

53
93
МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Кафедра общей физики

ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ

Руководство к лабораторным занятиям по физике

ЧАСТЬ 5

МОСКВА — 1975

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Кафедра общей физики

Всего 2 экз.
1 экз.

ФИЗИЧЕСКИЙ
ПРАКТИКУМ

Руководство
к лабораторным занятиям
по физике

часть 5

Фар
Рис

Под редакцией
доц. О.И. Замши и доц. А.А. Колубина



Москва 1975

14

О Г Л А В Л Е Н И Е

Предисловие	3
О методике проведения работ	4
Работа I. Изучение основных законов внешнего фотоэлектрического эффекта	5
Работа 2. Определение постоянной Планка по коротковолновой границе непрерывного рентгеновского спектра	18
Работа 3. Оптические спектры атомов водорода и ртути.....	30
Работа 4. Определение потенциала возбуждения методом Франка и Герца	42
Работа 5. Изучение спектра натрия	51
Работа 6. Изучение спектра поглощения двухатомной молекулы иода в видимой области спектра на приборе малой дисперсии	59
Работа 7. Изучение электронных спектров испускания двухатомных молекул	71
Работа 8. Дифракция электронов	81
Работа 9. Масс-спектрометр	91
Работа 10. Опыт Резерфорда	101
Работа 11. Определение энергии α -частиц	111
Работа 12. Газовый квантовый оптический генератор	117
Работа 13. Эффект Комптона	128
Работа 14. Изучение характеристического рентгеновского спектра меди	137
Работа 15. Эффект Зеемана	149
Работа 16. Электронный парамагнитный резонанс	158

"Физический практикум" часть 5 содержит описания лабораторных работ по атомной физике, выполняемых студентами Московского инженерно-физического института на пятом семестре.

Кроме работ, описанных ранее, настоящий сборник содержит описание работ, поставленных в новом варианте. К этим работам относятся: работа I "Изучение основных законов внешнего фотоэлектрического эффекта", поставленная преподавателем В.П.Дубовским; работа 5 "Изучение спектра натрия", поставленная старшим инженером В.С. Афанасьевым; работа I3 "Комптон эффект", поставленная доцентом О.В. Захаровым; работа I6 "Электронный парамагнитный резонанс", поставленная преподавателем И.Т. Бызовой.

В составлении сборника описаний приняли участие следующие преподаватели кафедры общей физики: В.С. Афанасьев (работа 5), К.Т.Басова (работа I2), И.Т. Бызова (работы 9 и I6), В.П.Дубовской (работа I), О.В.Захаров (работа I3), А.А. Колюбин (работы 3 и 7), Н.В. Масленикова (работы I0 и II), В.С.Мсспанов (работа I5), В.А.Романовский (работы 2 и I4), О.А.Шакалис (работа 8), А.В. Шмыкова (работа 6). Вся техническая работа по подготовке рукописи к печати проведена старшим инженером В.А. Ванчиновым.

Описания работ 3,4,5,6,7 отредактированы доцентом А.А. Колюбиным, все остальные работы отредактированы доцентом О.И.Замшей.

Председатель методической комиссии О.И.Замша.

О МЕТОДИКЕ ПРОВЕДЕНИЯ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ

Выполнение работы складывается из трех основных этапов.

1. Внелабораторная самостоятельная подготовка студента включает изучение теории вопроса и изучение установки, ее отдельных узлов и приборов. При этом кроме описания работы, должны быть использованы и другие учебные пособия по атомной физике. Этот подготовительный этап заканчивается записью в лабораторном журнале даты выполнения работы, номера и названия работы, основных расчетных формул, составлением блок-схемы установки, принципиальных схем отдельных блоков и узлов, форм таблиц и записи данных наблюдений.

2. Работа в лаборатории начинается с изучения характеристик отдельных приборов и узлов, сопоставления их с блок-схемой и выяснения взаимодействия этих приборов и узлов. Основные характеристики записываются. Затем устанавливается оптимальный режим работы установки и проводятся измерения.

Результаты измерений, как правило, необходимо заносить в заранее подготовленные таблицы. Все факторы, способные оказать влияние на точность измерений, следует также заносить в таблицы. Рекомендуется, по крайней мере, часть вычислений и графических построений проводить в процессе самой работы, чтобы иметь возможность сразу же судить о ходе измерений и состоянии установки. Полученные результаты анализируются, т.е. сопоставляются с теорией или табличными данными, отыскиваются источники систематических погрешностей.

3. В конце работы пишется краткое заключение, в котором должно быть указано:

1. что и каким методом измерялось,
2. полученный результат с указанием его погрешности,
3. краткое обсуждение полученного результата и анализа погрешностей.

Отчет представляется ведущему преподавателю в день выполнения работы. Допускается представление отчета на ближайшем следующем занятии.

Работа I
ИЗУЧЕНИЕ ОСНОВНЫХ ЗАКОНОВ
ВНЕШНЕГО ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

В в е д е н и е

Внешним фотоэлектрическим эффектом, или фотоэлектрической эмиссией, называется явление освобождения электронов с поверхности тел под действием света.

Экспериментальные исследования показывают, что имеют место следующие основные закономерности внешнего фотоэффекта:

1. Количество эмитируемых электронов (фототок) пропорционально световому потоку, падающему на поверхность тела (при условии неизменного спектрального состава света) — закон Столетова.

2. Максимальная энергия фотоэлектронов линейно возрастает с частотой падающего света и не зависит от его интенсивности — закон Эйнштейна.

3. Для каждого вещества существует граничная частота света, ниже которой фотоэффект не наблюдается. Граничную частоту ν_0 и соответствующую ей длину волны λ_0 называют красной границей фотоэффекта.

Пользуясь квантовыми представлениями, можно объяснить явление фотоэффекта и указанные закономерности. Фототок складывается из электронов, которые после поглощения квантов света получают достаточную энергию для преодоления связей, удерживающих их в веществе, и вылетают за пределы поверхности тела. Вероятность одновременного поглощения двух фотонов одним электроном ничтожно мала и, следовательно, каждый фотоэлектрон заимствует энергию только у одного фотона. Поэтому число фотоэлектро-

нов должно быть пропорционально числу падающих на поверхность фотонов, т.е. пропорционально световому потоку (закон Столетова). Энергия фотоэлектрона зависит от энергии поглощенного кванта $h\nu$, которая пропорциональна частоте света ν (закон Эйнштейна). Очевидно также, что электроны могут выйти за пределы поверхности тела только в случае если фотоны обладают достаточно большой энергией. Это значит, что существует некоторая минимальная частота света, начиная с которой наблюдается фотоэффект (красная граница фотоэффекта). Рассмотрим более подробно фотоэффект с поверхности металлов. Если металл освещается видимым или ультрафиолетовым светом, то фотоэффект связан с поглощением фотонов электронами проводимости. Для того чтобы эти электроны могли покинуть поверхность металла, они должны иметь энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера, существующего вблизи поверхности металла. Величина этого барьера определяется работой выхода электрона из металла.

Используя закон сохранения энергии, можно найти максимальную энергию фотоэлектронов $(\frac{mv^2}{2})_{\text{макс}}$, вылетевших из металла при освещении его поверхности монохроматическим светом частоты ν :

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\text{макс}} = h\nu - e\varphi \quad (I.1)$$

где $e\varphi$ - работа выхода.

Соотношение (I.1) называют уравнением Эйнштейна. Из (I.1) следует, что фотоэффект возможен только при условии $\nu \geq \frac{e\varphi}{h}$. Следовательно, граничная частота фотоэффекта равна

$$\nu_0 = \frac{e\varphi}{h} \quad (I.2)$$

Красная граница фотоэффекта различна для различных метал-

лов и так же, как и работа выхода, существенно зависит от состояния поверхности металла и в особенности от наличия пленок адсорбированного газа. Граница фотоэффекта для металлов с малой работой выхода (щелочные металлы) лежит в видимой области спектра, а для металлов с большой работой выхода (серебро, платина и др.) — в ультрафиолетовой области.

В данной работе явление фотоэффекта изучается на промышленном вакуумном фотоэлементе, представляющем собой стеклянный откачанный баллон, на внутреннюю поверхность которого нанесен фоточувствительный слой (фотокатод). Собирающий электрод (анод) расположен в центре баллона. Простейшая схема включения фотоэлемента показана на рис. I. I. При освещении фотокатода в цепи

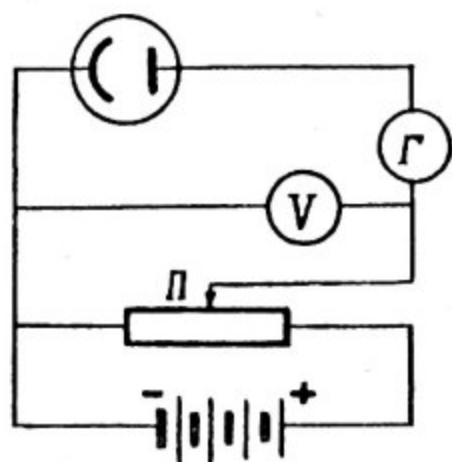


Рис. I. I

фотоэлемента возникает ток, измеряемый гальванометром Г. Напряжение U между анодом и катодом можно изменять потенциометром П.

Исследуются следующие основные характеристики фотоэлемента:

I. В о л т - а м п е р - н а я х а р а к т е р и с т и - к а - з а в и с и м о с т ь ф о т о т о к а о т

напряжения на фотоэлементе при постоянном световом потоке Φ .

На рис. I. 2 показаны две вольт-амперные характеристики, полученные для различных значений Φ ($\Phi_2 > \Phi_1$). При некотором ускоряющем фотоэлектронны напряжении ($U > 0$) фототок достигает насыщения. Сила тока насыщения i_H зависит от интенсивности светового потока Φ . При перемене знака потенциалов на электродах фотоэлемента, т.е. при задерживающем фотоэлектронны напряжении

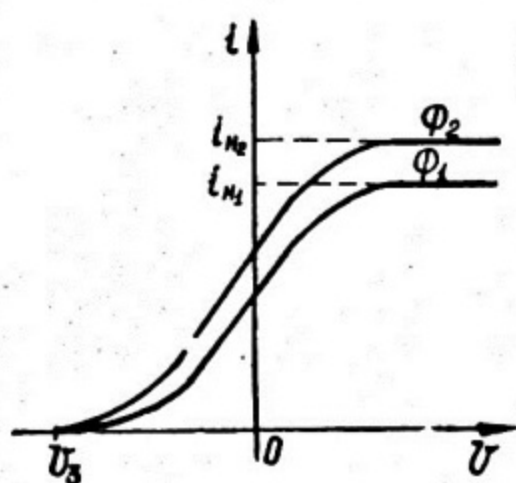


Рис. I.2

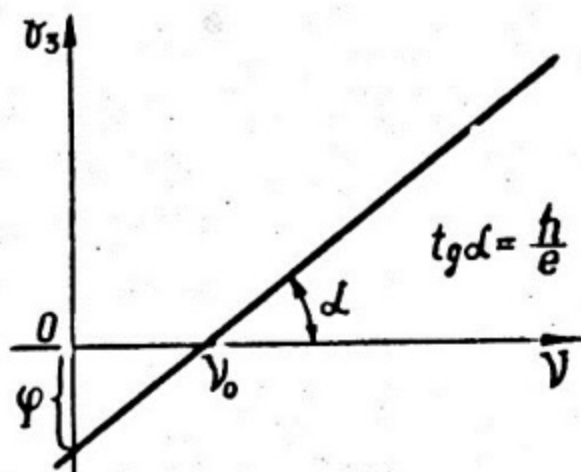


Рис. I.3

($U < 0$), с увеличением ν фототок уменьшается и при напряжении U_3 падает до нуля. Напряжение U_3 , при котором фототок равен нулю, называют задерживающим потенциалом.

При задерживающем напряжении фототок постепенно спадает до нуля, откуда следует, что фотоэлектроны обладают различными энергиями. При напряжении U_3 задерживаются все электроны, включая и самые быстрые. Следовательно, определив экспериментально задерживающий потенциал U_3 , можно вычислить максимальную энергию фотоэлектронов:

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\text{макс}} = eU_3 \quad (I.3)$$

Из уравнений (I.1), (I.2) и (I.3) получаем:

$$U_3 = \frac{h}{e}(\nu - \nu_0) \quad (I.4)$$

Измерив зависимость $U_3(\nu)$, можно проверить основной закон фотоэффекта - закон Эйнштейна. Определив тангенс угла наклона прямой $U_3(\nu)$ (рис. I.3), находят постоянную Планка h . Точка пересечения прямой с осью частот определяет красную границу фо-

то эффекта ν_0 . Отрезок φ , отсекаемый продолжением прямой на оси U_3 , дает потенциал выхода для вещества, из которого сделан фотокатод.

2. С в е т о в а я х а р а к т е р и с т и к а — зависимость фототока i от величины светового потока Φ при постоянном напряжении на фотосэлементе U и при неизменном спектральном составе света. Световая характеристика снимается при напряжении U , соответствующем току насыщения. Согласно закону Столетова, эта зависимость должна быть строго линейной. В реальных фотоэлементах она может быть искажена рядом побочных явлений.

3. С п е к т р а л ь н а я х а р а к т е р и с т и к а — зависимость фототока i от частоты света ν при постоянной интенсивности светового потока Φ и постоянном напряжении на фотоэлементе U . Спектральная характеристика снимается при напряжении U , соответствующем току насыщения.

По мере увеличения ν от ν_0 до некоторого $\nu_{\text{макс}}$ число фотоэлектронов растет, так как в фотоэффекте начинают участвовать электроны, имеющие малые энергии в металле. При частотах, больших $\nu_{\text{макс}}$ фототок не остается постоянным, а уменьшается, так как при этом начинает уменьшаться вероятность поглощения квантов света электронами. Для большинства металлов частоты

$\nu_{\text{макс}}$ очень велики и практически не достижимы. Лишь для щелочных металлов и сложных фотокатодов частоты $\nu_{\text{макс}}$ лежат в видимой или близкой ультрафиолетовой части спектра.

О п и с а н и е у с т а н о в к и

Установка состоит из универсального монохроматора УМ-2, осциллографа С1-48Б, вольтметра постоянного тока и пульта управления.

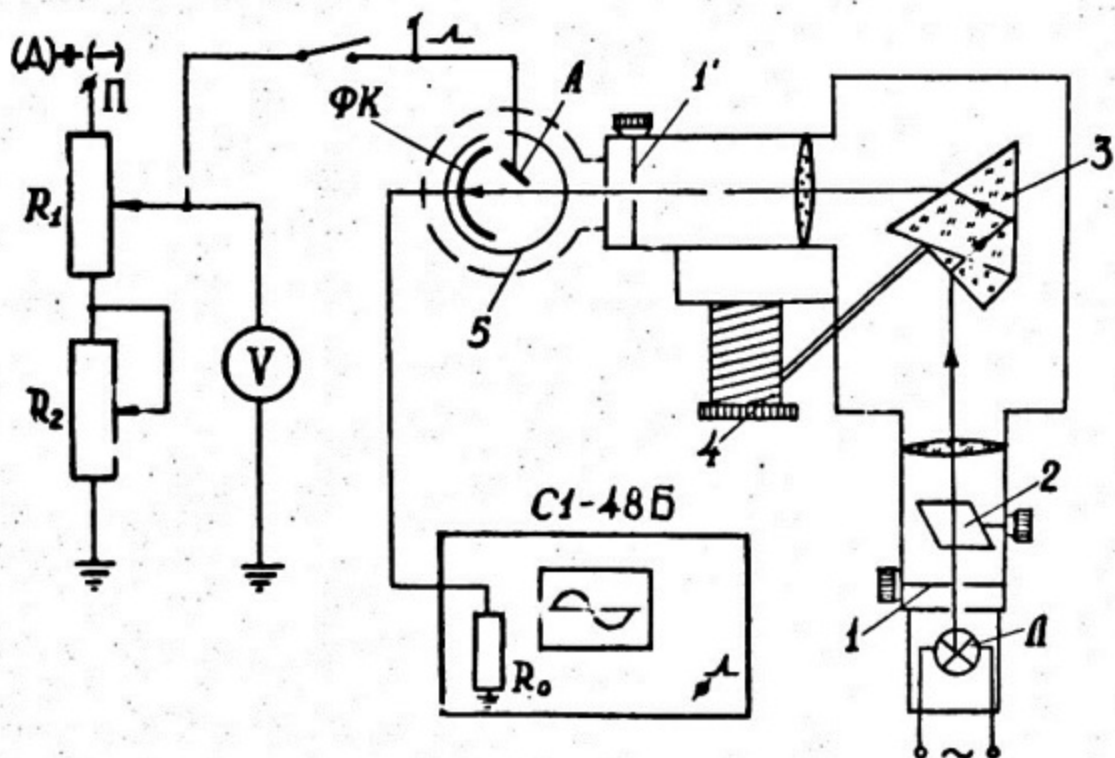


Рис. 1.4

Схема установки показана на рис. 1.4. Свет от раскаленной вольфрамовой нити электрической лампочки Л через входную щель I попадает в монохроматор УМ-2, где разлагается в спектр. Из монохроматора через выходную щель I' монохроматический свет попадает на фотозлемент 5. В работе используется сурьмяно-цезиевый фотозлемент СЦВ-3.

Основная часть монохроматора УМ-2 — поворотная призма 3. Поворот этой призмы осуществляется при помощи градуированного барабана 4. К монохроматору прилагается градуировочный график, устанавливающий соответствие между делениями шкалы барабана и частотой света ν , выходящего из щели I'. Цифры на микрометрических винтах щелей I и I' показывают ширину щелей в мм. Изменяя ширину входной щели I, можно менять величину падающего на призму 3 светового потока Φ . Рядом со входной щелью I расположена заслонка 2, которой можно перекрывать доступ света в мо-

нохроматор. Заслонка 2 имеет два положения: "открыто" и "закрыто".

Для управления режимом работы фотоэлемента служит гульт управления. В нем имеются сопротивления R_1 "грубо", R_2 "точно" и переключатель П (на рис. I.4 не показан полностью) с положениями "+", "-" и "Д". Сопротивления R_1 и R_2 служат для регулирования напряжения на аноде фотоэлемента относительно земли. Положение "+" соответствует положительному потенциалу анода, "-" - отрицательному. При этом одновременно изменяется полярность подключения вольтметра, измеряющего напряжение на аноде. В положении "+" подключена шкала вольтметра 15 В, в положении "-" - подключена шкала 1,5 В. В положении "Д" (динамический режим) отключаются сопротивления R_1 и R_2 и вольтметр, а на анод может быть подано пилообразное напряжение с гнезда "выход А" блока БР осциллографа СИ-48Б. При этом на экране можно наблюдать вольтамперную характеристику фотоэлемента.

Осциллограф СИ-48Б предназначен для измерения фототока. Согласно схеме фототок протекает через входное сопротивление осциллографа $R = 1,0 \text{ МОм}$. В результате падения напряжения на нем происходит смещение луча вверх или вниз, в зависимости от направления протекающего тока. Разумеется, при этом вход осциллографа должен быть открытым для постоянного тока, т.е. переключатель "вход" на БУ (см. Приложение) должен стоять в нижнем положении.

Пример измерения фототока. Предположим, что на панели осциллографа ручка ступенчатой регулировки "вольт/см" стоит в положении "0,01", а соответствующая ручка плавной регулировки - в крайнем положении по часовой стрелке, на фиксаторе (см. Приложение). При этом фототок вызвал смещение луча на 3,5 см: вверх. Определить фототок и его направление.

Падение напряжения на R : $U = 0,01 \text{ В/см} \times 3,5 \text{ см} = 3,5 \cdot 10^{-2} \text{ В}$
Фототок $i = U/R = 3,5 \cdot 10^{-2} \text{ В} / 1 \cdot 10^6 \text{ Ом} = 3,5 \cdot 10^{-8} \text{ А}$.

Направление фототока положительное, т.е. внутри фотоэлемента ток течет от анода к катоду.

З а д а н и я

1. Подготовка установки к измерениям

Включить в сеть для прогрева осциллограф СИ-48Б. Штеккер для подачи пилообразного напряжения должен быть вынут из гнезда "выход Δ " и вставлен в рядом расположенное гнездо " \perp " на БР. После прогрева осциллографа в течение 10-15 мин. произвести балансировку усилителя (см. Приложение).

При закрытой заслонке ручкой "смещение" линию развертки установить на нижнюю горизонталь шкалы.

Включить лампочку монохроматора, открыть заслонку 2, установить ширину щели I - 1,5-2 мм, щели I' - 1 мм. Установить на аноде фотоэлемента максимальное положительное напряжение. Подобрать чувствительность осциллографа так, чтобы можно было, открывая и закрывая заслонку 2, наблюдать смещение луча, обусловленное фототоком.

Вращая барабан 4, получить максимальное значение фототока. Записать соответствующее показание барабана $\rho_{\text{макс}}$ и определить соответствующую частоту $\nu_{\text{макс}}$.

2. Исследование вольтамперной характеристики фотоэлемента

Вольтамперную характеристику получают при неизменной освещенности фотокатода и частоте падающего света. Барабан монохроматора поставить в положение $\rho_{\text{макс}}$, на анод подать максимальное положительное напряжение. Подобрать чувствительность осциллогра-

фа так, чтобы отклонение луча происходило на весь экран. (Ручка "вольт/см, плавно" в течение всей работы должна стоять на фиксаторе см. Приложение). В наибольших пределах регулировку отклонения луча можно производить входной и выходной щелями.

Уменьшая напряжение на аноде и измеряя соответствующее отклонение луча, снять правую часть вольтамперной характеристики. Когда напряжение станет равным нулю, переключатель П поставить в положение "-" и снять 2-3 точки левой части характеристики. Чувствительность осциллографа при этом не следует повышать более, чем на одну ступень. Построить график функции $i = f(U)$.

Наблюдение вольтамперной характеристики на экране осциллографа. Поставить переключатель П в положение "Д". Штеккер вставить в гнездо "выход А" блока БР осциллографа. Барабан 4 ; установить в положение $P_{\text{макс}}$. Подобрать чувствительность осциллографа так, чтобы вольтамперная характеристика занимала весь экран. Открывая и закрывая заслонку 2, убедиться, что это действительно вольтамперная характеристика. Вращая барабан 4 в обе стороны от $P_{\text{макс}}$, наблюдать изменения вольтамперной характеристики.

3. Исследование спектральной характеристики фотозлемента

Вернуть штеккер в гнездо 1. Рекомендуется начинать измерения с частоты $\nu_{\text{макс}}$. На этой частоте вновь подобрать чувствительность (и ширину щелей), чтобы при максимальном положительном напряжении на аноде отклонение луча было на весь экран осциллографа. Затем, постепенно увеличивая частоту, измерять соответствующее отклонение луча. Измерения прекращаются, когда фототок и, следовательно, отклонение луча практически равно нулю. Вернуться к $P_{\text{макс}}$ и изменять частоту в другую сторону. В

этой области измерения должны быть выполнены особенно тщательно для более точного определения красной границы фотоэффекта. При этом также не рекомендуется повышать чувствительность осциллографа более, чем на одну ступень.

Внимание! Для того, чтобы не сбить градуировку барабана, не доводить указатель барабана до конца шкалы на 100 делений в одну и другую стороны.

Ввиду того, что интенсивность излучения лампы накаливания различна для разных ν , при построении графика необходимо делать поправку на распределение энергии в спектре излучения раскаленной вольфрамовой нити. На рис. 1.5 показана соответствующая кривая распределения. Для того, чтобы измерения на разных частотах фототоки соответствовали одной и той же энергии светового потока, необходимо их значения разделить на соответствующие коэффициенты, определяемые по кривой рис. 1.5. Построить график $i = f(\nu)$. Указать на полученном графике красную границу фотоэффекта.

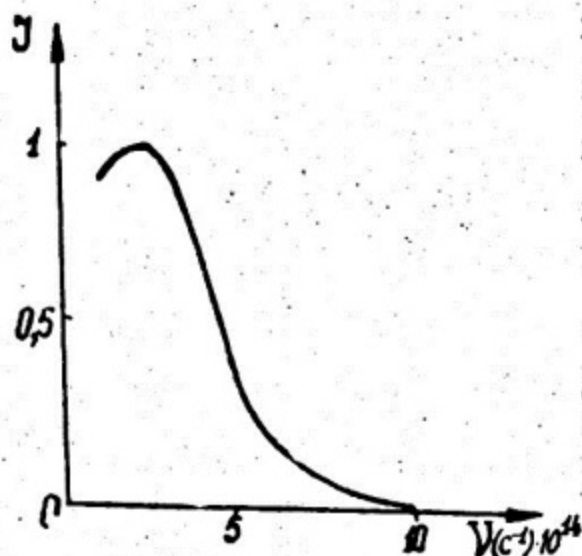


Рис. 1.5

Для проверки закона Эйнштейна необходимо изучить зависимость запирающего потенциала U_3 от частоты ν падающего света.

Поставить переключатель П в положение "-", напряжение установить равным нулю. Чувствительность осциллографа должна быть близка к максимальной. Плавно увеличивая отрицательное напряже-

4. Проверка закона Эйнштейна

Для проверки закона Эйнштейна необходимо изучить зависи-

ние на аноде и открывая и закрывая заслонку 2, наблюдать погашение луча. Найти такой потенциал анода, при котором при открывании и закрывании заслонки 2 g при максимальной чувствительности осциллографа смещения луча практически нет. Этот потенциал можно считать запирающим U_3 . Аналогичные измерения провести для ряда других значений частоты света ν . С учетом специфики монохроматора, рекомендуется брать значения $\nu \gg \nu_{\text{макс}}$.

По полученным данным построить зависимость $U_3 = f(\nu)$. Вычислить постоянную Планка h и потенциал выхода φ . Рекомендуется для контроля провести на графике линию, соответствующую цепи или литию. Соответствующие данные взять из таблиц.

5. Исследование световых характеристик фотозлемента (проверка закона Столетова)

Световой поток Φ , падающий на фотозлемент, можно изменять, регулируя площадь входной щели I . Поставить переключатель Π в положение "+", дать максимальное напряжение на анод. Установить барабан в положение $\nu_{\text{макс}}$. Установить максимальную ширину входной щели. Подобрать чувствительность осциллографа так, чтобы смещение луча, вызываемое фототоком, происходило на весь экран. Уменьшать ширину щели Δ и наблюдать изменение фототока. Построить график $i = f(\Delta)$.

6. Выключение установки

Выключить осциллограф и лампочку, монохроматора. Переключатель Π поставить в положение "+" или "-". Ручки "трубо" и "точно" на пульте управления вывести против часовой стрелки до отказа.

П р и л о ж е н и е

Осциллограф СИ-48Б. Правила работы с прибором и подготовка его к измерениям.

Осциллограф предназначен для измерений переменных и постоянных напряжений. Слева от экрана расположен блок усилителя (БУ), справа - блок развертки (БР). БУ регулирует перемещение луча по вертикали, а БР - по горизонтали.

Каждый блок имеет по одной двойной ручке управления: "вольт/см" - на блоке БУ и "время/см" - на блоке БР. Ручка большего диаметра обеспечивает ступенчатое переключение, а меньшего - плавную регулировку соответствующего параметра. Ручка "плавно" имеет в крайнем по часовой стрелке положении фиксатор - "Защелку".

Внимание! Во избежание порчи прибора усилие при повороте ручки "плавно" прилагать только против часовой стрелки.

Приведенные на панели прибора номиналы как вольт/см, так и время/см обеспечиваются прибором только в том случае, если соответствующая ручка "плавно" стоит на фиксаторе. Это обязательно следует иметь в виду при количественных измерениях.

После прогрева в течение 10 - 15 мин. получить на экране осциллографа линию развертки - горизонтальную прямую. Для этого на БР поставить ручку "стабильность" в крайнее положение по часовой стрелке, ручку "время/см" в одно из положений 20-0,5 мсек, переключатель "умнож" в положение "норм. X1".

Балансировка усилителя. На БУ поставить ручку ступенчатой регулировки "вольт/см" в положение "0,002" (максимальная чувствительность), ручку "вольт/см, плавно" - в крайнее положение против часовой стрелки, переключатель "умнож" в положение "X1". Во избежание наводок вход усилителя следует закоротить. Ручкой "смещение" совметить линию развертки со средней визирной линией экрана. Перевести ручку "вольт/см, плавно" в крайнее положение по часовой стрелке. Если линия развертки при этом переме-

стится в вертикальном направлении, то ручкой "баланс плавно" вернуть ее на место. Перевести ручку "вольт/см, плавно" снова в крайнее положение против часовой стрелки, Если луч вновь сместится в вертикальном направлении, то вновь ручкой "смещение" поставить его на визирную линию и повторить все упомянутые операции.

Проводить балансировку до тех пор, пока линия развертки не перестанет перемещаться в вертикальном направлении при повороте ручки "вольт/см, плавно" из одного крайнего положения в другое. Это означает, что усилитель сбалансирован, и прибор готов к работе. После этого в процессе работы ручку "баланс, плавно" не трогать, а если это произошло, то следует вновь замкнуть вход усилителя и произвести его балансировку. Следует иметь в виду, что из-за прогрева ламп и неидентичности их характеристик может происходить в процессе работы некоторая разбалансировка усилителя. Поэтому рекомендуется время от времени проверять балансировку и корректировать ее по мере надобности.

Работа 2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ ПЛАНКА ПО КОРОТКОВОЛНОВОЙ ГРАНИЦЕ НЕПРЕРЫВНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО СПЕКТРА

Введение

Рентгеновские лучи возникают при бомбардировке быстрыми электронами твердых мишеней. На рис. 2.1 показана схема устройства рентгеновской трубки. В баллоне с высоким вакуумом создается поток электронов за счет термоэлектронной эмиссии с катода

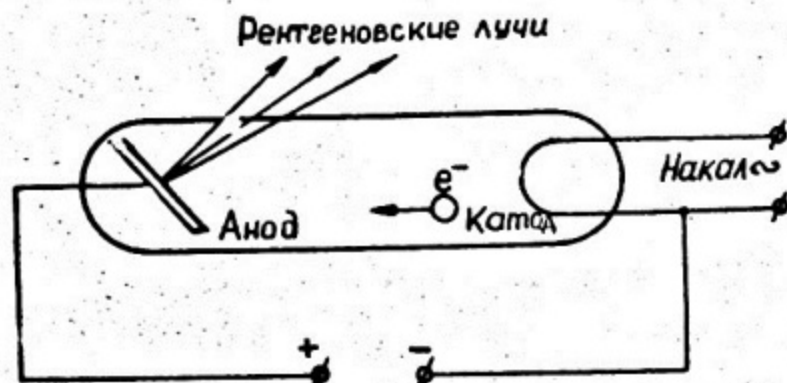


Рис. 2.1

(нагреваемая током вольфрамовая спираль). Бомбардируемая электронами мишень одновременно является анодом трубки. Энергия электронов определяется напряжением, поданным на рентгеновскую трубку. Для того чтобы вызвать рентгеновское излучение, напряжение на трубке должно быть порядка нескольких десятков киловольт.

В зависимости от условий возбуждения рентгеновское излучение имеет непрерывный или линейчатый спектр. Непрерывный рентгеновский спектр возникает при резком торможении электронов у поверхности анода. Поэтому такое излучение называют также тормозным. При достаточно большой энергии электронов кроме тормозного появляется также характеристическое излучение, вызванное возбуждением внутренних оболочек атомов анода. Характеристиче-

ское излучение имеет линейчатый спектр, длины волн линий которого зависят только от вещества анода.

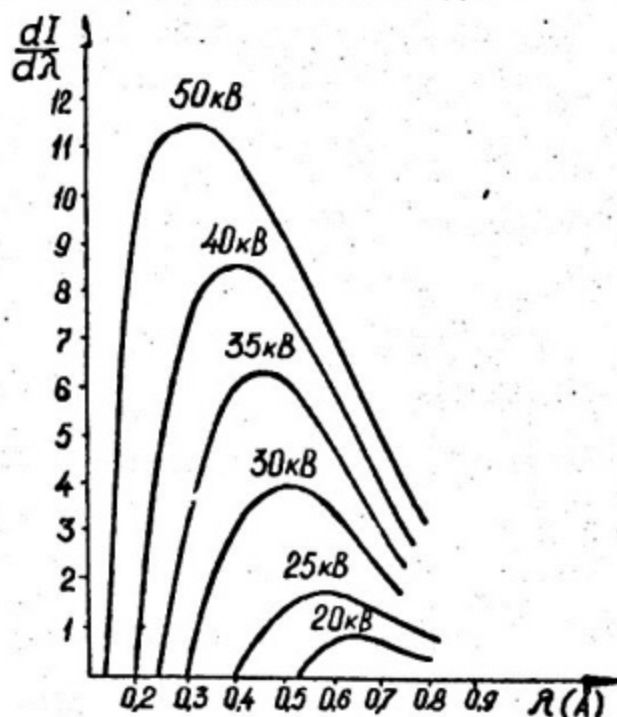


Рис. 2.2

На рис. 2.2 даны экспериментальные кривые распределения интенсивности тормозного рентгеновского излучения по длинам волн для вольфрамового анода при напряжениях от 20 до 50 кВ. (Спектральная интенсивность $dI/d\lambda$ дана в относительных единицах). Характерной особенностью непрерывного спектра является то, что он имеет резкую границу со стороны коротких волн. При этом длина волны, соответствующая коротковолновой границе, зависит от напряжения на рентгеновской трубке и не зависит от материала анода.

Существование коротковолновой границы объясняется на основании квантовых представлений. При торможении электрона часть его энергии превращается в энергию одного или нескольких рентгеновских квантов, а оставшаяся часть рассеивается в виде тепла. Максимальная энергия кванта определяется из условия, что вся

кинетическая энергия электрона переходит в энергию одного кванта рентгеновского излучения. Таким образом, в тормозном рентгеновском излучении должны быть рентгеновские лучи всех частот вплоть до максимальной.

Если напряжение на рентгеновской трубке U , то максимальную частоту $\nu_{\text{макс}}$ можно определить из условия, что величина кванта $h\nu_{\text{макс}}$ равна энергии электрона eU

$$h\nu_{\text{макс}} = eU$$

где e - заряд электрона; h - постоянная Планка.

Длина волны коротковолновой границы непрерывного рентгеновского спектра равна

$$\lambda_{\text{мин}} = \frac{c}{\nu_{\text{мин}}} = \frac{hc}{eU} \quad (2.1)$$

где c - скорость света.

Измерив коротковолновую границу непрерывного рентгеновского спектра и используя соотношение 2.1 вычисляют постоянную Планка h .

Определить $\lambda_{\text{мин}}$ можно по спектральным кривым $\frac{dI}{d\lambda} = f(\lambda)$ при $U = \text{const}$ (рис.2.2). Однако в случае рентгеновского излучения практически трудно снимать кривые зависимости от длины волны. Поэтому используется метод "изохромат", который заклю-

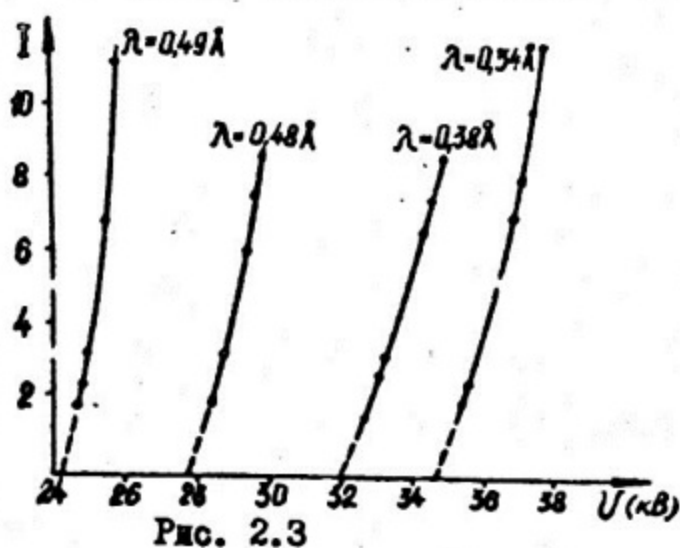


Рис. 2.3

чается в следующем. Экспериментально снимается зависимость интенсивности рентгеновского излучения I от напряжения на трубке U при постоянной длине волны λ . Кривые такой зависимости называются изо-

хроматами. На рис. 2.3 показана серия изохромат. Экстраполируя изохромату к нулевой интенсивности, определяют граничное напряжение U_0 .

При напряжениях, меньших U_0 , интенсивность излучения длины волны λ также равна нулю и, следовательно, граничное напряжение U_0 есть наименьшее напряжение, при котором в рентгеновском спектре имеются волны длины λ . Таким образом, длина волны λ , для которой снята изохромата, определяет короткую длинную границу непрерывного рентгеновского спектра, соответствующую напряжению U_0 . U_0 и λ связаны соотношением (2.1). Постоянная Планка вычисляется по формуле

$$h = \frac{e}{c} \lambda U_0 \quad (2.2)$$

Для снятия изохроматы, из сплошного спектра тормозного рентгеновского излучения необходимо выделить составную часть спектра с определенным значением λ .

Монохроматическое рентгеновское излучение выделяют с помощью отшлифованного или определенным образом сколотого монокристалла неорганического вещества. Благодаря пространственной периодичности в расположении атомов кристалл можно рассматривать как своеобразную трехмерную дифракционную решетку. Поскольку расстояния между атомами в кристалле порядка 1 \AA , кристаллы являются подходящими дифракционными решетками для рентгеновского излучения. На рис. 2.4 изображены узлы пространственной решетки кристалла, лежащие в плоскости чертежа. Плоскости, проведенные через узлы пространственной решетки, называются кристаллографическими плоскостями. Проведенные на рис. 2.4 параллельные прямые являются следами одной из систем кристаллографических плоскостей.

Рентгеновский луч, падающий на кристалл, рассеивается атомами кристалла. Рассеянные лучи интерферируют между собой и в результате возникает дифракционная картина. Направления, в которых наблюдаются дифракционные максимумы, определяются условием Вульфа - Брэгга:

$$2d \sin \theta = m\lambda \quad (2.3)$$

где θ - угол скольжения, т.е. угол между падающим лучом и кристаллографической плоскостью; d - межплоскостное расстояние; m - положительное целое число.

Направление луча, определяющего положение дифракционного максимума, определяется по закону зеркального отражения от кристаллографической плоскости (рис.2.4).

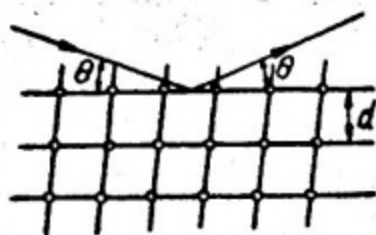


Рис.2.4

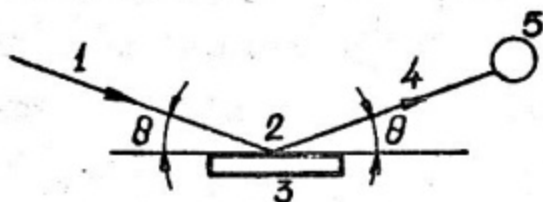


Рис.2.5

Для выделения из "белого" рентгеновского луча компоненты с нужной длиной волны используется установка, схема которой показана на рис. 2.5. Грань кристалла 3 располагается под углом θ к белому лучу 1 и к прямой 4, соединяющей точку падения с регистрирующим прибором 5. При монохроматизации излучения обычно пользуются дифракционными максимумами первого порядка ($m=1$), полученными от кристаллов с известными межплоскостными расстояниями. В данной работе используют кристаллы $NaCl$ со сколом вдоль плоскости с межплоскостным расстоянием $d = 2,814 \text{ \AA}$.

О п и с а н и е у с т а н о в к и

Схема установки изображена на рис. 2.6. Пучок лучей от рентгеновской трубки аппарата УРС-1,0 через щелевую диафрагму 1 и коллектор 2 падает на кристалл 3, и, отразившись от кристалла, попадает в газовый счетчик 4 радиометра Б-4. Импульсы газового счетчика считываются пересчетным прибором ПП-16 радиометра Б-4.

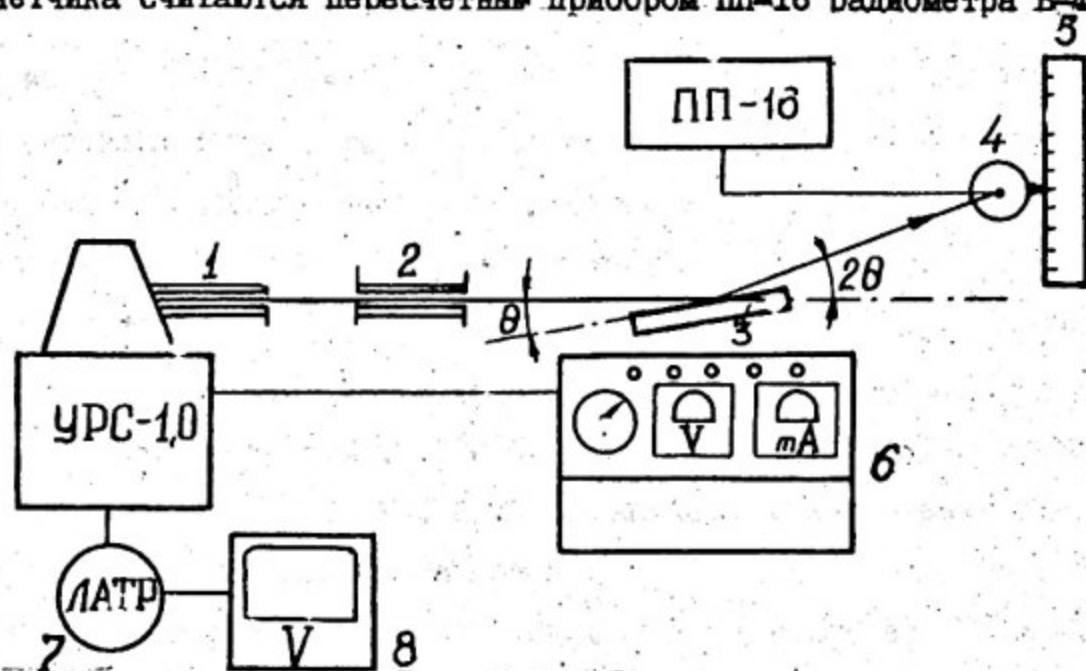


Рис. 2.6

Кристаллодержатель позволяет изменять угол кристалла по отношению к падающему лучу поворотом относительно оси, нормальной к плоскости падения. Счетчик может перемещаться по вертикали. Угловое положение счетчика фиксируется линейкой 5. Если падающий луч составляет с плоскостью кристалла угол θ , то отраженный луч составит с падающим угол 2θ . На линейке нанесены значения угла 2θ , соответствующие положению отраженного луча, составляющего угол 2θ с начальным пучком.

Рентгеновская установка включается через пульт управления 6. Напряжение регулируется автотрансформатором 7 и измеряется вольтметром 8.

З а д а н и я

I. Ознакомление с основными узлами установки

Ознакомиться с устройством рентгеновского аппарата УРС-1,0 (Приложение I).

Работа на аппарате производится в следующем порядке: 1) движок автотрансформатора ставится в положение "0", переключатель "Напряжение" в положение "1"; 2) переключатель "Сеть" пульта управления ставится в положение "3"; при этом загорается зеленая лампочка; 3) проверяется включение водяного охлаждения по лампочке "Нет подачи воды" (если лампочка горит, то обратиться к лаборанту); 4) кнопкой пульта "Пуск" включается высокое напряжение, при этом загорается красная лампочка; 5) переключатель "Напряжение" ставится в положение "6"; 6) требуемое напряжение устанавливается автотрансформатором и контролируется вольтметром; высокое напряжение определяется с помощью прилагаемого графика; 7) реостатом "Накал трубки" устанавливается ток I_{ЭМА}, этот ток поддерживается все время работы; 8) высокое напряжение выключается кнопкой пульта "Стоп".

По окончании работы: 1) выключается высокое напряжение; 2) полностью выводятся реостат тока накала и автотрансформатор; 3) ставятся в начальное положение переключатель "Сеть" и коммутатор.

Один аппарат УРС-1,0 дает рентгеновские пучки на две установки. Поэтому работа ведется параллельно на обеих установках.

Ознакомиться с устройством радиометра Б-4 (Приложение 2). Управление пересчетной установкой радиометра производится в следующем порядке: нажатием кнопки "Сеть" включается питание схемы пересчетки. Первая кнопка входа ставится в положение "I+I", вторая в положение, отвечающее прямоугольному импульсу,

кнопка "50Гц" остается в отпущенном положении. Готовность к началу счета достигается нажатием кнопки "Сброс". Прибор начинает считать при нажатии кнопки "Пуск" и прекращает счет при нажатии кнопки "Стоп". По окончании работы следует выключить установку нажатием кнопки "Выкл".

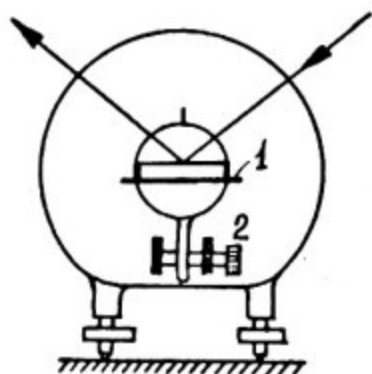


Рис. 2.7

Кристалл помещен на столике I гониометра (рис. 2.7). Вращением винта 2 можно менять угол наклона кристалла θ . Угол θ отсчитывается по лимбу гониометра.

2. Исследование зависимости интенсивности непрерывного рентгеновского спектра от напряжения при постоянной длине волны

При выключенном рентгеновском аппарате подсчитать космический фон за 2 минуты.

Установить счетчик в положение, соответствующее углу $\theta = 6^\circ$ на такой же угол установить по лимбу кристалл; включить пересчетную установку, включить рентгеновский аппарат, установив автотрансформатором по вольтметру напряжение 120 В, по амперметру ток 10 мА. Вращением юстировочного винта 2 добиться положения кристалла, при котором счет максимален. Для установки кристалла на максимум счета следует снять зависимость числа импульсов N за 10 секунд от углового положения θ винта 2 и построить график $N(\theta)$. θ определяется по стрелке на торце головки винта. Рекомендуемый шаг вращения $-\frac{\pi}{4}$

Установить напряжение 110 В (по вольтметру). Снижая напряжение по 10 В и ведя подсчет числа импульсов за 2 минуты ориентировочно определить граничное напряжение U_0 . Измерения прекращаются по достижении счета, превышающего фон примерно на 50%.

Снять точную зависимость интенсивности от напряжения, начиная с напряжения, превышающего приближенное значение примерно на 6 В (по вольтметру). Произвести измерения не менее чем для 6 значений U . Для каждой точки отсчет импульсов вести в течение 2 минут. Во время измерений поддерживать ток 10 мА.

Выключить высокое напряжение и вторично измерить космический фон за 2 минуты.

Провести измерения для углов θ , равных 7° и 8° . При переходе к большим углам θ измерения начинать с напряжения, близкого к граничному U_0 , полученному в предыдущем измерении.

3. Обработка результатов измерений. Вычисление постоянной Планка

Построить изохроматы для длин волн, определяемых углами 6° , 7° и 8° . При построении графиков можно пользоваться напряжениями по вольтметру. Экстраполяцией к значению фона получить граничные напряжения U_0 .

По градуировочному графику, прилагаемому к рентгеновской установке, определить соответствующие значения высокого напряжения.

Пользуясь формулой Вульфа - Брэгга (2.3) рассчитать длины волн λ , соответствующие заданным углам θ . Вычислить постоянную Планка h по формуле (2.2) и определить погрешность измерений.

Теория расчета погрешностей дана в работе 10 (Приложение 2).

Приложение I

Настольный рентгеновский аппарат УРС-1,0 работает от сети переменного тока и позволяет получать на электродах рентгеновской трубки напряжение до 55 кВ. УРС-1,0 рассчитан на работу с рентгеновской трубкой типа БСВ2.

Предельно допустимый ток в трубке 20 мА. Трубка потребляет мощность до 0,7 кВт и имеет водяное охлаждение. УРС-1,0 состоит из генераторного устройства и пульта управления. К аппарату присоединены вольтметр переменного тока на 150 В и лабораторный автотрансформатор типа ЛАТр-9А. Упрощенная электрическая схема питания рентгеновской трубки представлена на рис. 2.8.

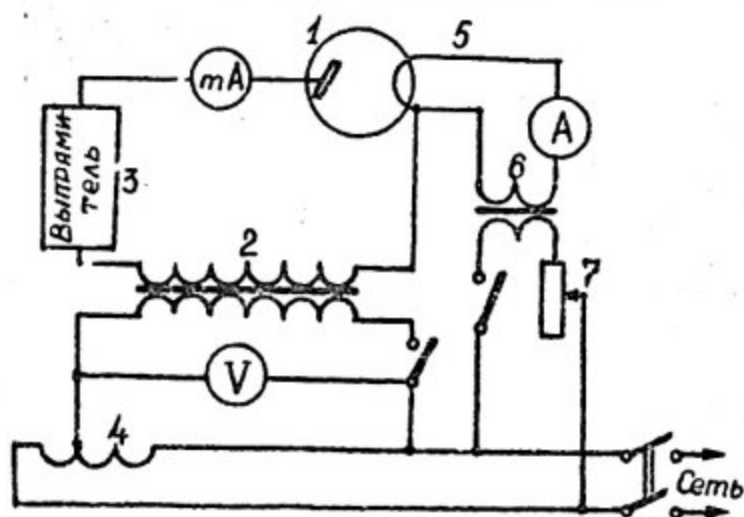


Рис. 2.8

Высокое напряжение на рентгеновскую трубку I подается от высоковольтной обмотки трансформатора 2 через выпрямитель 3. Регулировка и измерение этого напряжения производится автотрансформатором 4 и вольтметром, включенными в цепь низковольтной обмотки трансформатора. Цепь низковольтной обмотки питается от сети. Накал катода 5 производится от сети через низковольтный трансформатор 6. Ток в трубке регулируется реостатом 7 и измеряется миллиамперметром.

В генераторном устройстве смонтированы высоковольтный трансформатор питания рентгеновской трубки и низковольтный трансформатор накала катода трубки. Оба трансформатора помещаются в бак, заполненный маслом. Сверху бака в защищенном кожухе

устанавливается рентгеновская трубка. Генераторное устройство снабжено системой блокировок. На передней панели пульта расположены: а) вольтметр на 250 В, б) миллиамперметр на 50 мА для контроля анодного тока, в) зеленый сигнал, включающийся при включении установки в сеть, г) красный сигнал, включающийся при включении высокого напряжения, д) кнопки "пуск" и "стоп" для включения и выключения высокого напряжения, е) пять сигнальных низковольтных ламп. Лампа "положение к пуску" загорается при первом положении коммутатора напряжения; только в этом положении действует кнопка "пуск". Лампа "перегрузка" вспыхивает при выключении установки от действия реле максимального тока. Лампа "нет подачи воды" загорается при размыкании контакта водяной блокировки. Две последние лампы горят в зависимости от предела регулировки напряжения.

Приложение 2

Радиометр Б-4 предназначен для счета и регистрации импульсов от газовых низковольтных счетчиков. Прибор работает от сети переменного тока с допустимым отклонением напряжения $\pm 10\%$. Потребляемая мощность составляет 30 Вт. Радиометр Б-4 состоит из блока БГС-4, низковольтного газового счетчика НГС, вставляемого

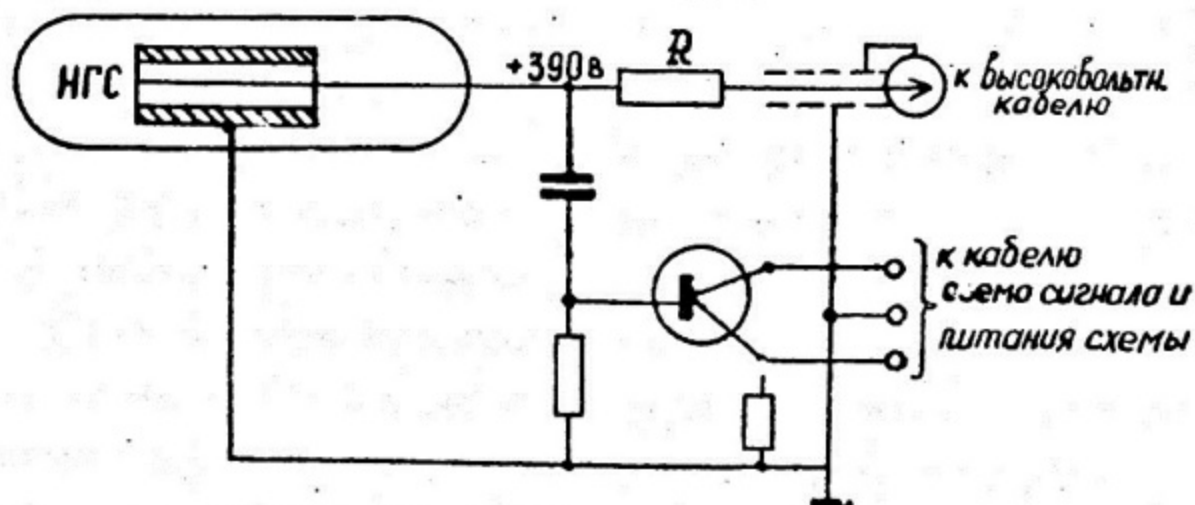


Рис. 2.9

в блок БГС-4, пересчетного прибора ПШ-16, высоковольтного и низковольтного кабелей, соединяющих БГС-4 с ПШ-16.

На рис. 2.9 изображена схема газового счетчика и блока БГС-4. На электроды заполненного газом баллона через сопротивление R подается напряжение 390 В. Рентгеновский квант, попадая в газовый счетчик, вызывает ионизацию газа. Под действием приложенного напряжения в баллоне происходит разряд. Разрядный импульс через конденсатор попадает в эмиттерный повторитель. Усиленный сигнал по кабелю попадает на входное устройство пересчетного прибора ПШ-16. Прибор ПШ-16 состоит из входного устройства, пересчетного устройства, блока питания и переключателя работ. Входное устройство содержит усилитель, из которого импульс передается на пересчетное устройство. Пересчетное устройство собрано на газоразрядных счетных лампах - декатронах. Декатрон может находиться в десяти различных состояниях возбуждения. Каждый импульс переводит декатрон из одного состояния возбуждения в соседнее. Первым в схеме пересчетного устройства стоит декатрон, имеющий максимальную скорость счета $20 \cdot 10^3$ имп/сек. В схеме декатроны собраны так, что при подаче на вход декатрона каждого десятого импульса подается импульс на вход следующего декатрона.

Работа 3

ОПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ АТОМОВ ВОДОРОДА И РТУТИ

Введение

Возбужденные атомы излучают линейчатые спектры, состоящие из отдельных линий. Эти линии образуют группы – так называемые серии. На рис. 3.1 представлена схема линий серии Бальмера для водорода.

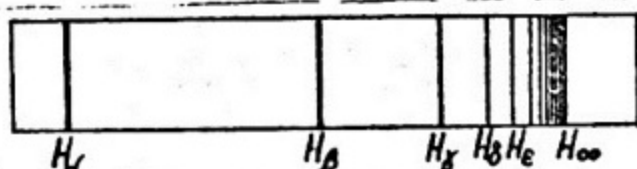


Рис.3.1

Наиболее простой линейчатый спектр дает атомарный водород. Спектр водорода состоит из нескольких серий: серии Леймана в крайней ультрафиолетовой области, серии Бальмера в видимой и близкой ультрафиолетовой области Пашена, Брэггетта, Пфунда в инфракрасной области спектра. Часть линий серии Бальмера лежит в видимой области спектра и доступна визуальному наблюдению. Линии серии Бальмера обозначаются символами: H_{α} , H_{β} , H_{γ} , H_{δ} →

Частоты или волновые числа спектральных линий водорода подчиняются определенным закономерностям, выражаемым эмпирической формулой Бальмера:

$$\nu^* = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

где ν^* – волновое число. $R = 109677,576^{-1}$ – постоянная Ридберга (определяется из опыта), m и n – целые числа 1, 2, 3 и т.д. При этом для серии Лаймана $m = 1$, $n = 2, 3, 4$ и т.д. Для серии Бальмера $m = 2$, $n = 3, 4, 5$ и т.д.

В соответствии с этим волновые числа спектральных линий

серии Бальмера могут быть представлены формулой:

$$\nu^* = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Теоретическое объяснение спектральных закономерностей было впервые дано в полуклассической теории Бора. Более полное и точное решение задачи о спектральных закономерностях сейчас дает квантовая механика. В квантовой механике показывается, что родоподобный атом может находиться в ряде устойчивых дискретных состояний, характеризуемых определенными значениями энергии:

$$E_n = \frac{Z^2 m_e e^4}{2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2},$$

где m_e — масса электрона, e — заряд электрона, \hbar — постоянная Планка, $n = 1, 2, 3$ и т.д. целое число Z заряд ядра в единицах e . Находясь в одном из устойчивых (стационарных) состояний атом не излучает. Излучение кванта света происходит лишь при переходе из одного в другое стационарное состояние, при этом излучается квант с волновым числом

$$\nu^* = \frac{E_m}{2\pi\hbar c} - \frac{E_n}{2\pi\hbar c}$$

Эту формулу можно представить в виде $\nu^* = T_m - T_n$ где $T_m = \frac{E_m}{2\pi\hbar c}$, $T_n = \frac{E_n}{2\pi\hbar c}$ — сериальные термы, пропорциональные значениям энергии атома, с точностью до некоторой аддитивной постоянной. В этой связи приобретает физический смысл и постоянная Ридберга. Для водорода при $Z = 1$

$$R = \frac{m_e e^4}{4\pi^2 \hbar^3 c}$$

Это — число пропорциональное энергии атома в основном состоянии. Если вместо массы электрона m_e ввести, как это делается в механике атома водорода, приведенную массу атома водорода μ , то

$$R = \frac{\mu e^4}{4\pi^2 \hbar^3 c}$$

и получится точное соответствие с экспериментальным значением R_H . Поглощение кванта света сопровождается переходом атома из низшего энергетического состояния в высшее энергетическое состояние. В возбужденном состоянии атом не может находиться долго и спонтанно излучает поглощенный квант и переходит в основное состояние, характеризуемое квантовым числом $n = 1$. В квантовой механике также показывается, что собственные функции уравнения Шредингера для атома зависящие от координат, содержат три целочисленных параметра n, l, m . При этом n называется главным квантовым числом и как уже отмечалось определяет энергию атома, l — называется азимутальным квантовым числом и определяет момент импульса атома $M = \hbar \sqrt{l(l+1)}$; m — магнитное квантовое число, определяет проекцию момента импульса на физически выделенное направление $M_z = m\hbar$.

Эти квантовые числа не независимы, а связаны такими соотношениями: при заданном главном квантовом числе n азимутальное квантовое число может иметь одно из следующих значений: $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$, т.е. всего n значений. При данном l магнитное число может принимать такие значения: $m = -l, -(l-1), \dots, 0, \dots, l-1, l$, т.е. всего $2l + 1$ значений.

Всего таким образом водородоподобный атом может иметь число состояний: $\sum_{l=0}^{n-1} (2l + 1) = n^2$. Так как энергия атома водорода не зависит от азимутального квантового числа l , то уровни атома n^2 — кратно вырождены.

Состояния атома, соответствующие различным значениям квантовых чисел, символизируются условными обозначениями. Так состояние атома с $l = 0$ обозначается S -состоянием, состояние атома с $l = 1$, P -состоянием, состояние атома с $l = 2$, D -состоянием, $l = 3$, F -состоянием. Значение главного квантового числа указывается перед условным обозначением, например, состояние атома с $n = 3$ и $l = 1$ обозначается символом $3P$.

В соответствии с изложенным, и учитывая так называемые правила отбора, возможные энергетические состояния и переходы атома могут быть представлены диаграммой, как на рис. 3.2.

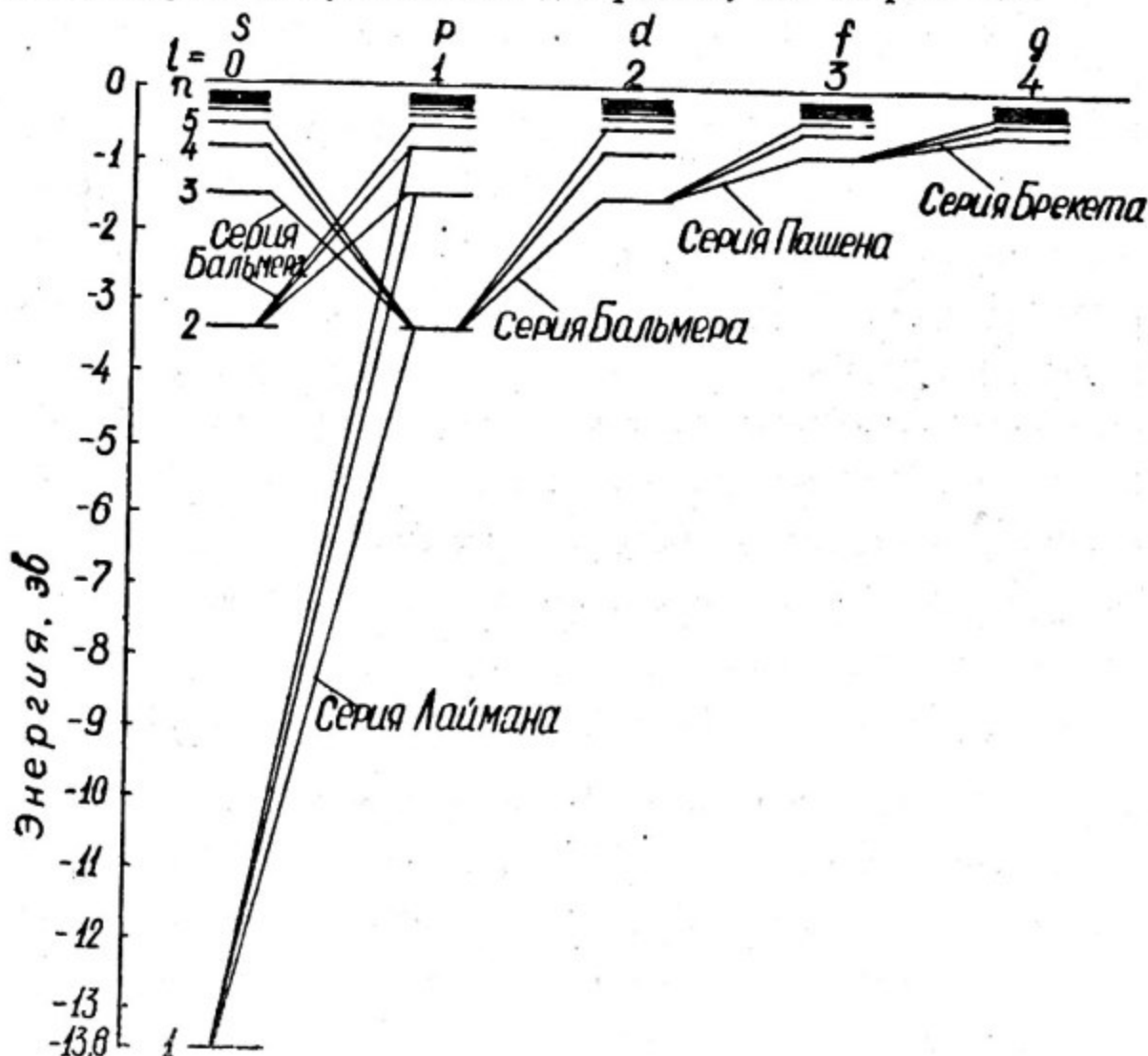


Рис. 3.2

Уравнение Шредингера не отражает всех аспектов спектроскопии атома. Оказывается, что при многократном увеличении разрешающей способности спектральных аппаратов, можно наблюдать дублетную структуру некоторых линий водорода. Например, головная линия серии Лаймана представляет дублет с разностью длин волн $\Delta \lambda = 0,0054 \text{ \AA}$. Дублетный характер линий можно объяснить, если считать, что термы p, d, f имеют дублетную структуру, а термы S синглетную структуру. В свою очередь дублетность термина можно объяснить только наличием собственных механического и магнитного моментов электрона.

Дальнейшие суждения основываются на векторной модели атома, основа которой состоит в том, что если атомная система имеет некоторый момент импульса, то ему будет соответствовать вполне определенная энергия или терм атома. Если атомная система может иметь несколько состояний с различными моментами импульса, то этим различным значениям момента импульса будут соответствовать и разные термы. Если электрон в соответствии с гипотезой спина имеет собственный магнитный момент, то будет взаимодействие орбитального и собственного магнитных моментов электрона. При этом квантово-механическое воздействие осуществляется так, что величина полного механического момента системы определяется уравнением

$$M_j = \hbar \sqrt{J(J+1)}, \text{ где } j = l + S, l + S - 1, \dots, l - S$$

а l и S соответственно азимутальное и спиновое квантовые числа. Так как спиновое число $S = 1/2$, то при $l = 0, j = l + S = 1/2$ и терм S будет синглетным. При $l = 1, j_1 = 1 + 1/2 = 3/2, j_2 = 1 - 1/2 = 1/2$ и терм p будет дублетным в соответствии с механическими моментами импульса

$$M_{3/2} = \hbar \sqrt{\frac{3}{2}(\frac{3}{2} + 1)} \quad \text{и} \quad M_{1/2} = \hbar \sqrt{\frac{1}{2}(\frac{1}{2} + 1)}$$

При $l = 2$ моменты импульса будут

$$M_{5/2} = \hbar \sqrt{\frac{5}{2}(\frac{5}{2} + 1)} \quad \text{и} \quad M_{3/2} = \hbar \sqrt{\frac{3}{2}(\frac{3}{2} + 1)}$$

и терм d будет дублетным и т.д.

Обратим внимание, что дублетный характер терма и соответственно спектральных линий для переходов

$$S \rightarrow P \quad \text{или} \quad P \rightarrow S$$

осуществляется для всех атомов с одним валентным электроном. Отметим, что линии, соответствующие переходам

$$P \rightarrow D \quad \text{или} \quad D \rightarrow P$$

обладают более сложной структурой, чем дублетность. При этом дублетное расщепление увеличивается с увеличением атомного номера элемента.

Для атомов с двумя валентными электронами, к которым принадлежит ртуть, структура термов усложняется. В этом случае, во-первых, снимается вырождение по l и кроме того должно быть учтено взаимодействие четырех моментов - двух орбитальных \vec{l}_1 и \vec{l}_2 и двух спиновых \vec{s}_1 и \vec{s}_2 . Для большинства атомов осуществляется связь Рассел-Саундерса, т.е. это такая связь, когда преобладает взаимодействие моментов \vec{l}_1 и \vec{l}_2 и моментов \vec{s}_1 и \vec{s}_2 между собой. В результате взаимодействия возникают орбитальный $\vec{L} = \vec{l}_1 + \vec{l}_2$ и спиновый $\vec{S} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2$ моменты. Из векторной модели получаются следующие значения соответствующих квантовых чисел:

$$L = l_1 + l_2 \dots, l_1 + l_2 - 1, \dots, 0, \dots, (l_1 - l_2)$$

$$S = s_1 + s_2 \dots, s_1 + s_2 - 1, \dots, 0, \dots, (s_1 - s_2)$$

так как $s_1 = s_2 = 1/2$, то для квантового числа общего спинового момента получим два значения: $S_1 = 1/2 + 1/2 = 1$, $S_2 = 1/2 - 1/2 = 0$ в результате взаимодействия векторов L и S возникает вектор полного момента импульса $J = L + S$ характеризующийся квантовым числом

$$J = L + S, L + S - 1, \dots, 0, \dots, (L - S).$$

Число различных J при $L \geq S$ равно $2S + 1$ и при $L \leq S$ равно $2L + 1$.

Принимая во внимание изложенное, мы получим для атома ртути две системы термов: систему синглетов ($S=0; J=L$) и систему триплетов ($S=1; J=L+1, L, L-1$).

Анализ спектров излучения и поглощения ртути в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях длин волн позволил составить полную схему возможных термов и переходов (рис.3.3).

Символы термов в этом случае содержат указание о мультиплетности $- 2S + 1$ в показателе слева сверху символа терма. 0 квантовом числе общего момента импульса справа символа снизу терма.

В общем виде символика осуществляется так: A_J^{2S+1} , где под

A понимают какой-либо из термов S, P, D и т.д. Например

${}^3P_0; {}^3P_2; {}^3P_1$ означает триплетный терм с орбитальным квантовым числом $L=1$, $S=1$ и следовательно $2S+1=3$. При этом L и S комбинируются так, что $J=0,1,2$.

В связи со схемой термов и переходов в атоме ртути надо обратить внимание на следующее обстоятельство: для больших атомных номеров мультиплетное расщепление из-за спина электрона (естественное расщепление терма) имеет большие значения. Так

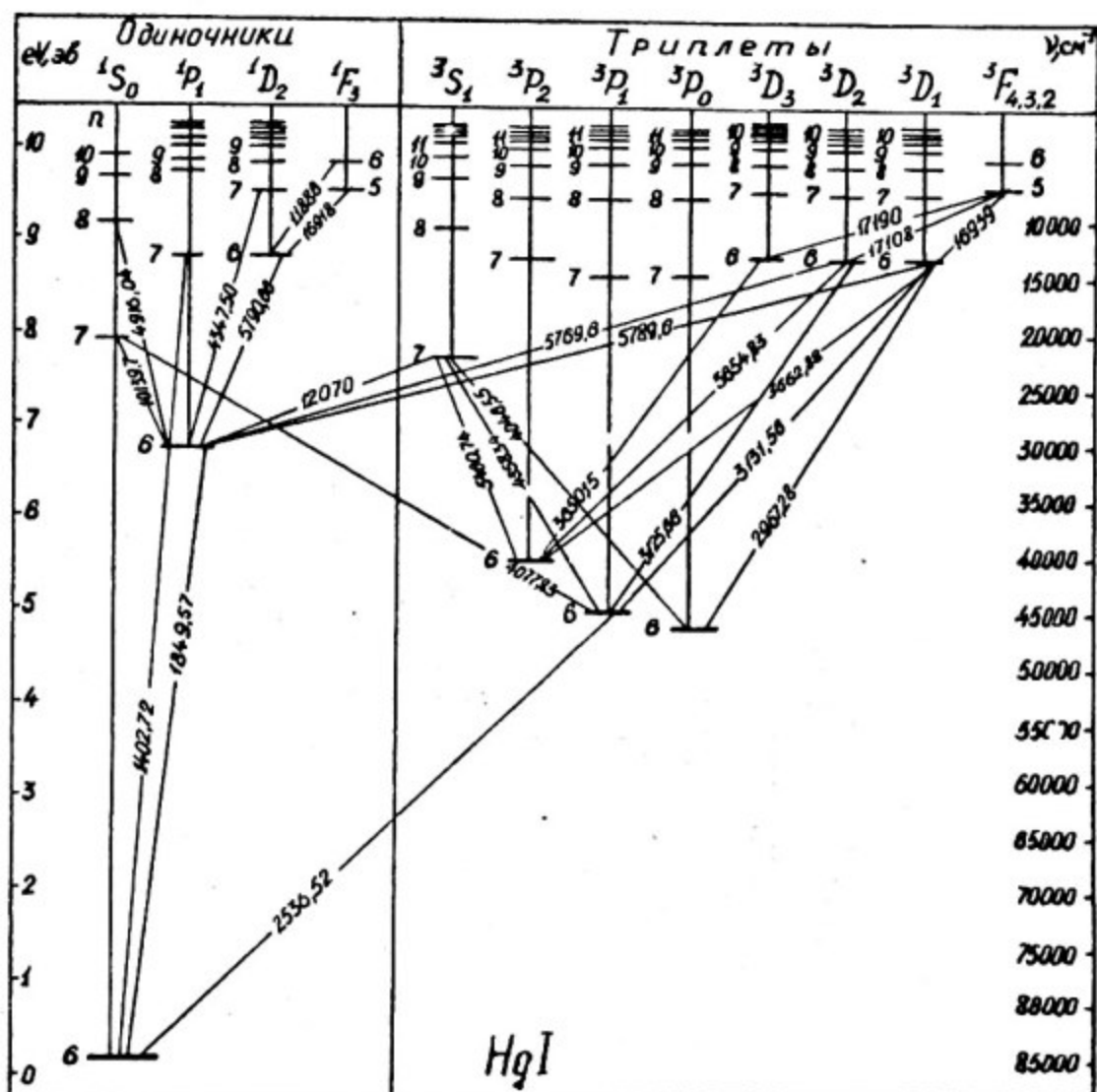


Рис. 3.3

триплетный терм ртути $6^3 P_{0,1,2}$ имеет расщепление порядка нескольких эв., тогда как для атома водорода дублетное расщепление термина $2^2 P_{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}}$ всего $4,54 \cdot 10^{-5}$ электронвольт.

Описание установки

I. Монохроматор

Для исследования спектров излучения применяется универсальный монохроматор УМ-2, принципиальная схема которого представлена на рис. 3.4.

Основными частями монохроматора являются коллиматор, диспер-

сионная призма и зрительная труба. Свет от источника 1 падает на щель коллиматора 2, ширина которой может регулироваться винтом 3. Входная щель находится в фокусе объектива коллиматора 4, вышедший из него пучок лучей будет параллельным и, пройдя дисперсионную призму, даст в поле зрения зрительной трубы картину спектра.

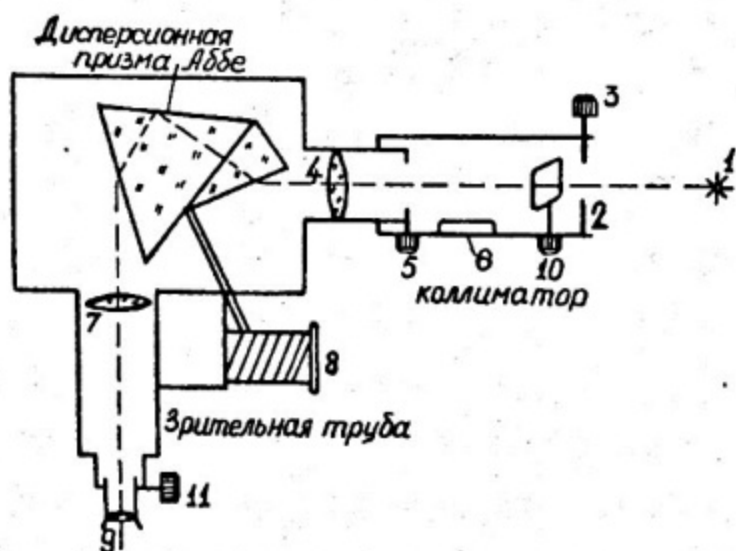


Рис. 3.4

В фокусе камерного объектива 7 имеется указатель, относительно которого должна устанавливаться изучаемая линия спектра. Установка линии производится путем поворота дисперсионной призмы барабаном 8. На барабане нанесены градусные деления, оцифрованные через каждые 50° от 50° до 3500° . Цена каждого деления 2° . Установка объектива коллиматора в правильное положение относительно щели производится винтом 5. Это положение можно отметить по шкале 6. Если в поле зрения зрительной трубы монохроматора одинаково резко видны указатель и края щели коллиматора, то установка монохроматора правильна. В противном случае можно произвести фокусировку (наведение на резкость изображения) сначала

указателя — простым вдвижением или выдвиганием окуляра, а затем произвести фокусировку щели коллиматора винтом 5. Заслонка 10 служит для перекрывания светового луча. В рабочем положении заслонка должна быть открыта.

2. Разрядная лампа

Источником света, в спектре которого есть серия Бальмера, служит разрядная лампа типа ТВС-15. Высоковольтное напряжение на лампу подается со вторичной обмотки катушки Румкорфа, работающей в режиме повышающего трансформатора. На первичную обмотку катушки подается напряжение от ЛАТр-2, включенного в сеть 127 в.

Надо иметь в виду, что на лампу подается высокое напряжение — 3000 в, поэтому при включенной лампе нельзя прикасаться к контактам и подводящим проводам!

3. Неоновая лампа

Проверка градуировки монохроматора производится по спектральным линиям неона. Источником служит неоновая лампа. Питание лампы производится от блока питания ЭПС-115, подключаемого к сети 220 в.

З а д а н и я

I. Проверка градуировки монохроматора

Для проверки градуировки монохроматора неоновая лампа устанавливается перед щелью монохроматора. Щель монохроматора раздвигается на ширину порядка 0,2 мм, после чего производится проверка правильности установки объектива коллиматора и окуляра зрительной трубы. Для этого барабан монохроматора устанавливается приблизительно на деления 2300 — 2500° и лампа слегка перемещается до тех пор, пока щель монохроматора не будет хорошо освещена и в поле зрения не появятся яркие линии неона.

Если указатель зрительной трубы монохроматора и края щели коллиматора видны нерезко, т.е. спектральные линии расплывчаты, то следует отрегулировать сначала положение окуляра, добившись резкого изображения указателя, после чего закрепить окуляр стопорным винтом II (см. рис. 3.4). Устанавливается резкость изоб-

ражения спектральных линий и замечается положение указателя по шкале 6. Это положение следует записать. Указанную регулировку следует производить возможно точнее, совмещая какую-либо линию спектра с указателем зрительной трубы. Если при этом совмещении указатель и края щели (спектральной линии) будут видны без паралакса, то установку можно считать законченной.

Далее выбор какую-либо характерную линию неона с известной длиной волны по атласу спектра поворачивают барабан монохроматора до совмещения изображения этой линии с указателем зрительной трубы, производят отсчет и запись показаний шкалы делений барабана монохроматора соответствующие выбранной линии. Проведав такие же измерения для других характерных линий неона сравнивают показания градуировочного графика и полученные данные. Если расхождения будут в пределах приборных ошибок, то надо считать, что барабан монохроматора не "сбит" и градуировочным графиком можно пользоваться для определения длин волн. Если нет соответствия, то надо внести поправки.

2. Определение длин волн линий серии Бальмера в видимой области спектра

Перед щелью монохроматора установить водородную лампу ТВС-15. Включить питание лампы. Лампа должна светиться розовым светом. В поле зрения монохроматора наблюдаются яркие отдельные линии - линии атомарного водорода. В поле зрения могут быть и слабые линии молекулярного водорода.

Совмещая указатель в поле зрения зрительной трубы с линиями, производят отсчет по барабану монохроматора. Эти отсчеты заносят в таблицу. Измерения производятся не менее трех раз, после чего берется среднее из трех измерений.

По градуировочному графику находят соответствующие длины волн, которые заносятся в таблицу. Производят оценку ошибок в определении длин волн.

По полученным значениям длин волн строится спектрограмма серии Бальмера цветными карандашами, подобно рис. 3.1.

Рассчитать длины волн серии Бальмера по формуле (3.2) и произвести сравнение с результатами, полученными из опыта.

Построить схему уровней водорода и переходов (ν m^{-1}).

3. Определение длин волн в видимой области спектра

Источником излучения служит лампа ДРШ-250, смонтированная

в корпусе с выходным окном. Питание лампы производится от блока ЭПС-15, подключаемого к сети 220 в.

Надо иметь в виду, что ртутная лампа излучает мощный поток ультрафиолетовых лучей, вредных для глаза и наблюдать сечение лампы без защитных очков или стеклянных фильтров нельзя.

Ртутная лампа устанавливается своим выходным окном перед щелью монохроматора.

Наблюдая в зрительную трубу, перемещают лампу так, чтобы в поле зрения были видны четко линии ртути. Если нет нужной четкости, производят настройку указанным выше способом.

Далее ведя наблюдение в трубу, совмещают с указателем изображения линий спектра ртути, начиная с крайней красной области производят отсчет показаний шкалы барабана всех видимых линий и запись данных в таблицу. Так надо промерить не менее трех раз, чтобы можно было рассчитать среднее значение показаний.

Используя среднее значение показаний и градуировочный график найти длины волн всех видимых линий ртути. Используя схему термов и переходов с указанием длин волн (рис.3-3) определить каким переходам соответствуют линии ртути из данного опыта.

Составить схему термов и переходов, соответствующих данному опыту, соблюдая масштаб.

Начертить атлас линий ртути цветными карандашами.

Рассчитать естественное расщепление термина $6^3 P$ в см^{-1} и в электрон-вольтах.

Работа 4
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА ВОЗБУЖДЕНИЯ
МЕТОДОМ ФРАНКА И ГЕРЦА

В в е д е н и е

Спектроскопические исследования привели к представлению о существовании у атома дискретных стационарных энергетических состояний. Независимо от спектроскопических исследований при изучении газоразряда было обнаружено, что электроны, ионизирующие газ, должны иметь вполне определенную энергию, чтобы произвести ионизацию. В 1902 г. Ленард впервые поставил опыты по определению ионизационных потенциалов атомов различных элементов. Франк и Герц продолжили его исследования и получили целый ряд критических потенциалов, которые они истолковали как потенциалы возбуждения атомов. Результаты опытов Франка и Герца, опубликованные ими в 1913 г., сыграли большую роль в создании Нильсом Бором теории строения атома.

Согласно теории Бора, атом может существовать только в определенных стационарных состояниях, каждому из которых соответствует определенное значение энергии. Поэтому атом может поглотить лишь определенные порции энергии, определяемые разностью энергий двух стационарных состояний. В частности, атому нельзя передать энергию меньше той, которая необходима для перевода его из нормального стационарного состояния в первое возбужденное.

Наиболее удобным методом, позволяющим сообщать атомам регулируемое количество энергии, является метод бомбардировки атомов электронами, ускоряемыми в электрическом поле. Если энергия электрона меньше критической энергии, которая необходима для перевода атома в первое возбужденное состояние, то столкно-

вение между электроном и атомом будет упругим, т.е. электрон не передаст атому своей энергии и лишь изменит направление своей скорости.

Если же энергия электрона больше этой критической энергии, то столкновение между электроном и атомом может быть неупругим, т.е. электрон при соударении с атомом передаст атому как раз ту энергию, которая необходима для перехода атома в возбужденное состояние. Остаток энергии электрон унесет с собой. Если ускоряющая разность потенциалов равна U_1 , то энергия, сообщенная электрону, есть eU_1 , где e — заряд электрона. При малых значениях U следует ожидать упругих столкновений электронов с атомами.

Опытами Франка и Герца было установлено, что существует вполне определенное значение энергии, при которой столкновение электрона с атомом происходит неупруго, при меньших энергиях — упруго. Это критическое значение энергии, которую атом поглощает при возбуждении, оказалось в точности равным энергии кванта, который атом испускает, возвращаясь в основное состояние. Разность потенциалов, сообщаящая электрону энергию, равную энергии возбуждения атома, обычно называют критическим потенциалом атома. Численно он равен энергии возбуждения атома, выраженной в электронвольтах. Если имеет место переход на первый возбужденный уровень с основного, то критический потенциал называется первым, или резонансным потенциалом атома. Если атом был в основном состоянии, то поглотив энергию, он возбуждается. Однако не каждое соударение свободного электрона, обладающего соответствующей энергией, приводит к возбуждению атома. Опыты с моноэнергетическим пучком электронов показали, что возбуждение производит только некоторая доля электронов из всех претерпевших столк-

ношение. Число случаев возбуждения атома, отнесенное к общему числу столкновений, которое испытывают электроны соответствующих энергий, называется вероятностью возбуждения. Ее определяют экспериментально. Вероятность возбуждения атома существенно зависит от скорости электронов (т.е. их энергии). Зависимость вероятности возбуждения от энергии электрона называется функцией возбуждения. Вид ее различен для различных атомов и разных уровней. Вид функции возбуждения для атомов гелия дан на рис. 4-1.

Атом долго не находится в возбужденном состоянии, а самопроизвольно возвращается в невозбужденное состояние. При этом переходе атом отдает ранее полученную энергию в виде энергии светового кванта, частота которого ω находится из соотношения:

$$\hbar\omega = U_{ye},$$

где $\hbar = 1,054 \cdot 10^{-27}$ эрг.см. - постоянная Планка.

Из изложенного должно быть ясно, что если энергия электронов, бомбардирующих атомы, равна или больше первого потенциала возбуждения, то газ начинает светиться, причем спектральный состав излучаемого света зависит от степени возбуждения атомов,

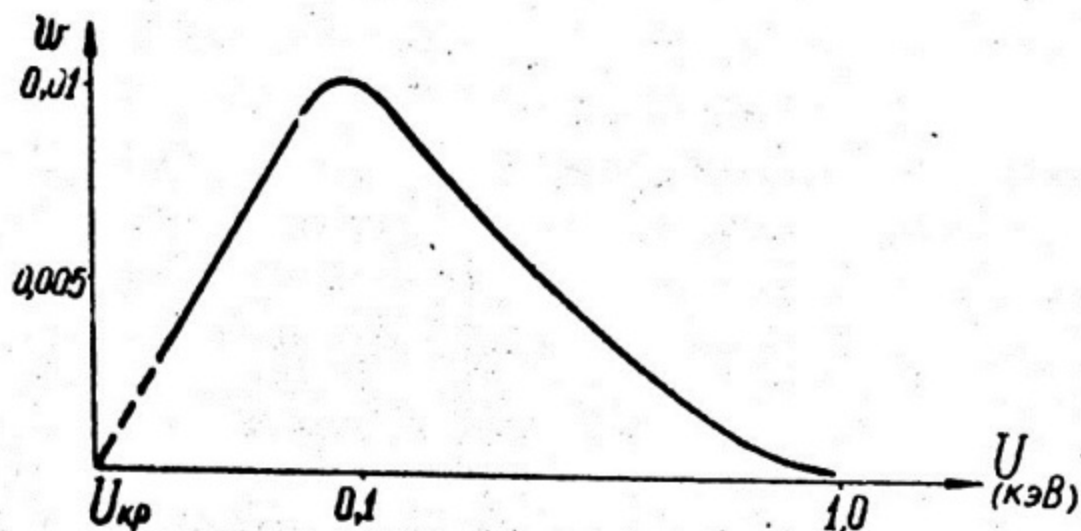


Рис. 4.1

т.е. от энергии электронов, бомбардирующих атомы.

Описание метода и установки

В этой работе для определения резонансного потенциала используется метод задерживающего поля. Суть метода состоит в том, что электроны, испускаемые катодом, при неупругом соударении с атомами теряют часть своей энергии, приобретенной в ускоряющем поле, вследствие чего не могут преодолеть задерживающий потенциал, что ведет к уменьшению анодного тока при снятии вольт-амперной характеристики трехэлектродной газонаполненной лампы.

Принципиальная схема установки дана на рис. 4.2

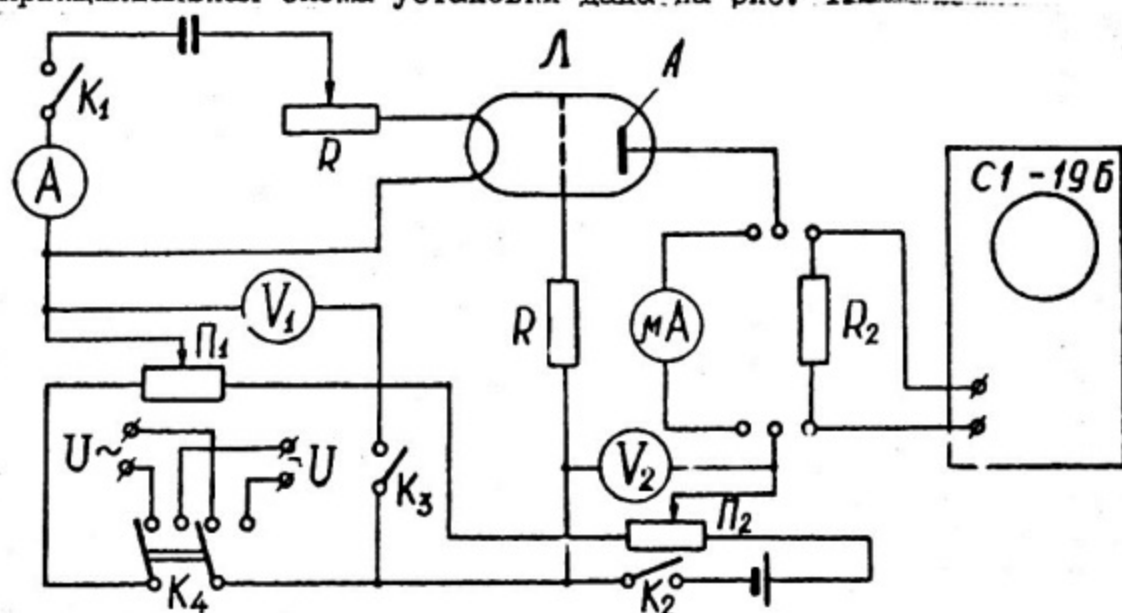


Рис. 4.2

Трехэлектродная лампа заполняется при небольшом давлении парами исследуемого вещества. На сетку лампы относительно катода подается ускоряющий потенциал U_y . На анод, в данном случае являющийся собирающим электродом, прикладывается небольшой постоянный отрицательный потенциал U_3 относительно сетки, создающий слабое задерживающее поле (см. рис. 4.2). В цепи анода помещают измерительный прибор. Вольт-амперная характеристика — зависимость анодного тока $i_a = f(U_y)$ от ускоряющего потенциа-

ла сетки U_y - в данном случае имеет вид, представленный на рис. 4.3.

Электроны, эмитируемые раскаленной нитью разгоняются ускоряющим потенциалом U_y и, если их энергии хватает для преодоления задерживающего поля, попадают на собирающий электрод А. По мере возрастания потенциала U_y все большее количество электронов, испытывающих лишь упругие столкновения с атомами, попадают на анод и ток i_a возрастает. При некотором определенном значении ускоряющего потенциала $U_y = U_I$ столкновения электронов с атомами становятся неупругими. U_I получило название первого критического потенциала атома.

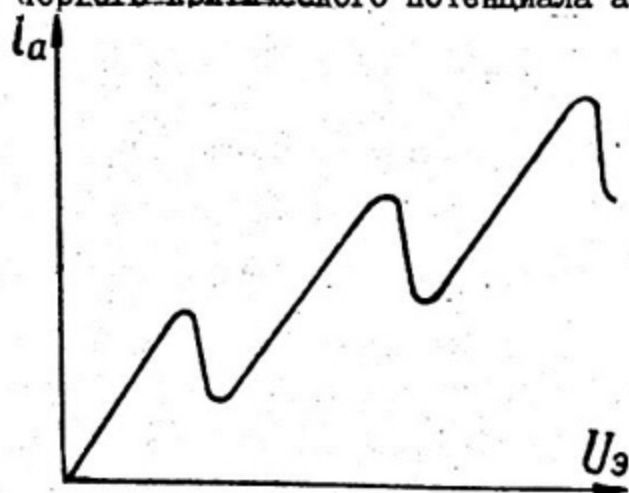


Рис. 4.3

Потеряв энергию, электроны уже не могут преодолеть задерживающий потенциал U_z и попадут обратно на сетку. Анодный ток упадет. При дальнейшем увеличении ускоряющего потенциала, когда остаточная энергия электронов, испытывающих неупругий

удар, станет достаточной для преодоления тормозящего поля, анодный ток i_a начнет снова возрастать. Когда энергия электронов после первого неупругого соударения и последующего ускорения электрическим полем окажется равной $U_y = 2U_I$, они испытывают второе неупругое столкновение с атомами, и на вольт-амперной характеристике появляется второй спад максимума. Таким образом, при значениях ускоряющего потенциала $U_y = n U_I$ и соответственно энергии, кратной значению энергии возбуждения первого уровня

$$W = neU_I,$$

на кривой анодного тока $i_a = f(U_y)$ будут наблюдаться максимумы. Разность значений ускоряющих потенциалов, соответствующих двум последовательным максимумам, равна резонансному потенциалу атома. Осуществление этих опытов сталкивается с рядом экспериментальных трудностей. Если катодом лампы служит нить накала, то падение потенциала вдоль нити создает различие в ускоряющих потенциалах между сеткой и различными точками нити. В результате получаем немонотонный пучок электронов. Это в основном и влияет на форму кривой и положение максимумов. Кроме того, из всех происшедших столкновений только определенная их доля окажется неупругой. Эти факторы сильно влияют на глубину минимума. Искажающими факторами являются также наличие объемных зарядов, возможное загрязнение парами других элементов с иными потенциалами возбуждения, а также вторичные эффекты (фотоэффект от излучения возбужденных атомов и т.п.).

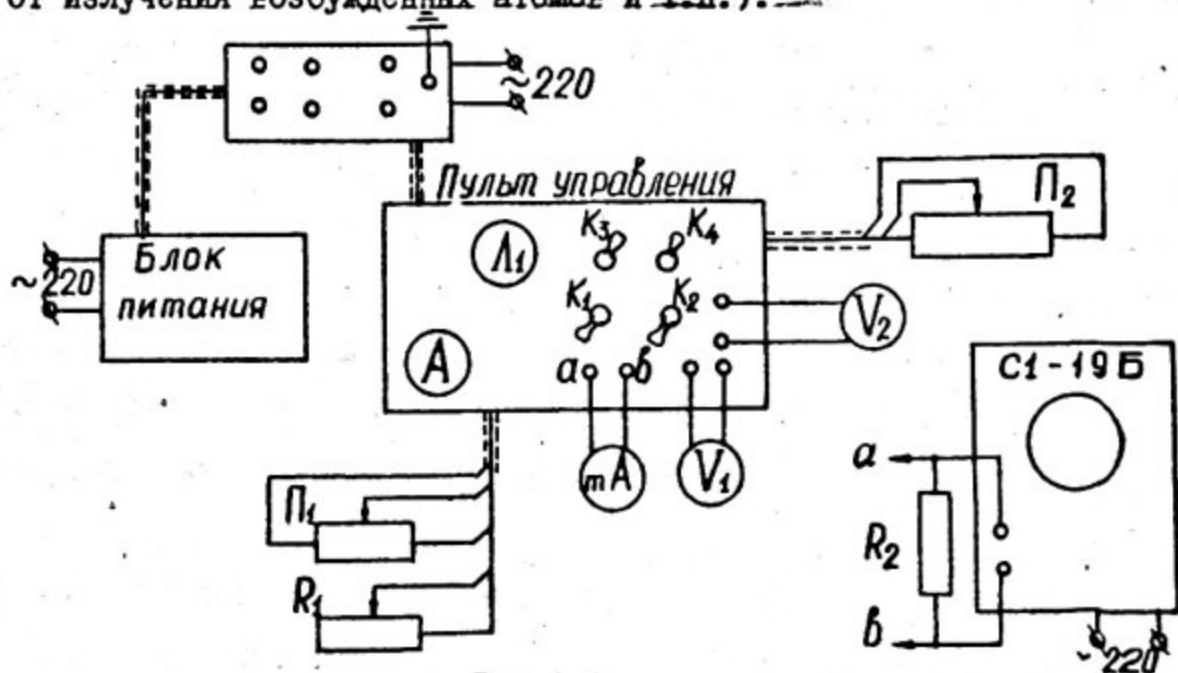


Рис. 4.4

На данной установке используется трехэлектродная лампа прямого накала, наполненная гелием или другими газами под давлением порядка 2-4 мм рт.ст.

Лампа Л смонтирована на блоке управления. (Блок-схема и принципиальная схема на рис. 4.4 и 4.2). Питание к блоку управления подводится от стабилизированного выпрямителя типа ВС-12, подключаемого в свою очередь к сети переменного тока 220 в.

Для исследования вольт-амперной характеристики лампы в динамическом режиме к блоку подведено также напряжение от сети переменного тока 220 в.

Включение накала нити производится ключом K_1 , регулировка накала осуществляется реостатом R_1 , сила тока измеряется амперметром А, смонтированным также на пульте управления.

Включение ускоряющего напряжения производится ключом K_3 , а в случае динамического режима работы схемы и K_4 . Изменение напряжения осуществляется при помощи реостата Π_1 , включенного как делитель напряжения, отсчеты напряжения ведутся по вольтметру V_1 . Обратим внимание на то, что в цепь катод - сетка включается последовательно сопротивление R для ограничения тока в случае возникновения самостоятельного разряда в лампе.

Включение тормозящего напряжения производится ключом K_2 . Регулируется это напряжение при помощи потенциометра Π_2 , а при необходимости в более широких пределах ручкой "регулировка напряжения 0 - 75" на ВС-12. Тормозящий потенциал устанавливается в пределах 10 - 20% от первого потенциала возбуждения газа, наполняющего лампу.

Надо иметь в виду, что варьирование тормозящего потенциала позволяет получить более глубокие минимумы анодного тока. Индикатором тормозящего потенциала служит вольтметр V_2 .

Анодный ток измеряется микроамперметром мкА, включенным в цепь анод-сетка. В случае исследований вольт-амперной характеристики в динамическом режиме вместо микроамперметра подключается

электронный осциллограф. При этом к вертикальному входу осциллографа должно быть присоединено сопротивление R_2 порядка 200 Ом.

З а д а н и е

I. Определение резонансного потенциала гелия

1) Ознакомиться с установкой и выписать теоретические характеристики прибора (класс точности, система, пределы измерения, инвентарный и заводской номера);

2) замкнуть ключ K_1 в цепи накала и установить с помощью реостата R_1 силу тока, указанную на лампе;

3) включить ключ K_3 в цепи катод - сетка;

4) между анодом и сеткой лампы создать тормозящее поле, составляющее 10 - 20% от критического потенциала, с помощью потенциометра P_2 и ключа K_2 ;

5) снять зависимость анодного тока и потенциала на сетке лампы, изменяя ускоряющее напряжение от 0 до 60 в;

6) построить график зависимости $i_a = f(U_y)$ и определить по нему значение резонансного потенциала гелия, оценить ошибку по классам точности приборов.

2. Наблюдение вольт-амперной характеристики лампы, заполненной гелием в динамическом режиме на экране осциллографа СИ-19Б

1) Произвести переключение питания цепи "С е т к а - к а т о д" с постоянного тока на переменный ток ключом K_4 .

2) Провести настройку осциллографа, которая осуществляется следующим образом. Выключатель сети ставится в положение "Сеть". При этом ручки управления должны быть "Верт. пластины" в положении "Закор.", "Гор. пластины" - "Усил. X", "Яркость" в крайнем левом положении, "Фокус" в среднем положении, "Балансир" в среднем положении, "↑ ↓" в среднем положении, "↔" в среднем положении.

Род работы канала "X" в положении "Пер." (блок БР-1). Род работы канала "Z" в положении "Затем. обр. хсда" (блок БР-1). "Уровень синхронизации" в крайнем правом положении. Турбомер "Чувствительность" (блок БШУ-1) поставить в положение "0,5 мм/мм". Ручку "Синхронизация" поставить на внутреннюю. Переключатель "Вход U_2 " следует ставить в крайнее правое положение. Ручку "Ослабление" поставить на I : 100.

Через 1-2 минуты после загорания индикаторной лампы при повороте ручки "Яркость" вправо на экране должна наблюдаться линия развертки. С помощью ручек "Яркость" и "Фокус" устанавливается нормальная яркость и фокусировка линий развертки. Ручками " \rightleftarrows " и "Усиление X" линия развертки устанавливается в центре экрана длиной 90 - 100 мм. Переключатель "Верт. пластины" устанавливается в положение "Усил.У". Ручкой " $\uparrow \downarrow$ " (блок БПУ-1) линия развертки устанавливается в центре экрана. Через каждые 5 минут в течение прогрева проводить балансировку усилителя вертикального отклонения. Путем последовательной установки линии развертки в центр экрана: а) при положении ручки "Усил.У" в крайнем левом положении - ручкой " $\uparrow \downarrow$ " б) при положении ручки "Усил.У" в крайнем левом положении - ручкой "Балансир" добиваются отсутствия перемещения линии развертки по вертикали при регулировке усиления.

Прибор готов к работе и можно приступать к проведению необходимых наблюдений.

3. Подключить к осциллографу СИ-19Б, коаксиальный разъем "Вход У" (блок БПУ-1) с помощью коаксиального кабеля подключенного в цепь "Сетка-анод" вместо mA .

4. Получить на экране осциллографа, увеличивая постепенно напряжение, сначала изображение первого максимума, затем второго и третьего максимумов, соответствующих порторным неупругим соударениям электронов с атомами гелия, все это зарисовать на кальке (характер кривой, соответствующий полученным изображениям, представлен на рис.4.5);

5. Ответить на вопрос: можно ли по полученной на осциллографе картине оценить потенциал возбуждения?

3. Определение резонансного потенциала неона

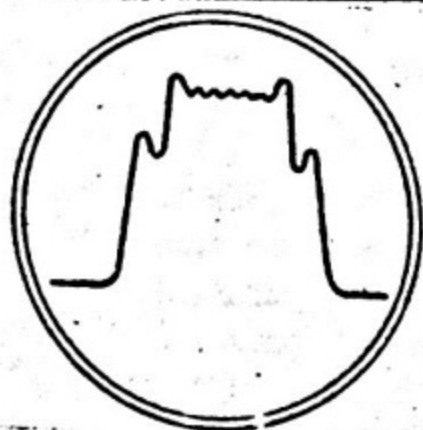


Рис.4.5

Вместо гелиевой лампы поставить лампу, заполненную неонам или другим инертным газом. В том же порядке, как и для гелиевой лампы, снять вольт-амперную характеристику и определить резонансный потенциал. Определить погрешность в определении резонансного потенциала.

Работа 5
ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА НАТРИЯ

Введение

Спектр излучения натрия состоит из нескольких частично перекрывающихся серий спектральных линий с систематически убывающими расстояниями между линиями и уменьшающейся интенсивностью. Главная серия с яркими линиями с хорошо известной голубой желтой линией — дублетом обусловлена переходом атома Na из $3P$ — состояния в основное состояние $3S$. Эта серия наблюдается также и в спектрах поглощения, обнаруживая большое сходство со спектрами поглощения водородного атома (серия Лаймана). В спектрах испускания Na наблюдаются также и три другие интенсивные серии: 1-я побочная или диффузная серия с размытыми линиями, 2-я побочная или резкая серия с резко очерченными краями линий, фундаментальная или серия Бергмана, расположенная в инфракрасной области спектра.

Как и в случае водорода, волновые числа, соответствующие линиям каждой серии, могут быть описаны общей формулой, называемой формулой Ридберга:

$$\nu = R \left(\frac{1}{n_i^{*2}} - \frac{1}{n_k^{*2}} \right)$$

В этой формуле "эффективные" квантовые числа n_i^* и n_k^* в отличие от формулы Бальмера для водорода уже не являются целыми. Они могут быть представлены в виде:

$$n_i^* = n_i + \alpha_i$$

где n_i — целое число, α_i — так называемая поправка Ридберга.

Ридберг пришел к этой формуле путем анализа эмпирических

далых. То, что термы щелочных металлов представляются не формулой Бальмера, а формулой Ридберга с "эффективными" квантовыми числами, может быть объяснено в рамках теории Бора. $(Z - 1)$ электрон атомного остатка вместе с ядром образуют устойчивый "остов", напоминающий ядро с зарядом $Z = 1$. В поле этого "эффективного ядра" движется слабо связанный внешний электрон. Однако "эффективное ядро" атомов щелочных металлов отнюдь не является неизменной системой. И если в поле точечного заряда уровни энергии вырождены (например, главному квантовому числу 2 у водорода соответствуют два одинаковых уровня), то у щелочных металлов благодаря возмущениям, вызванным деформацией электронного остова, вырождение энергетических уровней снимается.

Схема уровней энергии атома Na представлена на рис. 5.1. Каждый уровень на схеме обозначен общепринятым символом (например, $3^2 P_{1/2}$), в котором первая цифра - значение главного квантового числа n , большая буква указывает на значение полного орбитального момента импульса атома. Значениям орбитального момента $L = 0, 1, 2, 3, \dots$ отвечают буквы S, P, D, F, \dots , а соответствующие состояния атома называются $S-, P-, D-, F-$ состояниями. В соответствии с гипотезой о собственном моменте электрона - спине \vec{S} , который может ориентироваться относительно орбитального момента \vec{L} только двумя способами, все термы атома Na , кроме S -термов, являются двойными, причем компоненты отличаются значением полного момента $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$, которое пишется справа от буквы, изображающей значение числа L . Слева вверху от этой буквы пишется число возможных значений J при данном L . Для S -термов это число принимается равным "2" для сохранения привычной симметрии, но J для S -терма имеет только одно значение.

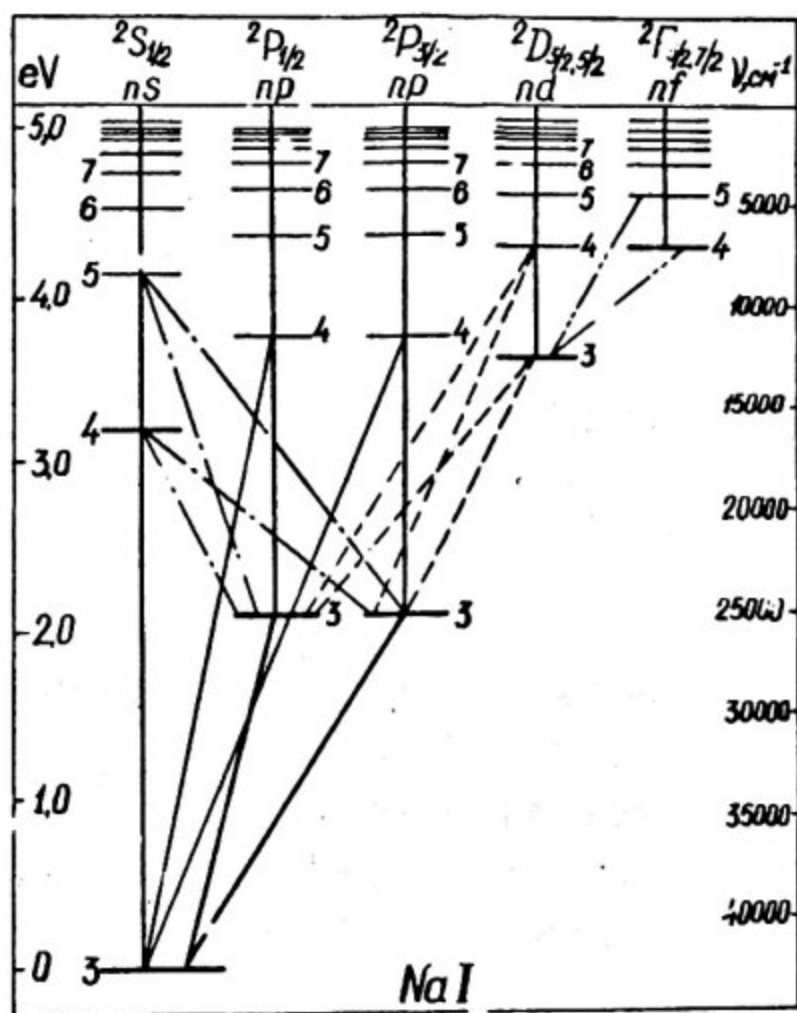


Рис. 5.1

Состояния с одинаковыми n и L , но разными J характеризуются разными значениями энергии. Поэтому термы $^2P_{1/2}$ и $^2P_{3/2}$ изображены на схеме отдельно. Для D и F -состояний это расщепление, однако, очень мало, и термы с разными значениями J изображаются слитно.

Как видно из схемы уровней, серые линии в спектре Na обусловлены следующими переходами:

главная серия $\left\{ \begin{array}{l} 3^2S_{1/2} - n^2P_{1/2} \\ 3^2S_{1/2} - n^2P_{3/2} \end{array} \right. \quad (n=3,4,5\dots)$

1-я побочная
или диффузная

$$\begin{cases} 3^2 P_{3/2} - n^2 D_{3/2} \\ 3^2 P_{1/2} - n^2 D_{3/2} \\ 3^2 P_{3/2} - n^2 D_{5/2} \end{cases} \quad (n = 3, 4, 5, \dots)$$

2-я побочная
или резкая

$$\begin{cases} 3^2 P_{3/2} - n^2 S_{1/2} \\ 3^2 P_{1/2} - n^2 S_{1/2} \end{cases} \quad (n = 4, 5, 6, \dots)$$

Волновые числа переходов находятся по формуле Ридберга как разности соответствующих атомных термов. Видно, что из всех возможных комбинаций термов реализуются только некоторые. Переходы между другими парами уровней запрещены устанавливаемыми в квантовой механике правилами отбора:

$$\Delta L = \pm 1, \quad \Delta J = 0, \pm 1$$

Так, например, в диффузной серии запрещены переходы $3^2 P_{1/2} - n^2 D_{5/2}$ ($\Delta J = 2$), а другие три перехода разрешены. По этой причине, в то время как переходы $3S - nP$ (главная серия) и $3P - nS$ (резкая) дают в спектре двойные линии, линии диффузной серии представляют собой триплеты.

Однако, из-за малого расщепления уровней D -состояния, компонента $3P_{3/2} - nD_{3/2}$ практически сливается с компонентой $3P_{5/2} - nD_{5/2}$, и в спектре линии диффузной серии также выглядят как дублеты.

Очевидно, что происхождение дублетной структуры линий в разных сериях различно. Так, в главной серии дублеты образуются

благодаря спин-орбитальному расщеплению верхнего уровня n^2P на компоненты с $J = 1/2$ и $3/2$. В резкой же серии верхний уровень n^2S -одиночный, и дублетность обусловлена расщеплением нижнего уровня 3^2P .

О п и с а н и е у с т а н о в к и

Общий вид установки схематично представлен на рис. 5.2.

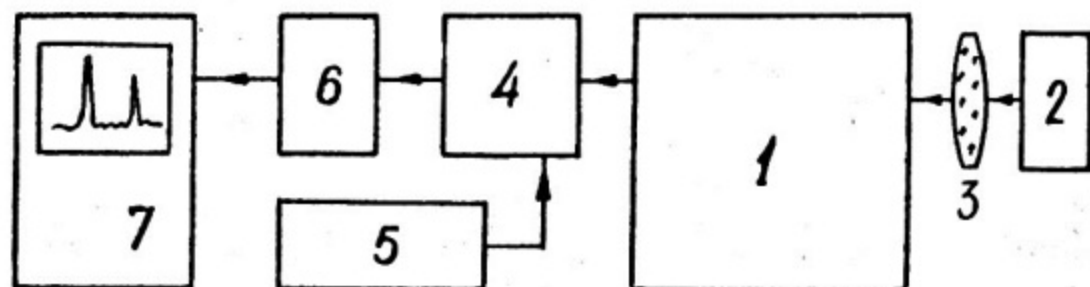


Рис. 5.2

Установка включает: дифракционный монохроматор МДР-3 -I, спектральную лампу $DNaC$ -I8 в кожухе -2, конденсорную линзу -3, фотоприставку к монохроматору -4 с блоком питания фотоумножителя -5 и с усилителем выходного сигнала -6, электронный самопишущий потенциометр ЭПШ-09 -7.

Монохроматор МДР-3 является дифракционным спектральным прибором средней разрешающей способности (дисперсия в плоскости выходной щели $26 \text{ \AA}/\text{мм}$). Использование в монохроматоре только отражательных оптических элементов (зеркал и дифракционной решетки) позволяет изучать спектры излучения и поглощения от ультрафиолетовой ($\lambda = 2000 \text{ \AA}$) до инфракрасной ($\lambda = 20000 \text{ \AA}$) области спектра. Принципиальная оптическая схема прибора показана на рис. 5.3. Свет от источника излучения -I через конденсор -II, входную щель -III, поворотное зеркало -IV и сферическое зеркало -У, яв-

лящееся объективом коллиматора, параллельным пучком падает на дифракционную решетку - УІ и после разложения в спектр фокусируется сферическим зеркалом - УІІ в плоскость одной из выходных щелей - УІІІ или ІХ в зависимости от положения поворотного зеркала - Х. Сканирование (развертке) спектра осуществляется автоматически путем поворота дифракционной решетки, и на выходную щель последовательно проектируются различные участки исследуемого диапазона спектра. При этом цифровой счетчик на передней панели прибора автоматически показывает длину волны в ангстремах, наблюдаемую в данный момент. Прибор имеет 4 скорости сканирования, а также позволяет сканировать спектр вручную.

Наличие в приборе двух выходных щелей позволяет попеременно либо наблюдать спектр визуально через окуляр ІІ, установленный на выходной щели ІХ, либо регистрировать его автоматически на ленте самописца с помощью фотоумножителя, установленного за выходной щелью УІІІ. При этом зеркало Х устанавливается в положение А или В соответственно.

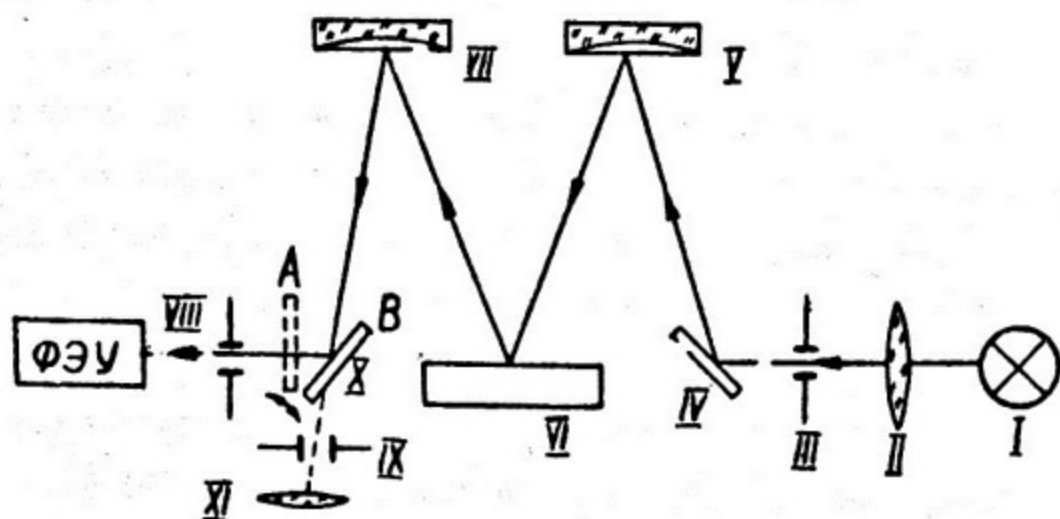


Рис. 5.3

Источником излучения, в спектре которого есть линии натрия, в нашей работе служит спектральная лампа ДНа С-18. Лампа состоит из разрядной трубки, помещенной в колбу. Разрядная трубка, изготовленная из стекла, не взаимодействующего с натрием, заполнена парами металла и инертным аргоном. Внешняя колба снабжена нормальным резьбовым цоколем Р-27.

Лампа предназначена для эксплуатации в сетях переменного тока с напряжением 220 в и частотой 50 гц с соответствующими приборами включения (реостатом или дросселем, как это осуществлено на нашей установке).

В течение первых 7-10 мин. после включения электрические и световые параметры лампы изменяются (неустановившийся режим), а затем при неизменном напряжении сети принимают постоянные значения (установившийся режим). Электрические параметры при установившемся режиме: ток 1,05 а, напряжение 19-22 в.

Приемником излучения является установленный в фотоприставке 4 фотоумножитель ФЭУ-39, чувствительный к излучению в диапазоне спектра $\lambda = 3000 + 6500 \text{ \AA}$. Сигнал с ФЭУ через усилитель 6 поступает на вход самописца 7 и записывается на ленте.

З а д а н и я

1. При домашней подготовке к работе провести расчет длин волн следующих линий *Na* : двух первых линий главной серии (см.

Таблица I

Состояние	Главное кр. число n	Поправка Ридберга
S	3	- 1,373
	4,5,6,7	- 1,351
P	3,4	- 0,882
D	3,4,5,6,7	- 0,01

рис.5.1); пяти линий резкой серии; пяти линий диффузной серии.

При расчете пользоваться сериальной формулой Ридберга, приведенной во введении. Значения поправок Ридберга приведены в таблице I. Постоянная Ридберга $R = 109700 \text{ см}^{-1}$. Длины волн получить в ангстремах с точностью до 4-х значащих цифр. Результаты расчетов показать преподавателю перед выполнением работы.

2. Ознакомиться с установкой, руководствуясь инструкцией, находящейся на рабочем месте.

3. Включив установку, ознакомиться со спектром натрия путем визуального наблюдения линий через окуляр. Сканирование производить автоматически, а для точной установки наблюдаемых линий против визирного штриха окуляра — вручную. Отыскать в спектре линии Na , лежащие в диапазоне видимой области 4400–6200 Å. При этом руководствоваться результатами предварительного расчета длин волн. Составить таблицу, в которой указать цвет наблюдаемых линий, расчетную и наблюдаемую длину волны середины дублетов, соответствующий квантовый переход и принадлежность линий той или иной серии.

4. Получить спектрограмму натрия в диапазоне спектра 4400–6200 Å на ленте электронного самопишущего потенциометра. Последовательность операций при записи спектрограммы изложена в инструкции.

5. Обработать спектрограмму, определив по ней длины волн компонент каждого из записанных дублетов. Написать длины волн на ленте; указать цвет линии, квантовый переход, принадлежность к той или иной серии и порядковый номер.

6. Пользуясь теоретическим материалом введения, рассчитать величину расщепления уровня 3^2P по измеренным расстояниям $\Delta \lambda$ между компонентами дублетов резкой и главной серии. Результат получить в см^{-1} и eV .

7. Изобразить в рабочем журнале схему уровней атома Na (подобную рис. 5.1) с указанием на ней длин волн переходов, наблюдаемых в данной работе.

Работа 6

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА ПОГЛОЩЕНИЯ ДВУХАТОМНОЙ МОЛЕКУЛЫ ИОДА В ВИДИМОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА НА ПРИБОРЕ МАЛОЙ ДИСПЕРСИИ

Введение

Спектр поглощения или излучения молекул состоит из серий полос. Полосы обычно имеют резкий край с одной стороны, называемый кантом полосы, и размыты с другой. При наблюдении такого спектра на приборе с высокой разрешающей силой обнаруживается, что полосы состоят из большого числа линий. Молекулярные полосатые спектры могут наблюдаться в инфракрасной, видимой и ультрафиолетовой областях спектра.

В данной работе исследуется спектр поглощения молекул иода J_2 . Этот спектр находится в видимой области и представляет собой серию полос, расстояние между которыми уменьшается в сторону меньших длин волн с постепенным переходом в непрерывный спектр поглощения. Волновые числа ν , определяющие положение полос в спектре, могут быть определены по эмпирической формуле Деландра

$$\nu = \nu_{0c} + a\nu' - b\nu'^2 \quad (6.1)$$

Волновым числом в спектроскопии называют величину

$$\nu = \frac{1}{\lambda} \quad (6.2)$$

Это число для волн укладывающихся в единице длины.

В формуле (6.1) ν' — целое число, принимающее значения 0, 1, 2, 3, ...; ν_{0c} , a , b — постоянные. Если $b = 0$, то формула (6.1) дает серию равноотстоящих друг от друга полос, расстояние между которыми определяется постоянной a . При малых значениях b ($b \ll a$) будет наблюдаться постепенное уменьшение расстояния между полосами.

Квантовая механика дает объяснение характера молекулярного спектра. Полная энергия молекулы в каком-либо стационарном состоянии складывается из энергии $\bar{E}_{эл}$, обусловленной электронной конфигурацией молекулы, из колебательной $E_{кол}$ и вращательной $E_{вр}$ энергий, обусловленных колебаниями и вращением ядер молекулы относительно их общего центра инерции, т.е.

$$E = E_{эл} + E_{кол} + E_{вр} \quad (6.3)$$

Все три вида энергий квантуются, т.е. могут принимать лишь определенные дискретные значения. При этом

$$E_{кол} = E_U = \hbar\omega_{кол}(U + 1/2) - \hbar\omega_{кол}x_{кол}(U + 1/2)^2 \quad (6.4)$$

где U - колебательные квантовые числа, принимающие значения 1, 2, 3, и т.д.; $\omega_{кол}$ - частота собственных колебаний молекулы; $\omega_{кол} x_{кол}$ - постоянная аангармоничности.

$$E_{вр} = E_j = \frac{\hbar}{2I} j(j+1) \quad (6.5)$$

где j - вращательные квантовые числа, принимающие значения 1, 2, 3, ...; I - момент инерции молекулы.

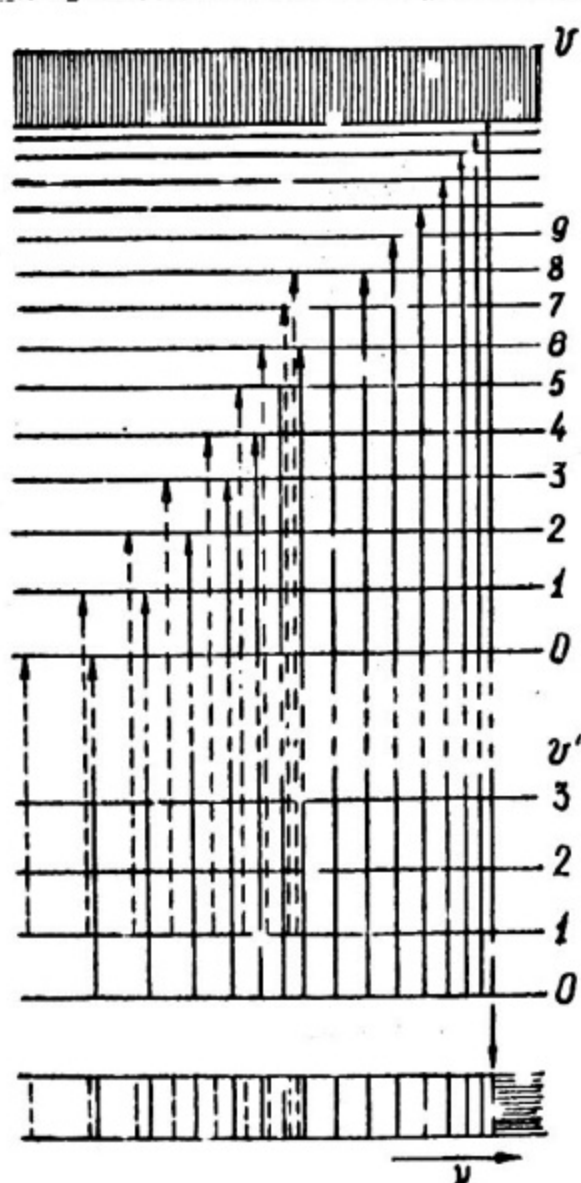
При переходе из одного стационарного состояния в другое могут изменяться все составляющие части энергии молекулы и энергия излучаемого или поглощаемого кванта света будет равна

$$\hbar\omega = (E' - E'') = (E'_{эл} - E''_{эл}) + (E'_{кол} - E''_{кол}) + (E'_{вр} - E''_{вр}) \quad (6.6)$$

где один и два штриха относятся соответственно, как принято в молекулярной спектроскопии, к верхнему и нижнему состояниям.

Опыт и теория показывают, что $\Delta E_{эл} > \Delta E_{кол} > \Delta E_{вр}$. На рис. 3.1 показана схема, поясняющая возникновение электронно-колебательных полос поглощения двухатомной молекулы. На схеме

изображены энергетические уровни двух электронных состояний молекулы. Для каждого электронного уровня показано только несколько первых колебательных уровней, характеризующихся квантовыми



числами U' и U'' соответственно. Вращательные уровни не изображены на схеме.

В случае перехода молекул из одного электронного состояния в другое, т.е. в случае электронно-колебательных переходов, не существует строгого правила отбора для колебательного квантового числа U и каждое колебательное состояние верхнего электронного состояния может комбинировать с каждым колебательным состоянием нижнего электронного состояния. При невысоких температурах большая часть молекул находится на низшем колебательном уровне основного состояния

Рис. 6. I

($U''=0$). Поэтому при поглощении соответствующих квантов практически имеются только переходы из низшего колебательного состояния ($U''=0$) на различные колебательные уровни верхнего электронного состояния U' . Если величина колебательного кванта в основном электронном состоянии не велика или температура достаточно высока, то часть молекул находится в возбужденном состоя-

нии ($\nu''=1$), и поэтому при поглощении могут возникнуть переходы, отмеченные на схеме пунктиром. Внизу на рис. 6.1 приведен спектр, получающийся в результате указанных переходов. В рассмотренной упрощенной схеме уровней не учитывалось расщепление каждого колебательного уровня на вращательные уровни. Если учесть вращательные переходы, то получим, что каждому рассмотренному выше электронно-колебательному переходу будет соответствовать полоса, состоящая из большого числа близко расположенных линий. Возникновение полос легко объяснить, используя показанную на рис. 6.2 схему энергетических уровней молекулы с учетом вращательных уровней, характеризуемых квантовым числом J . Энергия вращательных квантов много меньше энергии колебательных, поэтому линии поглощения, соответствующие электронно-колебательному переходу, характеризуются одними и теми же значениями квантовых чисел ν , но различными значениями вращательного квантового числа J , имеют близкие частоты и образуют полосу.

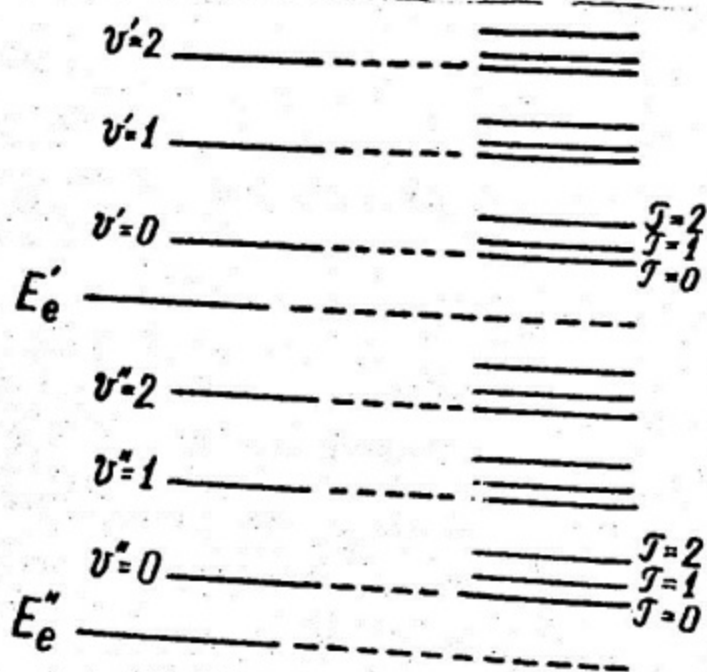


Рис. 6.2

На рис. 6.1 показано, что с увеличением квантового числа ν расстояние между колебательными уровнями уменьшается. Это объясняется тем, что при интенсивных колебаниях молекулу нельзя рассматривать как гармонический вибратор. В случае небольшой ангармоничности колебательная

энергия молекулы может быть вычислена по формуле (6.4). Из (6.4) следует, что с возрастанием ν энергия колебательных квантов уменьшается. (В случае гармонического вибратора $x_e = 0$, расстояние между колебательными уровнями постоянно).

Нулевая линия каждой полосы соответствует переходу $\nu'' = 0 \rightarrow \nu'$ и $J'' = J' = 0$ (т.е. $\Delta E_r = 0$).

Следовательно, на основании формулы (6.6) ее волновое число равно:

$$\nu = \frac{\Delta E}{2\pi\hbar c} = \nu_{эл} + \nu'_{кол}(\nu'+1/2) - \nu'_{кол} x'(\nu'+1/2)^2 - \nu''_{кол} \cdot 1/2 + \nu''_{кол} x'' \cdot 1/4 \quad (6.7)$$

где $\nu_{эл}^* = \frac{\Delta E_{эл}}{2\pi\hbar c}$ определяет изменение электронной энергии при данном переходе; $\nu'_{кол}$, $x'_{кол}$ - колебательные константы молекулы для возбужденного состояния, $E'_v(\nu)$; $\nu''_{кол}$, $x''_{кол}$ - колебательные константы молекулы для основного состояния $E''_v(0)$. Формулу (6.7) можно переписать также в следующем виде:

$$\nu = \nu_{00} + \nu'_{кол} \nu' (1 - x') - \nu'_{кол} x_{кол} \nu'^2 \quad (6.8)$$

Член ν_{00} не зависит от ν' и ν'' , он представляет собой волновое число перехода $\nu' = 0 \rightarrow \nu'' = 0$ (0 - 0 полоса). Из сравнения (6.7) и (6.8) видно, что

$$\nu_{00} = \nu_{эл} + 1/2 \nu'_{кол} \left(1 - \frac{x'}{2}\right) - 1/2 \nu''_{кол} \left(1 - \frac{x''}{2}\right)$$

Теоретическая формула (6.8), определяющая положение полос поглощения, дает те же закономерности, что и эмпирический закон Деландра (6.1). Сравнивая (6.1) и (6.8), легко найти соотношение между эмпирическими константами и колебательными константами

молекулы для верхнего возбужденного состояния:

$$a = \nu'_{\text{ком}} (1 - x'); \quad b = \nu'_{\text{ком}} x' \quad (6.9)$$

Константа a — определяет колебательную частоту, которую имел бы, согласно классической теории, ангармонический осциллятор; b — называется постоянной ангармоничности.

Таким образом на основе анализа грубой структуры системы полос в видимой и ультрафиолетовой областях спектра, мы можем вычислить положение колебательных уровней, колебательные частоты и ангармоничности, силовую постоянную молекулы. Наконец, из эмпирической константы ν_{00} (6.1), т.е. волновое число 0 — 0 полосы и соотношения (6.8) мы получаем $\nu_{\text{эл}}$ — разность электронных энергий двух состояний основного и возбужденного. Эта величина $\nu_{\text{эл}}$ называется также началом системы полос. Тот факт, что появляются не просто отдельные линии, соответствующие волновым числам (6.7), а целые полосы, объясняется вращением молекулы J_2 . Формулы (6.7), (6.8) относятся к так называемому начечу (нулевой линии) полосы ($J' = 0 \rightarrow J'' = 0$). Наоборот эмпирическая формула (6.1) для грубой структуры полос относится обычно к кантам полос. Вследствие этого теоретические и эмпирические соотношения немного отличаются между собой.

Если найти из опыта ν_1 и ν_2 для двух переходов из основного состояния $\nu'' = 0$ в состояние с ν' и $\nu' + k$, где $k = 1, 2, 3, 4, \dots$, то из (6.1) следует, что разность этих чисел:

$$\Delta_1 \nu = \nu_1 - \nu_2 = ak - b(2\nu'k + k^2) \quad (6.10)$$

Второй член этой разности характеризует ангармоничность колебания молекулы. Из опыта известно, что коэффициент $b \ll a$. Если положить $k = 5$ и измерить положение кантов в красной части

спектра, где ν' малы, то вторым членом в (6.10) можно пренебречь и тогда

$$a' \cong \nu'_{\text{кол}} = \frac{\Delta_1 \nu}{k} \quad (6.11)$$

Таким образом измерив на опыте $\Delta_1 \nu$ мы определяем колебательную частоту $\omega'_{\text{кол}}$ возбужденного состояния, которую имела бы, согласно классической теории, гармонический осциллятор для бесконечно малой амплитуды:

$$\omega'_{\text{кол}} = 2\pi c \nu' \quad (6.12)$$

Колебательная частота $\omega'_{\text{кол}}$ связана с силовой постоянной гармонического осциллятора или коэффициентом квазиупругой силы соотношением:

$$k' = \omega'^2_{\text{кол}} M \quad (6.13)$$

где M - приведенная масса молекулы.

Коэффициент ангармоничности b определяют следующим способом. образуем разность $\Delta_2 \nu = \Delta''_1 \nu - \Delta'_1 \nu$, где $\Delta'_1 \nu = \nu_{\nu'+k} - \nu_{\nu'}$;

$$\Delta''_1 \nu = \nu_{\nu'+2k} - \nu_{\nu'+k}$$

Используя формулу (6.1), получим

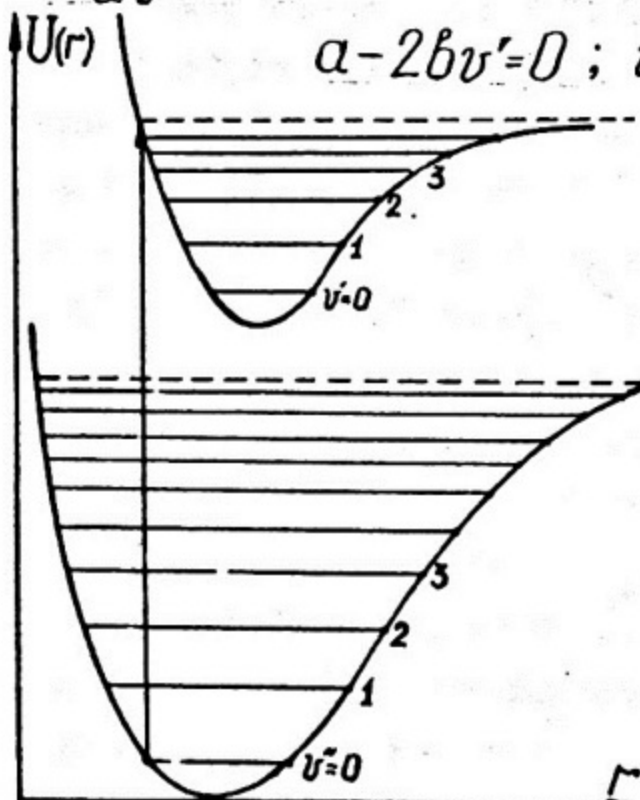
$$\Delta_2 \nu = 2b k'^2 \quad (6.14)$$

т.е. найдя из опыта $\Delta_2 \nu$ для соответствующих значений k найдем константу b - ангармоничности молекулы мода в возбужденном состоянии.

Мы уже упоминали, что в области меньших длин волн полосатый спектр переходит в сплошной. В этом случае имеет место переход из устойчивого нижнего состояния в непрерывное верхнее состояние и поглощение кванта света в области сплошного спектра приво-

дит к диссоциации молекулы. На рисунке 6.3 изображены потенциальные кривые, поясняющие возникновение сплошного спектра.

Найдем границу схождения полос (начало континуума) из условия $\frac{d\nu}{d\nu'} = 0$. Из формулы 6.1

$$U(r) \quad a - 2bv' = 0; \quad \nu' = \frac{a}{2b} \quad (6.15)$$


Формула (6.15) дает возможность найти верхнее колебательное квантовое число, соответствующее границе сходимости. Найдя из опыта ν_{cx} и используя соотношение (6.15), определим ν_{00}

$$\nu_{00} = \nu_{cx} - \frac{a^2}{4b} \quad (6.16)$$

Энергия диссоциации D_0 выражается в этом случае формулой:

$$D_0 = 2\pi\hbar c(\nu_{cx} - \nu_{00}) = \frac{2\pi\hbar ca^2}{4b} \quad (6.17)$$

О п и с а н и е у с т а н о в к и

Установка для визуального исследования спектра поглощения иода J_2 в его парах состоит из спектрального прибора, спектральной кюветы для исследуемого вещества с электроподогревателем для поддержания заданной температуры внутри кюветы, источника света с непрерывным спектром и источника света с линейчатым спектром, для получения спектра сравнения. Кювету с исследуемым веществом устанавливают перед щелью спектрального прибора и освещают светом от источника с непрерывным спектром. Спектр

поглощения наблюдается через окуляр спектрального прибора.

В качестве спектрального прибора в работе используется стилоскоп СЛ-ІІА, который предназначен для быстрого визуального качественного и полуколичественного спектрального анализа сталей и цветных сплавов в видимой части спектра.

Проведенные в нашей лаборатории опыты и их обработка показали, что с помощью стилоскопа можно с достаточной степенью точности изучить (без анализа ротационной структуры) спектр поглощения иода J_2 в видимой области спектра.

Оптическая схема прибора показана на рис. 6.4. Свет проходит через осветительную систему, состоящую из конденсоров І3, І4 и І5 и равномерно заполняет щель 1, отражательная призма 2 направляет пучок света на объектив 3 (в фокусе которого поме-

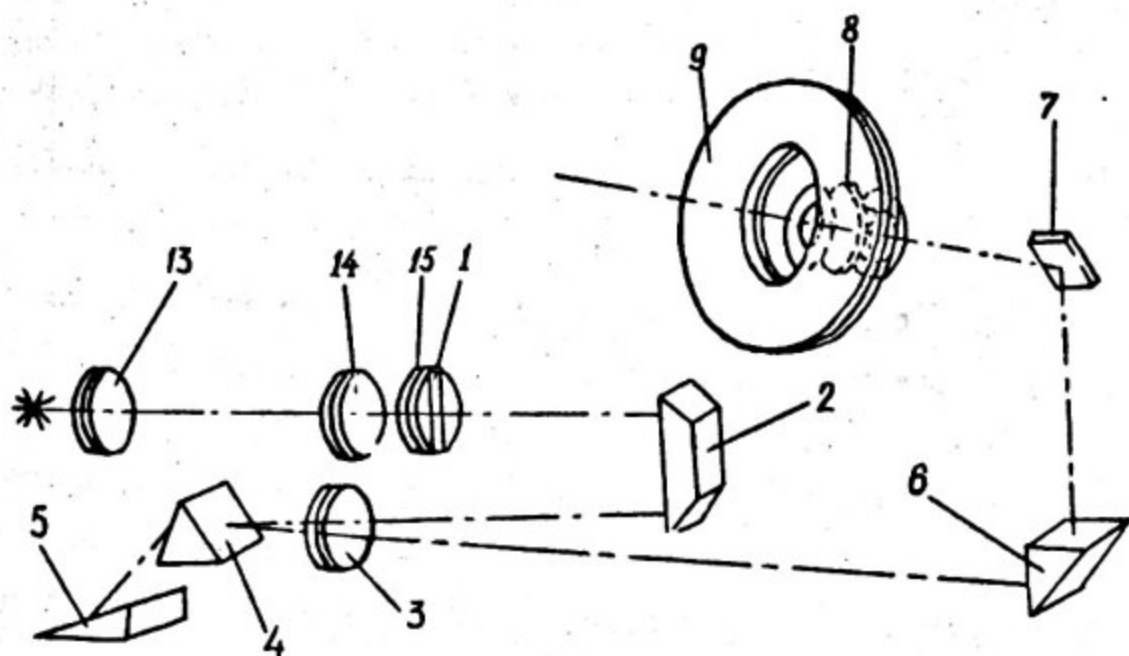


Рис. 6.4

щена щель), полученный параллельный пучок попадает на диспергирующие призмы 4 и 5. Большой катет призмы 5 с преломляющим углом 30° посеребрен, поэтому лучи отражаются от него, проходят в обратном направлении через призмы на объектив и попадают на

прямоугольную призму 6 и зеркало 7, которые направляют их в окуляр 8. В фокальной плоскости окуляра расположен фотометрический клин 9.

На рис. 6.5 представлена схематически установка. Все части оптической схемы стилооскопа помещены внутри корпуса I. Прибор

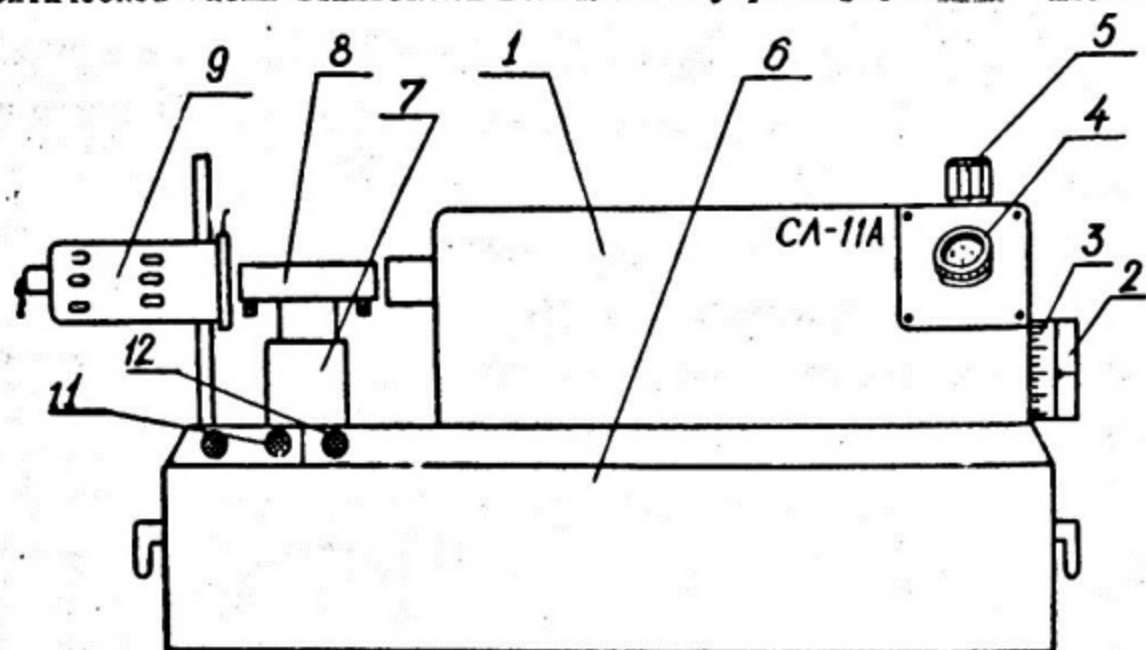


Рис. 6.5

имеет щель постоянной ширины 0,02 мм, которая нанесена на стеклянную пластинку, склеенную с третьей линзой осветителя.

Диспергирующая система состоит из двух призм. Одна с преломляющим углом 60° закреплена на мостике неподвижно, другая с преломляющим углом 30° вместе со своим мостиком может поворачиваться, вследствие чего спектр перемещается в поле зрения окуляра. Поворот призмы осуществляется маховичком 2, соединенным с барабаном, на котором нанесена равномерная шкала 3 с ценой деления 2° .

Прибор имеет два сменных окуляра с увеличением $20\times$ и $13,5\times$. Вращением накатного кольца окуляра 4 добиваются четкого видения спектра. Фотометрический клин применяется при сравнении интен-

сивности спектральных линий χ в нашей работе не используется. Поэтому клин выводится, и в поле зрения устанавливается диафрагма, соответствующая используемому окуляру. Для этого необходимо установить точку, нанесенную на маховичке 5 против соответствующего обозначения ($13,5^X$ или 20^X) на шкале.

На основании 6 смонтирована подставка 7 для установки исследуемых образцов 8 (в нашем случае кювета). Стеклопаянная кювета с кристаллическим иодом помещается внутри нагревателя, который питается через автотрансформатор ЛАТР от сети. Кювета может легко выводиться из хода лучей. Не следует сильно нагревать кювету, так как с увеличением температуры увеличивается давление паров J_2 , а при значительных давлениях паров полосы расширяются и сливаются в непрерывный спектр поглощения.

Источником непрерывного спектра служит лампа накаливания с вольфрамовой нитью, питаемая от сети и помещенная в кожух 9.

На рабочем столе прикреплен градуировочный график стилоскопа, для получения которого использовалась ртутная лампа ПРК-4 и неоновая лампа МН-4. На графике по оси абсцисс откладываются деления барабана, по оси ординат — длины волн χ соответствующие им волновые числа в см^{-1} .

З а д а н и я

I. Проверка градуировочного графика стилоскопа

Перед тем как приступить к изучению спектра поглощения следует проверить градуировочный график стилоскопа. Для этого установить неоновую лампу перед объективом стилоскопа, включить питание и вращая барабан 2, просмотреть весь спектр неона. Накатанным кольцом окуляра установить наибольшую резкость спектральных линий. Проверка градуировочного графика делается обычным способом: некоторые характерные спектральные линии неона совмещаются с указателем, который выедается в поле зрения окуляра 3 и по барабану производится соответствующий отсчет. Для

отождествления линий пользуются атласом спектра неона, прикрепленным на рабочем столе. Производится сравнение данных опыта и показаний градуировочного графика.

Если расхождения не превышают приборной ошибки, то графиком можно пользоваться для измерений.

2. Исследование спектра поглощения иода

1. Произвести юстировку установки. Для этого включить лампу накаливания, поместить перед объективом стилоскопа белый лист бумаги и, перемещая источник света и вращая винты II-I2, добиться четкого изображения торца кюветы на бумаге. Пронаблюдать сплошной спектр источника света в окуляре стилоскопа, сравнить его со спектром неоновой лампы.

2. Включить подогрев кюветы. Медленно увеличивая температуру, получить отчетливый спектр поглощения с резкими полосами. Проследить за изменением интенсивности спектра поглощения с изменением температуры паров J_2 .

3. Найти в красной области спектра поглощения иода четко видимую полосу с наименьшим квантовым числом ν' . Определить положение канта этой полосы по барабану 2. Также определить деления барабана, соответствующие кантам полос с квантовыми числами $\nu' + k$, $\nu' + 2k$, $\nu' + 3k$ и т.д. до $\nu_{сх}$, положив $k = 5$.

4. Пользуясь измеренными данными, градуировочным графиком и формулами, приведенными в работе, определить константы: ν_{00} , $\nu_{кол}$, b , $x_{кол}$, D_0 .

5. Подсчитать энергию кванта электронного перехода и сравнить ее с энергией кванта колебательного перехода.

6. Используя погрешность делений барабана стилоскопа, оценить ошибки результатов.

Работа 7

ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ СПЕКТРОВ ИСПУСКАНИЯ ДВУХАТОМНЫХ МОЛЕКУЛ

Введение

В данной работе изучается полосатый спектр испускания, принадлежащий молекулам азота. В общем случае в полосатом спектре можно отметить такие особенности: наличие нескольких систем полос, расположенных как правило в разных спектральных областях; каждая система включает несколько полос, расположенных в какой-либо одной области спектра; полоса состоит из разрешенных или неразрешенных отдельных спектральных линий. При большей разрешающей силе спектрального аппарата можно увидеть отдельные линии. Сгущение отдельных спектральных линий может образовывать контур полосы.

Каждая из особенностей спектра связывается с каким-либо движением в молекулах или, лучше сказать, с изменением энергетических состояний электронного, колебательного и вращательного. Энергия молекулы как и энергия атома квантуется и приближенно может быть представлена как сумма энергий электронного, колебательного и вращательного движений $E = E_{эл} + E_{кол} + E_{вр}$. На рисунке 7.1 показана схема энергетических уровней, соответствующих разным квантовым состояниям, двухатомной молекулы (без соблюдения масштаба). Части рисунка *a* и *b* представляют электронные уровни, U' и U'' квантовые числа колебательных уровней верхнего и нижнего электронных состояний, J' и J'' квантовые числа вращательных уровней.

При переходе молекулы из одного состояния в другое могут измениться все три части полной энергии: электронная, колебатель-

ная и вращательная и в соответствии с правилом частот Бора произойдет излучение кванта света соответствующего волновому числу:

$$\nu^* = \frac{E'_{эл} - E''_{эл}}{2\pi\hbar c} + \frac{E'_{кол} - E''_{кол}}{2\pi\hbar c} + \frac{E'_{вр} - E''_{вр}}{2\pi\hbar c}$$

Волновое число в связи с этим можно рассматривать как сумму трех составных частей $\nu^* = \nu_{эл} + \nu_{кол} + \nu_{вр}$

где

$$\nu_{эл} = \frac{E'_{эл} - E''_{эл}}{2\pi\hbar c}; \quad \nu_{кол} = \frac{E'_{кол} - E''_{кол}}{2\pi\hbar c}; \quad \nu_{вр} = \frac{E'_{вр} - E''_{вр}}{2\pi\hbar c}$$

При этом как правило $\nu_{эл} \gg \nu_{кол} \gg \nu_{вр}$.

В квантовой механике показывается, что для колебательных квантовых чисел ν' и ν'' в случае электронных переходов нет строгих правил отбора, т.е. это значит, что может происходить переход из любого состояния с колебательным квантовым числом ν' верхнего электронного состояния в любое колебательное состояние с квантовым числом ν'' нижнего электронного состояния.

Характерной частотой для данной системы полос является частота при переходе из состояния с квантовыми числами $\nu' = 0, j' = 0$ верхнего электронного состояния в состояние с квантовыми числами $\nu'' = 0, j'' = 0$ нижнего электронного состояния. Частота эта лежит в ряде случаев вблизи кванта полосы. Это справедливо, в частности, и для азота N_2 . Для других молекул этого соответствия может и не быть.

В общем случае частоты переходов из верхнего электронного состояния с каким-либо колебательным числом ν' и $j' = 0$ в нижнее электронное состояние с каким-либо колебательным числом ν'' и $j'' = 0$ будут разными. (Отметим еще раз, что частоты эти для азо-

та будут лежать вблизи края полос). Полосы, связанные с переходом с разных колебательных

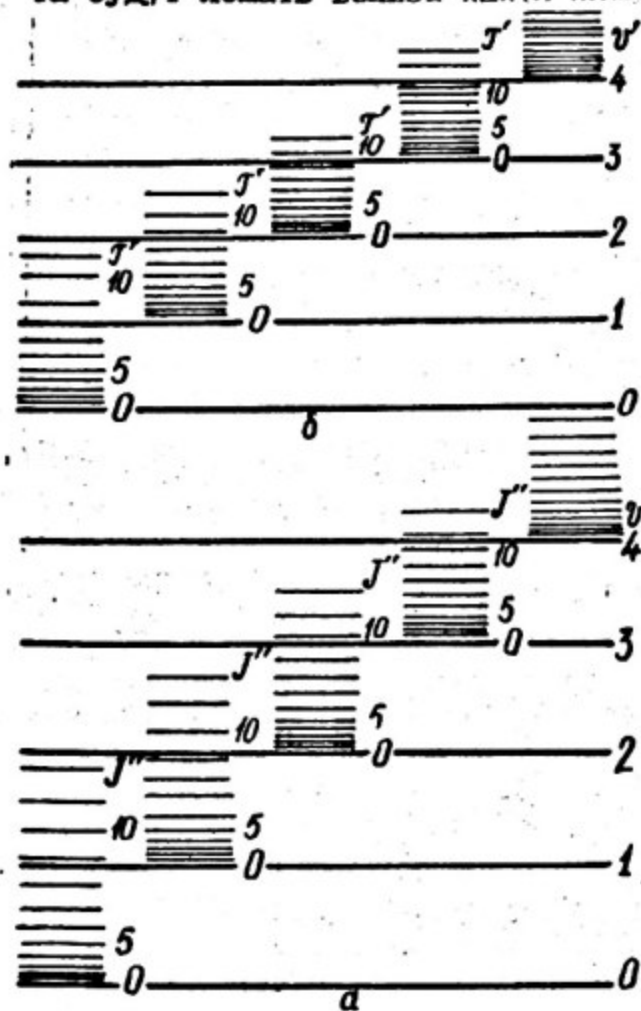


Рис. 7.1

уровней верхнего электронного состояния на один и тот же колебательный уровень нижнего электронного состояния, представляет, так называемую, поперечную серию полос. Полосы, связанные с переходом с данного колебательного уровня верхнего электронного состояния на разные колебательные уровни нижнего электронного состояния, называются продольными системами полос рис.7.2. Из рисунка при этом видно, что разность частот краев соседних полос в поперечной серии дает с точностью до постоянно-

го множителя разность энергий колебательных уровней верхнего

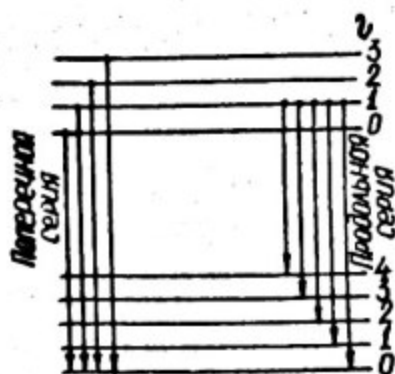


Рис. 7.2

электронного состояния. Разность частот краев полос в продольной серии дает разность энергий колебательных уровней нижнего электронного состояния. Разность энергий соседних колебательных уровней связана с классической частотой колебаний гармонического осциллятора, соответствующего колебательным движениям молекулы $E = \hbar\omega_0$. Используя

это соотношение и формулу $\omega_v = \sqrt{\frac{k}{m}}$ для классической частоты колебаний можно найти кривизну константу молекулы азота N_2 в разных электронных состояниях $k = m\omega_v^2$.

Надо еще отметить, что разность энергий соседних колебательных уровней не остается постоянной с увеличением колебательного квантового числа v , а уменьшается (в наших опытах это может не проявиться из-за малой точности измерений). Это изменение связано с тем, что колебательное движение в молекулах более точно характеризуется не гармоническим осциллятором, где энергия определяется формулой $E_v = (v + 1/2)\hbar\omega_v$, а осциллятором ангармоническим, энергия которого выражается формулой

$$E_v = \hbar\omega_v(v + 1/2) - x_v\hbar\omega_v(v + 1/2)$$

где x_v характеризует, так называемый, коэффициент ангармоничности и при этом

$$\omega_v x_v \ll \omega_v$$

О п и с а н и е у с т а н о в к и

Установка, представленная на рисунке 7.3, включает кварцевый спектрограф ИСП-30-1, ртутную кварцевую лампу ПРК-4-2, кварцевую разрядную трубку-3, высокочастотный генератор УВЧ-4-8.

Спектрограф ИСП-30 предназначен для работы в видимой и ультрафиолетовой области спектра. Основные узлы: литая станина с кожухом, на которой смонтированы входная щель с регулировочными приспособлениями-4, за щелью внутри кожуха расположен затвор, включаемый соответствующим тумблером; панель управления с тумблерами и соответствующими надписями-5; рамка для крепления кас-

сети с помощью клиновидного зажима-6; перемещение рамки с кассетой производится включением соответствующего тумблера и отмечается по внешней шкале, расположенной на кассетной рамке. Спра-

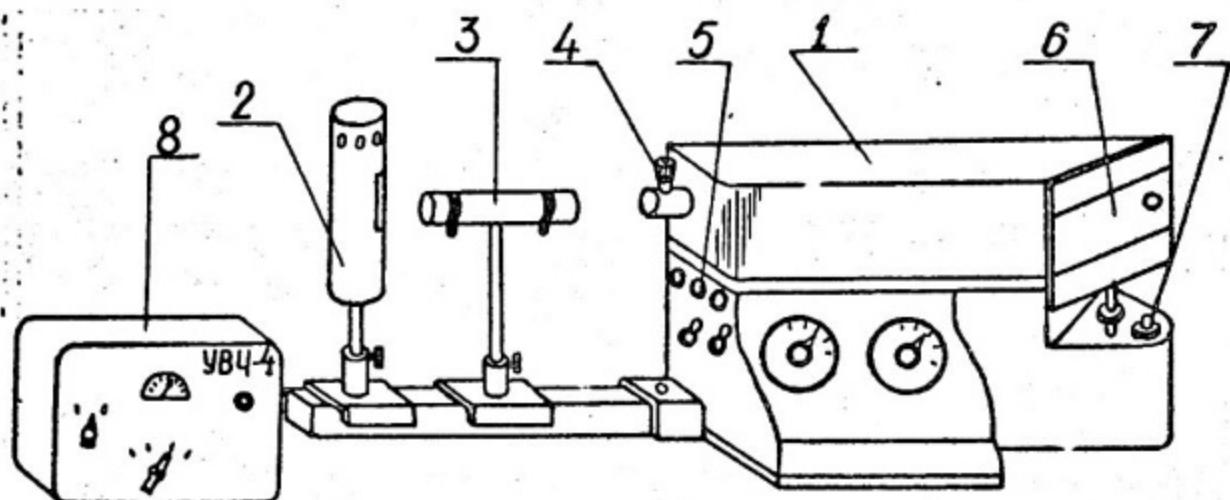


Рис.7.3

ва от рамки помещена рукоятка для включения (простым поворотом на себя) миллиметровой шкалы (расположенной внутри корпуса), впечатываемой в спектрограмму. Во избежание повреждения шкалы включать ее можно только в положениях кассеты от 15 до 75 делений шкалы перемещений. Миллиметровую шкалу освещает электрическая лампочка, находящаяся внутри корпуса. При включении внутренней мм шкалы загорается сигнальная лампочка-7.

Все оптические узлы прибора находятся внутри кожуха. Оптическая схема представлена на рисунке 7.4. Она включает щель-2,

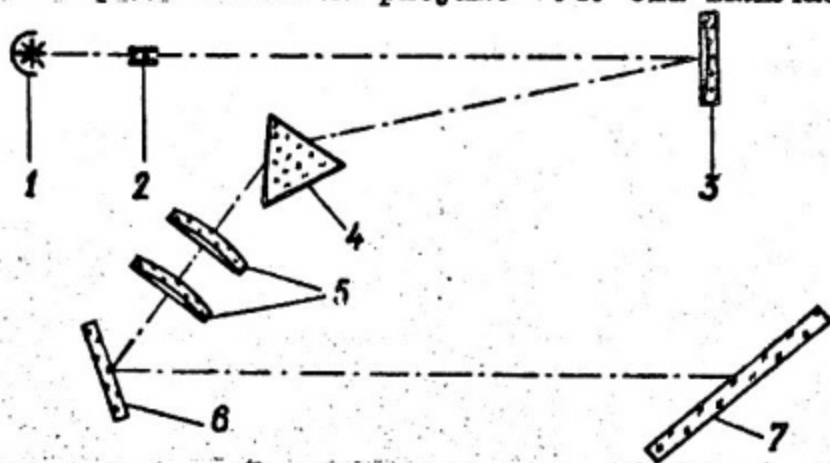


Рис.7.4

расположенную в фокальной плоскости зеркального объектива-3, диспергирующую призму-4, камерный объектив-5, зеркало-6 и фото-пластинку, расположенную в фокальной плоскости камерного объектива.

Разрядная трубка

Разрядная трубка предназначена для получения высокочастотного разряда в атмосфере исследуемого газа. Устанавливается она перед щелью спектрографа на рейтере так, чтобы ось ее была направлена вдоль оптической оси спектрографа. Разрядная трубка сделана из кварца, предварительно откачана, наполнена техническим азотом до давлений порядка 0,3-0,5 мм рт.ст. Технический азот содержит примеси кислорода и паров воды. В связи с этим при разряде в газоразрядной трубке могут образоваться различные соединения азота - водорода - кислорода и проявиться в спектре. В спектре также могут проявиться полосы ионов, в частности N_2^+ .

Высокочастотный генератор

Служит для возбуждения молекул. В данной работе используется генератор типа УВЧ-4. Частота генерируемых колебаний порядка $4 \cdot 10^7$ гц. Напряжение от генератора подается на кольцевые электроды, надетые на разрядную трубку. Процесс возбуждения молекул состоит в том, что свободные электроны, ускоренные полем, неупруго сталкиваясь с молекулами, отдают часть своей энергии и переводят молекулы в более высокие энергетические состояния.

Спектропроектор

В нашей работе для измерения длин волн кантов полос используется спектропроектор ДСП-1. Правила работы на спектропроекторе на рабочем месте в лаборатории.

Ртутная лампа

Служит в данной работе для проверки градуировки шкалы

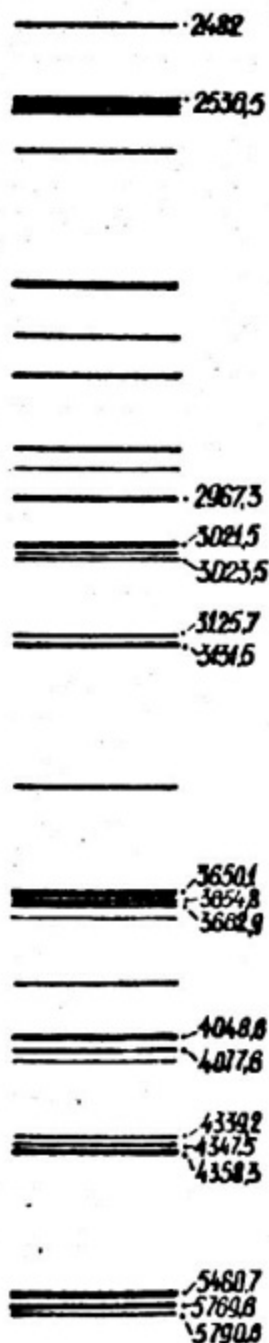


Рис. 7.5

спектрографа и оценки ошибок измерения длин волн полос азота. Лампа ПРК-4 питается от сети переменного тока 220в. При этом включение лампы в сеть производится последовательно с дросселем, обеспечивающим нормальный режим работы лампы как дуги при пониженном давлении. Питание лампы можно осуществить и от генератора УВЧ-4, если к электродам ее подвести напряжение от генератора. В этом случае режим работы лампы - тлеющий высокочастотный разряд. Наиболее интенсивные линии ртути представлены на рис. 7.5

З а д а н и е и п о р я д о к ы п о л н е н и я р а б о т ы

I. Получение фотографии спектра

1. Ознакомиться с основными узлами установки: спектрограф ИСП-30 с основными деталями: щель, затвор щели, шкала, подсчет шкалы, кассета и др.; генератор УВЧ-4, ртутная лампа ПРК-4, разрядная трубка;

2. зарядить в фотокомнате при красном свете кассету спектрографа фотоэмульсионной пленкой 9 x 24 (спектральная, тип 2);

3. установить перед щелью спектрографа ртутную лампу ПРК-4, в вертикальном положении, подключить ее к генератору УВЧ-4 (надо иметь в виду, что если лампа должна работать в дуговом режиме от сети через дроссель, то она устанавливается горизонтально); установив мощность 40 вт, включить генератор, добиться

ручной настройки оптимального свечения, наблюдение свечения производить только через стеклянные защитные очки, так как ультрафиолетовое излучение ламп вредно для глаз;

4. открыть затвор щели, предварительно установив ширину щели 0,01 мм, пронаблюдать с помощью лупы спектр свечения ртути, в фокальной плоскости камеры должны четко наблюдаться желтые (5769,6 и 5790,6Å), фиолетовые (4339,2; 4347,4; 4358,3Å) и другие линии ртути. Зафиксировав наличие линий спектра, закрыть затвор щели;

5. установить кассету в рамке спектрографа, закрепив ее соответствующим зажимом, открыть шторку кассеты, открыть затвор щели и проэкспонировать спектр ртути в течение 10 - 12 мин, закрыть затвор щели, отключить генератор;

6. не передвигая каретки камеры впечатать в спектр ртути фотографию шкалы, время экспозиции 10 мин; переместить каретку;

7. убрав от щели спектрографа ртутную лампу, установить у щели спектрографа вдоль оси спектрографа разрядную трубку, подключить трубку к генератору; установив мощность на генераторе 80 вт, включить генератор, через некоторое время в трубке возбуждается свечение. Наблюдать свечение надо также через защитные очки;

8. открыв заслонку щели, проследить визуально спектр свечения азота; наблюдаемую картину (примерно) зарисовать. Если полосатый спектр наблюдается хорошо, то можно произвести фотографирование спектра. Для фотографирования надо закрыть затвор щели, открыть шторку кассеты, открыть затвор щели и проэкспонировать спектр свечения в течение 5 - 7 мин, закрыть затвор щели; не перемещая каретки камеры, впечатать в фотографию спектра азота фотографию шкалы; закрыть шторку кассеты; отключить генератор, снять кассету;

9. далее пластинку проявить, промыть, отфиксировать и опять промыть в проточной воде в течение 10 мин; все операции, кроме последней промывки, проводить при красном свете или в темноте. Пластинку просушить, что осуществляется быстрее, если использовать фен. (Феном надо пользоваться осторожно, так как можно расплавить эмульсию и безнадежно испортить спектр. Подогрев должен быть не выше 30°).

2. Изучение фотографии спектра

В наших условиях промер длин волн производится на спектро-

проекторе. Фотопластинка укладывается на предметный столик проектора, устанавливается горизонтально, и на экране проектора получают проекцию фотографии спектра. Измеряя положение линий ртути относительно положений линий шкалы с помощью линейки или глазомерно и используя линейную интерполяцию и градуировочный график шкалы или таблицы, определяют длины волн ртутных линий.

Составляют таблицу длин волн и производят отождествление спектральных линий по спектральному атласу рис. 7.5. Определив длины волн, проверяют градуировочный график и определяют ошибку измерения данного метода.

2. Производят измерение таким же методом длины волн кантов спектральных полос. Полученные данные записывают в таблицу.

Далее по приложенной таблице 7.1 и имея в виду ошибку измерения, производят отождествление полос, принадлежащих молекулам азота и заполнение остальных пунктов таблицы.

Длина волны канта полос	Кв. числа колебат. уровней	Частоты кантов полос см^{-1}
Пример: 3804,9	0,2	24632
и т.д.		

3. Заполнить таблицу частот переходов в см^{-1} для N_2 (для второй положительной системы).

$\nu'' \backslash \nu'$	0	I	2	3	4	5
0						
I						
2						
3						

4. Найти разности волновых чисел в горизонтальном ряду (поперечная серия) и вертикальном ряду (продольная серия) таблицы.

5. Имея в виду, что разности волновых чисел дают разности энергий в см^{-1} для колебательных уровней, построить схему электронно-колебательных уровней в электрон-вольтах, соблюдая масштаб. На схеме показать переходы, полученные на опыте.

6. Рассчитать квазиупругие константы K_1 и K_2 молекулы N_2 в верхнем и нижнем электронном состояниях.

Т а б л и ц а 7-1

длины волн кантов молекулярных полос, возбуждаемых электрическим разрядом в атмосфере азота с примесями кислорода при пониженном давлении. (Р.Пирс и А.Гейдон "Отождествление молекулярных спектров". М., 1949)

N_2 - ВТОРАЯ ПОЛОЖИТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА, C^3P - B^3P

λ	I	ν'	ν''	λ	I	ν'	ν''
4976,4	0	4	II	3710,5	8	2	4
4916,8	0	I	7	3671,9	6	3	5
4814,7	I	2	8	3641,7	3	4	6
4723,5	I	3	9	3576,9	10	0	I
4667,3	0	0	5	3536,7	8	I	2
4649,4	I	4	10	3500,5	4	2	3
4574,3	2	I	6	3469	0	3	4
4490,2	3	2	7	3446	0	4	5
4416,7	3	3	8	3371,3	10	0	0
4355,0	3	4	9	3339	2 ^x)	I	I
4343,6	4	0	4	3309	2 ^x)	2	2
4269,7	5	I	5	3285,3	3	3	3
4200,5	6	2	6	3268,1	4	4	4
4141,8	5	3	7	3159,3	9	I	0
4094,8	4	4	8	3136,0	8	2	I
4059,4	8	0	3	3116,7	6	3	2
3998,4	9	I	4	3104,0	3	4	3
3943,0	8	2	5	2976,8	6	2	0
3894,6	7	3	6	2962,0	6	3	I
3857,9	5	4	7	2953,2	6	4	2
3804,9	10	0	2	2819,8	I	3	0
3755,4	10	I	3	2814,3	I	4	I

x) Интенсивности полос I - I и 2 - 2 по отношению к полосе 0 - 0 сильно колеблются в зависимости от условий опыта.

Работа 8

ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Введение

В данной работе изучается дифракция электронов при прохождении электронного пучка через тонкие слои поликристаллических образцов. Согласно гипотезе де-Бройля любая материальная частица должна обладать волновыми свойствами. Движение такой частицы можно рассматривать как распространение некоторого волнового процесса. Длина волны, связанная с движущейся частицей, определяется формулой де-Бройля:

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p} \quad (8.1)$$

где \hbar - постоянная Планка; p - импульс частицы. Если пучок электронов ускоряется разностью потенциалов U , то в нерелятивистском случае импульс электронов определяется из соотношения

$$p = \sqrt{2mE_{кин}} = \sqrt{2meU} \quad (8.2)$$

Из (8.1) и (8.2) получаем

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2meU}} \quad (8.3)$$

где m - масса и e - заряд электрона.

Подставляя численные значения \hbar , m , e , получим расчетную формулу:

$$\lambda = \frac{12,25}{\sqrt{U}} (\text{Å}) \quad (8.4)$$

где U - выражается в вольтах.

Для электронов при напряжениях порядка десятков киловольт длина волны де-Бройля лежит в области длин волн рентгеновского излучения. Поэтому для наблюдения дифракции электронов в качестве дифракционных решеток можно использовать различные кристал-

ны, подобно тому, как это делается для рентгеновских лучей.

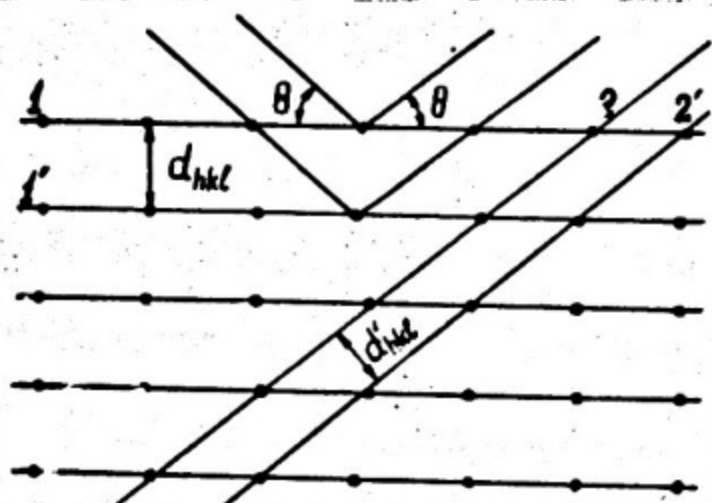


Рис.8.1

Рассмотрим систему плоскостей, образованных атомами в кристалле кубической системы. Пусть на кристалл падает параллельный монохроматический пучок электронов (рис.8.1). Условие возникновения дифракционных

максимумов, так же как и в случае рентгеновских лучей, определяется формулой Вульфа - Брегга.

$$2d_{hkl} \sin \theta = m\lambda \quad (8.5)$$

где θ - угол скольжения, т.е. угол между падающим пучком и кристаллографической плоскостью; d_{hkl} - межплоскостное расстояние; m - положительное целое число.

Луч, определяющий положение дифракционного максимума, отклонен от направления падающего пучка на угол 2θ (рис.8.1). Межплоскостное расстояние d_{hkl} , входящее в формулу (8.5), зависит от положения системы плоскостей, отражающих электронный пучок, в кристалле. Например, для систем плоскостей, параллельных 1-1' и 2-2' (рис.8.1), межплоскостное расстояние будет различным. Положение плоскости в кристалле определяется тремя числами h, k, l (индексами Миллера). Для кристаллической решетки кубической системы межплоскостное расстояние вычисляется по формуле

$$d_{hkl} = \frac{d}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (8.6)$$

где d - период идентичности, то-есть кратчайшее расстояние между одинаковыми ионами или атомами в кристалле.

Если монохроматический пучок электронов проходит сквозь

Поликристаллическую пленку, то вследствие хаотичности в ориентации монокристалликов в пленке всегда имеются системы кристаллических плоскостей, расположенных по отношению к падающему пучку под углами, удовлетворяющими условию (8.5). Электронные пучки, рассеянные под углом θ , образуют коническую поверхность с осью, направленной вдоль падающего пучка, и углом при вершине, равным 2θ (рис. 8.2). На экране 3, расположенном на пути рассеянных электронов, возникает дифракционное кольцо. Радиус

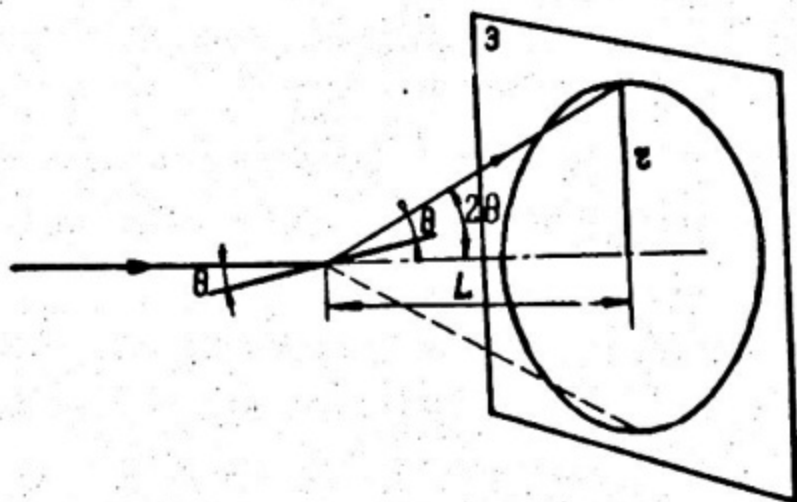


Рис. 8.2

кольца r связан с углом θ соотношением

$$r = L \operatorname{tg} 2\theta$$

где L - расстояние от поликристаллической пленки до экрана.

При малых углах $\operatorname{tg} 2\theta \approx \sin 2\theta \approx 2\theta$ и

$$\theta = \frac{r}{2L} \quad (8.7)$$

Подставляя в (8.5) соотношения (8.6) и (3.7), получаем

$$\frac{d}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \cdot \frac{r}{L} = m\lambda \quad (8.8)$$

Из (8.8) следует, что дифракционные кольца, образованные электронами, рассеянными от систем плоскостей с различными межплоскостными расстояниями, будут иметь разный радиус r . Поэтому электронограмма, полученная описанным способом, представляет собой систему концентрических колец.

Для изучения дифракции электронов применяется специальный прибор — электронограф ЭГ-100 М.

Электронограф ЭГ-100М является электроннооптическим вакуумным прибором, предназначенным для исследования структуры очень тонких пленок и поверхностных слоев твердых тел методом дифракции электронов.

Узкий пучок электронов, пройдя сквозь объект, образует дифракционную картину, которая просматривается на флуоресцирующем экране и может быть зарегистрирована на фотопластинке.

Прибор состоит из электронно-оптической системы, электрических блоков питания, пульта управления и вакуумной системы.

Электронно-оптическая система смонтирована внутри колонны, установленной на стенде, и состоит из источника электронов — электронной пушки, блока электромагнитных линз, камеры объектов исследования, экрана и фотокамеры.

На рис. 8.3 показана оптическая схема электронографа. Электроны, испускаемые раскаленной нитью, пройдя через ряд диафрагм, ускоряются высоким напряжением. Затем ускоренные электроны формируются системой электромагнитных линз в узкий параллельный пучок.

Система электромагнитных линз состоит из двух конденсоров и двух восторочных катушек. Конденсоры представляют собой электромагниты с катушками, намотанными на общий корпус.

Каждый конденсор снабжен специальными полюсными наконечниками

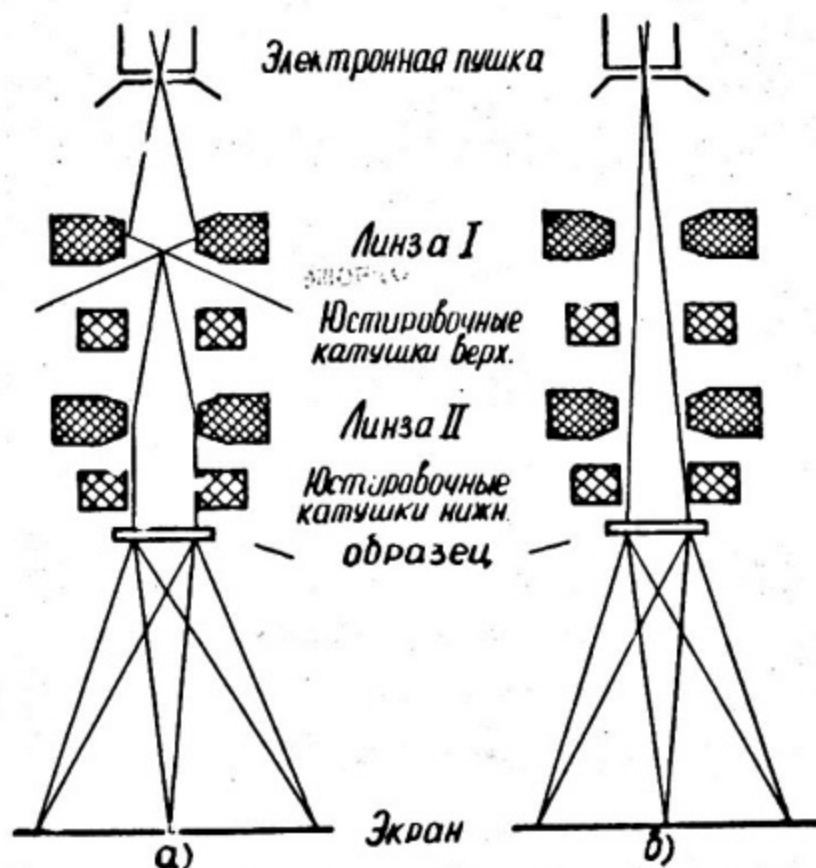


Рис. 8.3

с диафрагмами. Магнитные поля конденсоров, действуя на электроны, фокусируют их в узкий пучок. Применение двух электромагнитных линз, первой короткофокусной и второй длиннофокусной, дает возможность получить на образце пятно малого размера и выбрать желаемый режим работы, либо с высоким разрешением, но малой интенсивностью (Рис.8.3а), либо с меньшим разрешением и большой интенсивностью (при работе с одной линзой; Рис.8.3б). Юстировочные катушки служат для юстировки первой линзы относительно второй и для юстировки электронного пучка относительно центра экрана.

Сформированный пучок электронов попадает на образец, распо-

ложенный в камере объектов. Образец изготавливается в виде тонкого поликристаллического слоя исследуемого вещества, нанесенного на органическую пленку или тонкую металлическую сетку. Камера объектов представляет собой полый цилиндр, в верхней части которого имеются окна. Окно, обращенное к оператору, служит для наблюдения. В правом окне располагается привод столика образцов. Механизм привода обеспечивает перемещение объекта в горизонтальной плоскости, наклон его по отношению к пучку электронов и, наконец, вращение объекта вокруг оптической оси электронографа. Объект может перемещаться в горизонтальной плоскости в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

Пройдя сквозь образец и испытав дифракцию, электроны попадают в фотографическую камеру, предназначенную для визуального наблюдения и фотографирования электронограммы объекта.

Фотокамера позволяет производить до 18 снимков на фотопластинки размером 9×12 см без нарушения вакуума. При взведенном затворе шторка с флуоресцирующим экраном закрывает окно фотокамеры и позволяет наблюдать электронограмму через окно тубуса. Нажатие кнопки затвора освобождает шторку с экраном, которая под действием пружины отходит назад и открывает окно, под которым находится фотопластинка. Отпускание кнопки приводит к перемещению шторки, которая закрывает окно. Экспозиция пластинок измеряется временем, прошедшим от нажатия до опускания кнопки затвора. Ввод спускового затвора и сбрасывания снятых фотокассет производится специальной ручкой.

Вакуумная система электронографа должна поддерживать на всем пути электронов давление не выше $1 \cdot 10^{-4}$ мм ртутного столба, что обеспечивается непрерывным действием одновременно механического и паромасляного насосов. В электронографе установле-

на вакуумная система большой производительности. Это необходимо для быстрого приведения электронографа в действие. Электронограф не имеет механизмов для штизования объектов и фотопластинок. Смена объектов и фотопластинок производится в напуском воздуха в колонну. Пульт управления вакуумной системой расположен за колонной.

Питающее устройство электронографа состоит из отдельных блоков. Низковольтные блоки расположены в нижней части стенда с правой и левой сторон. Высоковольтный выпрямитель устанавливается отдельно от электронографа и смонтирован в металлическом баке, залитом трансформаторным маслом. Бак соединен с электронной пушкой высоковольтным кабелем с заземленной внешней металлической оплеткой.

Управление и контроль за работой блоков производится с пультов управления, расположенных на стенде по обе стороны от колонны электронографа. На левом пульте расположены ручки управления востриговочными катушками, выключатель высокого напряжения, переключатель схемы питания линз и пушки, выключатель диффузионного насоса, часы.

На правом пульте расположены ручки управления током конденсорных линз, накалом катода, тумблер "Яркость", переключатель ступеней высокого напряжения.

Требования по технике безопасности. В электронографе применяется высокое напряжение до 100 кВ, поэтому на него распространяются правила по технике безопасности при работе с высоковольтными установками.

Пуск прибора и его обслуживание производится инженерно-техническим персоналом кафедры, знающим инструкцию по эксплуатации прибора.

Юстировка прибора производится только при напряжениях 40 и 60 кВ.

При юстировке нельзя работать с током пучка превышающим 50 мкА. Стенд прибора, высоковольтный выпрямитель и двигатель механического насоса должны быть надежно заземлены.

При ускоряющем напряжении 100 кВ и при токе пучка 200 мкА не открывать шторку фотокамеры, если на пути пучка не стоит образец (то есть, если пучок не дифрагированный).

З а д а н и е

1. Установить ускоряющее напряжение 40 кВ, для чего включить тумблер "Яркость"; переключатель "Киловольты" поставить в положение "40".

2. Включить тумблеры "2 линза" и "Юстировка верхняя" и, вращая ручки потенциометров "Юстировка верхняя", добиться, чтобы при изменении тока во второй линзе с помощью потенциометра "2 линза", пятно на экране равномерно сходилось к центру.

Проверить юстировку при напряжении 60 кВ. При этом необходимо учитывать, что стабильное высокое напряжение устанавливается через 2 - 3 минуты после переключения с одной ступени на другую.

3. Слегка поворачивая ручку потенциометра "Яркость", убедиться, что пятно остается на месте, а меняется только его интенсивность.

4. Включить тумблер "Юстировка нижняя" и вращением ручек потенциометров "Юстировка нижняя" вывести пятно на центр экрана.

5. Ручками перемещения объектодержателя подвести образец хлористого натрия под электронный луч. Небольшими перемещениями образца получить на экране возможно более четкую дифракцион-

ную картину. Сфокусировать дифракционную картину изменением тока второй конденсорной линзы.

6. Сфотографировать электронограмму хлористого натрия, при напряжении на электронографе $U=80$ кВ.

Ручка, расположенная слева от фотокамеры, должна быть в крайнем правом положении. Для фотографирования электронограммы нажать кнопку, расположенную в левой части фотокамеры, и держать все время выдержки.

Отпустить кнопку, ручку фотокамеры отвести до конца влево и вернуть в крайнее правое положение. При этом произойдет смена фотопластинки.

Ускоряющее напряжение и время экспозиции устанавливаются персоналом, обслуживающим прибор.

7. Ручками перемещения объектодержателя подвести под электронный луч образец окиси магния.

Получить и сфотографировать электронограмму окиси магния, при напряжениях: 60, 80, 100 кВ.

8. Проявить, отфиксировать, промыть и высушить фотопластинки с электронограммами.

Выемка кассет и перезарядка фотокамеры производится обслуживающим персоналом.

9. Измерить на компараторе диаметры трех центральных дифракционных колец на всех полученных электронограммах. Сравнивая полученные электронограммы со стандартными, определить кристаллографические индексы h, k, l , для систем плоскостей, соответствующих измеренным дифракционным кольцам.

10. Используя результаты измерений электронограммы для $NaCl$, вычислить по формуле (8.8) длину волны де-Бройля при напряжении 80 кВ.

Межплоскостное расстояние, соответствующее центральным кольцам для $NaCl$, равно $d = 5,628 \text{ \AA}$.

Для электронографа ЭГ-100 М при верхнем расположении камеры образцов расстояние $L = (755 \pm 1) \text{ мм}$.

II. Вычислить, используя электронограмму для MgO при напряжении $U = 80 \text{ кВ}$, расстояние d , соответствующее центральным дифракционным кольцам для образца MgO .

II. Вычислить, используя результаты измерений электронограмм, длины волн де-Бройля для напряжений 60 и 100 кВ.

III. Сравнить полученные экспериментально длины волн с длинами волн де-Бройля, вычисленными по формуле (8.4) или по более точной формуле, учитывающей релятивистскую зависимость массы электрона от скорости:

$$\lambda = \frac{12,25}{\sqrt{U}} (1 - 0,489 \cdot 10^{-6} U) \text{ \AA}$$

Ускоряющее напряжение с точностью 0,2% соответствует положению переключателя "Килловольты".

Работа 9
МАСС-СПЕКТРОМЕТР
Введение

Масс-спектрометрами называют электровакуумные приборы, разделяющие с помощью электрических и магнитных полей пучки заряженных частиц (обычно ионов) с разным отношением массы частицы к ее заряду. По способу регистрации эти приборы делятся на масс-спектрографы с фотографической регистрацией ионных пучков и масс-спектрометры с электрической регистрацией ионных пучков.

Масс-спектрометрические методы применяются в настоящее время очень широко. Масс-спектрометры используются для определения относительного содержания изотопов в смесях, для исследования структуры молекул, механизма химических реакций. В технике масс-спектрометр используется для непрерывного контроля производственных процессов путем анализа газовых смесей.

В работе исследуется масс-спектр воздуха на масс-спектрометре типа Демпстера.

В масс-спектрометре типа Демпстера используется фокусировка ионов поперечным однородным магнитным полем. Ионы испускаются некоторым источником А (рис.9.1) и, пройдя разность потенциалов U , сквозь щель d_1 , попадают в область, где имеется однородное магнитное поле с магнитной индукцией B , направленное перпендикулярно рисунку.

В однородном поперечном магнитном поле под действием силы Лоренца ионы движутся по дугам, радиусы которых равны:

$$R = \frac{Mv}{neB} \quad (9.1)$$

где M - масса иона; v - его скорость; ne - заряд иона (n - крат-

ность заряда иона элементарному заряду e). Радиусы траекто-

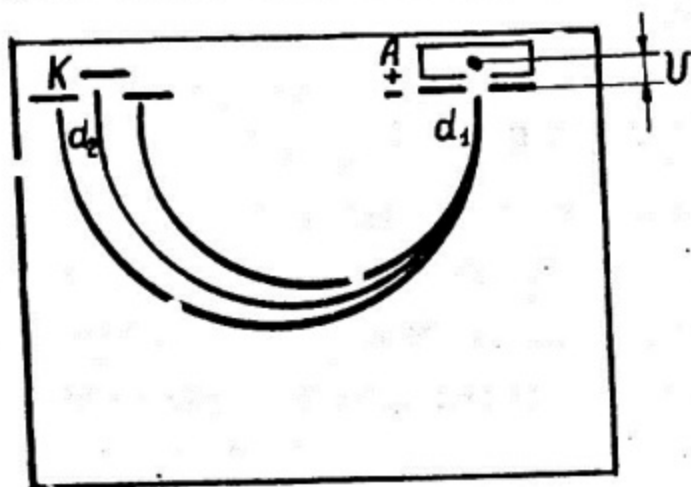


Рис. 9. I

рии ионов различны для ионов с разными отношениями их масс к заряду, поэтому происходит разделение ионного пучка сложного состава на ряд пучков с различным удельным зарядом, т.е. с различным отношением $\frac{ne}{M}$.

Скорость иона U определяется разностью потенциалов, которую он прошел от ионного источника А до щели d_1

$$\frac{Mv^2}{2} = neU \quad (9.2)$$

Из (9.1) и (9.2) получаем

$$R = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2MU}{ne}} \quad (9.3)$$

Место расположения коллектора (приемника) ионов на круговой траектории определяется условиями фокусировки.

Из (9.3) следует, что моноэнергетический пучок ионов с одинаковым удельным зарядом должен двигаться по дуге определенного радиуса R . Но ионы вылетают из щели d_1 под несколько разными углами и это приводит к расширению ионного пучка. Максимальное расширение пучка происходит через 90° (рис. 9. I) и пучок вновь предельно сужается в плоскости, расположенной под углом 180° к плоскости щели. В этой плоскости помещается коллектор ионов, так как здесь происходит максимальное разделение пучков ионов по их отношениям $\frac{ne}{M}$.

Обычно исследуется пучок положительных однозарядных ионов,

имеющих разные массы. Положительные ионы, которые могут быть получены, например, электрической бомбардировкой газа, имеют пренебрежимо малую начальную скорость и их энергия определяется ускоряющим напряжением U . В магнитном поле этот моноэнергетический пучок ионов разлагается на ряд расходящихся пучков, каждый из которых характеризуется определенным значением массы. Ионные пучки фокусируются в плоскости щели d_2 . Если в плоскости d_2 поставить фотографическую пластинку, она потемнеет в тех местах, куда попадали ионы. Такой способ регистрации используется в масс-спектрографах.

Масс-спектрометр одновременно регистрирует ток ионов только одной массы. Эти ионы проходя через щель d_2 , попадают на коллектор К. Меняя напряжение U , ускоряющее ионы или величину магнитного поля B , можно заставить различные пучки ионов двигаться по одному и тому же радиусу R , который соответствует попаданию ионов на коллектор К.

В масс-спектрометре, используемом в данной работе, магнитное поле постоянно и изменение траектории ионов осуществляется за счет изменения ускоряющего напряжения U . Если напряжение непрерывно увеличивать, то на коллектор сначала попадут более тяжелые ионы и затем более легкие.

Измеряя ионный ток на коллекторе и соответствующее значение ускоряющего напряжения U , можно построить зависимость ионного тока i_a от U , т. е. получить масс-спектр.

В современных масс-спектрометрах ионный ток обычно измеряется автоматически электронным потенциометром ЭПП, на выходе которого ставится самописец. На рис. 9.2 приведен масс-спектр воды, полученный на масс-спектрометре МХ1307 и записанный с помощью самописца ЭПП-09. Максимальный пик соответствует молеку-

лярному иону H_2O^+ с массой 18 е, кроме того образуются ионы OH^+ с массой 17е и O^+ с массой 16е.

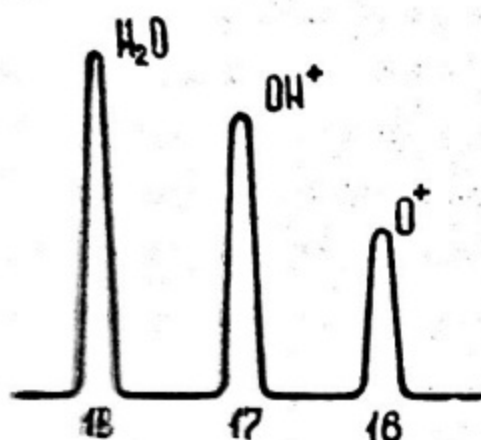


Рис. 9.2

Основные характеристики масс-спектрометра — чувствительность и разрешающая сила.

Чувствительность в масс-спектрометре называется отношение ионного тока на коллекторе, соответствующего пику какого-либо газа, к парциальному давлению этого газа в ионном источнике:

$$S = \frac{i\alpha}{P_{\text{мм рт.ст.}}} \quad (9.5)$$

Чувствительность масс-спектрометра зависит от конструкции ионного источника и несколько различна для разных веществ. С помощью масс-спектрометра можно обнаружить ничтожные примеси каких-либо веществ.

Разрешающей силой масс-спектрометра называют величину, обратную отношению минимальной разницы масс двух ионов ΔM , которые образуют отдельные пики тока, к средней их массе M . Демпстер получил для разрешающей силы масс-спектрометра следующее выражение:

$$A = \frac{M}{\Delta M} = \frac{R}{d_1 + d_2} \quad (9.6)$$

где d_1 и d_2 — ширины щелей; R — радиус кривизны траектории.

Это выражение получено без учета aberrаций и влияния объемного заряда. Поэтому практическое значение разрешающей силы будет, как правило, ниже вычисленного по формуле (9.6). В описываемой работе используется масс-спектрометр со следующими дан-

ными: $d_1 = 0,1 \text{ мм}$, $d_2 = 0,4 \text{ мм}$, $R = 50 \text{ мм}$. Таким образом, $A \approx 100$. Из (9.6) видно, что повысить разрешающую силу можно, увеличивая радиус кривизны траектории и сужая щели d_1 и d_2 . Однако надо иметь в виду, что сужение щелей ведет к уменьшению ионного тока на коллектор, что в свою очередь снизит чувствительность прибора.

При оценке разрешающей способности по масс-спектру обычно пользуются формулой:

$$A = \frac{bM}{d \Delta M} \quad (9.7)$$

где ΔM — разность масс любых двух пиков; M — среднее арифметическое значение измеряемых масс; b — расстояние между пиками на масс-спектре; d — ширина пика на половине высоты.

О п и с а н и е у с т а н о в к и

В данной работе для снятия масс-спектров используется хроматомасс-спектрометр МХ1307. На рис. 9.3 показана принципиальная схема прибора. Аналитическая часть прибора состоит из камеры, в которой происходит разделение ионов по массам, источника ионов и приемника ионов. Камера, изготовленная из нержавеющей стали, имеет форму плоского параллелепипеда и расположена между полюсами постоянного магнита. Откачивается камера форвакуумным и диффузионным перортутным насосами. Давление в области форвакуума измеряется термпарными манометрами ЛТ-4 и в области высокого вакуума — магнитоионизационными манометрами (МИД).

В магнитоионизационном манометре для измерения давления используется разряд в остаточном газе. Разряд осуществляется между двумя электродами, одним из которых служит прямоугольная сетка, вторым — заземленный корпус манометра. Разрядный промежуток помещен в поле постоянного магнита, благодаря этому ток

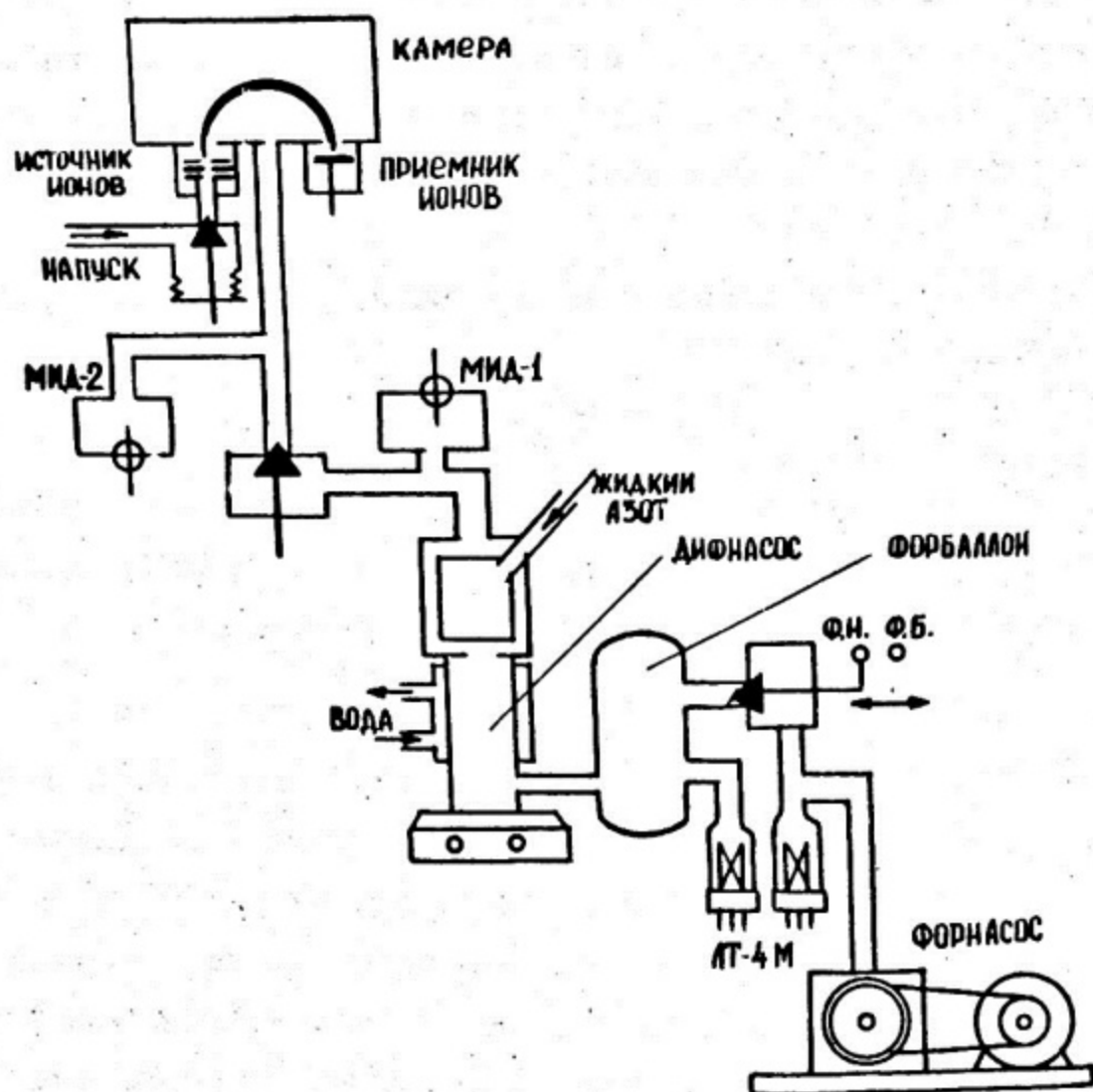


Рис. 9.3

разряда пропорционален давлению в интервале от 10^{-4} до 10^{-9} мм рт.ст. Ток разряда измеряется амперметром, расположенным на лицевой панели прибора. Микроамперметр отградуирован в мм рт.ст. МИД одновременно служит датчиком для реле вакуумной блокировки. При возрастании давления в камере до $8 + 9 \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст. автоматически отключаются высоковольтные цепи питания ионный источник, для избежания в нем пробоев.

Один из важнейших узлов масс-спектрометра — ионный источник. Конструкция и качество изготовления источника в значительной степени определяют чувствительность и разрешающую способность масс-спектрометра. Схема одного из распространенных источников (источник Нира) изображена на рис. 9.4. Исследуемый газ

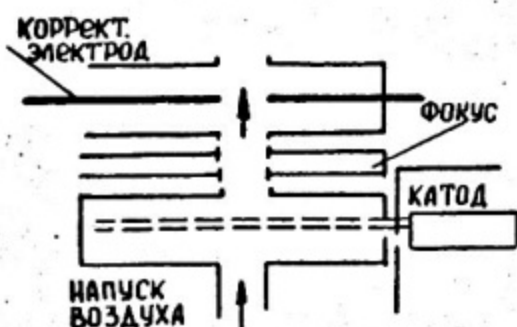


Рис. 9.4

поступает в коробочку ионизатора, где пронизывается поперечным электронным потоком. Пучок ионов вытягивается из коробочки, фокусируется и коллимируется системой электродов и в виде тонкой ленточки попадает

в магнитное поле в камере

масс-анализатора. После разделения по массам, ионы той или иной массы попадают на коллектор. Напряжение, ускоряющее ионы в данном приборе, может меняться вручную и автоматически. Автоматическая развертка имеет две длительности — 5 сек. и 8 мин.

Ионный ток усиливается электромеханическим усилителем и измеряется электронным потенциометром ЭП-09 с автоматической записью на диаграммной ленте.

П о р я д о к р а б о т ы н а у с т а н о в к е

Следует помнить, что неправильное включение прибора может необратимо вывести из строя ионный источник или блоки питания. Поэтому при работе следует строго придерживаться инструкции.

1. Включить кнопку "Сеть", нажать кнопку "Включение блоков". Измерить давление в форбаллоне. Для этого в "блоке измерения давлений" переключатель "форбаллон-фор.насос" перевести в положение "форбаллон". Переключатель "форвакуум — ток накала" перевести в положение "форвакуум". Прочитать и записать показания прибора "форвакуум" по верхней шкале. Записать показания в лабораторный журнал.

2. Включить форвакуумный насос. Для этого нажать кнопку

"форнасос."

3. Открыть дверку с укрепленным на ней секундомером. Ручку "форбаллон", находящуюся в глубине прибора, перевести в нижнее положение. При этом форвакуумный насос соединяется с форбаллоном и диффузионным насосом.

4. После установления в форбаллоне давления $2 + 3 \cdot 10^{-2}$ мм Н₂ включить охлаждающую воду и включить диффузионный насос, нажав на пульте кнопку "дифнасос".

5. Через 20 мин. после включения дифнасоса залить в лорушку жидкий азот.

6. Через 20 мин после заливки азота включить МИД-1, предварительно нажав кнопку "пуск реле". Если давление в области лорушки больше, чем $8 \cdot 10^{-5}$ мм Н₂ под кнопкой горит красная сигнальная лампа и высоковольтные цепи МИДов не включаются. В этом случае надо снова залить в лорушку жидкий азот и через 3-5 минут повторить указанные операции. Если сигнальная лампа "плохой вакуум" при нажатии кнопки "пуск реле" не гаснет, обратиться к лаборанту. В случае нормальной откачки давление в области лорушки должно быть равно $3 + 4 \cdot 10^{-6}$ мм Н₂ или ниже. Прочитываются показания "МИД"ов по правому прибору в блоке "измерение давлений" с учетом множителя 10^{-5} , 10^{-6} и т.д.

7. По достижении давления в области лорушки порядка 10^{-6} мм Н₂ следует приступить к откачке камеры. Для этого ручку большого вентиля, находящегося внутри прибора (ближайший к дверке), перевести в положение от себя.

8. Включить МИД-2 и измерить давление в области камеры.

9. Включить блок усилителей.

10. При давлении в области камеры $5 \cdot 10^{-7}$ мм Н₂ или ниже, включить источник.

Неправильное включение источника может легко вывести его из строя. Поэтому следует манипулировать только теми ручками и в той последовательности, которые указаны ниже. Включить тумблер "катод". Через 3-5 минут включить тумблер "ускоряющее".

11. Включить самописец. Для этого открыть его дверку и включить тумблер "пуск".

12. Ручку "I усилитель" поставить в положение I. При этом отклонение на всю шкалу самописца соответствует напряжению I В. Поворачивая ручку "Ускоряющее грубо" убедиться в наличии пиков ионного тока. Установить ускоряющее напряжение на пик, соответ-

ствующий по верхней шкале массе $18 (H_2O^+)$. При этом надо иметь в виду, что шкала масс может быть сдвинута и пик ионного тока наблюдается когда стрелка отметчика масс не совпадает точно с числом 18. Ручкой "I усилитель" установить такое усиление, чтобы перо самописца отклонилось на 6-10 делений.

13. Установить ускоряющее напряжение ручкой "грубо" на массу 16. Переключатель "31 + 16 и 62 + 32" поставить в положение "31 + 16". Включить диаграмму самописца и пустить 8 минутную развертку кнопкой "пуск развертки". При этом будет записан фон остаточных газов. На масс-спектрограмме следует указать; что записывается (фон или масс-спектр воздуха), шкалу усилителя (по положению ручки "I усилитель"), давление (показание МИД-2) и значение массы у каждого пика (по показаниям прибора на "блоке питания источника"). Записать фон масс в интервале значений 16+32.

14. Напустить дозирующим вентилем в источник смесь воздуха с неоном. Для этого плавно поворачивать ручку дозирующего вентиля против часовой стрелки до тех пор, пока показания МИД-2 не достигнут $3 + 4 \cdot 10^{-7}$ мм Нг. В дальнейшем поддерживать постоянство давления.

15. Установить ручку ускоряющего напряжения на массу 28 (N_2^+), соответствующую максимальному пику в масс-спектре воздуха. Установить усиление усилителя, чтобы пик не выходил за пределы шкалы и был достаточно большим.

16. Установить ускоряющее напряжение на максимальную массу и записать масс-спектр смеси воздуха с неоном в интервале 31 + 16 и 64 + 32, проделывая все необходимые записи на масс-спектрограмме.

17. Подобрать усиление таким, чтобы пик неона (20 масса) был достаточно большим. Записать масс-спектр неона (20 и 22 массы). Для этого поставить ускоряющее напряжение на массу 19 и пустить 8-минутную развертку. Когда интересующие массы будут записаны, перевести развертку на 5-секундную. Таким образом, дважды записать масс-спектр неона.

18. После снятия масс-спектрограммы включить прибор в следующем порядке: а) выключить самописец, б) выключить ускоряющее напряжение и катод, в) переключатели "I усилитель" и "блок усилителей" поставить в положение "ОТКЛ" г) закрыть дозирующий вентиль, д) выключить МИДы, е) перекрыть вентиль камеры, повернув его ручку на себя, ж) выключить дифнасос, нажав на соответствующий

ную кнопку на пульте, в) закрыть вентиль форбаллона, выключить форнасос, и) через 20 минут выключить охлаждающую воду.

З а д а н ч е

1. По записанным масс-спектрам оценить процентное содержание газов в воздухе. Для этого найти сумму высот молекулярных пиков воды, азота, кислорода и аргона (массы соответственно равны 18, 28, 32, 40 е) и принять эту сумму за 100%. Считая процентное содержание каждой компоненты смеси пропорциональным величине пика в масс-спектре, оценить его. Подобный способ оценки носит приближенный характер и не претендует на большую точность. Точный анализ процентного содержания газовой смеси требует учета целого ряда факторов, которые не имеет смысла обсуждать при первом знакомстве с масс-спектрометром.

2. Произвести изотопный анализ неона по его масс-спектру, учитывая изотопы соответствующие массам 20, 21 и 22 а. Оценить ошибку в определении изотопного состава неона.

3. Оценить разрешающую силу масс-спектрометра, воспользовавшись формулой (9.7). Сравнить полученное значение с теоретическим, вычисленным по формуле (9.6).

Работа 10

ОПЫТ РЕЗЕРФОРДА

Введение

Опыты по рассеянию α -частиц тонким слоем вещества привели к выводу о ядерном строении атома. В этих опытах наблюдались отклонения α -частиц на очень большие углы (почти на 180°). Резерфорд показал, что это возможно только в том случае, если внутри атома имеется чрезвычайно сильное электрическое поле, которое создается положительным зарядом, связанным с большой массой и сконцентрированным в очень малом объеме (ядро атома).

Теория рассеяния α -частиц основывается на следующих положениях. α -частица (ядро атома гелия) взаимодействует с ядрами атомов вещества и это вызывает отклонение направления ее движения от первоначального. Взаимодействие с электронами не приводит к заметному отклонению направления движения α -частицы, поскольку ее масса значительно больше массы электрона.

На α -частицу, пролетающую вблизи рассеивающего ядра, действует кулоновская сила отталкивания и она отклоняется на угол θ , который зависит от прицельного расстояния ϱ до рассеивающего ядра (см. рис. 10.1). α -частицы, имеющие прицельные параметры в

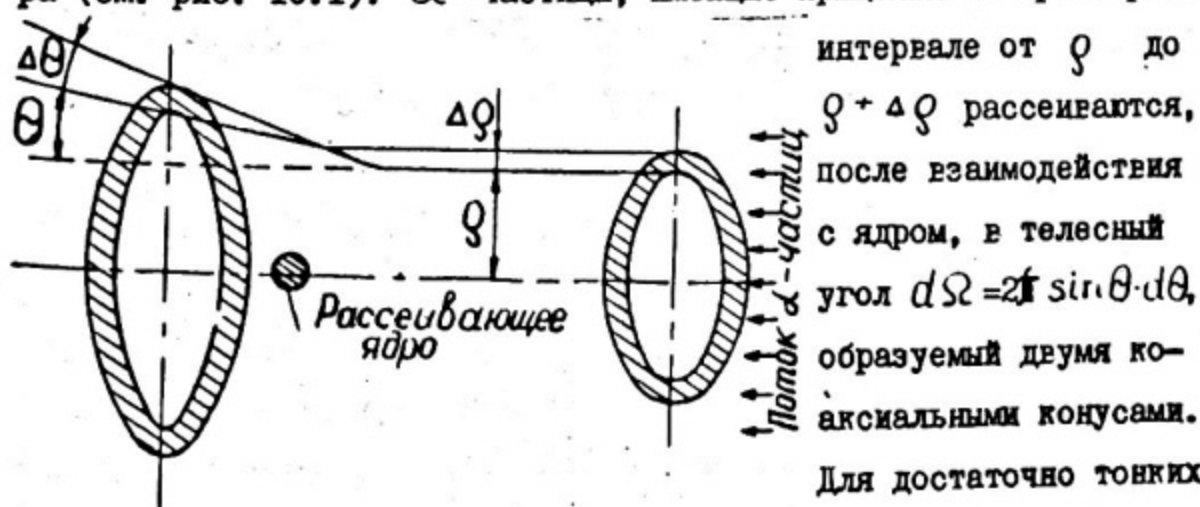


Рис. 10.1

слоев вещества вероятность α -частице испытать при прохождении через вещество больше одного соударения ничтожно мала и поэтому угловое распределение α -частиц, рассеянных тонким слоем вещества, описывается формулой, выведенной в предположении однократного рассеяния.

Число α -частиц, рассеянных в телесный угол $\Delta\Omega$ за единицу времени, вычисляется по формуле Резерфорда:

$$\Delta N = N \cdot n \left(\frac{Ze^2}{Mv^2} \right)^2 \frac{\Delta\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

где N — поток α -частиц, т.е. число частиц, падающих на вещество в единицу времени, n — число рассеивающих ядер, приходящихся на единицу поверхности вещества, Ze — заряд рассеивающего ядра, M — масса α -частицы, v — скорость α -частицы.

Если величины N , n , v и $\Delta\Omega$ не меняются, то произведение $\Delta N \sin^4 \frac{\theta}{2}$ должно сохраняться постоянным

$$\Delta N \sin^4 \frac{\theta}{2} = N n \left(\frac{Ze^2}{Mv^2} \right)^2 \Delta\Omega = \text{const} \quad (10.2)$$

Это выражение может служить для экспериментальной проверки формулы Резерфорда. Экспериментальное подтверждение постоянства величины $\Delta N \sin^4 \frac{\theta}{2}$ указывает на справедливость положений, лежащих в основе вывода формулы Резерфорда (10.1), в частности, на то, что взаимодействие между заряженной частицей и рассеивающим ядром носит кулоновский характер.

Напротив, отклонение произведения $\Delta N \sin^4 \frac{\theta}{2}$ от постоянного значения, свидетельствовало бы о том, что потенциал взаимодействия носит некулоновский характер. Это обстоятельство может быть использовано для оценки размеров ядра. Угол рассеяния частицы θ связан с прицельным параметром Q следующим соотношением:

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \left(\frac{2Ze^2}{Mv^2} \right) \frac{1}{\varrho} \quad (10.3)$$

Зная наибольший угол θ , при котором соотношение (10.2) еще выполняется, можно определить по формуле (10.3) минимальное расстояние ϱ , на котором взаимодействие носит еще кулоновский характер. Это расстояние является верхним пределом при оценке размеров ядра, так как вблизи ядра взаимодействие носит иной характер.

По мере приближения угла θ к 90° начинает сказываться поглощение частиц в фольге (пробег α -частиц с энергией 5,15 Мэв в золоте составляет 7,4 мк). Число частиц, рассеянных под углами $\theta > 50^\circ$ оказывается сравнимым с фоном, обусловленным космическими лучами, а также некоторым радиоактивным загрязнением камеры.

Для регистрации частиц, рассеянных на большие углы, потребовалось бы резкое увеличение интенсивности лучка частиц, что может быть достигнуто с помощью ускорителя. В условиях лабораторного практикума источником α -частиц могут служить только изотопы. Поэтому в работе не удастся достигнуть углов, при которых наблюдается отклонение от формулы (10.2). Прицельное расстояние, определенное по формуле (10.3) для максимально доступного в работе угла измерения, является весьма грубой оценкой сверху размеров ядра. Эта оценка, однако, достаточна для того, чтобы подтвердить планетарную модель атома, предложенную Резерфордом.

О п и с а н и е у с т а н о в к и

Установка для исследования рассеяния α -частиц состоит из вакуумной камеры, фотоумножителя со спинтиллирующим экраном,

предусилителя и регистрирующего устройства с высоковольтным выпрямителем, питающим фотоумножитель (рис. 10.2).

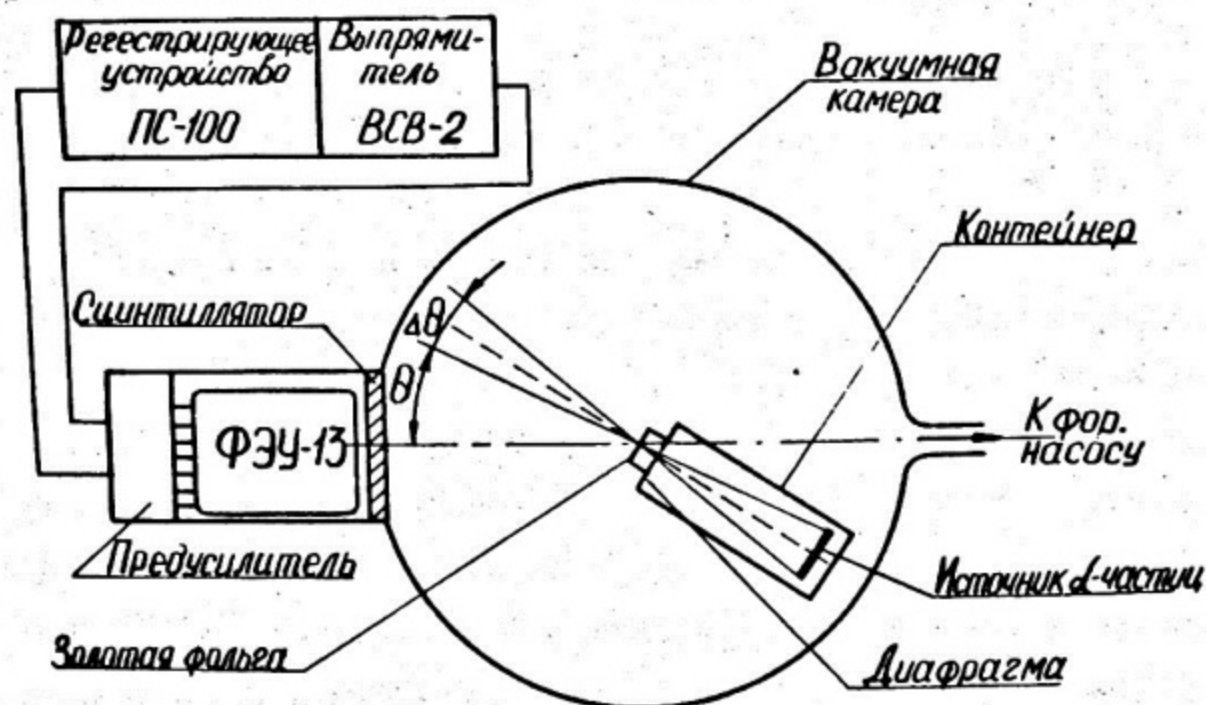


Рис. 10.2

Вакуумная камера представляет собой металлический полый разъемный цилиндр, соединенный с форвакуумным насосом и вакуумметром. Цилиндр снабжен валом, выполненным в виде конического шлифа. С наружной стороны камеры вал снабжен индикатором, с помощью которого производится отсчет углов рассеяния по лимбу, нанесенному на торцевой поверхности камеры. С внутренней стороны камеры к валу крепится контейнер с источником α -частиц. В качестве источника использован изотоп Po^{239} активностью $2,7 \text{ мкюри} = 10^8 \text{ расп/сек}$. Максимальная энергия α -частиц, испускаемых этим источником, составляет $5,15 \text{ Мэв}$, что соответствует скорости частицы $v = 1,6 \cdot 10^9 \text{ см/с}$. Пробег частицы такой энергии в воздухе при нормальном атмосферном давлении составляет $3,5 \text{ см}$. Поэтому для исследования рассеяния частиц камера должна быть откачана форвакуумным насосом. Так как пробег α -частиц в возду-

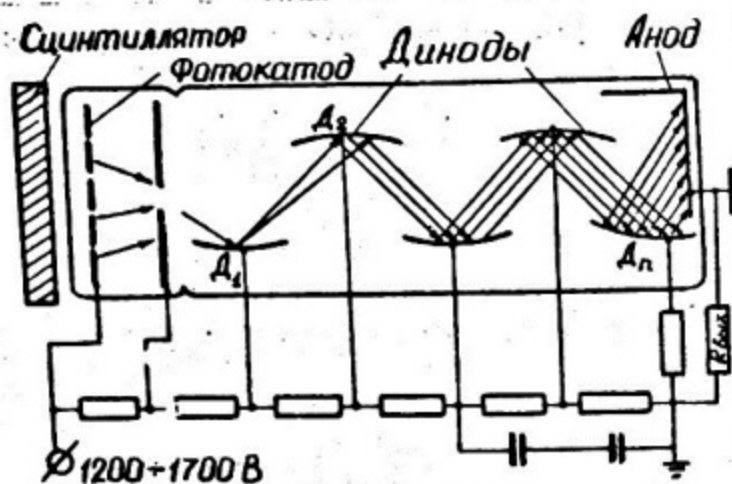
хе обратно пропорционален давлению, то при давлении в камере 1 мм рт.ст. пробег частиц уже превышает 26 м.

α -частицы, эмитируемые источником, бомбардируют золотую фольгу, наклеенную на противоположном торце контейнера. Выбор материала фольги обусловлен тем, что при больших атомных номерах рассеивающих ядер (для золота $Z = 79$) обеспечивается наибольшее рассеяние α -частиц. Толщина фольги составляет 1 мкм. При этом на 1 см² фольги приходится $5,9 \cdot 10^{18}$ рассеивающих центров.

Соответствующий расчет показывает, что при углах $\theta > 20^\circ$ влияние многократного рассеяния мало и практически все регистрируемые частицы обусловлены однократным рассеянием на соответствующие углы. Распределение регистрируемых частиц по углам в диапазоне от -20° до $+20^\circ$ не может быть использовано для проверки формулы Резерфорда еще и потому, что оно является результатом геометрии контейнера, ширины диафрагмы, а также размеров источника и распределения изотопа Po^{239} по его поверхности. Верхняя граница углов обусловлена фоном космических лучей, а также поглощением α -частиц в золоте при больших углах рассеяния. Таким образом, обработку результатов измерения для проверки формулы Резерфорда имеет смысл производить в некотором интервале углов θ . На данной установке измерения производятся в интервале от $+20^\circ$ до $+50^\circ$ и от -20° до -50° .

Для регистрации α -частиц использован сцинтилляционный счетчик, выполненный на стеклянном экране. Сцинтиллирующее вещество ZnS нанесено на его поверхность. В сцинтилляционном счетчике α -частицы возбуждают молекулы сцинтиллирующего вещества. При возвращении возбужденных молекул в нормальное состояние излучаются кванты света. Интенсивность световых

вспышек в сцинтилляторах очень мала, поэтому для их усиления используется фотоэлектронный умножитель ФЭУ-13. На рис. 10.3 показана схема включения ФЭУ. Свет, прошедший через баллон умножителя, попадает на фотокатод и выбивает с его поверхности фото-



татическим полем на первый динод. Попадая на поверхность динода, эти электроны вызывают эмиссию вторичных электронов, фокусирующихся на следующем диноде, на котором происходит дальнейшее умножение электронов. Такой процесс

Рис. 10.3

повторяется на каждом последующем диноде, пока электроны, испускаемые последним динодом, не попадут на анод. Таким образом вспышки света, поступающие на вход ФЭУ, преобразуются в импульсы напряжения, снимаемого с выходного сопротивления $R_{\text{вых}}$.

Импульсы напряжения через предусилитель поступают далее на пересчетный прибор типа "ИС-100". Порог срабатывания пересчетного устройства установлен в 0,7 В. Это необходимо для того, чтобы отсеять шумы на выходе ФЭУ. В то же время существование порога регистрации импульсов приводит к зависимости числа регистрируемых импульсов от высокого напряжения, питающего фотоумножитель. Это связано с тем, что интенсивность вспышек в сцинтилляционном счетчике, а следовательно, и величина импульсов напряжения на выходе ФЭУ, зависит от энергии α -частиц. Последняя же имеет значительный разброс в связи с торможением α -частиц как в фольге, так и в самом источнике. Разброс в величине им-

пульсов напряжения на выходе ФЭУ может быть вызван также неоднородным распределением чувствительности по фотокатоду. Поэтому при выполнении работы необходимо строго следить за постоянством высокого напряжения, питающего ФЭУ. В данной установке напряжение на ФЭУ подается от высоковольтного стабилизированного выпрямителя ВСВ-2 .

З а д а н и е

1. Включить высоковольтный стабилизированный выпрямитель ВСВ-2 (см. Приложение I). Во время работы поддерживать заданное напряжение на приборе.
2. Включить форвакуумный насос и откачать камеру до давления, не превышающего 1 мм рт.ст.
3. Включить пересчетный прибор ПС-100 согласно инструкции (Приложение I).
4. Проверить действие установки. Медленно вращая источник α -частиц, убедиться, что при направлении пучка прямо на экран, регистрируется большое количество импульсов, а по мере поворота источника количество регистрируемых импульсов резко убывает.
5. Снять распределение числа импульсов в зависимости от угла поворота источника в диапазоне от $+20^\circ$ до $+50^\circ$ и от -20° до -50° через каждые $3^\circ-5^\circ$. Счет импульсов производить в течение 5 мин при каждом положении источника.
6. Измерить фон, для чего расположить источник частиц так, чтобы угол рассеяния имел значение, максимально допускаемое конструкцией прибора.
7. На основании полученных данных построить график зависимости числа импульсов от угла поворота источника. По графику определить положение источника соответствующее углу рассеяния $\theta = 0$.
8. Внести соответствующие поправки в значения углов рассеяния.

Обработка результатов измерения

1. Результаты измерений внести в таблицу I, где θ - угол рассеяния: $\Delta N + \Delta N_f$ количество частиц, зарегистрированных при каждом значении угла рассеяния: ΔN_f - фон, обусловленный

θ	$\sin^4 \frac{\theta}{2}$	$\Delta N + \Delta N_{\phi}$	ΔN_{ϕ}	ΔN	$\Delta N \sin^4 \frac{\theta}{2}$	$\delta(\Delta N \sin^4 \frac{\theta}{2})$

и ΔN — количество α -частиц, рассеянных под данными углами.

2. Построить график зависимости произведения $\Delta N \sin^4 \frac{\theta}{2}$ от угла рассеяния θ для интервалов углов от $+20$ до 50° и от -20 до -50° . Относительную погрешность δ величины ΔN определять для каждого измерения по формуле (см. Приложение 2).

$$\delta = \frac{1}{\Delta N} \sqrt{\Delta N + \Delta N_{\phi}}$$

Погрешность при определении угла рассеяния считать равной $0,5^\circ$. Погрешность должна быть определена для каждой экспериментальной точки и отложена в виде отрезков, параллельных оси координат.

3. Определить прицельное рассеяние для α -частиц, рассеянных на наибольший из углов θ , под которым они были зарегистрированы (расчет по формуле 10.3).

Приложение I

Высоковольтный стабилизированный выпрямитель ВСВ-2 (правила работы с прибором)

1. Перед включением убедиться, что выключатель "Высокое напряжение" стоит в положении "Выкл.", а регуляторы "Грубо" и "Плавно" в нулевом положении.
2. Включить тумблер "Сеть". При этом загорается индикаторная лампочка сети (зеленая). Прогреть установку в течение 5 минут.
3. Включить высокое напряжение. При этом загорается лампочка-индикатор высокого напряжения (красная). Переключателем "Грубо" и потенциометром "Плавно" установить необходимое напряжение, которое контролируется стрелочным прибором.

Примечание. В процессе работы, вследствие изменения теплового режима внутри выпрямителя, возможен уход показания вольтметра. Напряжение на выходе остается неизменным, и никакой

подрегулировки производить не следует.

4. Выключение прибора производится в обратном порядке.

Пересчетный прибор ПС-100
(правила работы с прибором)

1. Включить тумблер "Сеть", при этом прибор должен включиться в сеть (загорается лампочка). Прогреть прибор в течение 30 мин.
2. Нажать кнопку "Сброс" - показания всех декатронов и ламповой декады должны установиться на 0.
3. Нажать кнопку "Проверка", проверить правильность работы счетной схемы. При проверке на вход прибора автоматически подается напряжение от трансформатора с частотой 50 гц.
4. При нажатии кнопки "Пуск" начинается отсчет импульсов.
5. Кнопкой "Стоп" останавливают работу установки, при этом отчитанное число импульсов фиксируется на декатронах. Снятие показаний производится по цифровым показателям горячей неоновой лампочки и "светлячкам" декатронов. Отсчет производится в десятичной системе, разряд единиц обозначен неонными лампочками, десятки, сотни и т.д. отсчитываются справа налево по декатронам.
6. Нажатием кнопки "Сброс" установка приводится в исходное положение и готова для следующего отсчета.
7. По окончании работы нажатием кнопки "Сеть" следует выключить установку.

Приложение II

Расчет погрешностей при регистрации случайных событий

Число частиц N , попавших в регистрирующий прибор за время t , может значительно отличаться от среднего и наиболее вероятного значения $\langle N \rangle$. Возможные отклонения N от среднего значения $\langle N \rangle$ могут быть охарактеризованы дисперсией - средним значением возведенных в квадрат отклонений N от среднего значения $\langle N \rangle$. Обозначим дисперсию $D(N)$, тогда

$$D(N) = \langle (N - \bar{N})^2 \rangle$$

Велчина, равная квадратному корню из дисперсии, является

средним квадратичным отклонением:

$$\sigma = \sqrt{D(N)}$$

Для статистических величин, подчиняющихся закону Пуассона, дисперсия $D(N)$ равна среднему значению $\langle N \rangle$

$$D(N) = \langle N \rangle$$

и, следовательно, абсолютные и относительные квадратичные отклонения равны соответственно

$$\sigma = \sqrt{\langle N \rangle} \quad \text{и} \quad \delta = \frac{\sigma}{\langle N \rangle} = \frac{1}{\sqrt{\langle N \rangle}}$$

При учете фоновых событий относительное квадратичное отклонение равно

$$\delta = \frac{t}{N} \sqrt{\frac{N}{t^2} + \frac{N_{\phi}}{t_{\phi}^2}}$$

где N - количество частиц, зарегистрированных за время t ;
 N_{ϕ} - количество фоновых событий, зарегистрированных за время t_{ϕ} .

Если времена t и t_{ϕ} одинаковы, то

$$\delta = \frac{1}{N} \sqrt{N + N_{\phi}}$$

Подробнее о методике расчета ошибок при регистрации случайных событий можно ознакомиться по книге В.И. Калашниковой и М.С. Коздаева "Детекторы элементарных частиц".

Работа II ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ α -ЧАСТИЦЫ

В в е д е н и е

α -частица (ядро атома гелия) состоит из двух протонов и двух нейтронов, прочно связанных между собой.

Масса α -частицы равна 4,00273 атомных единиц массы или $6,644 \cdot 10^{-24}$ г, заряд равен двум положительным элементарным единицам, спин и магнитный момент равны нулю. Энергия связи α -частицы составляет 28,11 МэВ или 7,03 МэВ на нуклон.

α -частицы испускаются атомными ядрами в процессе самопроизвольного (спонтанного) радиоактивного распада. В результате α -распада "материнское" ядро с зарядом Z и массовым числом A превращается в новое, "дочерное" ядро с зарядом $Z - 2$ и массовым числом $A - 4$.

Известно около 160 α -активных ядер. Подавляющая часть этих ядер располагается в конце периодической системы и обладает $Z > 82$. Несколько α -активных ядер (например ${}_{62}^{146}\text{Sm}$) имеется в области редких земель. Распад происходит спонтанно, и каждое из ядер имеет некоторую, определенную для данного изотопа, вероятность λ претерпеть распад за единицу времени. Поэтому число ядер dN , распадающихся за интервал времени dt , пропорционально промежутку времени dt и числу ядер N , еще не распавшихся к моменту времени t :

$$dN = -\lambda N dt$$

где λ - постоянная распада для данного изотопа.

Интегрируя по t , получаем основной закон радиоактивного распада

$$N = N_0 e^{-\lambda t} = N_0 e^{-t/\tau}$$

где $\tau = \frac{1}{\lambda}$ - время, за которое число ядер уменьшается в e раз.

На практике часто пользуются понятием "период полураспада" T - время, за которое число ядер уменьшается в 2 раза. Очевидно что $T = \tau \ln 2 = 0,693 \tau$.

Времена жизни α -активных ядер колеблются в очень широких пределах: от $3 \cdot 10^{-7}$ с. для Po^{212} до $5 \cdot 10^{15}$ с для Ce^{142} .

α - частицы, проходя через вещество, взаимодействуют с электронами и при этом теряют свою энергию. Это приводит к тому, что α - частицы движутся в веществе практически прямолинейно и при заданной энергии проходят в нем по прямой определенное расстояние, называемое пробегом.

Каждый α - радиоактивный изотоп испускает α - частицы вполне определенных и различающихся друг от друга энергий, а следовательно и пробегов в веществе.

Энергетический спектр α - частиц для каждого изотопа состоит из небольшого числа моноэнергетических групп разной интенсивности. Встречаются изотопы, которые испускают лишь одну энергетическую группу α - частиц.

Между периодами полураспада ядер и начальной энергией α - частиц существует математическая зависимость, которая объясняется квантовомеханической теорией α - распада.

Гейгер и Нуттол задолго до того, как была создана теория α -распада, установили эмпирически, что для каждого из трех семейств естественно-радиоактивных элементов имеет место линейная зависимость между логарифмом пробега R и постоянной распада λ :

$$\ln \lambda = A \ln R + B$$

где A и B - постоянные, причем A для всех трех семейств одно и то же, а B различно.

Измерение энергии α - частиц возможно несколькими способами: 1) по полному энергавыделению при прохождении α - частицы через газовую камеру, полупроводниковый детектор или сцинтилляционный счетчик; 2) по кривизне траектории α - частиц в магнитном поле (камера Вильсона) и 3) по пробегу α - частиц в веществе. В данной работе используется 3-й метод определения энергии α - частиц.

Пробеги α - частиц одной энергии имеют, как показывает опыт, небольшой разброс, вследствие наличия флуктуации в потере энергии на ионизацию. При измерении числа α - частиц в параллельном пучке, прошедшем через слой поглотителя различной толщины d , наблюдается картина, представленная на рис. II-I.

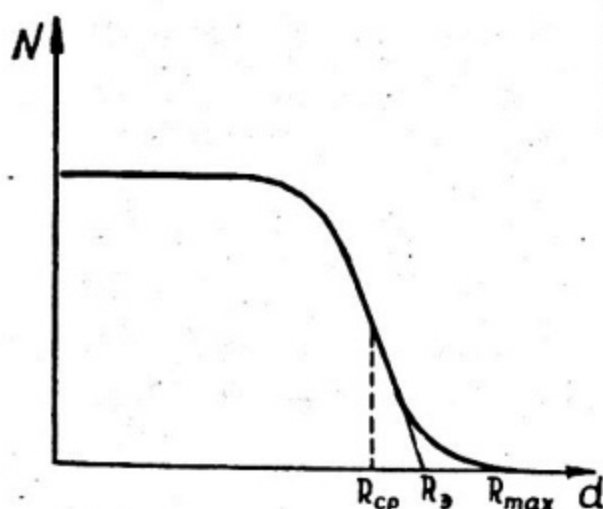


Рис. II. I

В точке, соответствующей среднему пробегу R_{cp} интенсивность пучка ослабляется в 2 раза. Построив касательную в точке $d = R_{cp}$ и продолжив ее до пересечения с осью абсцисс можно найти так называемый экстраполированный пробег R_z .

Величину $S = R_z = R_{cp}$ на-

зывают параметром разброса.

Такой разброс в величине пробега отдельных частиц объясняется статистическими флуктуациями:

- а) в числе испытанных частицей столкновений;
- б) в величине энергии, потерянной частицей при каждом столкновении;
- в) в числе актов захвата электронов, ведущих к уменьшению удельных потерь энергии на тех участках пути, которые частица

проходит, обладая уменьшенным эффективным зарядом.

Между длиной пробега α - частиц в воздухе при нормальных условиях и их начальной скоростью v существует приближенное соотношение (формула Гейгера).

$$R \approx av^3$$

где a - постоянная, равная $9,7 \cdot 10^{-28} \text{ с}^3/\text{см}^2$.

О п и с а н и е у с т а н о в к и

Схема экспериментальной установки для определения длины свободного пробега α - частиц показана на рис. II.2. Источник

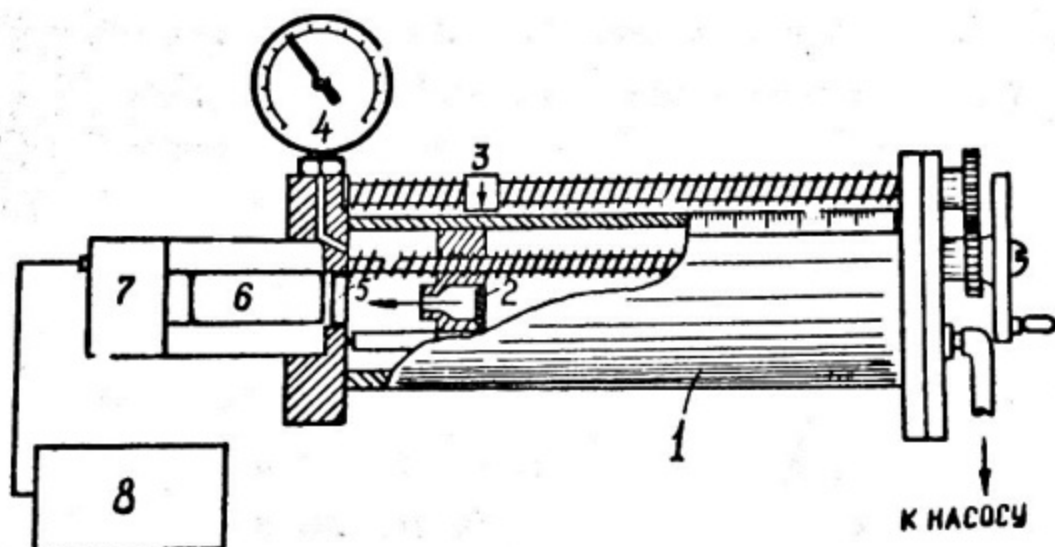


Рис. II.2

α - частиц помещен в металлическом цилиндре в каретке 2, имеющей осевое отверстие. Каретка соединена с винтом и при вращении последнего перемещается по оси цилиндра. Вдоль цилиндра имеется шкала с указателем 3, который показывает расстояние от источника до сцинтилляционного экрана 5, используемого в качестве индикатора α - частиц. Для подсчета сцинтилляций используется фотоумножитель 6, соединенный с предусилителем 7, и гересчетная схема 8. (Метод регистрации α - частиц подробно рассмотрим в работе IO). Давление в установке оп-
II4

ределяется вакууметром 4. Установка откачивается форвакуумным насосом, который соединен с установкой через трехходовой кран. Постоянное давление поддерживается с помощью вентиля с дозирующей иглой.

Диаметр осевого отверстия каретки таков, что площадь сечения пучка α -частиц на максимальном расстоянии от каретки до сцинтиллятора не превышает площади входного отверстия сцинтилляционного счетчика. Таким образом, если величина пробега α -частиц больше длины трубы, то число частиц, регистрируемых счетчиком в единицу времени, не должно меняться при передвижении каретки вдоль трубы.

З а д а н и е

1. Измерить фон. Для этого поместить каретку с источником на 15 см от сцинтиллятора и измерить число импульсов N_{ϕ} при атмосферном давлении. Правила работы с пересчетным прибором типа ПС-100 даны в работе 10 (Приложение I).

2. Откачать установку до максимального разрежения. Поместить каретку с источником на наименьшем возможном расстоянии от источника до сцинтиллятора (примерно на расстоянии 10 см) и сосчитать число импульсов $N + N_{\phi}$ (где N - число импульсов, создаваемых α -частицами; N_{ϕ} - фон, обусловленный космическими лучами, а также некоторым радиоактивным загрязнением установки).

3. При данном расстоянии от источника до сцинтиллятора снять зависимость числа импульсов $N + N_{\phi}$ от давления. Давление изменять через каждые 10 делений вакууметра. Начиная с давления, при котором число импульсов $N + N_{\phi}$ начнет уменьшаться, можно интервал изменения давления увеличить до 30 делений. Измерения прекращаются когда $N + N_{\phi}$ будет равно фону. Счет производить в течение двух минут.

4. Произвести измерения, описанные в пункте 3 для пяти различных расстояний d от источника до сцинтиллятора, увеличивая расстояние d на 5 - 7 см.

5. Построить графики $N = f(d)$ при $P = const$ и для каждого графика определить R_3 . Оценку погрешности для каждого измерения сделать по формулам, данным в работе 10 (Приложение 2).

6. По полученным значениям R_3 построить график $R_3 = f(\frac{1}{P})$. Методом экстраполяции найти пробег R_0 при давлении 760 мм рт.ст.

7. С помощью формулы Гейгера определить энергию α -частиц.

В работе используется источник α -частиц, энергетический спектр которого практически имеет одну линию.

П р и м е ч а н и е: Вакууметр может быть проградуирован следующим образом. Принять показание вакууметра, равное 280 делениям за 0 давления (вакууметр показывает разрежение) и это показание использовать в качестве первой точки градуировочного графика. Вторая точка - показание вакууметра, соответствующее атмосферному давлению в момент проведения опыта (определяется по барометру). Эти две точки (в координатах абсцисса - деление вакууметра, ордината - давление в мм рт.ст.) соединить прямой линией. Полученный график использовать для определения давления в мм рт.ст.

ГАЗОВЫЙ КВАНТОВЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР

Введение

Лазеры, или оптические квантовые генераторы (О.К.Г.) представляют собой источники света, обладающие рядом уникальных свойств, связанных с когерентностью и высокой направленностью излучения.

Излучение обычных тепловых "нелазерных" источников света крайне неупорядочено — оно распространяется по всем направлениям от источника, т.е. заполняет телесный угол 2π радиан. Формирование сколько-нибудь направленного пучка или с помощью системы диафрагм, или с помощью более сложных оптических систем из линз и зеркал всегда сопровождается потерей энергии. Излучение теплового источника, кроме того спектрально неупорядочено, немонохроматично — оно заполняет широкий интервал спектра. Повышение монохроматичности излучения может быть достигнуто двумя путями — применением специальных приборов — монохроматоров, позволяющих выделить из сплошного спектра сравнительно узкую область, и использованием газоразрядных источников света низкого давления, дающих дискретные атомные или молекулярные спектры, т.е. отдельные узкие спектральные линии. Интенсивность спектральных линий, однако, не может превышать интенсивности излучения черного тела с температурой, равной температуре возбуждения атомов и молекул. Поэтому в обоих случаях монохроматизация достигается ценой громадных потерь в энергии излучения.

Излучение любого источника света представляет собой суммарный эффект излучения громадной совокупности атомов и молекул, причем все они излучают совершенно независимо друг от друга, т.е.

с произвольными фазами, или как говорят, некогерентно. Некогерентность излучения атомов связана с независимостью элементарных актов возбуждения и их хаотическим распределением в пространстве.

Задача создания когерентного источника света была решена лишь с появлением лазеров. В лазерах используется принципиально новый способ высвечивания возбужденных атомов, позволяющая несмотря на некогерентный характер возбуждения отдельных атомов получать когерентные пучки света с очень малой расходимостью.

Физические основы генерации и усиления света. Возбужденный атом может самопроизвольно (спонтанно) перейти на один из нижележащих уровней энергии, излучив при этом квант света. Световые волны, излучаемые нагретыми телами, формируются в результате спонтанных переходов атомов и молекул. Спонтанное излучение различных атомов некогерентно. Однако, помимо спонтанного излучения, существуют радиационные процессы другого рода. При распространении через среду световой волны с частотой ν , соответствующей разности каких-либо двух энергетических уровней E_1 и E_2 атомов или молекул среды, таких, что $h\nu = E_2 - E_1$, к спонтанному излучению добавляются следующие радиационные процессы. Атомы, находящиеся на нижнем энергетическом уровне E_1 , в результате поглощения квантов света $h\nu$ переходят на уровень E_2 . Число таких переходов пропорционально N_1 — концентрации атомов на уровне E_1 . Атомы, находящиеся на верхнем энергетическом уровне E_2 в результате излучения квантов $h\nu$ переходят на уровень E_1 . Число таких переходов пропорционально N_2 — концентрации атомов на уровне E_2 . В результате переходов $E_1 \rightarrow E_2$ волна теряет энергию. Этот процесс называется резонансным поглощением. В результате же переходов $E_2 \rightarrow E_1$ в световую волну добавляется

энергия. Этот процесс называется вынужденным (или индуцированным) излучением. В условиях термодинамического равновесия, которое чаще всего и реализуется, заселенность нижнего уровня N_1 всегда больше заселенности верхнего N_2 . Поэтому волна теряет больше энергии, чем приобретает, т.е. имеет место поглощение света. Оказывается, однако, возможным в некоторых случаях создать такие условия, когда возникает, так называемая, инверсная заселенность уровней ($N_2 > N_1$). При этом вынужденные переходы $E_2 \rightarrow E_1$ поставляют в световую волну больше энергии, чем теряется в результате переходов $E_1 \rightarrow E_2$, т.е. световая волна не ослабляется, а усиливается.

Важной особенностью вынужденного излучения является то, что в отличие от спонтанного, оно когерентно падающей волне. Излучаемые атомами в результате вынужденных переходов $E_2 \rightarrow E_1$ волны тождественны по частоте, направлению распространения, поляризации и фазе падающей волне и, следовательно, когерентны друг другу. Именно из-за когерентности вынужденного излучения и происходит усиление световой волны в среде с инверсной заселенностью, а не просто дополнительное излучение новых волн. Среда с инверсной заселенностью, способную усиливать излучение, обычно называют активной (или средой с отрицательной температурой).

Если интенсивность излучения лазера сравнить с интенсивностью излучения теплового источника в том же спектральном и угловом интервалах, то получаются совершенно фантастические эффективные температуры, в миллиарды и более раз превышающие реально достижимые температуры в тепловых источниках света.

Принцип работы газового лазера. Оптический квантовый генератор включает в себя три основные части:

I. Активная среда.

2. Оптический резонатор.

3. Система накачки.

I. Активная среда

Если среда в состоянии термодинамического равновесия поглощает свет, то в активной среде с обратной заселенностью уровней спонтанное излучение вызывает вынужденное излучение, и вследствие этого — усиление света.

В данном лазере активной средой является смесь газов гелия и неона. На рис. 12.1 приведена схема уровней гелия и неона, имеющих отношение к генерации. (Использована система обозначений Пашена. В скобках показана электронная конфигурация для каждой группы уровней).

Если в смеси этих газов создать электрический разряд, то под действием быстрых электронов атомы гелия переходят в различные возбужденные состояния, и в частности, на уровни 2^3S и 2^1S . Указанные уровни гелия являются метастабильными, и в условиях разряда на них накапливается значительное число атомов. Эти метастабильные атомы гелия сталкиваются с атомами неона и возбуждают их. Возбуждаются атомы неона в основном на системы уровней $2S$ и $3S$, близко расположенные к метастабильным уровням гелия 2^3S и 2^1S . Это происходит благодаря резонансному характеру ударов второго рода. Вероятность же перехода неона из основного состояния в состояние $2P$ много меньше вследствие большей разности энергий. С уровней $2S$ и $3S$ атомы неона спонтанно переходят в основном на группу уровней $2P$, излучая инфракрасный ($\lambda=1,153\text{мк}$) свет и красный ($\lambda=0,6328\text{мк}$). После этого следует переход на группу уровней $1S$. Время жизни на уровнях $2S$ и $3S$ составляет примерно 10^{-7} с, что почти на порядок выше, чем время жизни на уровнях $2P$. Это счастливое обстоятельство в со-

четании с селективным возбуждением верхних атомных уровней чео-
на обеспечивает инверсную заселенность во время работы лазера.

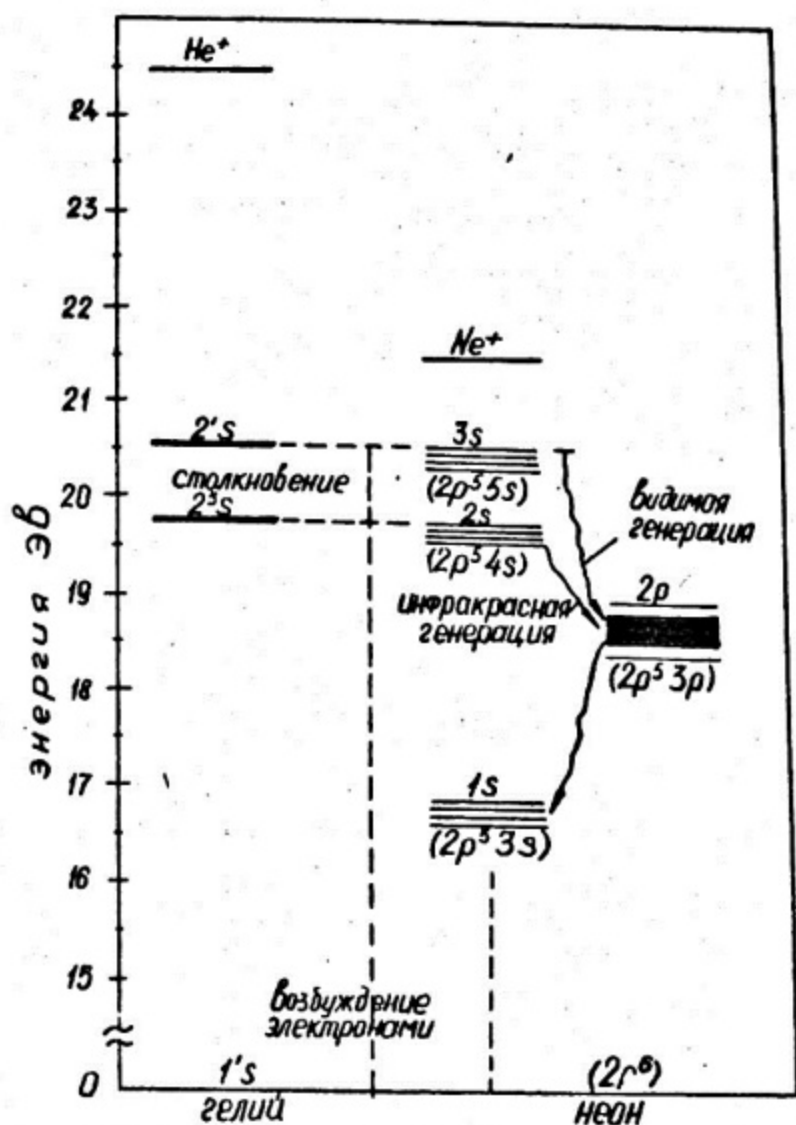


Рис. 12.1

Активный газ заключен в газоразрядной трубке, помещенной
в оптический резонатор.

2. Оптический резонатор

Резонатор представляет собой сочетание двух параллельных
полупрозрачных зеркал (интерферометр Фабри-Перо), между которы-
ми располагается трубка с активным газом. В наиболее благо-

приятных условиях находится волна, распространяющаяся вдоль оси резонатора. Эта волна дойдет до зеркала, отразится от него и пойдет в обратном направлении, продолжая усиливаться, затем снова отразится от второго зеркала и т.д. На одном проходе интенсивность волны увеличивается в e^{KL} раз, где K - коэффициент усиления, L - длина пути в активной среде. Если усиление на длине L больше потерь, испытываемых волной при отражении, то с каждым ходом волна будет усиливаться все больше, пока плотность энергии в волне не достигнет некоторого предельного значения, когда выделяемая в результате вынужденных переходов энергия равняется с энергией, затрачиваемой на возбуждение атомов. В результате в резонаторе устанавливается стоячая волна, а сквозь полупрозрачные зеркала выходит наружу поток когерентного излучения.

Подобное устройство - интерферометр Фабри - Перо, заполненный активной средой и представляет собой простейший вариант лазера. В лазерах могут быть использованы оптические резонаторы различных типов - с плоскими зеркалами, сферическими, комбинациями плоских и сферических и т.п.

В оптических резонаторах могут возбуждаться только некоторые, определенные типы колебаний электромагнитного поля, так называемые моды резонатора, характеризуемые определенной частотой и формой (т.е. пространственным распределением колебаний). В резонаторе с плоскими зеркалами преимущественно возбуждаются типы колебаний, соответствующие плоским волнам, распространяющимся вдоль оси резонатора. Такой резонатор позволяет получить излучение высокой направленности. Однако резонаторы с плоскими зеркалами требуют тщательной юстировки: непараллельность зеркал всего в $1''$ уже сказывается на режиме генерации. Более удоб-

ны в работе резонаторы со сферическими зеркалами, не требующие столь тщательной установки. Правда лазеры, работающие на сферических зеркалах, имеют на выходе несколько большую расходимость пучка. Расходимость потока излучения $\Delta\psi$ может быть сделана порядка углового размера центрального дифракционного максимума.

$$\Delta\psi_0 = 1,22 \frac{\lambda}{D} \quad (12.1)$$

где λ — длина волны излучения. D — диаметр пучка (см. теорию дифракции Фраунгофера от круглого отверстия).

Для $\lambda \approx 1$ мк и $D \approx 1$ см имеем $\Delta\psi_0 = 10^{-4}$. Напомним, что для тепловых источников $\Delta\psi_0 \approx \frac{1}{f}$.

Оптический резонатор накладывает также ограничения на спектральный состав излучения: — при заданной длине L возбуждаются волны с частотами $\nu = \frac{c}{2L} n$, где c — скорость света, n — целое число. В общем случае спектр излучения лазера представляет собой набор узких спектральных линий, интервалы между которыми одинаковы и равны $\frac{c}{2L}$. Число компонент зависит от свойств активной среды, т.е. от спектра спонтанного излучения на рабочем переходе и может достигать нескольких десятков и сотен. При определенных условиях оказывается возможным выделить одну спектральную компоненту, т.е. реализовать односторонний режим генерации. Спектральная ширина каждой из компонент $\delta\nu$ определяется потерями в резонаторе, и в первую очередь, поглощением света зеркалами. Величина $\delta\nu$ может быть сделана намного меньше ширины спектральных линий спонтанного излучения атомов. Поэтому излучение лазера характеризуется высокой монохроматичностью.

Зеркала, применяемые в оптическом резонаторе представляют собой кварцевые подложки с многослойными диэлектрическими пок-

рытными (число слоев может достигать 10–15), поверхность зеркал обрабатывается с точностью 0,01 Å. Коэффициент отражения зеркал достигает величины 98–99%. Обычно в резонаторе одно из зеркал делается с максимальным коэффициентом отражения, а другое (выходное) – более прозрачным.

3. Система накачки

Для того, чтобы поддерживать в активной среде состояние усиления света, необходимо непрерывно переводить атомы в возбужденные, метастабильные состояния, что производится системой накачки из внешнего источника.

Наиболее распространенным методом получения инверсной заселенности в газовых системах является метод электронного удара. Соответственно этому методу система накачки ОКГ служит для возбуждения в трубке электрического разряда. Применяется либо высокочастотный безэлектродный разряд, либо разряд с внутренними электродами. Наряду с методом электронного удара довольно часто используется также оптическая накачка – возбуждение облучением.

О п и с а н и е у с т а н о в к и

В данной работе используется газовый ОКГ типа ЛГ-24М, работающий на смеси $He - Ne$. Представление о его конструкции дает рис. 12.2. Это одна из наиболее распространенных ныне конструкций ОКГ промышленного типа. Между зеркалами резонатора помещена стеклянная газоразрядная трубка, наполненная активным газом. Давление газа составляет примерно 1 мм рт.ст., соотношение парциальных давлений гелия и неона – 10:1. Длина трубки 1 м, ее диаметр равен 8 мм. Оптические окна, ограничивающие трубку, ориентированы под углом Брюстера к оси прибора; тем самым выделяется преимущественное направление поляризации излучения (в плоскости, перпендикулярной плоскости падения), для которого потери

сведены к минимуму.

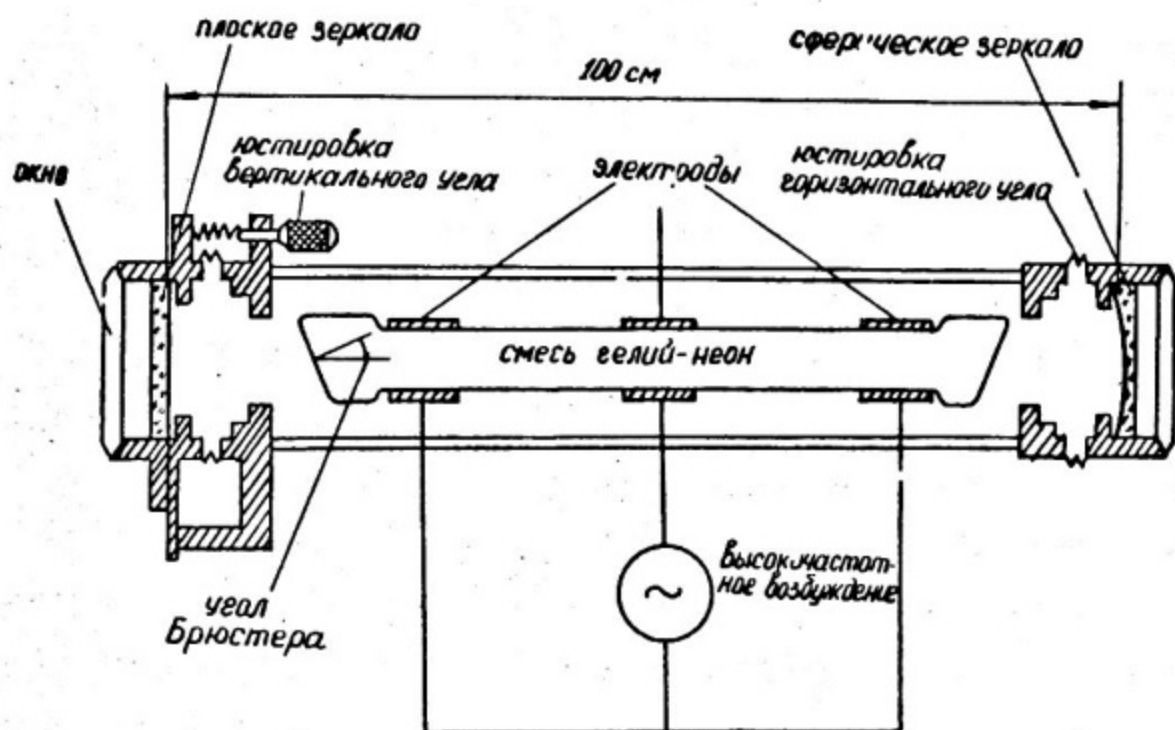


Рис. 12.2

Оптический резонатор представляет собой пару зеркал, одно из которых плоское, а другое – сферическое с радиусом кривизны 20 м, обращенное вогнутой стороной к трубке. Каждое из зеркал включает кварцевую подложку, на внутреннюю поверхность которой нанесены полуволновые диэлектрические слои, что обеспечивает высокий коэффициент отражения (93%). Зеркала укреплены в специальных оправах, снабженных регулировочными винтами, с помощью которых производится юстировка. (Студентам производить юстировку категорически запрещено).

Для возбуждения разряда в трубке используется высокочастотный генератор ГВЧ-1 с рабочим диапазоном частот 26–32 МГц и выходной мощностью 90 Вт.

Газовый ОКГ типа Л-24М генерирует когерентное излучение: красное с длиной волны $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ и инфракрасное с длиной вол-

ны $\lambda = 11530 \text{ \AA}$ с мощностями 2 и 6 мВт соответственно. Расходимость луча составляет примерно $20'$.

З а д а н и е

1. Определение режима максимальной мощности оптического квантового генератора

Включить стабилизатор напряжения согласно инструкции. Произвести поджиг разрядной трубки ОКГ. На пути лазерного пучка установить фотосопротивление (CdS) для измерения мощности излучения. Снять зависимость фототока от величины разрядного тока. По кривой установить ток разряда, соответствующий максимальной мощности излучения и порог генерации О.К.Г.

2. Определение расходимости луча

Если с помощью линзы сфокусировать лазерный пучок на экране, то диаметр пятна изображения d будет из-за расходимости

$\Delta\Psi$ больше диаметра центрального дифракционного максимума:

$$d_0 = f \Psi_0 = 1,22 \frac{f\lambda}{D} \quad (\text{см. формулу 12.1})$$

Здесь f - фокусное расстояние линзы.

Расходимость пучка лазера можно оценивать отношением:

$$\chi = \frac{\Delta\Psi}{\Delta\Psi_0} = \frac{d}{d_0} = \frac{dD}{1,22f\lambda} \quad (12.2)$$

Между выходными отверстиями лазера и экраном на оптической скамье поместить линнофокусную линзу и отсчетный микроскоп, укрепленный на гониометре.

Перемещая линзу сфокусировать пучок на экране и измерить диаметр пятна изображения в делениях шкалы микроскопа, спроектированной также на экран. Цена деления шкалы зависит от длины тубуса микроскопа и определяется по соответствующей таблице. По формуле (12.2) вычислить в относительных единицах расходимость луча лазера.

На нашей установке диаметр сечения лазерного пучка $D = 0,80$ см; фокусное расстояние линзы $f = 40$ см; длина волны $\lambda = 0,63$ мк.

3. Наблюдение дифракции от щели и подсчет длины волны излучения лазера

Укрепить щель на гониометре, на котором также укреплен отсчетный микроскоп. Центр щели должен совпадать с осью гониометра. Вывернуть из тубуса микроскопа объектив. Убрать линзу, поставить щель и микроскоп по ходу луча. Установить с помощью микрометрического винта щель в $0,12$ мм. Получить четкую дифракционную картину, ведя наблюдение через окуляр микроскопа. Должно просматриваться не менее $18 - 20$ линий. (Такой высокий порядок спектра обеспечивается огромной спектральной яркостью лазерного излучения).

Определить на гониометре угловое расстояние 2φ между минимумами m -го порядка расположенными по обе стороны от центрального максимума. Подсчитать длину волны видимого излучения О.К.Г., используя известное условие минимумов для дифракции Фраунгофера от прямоугольной щели:

$$b \sin \varphi = \pm m \lambda$$

где b - ширина щели, m - порядок дифракции.

Предостережение!

Рекомендуется вести наблюдение в очках. Ни в коем случае не допускать прямого попадания лазерного излучения в глаз!

Работа 13

ЭФФЕКТ КОМПТОНА

Введение

Исследование рассеяния рентгеновских лучей различными веществами показало, что в рассеянном излучении наряду с лучами, имеющими первичную длину волны λ присутствуют лучи с большей длиной волны λ' . Смещение длины волны $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ оказалось функцией угла рассеяния, не зависящей от природы рассеивателя и первоначальной длины волны. Это явление по имени его исследователя получило название эффекта Комптона.

Эффект Комптона представляет собой процесс упругого рассеяния рентгеновских и γ -квантов на практически свободных электронах. (Свободными считаются электроны для которых $E_{св} \ll E_e$, где $E_{св}$ — энергия связи электрона в атоме и E_e — энергия, переданная электрону квантом при соударении). В результате взаимодействия электрон приобретает кинетическую энергию, а квант, потерявший соответствующую энергию, вылетает под некоторым углом φ по отношению к направлению своего первоначального движения, имея большую длину волны.

Применяя законы сохранения энергии и импульса к акту упругого столкновения γ -кванта и электрона, можно рассчитать смещение длины волны, энергию рассеянного γ -кванта, кинетическую энергию электрона отдачи и другие характеристики рассеяния.

Предположим, что электрон до соударения покоился. (Учет движения электрона до соударения со скоростью v_0 приведет только к уширению смещенной компоненты λ' на величину $\delta\lambda'$, такую, что $\delta\lambda'/\lambda'$ порядка $v_0/c \ll 1$). Импульс электрона до соударения равен нулю, а после соударения — $m\vec{v}$. Энергия электрона

соответственно равна $m_0 c^2$ и $\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ (m_0 — масса покоя электрона). Для γ -кванта соответствующие величины равны $\hbar \vec{k}$ и $\hbar \vec{k}'$ и $\hbar \omega$ и $\hbar \omega'$, где \vec{k} и \vec{k}' — волновые векторы, а ω и ω' — частоты.

Применяя законы сохранения энергии и импульса для данного случая, получаем соотношения:

$$\hbar \omega + m_0 c^2 = \hbar \omega' + m c^2 \quad (I3.1)$$

$$\hbar \vec{k} = \hbar \vec{k}' + m \vec{v} \quad (I3.2)$$

Векторное уравнение (I3.2) представлено на рис. I3.1, где φ — угол рассеяния γ -кванта. Решение системы уравнений (I3.1) — (I3.2) приводит к следующему основному результату

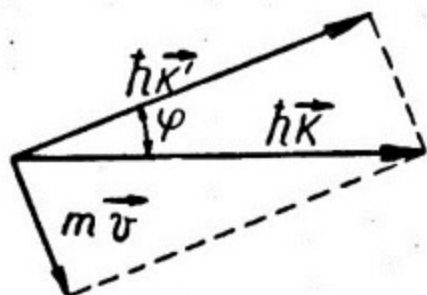


Рис. I3.1

$$\Delta \lambda = \lambda' - \lambda = 2 \Lambda \sin^2 \varphi / 2 \quad (I3.3)$$

где $\Lambda = \frac{2\pi \hbar}{m_0 c} = 0,0242 \text{ \AA}$ — комptonовская длина волны электрона.

Выражение, связывающее энергию рассеянного под углом φ кванта $\hbar \omega'$ с энергией первичного излучения $\hbar \omega$, можно получить из уравнения (I3.3), если перейти от длин волн к частотам

$$\frac{2\pi c}{\omega'} - \frac{2\pi c}{\omega} = 2 \frac{2\pi \hbar}{m_0 c} \cdot \sin^2 \varphi / 2,$$

откуда

$$\hbar \omega' = \frac{\hbar \omega}{1 + \frac{2\pi \hbar \omega}{m_0 c^2} \cdot \sin^2 \varphi / 2} \quad (I3.4)$$

График зависимости энергии рассеянного излучения от угла рассеяния приведен на рис. I3.2.

Используя закон сохранения энергии и равенство (I3.4), можно найти энергию E_e , переданную квантом при соударении электрону

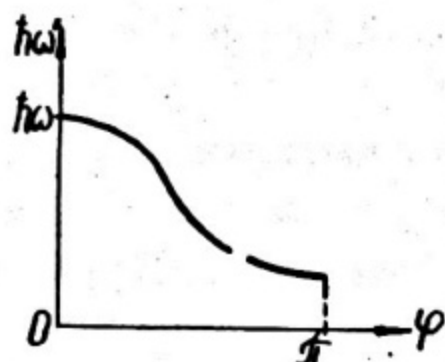


Рис. 13.2

$$E_e = \hbar\omega - \hbar\omega' = \hbar\omega \frac{2 \frac{\hbar\omega}{m_0 c^2} \sin^2 \frac{\varphi}{2}}{1 + 2 \frac{\hbar\omega}{m_0 c^2} \sin^2 \frac{\varphi}{2}} \quad (13.5)$$

Так как рассеяние γ - квантов происходит на свободных электронах, которые не несут в данном случае информации о веществе рассеивателя, то смещение длины волны $\Delta \lambda$ и энергия рассеянного излучения $\hbar\omega'$ не зависят от

материала рассеивателя. Однако интенсивности смещенной и несмещенной компонент существенным образом зависят от последнего.

В спектре излучения, рассеянного под углом φ , всегда присутствует и несмещенная компонента с начальной длиной волны λ . Основной причиной ее появления можно считать рассеяние γ - квантов на сильно связанных с атомом электронах. В этом случае взаимодействие кванта происходит с атомом в целом, и, так как масса атома $M_{ат} \gg m_0$, то квант при рассеянии не изменяет своей энергии.

Слабо связанных с атомом электронов больше в легких материалах. Поэтому для увеличения интенсивности смещенной компоненты в данной работе используется в качестве рассеивателя органическое вещество, т.е. γ - кванты, в основном, взаимодействуют с легкими атомами водорода и углерода. Наблюдать несмещенную компоненту при углах рассеяния $\varphi \neq 0$ в этом случае не удастся из-за ее малой интенсивности.

О п и с а н и е у с т а н о в к и

Схема установки для исследования рассеянного γ -излучения представлена на рис. 13.3.

Источник γ -квантов (1) помещен в контейнер (2), который

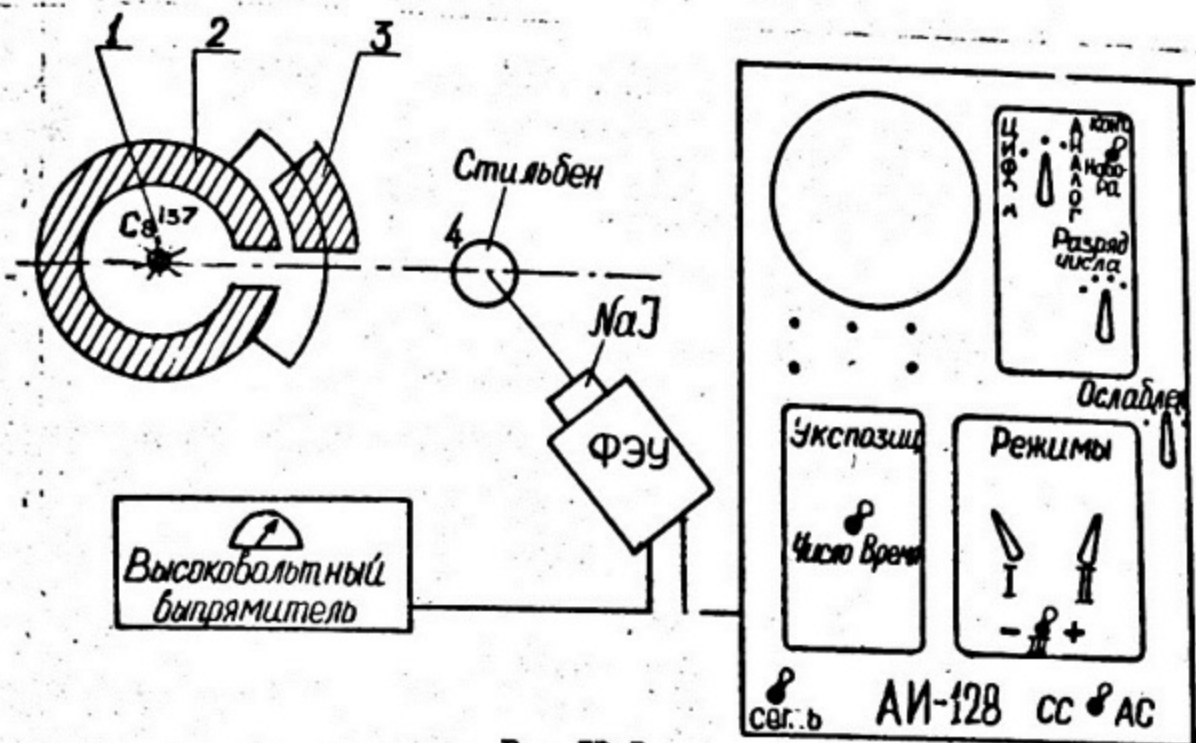


Рис. 13.3

может закрываться заслонкой (3). В данной работе используется источник $Cs-137$. Узкий пучок γ -квантов, сформированный коллиматором, падает на рассеиватель (4). В качестве рассеивателя используется органический кристалл стильбен. После рассеяния на угол φ пучок попадает на регистрирующий кристалл NaI фотомножителя (ФЭУ). В нашем случае в кристалле NaI γ -кванты поглощаются за счет двух эффектов: фотосдвига, в результате которого поглощается вся энергия γ -кванта, и эффекта Комптона, в результате которого поглощается часть энергии γ -кванта, переданная комптоновскому электрону. Поэтому на выходе ФЭУ, который линейно преобразует поглощенную энергию E_n в импульсы напряжения с амплитудой импульсов U ($U \sim E_n$), даже для монохроматических γ -квантов будет иметь место некоторое распределение (спектр) импульсов по их величине. Этот спектр показан на рис. 13.4. По оси X отложена амплитуда импульсов; по оси Y отложено число импульсов N . В правой части виден пик полного поглощения, в левой части — комптоновское распределение. Положе-

ние максимума пика полного поглощения U_m соответствует энергии

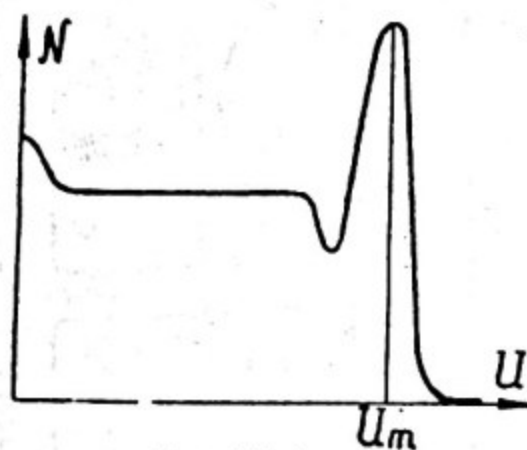


Рис. 13.4

γ -квантов E_γ , падающих на кристалл NaI . Если в пучке γ -квантов, падающих на кристалл NaI , помимо γ -квантов исследуемой энергии содержатся γ -кванты большей энергии, то пик полного поглощения исследуемой энергии (особенно если его интенсивность

мала) может не выделяться на фоне комптоновского распределения от γ -квантов большей энергии. В этом случае, для выделения пика полного поглощения исследуемой энергии, надо из суммарного спектра "эффект+фон" вычесть спектр "фона", так чтобы в результате остался только спектр "эффекта".

Снятие энергетических спектров (а также автоматическое их вычитание) осуществляется с помощью 128-канального амплитудного анализатора АИ-128 "Тензор". Этот анализатор посылает импульсы определенной амплитуды в соответствующий канал, номер которого пропорционален энергии γ -кванта, поглощенного в кристалле NaI . На экране осциллографа визуально наблюдается спектр импульсов, аналогичный показанному на рис. 13.4. Различие заключается в том, что координата по оси X , в этом случае, пропорциональна номеру канала. Если предварительно прокалибровать номера каналов анализатора в энергетических единицах, то по положению пика полного поглощения исследуемой энергии можно будет определить ее величину. Калибровка анализатора производится с помощью нескольких источников γ -квантов, энергии которых известны. Информацию о спектре можно вывести из анализатора на самописец или на цифропечатающее устройство (ЦПУ). Используя опи-

саянный метод, можно определить энергии γ -квантов, рассеяных под углом φ , и сравнить эти энергии с теоретическими, получающимися из теории эффекта Комптона.

З а д а н и е

I. Ознакомление с основными блоками установки.

Перед включением проверить положения основных ручек и тумблеров на АИ-128 и на блоке создающем высокое напряжение (В.Н.).

1. Положение ручек на блоке В.Н.: переключатель "Выс.напр." - выкл.; "грубо" - в крайнем левом положении; переключатель "полярность" - в положении "-" (1).

2. На анализаторе АИ-128 положения основных ручек управления следующие: В блоке "экспозиция" тумблер "число-время" - в среднем положении. В блоке "Режимы" переключатель I в положении "вырод", переключатель II - в положении "осц", переключатель III - в положении "+". Переключатели "СС-АС" и "ослабление" (их расположение см. на рис. 13.3) - в положение "АС" и в положении I, I соответственно.

В средней верхней части АИ поставить ручки: "Цифра-аналог" - в положении "аналог"; "Контроль набора" - вкл.; "Разряды числа" - в среднем положении (5+12).

3. Включить тумблеры "сеть" на В.Н. и АИ-128. Прогреть 5 мин.
4. Перевести ручку "выс.напр." на блоке В.Н. в полож. "вкл.". Должна загореться красная лампочка.
5. Установить с помощью ручек "грубо" и "плавно" на блоке В.Н., напряжение 1400в.

II. Калибровка анализатора по энергии γ -квантов.

1. Установить ФЭУ в положение "0", убрать рассеиватель, открыть заслонку источника и снять γ -спектр нерассеянного излучения ^{137}Cs . Энергия γ -квантов этого источника $E_\gamma = 662\text{кэВ}$. Для снятия спектра произвести следующие операции:

- а) нажать кнопку "пуск" - на экране осциллоскопа должна появиться горизонтальная прямая.
- б) Нажать кнопку "сброс" (обязательно нажать эту кнопку, если на экране видна информация от предыдущих измерений).

- в) Нажать кнопку "стоп".
- г) Перерестить переключатель I в положение "измер".
- д) Нажать кнопку "пуск" и начать снимать спектр.
- е) Следить по экрану за картиной набора спектра. Если набор идет медленно перерестить переключатель "разряды числа" в область меньших разрядов (влево), если быстро - наоборот.
- ж) Когда картинка на экране будет иметь четкий пик полного поглощения (при калибровке достаточно набирать спектр I+2 мин), нажать кнопку "стоп".
- з) Перерестить переключатель I в положение "вывод", нажать кнопку "пуск" и измерить на экране положение максимума пика полного поглощения. Измерение положения пика можно осуществить путем отсчета числа каналов на линии развертки (каждая точка соответствует одному каналу; жирные метки разделяют восемь каналов).

Возможен другой способ измерения: положение пика можно характеризовать просто расстоянием в миллиметрах от начала развертки. В этом случае градуировочный график строится в координатах энергия + расстояние в мм.

2. Закрывать заслонку источника, вывести ФЭУ в положение 90° , на крышку кристалла NaI положить малый спектрометрический источник с известной энергией γ -квантов и снять спектр γ -излучения этого источника. Порядок измерений тот же что и в пункте I.
3. Провести аналогичные измерения для всех калибровочных источников.
4. Если пики полного поглощения от нескольких калибровочных источников хорошо разрешаются на экране, то можно пп. 1, 2 и 3 объединить. В этом случае ФЭУ должен находиться в положении "0".
5. Построить калибровочный график зависимости энергии γ -квантов от положения максимума пика полного поглощения данной энергии (или от номера канала анализатора при выводе на ЦПУ).
6. Если информация о спектре выводится на цифрпечать, то осуществляется это в следующем порядке.
- а) Включить тумблер "сеть" на блоке БЗ-15М - должна загореться

лампа справка на панели прибора.

- б) На основном блоке анализатора тумблер I поставить в положение "Вывод", а тумблер II - в положение "ЦПУ". Нажать кнопку "стоп", а затем - "пуск".
- в) На блоке ГЗ-15М слева нажать кнопки в следующей последовательности: "стоп" - "сброс" - "пуск".
- г) На ленте ЦПУ слева набит номер канала, справа - число импульсов, зарегистрированных в данном канале анализатора.
- д) Номер канала, в котором зарегистрировано максимальное число импульсов, соответствует положению середины пика полного поглощения.

III. Измерение энергии рассеянных γ -квантов.

- I. Установить ФЭУ под углом 20° , ввести рассеиватель, открыть заслонку источника и снять γ -спектр рассеянного излучения CS-137.
 - а) Порядок измерений тот же что в пункте I раздела II, со следующим дополнением: одновременно с нажатием кнопки "пуск" (пункт "д") включить секундомер.
 - б) Набирать спектр 10 мин. Нажать кнопку "стоп". Следить за тем, чтобы не сбросить набранный спектр до вычитания фона.
 - в) Операция вычитания фона производится в следующем порядке: Убрать рассеиватель и перевести переключатель III в положение "-", нажать кнопку "пуск", одновременно включить секундомер и вычесть спектр фона. Этот спектр автоматически вычитается анализатором из ранее набранного суммарного спектра "эффекта + фон", так что в результате остается спектр "эффекта". Здесь важно, чтобы времена набора суммарного спектра и вычитания фона были одинаковы. Вычитать спектр фона в течение 9+10 мин. (но не больше 10 мин.!). После чего нажать кнопку "стоп".
 - г) Перевести переключатель I в положение "вывод", нажать кнопку "пуск" и измерить положение максимума пика полного поглощения энергии γ -квантов, рассеянных под углом 20° .
 - д) Значение энергии γ -квантов, рассеянных под углом 20° определяется по калибровочному графику.

2. Аналогичные измерения провести для других углов рассеяния (40° , 60° и 80°).
3. Сравнить экспериментально измеренные энергии рассеянных γ -квантов со значениями, полученными из теории эффекта Комптона.

ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО
РЕНТГЕНОВСКОГО СПЕКТРА МЕДИ

Введение

Быстрые электроны, попадающие на анод рентгеновской трубки, могут вызвать два типа рентгеновского излучения.

1. Тормозное рентгеновское излучение — имеет сплошной спектр. Этот вид рентгеновского излучения возбуждается при торможении быстрых электронов у поверхности анода. На рис. 14.1 даны кривые, характеризующие зависимость спектральной интенсивности

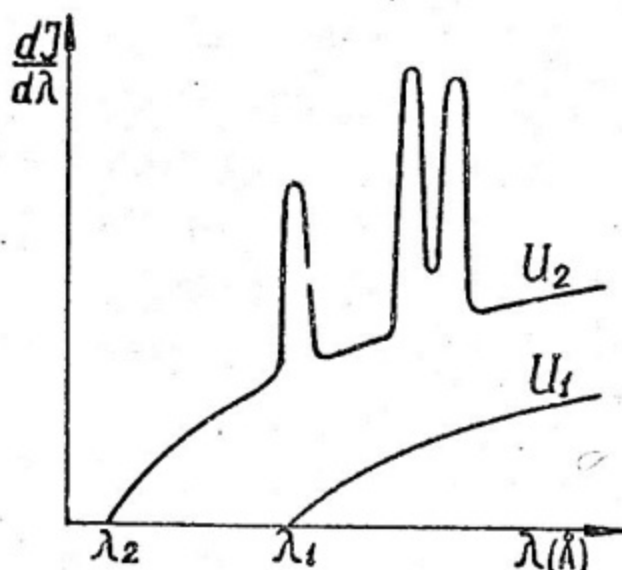


Рис. 14.1

ности $I_{\lambda} = \frac{dI}{d\lambda}$ рентгеновского спектра от длины волны λ .

Кривая, полученная при напряжении на рентгеновской трубке U_1 , соответствует случаю, когда имеет место только сплошной рентгеновский спектр. Характерной особенностью тормозного рентгеновского излучения является наличие резкой границы

со стороны коротких длин волн (см. работу 2).

2. Характеристическое рентгеновское излучение — имеет линейчатый спектр. Характеристическое излучение возникает, если энергия электронов бомбардирующих анод рентгеновской трубки достаточна для вырывания внутренних электронов из атомов вещества анода. Возбужденные атомы, переходя в основное состояние, испускают одну или несколько линий характеристического спектра. На рис. 14.1 показано, что при напряжении U_2 ($U_2 > U_1$) на

фоне сплошного спектра возникают узкие линии характеристического спектра. Длина волны этих линий определяется веществом анода.

Рассмотрим связь минимальной энергии возбуждения и частот линий спектра с положением электронных уровней в атоме. Характеристический рентгеновский спектр состоит из нескольких серий обозначаемых буквами K, L, M и т.д. На рис. I4.2 дана схема энергетических уровней отдельных электронов в многоэлектронном атоме. Схема ограничена тремя внутренними слоями K, L и M

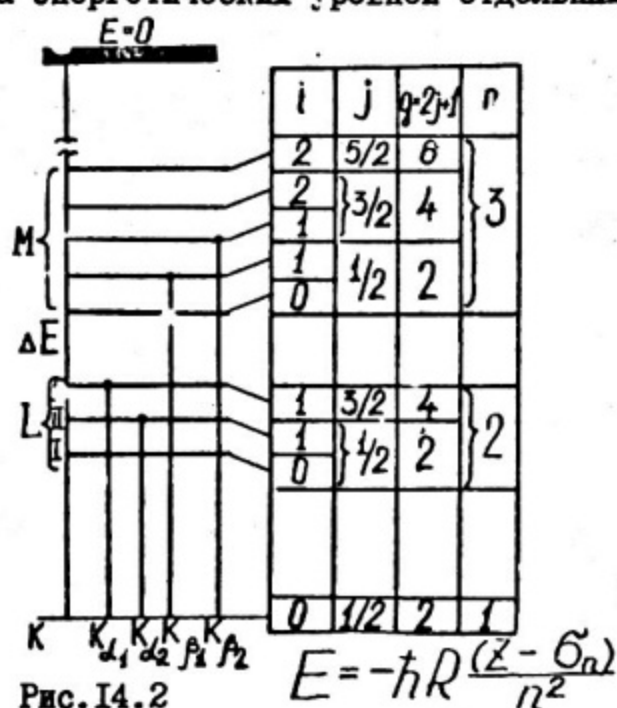


Рис. I4.2

с значениями главного квантового числа $n = 1, 2$ и 3 соответственно. В первом приближении энергия уровня с главным квантовым числом n , вычисляется по формуле

$$(I4.1)$$

где h - постоянная Планка, $R = 2,07 \cdot 10^{16} \text{ c}^{-1}$ - постоянная Ридберга, Z - атомный номер, σ_n - поправка, зависящая от n , ее называют постоянной экранирования. В формуле (I4.1) в качестве начала отсчета используется энергия покоящегося электрона, удаленного от атома на бесконечность. Формула (I4.1) отличается от выражения для энергии электрона в атоме водорода или водородоподобном ионе лишь наличием постоянной экранирования σ_n . Подобно электрону в атоме водорода, электрон в многоэлектронном атоме находится в центральном поле ядра. В отличие от атома водорода, взаимодействие электрона многоэлектронного атома с ядром существенно ослабляется (экранируется) другими электронами, на-

ходящимися между ядром и рассматриваемым электроном. Эффект экранирования учитывается введением в формулу для водородоподобного иона постоянной σ_n . Из формулы (I4.1) следует, что при переходе электрона из возбужденного состояния (E_{n_2}) в энергетически более низкое (E_{n_1}) излучается рентгеновский квант частота которого:

$$\omega = \frac{E_{n_2} - E_{n_1}}{\hbar} = R \left[\frac{(Z - \sigma_{n_1})^2}{n_1^2} - \frac{(Z - \sigma_{n_2})^2}{n_2^2} \right] \quad (I4.2)$$

Формулы (I4.1) и (I4.2) оказываются приближенными. В более строгом приближении, как видно из схемы на рис. (I4.2) энергия уровня определяется набором квантовых чисел l, j, n , причем энергия возрастает с ростом каждого из трех чисел. Данному уровню энергии (т.е. набору трех чисел l, j, n) отвечает несколько электронных состояний, отличающихся квантовым числом m_j . Состояния, отвечающие одинаковой энергии называют вырожденными. Число таких состояний или кратность вырождения $q = 2j + 1$ (т.е. число возможных значений m_j).

У многоэлектронного атома все слои, за исключением внешнего валентного, полностью заполнены. Согласно принципу Паули в одном состоянии не может находиться более одного электрона. Поэтому переход электрона с какою-либо из заполненных оболочек невозможен. Минимальная энергия, необходимая для возбуждения К-слоя, равна интервалу энергии между К-слоем и ближайшим слоем, где есть свободное состояние и практически равна энергии ионизации К-электрона. Линия К-серии излучается атомом при переходе электрона с одного из слоев L, M и т.д. в К-слой. На освободившееся место в слоях L и M также могут переходить электроны из вышележащих слоев с излучением линий L или M -серий. Поэтому при возбуждении К-слоя появляются линии всех серий характеристического спектра. Обозначение линии К-серии указано на

рис. 14.2.

Разберем далее вопрос об интенсивностях спектральных линий. Полный поток анализируемого излучения, пройдя через спектральный прибор, разделяется так, что излучение одного или нескольких близких переходов между атомными уровнями попадает на достаточно обособленную площадку регистрационного экрана. Среднее по времени значение потока излучения, падающего на эту площадку, называем интенсивностью спектральной линии I .

Наряду с факторами, относящимися к отдельному атому, I определяется рядом других факторов: числом возбужденных атомов, потерями в спектральном приборе, геометрией направляющих диафрагм и экрана.

Действие этих посторонних по отношению к сорту атома факторов часто можно учесть множителем C , постоянным для близких линий спектра. В случае постоянства C отношение интенсивностей двух линий спектра или относительная интенсивность определяется лишь свойствами атома. Более конкретно, вероятностями A_{iK} спонтанных переходов, отнесенных к единице времени (где i — индекс одного из состояний верхнего уровня, K — индекс одного из состояний нижнего уровня). Интенсивность спектральной линии пропорциональна сумме вероятностей переходов по всевозможным парам состояний нижнего и верхнего уровней, т.е.

$$I = C \sum_{i=1, K=1}^{q_1 q_2} A_{iK} \quad (14.3)$$

здесь q_1 и q_2 кратности вырождения соответственно верхнего и нижнего уровней. Если различием между вероятностями переходов для различных пар состояний двух уровней можно пренебречь, то формула для интенсивности выглядит особенно просто

$$I = C q_1 q_2 A_{12} \quad (14.4)$$

Здесь A_{12} вероятность спонтанного перехода между любыми двумя состояниями, одно из которых принадлежит верхнему уровню 1, а другое нижнему уровню 2, а $q_1 q_2 A_{12}$ — полная вероятность спонтанного перехода с уровня 1 на уровень 2. Далее будем считать справедливой формулу (14.4). Отношение интенсивностей двух линий одной серии (для линий из одной серии $q_2 = \text{const}$) передается формулой

$$\frac{I'}{I''} = \frac{q_1' A_{12}'}{q_1'' A_{12}''} \quad (14.5)$$

где q_1' и q_1'' — кратности вырождения верхних уровней обеих линий. С помощью формулы (14.5), измеряя относительную интенсивность, можно оценить отношение между вероятностями переходов. Теоретический анализ в соответствии с экспериментом показывает, что вероятность дозволённых правилами отбора переходов резко убывает с увеличением Δn .

Абсолютное значение вероятности перехода A_{12} можно оценивать изучая форму спектральной линии. Естественная ширина спектральной линии обусловлена тем, что энергетические уровни имеют конечную ширину. Для линий К-серии нижний энергетический уровень — основной. Электрон на этом уровне "живет" неограниченно долго. Из соотношения неопределенностей для времени и энергии

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar \quad (14.6)$$

следует, что уширение основного уровня равно нулю. Поэтому естественная ширина линий К-серии целиком определяется уширением верхнего уровня. Известно, что ширина уровня Γ некоторого возбужденного состояния связана с временем жизни электрона в этом состоянии соотношением

$$\Gamma \tau = \hbar \quad (14.7)$$

Здесь τ — время жизни лишь по отношению к спонтанным переходам, а сама формула соответствует знаку равенства в соотношении неопределенностей (I4.6). Естественная ширина спектральной линии К-серии равна:

$$\delta\omega = \Gamma/\hbar = 1/\tau \quad (I4.8)$$

Для К-линий время жизни электрона в состоянии верхнего уровня определяется лишь полной вероятностью перехода во всевозможные состояния основного уровня

$$\tau = 1/q_K A_{1K} \quad (I4.9)$$

Здесь q_K — кратность вырождения К-уровня, A_{1K} — вероятность перехода электрона из одного из состояний L-уровня в одно из состояний К-уровня. Используя соотношения (I4.8) и (I4.9) по ширине линий $\delta\omega$ можно оценить время жизни и вероятность спонтанного перехода A_{1K} .

В силу ряда причин экспериментально измеренная ширина спектральной линии больше чем рассмотренная естественная ширина.

О п и с а н и е у с т а н о в к и

Установка состоит из настольного рентгеновского аппарата УРС-1,0 и присоединенного к нему рентгеновского спектрографа Гогоберидзе с кристаллом и рентгенопленкой. Фотометрирование фотографии спектра и определение положения линий производится на микрофотометре МФ-2. Схема установки изображена на рис. I4.3.

Пучок лучей из рентгеновской трубки аппарата 1 через горизонтальную входную щель 2 спектрографа попадает на кристалл 3, колеблющийся вокруг оси 0.

Колеблющийся кристалл разлагает падающий луч в спектр, так что линия с длиной волны λ расположена под углом 2θ к начальному пучку. θ и λ связаны формулой Вульфа-Брэгга

$$2d \sin \theta = m \lambda$$

(I4.10)

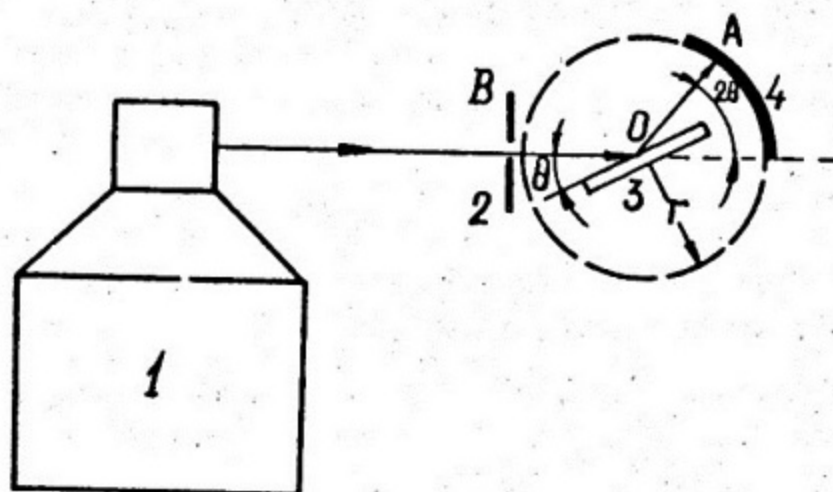


Рис. I4.3

Фотографируется спектр порядка $m = 1$. Рентгенпленка 4 расположена на круговой цилиндрической поверхности, ось которой совпадает с осью вращения кристалла; длинная сторона пленки выгнута вдоль окружности цилиндра. Щель 2 можно рассматривать как источник близкий к линейному, дающий несколько расходящийся пучок лучей. Для некоторой линии спектра расходящийся пучок после рассеяния кристаллом преобразуется в сходящийся, фокусирующийся в линию на расстоянии от оси вращения равным расстоянию щели 2 до этой же оси. Поэтому щель располагают так, что $OA = OB$. Кристалл встируется так, чтобы ось качания находилась на рабочей поверхности кристалла и линия пересечения пучка с кристаллом совпадала с осью. Так как первичный пучок много мощнее рассеянного, на время фотографирования спектра, на место попадания первичного пучка на пленку устанавливается свинцовая ловушка, поглощающая первичный пучок.

З а д а н и е

I. Ознакомление с основными элементами установки

Ознакомиться с рентгеновским аппаратом УРС-1,0 (см. Приложение I к работе 2) и спектрографом Гогоберидзе. Описание спектрографа и правила работы с ним даны в Приложении, которое имеется в лаборатории.

Работа на УРС-1,0 проводится в следующем порядке:

- 1) переключатель "сеть" пульта управления поставить в положение "3"; при этом загорается зеленая лампочка; если загорится лампочка "нет подачи воды" необходимо обратиться к лаборанту;
- 2) кнопкой пульта "пуск" включить высокое напряжение, при этом загорается красная лампочка;
- 3) переключатель "напряжение" поставить в положение "8"; высокое напряжение определяется с помощью графика на пульте;
- 4) реостатом "накал трубки" установить ток 5 мА, этот ток поддерживается во время фотографирования спектра;
- 5) высокое напряжение выключается кнопкой пульта "стоп".

По окончании работы:

- 1) выключить высокое напряжение;
- 2) полностью вывести реостат тока накала;
- 3) коммутатор напряжения и "Сеть" поставить в положение "Выключено".

Аппарат дает пучки на два спектрографа, фотографирование обоих спектров ведется одновременно.

II. Получение рентгеновского спектра меди

Положение спектральных линий определяется относительно положения первичного пучка, поэтому в начале производится фотографирование первичного пучка, после чего до окончания съемки спектра положение пленки не должно изменяться.

Фотографирование первичного пучка

Зарядить рентгеновскую пленку в черный пакет. Осторожно, чтобы не сдвинуть спектрограф, освободить винты и вставить пакет с пленкой в цилиндрическую рамку.

Установить поверхность кристалла параллельно пучку, повернув кристаллодержатель в положение "0" по лимбу.

Убедиться, что заслонка, расположенная на пути рентгеновского луча перед спектрографом, находится в положении "Закрито".

Включить установку (см. задание I).

Произвести съемку первичного пучка, открыв заслонку на 8-10с. Выключить высокое напряжение, нажав кнопку "Стоп" на пульте управления. Коммутатор напряжения и реостат тока накала поставить в исходное положение.

Фотографирование спектра

Вывести тумблер "Электродвигатель".

Установить свинцовую ловушку на место попадания первичного пучка.

Включить рентгеновскую установку (см. задание I).

Открыть заслонку и произвести съемку спектра с выдержкой 10 мин. Во время съемки следить за значением тока накала поддерживая его равным 5 мА.

Закрывать заслонку. Нажать кнопку "стоп" на пульте управления. Выключить установку и электродвигатель.

Осторожно, чтобы не сдвинуть спектрограф, освободить винты, прижимающие рентгенпленку.

Вынуть конверт с пленкой. Обработать и просушить пленку. Время проявления 8 мин в полной темноте.

III. Измерение положения спектральных линий и почернений на спектрограмме.

Эта часть работы производится на микрофотометре МФ-2 и компараторе ИЗА-2. Описание МФ-2 и правила работы с ним даны в Приложении, которое находится в лаборатории.

В работе используется фотографическая регистрация рентгеновских лучей. В результате воздействия рентгеновского излучения на фотоэмульсию из галоидной соли выделяется малое количество серебра. При проявлении пленки это количество многократно (примерно в 10^{II} раз) увеличивается. Выделившееся серебро уменьшает прозрачность рентгенпленки.

При фотометрировании рентгенпленки на микрофотометре измеряется локальная плотность почернения D , равная логарифму отношения падающего на малый участок пленки светового потока

☉ к потоку ☉ прошедшему через пленку :

$$D = \lg(\Phi_0/\Phi) \quad (I4.II)$$

Экспозицией называют величину

$$H = J_\lambda t \quad (I4.I2)$$

где J_λ — спектральная интенсивность рентгеновского излучения; t — время воздействия. Плотность почернения D однозначно определяется экспозицией H . Зависимость D от H (или от J_λ при $t = const$) не является линейной. Поэтому, чтобы от измеряемой величины D перейти к относительным значениям интенсивности необходимо пользоваться экспериментально изученной зависимостью D от H (J_λ), называемой кривой почернения.

Микрофотометр, в соответствии с (I4.II) имеет логарифмическую шкалу, деления на которой нанесены так, что отсчет B по шкале и плотность почернения D связаны соотношением:

$$B = 100 D$$

при условии, что для незасвеченного участка спектрограммы отсчет попадает на нуль шкалы ($B_0=0$).

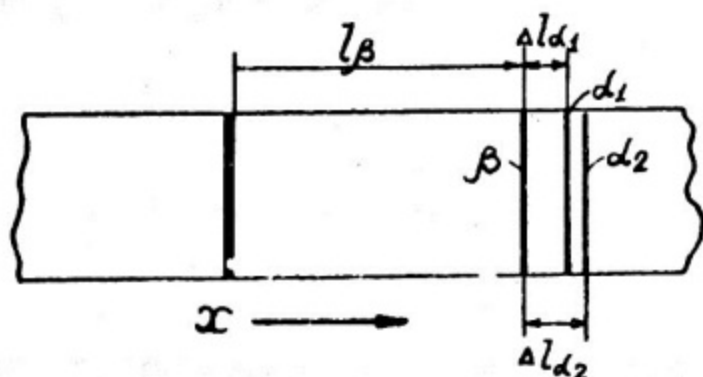


Рис. I4.4

спектра измеряется плотность почернения как функция смещения вдоль оси X , аналогичное измерение производится для правой границы изображения первичного пучка. На основе этих измерений строится профиль каждой линии и на графике определяется положение максимума для каждой линии и граница тени кристалла на изображении первичного пучка.

Расстояние l_β (рис. I4.4) максимума линии β от границы тени

Примерное положение линий на спектрограмме показано на рис. I4.4. Широкая полоса слева есть изображение первичного пучка. Три линии справа — линии характеристического рентгеновского спектра. На микрофотометре для каждой линии

кристалла измеряется на компараторе ИЗА-2. Расстояние максимумов линий α_1 и α_2 от границы тени кристалла определяются прибавлением к l_β расстояний Δl_{α_1} и Δl_{α_2} соответственно. Последние промеряются непосредственно на микрофотометре МФ-2 при фотометрировании спектра.

Провести измерения плотности почернения спектральной линии как функции расстояния x . Для каждой линии снять 6-7 точек с интервалами, сгущающимися по мере приближения к максимуму. Цикл измерений повторить дважды чуть-чуть меняя поперечным перемещением положение пленки.

IV. Обработка результатов измерений

1. Построить график зависимости спектральной интенсивности I_λ от λ .

Для этого необходимо сделать следующее. Используя прилагаемую кривую почернения перевести все отсчеты по микрофотометру В в спектральные интенсивности I_λ . (Интенсивности I_λ измеряются в относительных единицах). По формуле (14.10) вычислить длины волн, соответствующие максимумам спектральных линий K_β и одной из K_α -линий. Для остальных точек определить λ , пользуясь приближенной формулой

$$\Delta \lambda \approx 2d \cos \theta_m \Delta \theta \quad (14.13)$$

где θ_m - угол, соответствующий максимуму линии, $\Delta \theta$ - угловое отклонение от максимума, $\Delta \lambda$ - приращение длины волны соответствующее отклонению $\Delta \theta$ (Формула (14.13) представляет дифференциальное соотношение уравнения (14.10) для $m=1$). Углы θ_m и $\Delta \theta$ вычисляются по формулам:

$$\theta_{mi} = \frac{l}{2z} \quad \text{и} \quad \Delta \theta = \frac{\Delta x}{2z}$$

где радиус кассеты z - (рис. 14.3), l_i - расстояние между границей тени кристалла и максимумом i -ой спектральной линии, Δx - расстояние от максимума спектральной линии до текущей точки спектрограммы.

2. Вычислить интенсивность I спектральных линий K_{α_1} и K_β , принимая интенсивность K_{α_1} - линии равной 100.

Интенсивность линии в относительных единицах равна площади под контуром спектральной линии полученной на графике $I_\lambda(\lambda)$.

По формулам (I4.5) и (I4.9) найти отношение вероятностей переходов и времен жизни на уровнях L_{II} и L_{III} (излучение линий K_{α_1} и K_{α_2} , обусловлено переходами с уровней L_{II} и L_{III} на основной уровень K (рис. I4.2).

3. Измерить на графке $I_{\lambda}(\lambda)$ ширину $\delta\lambda$ одной из K_{α} линий. Сделать пересчет на $\delta\omega$.

Экспериментально измеренная ширина линии всегда больше теоретической за счет дополнительного уширения, вносимого спектральным прибором. В данной работе приборное уширение оказывается решающим. Поэтому измеренная ширина дает лишь границу сверху для ширины спектральной линии.

Определить по формулам (I4.8) и (I4.9) соответствующие границы для времени жизни и вероятности перехода.

4. Пользуясь табличным значением потенциала возбуждения K -серии меди U_b вычислить энергию E_1 K -слоя меди ($E_1 = -eU_b$) эта энергия определяет значение поправки σ_1 .

Используя длины волн линий K_{α} , K_{β} и значение E_1 , по формуле (I4.2) рассчитать поправки σ_2 и σ_3 для L и M слоев.

Работа 15

"ЭФФЕКТ ЗЕЕМАНА"

Введение

Явление расщепления спектральных линий при помещении источника света в магнитное поле было обнаружено Зееманом в 1896 году и получило название эффекта (или явления) Зеемана.

Во внешнем магнитном поле \vec{H} атом с магнитным моментом \vec{M} обладает дополнительной энергией ΔE , которая равна

$$\Delta E = -(\vec{M} \vec{H}) = -M_H H \quad (15-1)$$

(M_H — проекция магнитного момента атома на направление поля).

Магнитный момент атома \vec{M} складывается из орбитального магнитного момента \vec{M}_L и собственного магнитного момента \vec{M}_S :

$$\vec{M} = \vec{M}_L + \vec{M}_S \quad (15.2)$$

Значения \vec{M}_L и \vec{M}_S определяются соответственно квантовыми числами L и S .

Наиболее простой случай расщепления спектральных линий наблюдается, когда атом обладает только орбитальным магнитным моментом ($\vec{M}_S = 0$). В этом случае энергетический уровень атома расщепится в магнитном поле на $2L + 1$ равноотстоящих подуровней, что приводит к смещению спектральных линий на величину

$$\Delta \lambda = \Delta m_j \frac{e \lambda^2 H}{4 \pi m c^2} \quad (15.3)$$

Согласно правилу отбора $\Delta m_j = 0, \pm 1$. Поэтому при помещении источника света в магнитное поле спектральные линии расщепляются на три компоненты, из которых средняя ($\Delta m_j = 0$) остается не смещенной, а крайние ($\Delta m_j = \pm 1$) смещаются на величину

$$\Delta\lambda = \frac{e\lambda^2 H}{4\pi mc^2} \quad (15.4)$$

Явление расщепления спектральной линии в магнитном поле на три компоненты называется нормальным эффектом Зеемана.

Зеемановские компоненты спектральной линии поляризованы. Характер поляризации зависит от направления наблюдения. При наблюдении перпендикулярно магнитному полю несмещенная компонента ($\Delta m_j = 0$) линейно поляризована вдоль поля, а смещенные компоненты ($\Delta m_j = \pm 1$) — поляризованы перпендикулярно полю. Если же наблюдение ведется вдоль поля H , то средняя компонента пропадает, а смещенные поляризованы по кругу.

Если собственный момент атома \vec{M}_S отличен от нуля, то спектральная линия при наличии магнитного поля расщепляется на большее число компонент. Имеет место сложный или аномальный эффект Зеемана. Добавочная энергия ΔE атома, смещенного в магнитном поле, в этом случае зависит от полного магнитного момента атома, определяемого квантовым числом J , и равна

$$\Delta E = m_j g \frac{e\hbar}{2mc} H, \quad (15.5)$$

где

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}, \quad (15.6)$$

$m_j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm J$ — магнитное квантовое число, определяет проекцию полного магнитного момента атома \vec{M} на направление поля.

Таким образом, энергетический уровень, характеризуемый квантовыми числами L , S и J , в магнитном поле расщепляется на $2J + 1$ подуровней, причем величина расщепления зависит от

фактора Ланде g . Число компонент, на которое расщепляется спектральная линия и величину смещения $\Delta\lambda$ можно подсчитать по формуле:

$$\Delta\lambda = (m_{j_2} g_2 - m_{j_1} g_1) \frac{e \lambda^2 H}{4\pi m c^2} \quad (15.7)$$

Переходы ограничены правилами отбора: $\Delta m_j = 0, \pm 1$ и $\Delta J = 0, \pm 1$ (причем запрещены переходы $\Delta m_j = \Delta L = 0$).

Для энергетического уровня с $M_S = 0$ фактор Ланде имеет значение $g = 1$, поскольку в этом случае квантовое число $S = 0$ и $J = L$. Поэтому спектральная линия, соответствующая переходу между уровнями с $S = 0$, в магнитном поле расщепляется на три компоненты (см. формулу (15.7) и правила отбора) т.е. наблюдается нормальный эффект Зеемана.

Из опыта и теории следует, что в достаточно сильных магнитных полях для любых спектральных линий имеет место только нормальный эффект Зеемана.

В настоящей работе рассмотрено явление Зеемана в спектре ртути. У атома ртути два валентных электрона. Спин атома принимает два значения $S = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = 0$ и $S = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 1$. В первом случае $J = L$. Этому случаю соответствуют одиночные термы. Во втором случае каждому L соответствуют три возможных значения J (триплеты).

Переходы между одиночными термами дают линии, для которых расщепление обусловлено только орбитальным моментом атома и, следовательно, наблюдается нормальный эффект Зеемана.

Примером такой линии в спектре ртути является желтая правая линия $\lambda = 5791 \text{ \AA}$ (синглет $6^1D_2 - 6^1P_1$). Остальные наиболее яркие линии в спектре ртути: зеленая $\lambda = 5461 \text{ \AA}$ ($7^3S_1 - 6^3P_2$); синяя $\lambda = 4358 \text{ \AA}$ ($7^3S_1 - 6^3P_1$); фиолетовая $\lambda = 4046 \text{ \AA}$ ($7^3S_1 - 6^3P_0$). Эти три линии составляют триплет и

дают сложный эффект Зеемана. Значение g для указанных состояний подсчитано в таблице I.

Таблица I

Состояние	J	m_J	g	$m_J g$
3S_1	1	1 0 -1	2	2 0 -2
3P_0	0	0	-	0
3P_1	1	1 0 -1	3/2	3/2 0 -3/2
3P_2	2	2 1 0 -1 -2	3/2	3 1,5 0 -1,5 -3

Пользуясь этой таблицей и правилом отбора, можно определить, что фиолетовая линия имеет 3, синяя 6 и зеленая 9 компонент.

Интерферометр Фабри-Перо

Зеемановское расщепление спектральных линий очень мало ($\Delta\lambda < 0,5 \text{ \AA}$), поэтому изучение этого явления можно проводить только на спектральном приборе высокой разрешающей силы. В нашей работе для этой цели используется интерферометр Фабри-Перо.

Интерферометр Фабри-Перо (рис. 15.1) состоит из двух параллельных стеклянных или кварцевых пластин, поверхности которых (обращенные друг к другу) плоские с точностью до $0,01 \text{ \AA}$ и покрыты высокоотражающим слоем. Луч, падающий в воздушный промежуток между пластинами, испытывает многократное отражение. Вышедшие лучи (1, 2, 3 и т.д.) когерентны и в фокальной плоскости собирающей линзы дают интерференционную картину. На экране возникает система концентрических колец (полосы равного наклона). Чем больше

число интерферирующих лучей, т.е. чем выше коэффициент отражения отражающих слоев, тем уже и резче интерференционные максимумы.

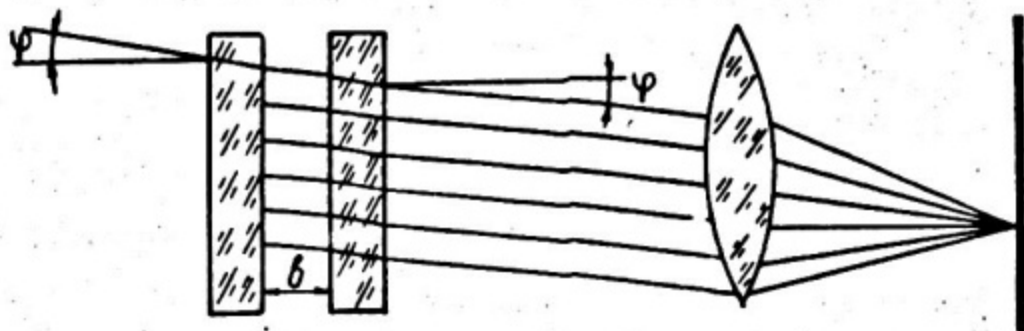


Рис. 15.1

Положение интерференционных максимумов определяется из условия

$$2b \cdot \cos \varphi = k \lambda \quad (15.8)$$

где b — расстояние между пластинами интерферометра, φ — угол падения луча на пластину, k — порядок интерференции. Максимальное значение k соответствует первому кольцу и равно $k_{\text{макс}} = \frac{2b}{\lambda} (\cos \varphi \approx 1)$; чем больше расстояние между пластинами b , тем больше $k_{\text{макс}}$.

Для каждой длины волны λ получается своя система интерференционных колец.

Разрешающая способность интерферометра может быть оценена по формуле:

$$R = \frac{\lambda}{\delta \lambda} = k N \quad (15.9)$$

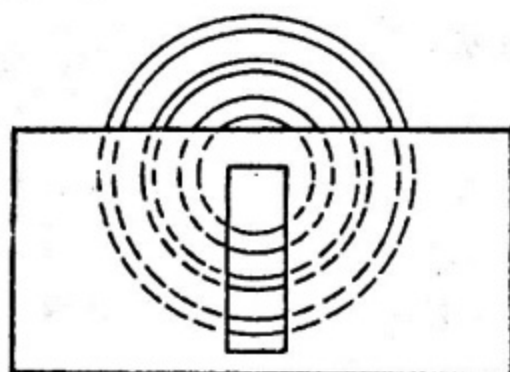
где N — число интерферирующих лучей ($N \approx 20 - 40$); k — порядок интерференции ($k \approx 10^4 - 10^5$).

Высокая разрешающая способность интерферометра Фабри-Перо обусловлена очень высоким значением k . Однако, чем выше порядок интерференции k , тем меньше ширина интерференционных полос и тем меньше должен быть спектральный интервал $\Delta \lambda$ падающего света для того, чтобы интерференционная картина была четкой

(условие размытия интерференционной картины: $\Delta \lambda > \frac{\lambda^2}{2k}$).

Для интерферометра Фабри-Перо допустимая ширина спектрального интервала $\Delta \lambda$ порядка 0,25 Å. Поэтому интерферометр Фабри-Перо обычно соединяют со спектрографом и исследуют структуру отдельных спектральных линий.

Поскольку щель спектрографа выделяет узкий вертикальный пучок, то из колец будут видны только узкие вертикальные столбики (яркие линии спектра ртути), разделенные на ряд горизонтальных полос, соответствующих дугам интерференционных колец. Это показано на рис. 15.2. При наложении магнитного поля каждая



полоса разделяется на три и более полос – это и есть эффект Зеемана.

Рис. 15.2

О п и с а н и е у с т а н о в к и

На рис. 15.3 представлена схема установки для наблюдения эффекта Зеемана. Свет от источника (1) (ртутная лампа ПРК-4, питаемая от генератора УВЧ), находящегося в магнитном поле, проходит через конденсор (2) и попадает на щель (3) спектрографа ИСП-5I, где он проходит через коллиматор (4) и направляется на смонтированный в спектрографе интерферометр Фабри-Перо (5). После этого свет проходит через призмную систему ИСП-5I (6) и попадает в камерный объектив (7), фокусирующий его на фотопластинке или стекле (8) (при визуальном наблюдении с помощью лупы).

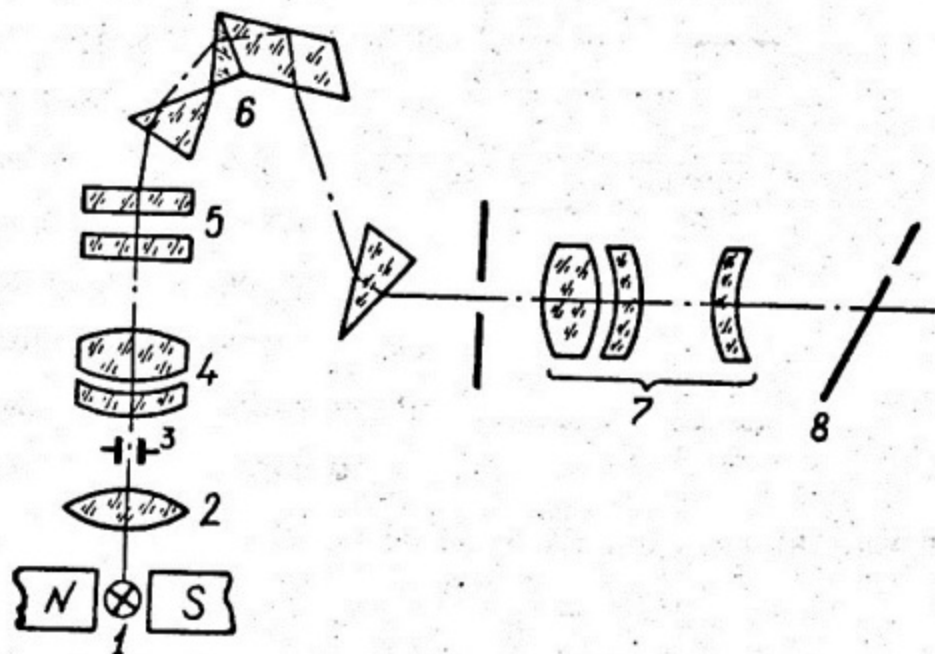


Рис. 15.3

З а д а н и е

1. Включить ртутную лампу и наблюдать с помощью лупы спектр ртути. Найти линии: желтую, зеленую, синюю и фиолетовую (последняя плохо видна).

2. Включить магнитное поле. Подсчитать число компонент желтой (правой), зеленой и синей линий. Вращая лупу с поляридом проверить поляризацию. Зарисовать их при 3-4-х положениях поляриода, изменяя ток в магните.

3. Выключить магнитное поле. Сфотографировать спектр ртути в отсутствие поля. Затем, включив поле, сфотографировать спектр для 4 - 5 значений тока через магнит. Время экспозиции задается лаборантом. Обработать фотопластинку (проявить, отфиксировать, высушить).

4. Высушенную фотопластинку поместить на компаратор и промерить положение компонент А, В, С желтой правой линии в трех интерференционных порядках (рис. 15.4).

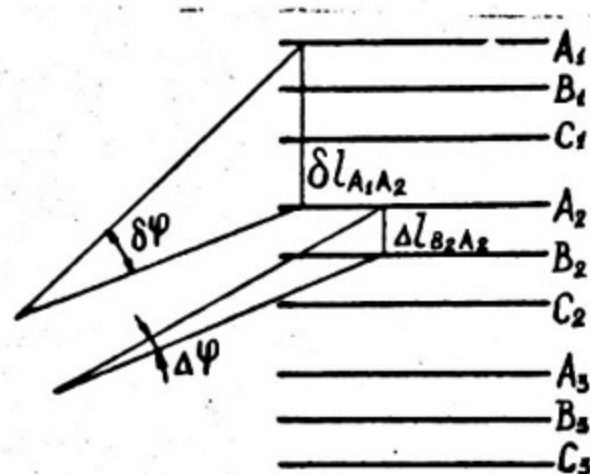


Рис. 15.4

Для каждой линии отметить
показание микрометра компара-
тора, соответствующее совмеще-
нию линий с одним (левым) штри-
хом двойного штриха в окуляре
компаратора. По этим показа-
ниям рассчитать расстояние
между компонентами триплета в
одном порядке Δl и расстояние

между компонентами δl . Их отношение равно:

$$\left(\frac{\Delta l}{\delta l}\right)_{AB} = \frac{\Delta l_{A_2 B_2}}{\delta l_{A_1 A_2}} \quad (15.10)$$

Аналогично вычислить расстояние между компонентами В и С
по формуле

$$\left(\frac{\Delta l}{\delta l}\right)_{BC} = \frac{\Delta l_{B_2 C_2}}{\delta l_{B_1 B_2}} \quad (15.11)$$

Вычислить $\Delta \lambda_{AB}$ и $\Delta \lambda_{BC}$. По этим данным найти среднее
значение $\Delta \lambda$ между средней и крайней линией триплета.

5. Измерения повторить для всех значений тока. Построить
зависимость $\Delta \lambda = f(H)$ и из наклона прямой определить отношение
 $\frac{e}{m}$.

К обработке измерений

Угловое расстояние $\delta \psi$ между соседними максимумами интер-
ференционной картины можно найти, дифференцируя условие макси-
мума (15.8):

$$|\delta \psi| = \frac{\lambda}{2b \sin \psi} \quad (15.12)$$

Угловое расстояние между близкими длинами волн λ и $\lambda + \Delta \lambda$
в одном и том же порядке равно

$$|\Delta \psi| = \frac{k \Delta \lambda}{2b \cdot \sin \psi} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda \operatorname{tg} \psi} \quad (15.13)$$

В (15.13) учтено, что $\frac{\kappa}{b} = \frac{2}{\lambda} \cdot \cos \varphi$.

Значит разность $\Delta \lambda$ можно найти, измерив диаметры колец. Обычно центр колец не виден (как на рис. 15.2), но можно измерить расстояние между соседними кольцами на фотопластинке δl для одной длины волны и расстояние $\Delta \lambda$ между близкими линиями λ и $\lambda + \Delta \lambda$ в одном и том же порядке:

$$\frac{\Delta l}{\delta l} = \frac{\Delta \varphi}{\delta \varphi} \approx 2b \frac{\Delta \lambda}{\lambda^2}; (\cos \varphi \approx 1)$$

Откуда
$$\Delta \lambda = \frac{\Delta l}{\delta l} \cdot \frac{\lambda^2}{2b}$$

Работа 16
ЭЛЕКТРОННЫЙ ПАРАМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС

Введение

Явление электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), открыто Е.К. Завойским в 1944 году. Метод ЭПР дает возможность получить непосредственную и подробную информацию о строении молекул и происходящих в них процессах и поэтому широко используется в современной физической химии. В данной работе на установке, собранной по самой простой схеме, наблюдается явление ЭПР и определяется g -фактор некоторых веществ.

Если пренебречь ядерным магнитным моментом, то магнитные свойства атома определяются орбитальными и спиновыми магнитными моментами электронов, входящих в состав атома.

Усредненный по времени магнитный момент атома равен:

$$M_j = g M_B \sqrt{J(J+1)}$$

где
$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (16.1)$$

($M_B = \frac{e\hbar}{2m_e c}$ - магнетон Бора; L, S, J - квантовые числа, характеризующие состояние атома). Выражение (16.1) называют **м н о ж и т е л е м** (или фактором) Ланде. В магнитном поле каждый энергетический уровень атома расщепляется на $2J + 1$ равноотстоящих подуровней (Зеемановское расщепление). Величина расщепления, в энергетических единицах, равна:

$$\Delta E' = M_B g H m_J \quad (16.2)$$

где m_J - магнитное квантовое число, H - напряженность магнитного поля.

На рис. 16.1 схематически показано расщепление в магнитном

поле уровней ${}^2S_{1/2}$ ($L=0$, $S=1/2$, $J=1/2$) и ${}^2P_{3/2}$ ($L=1$, $S=1/2$, $J=3/2$). Переходы между расщепленными уровнями под

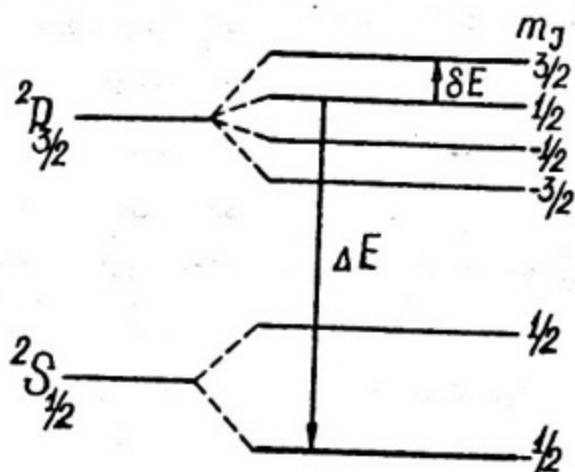


Рис. I6. I

чиняются следующим правилам отбора: возможны только такие переходы, для которых $\Delta L = \pm 1$; $\Delta m_J = 0, \pm 1$. Переходы с изменением квантового числа L , соответствуют поглощению и излучению сравнительно большой энергии ΔE (рис. I6. I) Частота этих квантов лежит в оптическом диапазоне и в резу-

льтате наблюдается расщепление спектральных линий (эффект Зеемана).

Возможны также переходы между подуровнями с одним и тем же квантовым числом L . Поглощаемая и излучаемая при этих переходах энергия δE обычно значительно меньше ΔE (рис. I6. I). Поэтому частота соответствующих квантов лежит в радиодиапазоне. Из (I6.2) и правила отбора $\Delta m_J = 0, \pm 1$ следует, что энергия таких квантов определяется из соотношения:

$$h\nu = \delta E = \mu_B g H \quad (I6.3)$$

Спонтанные электромагнитные переходы между подуровнями одного и того же уровня запрещены правилами отбора (малопероятны). Такие переходы могут осуществляться под влиянием внешнего электромагнитного излучения, энергия квантов которого равна энергии расщепления подуровней, т.е. при резонансе. Явления поглощения энергии волны частоты ν при наложении на образец постоянного магнитного поля, удовлетворяющего условию (I6.3) называется электронным парамагнитным резонансом (ЭПР).

Величина ν , а также форма и ширина линий поглощения могут дать ценную информацию о строении молекул или кристаллов.

В большинстве случаев парамагнитные частицы, исследуемые методом ЭПР не являются свободными атомами. Внешние электроны атомов находятся в сильных электрических полях кристаллической решетки или окружающих атомов молекулы. Наличие этих полей может повлиять на величину Зеемановского расщепления. В кристаллической решетке анизотропные внутренние поля приводят к анизотропии g -фактора. Поэтому g -фактор получается различным при разных ориентациях кристалла относительно магнитного поля.

О п и с а н и е у с т а н о в к и

Как видно из выражения (16.3), частота волны, при которой наблюдается поглощение, линейно зависит от магнитного поля. Наблюдение ЭПР можно осуществить при небольших полях на сравнительно длинных радиоволнах. Например, в магнитном поле напряженностью $H = 25$ э поглощение должно наблюдаться на длине волны $\lambda = 4,2$ м.

Интенсивность поглощения растет с увеличением частоты. Поэтому наблюдение ЭПР обычно ведут в области сантиметровых волн. В данной работе поглощение наблюдается в трехсантиметровом диапазоне длин волн.

Техника генерирования и передачи сантиметровых волн существенно отличается от техники генерирования и передачи длинных радиоволн. Если длина провода, передающего энергию волны сравнима с длиной волны, провод начинает сильно излучать. Поэтому передать энергию сантиметровых волн с помощью проводов невозможно. Передача энергии сантиметровых волн осуществляется с помощью полых металлических труб - волноводов, чаще всего прямоугольного сечения, или коаксиальных кабелей.

Для генерации сантиметровых волн потребовался бы контур с очень малой емкостью C и индуктивностью L , так как частота генерируемых колебаний определяется соотношением:

$$\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{2LC}} \quad (16.4)$$

Контур для сантиметровых волн должен состоять из двух пластин небольшой площади, соединенных одним витком индуктивности (рис. 16.2а). Такой контур будет настолько сильно излучать, что осуществить генерацию колебаний требуемой мощности с его помощью невозможно. Поэтому в области сверхвысоких частот (СВЧ) в

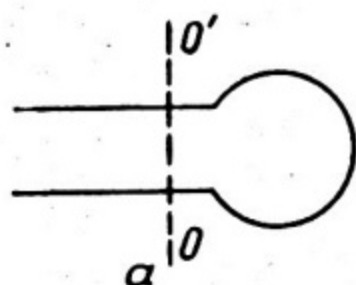
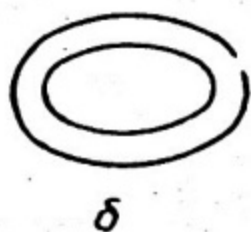


Рис. 16.2



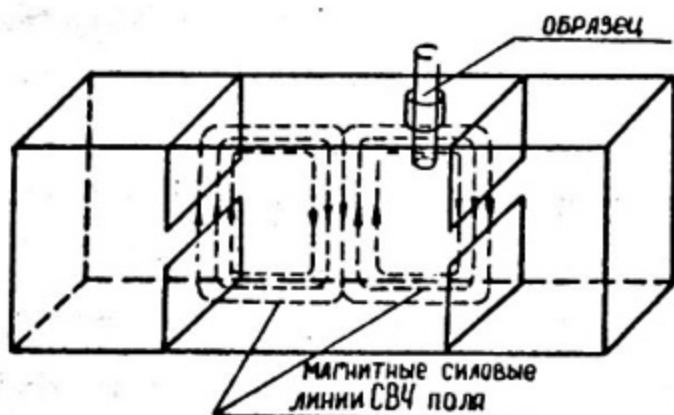
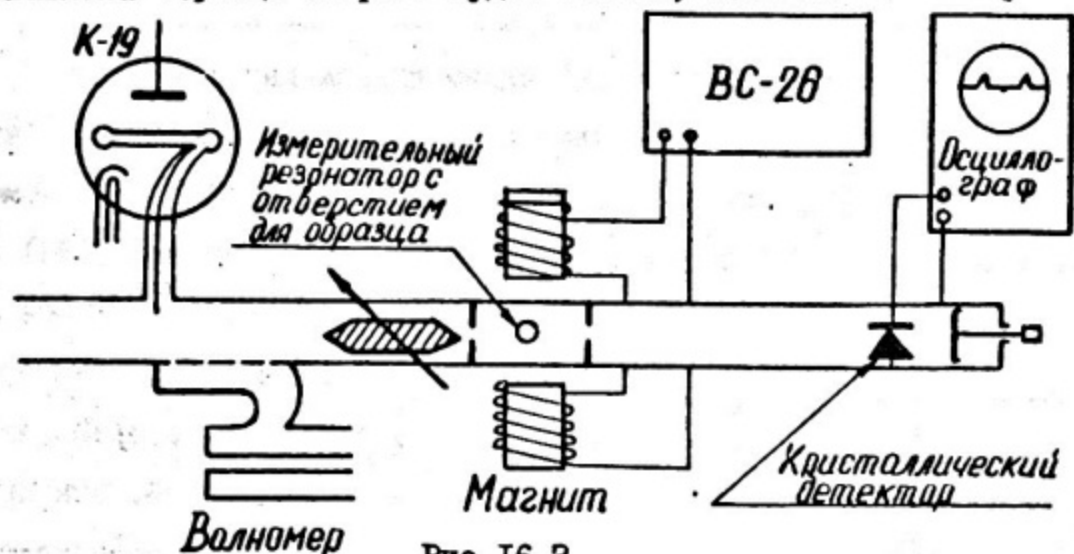
качестве контуров используют резонаторы. Резонатор представляет собой, как правило, металлическую полость, в которой

возбуждаются электромагнитные колебания. Например, вращением контура вокруг оси OO' , проходящей через емкость (рис. 16.2а) можно получить тороидальный резонатор, подобный которому используется в клистронных генераторах (рис. 16.2б).

В данной работе для генерации СВЧ-колебаний используется отражательный клистрон. Емкостная часть резонатора клистрона выполнена в виде сеток, которые пронизывает пульсирующий электронный поток. Если частота пульсаций совпадает с собственной частотой резонатора, в нем возбуждаются колебания, энергия которых вводится через отрезок коаксиальной линии. Внутренний проводник коаксиальной линии сделан длиннее наружного цилиндра и служит антенной, возбуждающей колебания в волноводе (рис. 16.3). В волноводе имеются две прямоугольные диафрагмы, пространство

между которыми образует измерительный резонатор (рис. I6-4).

В пучности магнитного СВЧ поля помещается образец, в котором предполагается наблюдать ЭПР. Напряженность СВЧ поля в резонаторе гораздо больше, чем в волноводе, поэтому величина поглощенной в образце энергии будет больше, если помещать образец



в резонаторе, а не в волноводе. Измерительный резонатор помещен между полюсами электромагнита, поле которого может меняться в широких пределах.

СВЧ энергия, излученная резонатором через выходную диафрагму попадает на кристаллический детектор. Перемещая поршень на конце волноводной секции, добиваются, чтобы кристаллический де-

тектор оказался в пучности СВЧ поля. Сигнал с кристаллического детектора поступает на вход осциллографа.

Для измерения длины волны СВЧ колебаний служит волномер. Волномер представляет из себя отрезок короткозамкнутой коаксиальной линии, длина которой может меняться. Когда на длине волномера укладывается целое число полуволн $\lambda/2$, наступает резонанс, мощность отсасываемая волномером из волновода увеличивается, это приводит к уменьшению мощности оставшейся в волноводе. Поэтому прибор "индикатор СВЧ мощности в волноводе" в момент настройки волномера на резонанс покажет минимум отклонения.

Перемещая закорачивающий поршень волномера, можно добиться резонанса дважды, при этом длина волномера изменится на $\lambda/2$ (рис. 16.5). Разность отсчетов по шкале и микрометрическому винту

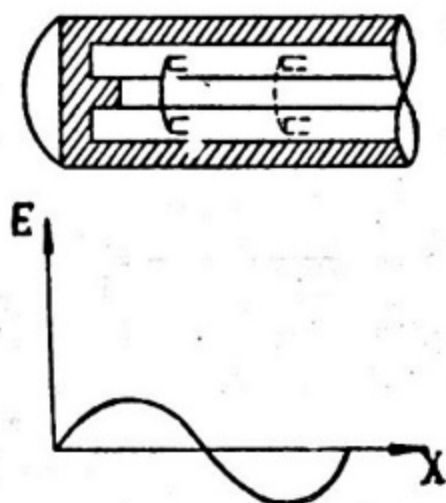


Рис. 16.5

для моментов резонанса, очевидно, равна $\lambda/2$.

Для наблюдения сигнала ЭПР в данной работе используется метод модулированного магнитного поля. Кристаллический детектор выпрямляет СВЧ и на его выходе получается постоянный ток, который можно измерить микроам-

перметром. Когда магнитное поле достигает резонансного значения образец в резонаторе начинает интенсивно поглощать мощность и показания микроамперметра уменьшаются. Однако это уменьшение очень невелико и его зарегистрировать трудно. Легче усилить и регистрировать переменные напряжения.

Если поглощение будет повторяться периодически, его можно

будет наблюдать с помощью осциллографа. Для осуществления периодически повторяющегося поглощения СВЧ мощности образцом, на постоянную слагающую магнитного поля накладывается переменная с частотой 50 гц небольшой амплитуды (рис. I6.6). При значении магнитного поля $H_{рез}$, удовлетворяющего условию (I6.3), которое повторяется дважды за период, интенсивность поглощения СВЧ мощности образцом резко возрастает. Таким образом, сигнал поглощения возникает дважды за период 50 гц колебания. Периодически возникающий сигнал поглощения наблюдается на экране осциллографа.

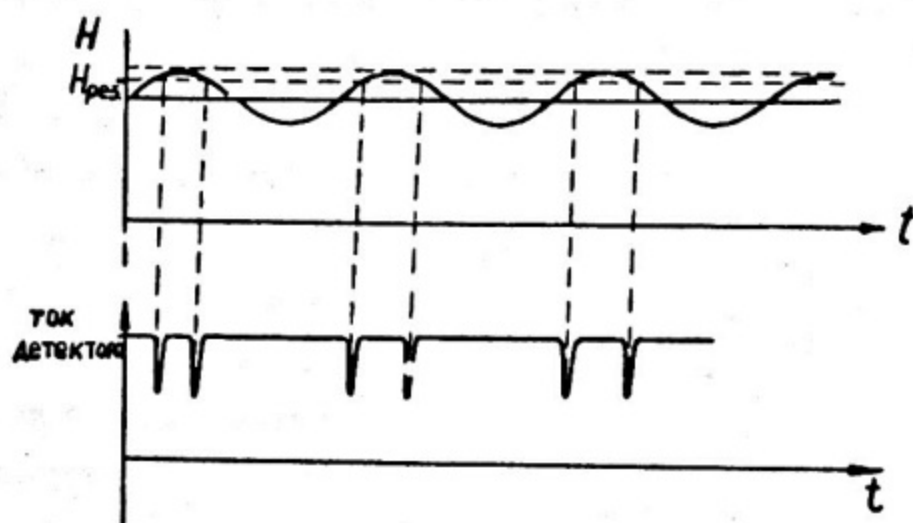


Рис. I6.6

Для определения Q - фактора необходимо найти значение магнитного поля, при котором наступает резонанс.

В установке I измерение $H_{рез}$ производится следующим образом.

Меняя величину постоянного магнитного поля, можно перемещать сигналы на экране осциллографа. Если сигналы расположены на равном расстоянии друг от друга, $H_{рез}$ совпадает с величиной постоянной слагающей магнитного поля (силовная горизонтальная прямая). Постоянное магнитное поле определяется по графику зависимости магнитного поля от постоянного тока, текущего через электромагнит.

В установке 2 используется прибор Е II-2, который служит для измерения магнитного поля. Для этого в нем используется явление ядерного магнитного резонанса ЯМР. Явление ЯМР аналогично явлению ЭПР с той разницей, что источником сигналов служат ядра того или иного вещества, имеющие магнитный момент отличный от нуля. Если для ядра известен g - фактор, то измерив частоту радиочастотного поля, при которой наблюдается поглощение, можно определить значение $H_{рез}$.

З а д а н и е

Измерить резонансную длину волны λ и g - фактор для медного купроса и для кристалла ДФП. Наблюдение ЭПР возможно только с хорошо отрегулированной аппаратурой, работа с которой требует некоторого навыка. Поэтому рекомендуется строго соблюдать указанный ниже порядок измерений и манипулировать только теми переключателями и ручками на приборах, которые указаны в "порядке выполнения работы".

Установка I

Порядок выполнения работы.

1. Включить клистронный генератор. Для этого в блоке источник питания тумблер "эквивалент клистрона" - "клистрон" поставить в положение "эквивалент клистрона" и включить тумблер в сеть.

2. Включить осциллограф, отрегулировать яркость и фокусировку луча, сбалансировать осциллограф (см. Приложение к работе I).

3. Перевести тумблер "эквивалент клистрона" - "клистрон" в положение "клистрон". При этом стрелка прибора, индикатор мощности в волноводе должна отклониться.


Дать прогреться клистронному генератору в течение 15 минут.

4. Осторожно вставить образец в отверстие измерительного резонатора.

5. Убедиться, что на кристаллическом детекторе выделяется достаточная мощность СВЧ - колебаний. Для этого ручку "вход"

осциллографа перевести в положение  . При этом осцилло-

граф регистрирует как переменную, так и постоянную слагающую поступающего на него напряжения. Поворачивая ручку "вольт/см", добиться появления горизонтальной линии на экране. Оценить напряжение на входе осциллографа. Если оно меньше 0,1 В подстроить клистронный генератор. Поворачивая ручку "установка частоты" на блоке "клистронный генератор", получить максимальное отклонение горизонтальной линии на экране осциллографа.

6. Перевести в осциллографе ручку "вход" в положение  . При этом осциллограф регистрирует только переменную слагающую подаваемого на него напряжения. Ручку "вольт/см" поставить в положение 0,002 соответствующее максимальному усилению.

7. Включить стабилизированный выпрямитель ВС-26 питающий магнит.

8. Включить в сеть ЛАТР, питающий модуляционные катушки. Ручку ЛАТРа поставить на деление 30в.

9. Регулируя постоянный ток магнита, добиться появления сигнала на экране осциллографа. Усиление осциллографа должно быть при этом максимальным.

10. Отрегулировать частоту развертки так, чтобы на экране было видно четыре пика поглощения.

11. Меняя постоянное магнитное поле, добиться одинакового расстояния между пиками.

При этом изменение амплитуды модуляции магнитного поля не приводит к перемещению пиков на экране осциллографа.

12. Измерить ток, текущий через магнит; по графику определить величину магнитного поля.

13. Измерить длину волны клистронного генератора. Для этого, вращая ручку "волномер" добиться резонанса при двух положениях закорачивающего поршня. Измерить расстояние между этими положениями поршня по шкале и барабану микрометрического винта. Оно равно $\frac{\lambda}{2}$ (см. рис. 16.5). Произвести измерения три раза.

14. По формуле

$$g = \frac{2\pi h c}{m v} \cdot \frac{1}{\lambda H}$$

вычислить g - фактор различных образцов.

Лучше измерения начинать для порошка ДФПГ, а затем определить g для кристалла медного купороса.

Поворачивая кристалл медного купороса, определить для него минимальное и максимальное значение g - фактора.

Установка 2

Порядок выполнения работы.

1. Включить клистронный генератор. Для этого в блоке ГС-624 включить тумблер "сеть". При этом в окошке "волномер" должна загореться осветительная лампочка. Клистронный генератор для нормальной работы должен прогреваться в течение 20 минут.

2. Включить измеритель магнитной индукции Е II-2 тумблером "сеть". Прибор Е II-2 служит для измерения магнитного поля. Частота радиочастотного поля определяется по вращающейся шкале в верхней средней части прибора Е II-2 и по прилагаемому графику переводится в величину магнитной индукции.

3. Включить осциллограф. После прогрева осциллографа сбалансировать его. Осциллограф имеет два входа, каждый из которых по отдельности может подключаться к усилителю. На вход U_I подается сигнал ЭПР, на вход U_{II} - сигнал ЯМР. Переключателем входа соединить усилитель осциллографа с входом U_I .

4. После 20 мин. прогрева ГС-624 убедиться в наличии СВЧ генерации. Для этого тумблер "волномер-термистор" перевести в положение "термистор" и ручкой "отражатель" добиться максимальных показаний микроамперметра на лицевой панели ГС-624. После этого тумблер снова перевести в положение "волномер".

5. Включить стабилизированный выпрямитель ВС-26, питающий электромагнит. Включить в сеть вилку трансформатора, питающего модуляционные катушки.

6. Вставить в отверстие резонатора образец с ДФПГ.

7. Меняя постоянное магнитное поле ручкой "плавно" на лицевой панели ВС-26 добиться появления сигнала ЭПР на экране осциллографа.

8. На второй вход осциллографа U_{II} подается сигнал ЯМР. Переключить вход осциллографа на U_{II} . Плавно регулируя частоту радиочастотного поля ручкой "частота" на Е II-2, добиться появления сигнала ЯМР на экране. Регулируя частоту радиочастотного поля установить сигнал ЯМР на одной вертикали с сигналом ЭПР. При этом резонанс ядерный и парамагнитный наблюдается в один

и тот же момент времени и, следовательно, при одном и том же магнитном поле.

9. Записать деления подрежной шкалы В II-2, и перевести эти показания в величину магнитного поля по графику.

10. Определить частоту СВЧ поля. Для этого вращать ручку "волномер" на лицевой панели ГС-624 до тех пор, пока волномер не будет настроен в резонанс с поступающими в него колебаниями электромагнитного поля. При этом стрелка микроамперметра резко отклонится вправо. Настроить волномер на максимум показаний микроамперметра. Записать показания шкалы волномера и по графику перевести эти показания в частоту.

11. Определить Q - фактор ДФПГ.

12. Вынуть образец с ДФПГ из резонатора и вставить в него образец с медным купоросом. Повторить манипуляцию пунктов 7-11 определить Q - фактор медного купороса. (Чувствительность этой установки низкая, поэтому слабый сигнал медного купороса обнаружить не всегда удастся).

П р и м е ч а н и е: Q - фактор медного купороса больше, чем ДФПГ. Поэтому ЭПР наблюдается при меньших магнитных полях. Поэтому для отыскания сигнала надо манипулировать двумя ручками ВС-26 "грубо" и "плавно". Сигнал медного купороса шире и соответственно меньше, чем ДФПГ. Поэтому отыскание его требует хорошо отлаженной установки и некоторого искусства.

Подписано к печати 25.УІ-75г. Формат 60 x 84 I/I6

Объем 10,5 п.л. Заказ 955. Тираж 1300

Типография МИФИ, Каширское шоссе, д. I