

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ  
імені В.Н. КАРАЗІНА**

**ФІЗИЧНИЙ ФАКУЛЬТЕТ  
КАФЕДРА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ ФІЗИКИ**

**ФІЗИЧНИЙ ПРАКТИКУМ  
З ФІЗИКИ АТОМА**

**для студентів фізичного факультету**

**ХАРКІВ – 2016**

## СОДЕРЖАНИЕ

1. <b>ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №1.</b> Определение числа Авогадро с помощью рентгено-структурного измерения постоянной кристаллической решетки .....	3
2. <b>ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №3.</b> Закон Мозли.....	15
3. <b>ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №4.</b> Изучение поглощения рентгеновских лучей в веществе. Определение энергии ионизации K-уровня .....	22
4. <b>ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №6.</b> Дифракция электронов.....	36
5. <b>ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №8.</b> Эффект Зеемана.....	44
6. <b>ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 9.</b> Определение собственного магнитного момента электрона методом парамагнитного резонанса .....	55
7. <b>ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 9-а.</b> Определение магнитного момента протона методом ЯМР (ядерного магнитного резонанса).....	68
8. <b>ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №10.</b> Ознакомление с работой счетчика Гейгера-Мюллера.....	73
9. <b>ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 20.</b> Определение постоянной Планка по коротковолновой границе сплошного рентгеновского спектра (метод изохромат).....	90
10. <b>ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 26.</b> Изучение спектра атомарного водорода. Определение постоянной Ридберга и постоянной Планка.....	100
11. <b>ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 33.</b> Изучение законов теплового излучения. Определение постоянной Стефана-Больцмана .....	109
<b>12. ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ ПОДГОТОВКИ СТУДЕНТОВ К ВЫПОЛНЕНИЮ И СДАЧЕ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ ПО ФИЗИКЕ АТОМА .....</b>	<b>124</b>
13. <b>Список рекомендованной литературы.....</b>	<b>128</b>

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА АВОГАДРО С ПОМОЩЬЮ РЕНТГЕНО-СТРУКТУРНОГО ИЗМЕРЕНИЯ ПОСТОЯННОЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ

Одним из важнейших применений рентгеновских лучей является использование их для структурного анализа, т.е. определения строения кристаллов по изучению интерференционных картин, полученных при рассеянии рентгеновских лучей электронами атомов узлов решетки. Разберемся в сущности этого вопроса. Явление, возникшее при прохождении рентгеновских лучей через кристалл, можно объяснить с двух точек зрения: Лауэ (1912 г.) и Вульфа-Бреггов (1913-1914 гг.). Лауэ рассматривал эти явления как результат дифракции рентгеновских лучей на узлах трехмерной кристаллической решетки и так истолковал фотоснимки, полученные его сотрудниками Фридрихом и Книппингом. Обозначим через  $a$ ,  $b$ ,  $c$  длины трех ребер элементарного параллелепипеда (элементарной ячейки), или иначе говоря, периоды идентичности вдоль трех его осей; и через  $\varphi_0$ ,  $\psi_0$ ,  $\chi_0$  углы этих осей с падающим лучом; направления, по которым могут наблюдаться дифракционные максимумы, пусть определяются углами  $\varphi$ ,  $\psi$ ,  $\chi$  (между направлениями дифрагированных лучей и осями); длину волны рентгеновских лучей обозначим через  $\lambda$ . Для появления дифракционных максимумов должны удовлетворяться три уравнения

$$\begin{aligned} a(\cos \varphi - \cos \varphi_0) &= n_1 \lambda \\ b(\cos \psi - \cos \psi_0) &= n_2 \lambda \\ c(\cos \chi - \cos \chi_0) &= n_3 \lambda \end{aligned} \quad (1)$$

где  $n_1, n_2, n_3$  – целые числа, равные  $0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$  и т.д.

Г.В. Вульф (профессор МГУ (1863-1925 гг.)) и Брэгги (отец и сын) рассматривали кристалл как совокупность параллельных, расположенных на одинаковом расстоянии друг от друга плоскостей, образованных атомами узлов решетки (так называемых плоских сеток). Рентгеновские лучи, входя в кристалл на некоторую глубину, отражаются от системы таких параллельных плоскостей. Но отраженные и идущие по одному направлению лучи с одной

и той же длиной волны должны интерферировать между собой. Пусть кристалл, на который падают рентгеновские лучи, не слишком мал (не меньше  $10^{-5}$  см) – в таком случае мы будем иметь взаимодействие лучей, отраженных сразу от очень большого числа таких плоских сеток. Тогда, как показывает теория этого явления, отраженный пучок рентгеновских лучей будет иметь заметную интенсивность только при том условии, что разность хода лучей, отраженных двумя соседними сетками, составит целое число длин волн.

Произведя несложные тригонометрические расчеты, мы можем это условие написать в виде уравнения Вульфа-Брэгга

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (2)$$

В этом уравнении  $d$  означает расстояние между двумя соседними плоскими сетками (атомными плоскостями);  $\theta$  – так называемый угол скольжения, образованный направлением падающих лучей с отражающей плоскостью;  $n = 1, 2, 3, \dots$  – так называемый порядок отражения.

Можно показать, что уравнения (1) и (2) полностью эквивалентны. Этого и следовало ожидать, так как в обоих случаях речь идет об одном и том же физическом явлении. Из уравнений (1) и (2) видно, что в случае неподвижного монокристалла, освещаемого пучком параллельных рентгеновских лучей с длиной волны  $\lambda$ , условия возникновения интерференционных максимумов могут быть удовлетворены лишь случайно, как бы в виде исключения. Действительно, в данном случае в уравнении (2) уже заданы все величины:  $\lambda, d$  и  $\theta$ . Что касается до трех уравнений (1), то в рассматриваемом случае заданы:  $\lambda, a, b, c, \varphi_0, \psi_0, \chi_0$ . На первый взгляд может показаться, что в трех уравнениях (1) остались только три неизвестных, что указывает на полную возможность совместного решения уравнений. Но на самом деле неизвестные  $\varphi, \psi, \chi$  зависимы друг от друга. В случае кристаллов кубической, а также тетрагональной и ромбической систем эта зависимость выражается таким уравнением:

$$\cos^2 \varphi + \cos^2 \psi + \cos^2 \chi = 1, \quad (3)$$

так что для трех неизвестных мы уже будем иметь четыре уравнения, которые, вообще говоря, будут несовместимы и не имеют общего решения.

Таким образом, для уверенного получения интерференционных максимумов надо реализовать на практике возможность непрерывного изменения по крайней мере одной величины (сверх искомых  $\varphi$ ,  $\psi$ ,  $\chi$ ), входящей в уравнения. В способе Лауэ такой не жестко заданной величиной будет длина волны  $\lambda$ , так как он применил для своего опыта сплошной рентгеновский спектр, заключающий в себе некоторый диапазон длин волн.

Если же длина волны  $\lambda$  жестко задана (лучи монохроматичны), то для получения максимумов надо вращать или качать монокристалл, давая таким образом углу  $\theta$  (или  $\varphi_0$ ,  $\psi_0$ ,  $\chi_0$ ) возможность принимать непрерывный ряд значений (метод вращения кристалла).

Другая возможность получить дифракционные максимумы в случае монохроматического рентгеновского излучения – это применить не монокристалл, а поликристаллический образец, состоящий из множества хаотически расположенных очень мелких кристалликов – способ порошков (метод Дебая-Шерера).

Пусть узкий пучок приблизительно параллельных между собой рентгеновских лучей падает на образец 1 (рис. 2) – тонкий столбик, спрессованный из мелкокристаллического порошка и т.п. Если кристалликов на пути лучей очень много и расположены они хаотически, то лучи непременно встретят хотя бы один кристаллик, атомные плоскости которого образуют с направлением падающих лучей такой угол  $\theta$ , что будет выполняться условие Вульфа-Брэггов (2). От такой серии плоскостей будет иметь место интерференционное отражение.

Величина  $d$ , входящая в уравнение (2), является функцией ребер элементарной ячейки  $a$ ,  $b$ ,  $c$  (рис. 1) и координатных углов  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ . Так, в простейшем случае кубической решетки

$$d = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}, \quad (4)$$

где  $h$ ,  $k$ ,  $l$  – целые числа, которые служат для определения положения семейства параллельных плоскостей в пространственной решетке и называются **индексами Миллера**. Их величины обратны величинам отрезков, отсекаемых атомной плоскостью на кристаллографических осях координат. Эти оси проводятся параллельно ребрам элементарной ячейки, причем начало координат обычно выбирают в левом нижнем углу передней грани элементарной ячейки.

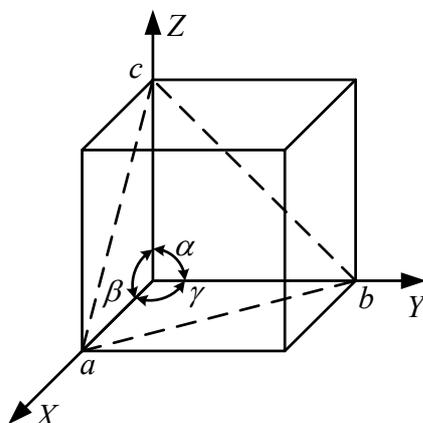


Рис. 1

Индекс Миллера можно ввести следующим образом. Пусть кристаллографическая плоскость отсекает на осях координат отрезки  $p$ ,  $q$ ,  $r$ . Тогда уравнение этой плоскости в отрезках запишется так:

$$\frac{x}{p} + \frac{y}{q} + \frac{z}{r} = 1, \quad (5)$$

( $p$ ,  $q$ ,  $r$  выражены в единицах  $a$ ,  $b$ ,  $c$  соответственно)

Если привести все члены уравнения к общему знаменателю и освободиться от него, то уравнение плоскости приведет к виду:

$$hx + ky + lz = D. \quad (6)$$

Коэффициенты при  $x$ ,  $y$  и  $z$  в этом уравнении кристаллографической плоскости и есть индексы Миллера. Не трудно видеть, что параллельные

друг другу кристаллографические плоскости имеют одни и те же индексы Миллера.

Знание индексов Миллера позволяет записать выражения для межплоскостных расстояний  $\alpha$  и в случае более сложных кристаллических решеток, чем кубическая. Можно показать, что для ромбической системы справедливо

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{h}{a}\right)^2 + \left(\frac{k}{b}\right)^2 + \left(\frac{l}{c}\right)^2}}, \quad (7)$$

а для гексагональной системы:

$$\frac{1}{d^2} = \frac{4}{3} \frac{h^2 + hk + k^2}{a^2} + \frac{l^2}{c^2}. \quad (8)$$

Определив величины межплоскостных расстояний для различных семейств плоскостей можно определить величины  $a$ ,  $b$ ,  $c$  и  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ , и тем самым, построить элементарную ячейку кристалла.

Из описанных выше трех методов структурного анализа самое широкое распространение получил используемый в настоящей работе **метод Дебая-Шерера**. Он позволяет исследовать структуру мелкокристаллических образцов, каковыми являются многие кристаллические вещества в природе, а также применяемые в технике металлы и т.п. Рассмотрим подробнее практическое использование этого метода. Вернемся к рис. 2. Освещаемый монохроматическим пучком рентгеновских лучей с длиной волны  $\lambda$  исследуемый образец 1, обычно имеет объем около  $1 \text{ мм}^3$  и содержит очень много мелких хаотически ориентированных кристалликов. Как уже указывалось выше, для семейства параллельных плоскостей с индексами  $h$ ,  $k$ ,  $l$  всегда найдутся такие ориентации кристалликов, для которых будет справедливо

$$2d_{hkl} \sin \theta = n\lambda$$

Лучи, отраженные от таких кристалликов, образуют интерференционные максимумы в направлении, составляющем угол  $2\theta$  с падающим лучом.

Легко видеть, что при этом отраженные лучи будут образовывать поверхность конуса с углом при вершине  $4\theta$ , ось которого совпадает с направлением первичного пучка. Различным значениям индексов  $h, k, l$  будут отвечать различные значения  $d_{hkl}$  и соответственно различные значения  $\theta$ . Так что, пространственная картина интерференционных максимумов будет представлять собой семейство конических поверхностей с общей осью (падающий пучок лучей) и различными углами  $4\theta$  при вершине. Если на пути падающих лучей, нормально к ним, недалеко от образца, расположить плоскую фотопленку, то отраженные лучи оставят на ней след в виде концентрических колец. Если же образец окружить цилиндрической узкой фотопленкой так чтобы образец оказался на оси цилиндра, то следы отраженных лучей образуют на такой пленке систему дуг (колец), образованных пересечением конических поверхностей с цилиндром (пленкой).

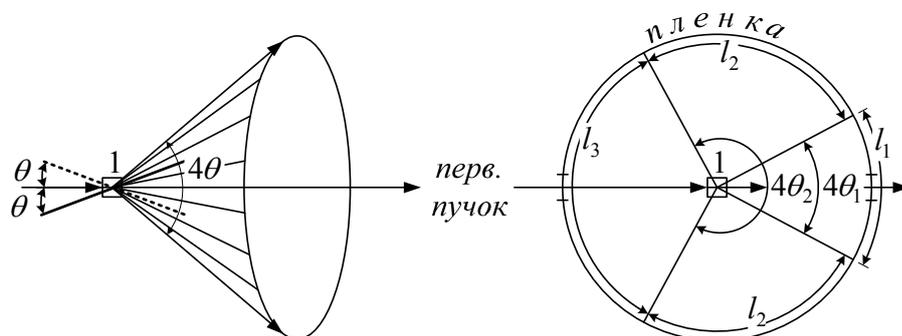


Рис. 2

На рис. 3 представлен пример рентгенограммы, полученной таким способом от образца из алюминия в медном излучении  $\lambda_{\text{Cu}\alpha_1} = 1,5405 \text{ \AA}$ .

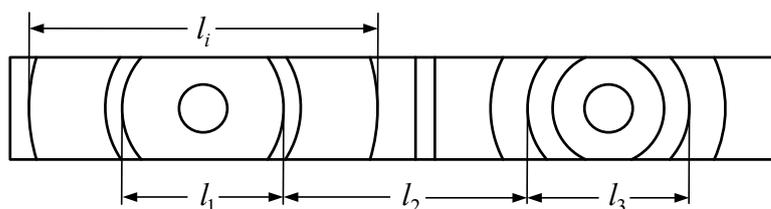


Рис. 3

Для определения углов  $\theta$  нужно знать радиус камеры  $R$  (радиус цилиндра, образованного пленкой). Этот радиус можно найти следующим

образом. Как легко видеть на рис. 3, длина окружности, образованной пленкой, равна  $L = l_1 + 2l_2 + l_3 = 2\pi R$ , где  $l_1$  и  $l_3$  – диаметры каких-либо произвольных колец на пленке, а  $l_2$  – расстояние между их внутренними краями, следовательно

$$R = \frac{L}{2\pi} = \frac{1}{2\pi}(l_1 + 2l_2 + l_3).$$

Зная  $R$  и измерив расстояние  $l_i$  между симметричными линиями на пленке (диаметры колец), можно определить интерференционные углы  $\theta_i$  (в радианах), отвечающие этим линиям. Например, для первой линии  $\theta_1 = \frac{l_1}{4R}$  и т.д.

После снятия рентгенограммы необходимо расшифровать её, т.е. определить индексы плоскостей, соответствующих данным интерференционным максимумам и рассчитать постоянные решетки кристалла  $a$ ,  $b$ ,  $c$ .

В общем случае для решетки с малой симметрией (триклинная, моноклинная система) эта задача представляет большие трудности. Проще всего она решается для кристаллов кубической системы. В этом случае, как мы видели, справедливо выражение (4) и, следовательно, уравнение Вульфа-Брэггов будет иметь вид

$$2a \sin \theta = \lambda \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}; \quad n = 1, \quad (9)$$

отсюда можно найти постоянную решетки:

$$a = \frac{\lambda \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}{2 \sin \theta}. \quad (10)$$

Если кубическая решетка простая, т.е. атом находится только в вершинах куба, то отражения будут наблюдаться от всех плоскостей. В этом случае минимальный угол отражения будет давать плоскость (100) или, что то же (010) или (001). Затем, в порядке возрастания углов, будут наблюдаться отражения от плоскостей (110), (111), (210) и т.д. Следовательно, в таком же порядке будут расположены соответствующие максимумы на

рентгенограмме. Можно показать (см. ниже), что отношения синусов углов последовательных интерференционных максимумов в этом случае равны:

$$\sin \theta_1 : \sin \theta_2 : \sin \theta_3 : \sin \theta_4 = 1 : \sqrt{2} : \sqrt{3} : 2 \quad (11)$$

Более сложные рентгенограммы получаются от кубических гранецентрированных и объемноцентрированных решеток, см. рис. 4.

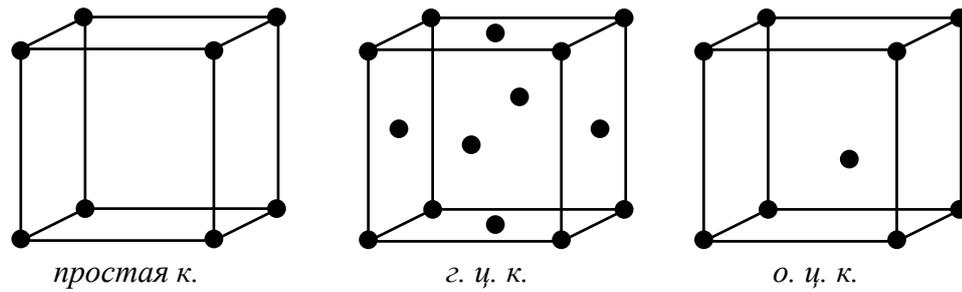


Рис. 4

Для этих кристаллов часть отражений погашается. В гранецентрированной решетке будут наблюдаться лишь отражения от таких плоскостей, у которых все три индекса  $(h, k, l)$  одинаковой четности. В объемноцентрированной решетке отражения дают только те плоскости, для которых сумма индексов четная, т.е.  $h + k + l = 2n$ . Таким образом, отношения синусов углов последовательных интерференционных максимумов для гранецентрированной решетки равны:

$$\sin \theta_1 : \sin \theta_2 : \sin \theta_3 : \sin \theta_4 : \sin \theta_5 : \sin \theta_6 = \sqrt{3} : 2 : \sqrt{8} : \sqrt{11} : \sqrt{12} : \sqrt{16}, \quad (12)$$

а для объемноцентрированной решетки будет:

$$\sin \theta_1 : \sin \theta_2 : \sin \theta_3 : \sin \theta_4 : \sin \theta_5 : \sin \theta_6 = \sqrt{2} : 2 : \sqrt{6} : \sqrt{8} : \sqrt{10} : \sqrt{12}. \quad (13)$$

Сопоставляя отношения (11), (12), (13) с полученными экспериментально можно определить тип кубической решетки.

Большую определенность и однозначность в определении типа кубической решетки нам дает такой способ. Из выражения (10) следует, что

$$\sin \theta = \frac{\lambda}{2a} \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}.$$

Если построить график, откладывая на оси абсцисс значения  $\lambda/a$ , а на оси ординат  $\sin \theta$ , то это уравнение (при заданных

значениях  $h, k, l$ ) изобразится прямой, проходящей через начало координат. Семейство таких прямых (для различных комбинаций  $h, k, l$ ) построено на приложенном для выполнения работы графике (рис. 5). Имея такой график, можно из полученных путем измерения на снимке значений  $\sin \theta_i$  найти индексы  $h, k, l$  каждой из плоскостей, в результате отражения от которых получились линии на снимке. Если известна величина  $\lambda$  (которую задает материал), то этот же график позволяет получить также приближенное значение постоянной кубической решетки  $a$ . Для этих целей график используют следующим образом. На узкой (около 2 см) полоске миллиметровой бумаги отмечают (см. рис. 5) черточками, перпендикулярными длине полоски, значения  $\sin \theta_i$  (точность – 3 десятичных знака) в том же масштабе, который выбран для значений  $\sin \theta$  на графике. Черточки эти должны быть различной длины, сообразно интенсивности той или иной линии снимка (достаточно брать три градации: яркая, средняя, слабая). Все эти штрихи должны непременно доходить до правого края полоски (если расположить её в вертикальном положении, так чтобы  $\theta_i$  возрастали кверху). Этот правый край должен быть обрезан как можно ровнее. Передвигая полоску вправо-влево, графика, а сама полоска все время оставалась бы строго параллельной оси ординат, добиваются того, чтобы правые концы всех наиболее длинных штрихов (соответствующих наиболее ярким линиям снимка, которые образованы  $\alpha$ -интерференциями) одновременно пересеклись с прямыми графика.

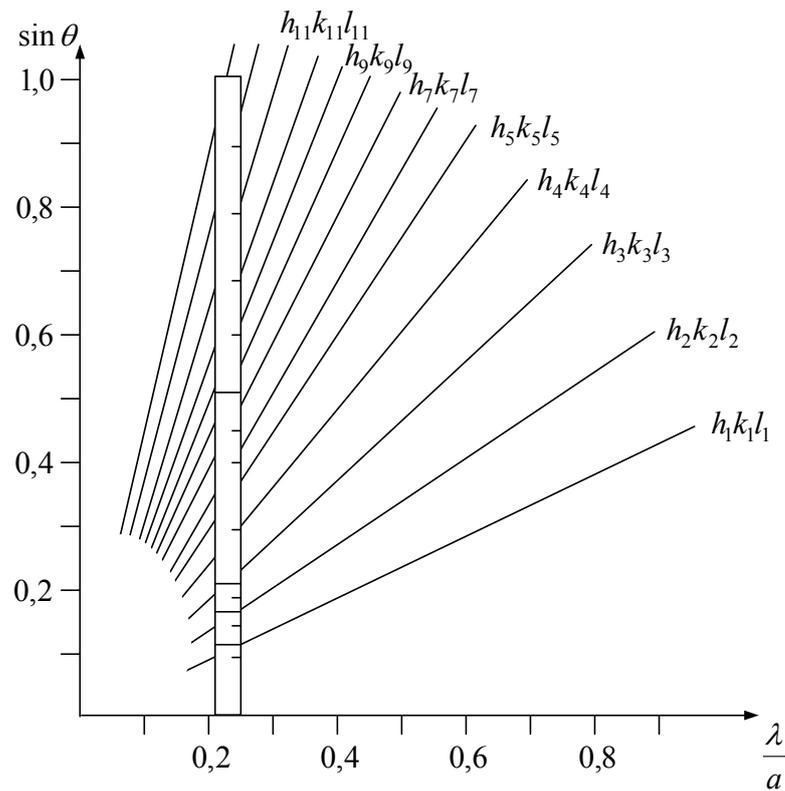


Рис. 5

При этом часть коротких штрихов также окажется расположенной против прямых графика (остальные короткие штрихи соответствуют, очевидно,  $\beta$ -интерференциям). При такой ситуации имеем возможность проиндексировать линии снимка, т.е. определить соответствующие им индексы Миллера  $h$ ,  $k$ ,  $l$ , обозначенные для каждой прямой графика. Их можно записать на полоске против каждого штриха, с которым пересекалась прямая, соответствующая данным значения  $h$ ,  $k$ ,  $l$ .

Та абсцисса  $\frac{\lambda}{a}$ , против которой остановился при этом правый край полоски, позволит определить  $a$ , т.к.  $\lambda$  известна. Такое определение  $a$  будет очень грубо приближенным, т.к. смещение полоски вправо или влево заметно изменяющее значение  $\frac{\lambda}{a}$  (а с ним и  $a$ ), иногда почти не изменяет достигнутого совпадения штрихов полоски с прямыми линиями графика.

Сдвигая из найденного положения полоску по направлению к меньшим  $\frac{\lambda}{a}$  можно добиться того, чтобы и все остальные короткие штрихи

одновременно пересеклись с линиями графика. Соответствующая абсцисса  $\frac{\lambda_{\beta}}{a}$  позволит определить ту же величину постоянной решетки  $a$  теперь по  $\beta$ -линиям. Оба найденных значения  $a$ , в случае правильно найденных положений полосы на графике, не должны очень отличаться друг от друга.

Знание величины постоянной решетки позволяет определить значение числа Авогадро. Если число атомов, приходящихся на одну элементарную ячейку кубического кристалла –  $n_0$ ; а  $m$  – масса атома, то плотность кристалла равна

$$\rho = \frac{mn_0}{a^3} \quad (14)$$

Но масса атома  $m = \frac{M}{N_0}$ , где  $M$  – молярная масса,  $N_0$  – число Авогадро,

следовательно  $\rho = \frac{Mn_0}{N_0a^3}$ , отсюда находим

$$N_0 = \frac{n_0M}{\rho a^3}. \quad (15)$$

При подсчете числа атомов, приходящихся на одну элементарную ячейку, необходимо учитывать, что атомы, расположенные в вершинах куба, одновременно принадлежат восьми элементарным ячейкам, а атомы, находящиеся в центре граней – принадлежат двум элементарным ячейкам. **Поэтому у простой кубической решетки на одну элементарную ячейку приходится один атом, у гранецентрированной – четыре атома, у объемноцентрированной – два атома.**

Метод определения числа Авогадро по значению постоянной решетки, измеренной рентгеновским методом, является одним из наиболее точных современных методов.

### Выполнение работы

1. Установить образец в камере Дебая для рентгеновской съемки, отцентрировать его, для чего вращая столик (образца), наблюдать при этом

образец через диаграммы, установленные на входном и выходном отверстиях камеры. При совпадении оси образца камеры при вращении столика он будет казаться неподвижным.

2. Зарядить камеру рентгеновской пленкой.

3. Установить заряженную камеру на столике перед трубкой так, чтобы ножки камеры попали в соответствующие пазы, при этом пучок рентгеновских лучей, через коллиматор, при включении установки будет попадать на образец.

4. Включить рентгеновскую установку УРС-60. Порядок включения следующий:

а) включить водяное охлаждение анода трубки;

б) включить общий выключатель на выносном пульте;

в) поставить корректор сетевого напряжения в первое положение; при этом, если аппарат готов к пуску, должна загореться лампочка «Готов к пуску»;

г) включить высокое напряжение, нажав на кнопку «Пуск», при этом загорится красный сигнал на пульте установки и на выносном пульте;

д) установить рукояткой «Накал» требуемую величину тока через трубку (1,5-2 мА).

е) установить требуемую величину напряжения на трубке, плавно поворачивая рукоятку регулировки высокого напряжения в позицию 10.

5. После съемки (10 мин.) выключить установку. Выключение производится в обратном порядке.

6. Проявить и высушить пленку.

7. Проиндицировать полученную рентгенограмму.

8. Вычислить постоянную решетки.

9. Определить число Авогадро.

**ВНИМАНИЕ!** В этой лабораторной задаче рабочее напряжение составляет 30000-40000 вольт. Категорически запрещается без разрешения преподавателя включать установку.

### ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №3. ЗАКОН МОЗЛИ

При исследовании рентгеновских спектров элементов в 1913-1914 гг. Мозли установил простой закон, связывающий частоту спектральных линий с атомным номером испускающего их элемента, а именно: квадратный корень из обратной длины волны,  $\sqrt{\frac{1}{\lambda}}$  связан с атомным номером линейной зависимостью. Мозли показал, что, например, для линии  $K_\alpha$  число  $Q_{K_\alpha}$  определяется условием:

$$Q_{K_\alpha} = \sqrt{\frac{\nu_{K_\alpha}}{\frac{3}{4}R}}$$

где  $\nu_{K_\alpha} = \frac{1}{\lambda_{K_\alpha}}$ ,  $R = 109737,42 \text{ см}^{-1}$  – постоянная Ридберга,  $Q_{K_\alpha}$  на единицу меньше атомного номера:

$$Q_{K_\alpha} = Z - 1.$$

Из этих двух соотношений получаем:

$$\sqrt{\frac{\nu_{K_\alpha}}{\frac{3}{4}R}} = Z - 1,$$

что можно представить в следующем виде:

$$\nu_{K_\alpha} = R(Z - 1)^2 \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right).$$

Аналогичное соотношение имеет место и для линий других серий рентгеновского спектра. Важно отметить, что закон Мозли для всех серий рентгеновского спектра устанавливает линейную связь между квадратным корнем из обратной длины волны спектральных линий и атомным номером. Эта связь позволяет по измеренной длине волны точно установить атомный номер данного элемента, а следовательно, заряд его ядра.

Уравнение Вульфа-Бреггов  $2d \sin \theta = n\lambda$ ;  $n = 1, 2, \dots$  позволяет определить длину волны рентгеновских лучей по углу отражения  $\theta$ , если

известна величина  $d$  – расстояние между соседними атомными плоскостями в кристалле. Может быть также решена обратная задача, а именно: зная длину волны рентгеновского излучения по дифракционной картине, могут быть определены межплоскостные расстояния для исследуемого вещества. Для этой цели используется метод кристаллических порошков, получивший весьма широкое применение в анализе строения тел при помощи рентгеновских лучей. В этом методе, предложенном Дебаем и Шеррером, используется по возможности мелко растертый порошок кристалла, спрессованный в цилиндрический столбик  $K$  (рис. 1) или образец в виде проволоочки толщиной до 1 мм из поликристаллического материала.

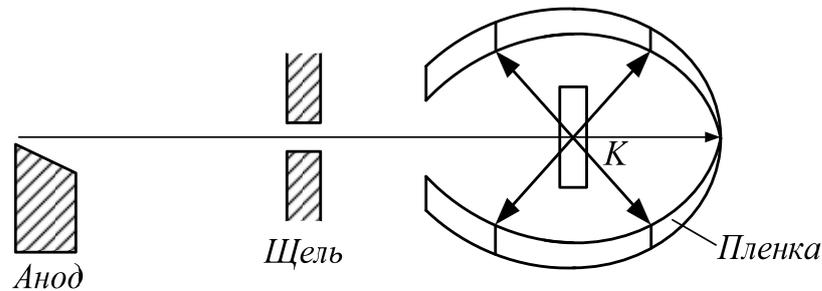


Рис. 1

Если пропустить через такой столбик монохроматическое рентгеновское излучение, то вследствие полной хаотичности в ориентировке микросталлов порошка, в столбике всегда найдутся кристаллики, расположенные по отношению к лучу под углом, удовлетворяющем условиям Вульфа-Бреггов для данной длины волны. При этом отраженные лучи идут по поверхности конуса с углом при вершине  $2\theta$  (рис. 2).

Если окружить столбик фотопленкой, как показано на рис. 1, то эти конусы оставят на пленке в виде кривых линий, каждая из которых соответствует определенной длине волны и определенному порядку отражения.

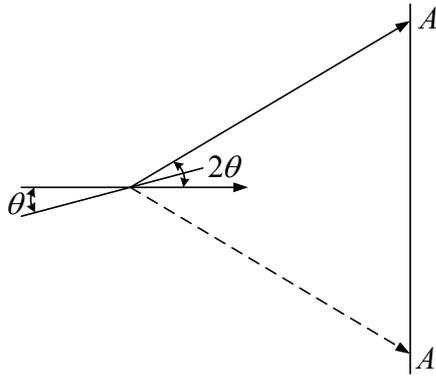


Рис. 2

При асимметричной съемке концы пленки сходятся к диаметру, перпендикулярному входящему пучку лучей. Линии располагаются в порядке возрастания углов  $\theta$  в средней части рентгенограммы от выходного к входному отверстию. Такой способ расположения пленки позволяет учитывать изменение размеров пленки при ее фотографической обработке и определить из рентгенограммы эффективный диаметр камеры  $D_{эф}$ , или, иначе, истинную цену 1 мм пленки в градусах.

Для определения  $D_{эф}$  выбирают любые две пары линий, из которых одна расположена симметрично входному отверстию, другая – симметрично выходному. Измерив расстояние между этими линиями, как это показано на рис. 3, определяют по формуле:

$$\pi D_{эф} = H + B.$$

При определении углов  $\theta$  необходимо учитывать, что расстояние между парами симметричных линий, отсчитанные со стороны входного отверстия, представляют собой  $2h'_i$ , а отсчитанные со стороны выходного отверстия  $2h_i$ . Величины  $2h_i$  и  $2h'_i$  связаны между собой равенством:  $2h_i = \pi D - 2h'_i$ .

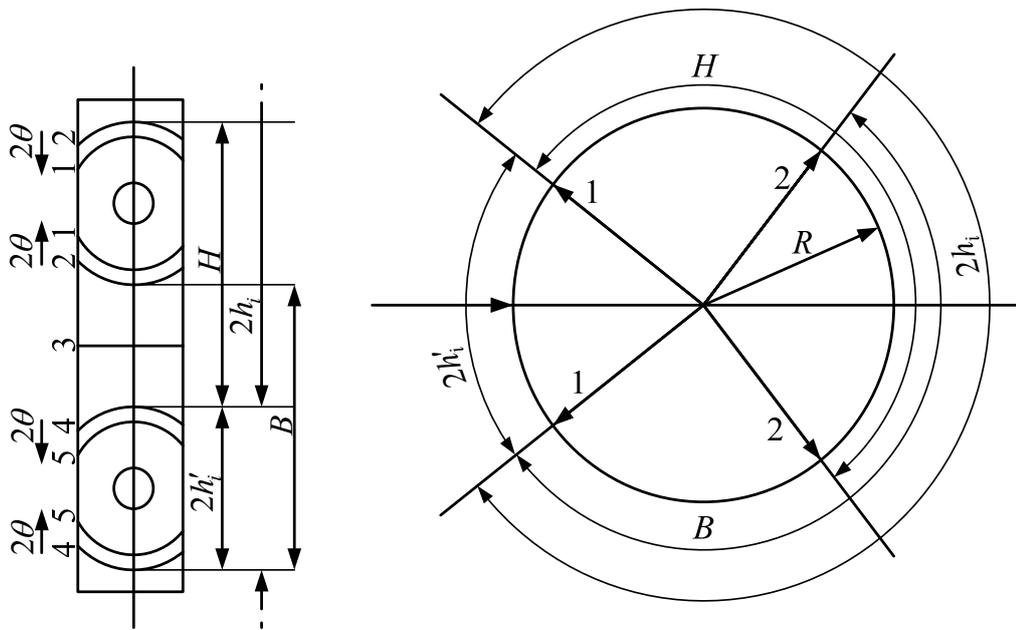


Рис. 3

Углы  $\theta$  определяют исходя из того, что расстояние между парой симметричных линий  $2h_i$  равно дуге окружности, отвечающей углу  $4\theta$  радиан:

$$2h_i = 4\theta_i R,$$

или в градусном измерении:  $2h_i = \frac{2\pi R}{360} 4\theta_i$

откуда:  $\theta_i = 2h_i \frac{57,3}{2D}$ ,

где:  $R$  – радиус камеры,  $D$  – диаметр камеры.

Для стандартной рентгеновской камеры  $D = 57,3$  мм, следовательно:

$\theta_i = h_i$ , т.е. одному мм на пленке соответствует  $1^\circ$ .

### Экспериментальная часть работы

1. По рентгенограмме поликристаллического вещества в цилиндрической камере определить углы и межплоскостные расстояния. Для облегчения расчетов рекомендуется заносить исходные данные, результаты замеров и расчеты в таблицу единой формы и заполнять ее последовательно по столбцам. Форма записи исходных данных и расчетной таблицы приведена ниже.

Исходные данные:

Исследуемый объект ...

Излучение  $\lambda_{\alpha_1} = \dots$   $\lambda_{\alpha_2} = \dots$   $\lambda_{\alpha_{cp}} = \frac{\lambda_{\alpha_1} + \lambda_{\alpha_2}}{2}$

Диаметр камеры  $D_k = \dots$  мм

Радиус исследуемого образца ... мм

Тип съемки – асимметричная

Таблица

№ линии по порядку	$I$	$2h'$ изм.	$2h$ изм.	$\theta$ прибл. $\pm 0,5^\circ$	Поправка на погл.	$2h$ исправ.	$\theta$ точн. $\pm 3'$	$\sin \theta$	$d_{hkl}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10

### Пояснения к форме таблицы

Столбец 1 – порядковый номер линии. Нумерация линий ведется по одной половине рентгенограммы в порядке возрастания углов  $\theta$  от малых углов к большим, т.е. при асимметричной съемке – по средней части рентгенограммы от выходного отверстия к входному.

Входное отверстие (коллиматор) рентгенограммы отличается от выходного тем, что:

- а) линии рентгенограммы шире у коллиматора;
- б) тень от первичного пучка находится у тубуса.

Столбец 2 – интенсивности линий рентгенограммы. Оценка их производится на глаз по пятибалльной системе.

<u>Интенсивность</u>	<u>Принятые обозначения</u>
Очень сильная	О.С.
Сильная	С.
Средняя	ср.
Слабая	сл.
Очень слабая	оч. сл.

Столбец 3 – содержит результаты измерения расстояния между парой линий, симметричных относительно входного отверстия рентгенограммы. Это расстояние равно длине дуги окружности, отвечающей углу  $360 - 4\theta$ . Измерение нужно производить с помощью линейки с миллиметровыми делениями (точность измерения на глаз должна составлять 0,1-0,2 мм, или с помощью специального прибора – компаратора (точность  $\pm 0,01$  мм)). Линия отсчета должна проходить строго по середине («экватору») рентгенограммы, отсчет следует вести от середины линии (по ширине), поскольку линии имеют конечную ширину.

Столбец 4 – содержит результаты измерения расстояний между парами линий, симметрично расположенных относительно выходного отверстия рентгенограммы. Это расстояние равно длине дуги окружности, отвечающей углу  $4\theta^\circ$ .

Столбец 5 – значение углу  $\theta$ , определенное из формулы

$$\theta = 2h \frac{57,3}{2D_{\kappa}}$$

Это значение  $\theta$  не следует определять с точностью большей 0,5 градуса, так как оно является предварительным и дальше будет уточнено.

Столбец 6 – поправка на поглощение образца  $\Delta$ , вычисленная по формуле

$$\Delta = \rho(1 + \cos 2\theta)$$

где  $\rho$  - радиус образца, мм.

Столбец 8 – величина  $\theta$  точн. В градусах и минутах, полученная с помощью формулы:

$$\theta = 2h_{испр} \frac{57,3}{2D_{\kappa}}$$

Величина  $2h_{испр}$  получают, вычитая поправки  $\Delta$  из  $2h_{изм}$ .

$$2h_{испр} = 2h_{изм} - \Delta$$

Столбец 10 – значения  $\frac{d}{n}$ , определенные только для линий  $\alpha$  по формуле:

$$d_{hkl} = \frac{\lambda_{\alpha}}{2 \sin \theta_{\alpha}}.$$

При расчетах, не требующих повышенной точности, значение должно быть подсчитано с точностью  $\pm 0,01$  при  $\theta < 60^{\circ}$  и при  $\theta > 60^{\circ}$ .

По рентгенограмме поликристаллического вещества в цилиндрической камере определить углы  $\theta$  и длину волны  $K_{\alpha}$  - излучения, в котором велась съемка. Форма записи такая же, как и для 1 части работы.

После замера рентгенограммы необходимо вычислит значения  $\sin \theta$  для всех линий. Зная  $\sin \theta$  и межплоскостные расстояния, полученные при выполнении 1 части, определить длину волны  $K_{\alpha}$ -излучения. Пользуясь выражением

$$\sqrt{\frac{v_{K_{\alpha}}}{\frac{3}{4}R}} = Z - 1,$$

определить порядковый номер элемента, в  $K_{\alpha}$ -излучении которого получена рентгенограмма. При вычислении  $Z$  необходимо пользоваться значением длины волны, полученным для линии с большим углом  $\theta$ . Аналогичное определение провести на рентгенограммах, полученных в  $K_{\alpha}$ -излучении 3-х различных элементов.

На основании полученных экспериментальных данных, построить зависимость  $\sqrt{\frac{1}{\lambda}}$  от  $Z$  и определить константу Ридберга по углу наклона прямой.

### **ВНИМАНИЕ!**

В этой лабораторной задаче напряжение составляет 30000-40000 вольт. Категорически запрещается без разрешения преподавателя включать установку.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №4. ИЗУЧЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В ВЕЩЕСТВЕ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ИОНИЗАЦИИ К-УРОВНЯ

При прохождении рентгеновских лучей через вещество рентгеновские фотоны взаимодействуют с электронами атомов вещества, а при достаточно больших энергиях фотонов – и с ядрами атомов, в результате чего происходит ослабление первичного пучка излучения.

Различают следующие основные типы взаимодействия фотонов с электронами.

1. Фотон полностью передает свою энергию связанному электрону, в результате чего фотон исчезает, а его энергия  $h\nu$  затрачивается на вырывание электронов из атома и сообщение им кинетической энергии. Это явление носит название **фотоэффекта** – одной из причин поглощения рентгеновских лучей в веществе. При выполнении работы предлагается доказать, что фотоэффект не может иметь место на свободном электроне.

2. Если с веществом взаимодействует мягкое рентгеновское излучение, для которого  $h\nu \ll m_e c^2$ , где  $m_e$  – масса покоя электрона, то в результате упругого столкновения фотона с электроном первый изменит направление движения фактически без изменения энергии. В этом случае **рассеяние** рентгеновских лучей происходит без изменения частоты.

3. Если условие  $h\nu \ll m_e c^2$  не выполняется, то наблюдается так называемое **комptonовское рассеяние**, при котором в результате столкновения фотона с свободным электроном первый передает второму часть энергии (и импульса) и меняет направление своего движения. При этом происходит изменение длины волны рассеянного излучения.

Подобный механизм рассеяния имеет место при коротковолновом ( $\lambda \approx 0,3 \text{ \AA}$  и менее) излучении.

4. При достаточно высокой энергии фотона, когда  $h\nu \geq 2m_e c^2$ , наряду с фотоэффектом и эффектом Комптона возможно образование **электронно-**

**позитронных пар.** Этот процесс не может происходить в вакууме, а требует обязательного соседства ядра или электрона. Как правило, в лабораторной практике чаще всего наблюдается энергия фотонов  $h\nu < 2m_e c^2$ , поэтому в данной работе этот процесс не рассматривается.

Перечисленные виды взаимодействия излучения с веществом приводят к ослаблению первичного пучка рентгеновского излучения.

Рассмотрим более подробно первые три процесса.

Характер поглощения рентгеновских лучей существенным образом зависит от длины волны  $\lambda$ . При малой энергии (большая длина волны  $\lambda$ ) фотон может выбить электрон с верхних энергетических уровней. Кинетическая энергия электрона определяется из уравнения

$$T_e = h\nu - I_i, \quad (1)$$

где  $h\nu$  – энергия фотона;  $I_i$  – энергия ионизации с  $i$ -й оболочки атома (работа выхода);  $T_e$  – кинетическая энергия фотоэлектрона. При малых длинах волн энергия фотона может оказаться достаточной для выбивания электронов с нижних энергетических уровней ( $K, L, M, \dots$ ). Очевидно, что при  $h\nu < I_K$  фотоэффект возможен только на  $L, M, \dots$  оболочках и невозможен на  $K$ -оболочке; при  $h\nu < I_L$  фотоэффект возможен только на  $M, N$ , оболочках и невозможен на  $K$ - и  $L$ -оболочках и т.д.

Освободившееся в результате фотоэффекта место на электронной оболочке заполняется электронами с вышерасположенных оболочек. Этот процесс сопровождается испусканием рентгеновского излучения или испусканием электронов (непосредственная передача энергии возбуждения атома электрону этого же атома).

Фотоэффект невозможен на свободном электроны, а возможен только на связанном. Чем меньше энергия связи электрона с атомом по сравнению с энергией фотона, тем менее вероятен этот процесс. Данное обстоятельство определяет все основные особенности фотоэффекта: ход вероятности или сечения в зависимости от энергии фотонов (рис. 1), соотношение

вероятностей фотоэффекта на разных электронных оболочках и зависимость от заряда ядер атомов среды. При больших энергиях фотонов (для которых все электроны слабо связаны) сечение мало (см. рис. 1).

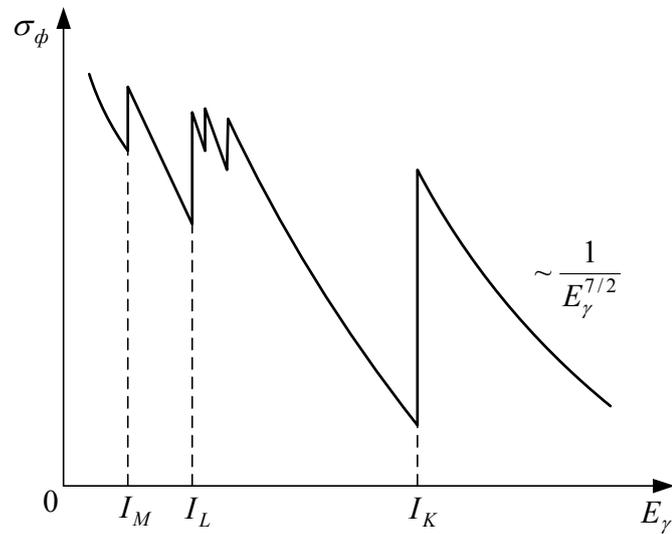


Рис. 1

По мере убывания  $E_\gamma = h\nu$ , сечение возрастает: сначала по закону  $\frac{1}{E_\gamma}$ , а затем, по мере приближения  $E_\gamma$  к  $I_K$  – по более сильному закону  $\frac{1}{E_\gamma^{7/2}}$ . Рост сечения продолжается до тех, пока  $E_\gamma$  не будет равной энергии ионизации для  $K$ -оболочки ( $E_\gamma = I_K$ ). Начиная с  $E_\gamma < I_K$ , фотоэффект на  $K$ -оболочке становится невозможным, и сечение его определяется только взаимодействием фотонов с электронами  $L$ ,  $M$ , оболочке. Но электроны этих оболочек связаны с атомом слабее, чем электроны  $K$ -оболочки. Поэтому при равных энергиях фотонов вероятность фотоэффекта для электрона с  $L$ - и тем более с  $M$ -оболочки существенно меньше, чем с  $K$ -оболочки. В связи с этим при  $E_\gamma = I_K$  на кривой сечения наблюдается резкий скачок (спад). При  $E_\gamma < I_K$  сечение фотоэффекта снова начинает расти, так как опять увеличивается относительная связанность электрона  $I_i/E_\gamma$ , ( $i = L$ ). Рост прекращается при  $E_\gamma = I_L$ , где наблюдается новый резкий скачок сечения и т.д.

Сечение фотоэффекта очень резко зависит от заряда ядра  $Z$  атома, на котором происходит фотоэффект  $\sigma_{\phi} \sim Z^5$ .

Таким образом, для сечения фотоэффекта получается следующая зависимость от энергии кванта рентгеновского излучения и заряда ядер атомов среды:

$$\sigma_{\phi} \sim Z^5 / E_{\gamma} \quad \text{для} \quad E_{\gamma} \gg I_K, \quad (2)$$

$$\sigma_{\phi} \sim Z^5 / E_{\gamma}^{7/2} \quad \text{для} \quad E_{\gamma} > I_K. \quad (3)$$

Роль фотоэффекта в поглощении фотонов особенно существенна для тяжелых веществ (большое  $Z$ ), где он идет с заметной вероятностью даже при высоких энергиях фотонов. В легких веществах фотоэффект будет замечен только при относительно небольших энергиях фотонов.

Второй процесс, вызывающей ослабление первичного пучка мягкого рентгеновского излучения – рассеяние без изменения частоты – заключается в том, что первичное излучение вызывает вынужденные колебания электронов рассеивающего вещества с частотой падающего излучения, которые сами становятся при этом центрами излучения вторичных волн той же частоты. Интенсивность излучения, рассеянного одним электроном, согласно этим представлениям (томсоновское рассеяние)

$$I = I_0 \frac{8}{3} \pi \frac{e^4}{m_e^2 c^4}, \quad (4)$$

где  $I_0$  – интенсивность первичного пучка излучения, взаимодействующего с электроном;  $e$  и  $m$  – заряд и масса электрона;  $c$  – скорость света. Отсюда **сечение рассеяния** для одного электрона равно:

$$\sigma_{pэ} = \frac{I}{I_0} = \frac{8}{3} \pi \frac{e^4}{m_e^2 c^4}. \quad (5)$$

#### **Атомный коэффициент рассеяния**

$$\sigma_{pa} = \sigma_{pэ} Z = \frac{8}{3} \pi \frac{e^4}{m_e^2 c^4} Z. \quad (6)$$

И, наконец, массовый коэффициент рассеяния, определяющий рассеяние первичного пучка излучения единицей массы вещества

$$\sigma_{pm} = \frac{8}{3} \pi \frac{e^4}{m_e^2 c^4} \frac{NZ}{A} = 0,402 \frac{Z}{A}, \quad (7)$$

где  $A$  – массовое число;  $N$  – число Авогадро. Так как отношение  $Z/A$  для всех элементов имеет почти постоянное значение, равное 0,5, то  $\sigma_{pm} \approx 0,2$  и не должно зависеть ни от природы рассеивающего вещества, ни от частоты первичного пучка излучения. Это теоретическое значение, полученное на основании классических представлений, несколько расходится с экспериментальными результатами. В действительности  $\sigma_{pm}$  зависит от  $Z$  и изменяется от значения 0,18 для легких элементов до 0,7 – для тяжелых.

Комптоновское рассеяние наблюдается, когда энергия фотона близка к энергии покоя электрона  $h\nu \approx m_e c^2$ . При этом необходимо выделить следующие закономерности:

1. Спектр рассеянного излучения кроме первоначальной длины волны  $\lambda_0$  содержит также смещенную линию  $\lambda > \lambda_0$ .
2. Смещение  $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$  растет с увеличением угла рассеяния  $\varphi$ .
3. При данном угле рассеяния  $\Delta\lambda$  не зависит от  $\lambda_0$ .
4.  $\Delta\lambda$  постоянна для всех рассеивающих веществ (при одинаковом  $\varphi$ ).

Эти закономерности не могут быть объяснены в рамках классической волновой теории: требуется квантовая теория, согласно которой суть происходящего в данном явлении сводится к упругому рассеянию рентгеновских фотонов на электронах вещества. Так как для атомных электронов (по крайней мере для внешних) выполняется условие  $E_\gamma > I$  ( $I$  – энергия связи), т.е. связь с атомом не существенна, то рассматриваемый процесс можно описать в любой среде как рассеяние фотона на свободном электроном. В связи с этим характер рассеяния (под заданным углом  $\varphi$ ) не зависит от рассеивающего вещества.

Из законов сохранения энергии и импульса (электрон считается покоящимся)

$$h\nu_0 + m_e c^2 = h\nu + \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (8)$$

$$\left(\frac{\vec{h\nu_0}}{c}\right) = \left(\frac{\vec{h\nu}}{c}\right) + \frac{\vec{m_e v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (9)$$

можно получить:  $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = 2\Lambda \sin^2 \frac{\varphi}{2}$ , где  $\Lambda = \frac{h}{m_e c} = 2,42 \cdot 10^{-10} \text{ см}$  –

#### **КОМПТОНОВСКАЯ ДЛИНА ВОЛНЫ.**

Для вероятности или сечения комптоновского рассеяния согласно теории

$$\sigma_K \sim \frac{Z}{E_\gamma}. \quad (10)$$

В общем случае полное сечение взаимодействия фотонов с веществом

$$\sigma = \sigma_\phi + \sigma_K + \sigma_{нар}. \quad (11)$$

Однако по причинам, упомянутым выше, в данном случае  $\sigma = \sigma_\phi + \sigma_K$ .

Из характера зависимости этих сечений от энергии фотона  $E_\gamma$  и заряда ядер атомов среды  $Z$  следует, что в области малых энергий ( $E_\gamma < E_1$ ) основной механизм взаимодействия фотонов со средой – фотоэффект, в промежуточной области ( $E_\gamma < E_1 < E_2$ ) – эффект Комптона, а в области больших энергий ( $E_\gamma > E_2$ ) – процесс образования электронно-позитронных пар. Граничные значения энергии  $E_1$  и  $E_2$ , отделяющие области преимущественного значения каждого из эффектов, различны для разных сред. В алюминии они соответственно равны:  $E_1 = 0,05 \text{ Мэв}$ ,  $E_2 = 15 \text{ Мэв}$ ; в свинце  $E_1 = 0,5 \text{ Мэв}$ ,  $E_2 = 5 \text{ Мэв}$ . Зависимости сечений всех трех эффектов в

функции безразмерной величины  $\frac{E_\gamma}{m_e c^2}$ , а также зависимость для

$\sigma = \sigma_\phi + \sigma_K + \sigma_{нар}$  приведены на рис. 2.

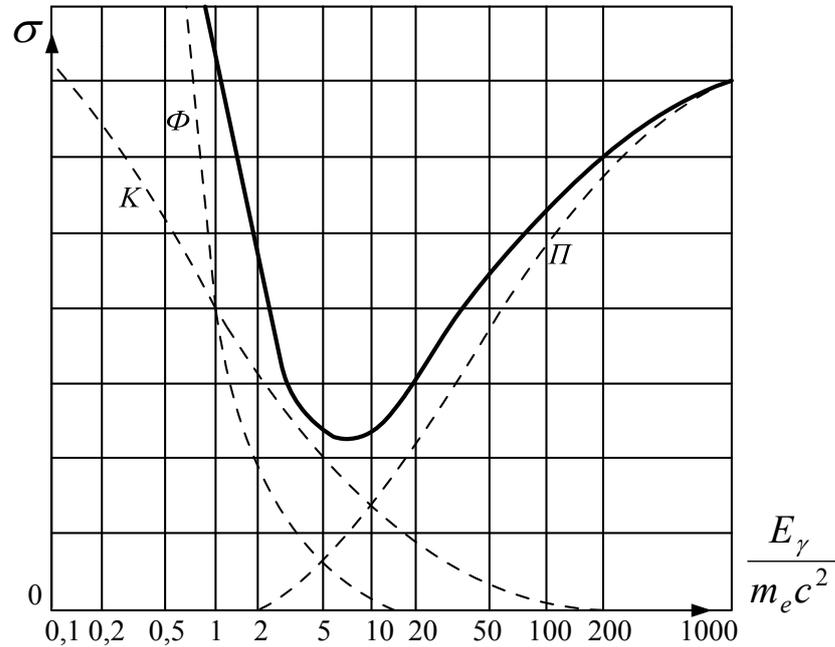


Рис. 2

Следовательно, для рентгеновских установок, используемых обычно в лабораторной практике, дающих рентгеновские фотоны с энергией до 50-60 кэВ, будет выполняться соотношение  $\sigma_\phi \gg \sigma_K$ , а  $\sigma_{нар} = 0$ , т.е. главный вклад в поглощение излучения вносит фотоэффект:

$$\sigma \approx \sigma_\phi \equiv \tau.$$

Рассмотрим, как изменяется интенсивность  $I_0$  первичного параллельного пучка монохроматического рентгеновского излучения при прохождении через слой вещества толщиной  $X$  (рис. 3).

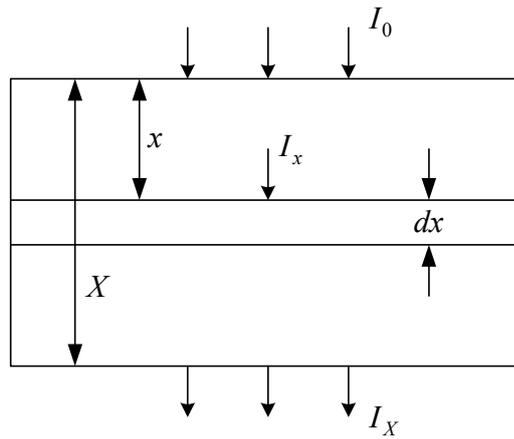


Рис. 3

Бесконечно тонкий плоскопараллельный слой вещества толщиной  $dx$ , лежащий на глубине  $x$ , ослабляет интенсивность падающего на него излучения  $I_x$  на величину  $dI_x$ , пропорциональную  $I_x$  и  $dx$ , т.е.

$$-dI_x = \mu I_x dx. \quad (12)$$

Интегрируя это уравнение по  $x$  в пределах от 0 до  $X$ , получим:

$$I_x = I_0 e^{-\mu x}. \quad (13)$$

Коэффициент  $\mu$  – линейный коэффициент ослабления. Так как ослабление происходит в результате поглощения и рассеяния, то этот коэффициент равен сумме коэффициентов (сечений) поглощения и рассеяния:

$$\mu = \tau + \sigma_p. \quad (14)$$

Коэффициент ослабления, поглощения и рассеяния можно отнести не к единице длины пути в поглотителе, а к единице массы. Массовые коэффициенты практически не зависят от природы вещества: коэффициент комптоновского рассеяния  $\frac{\sigma_K}{\rho}$  слабо зависят от  $Z$  и от  $\lambda$ ; коэффициент томсоновского (классического) рассеяния  $\frac{\sigma_p}{\rho}$  слабо зависит от  $Z$  и не зависит от  $\lambda$ ; коэффициент поглощения  $\frac{\tau}{\rho}$ , наоборот, сильно зависит от длины волны первичного пучка  $\lambda$  и от  $Z$  вещества поглотителя.

Следовательно, этот коэффициент вносит главный вклад в ослабление излучения.

В силу соотношения  $E_\gamma = \frac{hc}{\lambda}$  (см. рис. 1) вытекает зависимость массового коэффициента поглощения  $\frac{\tau}{\rho}$  от длины волны  $\lambda$ , представленная на рис. 4 для платины ( $Z = 78$ ). Скачки поглощения  $K$  и  $L$  совпадают с границами возбуждения  $K$ - и  $L$ - серий характеристического излучения для платины. Тройной характер  $L$ -скачка свидетельствует о расщеплении  $L$ -уровня энергии на три близко расположенных подуровня.

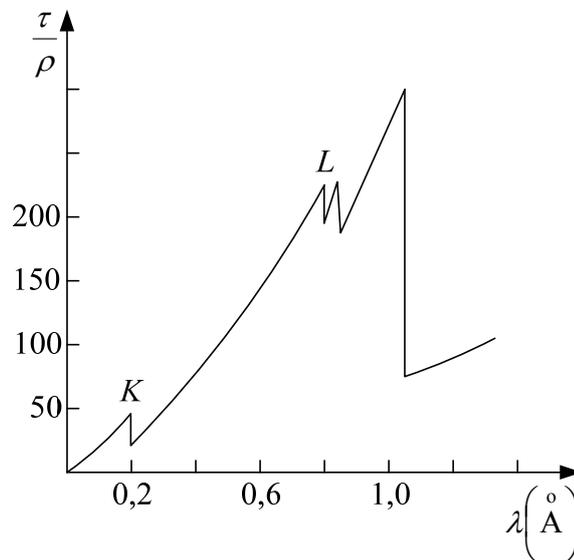


Рис. 4

Если в состав поглотителя входит несколько элементов, то коэффициент поглощения  $\frac{\tau}{\rho}$  для него равен сумме соответствующих коэффициентов всех компонент, умноженных на их массовые концентрации, т.е.

$$\frac{\tau}{\rho} = \sum_i \left( \frac{\tau}{\rho} \right)_i \beta_i. \quad (15)$$

Свойство каждого элемента давать характерные скачки коэффициента поглощения при длинах волн, соответствующих границам возбуждения

спектральных серий, широко применяется в рентгеновском спектральном анализе для определения состава вещества поглотителя. При этом безразлично, в каком виде оно взято – в виде твердого раствора, соединения или механической смеси.

Тот факт, что ослабление интенсивности рентгеновских лучей при прохождении их через вещество определяется как поглощением, так и рассеянием, несколько усложняет исследование их поглощения. Однако, как указывалось выше, для тяжелых элементов при использовании не очень жесткого излучения, ситуация упрощается в связи с тем, что коэффициент поглощения становится значительно больше коэффициента рассеяния, так что можно считать  $\mu \approx \tau$ . Это позволяет по ослаблению излучения изучить его поглощение в веществе.

### Экспериментальная часть

Для исследования поглощения рентгеновского излучения в веществе, изучения спектров поглощения и определения энергии ионизации  $K$ -уровней используется установка, схема которой приведена на рис. 5.

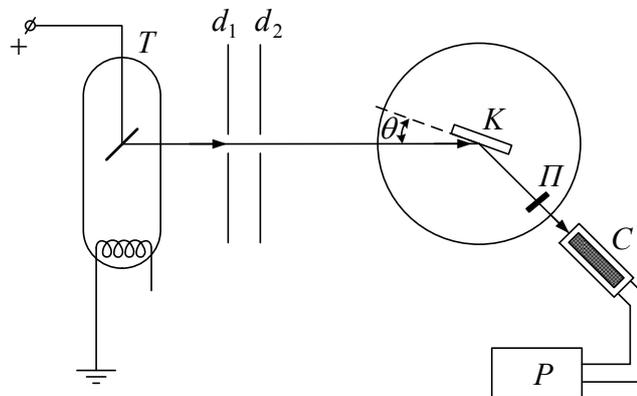


Рис. 5

Источником рентгеновского излучения со сплошным спектром служит рентгеновская трубка  $T$  с вольфрамовым анодом. Диафрагмы  $d_1$  и  $d_2$ , стоящие на пути излучения, вырезают узкий пучок лучей, попадающий на пластинку  $K$  (монокристалл  $NaCl$ ), расположенную в центре лимба рентгеновского спектрометра под некоторым углом  $\theta$  к пучку. При этом от

монокристаллической пластинки будут отражаться лучи, длина волны которых  $\lambda$  удовлетворяет условию Вульфа-Брэггов:

$$2d \sin \theta = n\lambda. \quad (16)$$

Это монохроматическое излучение, идущее под углом  $2\theta$  к первоначальному пучку, попадает на слой поглотителя  $\Pi$  (тонкая металлическая фольга) и частично поглощается в нем. Прошедшее через поглотитель излучение регистрируется с помощью счетчика Гейгера-Мюллера  $C$  (торцевой счетчик МСТР-4), расположенного на пути излучения. Интенсивность излучения (число импульсов за одну минуту) измеряется с помощью радиометра  $P$ , подключенного к счетчику.

Напряжение на рентгеновскую трубку подается от установки, схема которой приведена на рис. 6. Автотрансформатор  $AT$  установки питается сетевым напряжением  $220 В$ . С него регулируемое напряжение, измеряемое вольтметром  $V$ , подается на первичную обмотку высоковольтного трансформатора  $Tr$ , со вторичной обмотки которого снимается высокое напряжение. Выпрямленное кенотроном  $K$ , оно подается на рентгеновскую трубку  $T$ .

Часть напряжения с автотрансформатора  $AT$  подается на первичные обмотки трансформаторов накала кенотрона  $Tr_1$  и трубки  $Tr_2$ , последовательно с которыми включены реостаты  $R_1$  и  $R_2$ . С их помощью осуществляется регулировка тока накала катодов кенотрона и трубки. Высокое напряжение регулируется ступенями – переключением секций автотрансформатора с помощью переключателя  $ПС$  и плавно – реостатом  $R_3$ .

Так как анод трубки охлаждается проточной водой из водопроводной сети, а катод ее заземлен, то ток, измеряемый миллиамперметром  $mA$ , равен сумме двух токов – идущего через водяное сопротивление (на рисунке не указано) и тока через трубку.

Изменение тока через трубку достигается изменением ее накала (реостат  $R_2$ , ток накала измеряется амперметром  $A$ ).

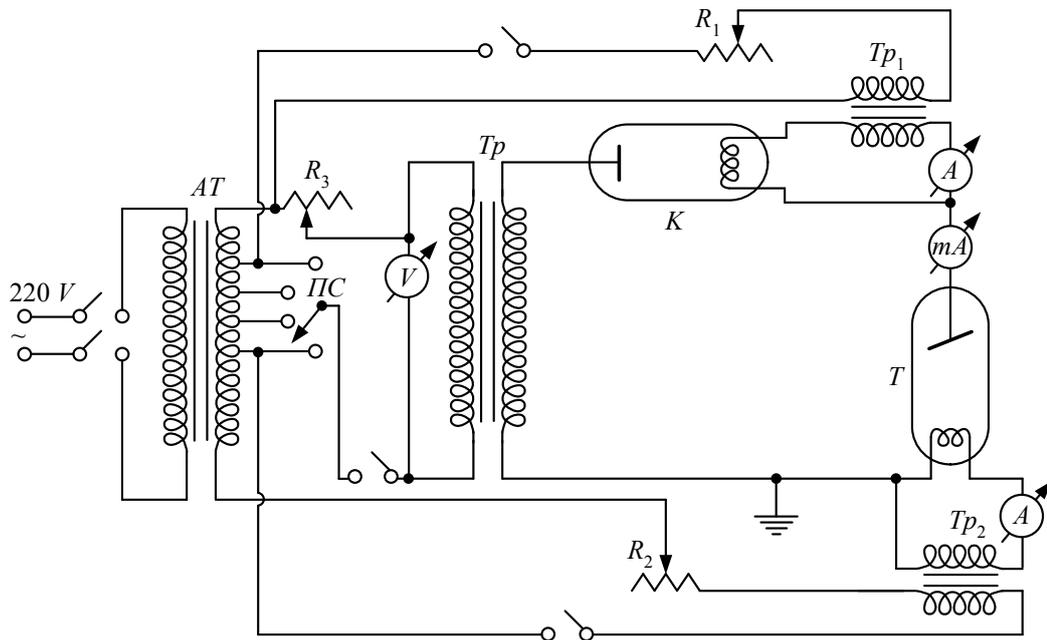


Рис. 6

### Выполнение работы

1. Включить радиометр. Переключатель рода работы радиометра установить в положение «Проверка». При этом должен происходить счет импульсов от контрольного генератора проверки (или от сети). Измеряется число импульсов за одну минуту, после чего переключатель необходимо перевести в положение для счета импульсов от счетчика.

2. Установить рабочее напряжение на счетчике Гейгера-Мюллера, составляющее для счетчика типа МСТР-4 около 1350 В. Следует помнить, что напряжение устанавливается с некоторым запаздыванием после поворота ручки регулировки напряжения, поэтому, пока требуемое напряжение не установилось, необходимо следить за показаниями вольтметра.

3. Определить естественный фон, который для счетчика МСТР-4 должен быть равен 50-60 имп/мин.

4. Включить водяное охлаждение анода трубки.

5. Включить рентгеновскую установку. Порядок включения следующий:

- а) включить выключатель пульта управления;
- б) включить накал кенотрона;
- в) установить рукоятки грубой и плавной регулировки высокого напряжения, а также рукоятку регулировки тока накала трубки в положение минимум;
- г) включить накал трубки. Проверить наличие защитных свинцовых экранов на пути прямого и отраженного пучков излучения;
- д) включить высокое напряжение и установить его равным 30-40 кВ;
- е) изменением накала трубки установить ток через трубку 0,5-1 мА. (помнить, что ток через трубку равен показанию миллиамперметра минус ток через водяное сопротивление);
- ж) проверить с помощью флюоресцирующего экрана наличие пучка рентгеновского излучения.

6. Установить щель рентгеновского спектрометра перед щелью свинцового экрана трубки, расположив спектрометр таким образом, чтобы пучок рентгеновских лучей попадал в центр его кристалла, закрепленного на вращающейся оси в центра лимба.

7. Установив отражающую плоскость кристаллической пластинки параллельно направлению пучка излучения, перевести указатель угла поворота кристалла на 0. Определить угол поворота кронштейна со счетчика Гейгера-Мюллера, при котором первый пучок лучей будет попадать на щель счетчика. Угол не должен сильно отличаться от нуля.

8. Установить угол поворота кристалла  $\theta$  и кронштейна со счетчиком  $2\theta$  относительно первичного пучка излучения, при этом на щель счетчика будет попадать монохроматическое излучение с длиной волны  $\lambda = 2d \sin \theta$ . Измерить ослабление интенсивности излучения в зависимости от  $\lambda$  при поглощении в слоях поглотителя разной толщины для материалов  $Cu$ ,  $Ag$ .

Расстояние между плоскостями  $d_{NaCl} = 2,814 \text{ \AA}$ .

9. Построить графики зависимости  $\mu = \mu(\lambda)$ ,  $\mu_m = \mu_m(\lambda)$  при  $Z = const$ . Каждый график должен содержать не менее 10 точек.

10. Определить по полученным графикам края полос поглощения и границы возбуждения  $K$ -серий для  $Cu$ ,  $Ag$ .

11. Определить энергии ионизации  $K$ -уровней для данных металлов.

12. В случае наличия экранов поглотителя из 3-х или 4-х различных материалов построить графики зависимости  $\mu = \mu(Z)$  и  $\mu_m = \mu_m(Z)$  при  $\lambda = const$  для нескольких значений  $\lambda$ .

### **ВНИМАНИЕ!**

В этой лабораторной задаче рабочее напряжение составляет 30000 - 40000 В. Категорически запрещается без разрешения преподавателя включать установку.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №6. ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

### Краткие теоретические сведения

Исходя из оптико-механической аналогии, Луи де Бройль в начале 20-х годов XX века пришел к выводу о всеобщем характере корпускулярно-волнового дуализма. Согласно гипотезе де Бройля любой частице с энергией  $E$  и импульсом  $\vec{p}$  соответствует частота  $\nu$  или длина волны  $\lambda$ :

$$E = h\nu; \quad \vec{p} = \frac{h}{\lambda}, \quad (1)$$

где  $h$  – постоянная Планка;  $\nu$  и  $\lambda$  связаны соотношением  $\lambda\nu = V_\phi$  ( $V_\phi$  – фазовая скорость волн де Бройля).

Эти идеи нашли экспериментальное подтверждение в опытах Дэвиссона и Джермера (1927 г.), наблюдавших дифракцию электронов, а затем и в опытах других исследователей, изучавших дифракцию атомов и молекул.

Явление дифракции электронов имеет большое практическое применение в современных физических исследованиях. Оно хотя и сходно в кинематическом отношении с явлением рассеяния рентгеновских лучей, однако имеет ряд особенностей, которые и определяют область его применения в электронографии. К этим особенностям прежде всего относятся:

- а) сильное взаимодействие электронов с веществом;
- б) малая длина их волны.

Весьма интенсивное рассеяние электронов веществом, определяемое потенциальными электрическими полями атомных ядер и электронных оболочек атомов, обуславливает особую пригодность метода дифракции электронов к излучению структуры молекул, тонких пленок и поверхностных слоев, т.е. объектов, применительно к которым интенсивность рассеянных ими рентгеновских лучей оказывается недостаточной для того, чтобы быть зафиксированной.

Малая длина волны дает возможность получения дифракционной картины со сравнительно тонкими линиями от объектов, содержащих кристаллики линейных размеров порядка нескольких межатомных расстояний. Рентгенограммы таких объектов обнаруживают весьма размытую диффузную картину рассеяния. Это имеет особое значение при изучении аморфных и жидких веществ.

Отрицательной стороной малости длин волн является смещение всей дифракционной картины в область малых углов дифракции. Поэтому при исследовании веществ, имеющих сложную кристаллическую решетку, на их электронограммах может наблюдаться наложение линий, что затрудняет расчет.

### **Описание установки**

Электронографические исследования требуют более сложной техники эксперимента по сравнению с рентгеновскими.

Очень малая длина свободного пробега электронов в воздухе при нормальном давлении требует, чтобы весь их путь находился в вакууме  $10^{-5} - 10^{-6}$  мм рт. ст., в связи с чем электронографические исследования производятся в специальных приборах – электронографах, в которых создается требуемый вакуум.

Со времени открытия дифракции электронов было предложено много различных конструкций электронографов, однако все они состоят из следующих основных частей:

- катод (источник электронов);
- устройства для фокусировки электронного пучка;
- анода;
- держателя образцов;
- фотокамеры.

В основе большинства конструкций, выполненных в Советском Союзе и за границей, лежит модель советского ученого, академика А.А.Лебедева, которая была им предложена еще в 1931г. В этой модели впервые была

осуществлена фокусировка электронного пучка с помощью магнитной линзы. Общая схема такой конструкции приведена на рис. 1.

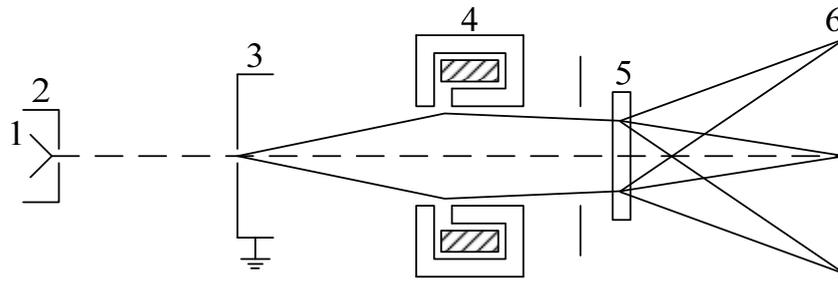


Рис. 1

В этом электронографе в качестве источника электронов используется вольфрамовая нить 1, помещенная внутри колпачка 2. Электроны, прошедшие через малое отверстие в аноде 3, фокусируются магнитной линзой 4. В сходящемся пучке помещается образец 5. Ввиду малого интервала углов дифракционной картины на флуоресцирующем экране или фотопластинке 6 оказываются сфокусированными кроме центрального пучка все интерференционные максимумы.

Кроме этих основных деталей промышленные модели электронографов могут содержать дополнительные магнитные линзы, а также устройства, позволяющие изучать исследуемые при высоких и низких температурах.

На рис. 2 изображена простейшая типичная однокенотронная схема электрического питания электронографа. Для сглаживания пульсаций напряжения во вторичной (высоковольтной) цепи параллельно электронографу подключается высоковольтный масляный конденсатор емкостью около  $0,01 \text{ мкФ}$ . Чтобы устранить возможность короткого замыкания в высоковольтной цепи при пробое конденсатора, между конденсатором и электронографом включают сопротивление около  $500 \text{ кОм}$ .

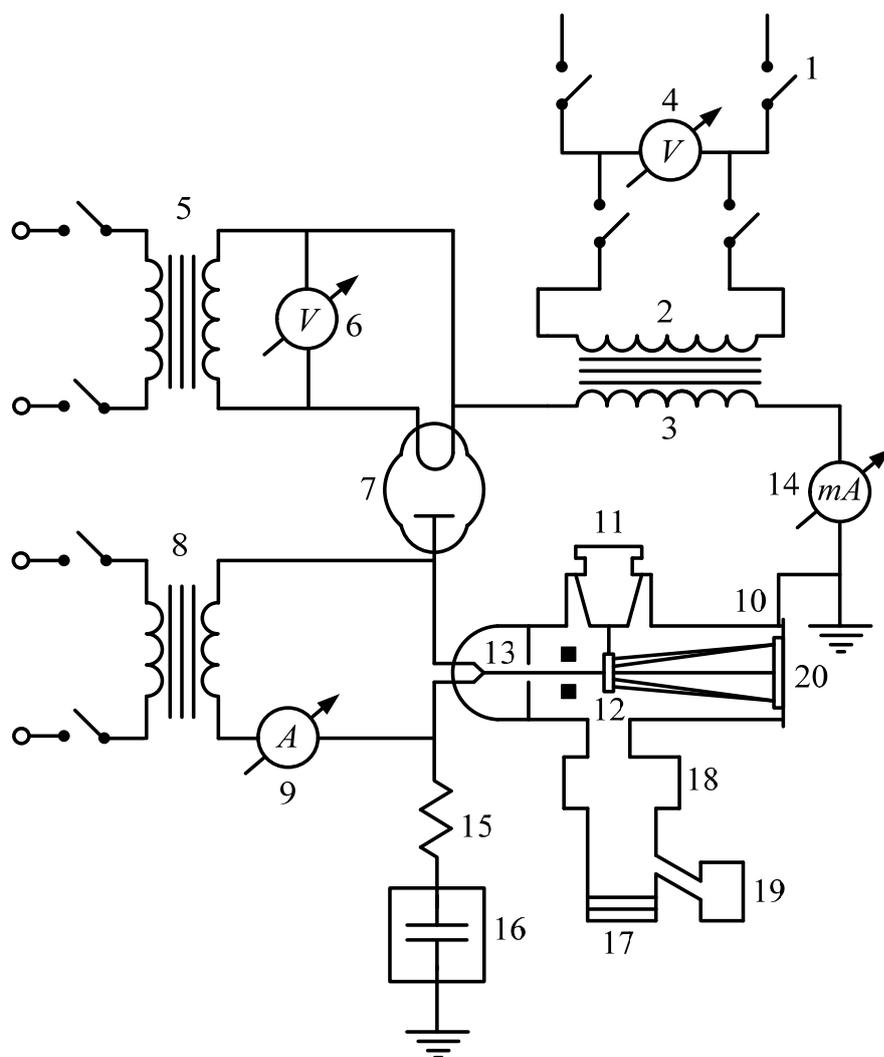


Рис. 2

На схеме показаны:

1 – рубильник, включающий напряжение от городской сети через автотрансформатор (на рисунке не изображен) в первичную обмотку высоковольтного трансформатора;

2 – первичная обмотка высоковольтного трансформатора;

3 – вторичная обмотка высоковольтного трансформатора;

4 – вольтметр, показывающий напряжение в первичной цепи высоковольтного трансформатора;

5 – трансформатор накала нити кенотрона;

6 – вольтметр, по которому определяется нормальный накал нити кенотрона (11,5 – 12 В);

7 – кенотрон;

- 8 – трансформатор накала нити электронографа;
- 9 – амперметр, по которому устанавливается накал нити электронографа;
- 10 – электронограф;
- 11 – держатель образца;
- 12 – исследуемый образец;
- 13 – катод электронографа (вольфрамовая нить);
- 14 – миллиамперметр, который показывает ток, идущий через электронограф;
- 15 – сопротивление около  $500 \text{ кОм}$ ;
- 16 – конденсатор емкостью около  $0,01 \text{ мкФ}$ ;
- 17 – печь вакуумного насоса;
- 18 – вакуумный насос (диффузионный);
- 19 – форвакуумный насос;
- 20 – флуоресцирующий экран, на котором наблюдается дифракционная картина при юстировке, или фотопластинка, на которой она фиксируется.

### Расчет электронограмм

Рассмотрим расчет электронограмм от поликристаллических объектов. Электронограммы, полученные от таких объектов, подобны рентгенограммам от порошков (метод Дебая-Шерера) и состоят из концентрических окружностей (при съемке на прохождение). Примерный вид электронограммы от поликристаллической пленки показан на рис. 3.

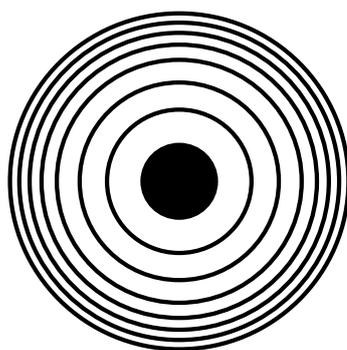


Рис. 3

Расчет электронограмм производится так же, как и рентгенограмм, т.е. для них остается справедливым уравнение Вульфа-Брэггов (см. работу 1):

$$2d \sin \theta = n\lambda, \quad (2)$$

где  $d$  – межплоскостное расстояние;

$\theta$  – угол скольжения;

$n$  – порядок отражения;

$\lambda$  – длина волны.

Так как при дифракции быстрых электронов углы скольжения ( $\theta$ ) малы, то их можно определить, считая, что  $\operatorname{tg} \theta \approx \sin \theta \approx \theta$  из соотношения

$$2\theta = \frac{r_{hkl}}{D}, \quad (3)$$

где  $r_{hkl}$  – радиус дифракционного кольца на фотопластинке  $P$ , соответствующего отражения от кристаллических плоскостей  $K$  с индексами Миллера  $h, k, l$ ;

$D$  – расстояние исследуемый образец-фотопластинка (рис. 4).

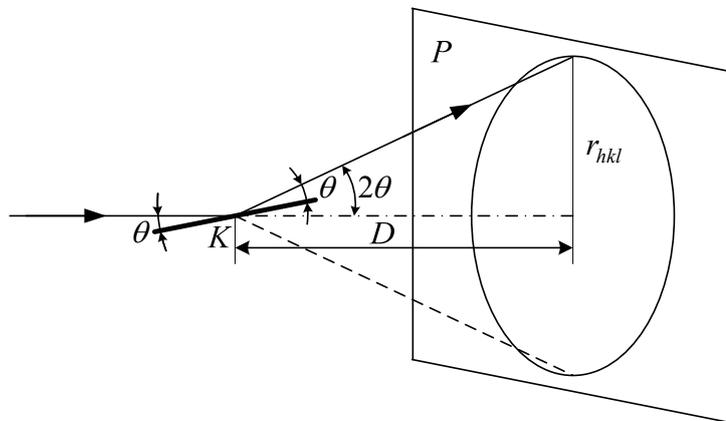


Рис. 4

С учетом выражения (3) и (2) получаем

$$d_{hkl} = \frac{\lambda D}{r_{hkl}}, \quad (4)$$

где в общем случае  $d_{hkl}$  – межплоскостное расстояние, деленное на порядок отражения  $n$ , совпадающее с истинным межплоскостным расстоянием при  $n = 1$ .

Длина волны  $\lambda = h/p$  для нерелятивистских электронов может быть выражена через ускоряющий потенциал  $U$  из закона сохранения энергии  $eU = p^2/2m_e$  ( $e$  – заряд;  $p$  – импульс;  $m_e$  – масса электрона). Если  $\lambda$  выражено в  $\text{Å}$ , а  $U$  в вольтах, то получаем

$$\lambda = \frac{12,25}{\sqrt{U}}. \quad (5)$$

Более точное выражение для длины волны электронов, с учетом релятивистских эффектов, может быть получено из условия  $eU = \sqrt{p^2c^2 + m_e^2c^4} - m_e c^2$ :

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{1 + 9,76 \cdot 10^{-7} U}} \cdot \frac{12,25}{\sqrt{U}}. \quad (6)$$

Постоянная кристаллической решетки  $a$  связана с межплоскостным расстоянием (см. работу 1). Например, для кубических кристаллов справедливо выражение:

$$a = d\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}. \quad (7)$$

Подставив в него значение  $d$  из (4), получим

$$a = \frac{\lambda D \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}{r_{hkl}}. \quad (8)$$

Как видно из этой формулы, для определения постоянной решетки  $a$  необходимо знать величину  $\lambda D$  (произведение длины волны на расстояние образец – фотопластинка). Самым распространенным и, по-видимому, самым надежным способом определения этой величины, не требующим знания величин  $\lambda$  и  $D$  в отдельности, является применение так называемых стандартных образцов. В качестве стандартного образца можно применять тонкие пленки алюминия, так как было показано, что постоянная решетки в тонких пленках алюминия не изменяется по сравнению с ее значением для массивного образца.

Суть этого способа заключается в том, что на электронограмме, полученной от пленки алюминия (известна постоянная решетки  $a$ ),

определяют радиус  $r_{hkl}$  дифракционных колец, соответствующих отражению от систем плоскостей с известными индексами Миллера  $h$ ,  $k$ ,  $l$ . По этим данным из формулы (8) определяется  $\lambda D$  (постоянная электронографа).

### **Порядок выполнения работы**

1. Приготовить исследуемые тонкие свободные пленки и пленку алюминия (см. описание работы 5 «Получение тонких пленок методом испарения и конденсаций в вакууме»).

2. Ознакомится с техническим описанием и инструкцией по работе имеющегося в лаборатории электронографа (отдельное приложение).

3. Получение с помощью инженера электронограмму от пленки алюминия, по которой, выполнив соответствующие измерения, определить постоянную прибора  $\lambda D$ , а также найти  $\lambda$ .

4. Получить электронограмму от пленки исследуемого вещества.

5. Используя найденное значение  $\lambda D$ , произвести соответствующие измерения, индцирование (определение  $h$ ,  $k$ ,  $l$  – см. работу 1) и расчет электронограммы. Определить постоянную решетки  $a$  и вещество (по справочнику).

### **ВНИМАНИЕ!**

В этой лабораторной задаче рабочее напряжение достигает 60000 В. Категорически запрещается без разрешения преподавателя включать установку.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №8. ЭФФЕКТ ЗЕЕМАНА

### Краткие теоретические сведения

В последние годы жизни Фарадей много времени уделял поискам связи между магнитными и оптическими явлениями, в результате которых им было открыто явление магнитного вращения плоскости поляризации (явление Фарадея). Фарадей пытался также (1862 г.) обнаружить влияние магнитного поля на спектральные линии, наблюдая спектр паров натрия, помещенного между полюсами магнита при включенном и выключенном поле, однако результат был отрицательным. Причина, как мы теперь знаем, заключается в сравнительно слабом магнитном поле и в малой разрешающей способности спектрального аппарата, которым располагал Фарадей. Лишь 34 года спустя (1896 г.) Зееман, имевший в своем распоряжении более совершенную аппаратуру, обнаружил, что при помещении источника света в магнитное поле спектральные линии испытывают расщепление на несколько компонент. Так, например, для некоторых линий *H*, *He*, *Zn*, *Cd* и др. результаты сводятся к следующему: при наблюдении в направлении, перпендикулярном магнитному полю, вместо одной спектральной линии с частотой  $\omega_0$  (в отсутствии поля) при включении поля наблюдается три спектральные линии: одна из них с прежней частотой  $\omega_0$  – поляризована вдоль направления магнитного поля ( $\pi$ -компонента), и две линии с частотами  $\omega_0 \pm \Delta\omega$ , поляризованные перпендикулярно направлению магнитного поля ( $\sigma$ -компоненты). Интенсивность каждой из  $\sigma$ -компонент в два раза меньше интенсивности  $\pi$ -компоненты, а суммарная интенсивность  $\pi$  и двух  $\sigma$  компонент равна интенсивности первоначальной нерасщепленной спектральной линии с частотой  $\omega_0$ . Обе  $\sigma$ -компоненты одинаковы по интенсивности.

При наблюдении вдоль направления магнитного поля (с этой целью у Зеемана один из полюсов магнита имел канал) вместо прежней линии с частотой  $\omega_0$  – при включенном поле можно наблюдать лишь две линии с

частотами  $\omega_0 \pm \Delta\omega$ , поляризованные по кругу в различных направлениях в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Интенсивность обеих компонент одинакова и составляет половину интенсивности первоначальной линии. Зееман установил, что величина расщепления  $\Delta\omega$  пропорциональна напряженности магнитного поля.

Явление Зеемана, или, как его часто называют, эффект Зеемана, было объяснено Лоренцом на основе классической электронной теории. Описанное явление составляет суть нормального эффекта Зеемана.

Однако далеко не для всех спектральных линий атомов эффект Зеемана происходит так, как описано выше. В ряде случаев число компонент расщепления может оказываться значительно большим, чем три (или две – при наблюдении вдоль поля). Это так называемый аномальный (или сложный) эффект Зеемана, который в отличие от нормального может быть объяснен только в рамках квантовомеханических представлений.

Квантовая механика прекрасно объясняет также и нормальный эффект Зеемана. Согласно представлениям квантовой механики, электрон в атоме может находиться только на одном из дискретных энергетических уровней, при этом он не излучает. Излучение возникает при переходе электрона с расположенного выше  $n$ -го уровня на расположенный ниже  $k$ -й. Частота электромагнитного излучения  $\nu$ , или циклическая частота  $\omega = 2\pi\nu$ , определяется соотношением

$$h\nu = \hbar\omega = E_n - E_k. \quad (1)$$

Здесь  $E_n$  и  $E_k$  соответственно энергии электрона на  $n$ -м и  $k$ -м уровнях,  $h$  – постоянная Планка,  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ .

Кроме энергии электрон в атоме характеризуется еще механическими моментами импульса: орбитальными моментом:

$$|\vec{L}| = \sqrt{l(l+1)}\hbar, \quad (2)$$

квантовое число орбитального момента  $l$  принимает значения  $l = 0; 1; 2 \dots$ ,

И СПИНОВЫМ МОМЕНТОМ:

$$|\vec{S}| = \sqrt{s(s+1)}\hbar, \quad (3)$$

(квантовое число  $s$  для одного электрона принимает единственное значение  $s = 1/2$ ), а также полным моментом  $\vec{J}$ , являющимся векторной суммой  $\vec{L}$  и  $\vec{S}$ :  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ :

$$|\vec{J}| = \sqrt{j(j+1)}\hbar. \quad (4)$$

Квантовое число полного момента  $j$  при фиксированных значениях  $l$  и  $s$  принимает согласно правилу сложения моментов следующие значения:

$$j = l + s; l + s - 1 \dots |l - s|. \quad (5)$$

Проекция  $J_z$  вектора  $\vec{J}$  на избранное направление принимает согласно правилам пространственного квантования значения

$$J_z = m_j \hbar, \quad (6)$$

где  $m_j$  – квантовое число проекции момента, принимающее значения  $m_j = j; j-1; j-2; \dots -j$ .

Аналогичны формулы имеют место и для проекций  $L_z$  и  $S_z$ :

$$L_z = m_l \hbar; \quad m_l = l; l-1; \dots 0 \dots -l, \quad (7)$$

$$S_z = m_s \hbar; \quad m_s = \pm s = \pm \frac{1}{2} \text{ (для одного электрона)}. \quad (8)$$

На рис. 1 представлены возможные ориентации вектора  $\vec{J}$  при  $j = 1$ .

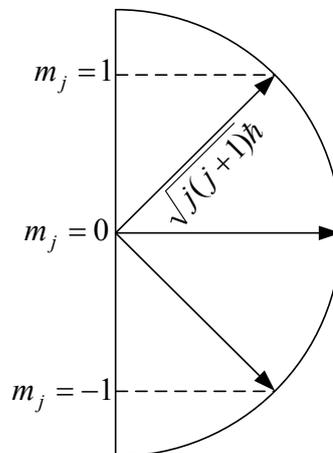


Рис. 1

В сильных внешних магнитных полях  $\vec{H}$ , которые превосходят по величине внутриатомные магнитные поля, для любых спектральных линий будет наблюдаться нормальный эффект Зеемана. Точнее, в этом случае аномальный эффект Зеемана перейдет в нормальный – что составляет суть эффекта Пашена-Бака. В слабых же магнитных полях нормальный эффект Зеемана будет наблюдаться лишь для тех спектральных линий, которые излучаются при переходах между энергетическими уровнями, для которых спин  $S = 0$ , т.е. в данном случае  $|\vec{J}| = |\vec{L}| = \sqrt{l(l+1)}\hbar$ . Здесь квантовое число  $m_j$  принимает только целые значения. Рассмотрим этот случай подробнее. Каждый энергетический уровень атома характеризуется своим значением вектора  $\vec{J} = \vec{L}$ . В отсутствие внешнего магнитного поля энергия уровня не будет зависеть от пространственной ориентации вектора  $\vec{J}$ , следовательно, и от квантового числа  $m_j$ , т.е. различным ориентациям  $\vec{J}$  будет соответствовать одна и та же энергия  $E_0$ . Здесь мы имеем дело с так называемым пространственным вырождением. Кратность вырождения равна числу возможных ориентаций вектора  $\vec{J}$ , т.е.  $2j + 1$ .

При включении внешнего магнитного поля  $\vec{H}$  это вырождение снимается благодаря наличию магнитного момента у электрона, связанного с его механическим моментом импульса:

$$|\vec{\mu}| = \frac{ge\hbar}{2mc} \sqrt{j(j+1)}, \quad (9)$$

где  $e$  – заряд электрона,  $m$  – его масса,  $c = 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{см}}{\text{с}}$  – электродинамическая постоянная,  $g$  – фактор Ланде,

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)}. \quad (10)$$

При  $S = 0$ , т.е. когда  $\vec{J} = \vec{L}$ ,  $g = 1$ . Теперь различным ориентациям вектора  $\vec{J}$  будет соответствовать различная энергия благодаря наличию добавки:

$$\Delta E = (\vec{\mu} \vec{H}) = \mu_n H = g \frac{eH}{2mc} m_j \hbar = \omega_L m_j \hbar, \quad (11)$$

где  $\omega_L = \frac{geH}{2mc}$  – частота ларморовской прецессии вектора  $\vec{J}$  вокруг направления вектора магнитного поля  $\vec{H}$ .

Следовательно, если в отсутствии внешнего магнитного поля какие-то два уровня энергии в атоме обладали значениями энергии  $E_{0_n}$  и  $E_{0_k}$ , и при переходе между ними излучалась единственная частота  $\omega_0 = \frac{E_{0_n} - E_{0_k}}{\hbar}$ , то при включенном внешнем магнитном поле им будут соответствовать значения энергии:

$$E_n = E_{0_n} + \omega_L m_j'' \hbar \quad \text{и} \quad E_k = E_{0_k} + \omega_L m_j' \hbar, \quad (12)$$

где  $-j'' \leq m_j'' \leq j''$ ;  $-j' \leq m_j' \leq j'$ , т.е. каждый уровень расщепится на столько подуровней, сколько значений могут принимать квантовые числа  $m_j''$  и  $m_j'$ : соответственно  $2j'' + 1$  и  $2j' + 1$ . В общем случае для  $n$ -го и  $k$ -го уровней квантовые числа  $j''$  и  $j'$  различны. Из формулы (12) следует, что расстояние между двумя соседними компонентами расщепления уровня, равные  $\Delta E_{\min} = \omega_L \hbar$ , не зависят от квантового числа  $j$ , т.е. будут одинаковыми для различных исходных уровней энергии атома. В этом случае будут излучаться частоты

$$\omega = \frac{E_n - E_k}{\hbar} = \frac{E_{0_n} - E_{0_k}}{\hbar} + \omega_L (m_j'' - m_j') = \omega_0 + \omega_L (m_j'' - m_j'). \quad (13)$$

Можно показать, что переходы электрона в атоме  $E_n \rightarrow E_k$  возможны не между любыми подуровнями расщепления, а только между такими, для которых проекция  $m_j =$  вектора  $\vec{J} = \vec{L}$  на заданное направление  $\vec{H}$  изменяется на  $\pm 1$  или остается неизменной. Иными словами, говорят, что квантовое число  $m_j$  ( $m_j''$  и  $m_j'$ ) подчиняется правилу отбора:

$$\Delta m_j = 0; \pm 1 \quad (14)$$

с дополнением, что переходы  $m_j = 0 \rightarrow m_j = 0$  запрещены для  $\vec{J} = 0$ .

Из выражений (13) и (14) вытекает, что в данном случае излучаться будут три частоты: для серии переходов с  $\Delta m_j = 0$  будут излучаться частоты  $\omega = \omega_0$ , т.е. эти линии оказываются на месте исходной спектральной линии, излучаемой в отсутствие поля. Серии переходов с  $\Delta m_j = \pm 1$  приводят к испусканию спектральных линий с частотами  $\omega = \omega_0 \pm \Delta\omega$ , расположенными симметрично (справа и слева) по отношению к исходной линии на расстояниях по шкале частот:

$$\Delta\omega = \frac{\Delta E_{\min}}{\hbar} = \omega_L = \frac{eH}{2mc}; \quad \Delta\nu = \frac{eH}{4\pi mc}. \quad (15)$$

Это и есть величина расщепления при нормальном эффекте Зеемана.

Квантовая механика объясняет также и наблюдаемую поляризацию компонент расщепления.

На рис. 2 представлены возможные расщепления и возможные переходы между подуровнями расщепления для двух конкретных уровней  $E_n$  и  $E_k$  с  $j'' = 3$  и  $j' = 2$  в отсутствие поля и при наличии поля.

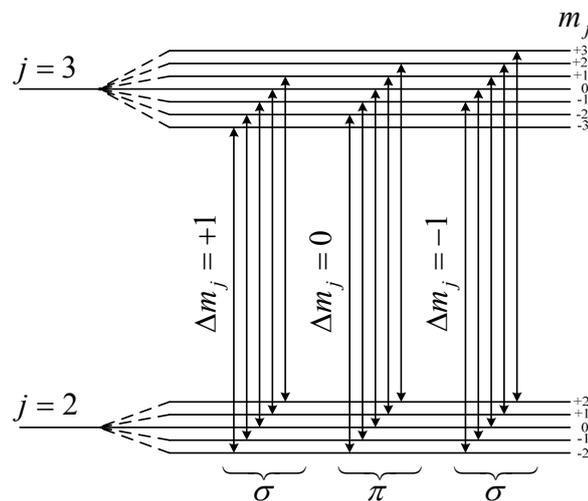


Рис. 2

Хорошо видно, что вследствие одинаковости расстояний  $\Delta E_{\min}$  между ближайшими подуровнями расщепления верхнего и нижнего уровней наблюдается три группы переходов: одна соответствует первоначальной

частоте  $\omega_0$  и две другие – соответствуют двум симметрично расположенным измененным частотам  $\omega = \omega_0 \pm \Delta\omega$ .

Выражение (15) содержит кроме величины расщепления  $\Delta\nu$  и напряженности магнитного поля  $H$  величину отношения заряда к массе  $\frac{e}{m}$  электрона. Величины  $\Delta\nu$  и  $H$  поддаются непосредственному определению, следовательно, можно определить и удельный заряд электрона:

$$\frac{e}{m} = \frac{4\pi \Delta\nu c}{H}. \quad (16)$$

### Описание установки

В настоящей лабораторной работе исследуется поперечный эффект Зеемана, т.е. наблюдение ведется перпендикулярно направлению напряженности магнитного поля. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 3.

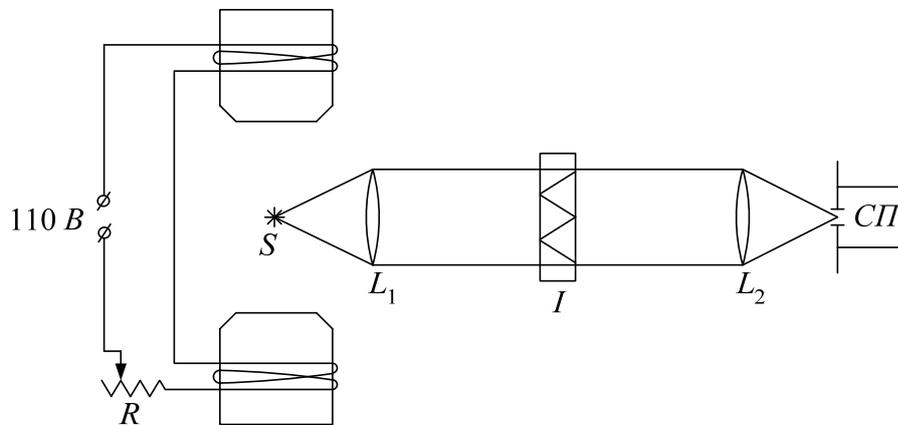


Рис. 3

Между полюсами сильного электромагнита, питаемого через реостат  $R$  от сети постоянного тока напряжением  $110\text{ В}$ , помещена небольшая неоновая лампочка  $S$ , питаемая через балластное сопротивление от сети переменного тока напряжением  $127\text{ В}$ . Лампочка  $S$  установлена приблизительно в фокусе линзы  $L_1$ , которая посылает слегка расходящийся пучок лучей света на эталон Фабри-Перо, представляющий собой два отчасти прозрачных серебряных слоя, нанесенных на плоские пластинки,

установленные так, что между серебряными слоями остается плоскопараллельный зазор. Отклонение от плоскопараллельности у такого зазора должно быть не более  $0,01 - 0,02\lambda$ . Благодаря многократным отражениям между серебряными слоями образуется много когерентных интерферирующих между собой пучков света. Интерференционная картина представляет собой совокупность концентрических колец – линий равного наклона, которые могут быть видны глазом, сфокусированным на бесконечность. Однако при наблюдении невооруженным глазом будет видно, столько наложенных друг на друга интерференционных картин, сколько спектральных линий имеется в видимой области спектра неона. Нормальный эффект Зеемана в сильном поле хорошо наблюдается на желтой линии неона ( $\lambda = 5882 \text{ \AA}$ ). Чтобы наблюдать интерференционную картину в свете этой линии, сфокусируем лучи, идущие от эталона Фабри-Перо, линзой  $L_2$  на широко раскрытую щель спектроскопа  $СИ$ . Тогда в спектроскопе будет видно на каждой уширенной спектральной линии часть интерференционной картины, вырезаемая щелью спектроскопа (см. рис. 4). Каждое кольцо, вернее его часть, вырезаемая щелью, будет состоять из одной линии до тех пор, пока соответствующая спектральная линия (в данном случае желтая) будет содержать одну частоту, когда же при включении магнитного поля произойдет зеемановское расщепление, то соответствующие интерференционные линии расщепятся.

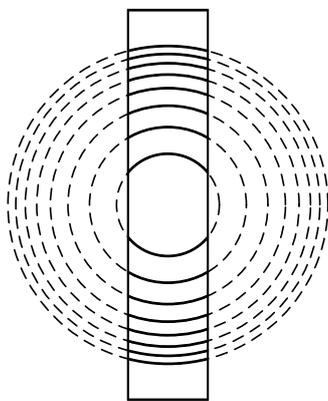


Рис. 4

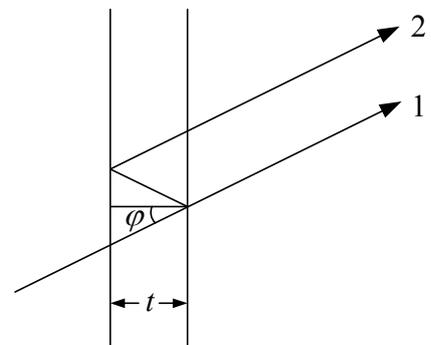


Рис. 5

Чтобы связать величину расщепления с определенным изменением длины волны  $\Delta\lambda$ , напомним некоторые элементы теории эталона Фабри-Про: пусть  $\varphi$  – угол падения при многократных отражениях света в плоскопараллельном зазоре эталона толщиной  $d$ . Разность хода между двумя соседними прошедшими эталоном лучами 1 и 2 (рис. 5) равна :

$$\Delta = 2t \cos \varphi, \text{ где } t = nd. \quad (17)$$

Параллельные пучки лучей с такой разностью хода, или кратной ей, собираются линзой  $L_2$  и интерферируют в ее фокальной плоскости, совпадающей с плоскостью щели спектроскопа. Условие максимума:

$$2t \cos \varphi = k\lambda, \quad (18)$$

где  $k$  – целое число. Угол, под которым видно кольцо  $k$ -го порядка, будет, очевидно, определяться соотношением

$$\cos \varphi = k \frac{\lambda}{2t}. \quad (19)$$

Найдем, какому изменению длины волны будет соответствовать смещение интерференционной линии на расстояние между двумя соседними интерференционными линиями, т.е. пусть одному и тому же углу  $\varphi$  отвечают две интерференционные линии порядка  $k$  и  $k+1$  с длинами волн  $\lambda_0$  и  $\lambda$ , тогда справедливо

$$k \frac{\lambda_0}{2t} = (k+1) \frac{\lambda}{2t}, \quad \text{откуда} \quad k(\lambda_0 - \lambda) = \lambda,$$

или  $\Delta\lambda = \frac{\lambda}{k}$ , но из (18) следует, что  $k = \frac{2t \cos \varphi}{\lambda}$ , тогда получаем

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2t \cos \varphi} \text{ или для малых углов } \varphi:$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2t}. \quad (20)$$

Величина  $\Delta\lambda$ , определяемая равенством (20), носит название **постоянной эталона Фабри-Перо**.

Чтобы перейти в (20) от  $\Delta\lambda$  к  $\Delta\nu$ , входящему в (16), воспользуемся связью:  $\nu = \frac{c}{\lambda}$ , откуда  $|\Delta\nu| = \frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda$ , т.е.  $\Delta\nu = \frac{c}{2t}$ . Тогда, если зеемановское расщепление таково, что расстояние между интерференционными линиями от соседних компонент расщепления равно расстоянию между двумя смежными интерференционными линиями различных порядков, то

$$\frac{e}{m} = \frac{2\pi c^2}{tH}. \quad (21)$$

### **Выполнение работы**

При постепенном увеличении напряженности магнитного поля наблюдаем сначала размытие интерференционной картины на желтой линии неона  $\lambda = 5882 \text{ \AA}$ . Это соответствует случаю, когда смещение между компонентами зеемановского расщепления составляет около  $0,3 \Delta\lambda$ . При дальнейшем увеличении напряженности магнитного поля резкость интерференционной картины восстанавливается – что соответствует различию в длинах волн между компонентами расщепления на  $\Delta\lambda$ . Величина напряженности магнитного поля  $H$  определяется по величине тока, текущего в обмотке электромагнита, с помощью градуировочного графика. Перед включением электромагнита необходимо полностью ввести все реостаты в его цепи, включить ток и, наблюдая в спектроскоп интерференционную картину, увеличивать силу тока, постепенно выводя реостаты. Необходимо добиться размытия интерференционной картины и восстановления ее, заметив при этом силу тока. Сделать измерения не менее пяти раз. По измеренной средней силе тока определить напряженность магнитного поля  $H$  (по графику), а затем по формуле (21) и искомую величину  $\frac{e}{m}$ .

В эталоне Фабри-Перо, используемом в данной работе, зазор между посеребренными поверхностями заполнен стеклом с показателем преломления  $n = 1,5$ . Его геометрическая толщина  $d = 1,3$  см.

**Ток в обмотке электромагнита необходимо выключить лишь предварительно уменьшив его до минимума.**

**ВНИМАНИЕ!**

Эталон Фабри-Перо руками не трогать, т.к. он имеет наружное серебрение.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 9. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОБСТВЕННОГО МАГНИТНОГО МОМЕНТА ЭЛЕКТРОНА МЕТОДОМ ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

### Краткие теоретические сведения

Электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) был предсказан в 1923 году советским физиком Я.Г. Дорфманом и открыт другим советским физиком Е.К. Завойским в 1944 году в Казани. ЭПР является в настоящее время одним из наиболее плодотворных методов физического исследования. Область применения этого явления очень широка. В ионных кристаллах он позволяет определить структуру энергетических уровней магнитных центров, тонкие детали строения кристаллической решетки и параметры, характеризующие кинетику намагничивания; весьма интересны также результаты исследования дефектов кристаллических решеток. В жидких растворах солей ЭПР дает возможность исследовать строение сольватных оболочек. Получены интересные данные о свойствах электронов проводимости в металлах и полупроводниках. Для физики ядра парамагнитный резонанс ценен как метод определения ядерных магнитных моментов (метод ядерного магнитного резонанса – ЯМР) и как один из наиболее эффективных способов поляризации ядер. Особенно плодотворен метод парамагнитного резонанса в химии. Он впервые позволил детектировать свободные радикалы в количествах до  $10^{-13}$  моля. Успешно также применяется парамагнитный резонанс при изучении биологических объектов. Последнее время парамагнитный резонанс нашел важные применения в радиоэлектронике для конструирования нового типа малошумящих усилителей.

Парамагнитный резонанс на изолированной частице, обладающей отличными от нуля механическим и магнитным моментами, называют иногда элементарным магнитным резонансом. Это явление лежит в основе многих современных методов исследования свойств частиц. Использование элементарного магнитного резонанса позволило в свое время Раби

предложить известный метод определения ядерных магнитных моментов, Альварецу и Блоху провести измерения магнитного момента нейтронов, Детчу – определить величину тонкой структуры основного энергетического уровня позитрония и т.д.

Суть элементарного магнитного резонанса может быть понята на основе следующих простых квазиклассических представлений. Пусть частица, например, электрон в атоме, обладающая зарядом  $e$ , массой  $m$ ,

полным механическим моментом импульса  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} = \sqrt{j(j+1)}\hbar$  и

магнитным моментом  $\vec{\mu} = \frac{ge\hbar}{2mc}\sqrt{j(j+1)}$  или

$$\vec{\mu} = g\mu_B\vec{J}, \quad (1)$$

$$\text{где } g = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} \quad (2)$$

фактор Ланде для электрона в атоме,  $\mu_B = \frac{e\hbar}{2mc}$  – магнетон Бора,

$\vec{J} = \sqrt{j(j+1)}\hbar$  – момент импульса в единицах  $\hbar$ , помещена в постоянное

магнитное поле с напряженностью  $\vec{H}_0$ . Тогда согласно теореме Лармора,

магнитный момент  $\vec{\mu}$  будет прецессировать вокруг направления вектора  $\vec{H}_0$

с ларморовой частотой  $\omega_L = \frac{geH_0}{2mc}$ , где как это следует из (2),  $g=1$  для

частиц с чисто орбитальным и  $g=2$  – для частиц с чисто спиновым

магнетизмом. При этом угол  $\alpha$  между векторами  $\vec{\mu}$  и  $\vec{H}_0$  (рис. 1) будет

принимать дискретные значения в соответствии с правилами

пространственного квантования для вектора  $\vec{J}$ .

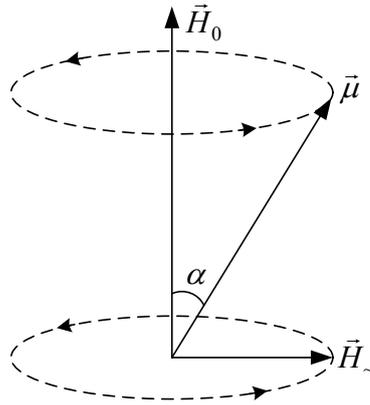


Рис. 1

$$J_{H_0} = M; \quad M = -j; -j+1; \dots j-1, j, \quad (3)$$

всего  $2j+1$  значений. Столько же значений принимает и проекция  $\vec{\mu}$  на направление  $\vec{H}_0$ :

$$\mu_{H_0} = g\mu_B M. \quad (4)$$

Вследствие наличия добавочной энергии взаимодействия  $\Delta E = (\vec{\mu}\vec{H}_0)$  начальное энергетическое состояние частицы в отсутствии поля  $E_0$  при включении поля получает добавку  $\Delta E$  и будет иметь значения:

$$E = E_0 + \Delta E = E_0 + \mu_{H_0} H_0 = E_0 + g\mu_B H_0 M, \quad (5)$$

т.е. расщепится на  $(2j+1)$  эквидистантных подуровней (рис. 2).

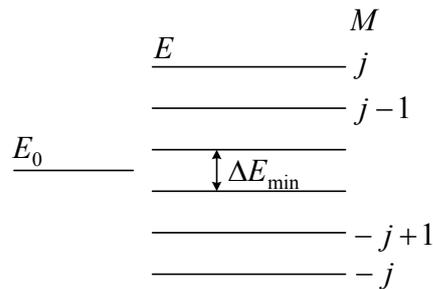


Рис. 2

Расстояние между двумя соседними подуровнями будет равно:

$$\Delta E_{\min} = g\mu_B H_0 = \omega_L \hbar. \quad (6)$$

Допустим теперь, что перпендикулярно к полю  $\vec{H}_0$  наложено слабое магнитное поле  $\vec{H}_1$  (рис. 1), вращающееся вокруг  $\vec{H}_0$  с частотой  $\omega$ . Если  $\omega = \omega_L$ , то дополнительный вращательный момент, возникающий под

действием поля  $\vec{H}_\sim$  всегда направлен так, что магнитный момент  $\vec{\mu}$  стремится расположиться в экваториальной плоскости ( $\vec{\mu} \perp \vec{H}_0$ ). В результате будет происходить быстрое изменение ориентации момента  $\vec{\mu}$ . Если частоты  $\omega$  и  $\omega_L$  заметно отличаются друг от друга, то действие поля  $\vec{H}_\sim$  будет исчезающе малым, ибо вызываемое им движение момента  $\vec{\mu}$  быстро разойдется по фазе с его прецессией. По той же причине влияние поля будет также малым, если  $\omega = \omega_L$ , но направление вращения  $\vec{H}_\sim$  противоположно прецессии. Последнее обстоятельство используется практически для того, чтобы вместо вращающегося поля использовать поле осциллирующее, которое можно себе представить как результат сложения двух полей одинаковой величины, вращающихся с одинаковой частотой в противоположных направлениях.

Под действием переменного магнитного поля  $\vec{H}_\sim = \vec{H}_0 \cos \omega t$  возможны магнитные дипольные переходы между соседними уровнями энергии ( $\Delta\mu = \pm 1$ ) если выполнено условие резонанса:

$$\hbar\omega = h\nu = E_M - E_{M-1} = g\mu_B H_0, \quad (7)$$

что эквивалентно классическому условию  $\omega = \omega_L$ . Переменное поле с одинаковой вероятностью будет вызывать переходы с нижних уровней энергии на верхние и наоборот. В первом случае будет происходить поглощение энергии переменного поля, а во втором – увеличение, т.е. усиление сигнала.

Если от рассмотрения изолированной магнитной частицы перейти к макроскопическим телам, содержащим большое количество таких частиц (будем называть эти тела парамагнитными, независимо от величины диамагнитной составляющей суммарного магнитного момента вещества), то поведение парамагнетика в магнитном поле будет существенно зависеть от взаимодействия парамагнитных частиц друг с другом и с окружающими их диамагнитными частицами. Эти взаимодействия будут способствовать

установлению термодинамического равновесия, если почему-либо оно окажется нарушенным. Поэтому в статическом магнитном поле  $\vec{H}_0$ , если достигнуто равновесное состояние и допустимо пользование законами распределения классической статистики, заселенности отдельных энергетических уровней определяются больцмановским множителем  $e^{-g\mu_B H_0 M / kT}$ . Заселенность нижних энергетических уровней больше, чем верхних и поэтому, если включить переменное магнитное поле резонансной частоты, число вызываемых им актов поглощения превысит число актов вынужденного излучения, в результате вещество будет поглощать энергию радиочастотного поля. Таким образом, в парамагнетике идут два противоположных процесса: радиочастотное поле выравнивает заселенности различных магнитных уровней энергии, а внутренние взаимодействия стремятся восстановить больцмановское распределение, переводя поглощенную энергию радиочастотного поля в тепло.

Поместив в поля  $\vec{H}_0$  и  $\vec{H}_\sim$  вещество, содержащее электроны с некомпенсированными механическими и соответственно магнитными моментами (например, вещество, содержащее свободные радикалы,  $F$ -центры и т.п.), можно наблюдать на таких электронах ЭПР. Если при этом имеет место условие резонанса для  $S$ -электронов (орбитальный момент  $\vec{L} = 0$ , т.е.  $\vec{J} = \vec{S}$ ), тогда  $g = 2$ , здесь формула (1) дает:

$$\vec{\mu}_s = 2\mu_B \vec{S} \quad (8)$$

величину собственного магнитного момента электрона. Её проекция на направление внешнего магнитного поля  $\vec{H}_0$  будет равна одному магнетону Бора

$$\mu_{SH_0} = 2\mu_B S_{H_0} = \pm\mu_B, \quad (9)$$

т.к.  $S_{H_0} = \pm\frac{1}{2}$ . Проекция магнитного момента электрона на направление внешнего магнитного поля часто называют магнитным моментом электрона. Эта величина может быть определена из условия резонанса (7):

$$\mu_{SH_0} = \mu_B = \frac{h\nu}{gH_0} \quad (10)$$

В условиях нашего опыта  $g = 2$ . Частота ларморовской прецессии, как это легко определить из выражения  $\omega_L = \frac{geH_0}{2mc}$  при наиболее часто встречающихся в современных экспериментах напряженностях магнитного поля, лежит в области между  $10^6$  и  $10^{11}$  Гц. При этом переменное поле  $\vec{H}_\sim$  создается либо катушкой генератора, либо объемным резонатором. Первые попытки обнаружить резонансное поглощение в парамагнетиках путем измерения количества тепла, выделяемого парамагнетиком, относящиеся к середине 30-х годов, принадлежали Гортеру с сотрудниками, однако они были безрезультатными вследствие несовершенства методики и применения недостаточно высоких частот. Заслугой Е.К. Завойского является разработка новых высокочувствительных методов изучения парамагнитного резонанса, путем измерения ослабления энергии высокочастотного поля в результате поглощения её парамагнетиком.

Схема для получения и исследования парамагнитного резонанса методом Е.К. Завойского изображена на рис. 3.

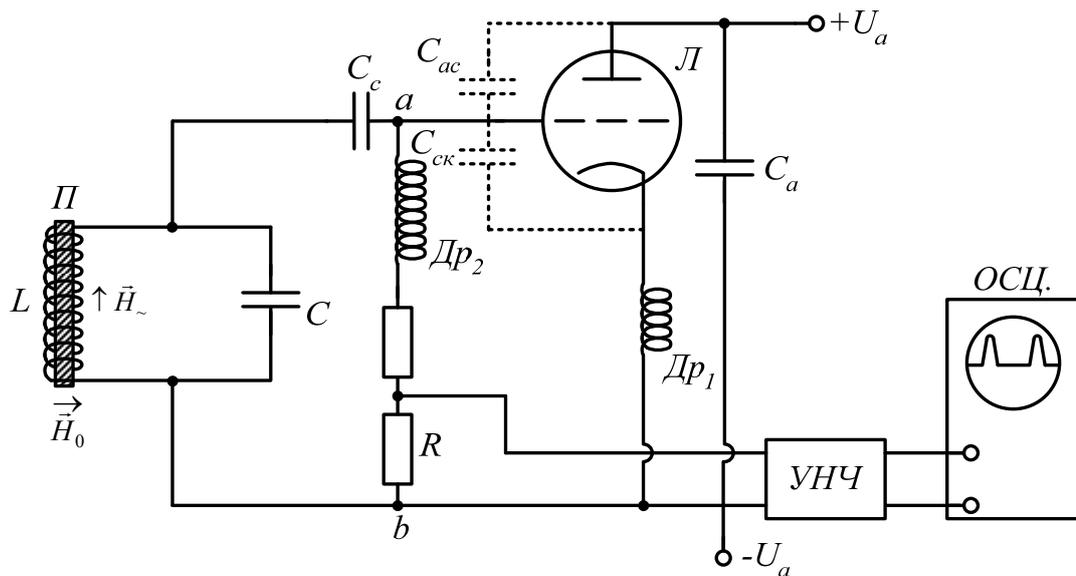


Рис. 3

Здесь  $L$  – лампа, работающая в режиме генератора с самовозбуждением,  $L$  и  $C$  – индуктивность и емкость колебательного контура генератора. Конденсатор  $C_c$  и дроссель  $Dp_2$  составляют так называемую развязывающую ячейку с сеточной цепи лампы, функция которой сводится к тому, чтобы не пропускать переменную сеточного тока по ветви  $Dp_2R$  на землю, так как сопротивление  $Dp_2$  переменному току велико, и отводить её через емкость  $C_c$  на контур, и в то же время не пропускать по контуру постоянную (выпрямленную) составляющую сеточного тока, отводя последнюю по  $Dp_2$  и  $R$  на землю.

Емкость конденсатора  $C_a$  выбирается достаточно большой, а его сопротивление переменному току настолько малым, чтобы он беспрепятственно пропускал токи высокой частоты, замыкая таким образом анодную цепь лампы по переменной составляющей анодного тока.

Емкость  $C_{ac}$  и  $C_{ck}$ , обозначенные на схеме пунктиром, представляют собой междуэлектродные емкости лампы соответственно участков цепи сетка-анод и сетка-катод. Следует отметить, что если при работе ламповых схем на достаточно низких частотах в силу малости этих емкостей их влиянием на работу схемы обычно пренебрегают, то при работе схемы на высоких частотах, как, например, в нашем случае, емкостные сопротивления  $C_{ac}$  и  $C_{ck}$  становятся уже соизмеримыми с сопротивлениями остальных участков схемы.

В этом случае нужно считаться с их наличием и рассматривать их как элементы данной схемы.

Процесс самовозбуждения генератора происходит следующим образом.

При подключении схемы к источнику питания в начальный момент происходит зарядка всевозможных конденсаторов в схеме и, в частности, конденсатора  $C$  колебательного контура. В результате этого в контуре начинаются электрические колебания. Если бы контур был свободным (не

связан со схемой), то в силу имеющихся потерь на нагревание проводников, излучение и т.д. эти колебания имели бы затухающий характер, но благодаря емкости  $C_c$ , связывающей контур с сеткой лампы, переменное напряжение на контуре оказывается приложенным между сеткой и катодом лампы. Вследствие этого сила анодного тока лампы начинает изменяться по тому же закону (синусоида), что и напряжение на контуре.

Таким образом, теперь анодный ток лампы можно рассматривать как сумму двух его составляющих, постоянной и переменной, изменяющейся по величине и направлению.

Постоянная составляющая анодного тока протекает в схеме от выпрямителя непосредственно через лампу (анод-катод), дроссель  $Dr_1$  и на землю, возвращаясь снова к выпрямителю. Переменная же составляющая анодного тока идет по другому пути, а именно: от анода лампы по междуэлектродной емкости  $C_{ac}$  к точке "а". В этой точке она встречает разветвление. Ветвь, образованная емкостью  $C_c$ , контуром и т.д., вследствие большого резонансного сопротивления контура не может служить основной цепью для прохождения переменной составляющей анодного тока лампы. То же самое можно сказать и относительно ветви, образованной дросселем  $Dr_2$ , сопротивлением  $R$  и т.д., вследствие значительного сопротивления переменному току дросселя  $Dr_2$  и сопротивления  $R$ .

Следовательно, единственно приемлемой для прохождения переменной составляющей анодного тока является ветвь, образованная междуэлектродной емкостью  $C_{ck}$ , дросселем  $Dr_1$  и емкостью  $C_{ac}$ , которая замыкает цепь переменной составляющей на аноде. Не трудно видеть, что между точками "а" и "b" имеет место падение напряжения переменной составляющей анодного тока, которое оказывается приложенным к колебательному контуру через емкость  $C_c$ , обуславливающую, таким образом, обратную связь анодной цепи с колебательным контуром. Степень этой связи тем больше, чем большее падение напряжения происходит между

"a" и "b". В цепях увеличения последнего в катод лапы включается дроссель  $Dp_1$ , величина индуктивности которого выбирается не слишком большой (существенно меньшей, чем  $Dp_2$ ), чтобы не препятствовать прохождению переменной составляющей анодного тока, и не слишком малой, чтобы обеспечить достаточно большое падение напряжения между точками "a" и "b".

Благодаря обратной связи, часть колебательной мощности из анодной цепи поступает в колебательный контур, компенсируя имеющиеся в нем потери. введенная в контур, окажется не меньше суммарной мощности, расходуемой на потери в контуре, то колебания становятся незатухающими. Последнее становится возможным при достаточно высокой степени обратной связи, которую можно менять, меняя емкость конденсатора  $C_c$ , ручка которого выведена на переднюю панель.

Если внутрь катушки индуктивности контура  $L$  поместить парамагнетик  $\Pi$ , чтобы он находился в переменном высокочастотном магнитном поле катушки  $\vec{H}_\sim$ , и если на парамагнетик наложить еще внешнее постоянное магнитное поле с напряженностью  $\vec{H}_0$ , например, от соленоида, ось которого перпендикулярна оси катушки  $L$ , то при определенных значениях  $\vec{H}_0$ , удовлетворяющих условию парамагнитного резонанса (7), в парамагнетике будут происходить квантовые магнитные дипольные переходы, сопровождающиеся поглощением энергии высокочастотного поля катушки контура генератора. В контуре, таким образом, возникают добавочные потери энергии, что повлечет за собой уменьшение амплитуды переменного напряжения на сопротивлении  $R$  в цепи сеточного тока. Экспериментально установлено, что указанное изменение сеточного тока при малых потерях мощности пропорционально количеству энергии, затрачиваемой на вышеуказанные квантовые переходы.

Чтобы наблюдать кривую парамагнитного резонанса, т.е. зависимость величины потерь энергии в парамагнетике от магнитного поля, на

осциллографе, необходимо промодулировать по напряженности постоянное магнитное поле. Для этого на соленоиде наматывается вторая катушка, по которой пропускается переменный (низкой частоты, например, 50 Гц) небольшой силы, ток. Тогда величина напряженности внешнего поля перестанет быть постоянной и будет изменяться периодически около среднего значения

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_{0\Omega} \cos \Omega t. \quad (11)$$

Здесь  $\Omega$  – частота переменного тока в модуляционной обмотке соленоида;  $\vec{H}_{0\Omega}$  – амплитуда модулирующей напряженности магнитного поля.

Таким образом, если величина  $\vec{H}_0$  будет близкой к резонансному значению  $\vec{H}_{0p}$ , то моменты времени  $t_1, t_2, t_3$  и т.д. (см. рис. 4а) будут соответствовать максимумам поглощения энергии в парамагнетике.

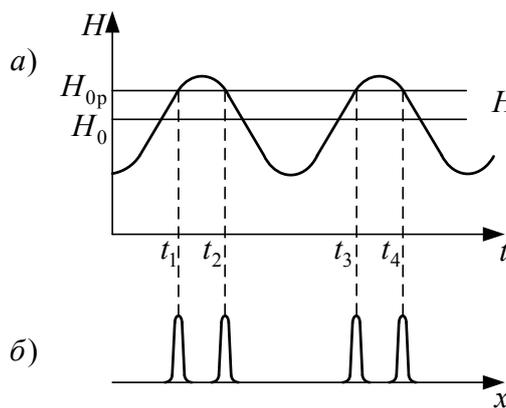


Рис. 4

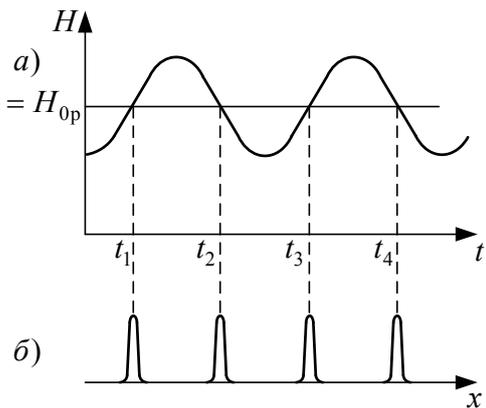


Рис. 5

Если подать при этом падение напряжения с сопротивлением  $R$ , предварительно усиленное ламповым усилителем, на вертикальный вход осциллографа (см. рис. 3), то на экране мы будем видеть ряд пиков поглощения, максимумы которых будут отстоять друг от друга соответственно временным интервалам между  $t_1, t_2, t_3$  и т.д. (см. рис. 4б).

Следует отметить, что если  $\vec{H}_0$  при этом будет отличным от резонансного значения  $\vec{H}_{0p}$ , то интервалы между пиками на осциллографе не будут одинаковыми между собою (например  $t_2 - t_1 \neq t_3 - t_2$ ). Пики

поглощения располагаются на экране с равными интервалами, как показано на рис. 5б, только в том случае, если  $\vec{H}_0 = \vec{H}_{0p}$  (см. рис. 5а).

Таким образом, резонансное значение  $\vec{H}_{0p}$  экспериментально определяется по равенству временных интервалов между максимумами пиков парамагнитного поглощения на экране осциллографа. Однако, для определения собственного магнитного момента электрона из условия резонанса необходимо кроме величины  $\vec{H}_{0p}$ , знать еще соответствующую этому значению резонансную частоту  $\nu_0$ . Для определения последней можно воспользоваться методом нулевых биений. Для этого используют вспомогательный генератор стандартных сигналов ГМВ, на выходе которого подключена катушка  $L_c$ , индуктивно связанная с катушкой контура  $L$  (см. рис. 6). Тогда при работе генератора стандартных сигналов на частоте  $\nu_1$ , в исследуемом генераторе наряду с рабочей частотой  $\nu_0$  возникнут еще биения с частотой, равной разности  $\nu_1 - \nu_0$ . На экране осциллографа при этом можно легко зафиксировать момент равенства частот  $\nu_1 = \nu_0$  (нулевые биения). Тотчас же по шкале генератора стандартных сигналов отсчитывается искомое значение частоты.

### Экспериментальная часть

1. В работе используется установка, схема которой представлена на рис. 6
2. Получить на экране осциллографа резонансные пики поглощения.
3. Проследить за перемещением пиков вдоль оси  $X$  и их изменением при изменении напряженности постоянного (с помощью реостата) и модулирующего (с помощью ЛАТРа) магнитного полей. Объяснить результаты наблюдения.

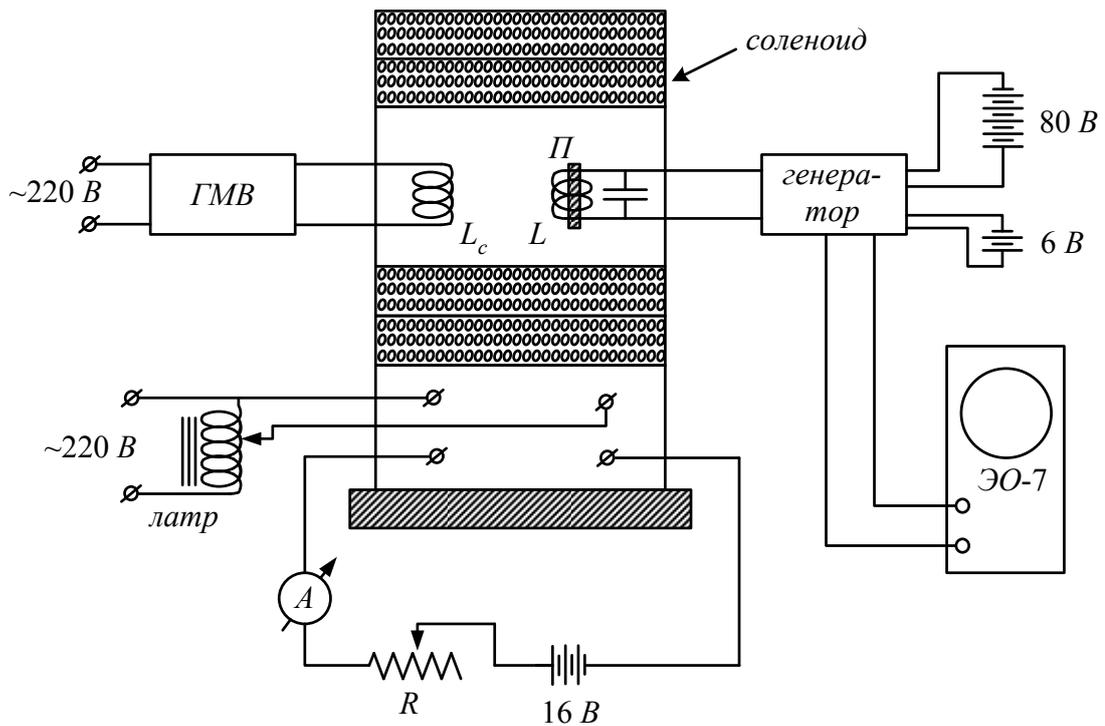


Рис. 6

4. Изменяя с помощью реостата  $R$  силу постоянного тока в обмотке соленоида, добиться такой величины тока, а следовательно, и  $\vec{H}_0$ , при котором пики будут отстоять друг от друга на одинаковом расстоянии. Эксперимент проводить при наименьшей возможной силе модулирующего тока, т.к. в этом случае точность определения положения пиков будет наибольшей.

По измеренному, с помощью миллиамперметра, значению постоянного тока, протекающего через соленоид, по градуировочному графику, найти соответствующее значение  $\vec{H}_{0p}$ .

5. Включить генератор стандартных сигналов ГМВ-6 и вращая ручку настройки, добиться нулевых биений, наблюдая за изображением на экране осциллографа. Определить по шкале ГМВ-6 соответствующие значения  $\nu_0$ .

6. Повторить определение  $\vec{H}_{0p}$  и  $\nu_0$  несколько раз, всякий раз стараясь делать отсчеты силы тока по миллиамперметру и частоты  $\nu_0$  по шкале ГМВ-6 по возможности одновременно, т.к. стабильность частоты работы нашего генератора невысока и возможен уход частоты.

7. Взять среднее из полученных значений  $\vec{H}_{0p}$  и  $\nu_0$ , определить по этим данным величину собственного магнитного момента электрона по формуле (10).

8. Сменяя катушку генератора (с емкостью), получить на трех разных частотах резонансные значения  $\vec{H}_{0p}$  и  $\nu_0$  и проверить зависимость этих величин согласно формуле (7). Нанести полученные данные на график  $\vec{H}_{0p} = f(\nu_0)$ .

**ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 9-а**  
**ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОГО МОМЕНТА ПРОТОНА**  
**МЕТОДОМ ЯМР (ядерного магнитного резонанса)**

**Краткие теоретические сведения**

Магнитный ядерный резонанс (ЯМР) был одновременно открыт в 1946 году Блохом и Парселом. Он применяется главным образом для точных измерений магнитных дипольных моментов ядер. При использовании этого метода образец газообразного, жидкого или твердого диамагнитного вещества, помещается в сильное однородное магнитное поле  $\vec{H}_0$ , создаваемое постоянным магнитом. Назначение поля – разрыв связи ядерного магнитного момента с моментом электронной оболочки и возникновение ларморовской прецессии магнитных моментов ядер вокруг поля  $\vec{H}_0$ . После конечного времени релаксации большая часть ядерных магнитных моментов ориентируется по полю. Если включить слабое переменное поле  $\vec{H}_v$ , создаваемое катушкой  $L$  высокочастотного генератора, и направленное перпендикулярно полю  $\vec{H}_0$ , частота которого может варьироваться, в случае когда  $\vec{H}_v$  оказывается в резонансе с ларморовой частотой ядер, в поле  $\vec{H}_0$  происходит резонансное опрокидывание спинов ядер, вектор намагниченности отклоняется от направления  $\vec{H}_0$ . При этом происходит изменение добротности контура  $L$  и соответствующий сигнал наблюдается на экране осциллографа.

Создаваемое двумя секциями катушки  $L_\Omega$  модулирующее переменное поле  $\vec{H}_{iADiAi}$ , направленное параллельно  $\vec{H}_0$  имеет низкую постоянную частоту 50 Гц. Назначение этого поля – повторять опрокидывание спина ядра 50 раз в секунду, для того, чтобы в резонансе получить стационарную картину на экране осциллографа.

Физическая картина происходящих в установке явлений такова: в сильном поле  $\vec{H}_0$  магнитный момент ядра приобретает энергию

$$\Delta E = \vec{\mu} \vec{H}_0 = \frac{\mu}{I} \vec{I} \vec{H}_0 = \frac{\mu}{I} I_0 H_0, \quad (1)$$

где  $I$  – спин ядра.

Для простоты будем считать, что внутриатомные поля малы так, что энергией взаимодействия ядерного магнитного момента с магнитным моментом электронной оболочки можно пренебречь. Это предположение правомерно для достаточно сильного внешнего поля  $\vec{H}_0$ . Величина  $I H_0$  может принимать значения  $I H_0, (I-1) H_0, \dots, -I H_0$  (см. описание работы №9). В отсутствие высокочастотного поля  $\vec{H}_\nu$  в состоянии термодинамического равновесия большинство ядер оказывается на низшем энергетическом уровне с энергией  $\mu H_0$ . Для перехода на первый возбужденный уровень необходима энергия

$$\Delta E_{\text{возл}} = \frac{\mu H_0}{I} [I - (I - 1)] = \frac{\mu H_0}{I}, \quad (2)$$

которой соответствует частота 
$$\nu = \frac{\Delta E_{\text{возл}}}{h} = \frac{\mu H_0}{I h}. \quad (3)$$

Магнитный момент ядра измеряется обычно в ядерных магнетонах:

$$\mu_{\text{я}} = \frac{e\hbar}{2M_p C} = 5.05 \cdot 10^{-24} \text{ эрг} / \text{ГАУСС},$$

где  $M_p$  – масса протона, т. е.  $\mu = g\mu_{\text{я}}$ .

С учетом этого перепишем (3) в виде: 
$$\nu = \frac{\mu H_0}{I h} = \frac{g\mu_{\text{я}} H_0}{I h}.$$

Отсюда можно найти 
$$g = \frac{h\nu I}{\mu_{\text{я}} H_0}. \quad (4)$$

На рис. 1 приведена блок-схема установки.

## Описание установки

Наблюдение сигналов ядерного магнитного резонанса (ЯМР) осуществляется с помощью прибора Ш1-1.

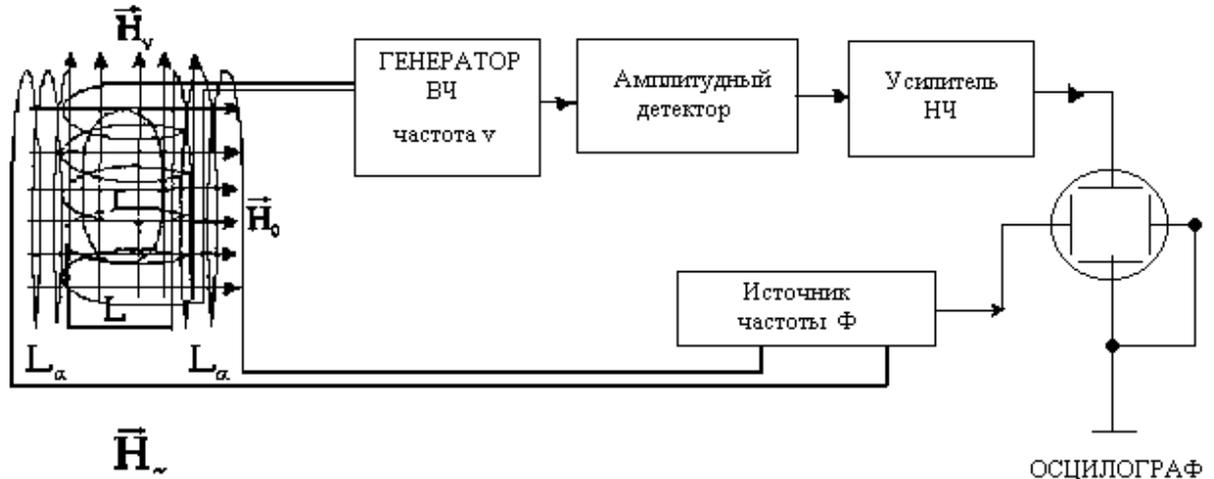


Рис. 1

Если внутрь катушки  $L$ , входящей в состав колебательного контура генератора высокой частоты  $\nu$  прибора Ш1-1, поместить вещество  $\Pi$  так, чтобы перпендикулярно оси катушки  $L$  было переменное магнитное поле  $\vec{H}_{\sim}$ , и постоянное поле  $\vec{H}_0$  (см. рис.1), то при определенном значении  $\nu$  - частоты высокочастотного магнитного поля катушки  $L$ , удовлетворяющей условию  $h\nu = g\mu_{\text{я}} \frac{\mu_0}{I}$  в веществе будут происходить квантовые магнитные дипольные переходы, сопровождающиеся поглощением энергии магнитного поля  $\vec{H}_{\nu}$ . В контуре катушки  $L$  возникнут добавочные потери, что влечет за собой уменьшение амплитуды выходного напряжения ВЧ колебаний генератора.

Для наблюдения зависимости величины потерь энергии  $\vec{H}_{\nu}$  в веществе от частоты  $\nu$  на экране осциллографа необходимо промодулировать по напряженности магнитное поле  $H_0$  частотой, удобной для наблюдения, например 50 гц. Для этого наматывается две секции катушки  $L_{\Omega}$ , ось

которой перпендикулярна оси катушки L и параллельна  $\vec{H}_0$ . Тогда величина напряженности внешнего магнитного поля будет изменяться периодически около среднего значения  $H_0$ :

$$\vec{H} \sim = \vec{H}_0 + \vec{H}_{0\Omega} \cos \Omega t, \text{ где } \Omega - \text{ частота переменного поля модуляции } 50 \text{ гц.}$$

Для наблюдения ЯМР на протонах в качестве П используется дистиллированная вода (резонанс на протонах).

Генератор высокой частоты (ВЧ) работает в режиме малой амплитуды колебаний, когда чувствительность к изменению добротности контура максимальна. В результате двойного детектирования, амплитудного и фазового, вырабатывается сигнал ЯМР, повторяющийся дважды за период 0,02 с частоты  $\Omega$ . Тогда на экране осциллографа наблюдается два сигнала ЯМР, которые можно совместить ручкой "фаза". Для компенсации самопроизвольного изменения частоты  $\nu$  в приборе применена система автоматического поддержания условий резонанса фазовым детектором.

### Выполнение работы

1. Включить тумблер "сеть" и прогреть прибор 5-10 мин,
2. Резистором "яркость" добиться появления луча на экране.
3. Ручка "обратная связь" должна быть в положении IV.
4. Нажав кнопку, ручкой "центровка луча", установить луч на риску в середине экрана.
5. Ручкой "генерация" установить уровень генерации на 5-10  $\mu A$ .
6. Ручкой "усиление" добиться появления шумов на экране.
7. Ручку "контроль уровня" установить в положение "модуляция" и ручкой "модуляция" установить ток модуляции на 5-10  $\mu A$ .
8. Катушка L с исследуемым веществом должна находиться в объеме однородного магнитного поля  $\vec{H}_0$ .
9. Медленно вращая ручку "частота", найти резонансные кривые.
10. Ручкой "фаза" добиться пересечения кривых резонанса, как показано на

рис.2

11. Ручкой "частота" совместить точку пересечения кривых с риской в центре экрана.

12. По графику определить частоту генерации  $\nu$  и магнитное поле.

13. По измеренным значениям  $\nu$  и  $H_0$  по формуле (4) определить  $g$ , а также

$$\mu = g\mu_B$$

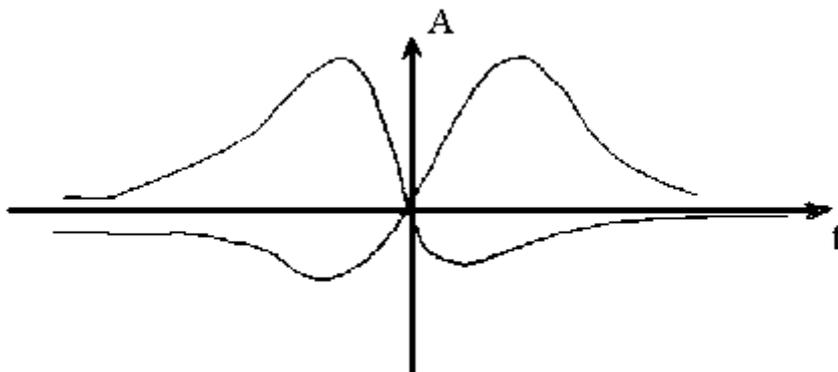


Рис.2.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №10

### ОЗНАКОМЛЕНИЕ С РАБОТОЙ СЧЕТЧИКА ГЕЙГЕРА- МЮЛЛЕРА

#### Краткие теоретические сведения

Счетчик Гейгера-Мюллера является газоразрядным прибором для регистрации ионизирующих частиц. Впервые работающий на таком принципе счетчик был предложен в 1908 году Гейгером и Резерфордом. По своему устройству представляет собой своеобразный конденсатор. Форма электродов, как правило, цилиндрическая. Внутренним электродом служит тонкая нить из вольфрама, железа или другого металла, диаметром 0,1– 0,5 мм. Нить натянута вдоль оси внешнего электрода стеклянного, покрытого с внутренней стороны проводящим слоем, или металлического цилиндра, диаметром 1– 3 см (рис. 1).

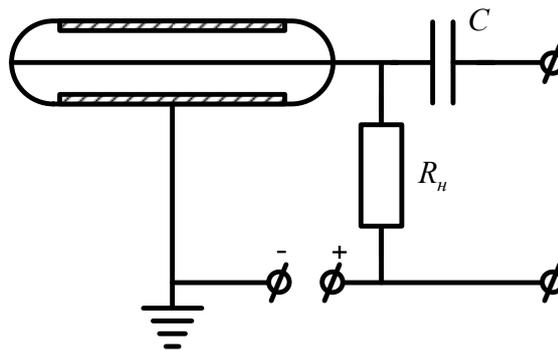


Рис. 1

Счетчик заполнен смесью газов под пониженным давлением (около 100 мм рт. ст.). Чтобы понять действие счетчика, рассмотрим механизм прохождения тока через газ. Для существования тока в газе, при наличии электрического поля, необходимо иметь в пространстве между электродами свободные электрические заряды, ионы и электроны. Поэтому, когда к электродам приложено напряжение (на нить подается положительный потенциал), ток через счетчик будет проходить, если в промежутке между электродами образуются ионы, под действием попавших в счетчик ионизирующих частиц. Группа ионов, образованных каждой ионизирующей частицей, по достижении электродов, вызывает импульс тока в цепи

источника питания счетчика, что в свою очередь вызовет импульс напряжения на сопротивлении  $R_n$ . Величина тока в газе хотя и зависит от приложенного к счетчику напряжения, но не пропорциональна ему, как в металлическом проводнике.

На рис. 2 представлена зависимость тока через счетчик (величина импульса тока), от приложенной к электродам разности потенциалов. Вначале, при малых напряжениях на электродах, имеет место линейная зависимость тока от напряжения. Но начиная с некоторого значения напряжения  $U_n$  ток достигает насыщения. Объясняется это тем, что при малых напряжениях не все ионы, образовавшиеся под действием излучения, достигают электродов. Часть их, сталкиваясь с ионами противоположного знака, рекомбинирует. При напряжениях в интервале  $U_n - U_n$ , электрическое поле настолько велико, что все образовавшиеся ионы быстро достигают электродов. Таким образом, величина тока насыщения определяется только числом образовавшихся между электродами ионов в единицу времени.

Работающие в режиме тока насыщения ионизационные приборы называются ионизационными камерами. Так как одна ионизирующая частица создает очень малый импульс тока ( $10^{-18} - 10^{-11} A$ ), то без предварительного усиления он не может быть измерен даже наиболее чувствительными гальванометрами. Поэтому ионизационные камеры, как правило, делают больших размеров и применяют для регистрации целого потока ионизирующих частиц, создающих в совокупности много ионов. Нередко ионизационные камеры конструктивно оформляются в виде плоского конденсатора.

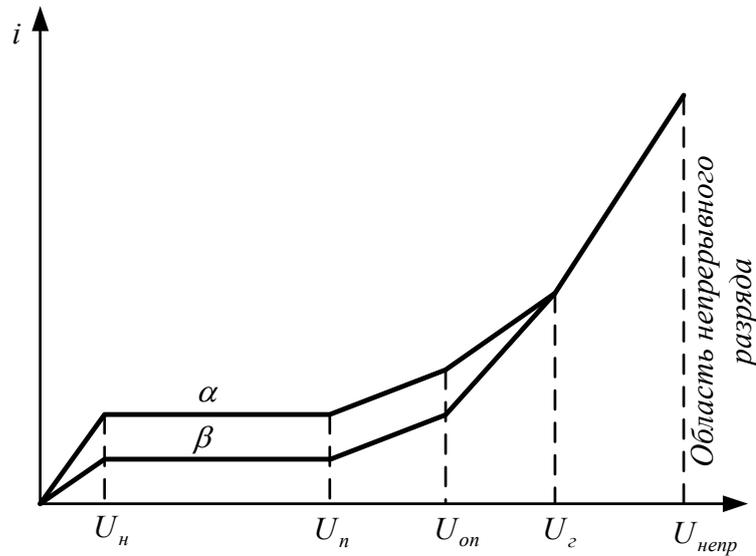


Рис. 2

При дальнейшем увеличении разности потенциалов на электродах выше значения  $U_n$  при одной и той же начальной ионизации наблюдается рост тока в импульсе, это означает, что в газе, заполняющей счетчик, появляются дополнительные ионы. Эти ионы возникают следующим образом: электрическое поле между электродами на расстоянии  $R$  от оси счетчика равно:

$$E = \frac{U}{R \ln \frac{r_2}{r_1}}, \quad (1)$$

где  $U$  – разность потенциалов,  $r_2$  – радиус внешнего электрода,  $r_1$  – радиус нити ( $r_1 < R < r_2$ ). Отсюда следует, что напряженность электрического поля особенно велика у поверхности нити. Электроны, образованные первоначальным действием радиации на нейтральные атомы газа, ускоряются электрическим полем особенно сильно у поверхности нити, так как обладают малой массой (по сравнению с "тяжелыми" положительными ионами). При этом электроны приобретают настолько большую кинетическую энергию, что при столкновениях с нейтральными атомами и молекулами способны ионизировать их. Такой механизм образования ионов

получил название ударной ионизация, а вся область напряжений, при которых она возникает, – области ударной ионизации.

За счет ударной ионизации можно получить значительное увеличение ионизационных токов. Отношение полного числа ионов, пришедших к нити счетчика, к числу первичных ионов, созданных ионизирующей частицей, называется коэффициентом газового усиления. Его величина зависит от приложенного напряжения и может достигать  $10^7$ .

Счетчики, работающие в режимах, соответствующих области ударной ионизации за счет газового усиления значительно превосходят по чувствительности ионизационные камеры.

В области напряжений от  $U_n$  до  $U_{on}$  коэффициент газового усиления не зависит от числа первично возникших ионов. Поэтому, если первичный ионизатор дает  $N$  пар ионов за 1 *секунд*, то в результате газового усиления ток будет пропорционален  $N$ . Счетчик, работающий в таком режиме, называется пропорциональным счетчиком. В этом случае, как видно на рис. 2, кривые для  $\alpha$  и  $\beta$  частиц, для которых имеет место различная первичная ионизация, в области пропорционального счета идут параллельно друг другу. Поэтому по величине импульса, возникшего в пропорциональном счетчике, можно судить о виде частицы или ее энергии. Коэффициент газового усиления пропорционального счетчика сравнительно невелик, он достигает нескольких тысяч. Механизм возникновения разряда в пропорциональном счетчике можно представить так (рис. 3):

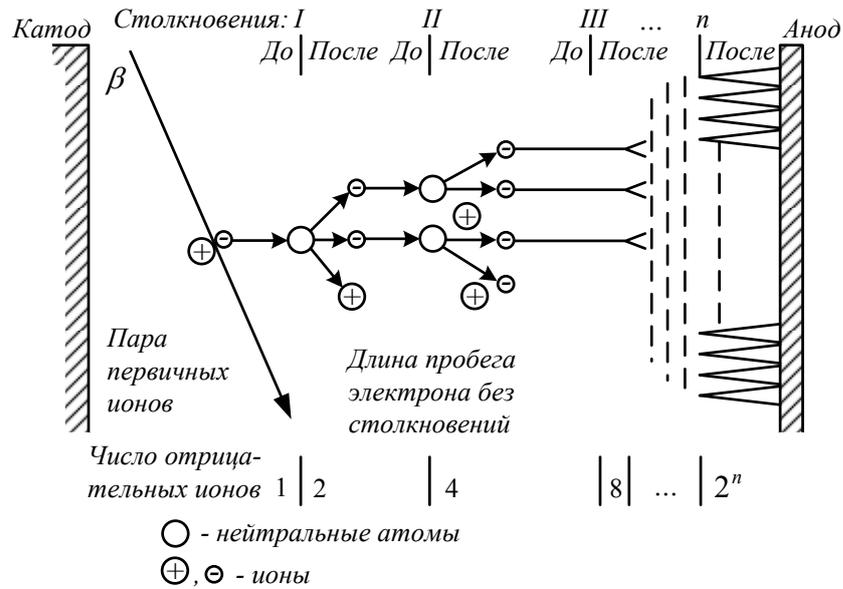


Рис. 3

При первом столкновении количество первичных отрицательных ионов удваивается, при втором – учетверяется и т.д. В результате целая лавина отрицательных ионов приходит на положительный электрод счетчика (нить), создавая круто нарастающий импульс тока. Последующее развитие тока в импульсе будет определяться движением положительных ионов и параметрами разрядной цепи.

При дальнейшем увеличении напряжения в интервале  $U_{on} - U_2$  пропорциональность между величиной импульса и первичной ионизацией нарушается: чем большее число пар ионов создает первичная частица, тем меньше коэффициент газового усиления. Следовательно, для  $\alpha$  и  $\beta$  частиц при одном и том же напряжении коэффициенты газового усиления будут различны, и поэтому в области ограниченной пропорциональности кривые для  $\alpha$  и  $\beta$  частиц на рис. 2 не идут параллельно.

При напряжениях превышающих  $U_2$  начинается область самостоятельного разряда. Начало этой области называется областью Гейгера. В области Гейгера механизм работы счетчиков значительно усложняется: величина импульса совершенно не зависит от первичной ионизации. Импульсы одинаковой величины возникают и от  $\beta$  частицы и от

$\gamma$ -кванта, создающего иногда всего одну пару ионов в рабочем объеме счетчика, и от  $\alpha$ -частицы, создающей десятки тысяч пар ионов.

Чтобы уяснить механизм перехода несамостоятельного разряда в самостоятельный рассмотрим простейшую теорию газового разряда – теорию Таунсенда. Сначала, согласно Таунсенду, рассмотрим развитие электронной лампы (область ударной ионизации). Для простоты будем рассматривать разряд между плоскими электродами.

Пусть один электрон при своем движении в электрическом поле между электродами образует на единице длины пути  $\alpha$  пар электронов и ионов ( $\alpha$  называется коэффициентом объемной ионизации). Так как энергия, приобретаемая электронами на длине пути свободного пробега, тем больше, чем больше напряженность электрического поля  $E$  в газе, то и коэффициент  $\alpha$  зависит от  $E$ . Зависит  $\alpha$  также и от давления газа  $P$ , так как от него зависит число соударений электрона с атомами на единице длины пути, а это последнее пропорционально давлению газа. Можно показать, что

$$\frac{\alpha}{P} = f\left(\frac{E}{P}\right).$$

Вид функции  $f\left(\frac{E}{P}\right)$  зависит от рода газа. Эта формула хорошо согласуется с опытом.

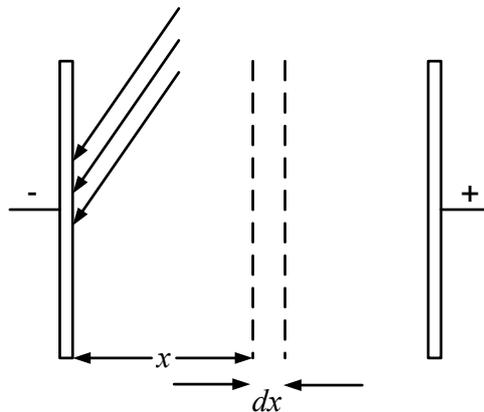


Рис. 4

Рассмотрим столб газа, заключенный между плоскими электродами, и найдем ионизацию в слое газа толщиной  $dx$ , находящейся на расстоянии  $x$  от

катода (рис. 4). Один электрон на пути  $dx$  создает  $\alpha dx$  пар ионов. Если в рассматриваемый слой влетают со стороны катода не один, а  $N$  электронов, то увеличение числа электронов на пути  $dx$  будет:

$$dN = N\alpha dx. \quad (2)$$

В дальнейшем для простоты мы будем считать, что возникающие ионы не изменяют электрическое поле, которое остается однородным и при наличии ионизации. Поэтому и коэффициент  $\alpha$  можно считать величиной постоянной, не зависящей от  $x$ . Интегрирование (2) дает:  $N = ce^{\alpha x}$

При  $x = 0$ , т.е. на самом катоде,  $N$  равно количеству электронов  $N_0$ , производимых внешним ионизатором. Поэтому  $c = N_0$ . Полагая  $x = d$ , где  $d$  – расстояние между катодом и анодом, мы находим окончательное число электронов  $N_a$ , попадающих на анод:

$$N_a = N_0 e^{\alpha d}, \quad (3)$$

т.е. для случая данной задачи  $e^{\alpha d}$  представляет коэффициент газового усиления.

Возникновение электронных лавин в газе, однако, еще не представляет собой самостоятельный разряд. Так, например, полагая в формуле (3)  $N_0 = 0$  получаем  $N_a = 0$ , т.е. при выключении внешнего ионизатора исчезает и ток разряда. Чтобы разряд стал самостоятельным, нужно чтобы электронные лавины поддерживали сами себя, т.е., чтобы в газе происходили процессы, непрерывно производящие новые электроны взамен ушедших на анод. Такими процессами являются:

1. Возникновение вторичной электронной эмиссии с катода под действием бомбардировки положительными ионами. У последних, при высоких напряжениях, энергия оказывается достаточной для этого.

2. Выбивание электронов из катода в результате фотоэффекта. Фотоны, необходимые для этого, возникают при высвечивании молекул газа, возбужденных в результате соударений, а также при рекомбинации электронов и ионов. Новые электроны создают за счет ударной ионизация

новые лавины ионов уже во всем междуэлектродном пространстве счетчика. Первый процесс можно охарактеризовать коэффициентом поверхностной ионизации  $\gamma$ , который показывает сколько вторичных электронов выбивает с катода один положительный ион. Фотоэффект можно также учесть, введя некоторый эффективный коэффициент поверхностной ионизации  $\gamma_{эфф}$ , учитывающий оба этих механизма. В дальнейшем будем считать, что  $\gamma = \gamma_{эфф}$ . Величина  $\gamma$  зависит от скорости ионов, их природы и материала катода. Предположим, что между электродами имеется установившийся несамостоятельный газовый разряд. Обозначим полное число электронов, выходящих за 1 секунду из катода (образованных и внешним ионизатором и вторичной эмиссией), как  $N_1$ . Согласно формуле (3), в результате ударной ионизации, количество электронов, попадающих на анод, возрастает до величины

$$N_a = Ne^{\alpha d}. \quad (4)$$

Следовательно, количество новых электронов, возникших в лавине  $N_a - N_1 = N_1(e^{\alpha d} - 1)$ . Таким же будет и количество произведенных в лавине положительных ионов. Положительные ионы (и фотоны), бомбардируя катод, выбьют  $\gamma N_1(e^{\alpha d} - 1)$  вторичных электронов. Это количество электронов, сложенное с количеством электронов  $N_0$ , производимых за 1 секунду внешним ионизатором, равно очевидно, полному числу  $N_1$  электронов, вышедших с катода, т.е.  $N_0 + \gamma N_1(e^{\alpha d} - 1) = N_1$  или

$$N_1 = \frac{N_0}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}.$$

Подставляя последнее выражение в формулу (4), выразим число электронов, ежесекундно приходящих на анод, в таком виде:

$$N_a = \frac{N_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}. \quad (5)$$

Это выражение разъясняет возникновение самостоятельного разряда. Действительно, предположим, что мы постепенно увеличиваем напряженность электрического поля. При этом будут возрастать значения  $\alpha$  и  $\gamma$ , следовательно,  $N_a$  будет непрерывно увеличиваться. При некоторой напряженности поля будет выполнено условие:

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1, \quad (6)$$

и знаменатель формулы (5) обратится в 0. При этом  $N_a$  будет неограниченно возрастать даже при любом, сколь угодно малом, значении  $N_0$ . Следовательно, внешний ионизатор можно убрать и разряд будет поддерживаться сам. В этом и заключается превращение несамостоятельного разряда в самостоятельный разряд. Отметим, что в действительности никакого бесконечного возрастания числа электронов  $N_a$  не будет. Ток в реальной цепи разряда возрастает до некоторого предельного значения, определяемого сопротивлением цепи и ЭДС источника тока. Этим также объясняется тот факт, что счетчик Гейгера - Мюллера, работающий в самом начале области самостоятельного разряда, даёт импульсы, величина которых не зависит от начальной ионизации  $N_0$ . Напряжение, при котором работает счетчик Гейгера-Мюллера не так велико, чтобы "зажигание" разряда происходило самостоятельно. Подобно тому, как для зажигание горелки газовой плиты нужна спичка или искра, так и для "зажигания" счетчика Гейгера-Мюллера нужен внешний ионизатор, создающий первичную ионизацию – хотя бы одну пару ионов.

Поскольку сила тока разряда в счетчике определяется параметрами цепи, в которую он включен, то очевидно, что попадание других ионизирующих частиц в счетчик, в момент разряда, практически не повлияет на ток разряда – т.е. такие частицы не смогут быть зарегистрированы. Чтобы счетчик мог регистрировать последующую частицу, необходимо как можно быстрее погасить разряд, вызванный предыдущей частицей. Простейшим образом это достигается включением в цепь питания счетчика большого

сопротивления  $R_n \cong 10^7 - 10^9 \Omega$  (рис. 1). При прохождении по этому сопротивлению тока разряда, на нем падает значительная часть напряжения источника питания, и напряжение на электродах в этот момент уменьшается. Начавшийся непрерывный разряд обрывается, так как счетчик оказывается переведенным в режим области пропорционального счета или даже тока насыщения. Более детально уяснить роль сопротивления  $R_n$  в гашении разряда помогает следящая упрощенная схема процессов, происходящих между электродами счетчика: электронная лавина, возникшая из первичной ионизации, созданной ионизирующей частицей, благодаря очень большой подвижности электронов, через промежуток времени  $10^{-7} - 10^{-8}$  сек оказывается у нити счетчика. В этот момент начинается рост тока в цепи счетчика, а следовательно, и рост падения напряжения на  $R_n$  (рис. 1). Так как область максимальной напряженности ускоряющего поля находится в непосредственной близости от нити, то здесь возникает и максимальное количество положительных ионов, которые значительно менее подвижны чем электроны. Когда электронная лавина оказывается у нити, положительные ионы практически не успевают сдвинуться со своих мест и экранируют нить облаком положительных зарядов. Это настолько снижает напряженность поля между электродами, что лавина уже не может поддерживаться и разряд прекращается, независимо от присутствия в цепи счетчика гасящего сопротивления  $R_n$ . Это сопротивление начинает играть свою роль в последующие моменты времени. Напряжение на нити с течением времени возрастает по закону:

$$U = U_0 \left( 1 - e^{-\frac{t}{R_n C}} \right), \quad (7)$$

где  $C$  – распределенная емкость счетчика и подводящих проводников. Эту формулу можно переписать в виде:  $U_0 - U = U_0 e^{-\frac{t}{R_n C}}$ , где  $U_0 - U = U_R$  – падение напряжения на сопротивлении, т.е.

$$U_R = U_0 e^{-\frac{t}{R_n C}} . \quad (8)$$

Отсюда следует, что если  $R_n$  будет очень мало, то напряжение между электродами может восстановиться к моменту прихода облака положительных ионов на катод. При этом ионы, бомбардируя катод вызывают появление вторичных электронов, часть которых рекомбинирует с положительными ионами у катода, при этом возникает свечение рекомбинации, вызывающее в свою очередь появление новых электронов в результате фотоэффекта. Образуется новая лавина и возникает продолжающийся непрерывно разряд, состоящий из ряда периодических импульсов. Роль гасящего сопротивления заключается в том, чтобы в течении времени  $10^{-5} - 10^{-4}$  сек., пока положительные ионы не достигнут катода, поддержать разность потенциалов между электродами меньше той, при которой, в результате бомбардировки катода, будут появляться новые электроны.  $R_n$  выбирают таким, чтобы, во-первых, на нем получалось требуемое падение потенциала, и, во-вторых, чтобы за время  $10^{-5} - 10^{-4}$  сек. этот потенциал заметно не изменялся. Следовательно, необходимо, чтобы постоянная времени  $R_n C$  была бы на порядок-два больше. Обычно для таких счетчиков  $R_n C \cong 10^{-3} - 10^{-2}$  секунд. Поскольку  $C \cong 10^{-11} \phi$ , то отсюда следует, что  $R_n \cong 10^8 - 10^9 \Omega$ . При таких значениях  $R_n$  первое требование автоматически удовлетворяется.

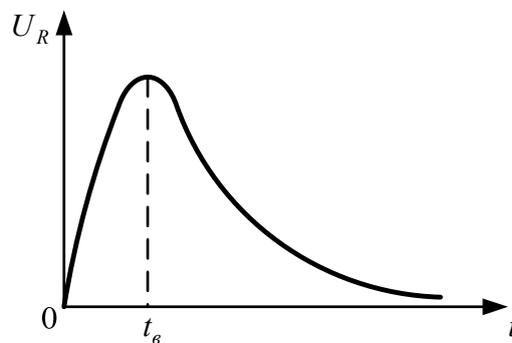


Рис. 5

На рис. 5 изображена типичная форма импульса от счетчика Гейгера-Мюллера, снимаемого с сопротивления  $R_n$ . Его восходящая часть  $(0 - t_g)$  имеет длительность  $\cong 10^{-5} - 10^{-4}$  секунд. Нисходящая часть  $t_g < t$  определяется выражением (8), ее длительность определяется постоянной времени прибора, т.е. имеет величину порядка  $10^{-3} - 10^{-2}$  сек., чем практически и определяется длительность всего импульса. В течение этого времени счетчик не реагирует на попавшие в него новые частицы. Величина  $\tau = R_n C$  определяет так называемое "мертвое время" счетчика. Мертвое время ограничивает плотность потока падающих на счетчик частиц, при которой не будет ошибок счета. При очень большой плотности потока счетчик может давать просчеты. Существуют способы уменьшения мертвого времени счетчика, позволяющие сократить его до  $10^{-4}$  секунд. Этого можно достичь, применив вместо гасящего сопротивления специальные ламповые гасящие схемы, роль которых заключается в том, что в ответ на возникший в счетчике импульс схема вырабатывает отрицательный импульс напряжения, который подается на счетчик и гасит разряд; либо импульс от счетчика отпирает электронную лампу, которая шунтирует счетчик. В настоящее время почти исключительно используются самогасящиеся счетчики, в которых быстрота действия сочетается с упрощением схемы включения. Им не требуются ламповые гасящие схемы. Они включаются в такую же схему, как и несамогасящиеся счетчики, однако при существенно меньшем сопротивлении  $R_n$ . Мертвое время самогасящихся счетчиков составляет  $\tau \cong 10^{-4}$  сек. Гашение разряда в них достигается благодаря физическим процессам, происходящим внутри счетчика. Рассмотрим в общих чертах эти процессы. Подробный анализ явлений, происходящих в непрерывном разряде, показывает, что главную роль в поддержании непрерывного разряда играет вырывание электродов из катода при поглощении на нем ультрафиолетового излучения, возникающего в процессе разряда. Область возникновения излучения примыкает непосредственно к аноду, так как здесь

наибольшая концентрация ионов. Если каким-либо образом излучение поглотить, не дать ему попасть на катод, то разряд гаснет. С этой целью в самогасящихся счетчиках к обычному наполнителю – одноатомному газу, например, аргону, добавляют около 10% газа или паров многоатомных молекул некоторых веществ: этиловый спирт ( $C_2H_5OH$ ), метан ( $CH_4$ ), пентан ( $C_5H_{12}$ ) треххлористый бор ( $BF_3$ ), хлор ( $Cl_2$ ) и др. Многоатомные молекулы интенсивно поглощают излучение и возбуждаются. Возбужденная молекула может либо снова излучить фотон, либо диссоциировать на радикалы. Особенностью многоатомных молекул является то, что вероятность диссоциации примерно в  $10^6$  раз больше, чем вероятность высвечивания. Фотоны, возникающие вблизи анода, поглощаются практически полностью на расстоянии 1-2 мм от места их возникновения, и, поэтому, не смогут все долететь до катода и вызвать заметный фотоэффект. С другой стороны, многоатомные молекулы обладают слабо связанными электронами и легко отдают их положительным ионам аргона при столкновениях. Поэтому к катоду подходят только тяжелые, с малой кинетической энергией, положительные ионы многоатомных молекул, которые там спокойно нейтрализуются, не выбивая новых электронов. Вследствие расхода многоатомных газов на диссоциацию срок службы самогасящихся счетчиков ограничен и составляет около  $10^8$ - $10^{10}$  импульсов.

### Параметры счетчиков

Параметры газоразрядных счетчиков определяются не только их конструкцией, материалом электродов и давлением газа, но и технологией их изготовления.

Основными параметрами счетчика являются: мертвое время, разрешающая способность, эффективность, и счетная характеристика.

**Мертвое время** определяет интервал времени, в течение которого счетчик не способен ответить импульсом на вновь влетевшую частицу.

Определяется оно величиной  $\tau = R_n C$ , т.е. временем, в течение которого величина импульса напряжения, снимаемого с  $R_n$  уменьшается в  $e$  раз.

**Разрешающая способность** определяется количеством импульсов  $N_{\max}$ , которые могут возникнуть в счетчике за одну секунду, и зависит от мертвого времени. Очевидно, что

$$N_{\max} = \frac{1}{\tau}. \quad (9)$$

Для определения полного числа частиц, попавших в счетчик, нужно внести поправки на просчет, т.е. на те незарегистрированные частицы, которые попали внутрь счетчика в течение мертвого времени. Можно показать, что истинное число частиц  $N$ , попавших в счетчик за 1 сек, при излучении постоянной интенсивности, можно вычислить по формуле:

$$N = \frac{N_{\text{изм}}}{1 - N_{\text{изм}} \cdot \tau}; \quad (N_{\text{изм}} \cdot \tau < 1), \quad (10)$$

где  $N_{\text{изм}}$  – число частиц, зарегистрированных счетчиком.

**Эффективность** характеризует способность счетчика реагировать на то или иное излучение. Численно она равна отношению числа частиц, вызвавших импульсы, к общему числу частиц, попавших в счетчик за единицу времени.

**Счетная характеристика** определяет нормальный режим работы счетчика, представляет собой график зависимости числа импульсов в единицу времени от напряжения на электродах, при счете импульсов от одного и того же препарата в стандартных, не изменяющихся в ходе опыта условиях.

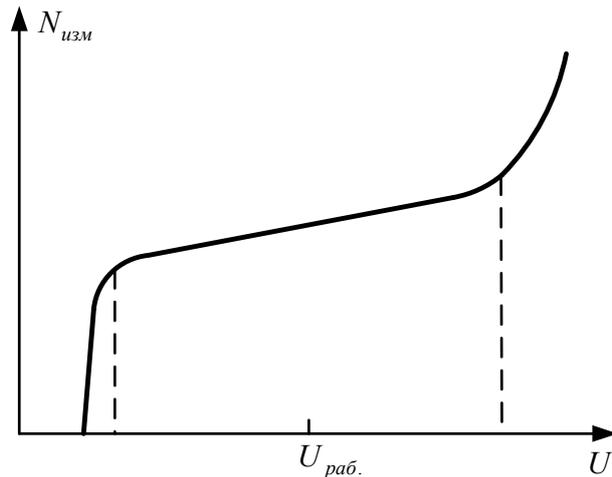


Рис. 6

На рис. 6 изображена типичная счетная характеристика. Рабочим участком является середина почти горизонтального участка кривой. Этот участок называется "плато счетчика". При таком выборе рабочей точки небольшие колебания напряжения на счетчике практически не влияют на скорость счета. Ширина плато составляет обычно около 150 вольт. Наклон плато выражают как относительное увеличение числа отсчетов в процентах, рассчитанное на 1 вольт увеличения напряжения на электродах. У самогасящихся счетчиков наклон плато возрастает по мере их работы. Возрастает и их рабочее напряжение.

Целью данной работы является ознакомление с работой самогасящегося счетчика типа СТС-6, наблюдение импульсов на экране осциллографа со ждущей разверткой, определение мертвого времени и разрешающей способности. Питание счетчика  $U_{раб} \cong 300 \text{ вольт} - 310 \text{ вольт}$ .

### **Выполнение работы**

1. Включить питание и осциллографа. Прогреть приборы в течение 10 минут, контролируя при этом напряжение питания счетчика (напряжение растет медленно и через несколько минут достигает величины 300-310 вольт). Установить в свинцовый домик препарат №1. Переключатель на блоке газоразрядного счетчика установить в положение «ОСЦ». При этом на экране осциллографа должны появиться импульсы характерной формы.

2. Измерить мертвое время счетчика для сопротивлений  $R_{нагрузки}$  равное 5,10, 20 МОм. Для этого на экране осциллографа наблюдают импульсы. Характерная картина представлена на рис. 7: здесь после основного импульса, запускающего ждущую развертку, новые импульсы, сначала очень малые по величине, возникающие только по прошествии мертвого времени  $\tau$ , а достигают своей нормальной величины еще позже, примерно за  $2\tau$ .

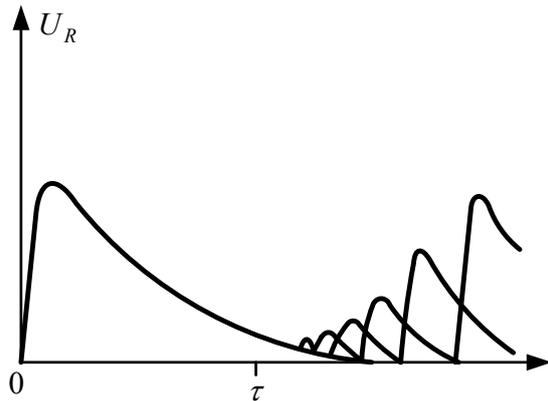


Рис. 7

Измерение мертвого времени по этому методу сводится к отсчету длины  $\tau$  по отметкам времени на экране осциллографа.

3. По измеренной величине мертвого времени  $\tau$  оценить разрешающую способность по формуле  $N_{max} = 1/\tau$ .

4. Рассчитать собственную емкость схемы по формуле  $\tau = RC$  для трех значений  $R_{нагрузки}$ . Найти среднее значение.

5. Измерить амплитуду импульсов на счетчике, приняв соотношение резисторов нагрузки  $\frac{R_{нагрузки}}{R_{измер.}} = 50$  для трех значений  $R_{нагрузки}$ . Найти среднее значение.

6. Переключатель на блоке газоразрядного счетчика поставить в положение «СЧЕТ». Измерить число импульсов за 1 минуту для трех значений  $R_{нагрузки}$ . Вычислить  $N_{изм} [c^{-1}]$ . Вычислить истинное число частиц,

попавших в счетчик за 1 сек по формуле  $N = \frac{N_{изм}}{1 - N_{изм} \cdot \tau}$  для трех значений  $R_{нагр}$

. Найти среднее значение.

### ЛИТЕРАТУРА

- 1 . С. Корф. Счетчики электронов и ядерных частиц.
- 2 . В.А. Хитун. Счетчики ядерного излучения и счетные устройства.
- 3 . Э. Поллард и Дэвидсон. Прикладная ядерная физика.
- 4 . Аглипцер. Дозиметрия ионизирующих излучений.
- 5 . И.А. Антонова и др. Практикум по ядерной физике, гл II, §1.

**ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 20**  
**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ ПЛАНКА ПО**  
**КОРОТКОВОЛНОВОЙ ГРАНИЦЕ СПЛОШНОГО**  
**РЕНТГЕНОВСКОГО СПЕКТРА (МЕТОД ИЗОХРОМАТ)**

**Краткие теоретические сведения**

Рентгеновские лучи возникают при бомбардировке быстрыми электронами твердых мишеней. На рис. 1 показана схема устройства рентгеновской трубки. В баллоне с высоким вакуумом создается поток электронов за счет термоэлектронной эмиссии с катода (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.

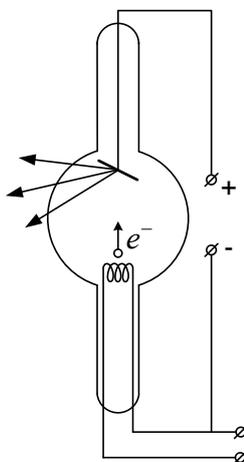


Рис. 1

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

Характеристическое излучение имеет линейчатый спектр, длины волн которого зависят от вещества анода.

На рис. 2 даны экспериментальные кривые распределения интенсивности тормозного рентгеновского излучения по длинам волн для вольфрамового анода при напряжениях на трубке от 20 до 50 кВ. Интенсивность  $I_\lambda$  дана в относительных единицах. Характерной особенностью непрерывного рентгеновского 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.

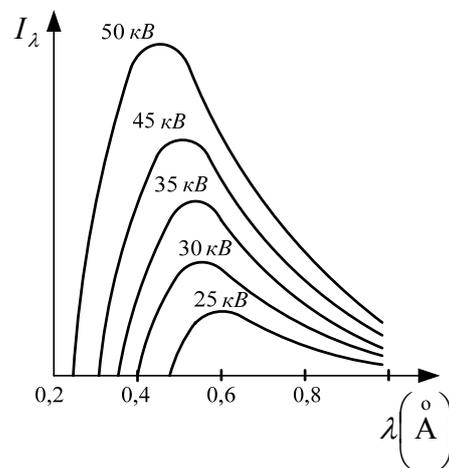


Рис. 2

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  $\nu_{\max}$  можно определить из условия, что величина кванта  $h\nu_{\max}$  равна энергии электрона  $eU$ :

$$h\nu_{\max} = eU,$$

где  $e$  – заряд электрона;  $h$  – постоянная Планка.

Длина волны коротковолновой границы непрерывного рентгеновского спектра равна:

$$\lambda_{\min} = \frac{c}{\nu_{\max}} = \frac{hc}{eU}, \quad (1)$$

где  $c$  – скорость света.

Измерив коротковолновую границу непрерывного рентгеновского спектра и используя соотношение (1), вычисляют постоянную Планка  $h$ .

Определить  $\lambda_{\min}$  можно по спектральным кривым  $I_{\lambda} = f(\lambda)$  при  $U = const$  (рис. 2). Однако в случае рентгеновского излучения практически трудно снимать зависимости интенсивности от длины волны. Поэтому используется метод изохромат, который заключается в следующем. Экспериментально снимается зависимость интенсивности рентгеновского излучения  $I$  от напряжения на трубке  $U$  при постоянной длине волны  $\lambda$ . Кривые такой зависимости называются изохроматами. На рис. 3 показана серия изохромат. Экстраполируя изохромату к нулевой интенсивности, определяют граничное напряжение  $U_0$ .

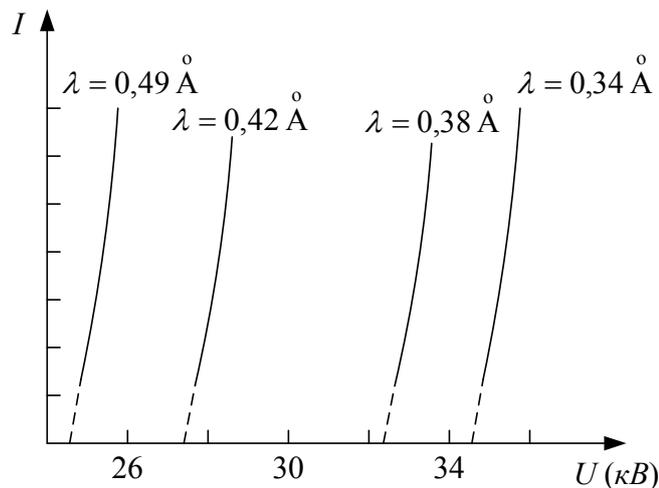


Рис. 3

При напряжениях, меньших  $U_0$ , интенсивность излучения длины волны  $\lambda$  также равна нулю и, следовательно, граничное напряжение  $U_0$  есть

наименьшее напряжение, при котором в рентгеновском спектре имеются волны длины  $\lambda$ . Таким образом, длина волны  $\lambda$ , для которой снята изохромата, определяет коротковолновую границу непрерывного рентгеновского спектра, соответствующую напряжению  $U_0$ .  $U_0$  и  $\lambda$  связаны соотношением (1) и постоянная Планка вычисляется по формуле

$$h = \frac{e}{c} \lambda U_0. \quad (2)$$

Рассмотренный метод является наиболее точным методом определения постоянной Планка.

Для снятия изохроматы из сплошного спектра тормозного рентгеновского излучения необходимо выделить составную часть спектра с определенным значением  $\lambda$ .

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  $1 \text{ \AA}$ , кристаллы являются подходящими дифракционными решетками для рентгеновского излучения. На рис. 4 изображены узлы пространственной решетки кристалла, лежащие в плоскости чертежа. Плоскости, проведенные через узлы пространственной решетки, называются кристаллографическими. Проведенные на рис. 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-Брэггов:

$$2d \sin \theta = n\lambda, \quad (3)$$

где  $\theta$  – угол скольжения, т.е. угол между падающим лучом и кристаллической плоскостью;  $d$  – межплоскостное расстояние;  $n$  – положительное целое число.

Направление луча, определяющего положение дифракционного максимума, определяется по закону зеркального отражения от кристаллографической плоскости (см. рис. 4).

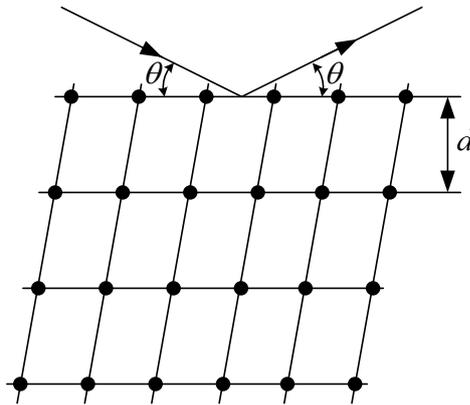


Рис. 4

Для выделения из «белого» рентгеновского луча компоненты с нужной длиной волны используется установка, схема которой показана на рис. 5.

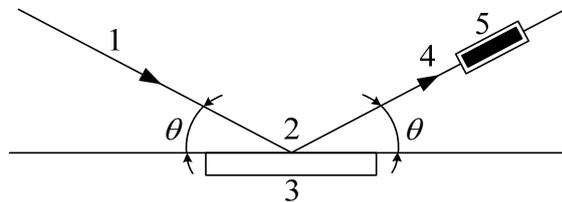


Рис. 5

Грань кристалла 3 располагается под углом  $\theta$  к падающему лучу 1 и к прямой 4, соединяющей точку падения 2 с регистрирующим прибором 5. При монохроматизации излучения обычно пользуются дифракционными максимумами первого порядка ( $n=1$ ), полученными от кристаллов с известными межплоскостными расстояниями. В данной работе используют кристалл  $NaCl$  со сколом вдоль плоскости с межплоскостными расстояниями  $d = 2,814 \text{ \AA}$ .

### Описание установки

Схема установки изображена на рис. 6. Пучок лучей от рентгеновской трубки аппарата УРС-55 через свинцовый коллиматор 1 и щелевую диафрагму 2, укрепленную на гониометре, падает на кристалл 3 и, отразившись от кристалла, падает в счетчик 4 радиометра 6. Импульсы счетчика считываются механическим счетчиком, подключенным к выходу пересчетного устройства радиометра.

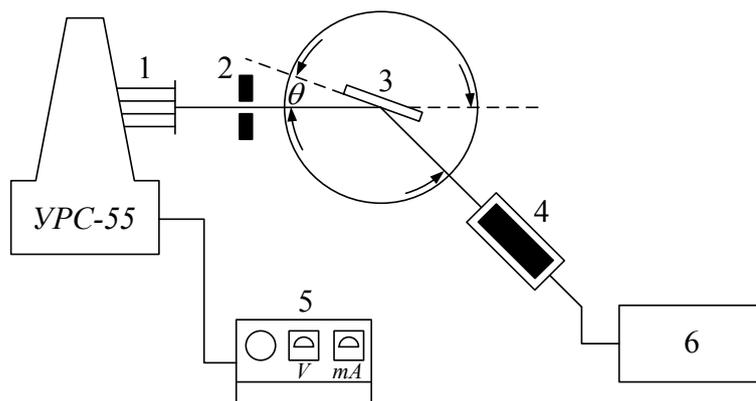


Рис. 6

Кристаллодержатель позволяет изменить угол кристалла по отношению к падающему лучу поворотом относительно оси гониометра, нормальной к плоскости падения. Счетчик, находящийся в свинцовом кожухе, укреплен на кронштейне, вращающемся вокруг той же оси, что и кристаллодержатель. Если падающий луч составляет с плоскостью кристалла угол  $\theta$ , то отраженный луч составит с падающим угол  $2\theta$ . Шкала лимба гониометра позволяет отсчитывать угловые положения кристалла и счетчика по отношению к падающему лучу непосредственно в градусах.

Рентгеновская установка включается через пульт управления 5. Напряжение регулируется ручкой коммутатора с надписью «НАПРЯЖЕНИЕ» и измеряется с помощью прилагаемого к установке градуировочного графика.

## Ознакомление с основными узлами рентгеновской установки

Настольный рентгеновский аппарат УРС-55а работает от сети переменного тока и позволяет получить на электродах рентгеновской трубки напряжение до 55 кВ. УРС-55а рассчитан на работу с рентгеновской трубкой типа БСВ-2. Предельная потребляемая трубкой мощность 0,7 кВт. Предельный допустимый ток через трубку 20 мА. Трубка имеет водяное охлаждение, УРС-55а состоит из генераторного устройства и пульта управления. Упрощенная электрическая схема питания рентгеновской трубки представлена на рис. 7.

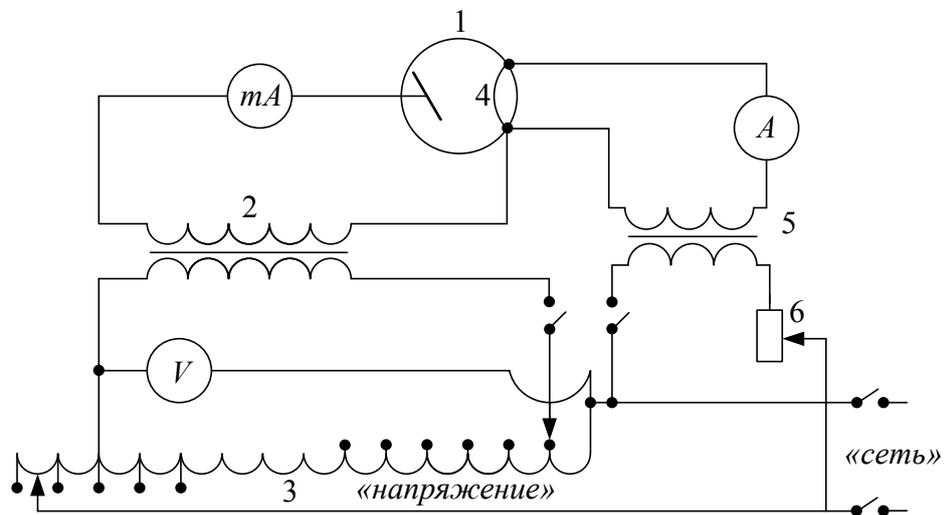


Рис. 7

Высокое напряжение на рентгеновскую трубку 1 подается от высоковольтной обмотки трансформатора 2. Изменение этого напряжения достигается с помощью автотрансформатора 3, поворотом ручки коммутатора «НАПРЯЖЕНИЕ», при этом ручка корректора сети (коммутатор с надписью «СЕТЬ») должна быть установлена так, чтобы вольтметр в цепи низковольтной обмотки трансформатора показывал напряжение 220 В. Цепь низковольтной обмотки питается от сети. Накал катода трубки 4 производится от сети через низковольтный трансформатор 5. Ток в трубке регулируется реостатом 6 и измеряется миллиамперметром.

В генераторном устройстве смонтированы высоковольтный трансформатор питания рентгеновской трубки и низковольтный трансформатор накала катода трубки. Оба трансформатора помещены в бак, заполненный маслом. Сверху бака в защитном кожухе устанавливается рентгеновская трубка. Генераторное устройство снабжено системой блокировок: а) не допускающей работу аппарата при снятии крышки высоковольтного трансформатора; б) позволяющей включать высокое напряжение только при установке коммутатора «НАПРЯЖЕНИЕ» на первую ступень. Пульт управления соединяется с генераторным устройством и питающей сетью при помощи соединительных кабелей. На крышке пульта расположены: а) вольтметр на 250 В для контроля сетевого напряжения; 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) кнопку «ПУСК» и «СТОП» для включения и выключения высокого напряжения; е) пять сигнальных неоновых 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 водной блокировка. Две последние лампы горят в зависимости от предела регулировки напряжения.

Работа на аппарате производится в следующем порядке: 1) до включения аппарата в сеть корректор сети должен стоять в положении «выкл.», а коммутатор «НАПРЯЖЕНИЯ» на первом (пусковом) положении. Рукоятка реостата накала трубки должна быть повернута до предела влево; 2) включается водяное охлаждение; 3) включается аппарат, для чего ручку корректора сети необходимо повернуть в первое положение. При этом загорается зеленый сигнал, неоновая лампочка, указывающая предел регулировки напряжения, и лампочка «ПОЛОЖЕНИЕ К ПУСКУ».

Вольтметр должен показывать около 200 В. Лампочка «НЕТ ПОДАЧИ ВОДЫ» не должна гореть; 4) сетевым корректором довести напряжение по вольтметру до 220 В и нажать кнопку «ПУСК», при этом включается высокое напряжение и загорается красная лампочка, а миллиамперметр дает отклонение; 5) требуемое высокое напряжение устанавливается с помощью ручки коммутатора «НАПРЯЖЕНИЕ» и определяется с помощью прилагаемого графика; 6) ручкой реостата «НАКАЛ ТРУБКИ» устанавливается ток около 2 мА и поддерживается в процессе работы; 7) для выключения высокого напряжения необходимо ручку коммутатора «НАПРЯЖЕНИЕ» установить в минимальное положение, после чего нажать на кнопку «СТОП».

Следует иметь в виду, что повышать напряжение на трубке нужно осторожно, постепенно поворачивая ручку коммутатора «НАПРЯЖЕНИЕ». При уменьшении напряжения также желательно соблюдать это правило.

По окончании работы: 1) выключается высокое напряжение; 2) полностью вводится реостат тока накала трубки; 3) ручка корректора сети ставится в положение «выкл.»; 4) закрывается кран водяного охлаждения.

### **Выполнение работы**

1. Включить радиометр. Через 1-2 мин установить необходимое напряжение на счетчике Гейгера-Мюллера. (Для счетчика МСТР-4, используемого в данной работе, нормальное рабочее напряжение составляет около 1350 В). Необходимо помнить, что напряжение устанавливается с некоторым запаздыванием после поворота ручки регулировки напряжения, поэтому, пока требуемое напряжение не установилось, необходимо следить за показаниями вольтметра.

2. Определить естественный фон. Нормальный для счетчика МСТР-4 составляет 50-60 имп./мин.

3. Включить рентгеновский аппарат. Плавно установить максимальное напряжение. Ток через трубку установить около 2 мА.

4. Убедиться с помощью флюоресцирующего экранчика, что пучок рентгеновских лучей попадает на середину кристалла, а также, что при установке по лимбу гониометра нулевых положений кристалла и счетчика первый пучок попадает на входную щель свинцового кожуха счетчика.

5. Установить угол поворота кристалла  $\theta$  (например  $20^\circ$ ) по отношению к первичному пучку; при этом угол поворота счетчика должен быть  $2\theta$  (точная установка счетчика определяется по максимуму скорости счета при изменении углового положения счетчика, при постоянной угловой установке кристалла).

6. Снять зависимость  $I = f(U)$  интенсивности рентгеновского излучения, отраженного от кристалла в сторону счетчика, от напряжения на трубке при  $\lambda = const$  (всего 8 точек соответственно 8 положениям ручки коммутатора «НАПРЯЖЕНИЕ»). Такую зависимость снять для 2 – 3-х значений угла  $\theta$ . Во время измерений необходимо поддерживать постоянное значение тока через трубку.

7. Для данных углов  $\theta$  построить изохроматы и экстраполяцией их к нулевой интенсивности получить граничные напряжения  $U_0$ .

8. По формуле Вульфа-Брэггов определить длины волн  $\lambda$ , соответствующие углам  $\theta$  и по формуле (2) определить значение постоянной Планка  $h$ . Усреднить результаты измерений.

### **ВНИМАНИЕ!**

В этой лабораторной задаче рабочее напряжение достигает 40000 В. Категорически запрещается без разрешения преподавателя включать установку!

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 26

### ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА АТОМАРНОГО ВОДОРОДА. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ РИДБЕРГА И ПОСТОЯННОЙ ПЛАНКА.

#### Краткие теоретические сведения

Возбужденные атомы излучают линейчатые спектры, состоящие из отдельных спектральных линий. Эти линии можно объединить в группы – так называемые спектральные серии (рис. 1).

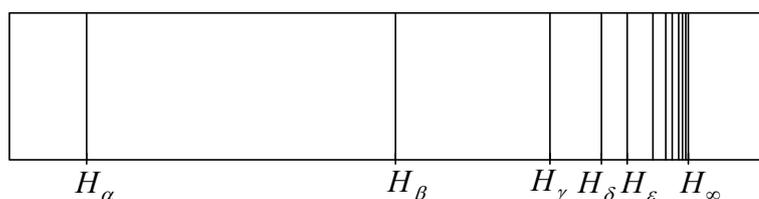


Рис. 1

Наиболее простой линейчатый спектр дает атомарный водород. Спектр водорода состоит из нескольких серий: серия Лаймана – в крайней ультрафиолетовой области; серия Бальмера – в видимой и близкой ультрафиолетовой области; серий Пашена, Брэкета, Пфунда – в инфракрасной области спектра. Часть линий серии Бальмера находится в видимой области спектра и доступна визуальному наблюдению. Линии этой серии обозначаются:  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$  и т.д. до  $H_\infty$ , являющейся коротковолновым пределом серии.

Частоты или волновые числа спектральных линий подчиняются определенным закономерностям, которые могут быть найдены в рамках квантовой теории.

Закономерности атомарных спектров лежат в основе теории строения атома и могут быть использованы для определения атомных констант.

Квантовая механика показывает, что атом может находиться в ряде устойчивых (стационарных) состояний, характеризующихся определенными значениями энергии. Энергия атома может принимать лишь дискретный ряд значений. Находясь в одном из стационарных состояний, атом не излучает.

Испускание света происходит лишь при переходе из одного стационарного состояния (имеющего большее значение энергии  $E_n$ ) в другое стационарное состояние (имеющее меньшее значение энергии  $E_k$ ), при этом испускается монохроматический свет с длиной волны  $\lambda$  (в вакууме) или волновым числом  $1/\lambda$ .

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{E_n}{hc} - \frac{E_k}{hc} \quad (1)$$

Это выражение можно представить в виде:

$$\frac{1}{\lambda} = T_k - T_n, \quad (2)$$

где  $T_n = -\frac{E_n}{hc}$ ;  $T_k = -\frac{E_k}{hc}$  – спектральные термы, пропорциональные значениям энергии атома, с точностью до некоторой аддитивной постоянной.

В свою очередь, процесс поглощения света возможен лишь при переходе атома из состояния, характеризуемого меньшим значением энергии, в состояние с большей энергией.

Стационарное состояние можно символически представить в виде уровней энергии (рис. 2).

Указанное правило испускания и поглощения атомом световой энергии называется правилом частот Бора, которое, не касаясь механизма самого излучения, позволяет по энергиям атома в различных стационарных состояниях определить испускаемые им частоты, т.е. определить его спектр.

Квантовая теория дает для энергии стационарного состояния атома водорода значение:

$$E_n = -\frac{2\pi\mu e^4}{h^2 n^2}; \quad n = 1; 2 \dots, \quad (3)$$

где  $\mu$  – приведена масса электрона и ядра;  $e$  – элементарный заряд;  $h$  – постоянная Планка.

Используя правило частот Бора (1) найдем волновые числа излучаемых спектральных линий

$$\frac{1}{\lambda} = -\frac{2\pi m e^4}{h^3 c} \left( \frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left( \frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (4)$$

где  $R = -\frac{2\pi m e^4}{h^3 c} = 10967759,6 \pm 1,2 \text{ м}^{-1}$  – константа Ридберга,  $n$  и  $k$  – целые числа, принимающие для каждой серии (определенные) следующие значения:

$k = 1; n = 2; 3 \dots$  серия Лаймана

$k = 2; n = 3; 4 \dots$  серия Бальмера

$k = 3; n = 4; 5 \dots$  серия Пашена

$k = 4; n = 5; 6 \dots$  серия Брэкетта

$k = 5; n = 6; 7 \dots$  серия Пфунда

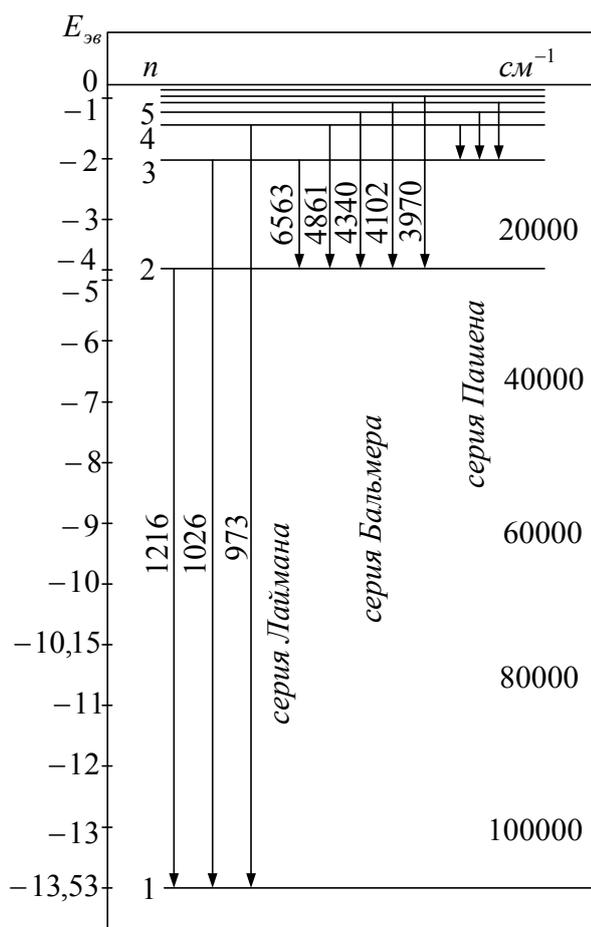


Рис. 2

Соответственно этому серия Бальмера атомарного водорода может быть представлена формулой:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (5)$$

Определение длины волн конкретных спектральных линий (определенные  $k$  и  $n$ ) дает возможность найти значения  $R$  и  $h$

$$h = \sqrt[3]{\frac{2\pi\mu e^4}{Rc}}; \quad \mu = \frac{m_e M}{m_e + M} = \frac{m_e}{1 + \frac{m_e}{M}}, \quad (6)$$

$m_e$  – масса электрона,  $M$  – масса ядра.

### Описание установки

Для исследования спектров излучения применяется универсальный монохроматор УМ-2, принципиальная оптическая схема которого изображена на рис. 3.

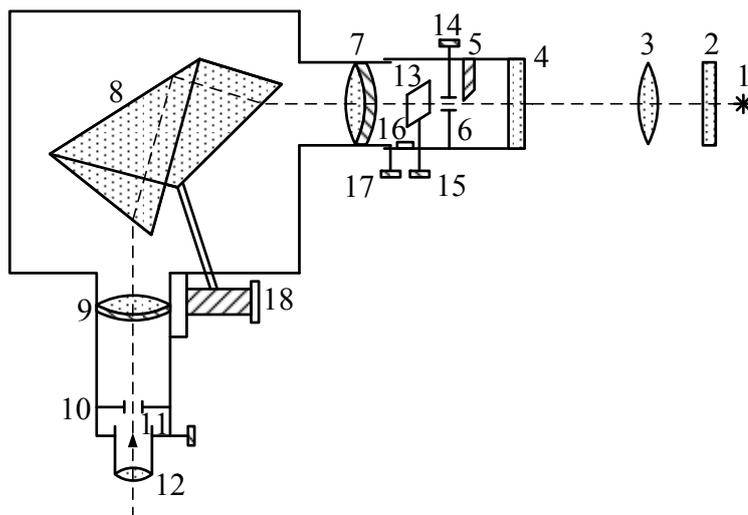


Рис. 3

Здесь 1 – источник света, от которого свет через защитное стекло 2 кожуха лампы с помощью конденсора 3 через защитное стекло 4 коллиматора направляется на щель коллиматора 6, ширина которой может регулироваться винтом 14. Входная щель находится в фокусе объектива коллиматора 7; вышедший из него пучок лучей должен быть параллельным и, пройдя дисперсионную призму постоянного отклонения 8, даст поле зрительной трубы картину спектра.

В фокусе объектива зрительной трубы 9 имеется указатель 11, относительно которого должна устанавливаться изучаемая линия спектра. Установка линии производится путем поворота дисперсионной призмы барабаном 18. На барабане нанесены градусные деления, оцифрованные через каждые  $50^\circ$  от  $50^\circ$  до  $3500^\circ$ . Цена каждого деления  $2^\circ$ .

Установка объектива коллиматора 7 в правильное положение относительно щели 6 производится винтом 17. Это положение можно отметить по шкале 16. Если в поле зрения зрительной трубы монохроматора одинаково резко видны указатель и края щели коллиматора, то установка щели правильна. В противном случае нужно произвести фокусировку (наведение на резкость изображения) сначала указателя – простым вдвиганием окуляра зрительной трубы 12, а затем произвести фокусировку щели коллиматора винтом 17.

Заслонка 13, поворачиваемая ручкой 15, служит для перекрывания светового луча. В рабочем положении заслонка должна быть открыта.

Призма сравнения 5 служит для наблюдения наряду с исследуемым спектром сравнения. Эти спектры разграничены по высоте.

Щелевая диафрагма 10 служит для улучшения условий наблюдения спектральных линий.

## 2. Источник света

В качестве источника света, в спектре которого есть серия Бальмера, лучше всего использовать спектральную разрядную лампу типа ТВС-15. Высокое напряжение на лампу подает со вторичной обмотки катушка Румкорфа в режиме повышающего трансформатора. На первичную обмотку катушки подается напряжение через понижающий трансформатор от ЛАТр-2, включенного в сеть 127 или 220 вольт.

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

При отсутствии лампы ТВС-15 можно использовать спектральную дуговую лампу типа ДВС-25. Для снижения фона сплошного спектра нужно работать на пониженном режиме. В качестве источника питания этой лампы используется универсальный источник питания типа УИП-1. Рабочее анодное напряжение лампы 400-450 вольт. Напряжение накала 6,3 вольт. Порядок включения и режим работы лампы приведен в приложении.

Ртутная и неоновая лампы используются для градуировки монохроматора по спектральным линиям ртути и неона.

Ртутная лампа ДРШ-250 (или ПРК-2) смонтирована на рейтере в металлическом кожухе. Питание лампы осуществляется от блока питания типа ЭПС-110 (или ЭПС-112), подключаемого к сети 220 вольт.

**Надо иметь в виду, что ртутная лампа излучает мощный поток ультрафиолетового излучения, вредно действующего на глаза. Наблюдать свечение лампы без защитных стеклянных фильтров или очков нельзя!**

Неоновая лампа, смонтированная на рейтере в металлическом кожухе, питается от сети 220 вольт.

### **3. Выполнение работы**

#### **1. Градуировка монохроматора**

Для градуировки монохроматора ртутная и неоновая лампы поочередно устанавливаются своим выходным окном перед щелью монохроматора, так, чтобы конденсор 3 проектировал источник 1 на щель 6. Щель монохроматора устанавливается шириной около 0,2 мм, после чего производится проверка правильности установки объектива коллиматора 7 и окуляра зрительной трубы 12. Для этого барабан монохроматора устанавливается приблизительно на деления 2300 – 2500° и ртутная лампа слегка перемещается до тех пор, пока щель монохроматора не будет хорошо освещена и в поле зрения не появятся яркие линии ртути.

Если указатель зрительной трубы монохроматора и края щели коллиматора видны не резко, т.е. спектральные линии расплываются, то

следует отрегулировать сначала положение окуляра, добившись резкого изображения указателя, после чего устанавливается резкость изображения спектральных линий и замечается положение указателя на шкале 16. Это положение следует записать. Указанную регулировку следует производить возможно точнее, совмещая какую-либо линию спектра с указателем зрительной трубы. Если при таком совмещении указатель и края спектральной линии (щели) будут видны без параллакса, то установку можно считать законченной.

Далее, поворачивая барабан, просматривают все линии спектра. Если они видны отчетливо и не слишком широко, то можно приступить к градуировке. Для этого указатель зрительной трубы последовательно совмещают со всеми видимыми спектральными линиями ртути и делаются отсчеты по барабану монохроматора.

Эти отсчеты заносят в таблицу. Измерения следует производить не менее трех раз. Из каждых трех отсчетов берется среднее арифметическое, после чего строится градуировочный график: на оси абсцисс откладываются деления барабана, на оси ординат – соответствующие значения длин волн ртути или неона. Длины волн ртути и неона приведены на соответствующих схемах их спектров на рис. 4.

Критерием правильности градуировочной кривой является ее плавность и отсутствие изломов и перегибов.

Масштабы должны быть удобны в работе и согласованы с точностью отсчета по шкале прибора.

## **2. Измерение длин волн спектральных линий серии Бальмера.**

### **Определение атомных констант**

Перед щелью монохроматора установить водородную лампу ТВС-15 (или ДВС-25). Включить питание лампы. Лампа должна светиться розовым светом. В поле зрения монохроматора наблюдаются отдельные яркие линии атомарного 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 арифметическое значение из трех измерений, которое заносится в таблицу. Оценить погрешность.

По полученным значениям длин волн построить спектрограммы первых четырех линий серии Бальмера цветными карандашами, подобно рис. 1.

Из данных измерений рассчитать постоянную Ридберга  $R$  и постоянную Планка  $h$ .

Рассчитать длины волн серии Бальмера по формуле (5) и произвести сравнении с результатами, полученными из опыта.

Построить схему уровней водорода (в  $\text{см}^{-1}$  или в  $\text{м}^{-1}$ ) с соблюдением масштаба.

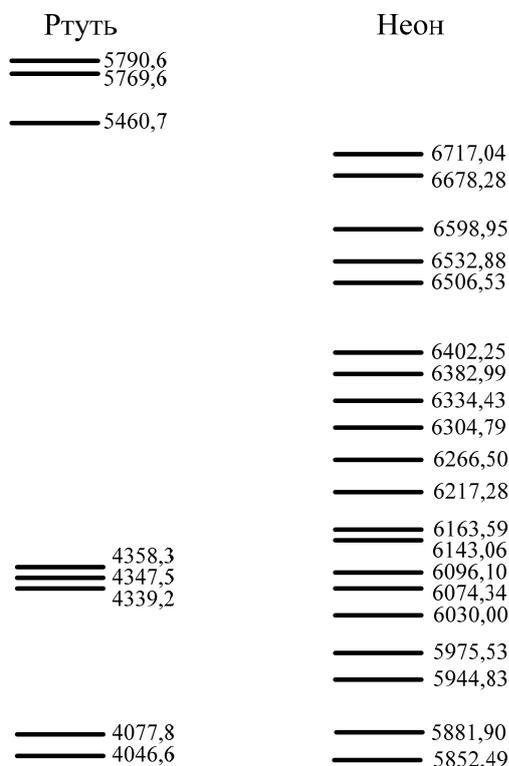


Рис. 4

## Приложение

1. Собрать схему, изображенную на рисунке.

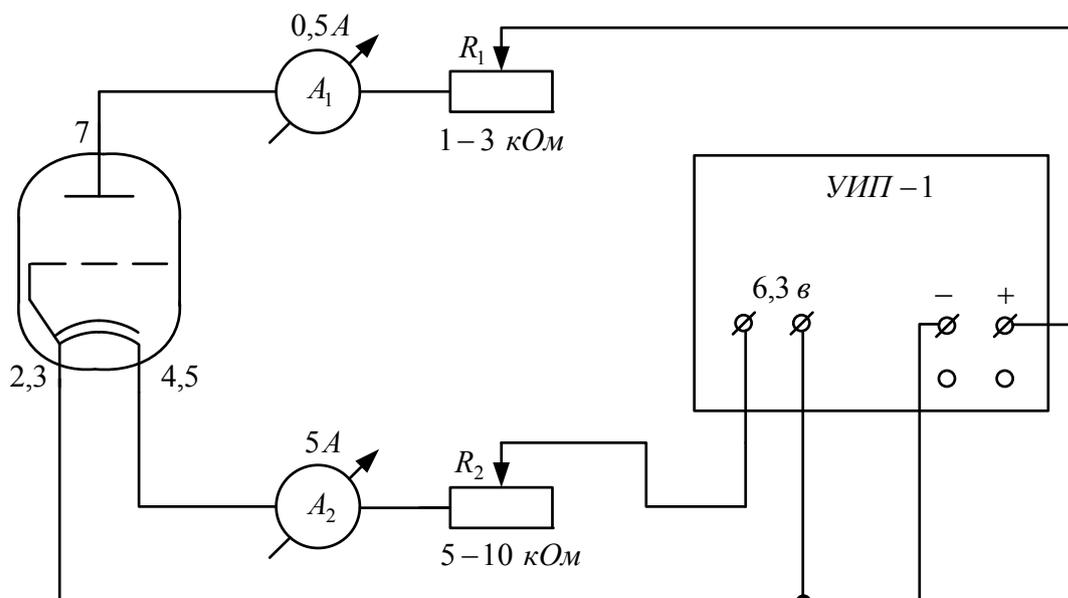


Рис. 5

Анодное напряжение подключается к разъему 20-600 В.

Напряжение накала подключается к разъему 6,3 В.

2. Включить УИП-1 и установить анодное напряжение на минимум, а ток накала, равным 2,5-3 А.
3. Через одну минуту установить анодное напряжение 400-450 В при максимальной анодной нагрузке  $R_1$ .
4. После возникновения дугового разряда уменьшить ток накала до 2 А.
5. Изменением анодного сопротивления  $R_1$  отрегулировать анодный ток лампы до 0,1-0,3 А.

**ВНИМАНИЕ!** Лампа ДВС-25 является источником ультрафиолетового излучения. Избегайте попадания этого излучения в глаза.

Не трогайте руками работающую лампу. Это приводит к ее растрескиванию, а также к ожогам.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 33

### ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОВ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ СТЕФАНА–БОЛЬЦМАНА

**Цель работы:** Изучение основных законов теплового излучения, измерение температуры накаливаемого тела оптическим пирометром, экспериментальное определение постоянной Стефана-Больцмана.

#### Краткие теоретические сведения

#### Тепловое излучение. Термодинамическая теория равновесного (черного) излучения

**Гипотеза квантов.** Электромагнитная теория света вместе с представлениями электронной теории о взаимодействии света с веществом в конце 19-го века чрезвычайно просто и ясно решила много неразрешимых ранее проблем. Однако в то же время возникли новые проблемы в физике, решить которые классическая электромагнитная теория Максвелла не смогла. К примеру, неудачными были все попытки объяснить спектральное распределение света, излучаемого нагретыми телами. Безукоризненный с точки зрения классической физики вывод формулы Рэлея-Джинса приводил к абсурдному результату. Решение было найдено Планком в конце 1900 года, которое он изложил в докладе Берлинскому физическому обществу в декабре 1900 года. Планк впервые выдвинул гипотезу о квантовании энергии осциллятора, которая несовместима с принципами классической физики. Эта гипотеза показывала ограниченность классических представлений и дала толчок к развитию квантовой физики.

Эйнштейн, развивая гипотезу Планка, в 1905 году пришел к выводу о наличии у излучения корпускулярных свойств. Введенные им представления о квантах излучения – фотонах, позволило объяснить несовместимые с классической электродинамикой законы фотоэффекта. Наличие у излучения волновых и корпускулярных свойств, привело к формированию новых представлений о природе света, которые получили название корпускулярно-волнового дуализма.

#### Свойства теплового равновесного излучения и его характеристики

Излучение света происходит в результате переходов атомов, молекул и атомных систем из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией. В явлениях теплового излучения такие переходы происходят в результате теплового движения атомов и молекул, то есть в тех случаях, когда необходимая энергия передается нагреванием. Такое излучение называется **тепловым** или **температурным**. Все остальные виды излучения – хемилюминесценция, электролюминесценция, фотолюминесценция и другие отличаются от теплового только способом перехода излучающей системы в возбужденное состояние.

Тепловое излучение – единственный вид излучения, которое может находиться в состоянии термодинамического равновесия с телами.

Рассмотрим несколько тел, имеющих разные температуры, и помещенных в замкнутую оболочку с идеально отражающими стенками. Как показывает опыт, такая система через некоторое время придет в состояние равновесия, при котором все тела имеют одну температуру. Равновесие наблюдается и в случае, когда внутри полости вакуум и тела обмениваются энергией только за счет излучения электромагнитных волн. Лучистая энергия, излучаемая нагретыми телами, в каждый момент времени равна энергии, поглощаемой телами (принцип детального равновесия) и плотность энергии излучения в пространстве достигает определенной величины, отвечающей установившейся температуре. Макроскопически такое состояние излучения в полости остается неизменным во времени.

**Излучение, которое находится в состоянии термодинамического равновесия с телами, имеющими определенную температуру, называется равновесным или черным излучением.**

Тепловое излучение приводит к охлаждению тел. Излучают все тела, имеющие температуру больше нуля градусов Кельвина.

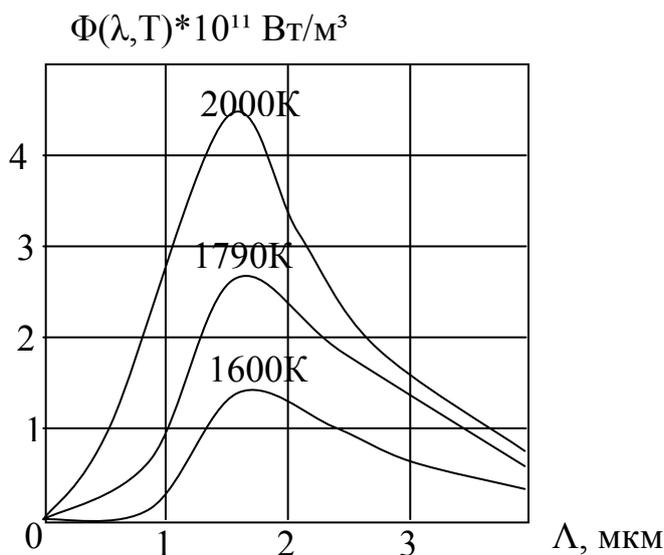


Рис. 1

Проблема равновесного теплового излучения состоит в том, что классическая физика не смогла пояснить существование максимума на кривых зависимости плотности энергии излучения от длины волны  $\lambda$  (или частоты  $\omega$ ), (рис. 1). Как видно из рис.1, поток энергии, получаемый единицей поверхности тела а пределах телесного угла  $4\pi$ , сильно увеличивается при возрастании температуры, причем максимум излучения смещается в область коротких длин волн.

### Характеристики равновесного теплового излучения

1. Характеристики равновесного теплового излучения (плотность энергии излучения, ее спектральное и пространственное распределение, поляризация) абсолютно не зависит от формы и материала полости, в которое оно заключено.
2. Равновесное излучение изотропно (все возможные направления распространения излучения равновероятны).
3. Равновесное излучение не поляризовано (в каждой точке пространства направления векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  изменяются хаотически).
4. Равновесное излучение однородное (его плотность не зависит от пространственных координат и постоянна во всех точках полости).

5. Температура равновесного излучения есть характеристика самого излучения, а не стенок полости, с которой оно находится в состоянии теплового равновесия.

**Объемная плотность энергии излучения (лучистой энергии)  $U$**  – количество энергии в единице объема.

**Спектральная плотность энергии излучения  $U_\lambda$  (или  $U_\omega$ )** – объемная плотность, энергии излучения, приходящаяся на спектральный интервал от  $\lambda$  до  $(\lambda+d\lambda)$ , или от  $\omega$  до  $(\omega+d\omega)$ . Величины  $U_\omega d\omega$  и  $U_\lambda d\lambda$  имеют смысл объемной плотности энергии излучения:

$$U = \int_0^\infty U_\omega d\omega = \int_0^\infty U_\lambda d\lambda, \quad (1)$$

$$U_\lambda = \frac{\omega}{\lambda} U_\omega, \quad U_\omega = \frac{\lambda}{\omega} U_\lambda. \quad (2)$$

В случае равновесного излучения функции  $U_\omega$  и  $U_\lambda$  зависят только от частоты (или длины волны) и температуры излучения и не зависят от формы и материала полости. Они зависят от среды заполняющей полость. Мы будем рассматривать только излучение в вакууме. В этом случае  $U_\omega$  будет универсальной функцией только  $\omega$  и  $T$ , а  $U$  – универсальной функцией только температуры  $T$ .

Нахождение функции  $U_\omega(\omega, T)$  (или  $U_\lambda(\lambda, T)$ ) представляет основную задачу теории теплового излучения.

**Удельная интенсивность излучения  $I$**  – поток лучистой энергии, проходящий за время  $dt$  через площадку  $dS$  в пределах телесного угла  $d\Omega$ , ось которого перпендикулярна площадке  $dS$  (рис. 2):

$$d\Phi = I dS d\Omega dt. \quad (3)$$

Спектральная удельная интенсивность излучения – удельная интенсивность излучения в спектральном интервале от  $\omega$  до  $(\omega+d\omega)$  или от  $\lambda$  до  $(\lambda+d\lambda)$ :

$$I = \int_0^\infty I_\omega d\omega. \quad (4)$$

**Связь между объемной плотностью излучения  $U$  и удельной интенсивностью излучения  $I$  и их спектральными характеристиками  $U_\omega$  и  $I_\omega$ .**

Так как излучение изотропно и интенсивность излучения  $I$  не зависит от направления

$$U = \frac{4\pi}{c} I. \quad (5)$$

Аналогично для спектральных характеристик:

$$U_\omega = \frac{4\pi}{c} I_\omega, \quad U_\lambda = \frac{4\pi}{c} I_\lambda. \quad (6)$$

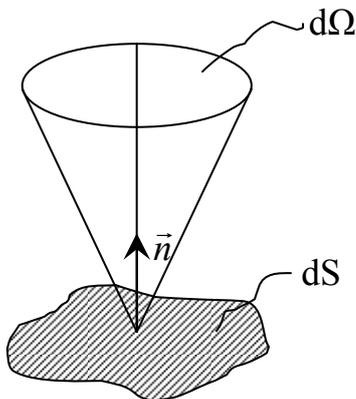


Рис. 2

Соотношения (6) справедливы для любой однородной изотропной среды, в которой отсутствует поглощение. Для этого необходимо в формулах (6) скорость света в вакууме  $c$  заменить групповой скоростью  $v_{гр}$  света в данной среде.

**Закон равновесного теплового излучения  
(закон Кирхгофа, 1860 г.)**

**Воображаемое тело, поглощающее всю падающую на него лучистую энергию во всем диапазоне частот при произвольной температуре, называется абсолютно черным телом.**

Спектральное распределение энергии излучения в полости имеет универсальный характер. Для теплового излучения с открытой поверхности тела это не так: спектральное распределение энергии зависит не только от температуры, но и от материала поверхности. Для этого вводят две характеристики:  $r_\omega$  (или  $r_\lambda$ ) – излучательная способность поверхности тела;  $A_\omega$  (или  $A_\lambda$ ) – поглощательная способность поверхности тела.

**Излучательная способность поверхности тела** – поток лучистой энергии с частотами от  $\omega$  до  $(\omega+d\omega)$ , излучаемый за время  $dt$  площадкой  $dS$  поверхности тела во внутрь телесного угла  $d\Omega$

$$d\Phi = r_\omega dS \cos \varphi d\Omega d\omega dt, \quad (7)$$

где  $\varphi$  – угол между направлением излучения и нормалью к площадке  $dS$ .

Таким образом, излучательная способность – это спектральная плотность потока энергии излучения, который излучается единичной площадкой поверхности по всем направлениям, так что  $r_\lambda d\omega$  (или  $r_\lambda d\lambda$ ) представляет собой поток излучения по всем длинам волн от 0 до  $\infty$  представляет собой **энергетическую светимость**  $R$  поверхности тела:

$$R = \int_0^\infty r_\omega d\omega = \int_0^\infty r_\lambda d\lambda. \quad (8)$$

**Поглощательной способностью**  $A_\omega$  поверхности называется безразмерная величина, показывающая какая часть падающей на поверхность тела энергии в интервале частот  $\omega$  до  $(\omega+d\omega)$  и в телесный угол  $d\Omega$  поглощается элементом поверхности  $dS$  за время  $dt$ .

Поглощаемый поток равен:

$$d\Phi = A_\omega I_\omega d\omega dS \cos \varphi d\Omega dt. \quad (9)$$

Закон был открыт в 1860 году Кирхгофом и носит его имя:

$$\frac{r_\omega}{A_\omega} = I_\omega. \quad (10)$$

Величина  $I_\omega$  не зависит от материала полости и является универсальной функцией только частоты  $\omega$  и температуры  $T$ .

Таким образом, **отношение излучательной способности тела к поглощательной способности одинаково для всех тел и является универсальной функцией только частоты и температуры.**

Для абсолютно черного тела поглощательная способность  $A_\omega=1$  для излучения на всех частотах и  $r_\omega=I_\omega$ . Поэтому равновесное излучение также называют черным.

Закону Кирхгофа можно дать и такую формулировку: **отношение излучательной способности тела к его поглощательной способности есть универсальная функция частоты и температуры тела, которая равна излучательной способности абсолютно черного тела.**

Излучательная способность тела тем больше, чем больше его поглощательная способность. Так как  $A_\omega$  не может быть больше единицы, то из всех тел при температуре  $T$  абсолютно черное тело имеет наибольшую излучательную способность.

**Вывод:** из закона Кирхгофа вытекает, что тело при данной температуре излучает преимущественно лучи таких длин волн, какие оно при той же температуре интенсивно поглощает.

### Модель абсолютно черного тела.

Абсолютно черных тел в природе не существует. Наилучшим приближением абсолютно черного тела может служить замкнутая полость с поглощающими стенками, в которой сделано малое отверстие (рис. 5). Попавший внутрь полости луч многократно отражается от стенок полости и наружу не выйдет, либо выйдет малая часть лучистой энергии. Вся энергия поглощается стенками полости. Это означает, что полость с малым отверстием в отношении поглощения, а по закону Кирхгофа

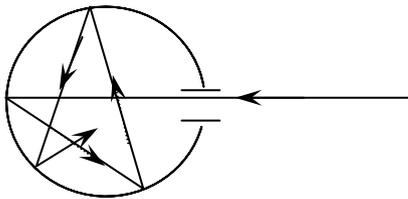


Рис. 3

и в отношении излучения, представляет собой практически абсолютно черное тело.

### Закон Стефана–Больцмана

На основании экспериментальных данных Стефан в 1879 году пришел к выводу, что полная энергия излучения (теплого) пропорциональна четвертой степени термодинамической температуры. В 1884 году Больцман с помощью выражения для давления изотропного излучения из классической электродинамики Максвелла  $p=U/3$  теоретически в рамках электродинамики получил закономерность для излучения черного тела:

$$R = \int_0^{\infty} r_\omega d\omega = \sigma T^4, \quad (11)$$

где  $\sigma = \text{const} = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^2}$  – **постоянная Стефана–Больцмана**, а выражение

(11) есть математическая формулировка закона **Стефана–Больцмана**.

### Формула Вина. Закон смещения Вина

**Теорема Вина (1893г.):** равновесное излучение, заключенное в оболочку с идеально отражающими стенками, будет оставаться равновесным при сжатии или расширении оболочки, при этом излучение в любой момент времени можно характеризовать температурой  $T$ . Значение теоремы Вина методическое.

Учитывая изменение частоты излучения при отражении от стенок полости (эффект Доплера), Вин показал, что спектральная плотность энергии  $U_\omega(\omega, T)$  имеет вид:

$$U_\omega = \omega^3 f\left(\frac{\omega}{T}\right) = T^3 \varphi\left(\frac{\omega}{T}\right), \quad (12)$$

или

$$U_\lambda = \frac{1}{\lambda^5} F(\lambda T) = T^5 \Phi(\lambda T), \quad (13)$$

где  $f\left(\frac{\omega}{T}\right)$ ,  $\varphi\left(\frac{\omega}{T}\right)$  – функции отношения частоты к температуре, конкретное выражение которых в рамках электромагнитной теории и феноменологической термодинамики найти **невозможно**.

Соотношения (12) и (13) называются **формулой Вина**.

Нахождение универсальной функции  $U_\omega(\omega, T)$  Вин свел к задаче нахождения универсальной функции  $f\left(\frac{\omega}{T}\right)$  (или  $\varphi\left(\frac{\omega}{T}\right)$ ) только одного аргумента.

Таким образом, если известный спектральный состав энергии равновесного излучения при произвольной температуре  $T'$ , то с помощью формул (12) и (13) можно найти это распределение при любой температуре  $T$ . Другими словами, смысл преобразования состоит в том, что на графике  $U_\lambda(\lambda, T)$  при изменении температуры от  $T'$  до  $T$  все длины волн смещаются в соответствии с законом:

$$\lambda T = const, \quad (14)$$

откуда и название закона: **закон смещения Вина**.

Постоянная Вина  $b = 2,88 \cdot 10^{-3}$  м·К (метр-Кельвин).

### Оптическая пирометрия

Для измерения температуры раскаленных тел, а также светящихся тел, удаленных от наблюдателя (например, звезд), нельзя пользоваться обычными методами, основанными на применении термометров расширения, электрических термометров сопротивления и термопар. В этих случаях о температуре тела можно судить только по его излучению.

Совокупность методов измерения высоких температур, основанных на использовании зависимости излучения нагретых тел от температуры, называется оптической пирометрией. Приборы, которые служат для измерения температуры бесконтактным методом, называются **пирометрами**. В оптических пирометрах регистрируется излучение в каком-либо одном или двух узких участках спектра.

### Тепловое излучение тел

Тепловое излучение – это электромагнитное излучение, возникающее за счет тепловой (внутренней) энергии излучающей системы. Например, раскаленные добела тела испускают белый свет, обладающий сплошным спектром частот. По мере понижения температуры тела излучение смещается в

область более длинных волн – красных и инфракрасных, при этом также уменьшается его интенсивность. При дальнейшем охлаждении тела излучение им видимого света вообще прекращается – тело испускает лишь невидимые глазу инфракрасные лучи.

Основными характеристиками теплового излучения являются энергетическая светимость, спектральная плотность энергетической светимости и монокроматический коэффициент поглощения излучающего тела.

Энергетической светимостью  $R_\vartheta$  называется полный поток энергии, испускаемый единицей поверхности излучающего тела в единицу времени по всем направлениям во всем интервале длин волн

$$R_\vartheta = \frac{dW_\infty}{dt dS}. \quad (15)$$

Здесь  $dW_\infty$  – энергия, излучаемая во всем интервале длин волн за время  $dt$ . Отношение  $\frac{dW_\infty}{dt}$  дает мощность излучения,  $dS$  – элементарная площадь излучающей поверхности. Энергетическая светимость измеряется в ваттах на квадратный метр ( $\text{Вт}/\text{м}^2$ ) и является функцией температуры тела.

Спектральной плотностью энергетической светимости  $r_\lambda$  называется величина, равная мощности излучения с единицы поверхности тела в единичном интервале длин волн

$$r_\lambda = \frac{dW_\lambda}{dt dS d\lambda}. \quad (16)$$

где  $dW_\lambda$  – энергия, излучаемая за время  $dt$  с площади  $dS$  в интервале длин волн от  $\lambda$  до  $\lambda + d\lambda$ . Зная  $r_\lambda$  как функцию  $\lambda$ , можно определить энергетическую светимость тела путем ее интегрирования по  $\lambda$ :

$$R_\vartheta = \int_0^\infty r_\lambda d\lambda. \quad (17)$$

**Монокроматическим коэффициентом поглощения тела  $\alpha_\lambda$**  называется отношение энергии, поглощенной телом в каждом бесконечно малом интервале длин волн  $d\lambda$ , к энергии, падающей на тело в виде излучения в том же интервале длин волн

$$\alpha_\lambda = \frac{dW_{\lambda \text{ погл}}}{dW_{\lambda \text{ пад}}}. \quad (18)$$

Монокроматический коэффициент поглощения является функцией длины волны и температуры тела. По определению  $\alpha_\lambda \leq 1$ .

Особую роль в теории теплового излучения играет представление о так называемом абсолютно черном теле как об объекте, которое при любой температуре полностью поглощает все падающее на него электромагнитное излучение любой длины волны. Коэффициент поглощения такого тела тождественно равен единице:  $\alpha_\lambda \equiv 1$ .

Вторая формулировка закона смещения Вина: максимальное значение спектральной плотности энергетической светимости абсолютно черного тела прямо пропорционально пятой степени его абсолютной температуры

$$r_{\lambda \max} = C'' T^5 \quad (19)$$

где постоянная  $C'' = 1,3 \cdot 10^{-17} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{К}^{-5}$ .

### Квантовая гипотеза излучения абсолютно черного тела

Из закона Кирхгофа следует, что для абсолютно черного тела универсальная функция  $f(\lambda, T)$  представляет собой спектральную плотность энергетической светимости.

Попытки теоретически найти явный вид функции  $f(\lambda, T)$  на основе классической волновой теории света оказались безуспешными. Найти вид этой функции, в точности соответствующей опытным данным, удалось М. Планку на основе выдвинутой им квантовой гипотезы.

Суть этой гипотезы состояла в предположении, что электромагнитное излучение испускается в виде отдельных порций энергии (квантов), величина которых пропорциональна частоте  $\nu$  излучения

$$\varepsilon = h \nu = h \frac{c}{\lambda} \quad (20)$$

где  $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$  – постоянная Планка,  $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$  – скорость света.

Исходя из этих представлений о дискретном характере теплового излучения, Планк получил выражение для универсальной функции Кирхгофа для абсолютно черного тела

$$f(\lambda, T) = r_{\lambda, T} = 2 \pi h c^2 \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{hc}{\lambda T}} - 1}, \quad (21)$$

где  $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$  – постоянная Больцмана.

Формула (21) позволила теоретически объяснить все экспериментальные закономерности теплового излучения тел. В частности, закон Стефана – Больцмана получается интегрированием функции (21) в соответствии с уравнением (21)

$$R_s = \int_0^{\infty} r_{\lambda, T} d\lambda = \frac{2 \pi^5 k^4}{15 c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4, \quad (22)$$

если положить

$$\sigma = \frac{2 \pi^5 k^4}{15 c^2 h^3}. \quad (23)$$

В выражении (23) постоянная Стефана-Больцмана  $\sigma$  оказалась выраженной через другие известные постоянные. Из этой формулы  $\sigma$  можно найти теоретически.

## Методика эксперимента и вывод рабочей формулы

В данной лабораторной работе постоянная Стефана – Больцмана определяется экспериментально. В качестве излучающего тела служит вольфрамовая нить электрической лампочки накаливания.

Введем обозначения:  $R$  – количество энергии, излучаемой при данной температуре единицей поверхности в единицу времени для всех длин волн от 0 до  $\infty$ ;  $R_0$  – энергетическая светимость абсолютно черного тела при данной температуре. Их отношение характеризуется коэффициентом (степенью) черноты:

$$\varepsilon = \frac{R}{R_0}. \quad (24)$$

**Испускательной способностью** тела  $r_\lambda$  называется энергетическая светимость, которая приходится на узкий спектральный интервал  $d\lambda$ , отнесенная к ширине этого интервала:

$$r_\lambda = \frac{dR}{d\lambda}. \quad (25)$$

Тогда формулы (24)–(25) для спектральных характеристик можно представить в виде:

$$\varepsilon_\lambda = \frac{r_\lambda}{r_{0\lambda}}. \quad (26)$$

Для всех тел  $R < R_0$ ,  $r_\lambda < r_{0\lambda}$ ,  $0 < \varepsilon < 1$ ,  $0 < \varepsilon_\lambda < 1$ .

Исходя из квантовой гипотезы, М. Планк показал, что испускательная способность абсолютно черного тела определяется соотношением:

$$r_{0\lambda} = \frac{dR_0}{d\lambda} = \frac{\hbar c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp(\hbar c / 2\pi k T \lambda) - 1}, \quad (27)$$

где  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с – скорость света в вакууме;  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – постоянная Больцмана.

Введем обозначения:  $C_1 = 4\pi\hbar \cdot c^2 = 3,74 \cdot 10^{-16}$  Дж/м<sup>2</sup>·ср;  $\tilde{N}_2 = 2\pi\hbar \cdot c / k = 1,439 \cdot 10^{-2}$  м·К.

Тогда формулу (27) перепишем в виде:

$$r_{0\lambda} = C_1^{-1} \cdot (\exp(\hbar c / 2\pi k T \lambda) - 1). \quad (28)$$

Последнее соотношение дает хорошее совпадение теории с экспериментом для всего исследованного диапазона длин волн.

Формула Планка и выводы из нее справедливы только для абсолютно черного тела. Так как мощность излучения реального физического тела при некоторой температуре всегда меньше мощности излучения абсолютно черного тела при той же температуре, то. Оценивая температуру по монохроматической яркости  $b_\lambda$ , нельзя определить действительную температуру реального физического тела. Вместо не определяется относительно меньшая, так называемая **яркостная температура** – это температура, до которой надо нагреть абсолютно черное тело для того, чтобы его монохроматическая яркость была равна соответствующей фактической яркости реального физического тела.

Введем коэффициент  $k_{\lambda}$  – отношение яркостей:

$$k_{\lambda} = \frac{b_{\lambda}}{b_{0\lambda}}. \quad (29)$$

Монохроматическая яркость физического тела, нагретого до температуры  $T$ , для длины волны  $\lambda$  согласно законам излучения равна:

$$b_{\lambda} = k_{\lambda} \cdot \frac{C_1}{\pi} \cdot \lambda^{-5} \cdot \exp(-C_2 / \lambda T). \quad (30)$$

Аналогично яркость абсолютно черного тела, нагретого до температуры  $T_{\beta}$ , при той же длине волны определяется по формуле

$$b_{0\lambda} = \frac{C_1}{\pi} \cdot \lambda^{-5} \cdot \exp(-C_2 / \lambda T_{\beta}). \quad (31)$$

Согласно определению яркостной температуры  $b_{\lambda} = b_{0\lambda}$  и из уравнений (31), (30), (29) определим коэффициент  $\hat{\epsilon}_{\beta}$ :

$$k_{\lambda} = \exp\left(\frac{C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\beta}}\right)\right). \quad (32)$$

Логарифмируя это выражение, найдем:

$$T = \frac{C_2 \cdot T_{\beta}}{\lambda \cdot T_{\beta} \cdot \ln k_{\lambda} + C_2}, \quad (33)$$

или

$$T_{\beta} = \frac{T_{\lambda}}{1 - T_{\lambda} \cdot 3,87 \cdot 10^{-5}}. \quad (34)$$

Коэффициент  $k_{\lambda}$  для вольфрамовой нити равен 0,43, длина волны  $\lambda = 660$  нм.

Из формулы (34) вытекает, что если для данного тела известно значение коэффициента  $k_{\lambda}$ , то по яркостной температуре  $T_{\beta}$  можно найти истинную температуру  $T$ .

### Определение постоянной Стефана-Больцмана

Определив по формуле (34) истинную температуру тела, можно вычислить энергию, теряемую единицей поверхности абсолютно черного тела в единицу времени при той же температуре. В соответствии с законом Стефана-Больцмана

$$R_0 = \sigma(T^4 - T_1^4) = \sigma T^4 - \sigma T_1^4, \quad (35)$$

где  $\sigma$  – постоянная Стефана-Больцмана;  $T$  – абсолютная температура тела;  $T_1$  – абсолютная температура среды.

Слагаемое  $\sigma T_1^4$  определяет то количество энергии, которое поглощает единица поверхности абсолютно черного тела в единицу времени от окружающих тел, находящихся при температуре  $T_1$ .

Мощность, затраченная на поддержание источника излучения в накаленном состоянии, определяется из показаний амперметра и вольтметра. Эта мощность определяет разность между излучаемой мощностью реального накаленного тела при температуре  $T$  и поглощаемой мощностью от окружающих тел, находящихся при температуре  $T_1$ .

В соответствии с законом Кирхгофа, отношение испускательной способности тела к его поглощательной способности равно испускательной способности абсолютно черного тела. В общем случае коэффициент черноты (поглощательная способность реального тела) зависит от длины волны излучения и от температуры тела. Тогда мощности излучения реального и абсолютно черного тела при одной и той же температуре будут связаны соотношением:

$$\int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda} \cdot r_{0\lambda} \cdot d\lambda = \int_0^{\infty} r_{\lambda} \cdot d\lambda. \quad (36)$$

Если принять, что исследуемое тело является серым (для него  $\varepsilon_{\lambda} = const$  для всего спектрального диапазона), то соотношение (36) упростится:

$$\varepsilon \int_0^{\infty} r_{0\lambda} \cdot d\lambda = \int_0^{\infty} r_{\lambda} \cdot d\lambda, \quad (37)$$

или

$$\varepsilon S \sigma (T^4 - T_1^4) = I U, \quad (38)$$

где  $S$  – общая поверхность тела. Для определения площади поверхности раскаленной спирали необходимо измерить параметры нити (диаметр нити, диаметр витка, число витков) с помощью микроскопа (в работе используется спираль площадью  $S = 1,9 \text{ см}^2$ ).

## Экспериментальная часть

### Описание экспериментальной установки

На рис. 4 изображена схема экспериментальной установки.

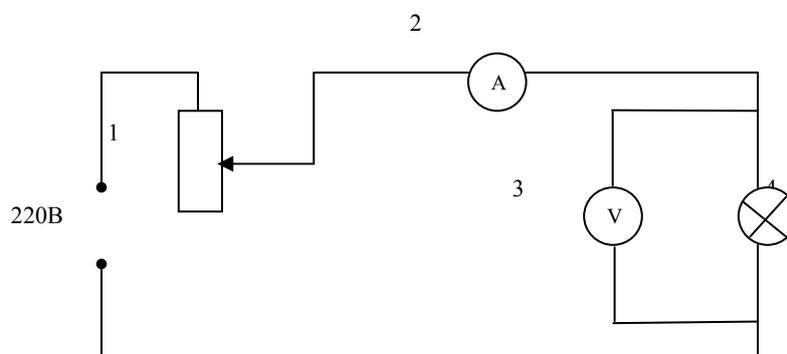


Рис. 4

1 – регулируемый трансформатор; 2 – амперметр; 3 – вольтметр; 4 – вольфрамовая лампочка (источник теплового излучения);

Для измерения температуры накаливаемого тела в работе используется оптический пирометр ОППИР–09 монохроматического излучения с исчезающей нитью. Данный оптический пирометр имеет два предела измерений:  $800^{\circ} - 1400^{\circ} \text{ С}$  и  $1200^{\circ} - 2000^{\circ} \text{ С}$ . Оптический пирометр показывает действительную температуру только тогда, когда излучение накаливаемого тела, температуру которого мы измеряем, близко к излучению абсолютно черного тела. В остальных случаях пирометр измеряет температуру меньше действительной, т.е. яркостную температуру.

Электрическая лампочка 4 включается в цепь, содержащую источник питания 1, с помощью которого можно изменять силу тока в цепи и, следовательно, степень накала лампочки. Амперметр 2 и вольтметр 3 измеряют силу тока в цепи и напряжение, приложенное к лампе.

Оптический пирометр ОППИР–09 состоит из следующих основных элементов:

- 1) оптической системы, состоящей из объектива, окуляра, диафрагмы и монохроматического (красного) светофильтра, позволяющего рассматривать в лучах определенного цвета нить лампы на фоне изображения накаливаемого тела и поглощающих стекол;
- 2) пирометрической лампочки, служащей эталоном измеряемой яркостной температуры;
- 3) амперметра магнитоэлектрической системы с двумя рамками, из которых основная рамка включена параллельно лампе, а дополнительная – навстречу основной и последовательно с лампой. Такая схема позволяет уменьшить до минимума нерабочий участок шкалы. Шкала прибора градуируется в градусах яркостной температуры тела.

Оптический метод измерения температуры накаливаемых тел сводится к измерению их монохроматической яркости. С яркостью эталона сравнивают яркость тела, температура которого измеряется. В оптическом пирометре с исчезающей нитью таким эталоном служит яркость нити специальной лампы накаливания, называемой пирометрической (или фотометрической).

Оптическая система пирометра позволяет рассматривать нить лампочки на фоне изображения накаливаемого тела. Доводя яркость нити изменением тока накала до совпадения с яркостью накаливаемого тела, можно утверждать, что равны монохроматические яркости, то равны и температуры. Так как температура эталона всегда известна, то известна и измеряемая яркостная температура тела.

Момент достижения равенства монохроматических яркостей определяется на глаз с большой точностью, так как глаз человека является исключительно нулевым индикатором контрастности излучения светящихся тел.

Достижение равенства яркостей, называемое фотометрическим равновесием, воспринимается как исчезновение границ нити пирометрической лампы на фоне изображения тела. По достижении фотометрического равновесия производится отсчет яркостной температуры объекта измерения. Эту температуру отсчитывают по шкале прибора, градуированную в градусах Цельсия.

Для длительного сохранения эталонных характеристик пирометрической лампочки температура ее нити не должна превышать  $1400^{\circ}\text{C}$ . Поэтому при измерении температур выше этого значения для ослабления яркости тела на пути между телом и лампочкой вводится поглощающее стекло.

## Описание конструкции пирометра ОППИР–09

Пирометр ОППИР–09 состоит из следующих узлов: корпуса, в который вмонтированы труба объектива, служащая для создания изображения наклеенного тела в плоскости нити пирометрической лампочки; выдвижного тубуса с укрепленной в нем линзой объектива; выдвижного окуляра со встроенным красным светофильтром; вращающегося кольца регулировки тока накала пирометрической лампочки.

При повороте кольца влево до упора, ограничивающего вращение кольца, контакт-щетка сходит со спиралью сопротивления реостата, и цепь накала лампы разрывается. В момент выключения тока, т.е. при крайнем левом положении кольца отметка «нуль» на кольце должна совпадать с аналогичной отметкой на крышке корпуса.

Источником питания пирометрической лампочки служит выпрямитель со стабилизатором напряжения на 2,5 В.

При измерении температур свыше  $1400^{\circ}\text{C}$  в поле зрения между линзой объектива и пирометрической лампой вводится поглощающее стекло, при этом белая точка на рукоятке объектива совпадает с цифрой 20.

### Порядок выполнения работы

1. Проверить, выключен ли пирометр. Отметка «0» на поворотном кольце реостата должна находиться против такой же отметки на крышке корпуса. Кольцо необходимо поворачивать слегка, чтобы не повредить щетку-контакт внутри корпуса.
2. Установить переключатель выходного напряжения блока питания в положение «1».
3. Проверить установку стрелок показывающих приборов на нулевой отсчет шкалы. При необходимости произвести корректировку.
4. Включить установку в сеть.
5. Поворотом кольца реостата по часовой стрелке включить пирометр и довести накал нити пирометрической лампы до  $1400^{\circ}\text{C}$  по показаниям встроенного прибора. Сфокусировать окуляром изображение нити накала пирометра.
6. Ввести на окуляре красный светофильтр, если он не был уже введен в процессе работы.
7. Направить объектив пирометра на нить накала лампы (тело, температура которого подлежит измерению), и, приложив глаз к выходной диафрагме окуляра, медленно перемещать тубус объектива до тех пор, пока не будет видно изображение тела (перевернутое) совершенно четко одновременно с нитью пирометрической лампы.
8. Изменяя яркость нити пирометрической лампы поворотом кольца реостата (поворот по часовой стрелке увеличивает накал нити, а против часовой стрелки уменьшает его), довести ее до того, чтобы «исчез» средний участок (вершина дуги) нити лампы на фоне изображения тела, температура которого измеряется.

При повороте кольца стрелка показывающего прибора сначала уходит влево до упора, и после того, как температура нити лампы достигает рабочих температур, стрелка переходит на рабочую часть шкалы.

9. Для более точного фотометрирования рекомендуется кольцо реостата устанавливать в такое положение, при котором исчезает нить, подходя к нему повторно и поочередно от слишком малой ее яркости и от слишком большой. Нить кажется темной на относительно более светлом фоне при слишком малой ее яркости и светлой – на относительно более темном фоне при слишком большой яркости.

10. Отсчитать измеренную температуру по положению стрелки встроенного показывающего прибора (по шкале  $1400^{\circ} - 2000^{\circ} \text{C}$ ). Измерения проделать не менее 3 раз при данной температуре.

11. Измерить яркостную температуру нити накала лампы в положениях регулятора напряжения источника питания «2», «3», «4», выполнив пункты 3 – 10.

12. Результаты измерений занести в таблицу.

13. Выключить пирометр поворотом кольца реостата против часовой стрелки. Установить переключатель блока питания в положение «1». Отключить установку от сети.

### Обработка результатов

1. Рассчитайте истинную температуру  $T$  по формуле (33) или с учетом длины волны  $\lambda = 660 \text{ нм}$  и  $\kappa_{\lambda} = 0,43$  для вольфрамовой нити по формуле (34).

2. При расчетах принять площадь поверхности раскаленной нити лампы  $S = 1,9 \text{ см}^2$ .

3. Постройте график зависимости светимости вольфрамовой лампочки от истинной температуры в четвертой степени.

4. Найдите из построенного графика поглотительную способность вольфрама, считая исследуемое тело серым.

5. Определите по формуле (38) постоянную Стефана–Больцмана.

Предположение о том, что вся подводимая к лампочке мощность тока преобразуется в излучение, является достаточно грубым. По этой причине, а также из-за трудностей точной оценки значений  $S$ , коэффициента черноты, величин  $I$ ,  $U$ ,  $T$  определение погрешностей измерения постоянной Стефана–Больцмана представляет весьма сложную задачу. Методика данной работы позволяет определить лишь порядок величины  $\sigma$ . Поэтому расчет погрешности в работе проводить не следует.

6. Сравните среднее экспериментальное значение постоянной Стефана–Больцмана с теоретическим значением этой величины, рассчитанным по формуле (38).

## Содержание и оформление отчета по работе

Отчет должен содержать: название лабораторной работы, формулировку цели работы, некоторые основные понятия и формулы (энергетическая светимость, закон Стефана – Больцмана), рабочую формулу с пояснением всех входящих в нее физических величин, измеренные значения силы тока, напряжения и температуры (в °С и К), расчеты и сравнения среднего по всем измерениям экспериментального и теоретического значений постоянной Стефана–Больцмана.

### Контрольные вопросы

1. Сформулируйте законы абсолютно черного тела.
2. Какое тело называется абсолютно черным?
3. Что такое яркостная температура?
4. Что называется коэффициентом яркости?
5. Какие тела называются серыми?
6. Покажите, что из формулы Планка получаются закон Стефана-Больцмана, формула Вина, формула Рэлея-Джинса.
7. Пользуясь формулой Планка, рассчитайте наиболее вероятную энергию квантов при температуре 2000 К.

## ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ ПОДГОТОВКИ СТУДЕНТОВ К ВЫПОЛНЕНИЮ И СДАЧЕ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ ПО ФИЗИКЕ АТОМА

**Работа №1.** Определение числа Авогадро с помощью рентгеноструктурного измерения постоянной кристаллической решетки. (Ознакомление с методом рентгеноструктурного анализа по Дебаю-Шереру).

Уравнение плоскости в отрезках и индексы Миллера. Вывод формулы Вульфа-Брегга. Условие максимума при дифракции от объемной решетки (уравнение Лауэ). Метод рентгеноструктурного анализа. Метод Дебая-Шерера. Расшифровка и индцирование рентгенограммы. Схема и работа рентгеновской установки (УРС-60).

**Работа №2.** Определение ориентации монокристалла методом Лауэ. (Ознакомление с методом рентгеноструктурного анализа Лауэ).

Условие максимума при дифракции от объемной решетки. Уравнения Лауэ и Вульфа-Брегга. Индексы Миллера. Методика получения лауэграммы. Что такое зона плоскостей? Кристаллографические проекции. Гномостереографическая проекция. Сетка Вульфа. Построение гномостереографической проекции кристалла с помощью сетки Вульфа. Индцирование плоскостей кристалла и определение его ориентации. Описание экспериментальной методики.

**Работа №3.** Изучение рентгеновских спектров испускания. Закон Мозли. (Определение электрических зарядов атомных ядер).

Механизм возникновения характеристических рентгеновских спектров испускания. Закон Мозли, его теоретическая обоснование. Серийные формулы для рентгеновских  $K$  и  $L$  серий. Механизм испускания  $K$  и  $L$  серий. Вывод формулы Вульфа-Брегга. Описание экспериментальной методики. (Метод Дебая-Шерера).

**Работа №4.** Изучение поглощения рентгеновских лучей в веществе. (Определение энергии ионизации  $K$ -уровня).

Механизмы поглощения рентгеновских лучей. Особенности рентгеновских спектров поглощения. Закон ослабления рентгеновских лучей в веществе (вывод). Зависимость коэффициента поглощения рентгеновских лучей от  $\lambda$  и  $Z$ . Схема установки. Как получается монохроматическое рентгеновское излучение с заданной длиной волны?

**Работа №5.** Получение тонких «свободных» пленок металлов путем испарения и конденсации в вакууме.

Методы получения высокого вакуума. Устройство испарительной установки. Методика получения тонких свободных пленок металлов. Определение толщины тонких пленок.

**Работа №6.** Дифракция электронов. (Изучение дифракции электронов при прохождении электронного пучка через тонкую поликристаллическую пленку. Определение постоянной кристаллической решетки).

Что такое корпускулярно-волновой дуализм? Фазовая и групповая скорости волн де Бройля. Длина волны де Бройля частицы, ее связь с ускоряющим потенциалом. Вывод формулы Вульфа-Брэгга для случая дифракции электронов. Принципиальная схема электронографа. Получение и расчет электронограмм. Для каких физических объектов используются методы дифракции: а) электронов; б) рентгеновских лучей?

**Работа №7.** Изучение работы масс-спектрометра. (Ознакомление с электромагнитным методом определения масс атомов).

Уравнение движения заряженной частицы в электромагнитном поле. Схема масс-спектрометра Демстера, (камера). Фокусировка пучков заряженных частиц однородным поперечным магнитным полем. Вывод рабочей формулы. Упрощенная электронная схема масс-спектрометра. Схема и принцип действия магнитного разрядного манометра. Различие между масс-спектрометрами и масс-спектрографами.

**Работа №8.** Эффект Зеемана. (Определение удельного заряда электрона  $\frac{e}{m}$ ).

Суть явления Зеемана. Упрощенная квантовомеханическая теория нормального эффекта Зеемана. Аномальный эффект Зеемана. Схема установки. Краткая теория и методика измерений с помощью эталона Фабри-Перо. Вывод рабочей формулы.

**Работа №9.** Определение собственного магнитного момента электрона методом парамагнитного резонанса.

Суть явления электронного парамагнитного резонанса. Краткая квантовомеханическая теория ЭПР, вывод рабочей формулы. Фактор Ланде. Связь между явлениями Зеемана и ЭПР. Схема установки и методика наблюдения ЭПР.

**Работа №10.** Ознакомление с работой счетчика Гейгера-Мюллера. Устройство и схема включения счетчика Гейгера-Мюллера. Вольтамперная и рабочая (счетная) характеристики счетчика Гейгера-Мюллера. Основы теории газового разряда Таунсенда, переход несамостоятельного разряда в самостоятельный. Механизм работы самогасящегося счетчика. Что такое мертвое время и разрешающая способность счетчика? Методика определения мертвого времени счетчика.

**Работа №20.** Определение постоянной Планка по коротковолновой границе сплошного рентгеновского спектра (метод изохромат).

Устройство и работа рентгеновской трубки. Возникновение рентгеновского излучения со сплошным и линейчатым спектром; спектральные распределения энергии. Объяснение коротковолновой границы сплошного рентгеновского спектра. Суть метода изохромат. Определение постоянной Планка. Схема установки.

**Работа №25.** Определение энергетической структуры уровней энергии атомов методом Франка и Герца.

Основы теории энергетической структуры атомов по Бору-Зоммерфельду. Постулаты Бора. Правила квантования. Ограниченность теории Бора-Зоммерфельда. Основы квантовомеханической теории

энергетической структуры атомов. Описание методики эксперимента по Франку и Герцу.

**Работа №26.** Изучение спектра атомарного водорода. (Определение постоянной Ридберга и постоянной Планка).

Основы теории атома водорода по Бору-Зоммерфельду. Квантовомеханическая теория атома водорода. Схема уровней энергии атома водорода. Спектральные серии атомарного водорода. Сериальные формулы. Описание экспериментальной методики. Градуировка монохроматора.

**Работа №27.** Изучение спектра натрия. (Проверка схемы уровней энергии атома натрия).

Основы квантовомеханической теории атомов щелочных металлов. Схема уровней энергии атомов щелочных металлов. Причины отклонения термов щелочных металлов от водородоподобных термов. Обозначения термов.

Спектральные серии щелочных металлов. Правила отбора. Чем обусловлена тонкая структура уровней энергии? Схема установки.

Описание экспериментальной методики.

**Работа №28.** Изучение спектра поглощения двухатомной молекулы йода в видимой области спектра.

Основы квантовомеханической теории гомеоплярной связи. Схема уровней энергии двухатомной молекулы. Правила отбора для электронных, колебательных и вращательных переходов. Описание экспериментальной методики.

**Работа №29.** Изучение основных законов внешнего фотоэффекта. Что такое внешний и внутренний фотоэффекты? Основные законы внешнего фотоэффекта. Объяснение законов фотоэффекта в квантовой теории. Уравнение Эйнштейна. Описание экспериментальной методики проверки основных законов внешнего фотоэффекта.

**Работа №30.** Изучение работы и свойств излучения оптического квантового генератора (ОКГ).

Излучение спонтанное и индуцированное. Их вероятности (коэффициенты Эйнштейна). Свойство индуцированного излучения. Физические основы усиления и генерации света. Усиливающая среда. Оптический резонатор. Система накачки. Устройство и работа ОКГ. Как определить угол расходимости излучения ОКГ? Как определить длину волны излучения ОКГ?

**Работа №33.** Сформулируйте законы абсолютно черного тела. Какое тело называется абсолютно черным? Что такое яркостная температура? Что называется коэффициентом яркости? Какие тела называются серыми? Покажите, что из формулы Планка получаются закон Стефана-Больцмана, формула Вина, формула Рэлея-Джинса. Пользуясь формулой Планка, рассчитайте наиболее вероятную энергию квантов при температуре 2000 К.

### **Примечание**

При составлении данного электронного пособия были использованы материалы, ранее изложенные в пособиях:

- 1.Рязанов О. М., Андронов В. М., Пойда В. П. Фізичний практикум. Атомна фізика. Навчальний посібник. – Харків. Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, 2001. – 127 с.
- 2.Сборник описаний лабораторных работ по физике. Атомная и ядерная физика.- Харьков. ХГУ.- 1971.- 182с.

### **Список рекомендованной литературы** **Основная**

1. Ахієзер А.І. Атомна фізика. Київ: Наукова думка, 1988, 264 с.
2. Шпольський Е.В. Атомная физика : в 2-х т. - М. : Наука, 1974, Т.1., 575 с.
3. Шпольський Е.В. Атомная физика : в 2-х т. - М. : Наука, 1974, Т.2., 447 с.
4. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика М.: Наука.-1980.
5. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Атомная и ядерная физика, ч.1,

- Атомная физика. М.: Наука.-1986.-416с.
6. Матвеев А.Н. Атомная физика. Учеб. пособие для физ. спец. ВУЗов.- М.: Высш. школа.-1989.-439с.
  7. Савельев И.В. Курс физики. М.: Наука, т.3.-1989-301с.
  8. Белый М.У., Охрименко Б.А. Атомная физика.-1986.
  9. Иродов И.Е. Задачи по квантовой физике. М.: Высш.шк.-1991.-173 с.
  - 10.Иродов И.Е. Задачи по общей физике. М.: Наука.-1988.-416 с.
  - 11.Борн М. Атомная физика. М., 1964.
  - 12.Бейзер А. Основные представления современной физики.- М., 1972.
  - 13.Гарбуни М. Физика оптических явлений.- М.: Энергия, 1967, 496 с.
  - 14.Вихман Е. Квантовая физика.- М.: Наука, 1974, 415 с.
  - 15.Кристи Р., Пити Л. Строение вещества: введение в современную физику.- М., 1969, 595 с.
  - 16.Фано У., Фано Л. Физика атомов и молекул.- М.: Наука, 1980, 653 с.
  - 17.Кондратьев В.М. Структура атомов и молекул.- М.,1959, 520 с.
  - 18.Вейсс Р. Физика твердого тела.- М., 1968, 456 с.
  - 19.Бароне А., Патерно Дж. Эффект Джозефсона.- М.:Мир,1984, 640 с.
  - 20.Квантовый эффект Холла., Под ред. Пренджа Р. и Гирвина М. - М.: Мир, 1989, 408 с.
  - 21.Барсуков О.А., Ельяшевич М.А. Основы атомной физики. М. – Научный мир, 2006. – 648 с. – ISBN 5-89176-341-9.
  22. Иродов И.Е. Задачи по общей физике. – 7-е изд., стереотип. . – М.: БИНОМ, Лаборатория Знаний, 2007. – 431 с.
  23. Иродов И.Е. Атомная и ядерная физика. – 8-е изд., испр. – СПб.: Лань, 2002. – 288 с. – ISBN 5-9511000-1-1.
  24. Иродов И.Е. Задачи по квантовой физике. – 2-е изд., испр., - М.: Лаборатория Базовых Знаний; Физматлит, 2002. – 216 с.

25. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы. – М.: Лаборатория Базовых знаний, 2002. – 272 с.
26. Матвеев А.Н. Атомная физика. – М.: Высш. шк., 1989. – 439 с.
27. Савельев И.В. Курс общей физики. Кн. 5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – М.: АСТ: Астрель, 2006. – 368 с.
28. Савельев И.В. Сборник вопросов и задач по общей физике. – М.: Астрель; АСТ, 2001. – 319 с.
29. Сивухин Д.В. Общий курс физики: В 5 т. Т.5 : Атомная и ядерная физика. – М.: Изд-во МФТИ; Физматлит, 2002. – 784 с.
30. Дубовик В.Н., Лебедев В.П. Физика атома и атомных явлений. – Харьков. : Изд-во Харьковского университета, 2013. – 250 с.

#### **Дополнительная**

1. Рюхардт Е. Строение вещества и излучение.- М.,1962,142 с.
2. Лауе М. История физики.- М., 1963.
3. Спроул Р. Современная физика.- М., 1961, 499 с.
4. Уер М.Р., Ричардс Д.А. Физика атома.- М., 1961, 302 с.
5. Гольдин Л.Л., Новикова Г.И. Введение в атомную физику. М.:Наука, 1969, 303 с.
6. Глауберман А.Ю., Манакін Л.О. Фізика атома та квантова механіка.- К.: Вища школа, 1972, 291 с.
7. Шепф Х.-Г. От Кирхгофа до Планка.-1981.
8. Матвеев А.Н. Квантовая механика и строение атома. – Высш. школа, - 1965.- 355 с.