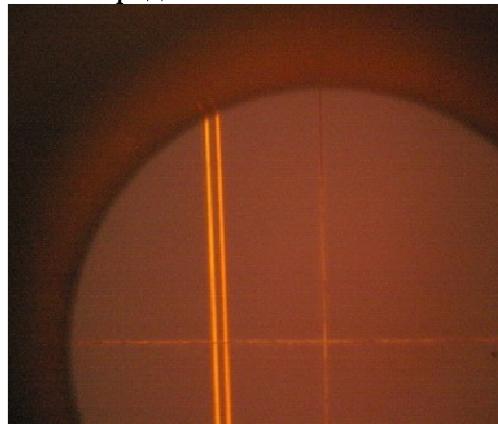


Фото 4

6. Пользуясь полученными средними значениями, найдите углы $\phi_0 = \alpha_{omp} - \alpha_i$, $\phi_1 = \alpha_1 - \alpha_i$ и т.д. Вычислите значения синусов этих углов с шестью значащими цифрами.
7. Используя формулу (1), рассчитайте исковую длину волны с точностью до 1А.

Задание 1. Измерение длины волн двух желтых линий дублета Na в спектре 1-го и 2-го порядков.

Осветив щель гониометра натриевой лампой, найдите в спектрах 1-го и 2-го порядка характерный для излучения натрия дублет (две близко расположенные линии ярко желтого цвета в спектре 1-го порядка и две более бледные линии в спектре 2-го порядка). Пользуясь приведенной выше методикой, получите значения длин волн дублета натрия с точностью до $\pm 0,5\text{A}$. Постоянная решетки берется с точностью до пяти значащих цифр. Результаты измерений и вычислений занесите в таблицу.

Измерение угла падения				1-ый порядок								
α_{om} <i>p</i>	α_\perp	ϕ_0	$\sin \phi_0$	α_1^*	α_1^{**}	ϕ_1^*	ϕ_1^{**}	$\sin \phi_1^*$	$\sin \phi_1^{**}$	λ^*	λ^{**}	$\Delta\lambda$

2 - ой порядок								
α_2^*	α_2^{**}	ϕ_2^*	ϕ_2^{**}	$\sin \phi_2^*$	$\sin \phi_2^{**}$	λ^*	λ^{**}	$\Delta\lambda$

Задание 2. Определение разности энергий линий дублета Na.

Найдите разность энергий уровней дублета Na в электронвольтах

ВОПРОСЫ И УПРАЖНЕНИЯ

1. Почему постоянная тонкой структуры играет важную роль в квантовой теории? Что она характеризует?
2. Убедиться, что α – величина безразмерная.
3. Оценить расщепление уровней 2P состояния атома водорода и необходимую для наблюдения тонкой структуры 2P - 1S перехода разрешающую способность прибора.
4. Оценить разрешающую способность прибора, необходимую для наблюдения желтого дублета линии Na.
5. Приведите примеры и обозначьте на схеме разрешенные правилами отбора переходы, принадлежащие главной серии, резкой серии и диффузной серии атома Na.
6. Какими экспериментами подтверждается наличие спина у электрона?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4.7

СООТНОШЕНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ ДЛЯ ФОТОНОВ

Цель работы: экспериментальное подтверждение выполнения соотношения неопределенностей для фотонов.

Приборы и принадлежности: источник света – лазер , щель переменной ширины , оптическая скамья, экран, линейка, микроскоп.

ВВЕДЕНИЕ

Соотношение неопределенности является одним из фундаментальных принципов современной физики. Для нерелятивистских частиц его можно сформулировать следующим образом. Неопределенность положения частицы Δx и неопределенность проекции ее импульса в том же направлении Δp_x должны удовлетворять соотношению

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h \quad (1)$$

В данной работе соотношение неопределенности (1) проверяется экспериментально для фотонов. Проявлением принципа неопределенности в оптике может служить явление дифракции. Действительно, при ограничении поперечных размеров светового пучка щелью ширины Δx неопределенность координаты фотонов, из которых состоит пучок, равна ширине этой щели. Тогда будет отличной от нуля и неопределенность проекции импульса фотонов вдоль направления перпендикулярного щели, т.е. в дифрагированном излучении будут присутствовать электроны, которые движутся не только в прежнем направлении, но и под некоторым углом α к нему. Проекция импульса таких фотонов на направление, перпендикулярное направлению первоначального пучка будет равна $p_x = p \cdot \sin \alpha$. Если при дифракции основная доля излучения будет сосредоточена в диапазоне углов от $-\alpha$ до α , то

неопределенность импульса будет составлять $\Delta p_x = p \cdot \sin \alpha = \frac{h}{\lambda} \sin \alpha$ (где λ - длина волны излучения). Следовательно, произведение неопределенностей координаты и импульса будет равно

$$x \cdot \Delta p_x = \frac{h}{\lambda} \sin \alpha \cdot \Delta x \geq h \quad (2)$$

Из этого неравенства следует, что угловая расходимость светового пучка после дифракции на щели шириной Δx определяется неравенством $\sin \alpha \geq \frac{\lambda}{\Delta x}$. Это соответствует классической теории дифракции, в которой угол дифракционной расходимости пучка равен $\sin \alpha = \frac{\lambda}{\Delta x}$. Здесь угол α определяет направления на первые минимумы дифракционной картины.

Как видно из рисунка 4.7.0, для малых углов $\sin \alpha \approx \tan \alpha = D/L$, где D – полуширина главного максимума дифракционной картины на экране, находящемся на расстоянии L от щели. Поэтому

соотношение (2) принимает

вид: $x \cdot \Delta p_x = \frac{h}{\lambda} \sin \alpha \cdot \Delta x = \frac{hD}{\lambda L} \cdot \Delta x \geq h$,

откуда следует, что

$$\frac{D \cdot \Delta x}{\lambda L} \geq 1 \quad (3)$$

Неравенство (3) удобно проверять на опыте.

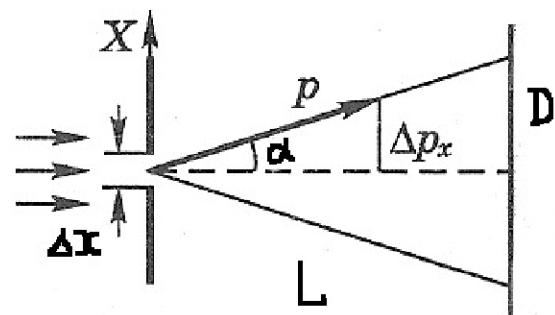


Рис.4.7.0

В работе предлагается измерить ширину щели, характеризующую неопределенность координаты фотона Δx , и полуширину дифракционной картины D , характеризующую неопределенность поперечного импульса фотона Δp_x , после чего

проверить выполнение неравенства (3) при различных значениях ширины щели.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Установка для проверки принципа неопределенностей (рис.4.7.1) состоит из источника монохроматического излучения (гелий-неоновый лазер) 1 и оптической скамьи 2, на которой могут располагаться калиброванная щель 3 переменной ширины, экран со шкалой 4, калибровочный микроскоп 5.

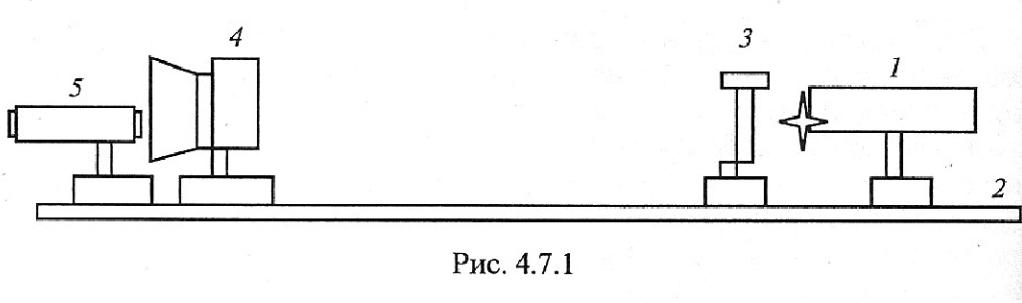


Рис. 4.7.1

ИЗМЕРЕНИЯ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Испускаемый гелий-неоновым лазером пучок света проходит через щель и попадает на экран, где наблюдается исследуемая дифракционная картина. Меняя с помощью барабана ширину щели, можно наблюдать изменение вида дифракционной картины.

Задание 1. Измерение зависимости ширины главного максимума дифракционной картины от ширины щели.

Установите щель и экран на оптической скамье согласно рис.4.7.1 на расстоянии, указанном в паспорте установки. Включите лазер. Получите на экране дифракционную картину. Для этого, используя салазки, на которых установлена калиброванная щель, добейтесь того, чтобы луч лазера прошел через ее отверстие и попал на экран.

Меняя ширину щели, проведите не менее 10 измерений ширины $2D$ главного максимума дифракционной картины. Ширину

щели меняйте с шагом в два деления по шкале барабана от значения, когда на экране уже отчетливо наблюдается дифракционная картина, до значения, при котором еще можно наблюдать изменение ширины главного максимума. Измерьте ширину главного максимума, пользуясь шкалой экрана. Для увеличения точности измерений установите калиброванную щель на расстоянии не менее 1,0 м от экрана. Ширину максимума определите по положению темных полос, окаймляющих максимум.

Результаты измерения Δx (в делениях шкалы барабана), $2D$ и D (в мм) (половина ширины главного максимума), а также расстояния L между экраном и щелью занесите в таблицу 1.

Таблица 1

№ опыта	Δx , делений	Δx , мм	$2D$, мм	D , мм	L , см	$F = \frac{D \cdot \Delta x}{\lambda L}$
1						
2						

Задание 2. Градуировка регулируемой щели.

Из-за несовершенства конструкции щели число делений, отсчитываемых на ее барабане, не связано линейно с шириной соответствующего отверстия. Поэтому необходимо провести градуировку щели с помощью микроскопа (типа МПБ-2).

Выключите лазер и расположите на оптической скамье щель и микроскоп (рис. 4.7.2). Измерьте по шкале микроскопа ширину щели (в мм), соответствующую каждому положению шкалы регулировочного барабана, используемому в задании 1, и занесите результаты измерений в таблицу 1.

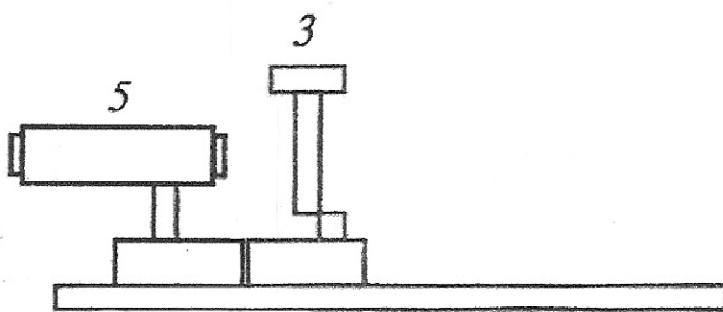


Рис. 4.7.2

Задание 3. Проверка соотношения неопределенностей.

Постройте график зависимости полуширины главного максимума D от размера щели Δx и вычислите безразмерную величину $F = \frac{D \cdot \Delta x}{\lambda L}$, где $\lambda = 6,33 \cdot 10^{-7}$ м – длина волны излучаемого света. Убедитесь, что эта величина практически не меняется при изменении Δx . Проверьте выполнение неравенства (3).

ВОПРОСЫ И УПРАЖНЕНИЯ

1. В чем заключается физический смысл соотношения неопределенностей?
2. Какое максимальное пространственное разрешение может обеспечить поток нейтронов с энергией $E = 1$ эВ?
3. Почему электронный микроскоп может обеспечить более высокое разрешение, чем оптический микроскоп?
4. Что такое нулевые колебания? Как объяснить наличие нулевых колебаний с помощью принципа неопределенностей?
5. Какие преимущества обеспечивает анализ величины $F = \Delta x D / \lambda L$ по сравнению с анализом зависимости $D = f(\Delta x)$?
6. Используя соотношение неопределенностей, оцените: а) энергию электрона в атоме водорода в основном состоянии; б) энергию электронов в атоме гелия в основном состоянии; в) энергию

основного состояния квантового осциллятора

7. Почему проверка соотношения неопределенностей при помощи лазерного излучения более надежна, чем при работе с другими источниками света (например, газоразрядной лампой)?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4.8.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУННЕЛЬНОГО ЭФФЕКТА НА СВЧ

Цель работы: Ознакомление с основными закономерностями туннельного эффекта на СВЧ-модели.

Приборы и принадлежности: генератор СВЧ-колебаний, рупорные антенны, призмы из полистирола, СВЧ-детектор, измерительный прибор (микроамперметр).

ВВЕДЕНИЕ

Туннельный эффект, то есть прохождение частицы под барьером, запрещенное классической механикой, наблюдается в следующих физических явлениях:

- туннелирование электронов при контакте двух металлов, приводящее к появлению контактной разности потенциалов;
- холодная эмиссия электронов из металлов, помещенных в сильное электрическое поле;
- альфа-распад радиоактивных ядер (объясняется подбарьерным прохождением альфа-частиц, входящих в состав ядра, через барьер, обусловленный кулоновским полем);

Кроме того, туннельный эффект лежит в основе действия туннельного диода, играет важную роль в эффекте Джозефсона, ответственен за “квантовое испарение” черных дыр.

Квантово-механический расчет показывает, что при энергетической высоте барьера U , превышающей энергию E частицы, существует конечная вероятность прохождения частицы через такой барьер. Эта вероятность (прозрачность барьера D) для свободного электрона и прямоугольного барьера шириной d равна:

$$D = 16 \frac{E}{U} \left[1 - \frac{E}{U} \right] \cdot \exp \left[-\frac{2d}{h} \sqrt{2m_e(U-E)} \right]$$

Рассмотрим явление, во многом сходное с квантово-механическим туннельным эффектом. Если электромагнитная волна падает на границу раздела двух сред (рис. 4.8.1.) с коэффициентом преломления n_1 и n_2 ($n_1 > n_2$) под углом ϕ таким, что

$$\sin \phi \geq \frac{n_2}{n_1} = n_{2,1}, \quad (1)$$

то она не проходит во вторую среду и наблюдается явление полного внутреннего отражения.

Теоретически это явление было рассмотрено русским физиком Эйхенвальдом. Он пришел к выводу, что интенсивность I волны, прошедшей в среду 2 изменяется с расстоянием x в этой среде по закону:

$$I = I_0 \exp \left(-\frac{2\pi x}{\lambda_1} \sqrt{\sin^2 \phi - n_{2,1}^2} \right), \quad (2)$$

где I_0 – интенсивность на границе раздела сред 1 и 2; ϕ – угол падения;

$n_{2,1} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}$ – относительный коэффициент преломления двух сред; λ_1 – длина волны в среде 1, из которой волна падает на границу раздела.

Согласно теории Эйхенвальда, при полном внутреннем отражении поле заходит во вторую среду, так как оно на границе не прерывается. Поэтому *отражение электромагнитной волны происходит в некотором слое*. В свое время наличие такого слоя было продемонстрировано в оптике Будом, Мандельштамом и Зелени, проводившими опыты по наблюдению волны, прошедшей через тонкий слой вещества в

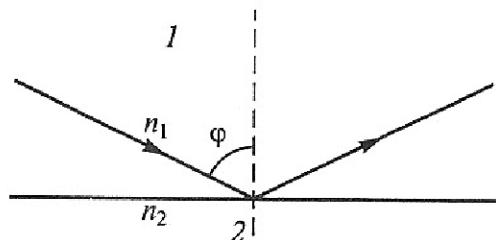


Рис. 4.8.1

условиях полного внутреннего отражения.

Измерить изменение амплитуды (или интенсивности) волны за границей раздела при полном внутреннем отражении на волнах оптического диапазона практически невозможно, но на волнах сантиметрового диапазона (в области сверхвысоких частот) эти измерения проводятся сравнительно легко. Впервые такие опыты на длине волны 15 см были поставлены индийским физиком Бозе. Подобная методика используется и в настоящей работе.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ.



Фото 1

Схема измерительной установки представлена на рис.4.8.2, общий вид установки – на фото 1. Ее основными частями являются генератор СВЧ-колебаний Γ ($\lambda = 3$ см), блок питания БП (источник питания постоянного тока Б5-49), вентиль В, предотвращающий попадание отраженных волн обратно в генератор, аттенюатор А для регулировки мощности выходящего СВЧ-излучения, рупорные антенны Р, с помощью которых излучение выводится из волновода и подается на детектор Д, регистрирующий излучение. (На фото 2 вы видите блок: генератор Γ , вентиль В, аттенюатор А и рупор Р). Регистрация ведется с помощью стрелочного микроамперметра мкА. В условиях опыта можно считать, что ток в цепи пропорционален мощности СВЧ-излучения, падающего на детектор. Между передающим и приемным рупором на столике помещаются две трехгранные призмы Π_1 и Π_2 (фото 3) из полистирола, которые можно раздвигать с помощью специального винта. Толщина воздушного зазора x между призмами измеряется по шкале, нанесенной на столике.

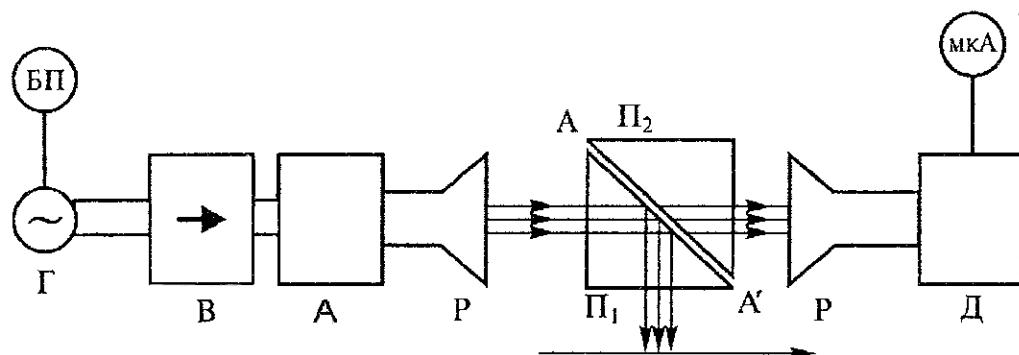


Рис. 4.8.2

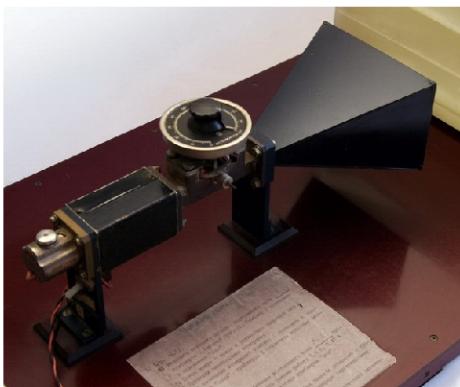


Фото 2

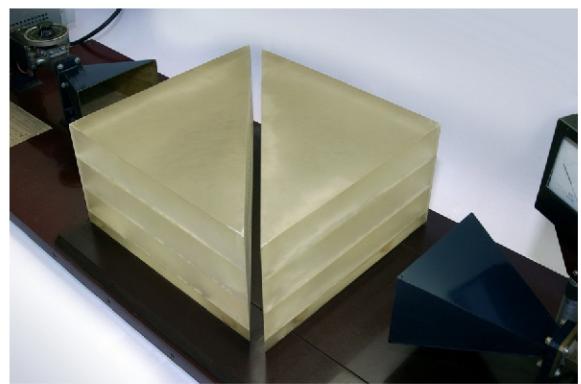


Фото 3

Материал призмы представляет собой первую среду с коэффициентом ε_1 . Слой воздуха является второй средой с коэффициентом ε_2 . Излучение падает на грань первой призмы под углом $\varphi = 45^\circ$, большим критического, поэтому на этой грани должно происходить полное внутреннее отражение. Если вторую призму отодвинуть на значительное расстояние от первой, то падающая волна будет полностью отражаться от грани первой призмы. Если призмы сдвинуты так плотно, что практически они представляют собой сплошной куб, то интенсивность прошедшей волны должна быть примерно равной интенсивности падающей волны. При раздвигании призм, пока толщина воздушного слоя между ними невелика, значительная часть волны все же проходит через границу раздела и может быть зарегистрирована детектором.

ИЗМЕРЕНИЯ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Задание 1. Измерение интенсивности прошедшей волны в зависимости от толщины воздушной прослойки.

- Снимите защитный кожух с призм и установите перед призмами со стороны экспериментатора защитный металлический экран.
- Включите сначала источник питания постоянного тока Б5-49 (тумблер 1), а затем питание генератора (тумблер 2).
- При плотно сомкнутых призмах, поворачивая ручку аттенюатора (фото 4), добейтесь значения тока $I_0 = 100 \text{ мА}$.
- Меняя с помощью винта толщину воздушного слоя x между призмами, снимите зависимость $I = f(x)$ интенсивности прошедшей волны от толщины слоя с шагом 0,1мм, 0,2мм и 1 мм на интервалах соответственно 0 – 1 мм, 1 – 3 мм и 3 – 10 мм.
- По окончании измерений выключите оба тумблера и закройте призы защитным кожухом.
- Постройте график зависимости $I = f(x)$ в удобном для анализа результатов масштабе. Объясните полученную зависимость.



Задание 2. Расчет диэлектрической проницаемости материала призм.

- Пользуясь формулой Эйхенвальда и приняв длину волны в полистироле равной $\lambda_1 = \frac{\lambda_2}{\sqrt{\varepsilon_1 / \varepsilon_2}}$, получите выражение для расчета диэлектрической проницаемости полистирола ε_1 . Длина волны в воздухе $\lambda_2 = 3 \text{ см}$, диэлектрическая проницаемость воздуха $\varepsilon_2 = 1$.

2. Пользуясь графиком $I=f(x)$ и полученным выражением, вычислите величину диэлектрической проницаемости полистирола.
3. Сравните экспериментальное значение ε_1 с табличным ($\varepsilon_{\text{полистирола}}=2,56$).

ВОПРОСЫ И УПРАЖНЕНИЯ.

1. В чем заключается туннельный эффект?
2. Назовите явления, для объяснения которых нужно привлекать туннельный эффект.
3. Обоснуйте аналогию между туннельным эффектом и явлением полного внутреннего отражения электромагнитных волн на границе раздела.
4. Может ли микрочастица отразиться от энергетического барьера, высота которого меньше энергии частицы?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4.13

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА РАДОНА

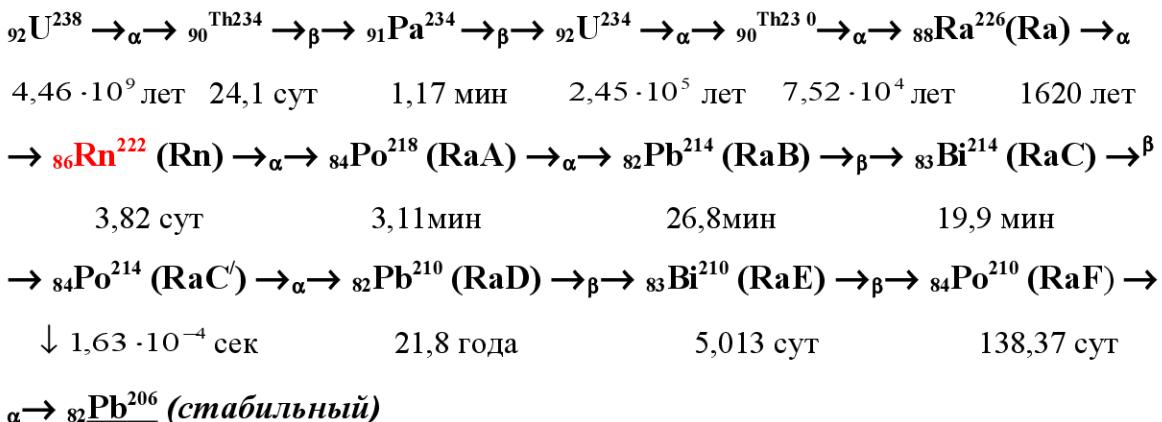
Цель работы: Определение концентрации радона и продуктов его распада в воздухе, оценка эффективного периода полураспада смеси изотопов.

Приборы и принадлежности: индикатор ионизирующих частиц, счетное устройство, стабилизированный источник питания, пылесос, таймер, волокнистые фильтры, крепежные устройства для фильтров.

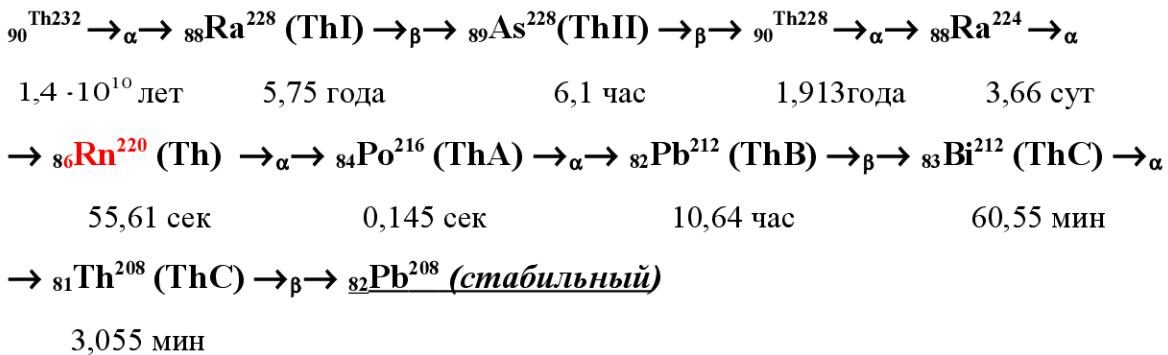
ВВЕДЕНИЕ

I. Основную часть радиоактивного облучения население земного шара получает от естественных источников. На протяжении всей истории существования Земли разные виды излучения попадают на ее поверхность из космоса и поступают от радиоактивных веществ, находящихся в земной коре. Последние, в основном, и ответственны за облучение, которому подвергается человек от естественной радиации. Радиационный фон, создаваемый космическими лучами, дает меньше трети всего внешнего облучения, получаемого населением от естественных источников радиации.

Основные радиоактивные изотопы, встречающиеся в горных породах Земли, – это калий-40, рубидий-87 и члены двух радиоактивных семейств, берущих начало от урана-238 и тория-232, долгоживущих изотопов, образовавшихся во время рождения Земли. Наиболее значимым из всех естественных источников радиации является радон (Rn) – невидимый, не имеющий вкуса и запаха, тяжелый (в 7,5 раз тяжелее воздуха) газ. Радон вместе со своими дочерними продуктами распада ответственен примерно за 3/5 годовой эквивалентной дозы облучения, получаемой населением от земных источников радиации. Этот источник радиации, связанной с получением дозы облучения поверхностью легких при вдыхании воздуха, не признавали до относительно недавнего времени. В природе радон встречается в двух основных формах: в виде $Rn-222$, члена радиоактивного ряда, образуемого продуктами распада урана-238:



и в виде Rn^{220} , члена радиоактивного ряда Th^{232} :



3,055 мин

По вкладу в суммарную дозу облучения Rn^{222} примерно в 20 раз весомее, чем Rn^{220} (торон), однако, как правило, оба изотопа рассматриваются вместе и называются просто **радоном**. Строго говоря, большая часть излучения происходит от дочерних продуктов распада радона, а не от него самого.

Радон высвобождается из земной коры повсеместно. Удельная активность радона в атмосферном воздухе в зависимости от места и времени наблюдения колеблется в пределах от 10^{-15} до $5 \cdot 10^{-13}$ Ки/л. Попадая внутрь организма вместе с вдыхаемым воздухом и частично оседая в легких, α - и β - радиоактивные изотопы радоновой цепочки могут приводить к возникновению местных очагов облучения. Основную часть дозы облучения от радона человек получает, находясь в закрытом, непроветриваемом помещении. В зонах с умеренным климатом концентрация радона в закрытых помещениях в среднем примерно в 8 раз выше, чем в наружном воздухе. Радон концентрируется в воздухе внутри помещений тогда, когда они в достаточной мере изолированы от внешней среды. В результате в помещении может возникнуть довольно высокий уровень радиации, особенно если дом построен на грунте с повышенным содержанием радионуклидов, или если при его постройке использовались материалы с повышенной радиоактивностью. Наиболее распространенные строительные материалы – дерево, кирпич и бетон – выделяют относительно немного радона. Гораздо большей удельной радиоактивностью обладают гранит, пемза, фосфогипс и красный кирпич. Однако основной источник радона в закрытых помещениях – это грунт. Поэтому, как правило, концентрация радона в верхних этажах многоэтажных домов ниже, чем на первом этаже. Герметизация помещений с целью их утепления только усугубляет ситуацию, поскольку выход радиоактивного газа из помещения при этом еще более затрудняется. Эффективным средством уменьшения количества радона, просачивающегося через щели в полу, являются вентиляционные установки в подвалах. При облицовке стен пластиковыми материалами, после покрытия стен слоем краски на эпоксидной основе или тремя слоями масляной краски эмиссия радона из них уменьшается примерно в 10 раз. Даже при оклейке стен обоями скорость эмиссии радона уменьшается примерно на 30%. Проветривание помещений также приводит к существенному снижению в них концентрации радона (рис.4.13.1).



Рис. 4.13.1

Менее важным источником поступления радона в жилые помещения является вода. Концентрация радона в обычно используемой воде, мала, но вода из глубоких колодцев и артезианских скважин содержит очень много радона. Большую опасность представляет попадание паров воды с высоким содержанием радона в легкие вместе с вдыхаемым воздухом, что чаще всего происходит в ванной комнате. Радон проникает также в

природный газ под землей. В результате переработки и в процессе хранения газа значительная часть его улетучивается, но концентрация радона в помещениях может существенно возрасти, если нагревательные устройства, в которых сжигается газ, не снабжены вытяжкой. При наличии же вытяжки, которая сообщается с наружным воздухом, пользование газом практически не влияет на концентрацию радона в помещении.

Эффективная эквивалентная доза облучения от радона и его дочерних продуктов составляет в среднем около 1,3 мЗв/год, то есть больше половины всей годовой дозы, получаемой человеком в среднем от всех естественных источников радиации.

II. Естественная радиоактивность – спонтанный процесс, так что распад каждого отдельного ядра является случайным событием, имеющим определенную вероятность. Число ядер, распавшихся за промежуток времени dt , пропорционально dt и числу наличных нераспавшихся ядер N :

$$dN = -\lambda N \cdot dt \quad (1)$$

Знак “минус” появляется в связи с тем, что число нераспавшихся ядер уменьшается в процессе распада. Постоянная распада λ представляет собой относительную убыль числа ядер в единицу времени. Интегрируя уравнение (1) с начальным условием $N = N_0$ при $t = t_0$, получаем закон радиоактивного распада:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2)$$

Вводя понятие активности образца:

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N \left(c^{-1} \right), \quad (3)$$

закон радиоактивного распада можно представить в виде:

$$A = A_0 t^{-\lambda t} \quad (4)$$

Из уравнений (2) или (4) устанавливается связь между постоянной распада и периодом полураспада, под которым понимают время, в течение которого распадается половина первоначального числа ядер:

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (5)$$

Графическое представление закона радиоактивного распада показано на рис. 4.13.2. и 4.13.3.

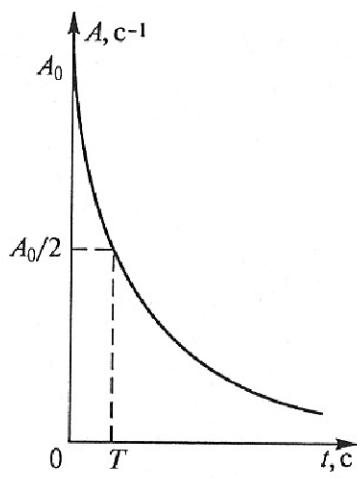


Рис. 4.13.2

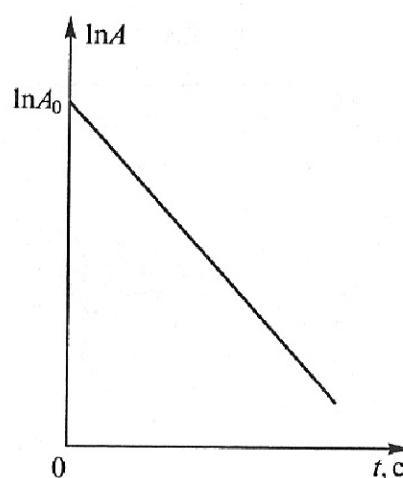


Рис. 4.13.3

При определении постоянной распада можно воспользоваться экспериментально полученными кривыми и формулой:

$$\lambda = \frac{\ln A_O - \ln A_i}{t_i - t_0} \quad (6)$$

Если ядра N_2 , возникающие в результате радиоактивного распада ядер N_1 , в свою очередь являются радиоактивными, то для описания процесса этих двух последовательных превращений вместо уравнения (2) надо написать систему двух дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= -\lambda_1 N_1(t) \\ \frac{dN_2}{dt} &= -\lambda_1 N_1(t) - \lambda_2 N_2(t), \end{aligned} \quad (7)$$

где λ_1 и λ_2 – постоянные распада ядер N_1 и N_2 . Первое уравнение описывает процесс распада первичного (материнского) изотопа. Второе уравнение определяет общее изменение количества ядер вторичного (дочернего) изотопа и содержит два слагаемых. Первое слагаемое дает прирост радиоактивных ядер вторичного изотопа из-за распада первичного и поэтому в точности равно $\lambda_1 N_1(t)$, то есть числу распавшихся ядер первичного изотопа. Второе слагаемое равно числу распавшихся ядер вторичного изотопа. Решение системы уравнений (7) имеет вид:

$$\begin{aligned} N_1(t) &= N_1(0) \cdot e^{-\lambda_1 t} \\ e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} & \\ N_2(t) &= N_2(0) \cdot e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 N_1(0)}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot e^{-\lambda_1 t}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $N_1(t)$ и $N_2(t)$ – количество нераспавшихся ядер первичного и вторичного изотопа к моменту времени t ; $N_1(0)$ и $N_2(0)$ – количества ядер при $t=0$.

Если в момент $t=0$ существовал лишь материнский изотоп, то в этом случае $N_2(0)=0$. Характер зависимости количества ядер дочернего изотопа $N_2(t)$ от t определяется соотношением констант λ_1 и λ_2 . Если ядра материнского изотопа распадаются значительно быстрее дочернего ($\lambda_1 \gg \lambda_2$), то $N_2(t)$ вначале быстро нарастает, достигает максимума, а затем спадает по экспоненциальному закону (рис. 4.13.4.), определяемому постоянной распада λ_2 .

Аналогичным образом можно рассмотреть последовательный распад трех, четырех и т.д. изотопов.



Рис. 4.13.4

III. В данной работе проводится сравнительный анализ уровней естественной радиоактивности воздуха на открытой местности и в помещении, а также опытная проверка закона радиоактивного распада с использованием короткоживущих дочерних продуктов распада радона.

Для того, чтобы в лабораторных условиях проводить обнаружение и исследование естественной α - или β -радиоактивности атмосферного воздуха, необходимо сконцентрировать содержащиеся в воздухе радиоактивные изотопы. Это оказывается возможным, если использовать метод фильтрации, суть которого состоит в том, что определенный объем воздуха прогоняется через бумажные или слоистые волокнистые фильтры. Поскольку все члены радиоактивного семейства урана за радоном являются

металлами, они не могут находиться в атмосфере в свободном состоянии продолжительное время. При встречах с твердыми частицами дыма, пыли (радиусом от 10^{-6} до 10^{-7} см) или капельками тумана, которые всегда присутствуют в атмосферном воздухе, атомы металлов оседают на их поверхности. При оценке уровня естественной радиоактивности атмосферного воздуха обычно учитывают распад таких изотопов, как $^{84}\text{Po}^{218}$, $^{82}\text{Pb}^{214}$, $^{83}\text{Bi}^{214}$, $^{84}\text{Po}^{214}$. Дальнейшие продукты распада радона по радиоактивному ряду можно не рассматривать, так как они имеют большие периоды полураспада и, следовательно, осаждаются или вымываются из атмосферы, не достигая равновесных концентраций. Пропуская воздух через фильтр, улавливающий твердые частицы, можно сконцентрировать в небольшом объеме фильтра радиоактивные изотопы металлов, содержащиеся в исследуемом объеме атмосферного воздуха. Последующее измерение α -или β -активности фильтра может быть осуществлено с помощью сцинтилляционных или газоразрядных счетчиков.

В предлагаемой работе используется счетчик β -частиц, поэтому будет измеряться активность фильтра, определяемая изотопами $^{82}\text{Pb}^{214}$ и $^{83}\text{Bi}^{214}$. Материнскими ядрами этой цепочки являются ядра короткоживущего изотопа $^{84}\text{Po}^{218}$.

Если в момент прекращения прокачки воздуха через фильтр $t=0$ активность вещества, собранного фильтром, была равна A_0 , то в момент времени t его активность $A_\beta(t)$ будет описываться следующей формулой:

$$A_\beta(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda_{\text{эфф}} t} \quad (9)$$

где $A_\beta(t) = A_1(t) + A_2(t)$, с учетом схемы распада радона-222, а $\lambda_{\text{эфф}}$ – эффективная постоянная распада смеси изотопов, находящихся на фильтре.

Так как число частиц, попавших в счетчик, пропорционально β -активности исследуемого фильтра, то

$$n_\beta(t) = n_\beta(0) \cdot e^{-\lambda_{\text{эфф}} t} \quad (10)$$

Таким образом, сняв график зависимости количества β -частиц, попавших в счетчик, от времени, можно по формуле (5) определить эффективный период полураспада $T_{\text{эфф}}$ смеси радионуклидов, осевших на фильтре.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Лабораторная установка изображена (рис. 4.13.5) состоит из детектора ионизирующих излучений – счетчика Гейгера, расположенного в измерительном блоке 1 (фото 1), стабилизированного источника питания 2, счетного устройства 3 (фото 2) и набора фильтров 4, изготовленных из специального волокна. Для сбора радиоактивного аэрозоля используется пылесос 5, откачная труба 6 для забора пробы с улицы, крепежное устройство 7 на шланг пылесоса для забора пробы в помещении и патрон 8 для фильтров. Сигналы со счетчика регистрируются пересчетным устройством и фиксируются через заданный интервал времени на электронном табло.

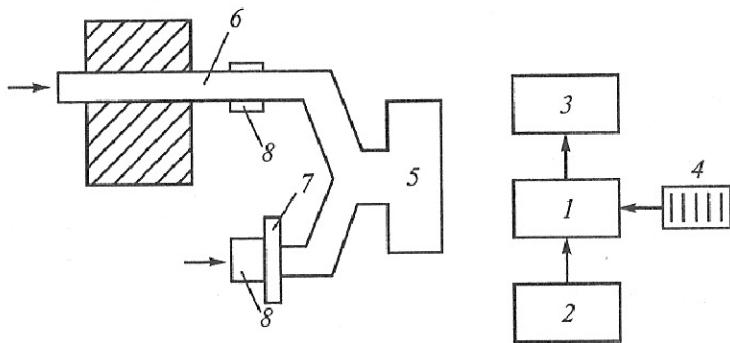


Рис. 4.13.5

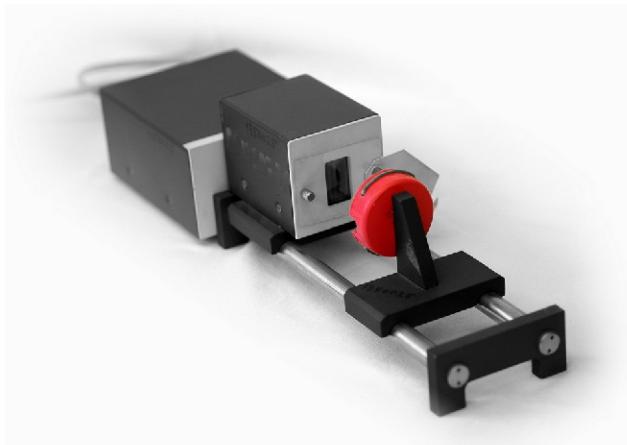


Фото 1



Фото 2

ИЗМЕРЕНИЯ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Задание 1. Определение сравнительного содержания радона и продуктов его распада в закрытом помещении и на открытом воздухе.

1. Включите пересчетное устройство и подготовьте его к проведению измерений. Включите источник питания счетчика. Проведите измерение уровня естественного радиоактивного фона в лаборатории n_{ϕ} (имп/мин). Рекомендуемое время одного измерения 5 минут.

Измерения повторите не менее 5 раз и вычислите среднее значение $n_{\phi \text{ср}}$ (имп/мин).

2. Проведите сбор радиоактивного аэрозоля на открытом воздухе. Для этого патрон с фильтром №1 закрепите в выходящей на улицу откачной трубе, которую затем соедините с пылесосом и проведите прокачку воздуха через фильтр в течение 15 минут. По окончании прокачки установите исследуемый фильтр над счетчиком частиц и определите скорость счета от него, проведя последовательно 5 измерений (рекомендуемое время одного измерения 100с). Вычислите среднее значение $n_{1\text{ср}}$ (имп/мин).

3. Определите активность $A_{1\text{ср}}$ исследуемого фильтра по формуле:

$$A_{1\text{ср}} \equiv n_{1\text{ср}} - n_{\phi \text{ср}}$$

4. Проведите сбор радиоактивного аэрозоля из воздуха лаборатории. Для этого установите патрон с фильтром №2 в крепежном устройстве. Наденьте крепежное устройство на шланг пылесоса и проведите в течение 10 минут в лаборатории прокачку воздуха через фильтр. По окончании прокачки расположите фильтр напротив счетчика частиц. Определите скорость счета импульсов от исследуемого фильтра, проведя последовательно 5 измерений (время каждого измерения 100 с) и вычислите среднее значение $n_{2\text{ср}}$ (имп/мин).

5. Определите активность $A_{2\text{ср}}$ исследуемого фильтра по формуле:

$$A_{2\text{ср}} \equiv n_{2\text{ср}} - n_{\phi \text{ср}}$$

6. Сравните активности фильтров A_1 и A_2 и сделайте выводы.
ТАБЛИЦА 1.

N_ϕ имп/300 с	$n_{\phi \text{ср}}$ имп/мин	n_1 имп/100 с	$n_{1 \text{ср}}$ имп/мин	n_2 имп/100 с	$n_{2 \text{ср}}$ имп/мин	$A_{2 \text{ср}}$ имп/мин	$A_{1 \text{ср}}$ имп/мин	$\frac{A_2}{A_1}$
1.		1.		1.				
.....					
5.		5.		5.				

Задание 2. Оценка эффективного периода полураспада смеси изотопов

1. Не убирая от счетчика фильтр №2, снимите зависимость активности фильтра от времени. Установив “непрерывный” режим работы счетного устройства, проведите последовательно ~40 измерений (длительность каждого измерения 100с). По результатам измерений и вычислений заполните таблицу 2.

ТАБЛИЦА 2.

$\#$ $\#$	$t, (\text{с})$	$n_{\text{фона ср}}$ (имп/мин)	n_2 (имп/мин)	$A_{\text{фильтра №2}}$ (имп/мин)	$\ln A$	$\lambda, \text{с}^{-1}$	$T_{1/2}$ (мин)
1.	0– 100						
...							
40.	3900-4000						

2. Постройте на миллиметровой бумаге графики зависимости $A = f(t)$ и $\ln A = f(t)$. Объясните полученные кривые.

3. По формулам (5) и (6) оцените величину постоянной распада и эффективного периода полураспада исследуемой смеси изотопов. Расчеты λ и $T_{1/2}$ проводите для участка $t > 1000$ с.

ДОПОЛНИТЕЛЬНОЕ ЗАДАНИЕ.

При наличии резервного времени рекомендуется провести в течение 10-15 минут проветривание помещения, в котором проводится эксперимент, а затем вновь провести забор радиоактивной аэрозоли в помещении и сравнить активности фильтров. Сделать выводы об эффективности проветривания помещений для снижения концентрации в воздухе радона и продуктов его распада.

ВОПРОСЫ И УПРАЖНЕНИЯ

1. В чем физический смысл постоянной распада? Что называется периодом полураспада?
2. Каково происхождение α - и β -частиц, возникающих при радиоактивных превращениях?
3. Что называется радиоактивным семейством? Какие радиоактивные семейства встречаются в природе?
4. В чем состоит условие переходного равновесия в радиоактивной цепочке?
5. Какой изотоп получится из $^{86}\text{Rn}^{222}$ после двух α - и двух β -распадов?
6. Сколько α - и β -распадов испытывает ^{238}U , превращаясь в конечном счете в стабильный изотоп ^{206}Pb ?
7. В каких двух основных формах встречается радон в природе?
8. Назовите основные источники поступления радона в помещения.
9. Почему радон и продукты его распада особенно опасны для внутреннего облучения

организма?

10. Какие меры принимаются для снижения уровня концентрации радона в помещениях?
11. В чем заключается метод фильтрации? Какие радиоактивные изотопы оседают на фильтре?
12. Почему при расчетах активности препарата необходимо учитывать радиоактивный фон?
13. Почему рекомендуется проводить расчеты λ и $T_{1/2}$ по графикам для участка $t > 1000\text{c}$?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4.14

ИССЛЕДОВАНИЕ ДОЛГОЖИВУЩЕГО ИЗОТОПА КАЛИЯ

Цель работы: Экспериментальное определение периода полураспада ${}_{19}\text{K}^{40}$; оценка β -активности исследуемого источника и человеческого организма.

Приборы и принадлежности: индикатор ионизирующих частиц, счетное устройство, стабилизированный источник питания, исследуемый источник – соль KCl.

ВВЕДЕНИЕ

В данной работе объектом исследования является один из самых распространенных естественных долгоживущих радиоактивных изотопов нашей планеты – K^{40} , период полураспада которого сравним со временем жизни Солнечной системы. Природный калий представляет собой смесь трех изотопов: ${}_{19}\text{K}^{39}$ ($\approx 93,1\%$), ${}_{19}\text{K}^{40}$ ($\approx 0,012\%$) и ${}_{19}\text{K}^{41}$ ($\approx 6,88\%$), из которых только ${}_{19}\text{K}^{40}$ радиоактивен. Калий встречается в достаточно большом количестве не только в горных породах Земли и в почве, но и входит в состав тканей растений и животных. Относительное весовое содержание калия в теле человека составляет примерно 0,12-0,35%. K^{40} – единственный изотоп, который при поступлении через желудочно-кишечный тракт вносит значительный вклад во внутреннее облучение человека в течение всей его жизни.

Схема распада ${}_{19}\text{K}^{40}$ представлена на рис.4.14.1.

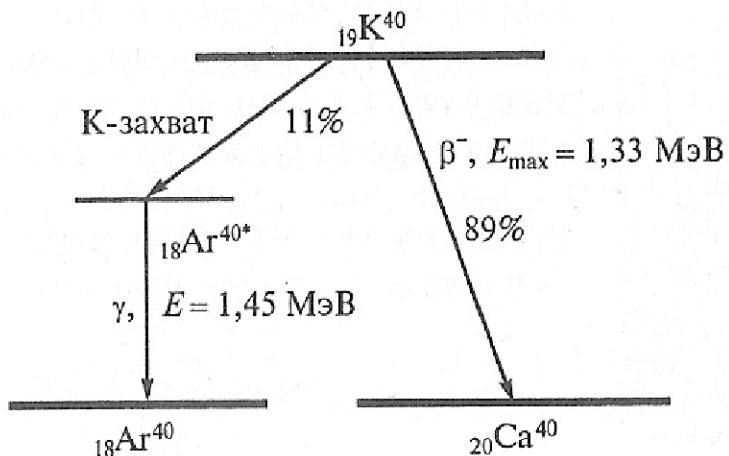
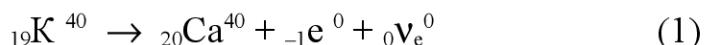


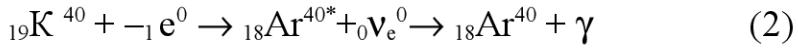
Рис. 4.14.1

В 89% случаев распада этот изотоп калия претерпевает β^- -распад (переход нуклона из состояния нейтрона в состояние протона) с образованием изотопа ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ в основном состоянии:



Максимальная кинетическая энергия испускаемых при этом β -частиц $E_{\max}=1,33$ МэВ.

В 11% случаев ядро $^{19}\text{K}^{40}$ распадается путем захвата орбитального электрона (K -захват, переход нуклона из состояния протона в состояние нейтрона) с образованием изотопа $^{18}\text{Ar}^{40}$ в возбужденном состоянии. Ядро $^{18}\text{Ar}^{40}$ переходит из возбужденного состояния в основное, испуская γ -кванты с энергией $E=1,45$ МэВ:



Таким образом, β -распад ядра радиоактивного изотопа $^{19}\text{K}^{40}$ сопровождается испусканием β -частиц, имеющих непрерывный спектр с максимальной энергией 1,33 МэВ, и моноэнергетического γ -излучения с энергией 1,45 МэВ.

Человек подвергается радиационному облучению двумя способами. Радиоактивные вещества могут находиться вне организма и облучать его снаружи; в этом случае говорят о внешнем облучении. В другом случае они могут оказаться в воздухе, пище или воде и попасть внутрь организма. Такой способ облучения называют внутренним.

В среднем примерно 2/3 эффективной эквивалентной дозы облучения, которую человек получает от естественных источников радиации, поступает от радиоактивных веществ, попавших в организм с пищей, водой или воздухом. Совсем небольшая часть этой дозы приходится на радиоактивные изотопы типа углерода-14 или трития, которые образуются под воздействием космической радиации. Все остальное поступает от источников земного происхождения. Достаточно большую дозу внутреннего облучения человек получает от нуклидов радиоактивных рядов урана-238 и тория-232 (радон и его дочерние продукты). Однако изотоп $^{19}\text{K}^{40}$ также вносит существенный вклад во внутреннее облучение живых организмов. Калий можно встретить во всех тканях организма, хотя основная его масса сосредоточена в мышцах. Таким же образом будет распределена и введенная в организм радиоактивная форма калия. Образующиеся при распаде $^{19}\text{K}^{40}$ β -частицы имеют пробег в биологических тканях порядка 0,7 см, а γ -излучение свободно проходит сквозь ткани живого организма. Поскольку физический период полураспада K^{40} достаточно велик, а его запасы в организме постоянно пополняются за счет пищевых источников, то этот долгоживущий радиоактивный изотоп представляет собой один из основных естественных источников радиации, обуславливающий постоянное внутреннее β - и γ -облучение живых организмов в течение всей жизни. Концентрация калия (соответственно, и K^{40}) в организме человека значительно зависит от возраста и других факторов. В среднем в год человек получает дозу облучения 0,3 мЗв (12,5% эффективной эквивалентной дозы облучения от

естественных источников) за счет этого радиоактивного изотопа, усваиваемого организмом вместе с нерадиоактивными изотопами калия, необходимыми для жизнедеятельности организма (поваренная соль, зерновые и бобовые культуры, пивные дрожжи, молочные продукты и т.д.).

Для долгоживущих изотопов не пригоден обычный способ определения периода полураспада по уменьшению активности препарата со временем (экспоненциальный закон), так как за время проведения эксперимента активность препарата практически не меняется. Для определения периода полураспада таких изотопов необходимо знать полную, то есть учитывающую все виды распадов, активность A препарата и число N радиоактивных атомов в нем:

$$A = \lambda N = \frac{\ln 2}{T} N = \frac{\ln 2}{T} N_0 V, \quad (3)$$

где λ – постоянная радиоактивного распада; N_0 – число радиоактивных атомов в единице объема; V – объем источника; T – период полураспада.

Пусть источник, представляющий собой кювету толщиной a с солью KCl, приставлен к окну торцевого счетчика β -частиц (см. рис. 4.14.2.). Можно считать, что в окно счетчика попадают только те частицы, которые вылетели из источника, площадь основания которого равна площади окна счетчика:

$$S = d \cdot l.$$

Из слоя толщиной dX , находящемся на расстоянии X от окна счетчика, вылетит в направлении окна за 1 секунду dn электронов:

$$dn = \frac{1}{2} \cdot \frac{\ln 2}{T} N_0 \cdot S \cdot dX \cdot e, \quad (4)$$

где e – доля распадов K^{40} , происходящих путем β -распада.

При прохождении через слой вещества толщиной X плотность потока частиц убывает по закону: $J = J_0 \cdot e^{-\alpha X}$, где α – линейный коэффициент поглощения излучения. Следовательно, из этих dn β -частиц часть поглотится в кристаллах KCl на пути X , и окна счетчика достигнут только $e^{-\alpha X} dn$ частиц. Проинтегрируем выражение $e^{-\alpha X} dn$ по всей толщине источника. Поскольку толщина кюветы a много больше того расстояния, с которого еще долетают частицы до счетчика

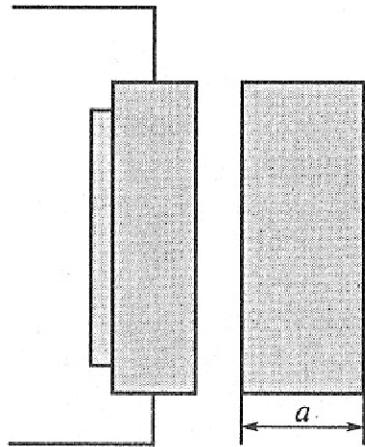


Рис. 4.14.2

($a > \alpha^{-1}$), то можно считать $a \sim \infty$:

$$N^* = \int_0^{\frac{1}{\alpha}} e^{-\alpha X} dN = \frac{\ln 2 \cdot N_0 \cdot S \cdot e}{2T \cdot \alpha}, \quad (5)$$

где N^* – полное число β -частиц, обусловленное распадом K^{40} , и достигающих окна счетчика за 1 секунду.

Однако счетчик имеет определенную эффективность ϕ , то есть регистрирует лишь некоторую долю влетающих в него β -частиц (значение ϕ указывается в паспорте установки) – ϕN^* . Кроме того, счетчик срабатывает при попадании в него как β -частиц, летящих от источника, так и частиц, обусловленных фоном. Фоновая скорость счета N_ϕ при измерении β -излучения препарата обусловлена не только космическим излучением и радиоактивностью окружающей среды, но и γ -квантами, испускаемыми исследуемым препаратом.

Поэтому полное число частиц, регистрируемых счетчиком за единицу времени, определяется следующим выражением:

$$N = \frac{\ln 2 \cdot N_0 \cdot S \cdot \phi \cdot e}{2T \cdot \alpha} + N_\phi. \quad (6)$$

Число радиоактивных атомов N_0 в единице объема определяется соотношением:

$$N_0 = \frac{N_A \cdot m^o}{m_K \cdot V}, \quad (7)$$

где μ_K – молярная масса $^{19}K^{40}$; m^o – масса изотопа $^{19}K^{40}$ в образце; V – объем образца.

Если f – доля $^{19}K^{40}$ ($f = 1,19 \times 10^{-4}$) в природном калии, общая масса которого M_K , то

$$m^o = fM_K = f \cdot \frac{M_{\text{aCl}}}{m_{\text{KCl}}} \cdot m_K, \quad (8)$$

где M_{KCl} – масса источника, содержащего чистую соль KCl, а μ_{KCl} – молярная масса KCl.

Подставляя (7), (8) в (6), получаем:

$$T = \frac{\ln 2 \cdot N_A \cdot f \cdot I_{\text{KCl}} \cdot e \cdot S}{2(N^* - N_\phi) \cdot m_{\text{KCl}} \cdot \alpha \cdot V} \quad (9)$$

Часто линейный коэффициент поглощения α выражают через слой половинного ослабления $D\rho_{1/2}$, то есть толщину слоя вещества, ослабляющего интенсивность излучения в 2 раза:

$$\alpha = \frac{\ln 2}{D\rho_{1/2}} \left(\frac{1}{\square} \right). \quad (10)$$

Линейный коэффициент поглощения зависит от плотности ρ поглощающего вещества: $\alpha = \alpha^* \rho$, где α^* – массовый коэффициент поглощения. Тогда величина слоя половинного ослабления (или поглощения) с учетом материала поглотителя будет рассчитываться по формуле:

$$\Delta\rho^{1/2} = \frac{\ln 2}{\alpha^*} = \frac{\rho \cdot \ln 2}{\alpha} = \rho \cdot \Delta\rho_{1/2} \left(\frac{e}{cm^2} \right) \quad (11)$$

Подставив (11) в (9), получаем окончательную формулу для расчета периода полураспада долгоживущего изотопа K^{40} :

$$\bar{O} = \frac{N_A \cdot f \cdot j \cdot e \cdot S \cdot D\rho^{1/2}}{2(N^{**} - N_0) \cdot m_{KCl}} \quad (12)$$

Зная период полураспада T , можно по формуле (3) оценить активность источника. Для источника массой M активность равна:

$$A = \frac{\ln 2}{T} \cdot \frac{m^o N_A}{m_K} \text{ (расп/с)} \quad (13)$$

Тогда β -активность образца будет рассчитываться по формуле:

$$A_\beta = A \cdot \varepsilon \text{ (расп/с)} \quad (14)$$

Единица измерения активности в системе СИ называется Беккерель (Бк), $1\text{Бк}=1\text{расп/с}$. Активность источника выражают также в специальных (внесистемных) единицах КЮРИ: $1\text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10}\text{ расп/с}$. Таким образом можно записать: $A(\text{Ки}) = A(\text{Бк}) / 3,7 \cdot 10^{10}$.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ.

Экспериментальная установка (рис.4.14.3.), состоит из индикатора ионизирующих частиц – счетчика Гейгера (1), питание на который подается от стабилизированного источника питания (2). Сигнал со счетчика поступает на вход счетного устройства ПСО-2 (3), где накапливается в течение заданного времени и фиксируется на жидкокристаллическом табло. В работе используется экологически безопасный радиоактивный источник (4) – чистая соль KCl , запрессованная в кювету.

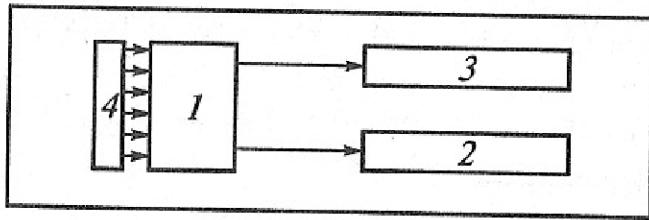


Рис. 4.14.3

ИЗМЕРЕНИЯ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Задание 1. Экспериментальное определение периода полураспада изотопа $^{19}\text{K}^{40}$.

1. Подготовьте пересчетное устройство к проведению измерений.
2. Определите число срабатываний счетчика, обусловленное радиоактивным фоном. Для этого уберите блок с эталонным источником КС1 подальше от окна счетчика. Измерьте количество импульсов, зарегистрированных счетчиком за 5 минут. Измерения повторите не менее 5 раз и найдите среднее значение фона $N_{\phi \text{ср.}}(\text{имп}/\text{с})$
3. Установите блок с эталонным источником КС1 напротив окна счетчика. Проведите измерения полного числа частиц N^{**} , регистрируемых счетчиком за 5 минут. Измерения повторите не менее 5 раз и найдите среднее значение $N^{**}_{\text{ср.}}(\text{имп}/\text{с})$
4. По формуле (12) рассчитайте период полураспада изотопа $^{19}\text{K}^{40}$. Значение $\Delta\rho_{1/2}^*$ примите равным $78,5 \cdot 10^{-2} \text{ кг}/\text{м}^2$.

Результаты измерений и вычислений занесите в таблицу 1.

ТАБЛИЦА 1.

№	$N_{\phi}(\text{имп}/\text{с})$	$N_{\phi \text{ср.}}(\text{имп}/\text{с})$	$N^{**}(\text{имп}/\text{с})$	$N^{**}_{\text{ср.}}(\text{имп}/\text{с})$	$T_{1/2}(\text{с})$	$T_{1/2}(\text{лет})$

Задание 2. Оценка β -активности исследуемого источника и организма человека

- 1) Используя формулу (14), рассчитайте β -активность исследуемого препарата. Выразите активность исследуемого препарата в Бк и Ки.
- 2) Определите β -активность изотопа $^{19}\text{K}^{40}$, содержащегося в Вашем организме, учитывая, что в организме человека калий составляет 0,2% от его общей массы.
- 3) Часто в качестве одной из характеристик радиоактивного источника используют понятие удельной активности источника. Удельной активностью источника A_m называется отношение активности препарата к его массе: $A_m = A/m$ [Ки/кг]. Зная массу исследуемого источника, оцените его *удельную активность*.

- 4) Оцените величину *удельной β -активности* Вашего организма за счет распада $^{19}\text{K}^{40}$.
- 5) Оцените *мощность поглощенной дозы*, обусловленной β -активностью изотопа $^{19}\text{K}^{40}$, содержащегося в тканях человеческого организма. Среднюю энергию излучаемых β -частиц принять равной 0,6 МэВ.
- 6) Оцените *среднюю ожидаемую эффективную эквивалентную дозу облучения*, которую Вы получите за 70 лет жизни за счет присутствия в организме радиоактивного изотопа K^{40} . Сравните полученную величину с дозой облучения, которую человек в среднем получает за 70 лет жизни от всех естественных источников излучения.

ВОПРОСЫ И УПРАЖНЕНИЯ

1. Запишите закон радиоактивного распада. Поясните физический смысл постоянной распада и периода полураспада.
2. Что называется активностью радиоактивного препарата? Перечислите известные Вам единицы измерения активности.
3. Запишите уравнения реакций для распада ядер по схеме β^+ и β^- -распада, К-захвата.
4. Какие особенности β -распада свидетельствуют об участии нейтрино в этом процессе?
5. Какие естественные радиоактивные изотопы ответственны за постоянное внутреннее облучение человеческого организма?
6. Какой вклад во внутреннее облучение человека вносит изотоп $^{19}\text{K}^{40}$?
7. Какие факторы необходимо учитывать при оценке внутреннего облучения организма?
8. Определите концентрацию K^{40} в коровьем молоке, если на литр молока приходится 1.4 г естественного калия, и если он содержит 0,0119% радиоактивного K^{40} .

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4.15.

ИЗУЧЕНИЕ ТРЕКОВ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ

Цель работы: изучение треков элементарных частиц в ядерной фотоэмulsionии; измерение пробега и оценка энергии мюона, образующегося при $\pi^+ - \mu^+$ распаде.

Литература: [3], §§ 13.1–13.4.; [30], гл. 7.

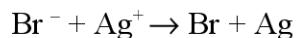
Приборы и принадлежности: микроскоп, препаратороводитель, эмульсия со следами распадов элементарных частиц, лампа подсветки.

ВВЕДЕНИЕ

Прямая регистрация следов заряженных частиц в фотоэмulsionиях является одним из важнейших методов в современной ядерной физике и имеет обширную область применения.

В ядерных фотоэмulsionиях, используемых при регистрации заряженных частиц, для увеличения чувствительности относительное содержание галоидного серебра по сравнению с желатиной примерно в 8 раз больше, чем в обычных эмульсиях, а толщина фотоэмulsionии в 10 – 100 раз больше толщины обыкновенной эмульсии.

Треки заряженных частиц в фотоэмulsionии образуются в результате следующих процессов. Частица, попадая в микрокристаллы AgBr, возбуждает электроны, образующие ионную связь в молекуле. Возбужденные электроны покидают отрицательный ион брома и переходят к положительному иону серебра; в результате образуются два нейтральных атома:



При обработке эмульсии, которая производится в темноте, из желатины удаляется бром, а оставшиеся атомы серебра образуют видимый трек.

До создания ускорителей единственным источником высокоэнергичных частиц были космические лучи. В космических лучах были выделены две компоненты: жесткая, проникающая через большие толщи свинца, включающая частицы большой массы, и мягкая, сильно поглощаемая свинцом, включающая легкие элементарные частицы, в первую очередь электроны. Частицы жесткой компоненты были названы мезонами, так как они имели массу, промежуточную между массами протона и электрона: $M \sim 200m_e$. Впоследствии были найдены другие частицы с массой $M \sim 300m_e$. Частичам с массой $M \sim 200m_e$ дали название мюоны (относятся к классу лептонов), а частицы с массой $M \sim 300m_e$ были названы π -мезонами (пионы) (относятся к классу адронов). Сейчас массы этих частиц измерены с довольно высокой точностью (до четвертого знака после запятой). Для выполнения данной работы достаточно использовать следующие приближенные значения: $M_\pi \sim 275m_e$ и $M_\mu \sim 207m_e$.

Схема регистрации π -мезонов показана на рисунке 4.15.1. Протоны, ускоренные до энергии $7 \text{ ГэВ} = 7 \times 10^9 \text{ эВ}$, выводятся из кольцевого ускорителя при помощи отклоняющего устройства и попадают в мишень, установленную в специальном помещении, где проводятся измерения. Под действием энергичных протонов в мишени происходят различные процессы, в частности образуются пучки π^+ - и π^- -мезонов. Эти пучки и регистрируются фотоэмulsionией.

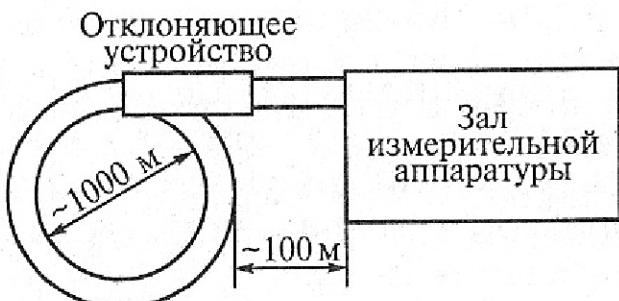


Рис. 4.15.1

В фотоэмulsionии отрицательный пион имеет возможность близко подойти к ядру и поглощается им, что приводит к ядерному расщеплению. Осколки ядерного расщепления разлетаются во все стороны. Они образуют “звезду”, показанную на рисунке 4.15.2.а.

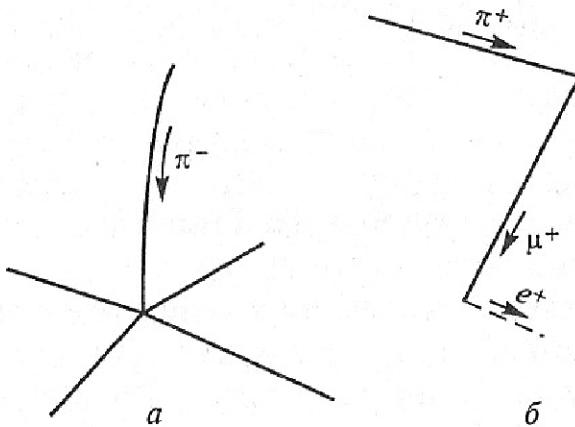


Рис. 4.15.2

В отличие от отрицательного pione положительные пионы вследствие кулоновского отталкивания не могут приблизиться к положительно заряженным ядрам и распадаются с рождением мюона. На рисунке 4.15.2.б показана схема распада положительного pione на мюон и нейтрино:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu.$$

Мюон – нестабильная частица, поэтому через $\sim 10^6$ секунды он распадается с образованием позитрона e^+ , электронного нейтрино ν_e и мюонного антинейтрино $\bar{\nu}_\mu$:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

Положительный pione оставляет в фотоэмulsionии достаточно четкий след с характерным утолщением к концу вследствие уменьшения скорости движения. Возможно искривление трека (следа) в результате кулоновского взаимодействия с атомными ядрами. После излома трека (распад pione) след обусловлен движением в fotoэмulsionии положительного мюона. Нейтрино следа в эмульсии не оставляет.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

В работе используются микроскоп и fotoэмulsionия, облученная π -мезонами. Исследуемая эмульсия закреплена на предметном столике (3) микроскопа (рис. 4.15.4) и может перемещаться в двух взаимно перпендикулярных направлениях с помощью винтов препаратороводителя (4). Для того чтобы сфокусировать микроскоп на слой эмульсии, необходимо винтом грубой наводки (1) опустить тубус на расстояние нескольких миллиметров от фотопластинки. При этой операции необходимо соблюдать осторожность, чтобы не продавить эмульсию. Далее следует вести поиск следов π - μ -распада на различной глубине с помощью микрометрического винта (2). Просматривать пластинку удобно полосами от одного края к другому, перемещая ее на столике с помощью винтов препаратороводителя. Ширина этих полос должна быть равна диаметру поля зрения объектива. Обнаружив π - μ -распад, обязательно убедитесь, что трек мюона не выходит за пределы эмульсии. Рекомендуется найти и обработать несколько треков π - μ -распада.

ИЗМЕРЕНИЯ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Частица входит в эмульсионный слой под небольшим углом к его поверхности, как это показано на рисунке 4.15.3, где R – длина пробега, $R_{\text{топ}}$ – горизонтальная проекция трека, h – вертикальная.

Поле зрения микроскопа в большинстве случаев меньше длины пробега частицы, поэтому измерение горизонтальной проекции следа $R_{\text{топ}}$ производится путем последовательных фокусировок, производимых одновременно с перемещением пластиинки относительно объектива. На столике имеются две шкалы, при помощи которых определяются координаты найденного распада. При измерении $R_{\text{топ}}$ удобно пользоваться опорными точками, которые выделяются на треке (утолщения, сужения и т.д.). Если след частицы не выходит за границы поля зрения микроскопа, то $R_{\text{топ}}$ определяется разностью координат начала и конца трека, умноженной на цену деления окулярного микрометра (для объектива с восьмикратным увеличением 8^{\times} – 12,5 мкм, с двадцатикратным увеличением – 5 мкм).

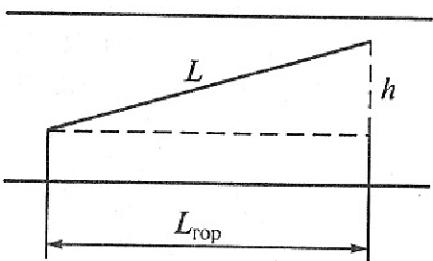


Рис. 4.15.3

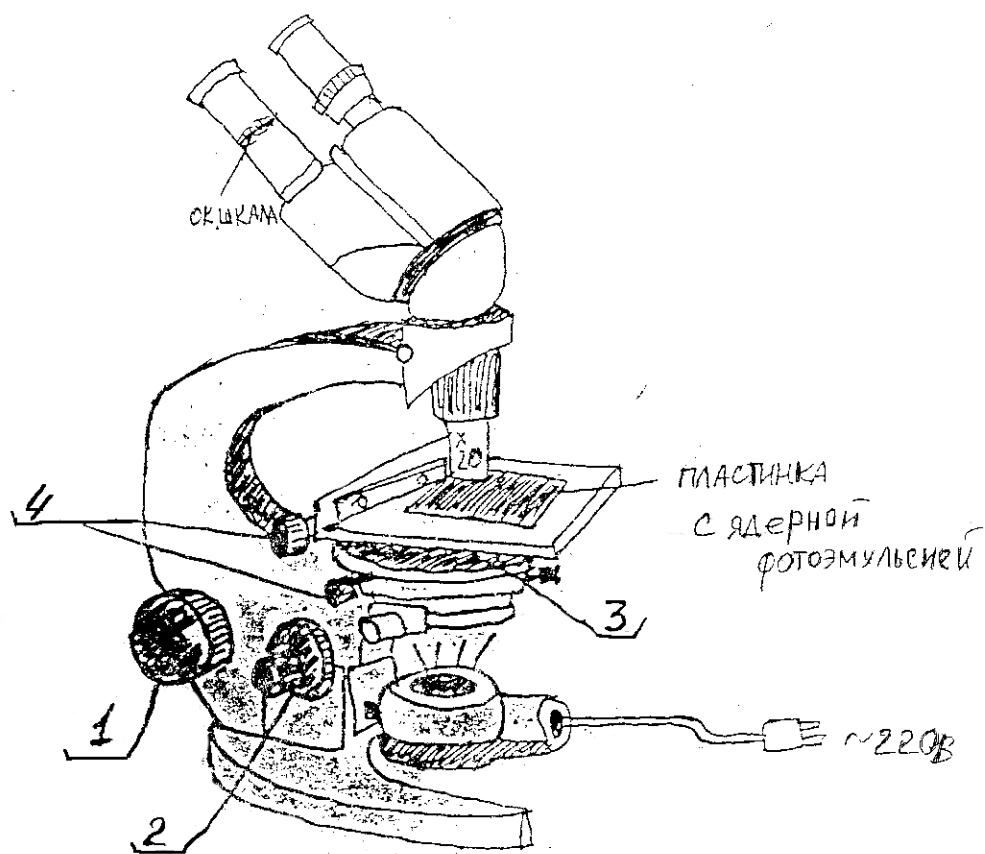


Рис. 4.15.4

Высота h измеряется с помощью микрометрического винта (2). Для этого надо сфокусировать объектив на начальную точку трека и зафиксировать ее координаты на шкале винта. Затем то же самое следует сделать для конечной точки трека. Разность отсчетов по шкале микрометрического винта, умноженная на цену деления, будет кажущейся высотой $h_{\text{каж}}$ (из-за преломления света кажущаяся толщина в n раз меньше истинной, где n – показатель преломления эмульсии). Кроме того, необходимо учесть

искажения трека, которые возникают при обработке эмульсий: дисперсия, усадка и др. Особенно сильно влияет на кажущуюся высоту усадка. Общая истинная длина проекции на вертикальную ось будет определяться уравнением

$$h = \chi nh_{\text{каж}}, \quad (1)$$

где χ – коэффициент усадки, n – показатель преломления эмульсии ($n=1,52$).

Коэффициент усадки определяется из отношения начальной толщины эмульсии ($d_0 = 400$ мм) к толщине d после обработки, которая определяется поочередной фокусировкой на верхнюю и нижнюю поверхности эмульсии:

$$c = \frac{d_0}{d}, \quad d = nk(N_2 - N_1) \quad (2)$$

Здесь k – цена деления микрометрического винта, N_1 и N_2 – соответствующие значения по шкале микрометрического винта при фокусировке на верхнюю и нижнюю поверхности эмульсии.

Теперь можно определить длину пробега:

$$R = \sqrt{R_{\text{топ}}^2 + h^2} = \sqrt{R_{\text{топ}}^2 + (\chi nh_{\text{каж}})^2}. \quad (3)$$

Первоначальная кинетическая энергия мюона находится по эмпирической формуле:

$$T_x = \alpha \left(\frac{m_x}{m_p} \right)^{1-\varepsilon} Z^{2\varepsilon} \cdot R_x^\varepsilon, \quad (4)$$

где x – вид частицы, T – кинетическая энергия частицы (МэВ), R – длина пробега (мкм), m – масса протона, m_x – масса частицы, Z – заряд частицы (относительно элементарного заряда). Значения коэффициентов α и ε зависят от свойств эмульсии. Для эмульсий, используемых в данной работе, $\alpha = 0,25$ и $\varepsilon = 0,58$.

Задание 1. Измерение длины пробега положительного мюона

Перед выполнением работы расположите пластинку так, чтобы ее стороны были параллельны направляющим столикам микроскопа.

1. Найдите на фотоэмulsionии след $\pi^+ - \mu^+$ -распада. Перед проведением измерений убедитесь, что мюон остановился в эмульсии. Зарисуйте наблюдаемую картину.

2. Последовательно сфокусировав объектив на верхнюю и нижнюю поверхности эмульсии, определите коэффициент усадки χ по формуле (2).

3. Пользуясь описанной выше методикой, определите вертикальную h и горизонтальную $R_{\text{топ}}$ проекции трека мюона.

4. По формуле (3) рассчитайте длину пробега мюона R .

5. Результаты измерений и вычислений занесите в таблицу.

d_0 , мкм	d , мкм	χ	$h_{\text{каж}}$, мкм	h , мкм	$R_{\text{топ}}$, мкм	R , мкм

Задание 2. Оценка энергии положительного мюона.

Пользуясь формулой (4), рассчитайте энергию, с которой испускается мюон при $\pi^+ - \mu^+$ -распаде.

ВОПРОСЫ И УПРАЖНЕНИЯ

- Какие типы ускорителей заряженных частиц вам известны?
- Какие методы регистрации элементарных частиц применяются в ядерных исследованиях?

3. Как было открыто нейтрино? Каковы характеристики этой частицы?
4. Что такое космические лучи?
5. Как классифицируются элементарные частицы в зависимости от типов взаимодействий, в которых они участвуют?
6. Перечислите все лептоны. Каковы их времена жизни, масса, спин?
6. Перечислите все известные кварки. Каковы их спин, заряды, массы?
7. Каков кварковый состав: протона, нейтрона, π^0 , π^- и π^+ – мезонов?
8. Участвуют ли адроны в слабом взаимодействии?
9. Какие типы взаимодействий обуславливают следующие реакции:
 $\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$; $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$; $_6C^{14} \rightarrow _7N^{14} + _{-1}e^0$; $_1p^1 + _3Li^7 \rightarrow _2He^4 + _2He^4$?