

Министерство просвещения Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования
«Южно-Уральский государственный
гуманитарно-педагогический университет»

И.И. Беспаль

Л.А. Песин

**ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ
КВАНТОВАЯ ФИЗИКА**

Учебно-методическое пособие

Челябинск

2022

УДК 530.145(021)

ББК 22.314я73

Б 53

Беспаль, И.И. Физический практикум. Квантовая физика: учебно-методическое пособие / И.И. Беспаль, Л.А. Песин. – Челябинск: Изд-во Южно-Урал. гос. гуманитар.-пед. ун-та, 2022. – 142 с. – Текст: непосредственный.

ISBN 978-5-907611-62-7

В пособии представлены описания лабораторных работ по разделу «Квантовая физика» дисциплины «Общая и экспериментальная физика». Приведены основные соотношения, формулы и законы, которые составляют теоретическое обоснование представленных работ. Для организации самостоятельной работы студентов при подготовке к лабораторным занятиям приведены вопросы к допуску к лабораторной работе и ее защите.

Пособие предназначено для преподавателей физики и студентов педагогических вузов.

Рецензенты: В.П. Андрейчук, канд. физ.-мат. наук

Н.А. Векессер, канд. физ.-мат. наук

ISBN 978-5-907611-62-7

© Беспаль И.И., Л.А. Песин, 2022

© Издательство Южно-Уральского государственного гуманитарно-педагогического университета, 2022

ВВЕДЕНИЕ

Разделом «Квантовая физика» завершается изучение дисциплины «Общая и экспериментальная физика». Главная задача обучения физике – формирование естественно-научного мировоззрения. В процессе своего развития физика несколько раз претерпевала революционные изменения с точки зрения осознания того, как устроен мир.

Первой систематической теорией в физике стала классическая механика, чье рождение фактически ознаменовалось выходом книги гениального Исаака Ньютона «Математические начала натуральной философии» (1687 г.). В ней И. Ньютон представил основные законы динамики, закон всемирного тяготения, на основе которых объяснил движение Луны вокруг Земли, явления приливов и отливов. В течение почти 200 лет механический подход к описанию природы был единственно возможным. Основы этой картины мира изучались в разделе «Механика».

XIX век дал нам две фундаментальные теории – электродинамику и статистическую физику, одним из отцов-основателей которых принято считать шотландского ученого Д.К. Максвелла.

Если говорить об электродинамике, Максвелл не только опирался на труды предшественников (Ш.О. Кулон, М. Фарадей, А.М. Ампер и др.), но также сделал ряд предположений, которые впоследствии были экспериментально доказаны. Это и существование электромагнитных волн, и эффект механического давления света, и многие другие. Теоретические и эмпирические основы электродинамики изучались в разделе «Электричество и магнетизм», а представления о том, что свет является электромагнитной волной, подробно рассматривались в разделе «Оптика».

В статистической физике и термодинамике, элементы которых изучались в разделе «Молекулярная физика», рассматриваются свойства физических тел или с точки зрения молекулярного строения вещества, или с точки зрения изменения внутренней энергии тел.

Лишь несколько вопросов и явлений к концу XIX века не удалось описать на языке указанных классических теорий: это открытый в 1887 г. фотоэффект (Г. Герц) и обнаруженные годом позднее его законы (А.Г. Столетов), а также некоторые закономерности теплового излучения, в частности, математическое описание распределения испускательной способности абсолютно черного тела от длины волны (частоты).

Именно для решения последней задачи немецкий ученый М. Планк ввёл понятие кванта, предположив, что свет излучается атомом в виде отдельной порции. Свою идею М. Планк представил на очередном заседании Немецкого физического общества 14 декабря 1900 года, именно эту дату и можно считать днем рождения квантовой физики.

Сам М. Планк не верил в реальность существования квантов. Он считал, что ему просто удалось предложить удобную теоретическую модель, позволяющую математически описать экспериментально полученные сведения о тепловом излучении. Однако другой немецкий учёный, А. Эйнштейн, в 1905 г. объяснил явление и закономерности фотоэффекта именно на основе планковского представления о дискретности световой материи. Это фактически было первым «боевым крещением» новой теории.

В первой части пособия представлены краткие сведения о теоретических основах изучаемого раздела, во второй части – описания лабораторных работ по разделу «Квантовая физика» дисциплины «Общая и экспериментальная физика».

ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ

1. Кванты

Согласно Планку, любое излучение (в том числе и свет) состоит из отдельных порций – квантов. Вследствие этого энергия излучения всегда равна энергии целого числа квантов. Энергия каждого отдельного кванта зависит от частоты.

Если E – энергия кванта, ν – частота излучения, $h = 6,626176 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка (квант действия), равная, то

$$E = h\nu. \quad (1.1)$$

Кванты излучения, частоты (или длины волн) которых соответствуют области видимого света, воспринимаются органами зрения.

Связь между энергией и массой

Между энергией и массой любого вещества существует связь, которая даётся уравнением Эйнштейна.

Если W – полная энергия материального объекта (тела, излучения, поля и т.д.), m – его масса, $c \approx 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме, то

$$W = mc^2. \quad (1.2)$$

Каждой массе соответствует определённая полная энергия и наоборот.

Каждому изменению массы соответствует определённое изменение полной энергии и наоборот.

2. Фотон

Квантование энергии означает, что излучение представляет собой поток частиц. Эти частицы называются **фотонами**, однако они не являются частицами в смысле классической физики.

Масса фотона

Массу фотона можно вычислить по формуле (1.2).

Если m – масса фотона, h – постоянная Планка, ν – частота излучения, λ – длина волны излучения, c – скорость света в вакууме, то используя одновременно соотношения (1.1) и (1.2), получаем $h\nu = mc^2$. Отсюда

$$m = \frac{h\nu}{c^2}. \quad (2.1)$$

Поскольку $c = \lambda\nu$, имеем

$$m = \frac{h}{c\lambda}. \quad (2.2)$$

Фотоны всегда движутся со скоростью света, они не существуют в состоянии покоя, их масса покоя равна нулю.

Импульс фотона

Используя формулы (2.1) и (2.2), можно получить выражение для импульса фотона, учитывая, что $p = mc$.

Если p – импульс фотона, h – постоянная Планка, ν – частота излучения, λ – длина волны излучения в вакууме, c – скорость света в вакууме, то

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \quad (2.3)$$

При поглощении или отражении излучения фотоны благодаря наличию у них импульса создают **давление** (давление излучения) (см. раздел 7).

Экспериментальные доказательства квантовых свойств излучения и корпускулярной природы фотона основываются на фотоэлектрическом эффекте (см. раздел 3), эффекте Комптона (см. раздел 6) и опыте Боте [8].

3. Фотоэлектронная эмиссия (внешний фотоэффект)

Внешний фотоэффект – явление вырывания электронов с поверхности металлов (и других веществ) под действием света. Это явление связано с увеличением энергии атома вещества, поглотившего фотон. Фотон при этом исчезает, передав свою энергию и импульс этому атому. Если энергия фотона больше энергии связи электрона с атомом, то электрон может оторваться от атома. В этом случае атом становится положительным ионом, а само явление называют фотоионизацией.

Законы фотоэффекта

Законы фотоэффекта установлены в 1888–1890 гг. русским учёным А.Г. Столетовым. Учёный исследовал зависимость фототока от напряжения между двумя электродами (катодом и анодом) в вакуумном фотоэлементе. Без освещения катода тока в цепи нет, т.к. нет носителей заряда. При освещении электроны вырываются из катода и под действием электрического поля движутся к аноду. Возникающий при этом ток обычно называют **фототоком**, а носители заряда – **фотоэлектронами**.

Электрон был открыт в 1897 году, поэтому существуют разные формулировки законов фотоэффекта – те, которые были даны автором, и те, которые появились позднее, после открытия отрицательно заряженной элементарной частицы. Мы ограничимся наиболее современными.

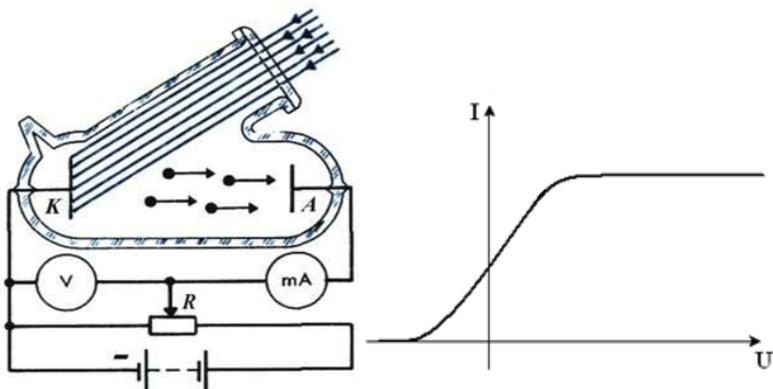


Рис. 1. Установка для изучения фотоэффекта и вольтамперная характеристика вакуумного фотоэлемента

Первый закон. Количество электронов, вылетающих из катода, прямо пропорционально световому потоку, падающему на катод (фактически – количеству падающих фотонов).

Второй закон. Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно возрастает с частотой света и не зависит от его интенсивности.

Третий закон. Для каждого вещества существует красная граница фотоэффекта, т.е. минимальная частота (максимальная длина волны), при которой наблюдается фотоэффект.

Фотоэффект практически безынерционен, т.е. начинается сразу же после попадания света на катод (задержка составляет $\sim 10^{-8}$ с, время взаимодействия фотона с атомом). Это утверждение иногда называют четвёртым законом фотоэффекта.

Теория фотоэффекта

Энергии $h\nu$ падающего кванта излучения может оказаться достаточно для высвобождения электрона с поверхности металла. Если эта энергия превышает работу выхода, то её избыток превращается в кинетическую энергию электрона.

Если $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг – масса электрона, ν – скорость вылетевшего электрона, h – постоянная Планка, ν – частота излучения, A – работа выхода, то

$$h\nu = A + \frac{m_e v_{\max}^2}{2} . \quad (3.1)$$

Уравнение (3.1) было впервые получено А. Эйнштейном для объяснения законов фотоэффекта и представляет собой закон сохранения энергии: энергия фотона, переданная атому, расходуется на преодоление электромагнитных полей, препятствующих выходу электрона из вещества и на сообщение этому электрону кинетической энергии. Данное уравнение применимо только к самым быстрым электронам, вылетающим в результате фотоэффекта, т.к. не учитывает возможные потери энергии фотона внутри вещества.

Работа выхода – минимальная работа, которую нужно совершить для вырывания электрона из вещества, зависит от химической природы вещества, химического и физического состояния поверхности (в частности, от находящихся на поверхности окислов и адсорбированных веществ), а также зарядки этой поверхности.

Таблица 1

Работа выхода электронов для некоторых металлов

Металл	Pt	W	Sn	Ag	Fe	Al	Zn	Ba	Na	Cs
$A_{\text{вых, эВ}}$	5,32	4,54	4,39	4,30	4,31	4,25	4,24	2,52	2,28	1,94

4. Корпускулярно-волновой дуализм

Физический принцип, утверждающий, что любой материальный объект имеет двойственную природу (корпускулярную и волновую) называется корпускулярно-волновым дуализмом.

Первые проявления данного принципа – двойственность природы света, который проявляет свойства корпускул (фотоны) и свойства волны.

Волновые свойства света проявляются в масштабах, сравнимых с длиной световой волны, и подтверждаются явлениями дифракции, интерференции, поляризации.

Корпускулярные свойства отдельных фотонов проявляются при излучении и поглощении света в виде отдельной порции объектами, чьи размеры намного меньше длины световой волны.

5. Волны материи

Характерный для излучения корпускулярно-волновой дуализм Л. де Бройль перенёс также на частицы, обладающие массой покоя. Соответствующая движущей частице **дебройлевская длина волны** зависит от её массы и скорости.

Если λ_B – дебройлевская длина волны, h – постоянная Планка, m – релятивистская масса частицы (если скорость

не превышает примерно 20 % скорости света в вакууме, её в хорошем приближении можно считать равной массе покоя), v – скорость частицы, p – импульс частицы, то

$$\lambda_B = \frac{h}{mv} = \frac{h}{p}. \quad (5.1)$$

Волны де Бройля – это не механические и не электромагнитные волны. Это – волны вероятности, так как квадрат модуля волновой функции определяет вероятность нахождения частицы в данной точке пространства (см. раздел 9).

Вследствие того, что микрочастицы обладают волновыми свойствами, у них не могут быть одновременно абсолютно точно измерены различные сопряжённые характеристики, например, точное значение координаты x и компоненты импульса p_x .

Если Δx – неопределённость значения координаты x , Δp_x – неопределённость значения проекции импульса на эту координатную ось, \hbar – приведённая постоянная Планка, то

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar. \quad (5.2)$$

Из (5.2) следует, что чем меньше неопределённость одной из переменных, тем больше неопределённость другой. Аналогичное соотношение имеет место для y и p_y , для z и p_z , а также для ряда других величин, называемых канонически сопряжёнными.

Утверждение о том, что произведение неопределённостей значений двух сопряжённых переменных не может быть по порядку величины меньше постоянной Планка, называется **принципом неопределённости Гейзенберга**, открытого автором в 1927 г.

Соотношение неопределённостей указывает, в какой мере можно пользоваться понятиями классической механики применительно к микрочастицам, в частности, с какой степенью точности можно говорить о траекториях микрочастиц. Уже для частицы размером всего 1 мкм неопределённости значений x и v_x оказываются за пределами точности измерения этих величин, так что практически её движение будет неотличимо от движения по траектории.

Энергия и время также являются канонически сопряжёнными величинами, поэтому для них будет справедливо соотношение:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar. \quad (5.2)$$

6. Эффект Комптона

Американский физик А. Комптон в 1923 г., исследуя рассеяние монохроматического рентгеновского излучения веществами с легкими атомами (парафин, бор), обнаружил, что в составе рассеянного излучения наряду с излучением первоначальной длины волны наблюдается также более длинноволновое излучение. При столкновении фотона с электроном часть энергии и импульса фотона передаётся электрону. Потеря фотоном энергии приводит к уменьшению его частоты; скорость электрона после соударения определяется на основе закона сохранения импульса.

Если λ – длина волны падающего излучения, λ' – длина волны рассеянного излучения, $\Delta\lambda$ – изменение длины волны вследствие рассеяния, Θ – угол рассеяния фотона, $\lambda_0 = h/(m_0c) = 2,42$ пм – комбинация фундаментальных констант и массы покоя электрона, имеющая размерность длины, так называемая «комптоновская длина», то

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \lambda_0(1 - \cos\Theta). \quad (6.1)$$

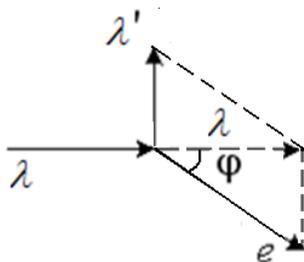


Рис. 2. Рассеяние фотона с длиной волны λ (при $\Theta = 90^\circ$), здесь λ – вектор импульса налетающего фотона, λ' – вектор импульса рассеянного фотона, e – вектор импульса электрона (векторная сумма импульсов рассеянного фотона и электрона равна импульсу налетающего фотона)

В общем случае величина комптоновской длины волны определяется фундаментальными постоянными и массой рассеивающей частицы, если h – постоянная Планка, m – масса покоя рассеивающей частицы, c – скорость света, то комптоновская длина для этой частицы

$$\lambda_0 = \frac{h}{mc} . \quad (6.2)$$

7. Давление света

Свет представляет собой поток фотонов, следовательно, согласно принципам классической механики, частицы при ударе о тело должны передавать импульс и, следовательно, оказывать давление.

Если p – давление света, W – энергия света (энергия всех падающих фотонов), c – скорость света, ρ – коэффициент отражения света, то

$$p = \frac{W}{c} (1 + \rho) . \quad (7.1)$$

Впервые эффект давления света был предсказан Д.К. Максвеллом в рамках построенной им электромагнитной теории света. В исключительно тонких экспериментах наш соотечественник П.Н. Лебедев в 1899 г. доказал существование светового давления на твёрдые тела, а в 1910 г. – на газы.

8. Тепловое излучение

Любое тело при температуре, отличной от 0 К, испускает электромагнитные волны (фотоны), называемые **тепловым излучением**. В вакууме и при отсутствии контакта тепловая энергия может переноситься от одного тела к другому только благодаря испусканию и поглощению этих электромагнитных волн (фотонов).

Падающее на тело излучение лишь частично поглощается им, часть излучения отражается или проходит сквозь тело.

Если Φ_0 – поток (мощность) падающего излучения, Φ_R – поток отражённого излучения, Φ_A – поток поглощённого излучения, Φ_S – поток прошедшего излучения, то коэффициент отражения

$$\rho = \frac{\Phi_R}{\Phi_0}, \quad (8.1)$$

коэффициент поглощения

$$\alpha = \frac{\Phi_A}{\Phi_0}, \quad (8.2)$$

коэффициент пропускания

$$\tau = \frac{\Phi_S}{\Phi_0}. \quad (8.3)$$

Величины ρ , a и τ зависят от свойств самого тела и длины волны падающего излучения.

Согласно закону сохранения энергии $\Phi_R + \Phi_A + \Phi_S = \Phi_0$. Разделив обе стороны равенства на Φ_0 , получим

$$\rho + \alpha + \tau = 1. \quad (8.4)$$

Тело, для которого $\rho = 1$, $\tau = 0$, $a = 0$ (что не реализуется на практике), называется **абсолютно белым телом**. Если тело отражает только часть падающего излучения, а часть поглощает ($a = \text{const} < 1$), то оно называется **серым телом**.

Тело, для которого $\rho = 0$, $\tau = 0$, $a = 1$ (что также не реализуется на практике), называется **абсолютно чёрным телом**. Абсолютно чёрное тело (АЧТ) поглощает всё падающее на него излучение независимо от длины волны излучения и температуры. Наиболее близким по свойствам к АЧТ является замкнутая полость с малым отверстием (рис. 3).

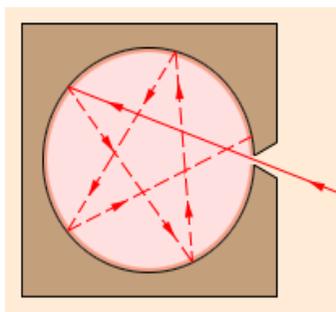


Рис. 3. Модель абсолютно чёрного тела

Излучение АЧТ превышает излучение любых других тел при данной длине волны и температуре. Его излучательная способность (подобно коэффициенту поглощения) равна единице.

Излучательная способность r равна его коэффициенту поглощения α при заданной температуре и длине волны. Это **закон излучения Кирхгофа**:

$$r_{\lambda,T} = \alpha_{\lambda,T} . \quad (8.5)$$

Мощность (поток) излучения любого серого тела равна мощности излучения чёрного тела с той же температурой, умноженной на излучательную способность серого тела.

Основные сведения о характеристиках теплового излучения представлены в таблице 2.

Закон Стефана-Больцмана

Австрийский физик Й. Стефан, анализируя экспериментальные данные (1879), и Л. Больцман, применяя термодинамический метод (1884), установили зависимость энергетической светимости АЧТ R_e от термодинамической температуры T :

$$R_e = \sigma T^4 . \quad (8.6)$$

Коэффициент пропорциональности называется **постоянной Стефана-Больцмана**:

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4) . \quad (8.7)$$

С учётом излучательной способности серого тела закон Стефана-Больцмана имеет вид:

$$R_e = \alpha \sigma T^4 . \quad (8.8)$$

Закон Стефана-Больцмана не даёт ответ на вопрос о спектральном составе излучения АЧТ.

Из экспериментальных кривых зависимости функции $r_{\lambda,T}$ от длины волны λ при различных температурах (рис. 4) следует, что распределение энергии в спектре чёрного тела не является равномерным.

Таблица 2

Характеристики теплового излучения

№	Название	Что характеризует данная величина	Обозначение	Формула связи	Единицы измерения
1	Поток лучистой энергии (мощность излучения)	Энергия, излучаемая телом в единицу времени	Φ	$d\Phi = \frac{dW}{dt}$	$\left[\frac{\text{Дж}}{c}\right] = [\text{Вт}]$
2	Энергетическая светимость (интегральная плотность излучения, интегральная излучательная способность, лучеиспускательная способность)	Энергия, испускаемая единицей площади поверхности излучающего тела по всем направлениям в единицу времени по всему спектру излучения	R_s	$dR_s = \frac{dW}{dS \cdot dt} = \frac{d\Phi}{dS}$, $\frac{dW}{dt}$ – поток энергии	$\left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} = \frac{\text{Дж}}{\text{м}^2 \cdot c}\right]$
3	Излучательная способность (испускательная способность, спектральная плотность излучения; спектральная плотность энергетической светимости)	Поток энергии, излучаемый единицей площади поверхности тела в узком интервале частот или длин волн, деленный на величину этого интервала	$r_{\nu,T}$ $r_{\lambda,T}$	$r_{\nu,T} = \frac{dW}{dS \cdot dt \cdot d\nu}$ $r_{\lambda,T} = \frac{dW}{dS \cdot dt \cdot d\lambda}$ $dR_s = r_{\nu,T} \cdot d\nu$ $R_s = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu$	$[r_{\nu,T}] = \left[\frac{\text{Дж} \cdot c}{\text{м}^2 \cdot c}\right] = \left[\frac{\text{Дж}}{\text{м}^2}\right]$ $[r_{\lambda,T}] = \left[\frac{\text{Дж}}{\text{м}^2 \cdot \text{м} \cdot c}\right] = \left[\frac{\text{Дж}}{\text{м}^3 \cdot c}\right]$

Окончание таблицы 2

4	<p>Поглощательная способность (спектральный коэффициент поглощения, коэффициент серости, спектральная поглощательная способность)</p>	<p>Отношение потока энергии, поглощенного телом в некотором интервале частот, к падающему потоку</p>	$a_{\nu,T}$ $a_{\lambda,T}$	$a_{\nu,T} = \frac{d\Phi^{погл}}{d\Phi^{пад}}$	<p>[1]</p>
---	--	--	-----------------------------	--	------------

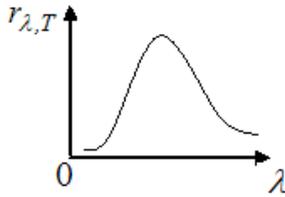


Рис. 4. Зависимость излучательной способности АЧТ от длины волны

Если $r_{\lambda,T}$ – спектральная плотность энергетической светимости в единичном интервале длин волн, $r_{\nu,T}$ – спектральная плотность энергетической светимости в единичном интервале частот, c – скорость света, λ – длина световой волны, то

$$r_{\lambda,T} = \frac{c}{\lambda^2} r_{\nu,T} \quad (8.9)$$

Законы Вина

Немецкий физик В. Вин, опираясь на законы термодинамики, установил зависимость основных экстремальных характеристик в распределении энергии АЧТ от температуры (рис. 4): длины волны, соответствующей максимуму излучения, и величины этого максимума.

Если λ_{\max} – длина волны, на которую приходится максимум спектральной плотности энергетической светимости, T – абсолютная температура АЧТ, b – постоянная Вина ($b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$), то **закон смещения Вина** имеет вид:

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}, \quad (8.10)$$

т.е. по мере увеличения температуры положение максимума функции $r_{\lambda,T}$ смещается в область коротких длин волн. Примерами проявления этого закона служат строение пламени,

изменение цвета каления металла при изменении его температуры, зависимость цвета звёзд от температуры их поверхности.

С повышением температуры доля коротковолнового излучения в спектре увеличивается. Поэтому цвет излучения может служить характеристикой температуры (цветовая температура).

Величина максимального значения спектральной плотности энергетической светимости $(r_{\lambda,T})_{\max}$ также зависит от температуры тела, и эта зависимость определяется ещё одним законом Вина.

Если $(r_{\lambda,T})_{\max}$ – максимум излучательной способности АЧТ, T – абсолютная температура АЧТ, c^* – постоянная Вина ($c^* = 1,3 \cdot 10^{-5}$ Вт/(м³·К⁵), то **закон Вина** имеет вид:

$$(r_{\lambda,T})_{\max} = c \cdot T^5. \quad (8.11)$$

Закон Планка

Немецкий физик М. Планк, предположив дискретный характер испускания света атомами (см. раздел 1), получил формулу, которая полностью описывала спектральное распределение энергии в излучении АЧТ (рис. 4).

Если $r_{\lambda,T}$ – спектральная плотность энергетической светимости в единичном интервале длин волн, λ – длина волны, для которой определено значение $r_{\lambda,T}$, h – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме, T – абсолютная температура, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана, то **закон Планка** можно записать следующим образом

$$r_{\lambda,T} = \frac{2\pi^5 h c}{15} \frac{1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}. \quad (8.12)$$

Это выражение для величины $r_{\nu,T}$ принимает вид

$$r_{\lambda,T} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (8.13)$$

Теоретический вывод именно этой формулы М. Планк изложил в декабре 1900 г., впервые введя в науку термин «квант энергии».

Если проинтегрировать выражение 8.12 по значениям длин волн от 0 до ∞ , то можно получить закон Стефана-Больцмана, если продифференцировать и найти экстремум – закон смещения Вина.

9. АТОМЫ

Каждый атом состоит из положительно заряженного ядра, в состав которого входят протоны и нейтроны, и электронной оболочки.

Таблица 3

Характеристики атомных частиц

Характеристика	Протон	Нейтрон	Электрон
Заряд q , Кл	$+1,6 \cdot 10^{-19}$	0	$-1,6 \cdot 10^{-19}$
Масса покоя	$1836m_e$	$1838m_e$	$9,11 \cdot 10^{-31}$ кг = m_e
Обозначение	p	n	e

В течение первых двух десятилетий XX века представление о строении атома изменилось очень сильно (рис. 5, 13).

Первую модель строения атома предложил английский физик Д.Д. Томсон в 1904 г. Электроны в этой модели распределены внутри положительно заряженного атома как изюминки в пудинге. Планетарная модель атома была предложена в 1911 г. английским физиком Э. Резерфордом

после серии опытов по рассеянию α -частиц на фольге.

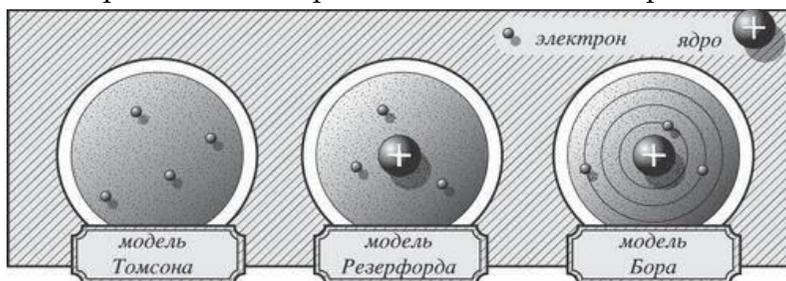


Рис. 5. Строение атома (по Томсону, Резерфорду, Бору)

Согласно этой модели, вокруг ядра, имеющего заряд Ze (Z – порядковый номер элемента в системе Д.И. Менделеева), размер 10^{-15} – 10^{-14} м и массу, практически равную массе атома, в области с линейными размерами порядка 10^{-10} м по замкнутым орбитам движутся электроны, образуя электронную оболочку. Нейтральность атома обеспечивается равенством количества положительно и отрицательно заряженных частиц в составе атома (следовательно, вокруг ядра должно вращаться Z электронов). С точки зрения классической физики такая система оказалась неустойчивой вследствие непрерывного излучения энергии и противоречила опытным фактам.

Постулаты Бора

В 1913 г. датский учёный Н. Бор создал полуклассическую теорию водородоподобных атомов, в которой удалось преодолеть противоречия модели атома, предложенной Резерфордом.

Первый постулат (постулат стационарных состояний). Электроны могут двигаться вокруг атомного ядра, не излучая

и не поглощая энергии, только по определённым (стационарным) орбитам, определяемым по условию квантования.

Если r – радиус электронной орбиты, m_e – масса электрона, v – орбитальная скорость электрона, \hbar – приведённая постоянная Планка ($\hbar = h/2\pi$), L – момент импульса электрона (угловой момент), n – натуральное число, то **условие квантования** имеет вид

$$L = m_e v r = n \hbar , \quad (9.1)$$

т.е. момент импульса электрона, движущегося вокруг ядра, кратен целому числу приведённой постоянной Планка. Каждой разрешённой условием квантования электронной орбите соответствует определённая энергия атома.

Второй постулат (постулат частот). При переходе атома из одного стационарного состояния в другое излучается или поглощается квант, энергия которого равна разности энергий этих состояний.

Если E_n и E_m – энергии атома с электроном, соответственно на орбитах n и m , то при переходе электрона с орбиты n на орбиту m испускается или поглощается фотон, энергия которого определяется соотношением:

$$E_n - E_m = h \nu . \quad (9.2),$$

где h – постоянная Планка, ν – частота излучения.

Испускание или поглощение кванта энергии определяется тем, энергия какого состояния (исходного или конечного) больше.

Атом водорода

С помощью постулатов Бора можно определить орбитальную скорость, радиус орбиты электрона, а также энергию

и частоту кванта излучения (поглощения). Для атома водорода это можно сделать сравнительно просто и точно, поскольку вокруг ядра движется единственный электрон. Также сказанное можно отнести к водородоподобным ионам (однократно ионизированный ион гелия He^+ , двукратно ионизированный ион лития Li^{++}), для которых заряд ядра будет $+Ze$, где Z – порядковый номер элемента в периодической таблице Д.И. Менделеева, e – элементарный заряд.

Скорость движения по орбите

Стационарная электронная орбита представляет собой устойчивое состояние и определяется тем, что центростремительная сила равна силе электростатического притяжения между электроном и ядром, т.е.

$$\frac{m_e v^2}{r} = \frac{k e^2}{r^2},$$
 где $k = 9 \cdot 10^9 \text{ Н} \cdot \text{м}^2 / \text{Кл}^2$ – коэффициент пропорциональности в законе Кулона.

Из записанного выше условия, а также условия квантования (9.1) следует, что на n -й стационарной орбите скорость электрона будет равна

$$v_n = \frac{k e^2}{n \hbar}. \quad (9.3)$$

После подстановки численных значений постоянных имеем

$$v_n = \frac{2,19 \cdot 10^6}{n} \text{ м/с}. \quad (9.4)$$

Таким образом, скорости электрона на различных орбитах обратно пропорциональны порядковому номеру орбиты: $v_n \sim 1/n$.

Радиус орбиты

С помощью приведённых условий устойчивости и квантования определяются орбитальная скорость и радиус допустимой электронной орбиты.

Если n – порядковый номер орбиты, r_n – радиус n -й орбиты, m_e – масса электрона, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – элементарный электрический заряд, k – коэффициент пропорциональности в законе Кулона, \hbar – приведенная постоянная Планка, то

$$r_n = \frac{n^2 \hbar^2}{m_e k e^2} \quad (9.5)$$

После подстановки численных значений постоянных имеем

$$r_n = n^2 \cdot 5,29 \cdot 10^{-11} \text{ м.} \quad (9.6)$$

Радиусы допустимых орбит атома водорода относятся как квадраты порядковых номеров орбит: 1 : 4 : 9 : 16 : 25 : ..., т.е. $r_n \sim n^2$.

Энергетические уровни

Каждой допустимой электронной орбите соответствует определённая энергия атома, которая является суммой потенциальной E_n энергии взаимодействия электрона и ядра и кинетической E_k энергий электрона.

Потенциальная энергия E_n при $r = \infty$ принимается равной нулю. Поэтому на конечном расстоянии от ядра ($r < \infty$) энергия будет меньше, т.е. отрицательной. Она соответствует работе кулоновской силы, зависящей от расстояния, по перемещению электрона с расстояния r на бесконечность.

С помощью выражений (9.3) и (9.5) для **потенциальной энергии** можно получить следующее выражение

$$E_n = -\frac{km_e e^4}{n^2 \hbar^2} . \quad (9.6)$$

После подстановки численных значений постоянных получаем

$$E_n = -\frac{27,22}{n^2} \text{ эВ} . \quad (9.7)$$

Напомним, что $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$.

Потенциальная энергия электрона на орбите обратно пропорциональна квадрату порядкового номера орбиты: $E_n \sim 1/n^2$.

Для **кинетической энергии** электрона справедлива формула $E_k = \frac{m_e v^2}{2}$, где скорость электрона определяется по формуле (9.3), т.е.

$$E_k = \frac{km_e e^4}{2n^2 \hbar^2} . \quad (9.8)$$

Учитывая (9.6), получим

$$E_k = -\frac{E_n}{2} = \frac{|E_n|}{2} . \quad (9.9)$$

Кинетическая энергия электрона на любой орбите составляет половину потенциальной энергии взаимодействия электрона с ядром.

Значения полной энергии атомов $E = E_n + E_k$ удобно представлять графически в виде шкалы энергетических уровней.

$$E = -\frac{km_e e^4}{2n^2 \hbar^2} . \quad (9.10)$$

После подстановки численных значений имеем

$$E = -\frac{13,53}{n^2} \text{ эВ} . \quad (9.11)$$

Полная энергия электрона на орбите обратно пропорциональна квадрату порядкового номера орбиты: $E \sim 1/n^2$.

По формуле (9.12) можно определить энергии уровней, отвечающих отдельным орбитам. Эти орбиты представляют в виде **схемы уровней**. Положение нулевой точки произвольно. Её выбирают либо при $n = \infty$, либо (как на рис. 6) при $n = 1$.

Частота излучения

При переходе электрона с орбиты m , соответствующей большему значению энергии, на орбиту n с меньшей энергией в соответствии с условием Бора испускается энергия

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

Таким образом, принимая во внимание формулу (9.10), имеем

$$h\nu = \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \frac{km_e e^4}{2\hbar^2} .$$

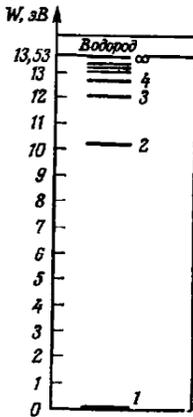


Рис. 6. Энергетические уровни атома водорода

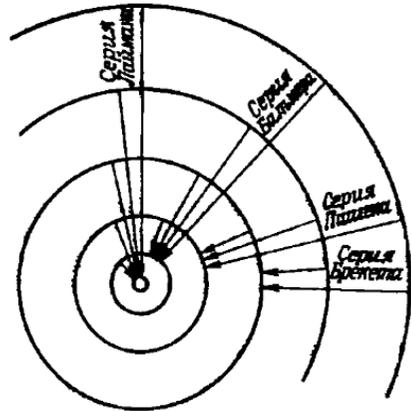


Рис. 7. Переходы, соответствующие спектральным сериям

Это соотношение можно записать в виде

$$\nu = \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \frac{km_e e^4}{4\pi\hbar^3} \quad (9.12)$$

Стоящая за скобкой величина называется постоянной Ридберга, значение которой составляет $R' = 3,29 \cdot 10^{15}$ Гц. Тогда формулу (9.12) можно записать в виде

$$\nu = \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) R' \quad (9.13)$$

Учитывая, что $\lambda = \frac{c}{\nu}$, и введя другой вариант постоянной Ридберга $R = \frac{R'}{c} = 1,097 \cdot 10^7$ м⁻¹, выражение (9.13) можно записать так:

$$\lambda = \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) R \quad (9.14)$$

Данное соотношение называют обобщённой формулой Бальмера.

Спектр атома водорода

Подставляя для m и n значения 1, 2, 3, ... с помощью (9.14) можно получить все длины волн (или частоты), возможные в случае водорода, т.е. спектр водорода (рис. 7, табл. 4).

Наименьшая длина волны λ (и соответственно наибольшая частота ν) в спектре водорода отвечает $n = 1$ и $m = \infty$. В этом случае энергия кванта равна $2,18 \cdot 10^{-18}$ Дж = 13,6 эВ – это наибольшая энергия, которую излучает атом водорода. Если электрону, находящемуся на орбите с $n = 1$, сообщить такую энергию, то он перейдёт на орбиту с $m = \infty$, т.е. освободится от атома, иными словами, произойдет **ионизация атома**.

Для ионизации атома водорода необходима энергия 13,6 эВ.

Таблица 4

Спектральные линии в спектре водорода

m	n	Серия	Область спектра	Длина волны, нм
5	1	Лаймана	Ультрафиолетовая	94
4	1			97
3	1			103
2	1			122
7	2	Бальмера	Видимая Ультрафиолетовая (начиная с $m = 7$)	397
6	2			410
5	2			434
4	2			486
3	2			655
7	3	Пашена	Инфракрасная	1005
6	3			1094
5	3			1282
4	3			1875
7	4	Брэкета	Инфракрасная	2165
6	4			2625
5	4			4051

7	5	Пфунда	Инфракрасная	4652
6	5			7438

Квантовые числа

Спектроскопические измерения показывают, что энергии электронов на одной оболочке (K, L, M, ...) слегка различаются, это обусловлено различием формы и расположения их орбит. Электронные орбиты можно классифицировать с помощью квантовых чисел.

Квантовые числа – целые (0, ± 1 , ± 2 , ...) и полуцелые ($\pm 1/2$, $\pm 3/2$, $\pm 5/2$, ...) числа, определяющие возможные дискретные значения физических величин, которые характеризуют квантовые системы и элементарные частицы.

Главное квантовое число

Главное квантовое число соответствует порядковому номеру круговой орбиты: $n = 1, 2, 3, \dots$

Орбитальное квантовое число

Наряду с круговыми орбитами возможны эллиптические орбиты с различным эксцентриситетом. Они удовлетворяют следующим условиям:

1. На каждой орбите электрон обладает определённой энергией.

Орбитальное квантовое число l характеризует **форму орбиты**. Главному квантовому числу n отвечает n орбит различной формы: одна круговая и $(n - 1)$ эллиптических орбит с различным эксцентриситетом.

Квантовое число l принимает значения $0, 1, 2, 3, \dots, (n - 1)$.

2. Момент импульса электрона на орбите всегда равен $L = \sqrt{l(l+1)}\hbar$.

Для обозначения орбит числа 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, ... заменяют на буквы s, p, d, f, g, h, i, ...

Квантовая механика приводит к более точному выражению для орбитального момента импульса.

Магнитное квантовое число

Магнитное квантовое число m характеризует **ориентацию плоскости электронной орбиты** в пространстве. Это число принимает $(2l + 1)$ значений.

Движущийся по замкнутой орбите электрон эквивалентен круговому току, магнитное поле которого взаимодействует с внешним магнитным полем. Плоскость электронной орбиты занимает определенные положения, которые характеризуются магнитным квантовым числом.

Ориентация орбиты задаётся углом δ между направлением магнитного поля и осью, перпендикулярной плоскости орбиты (рис. 8).

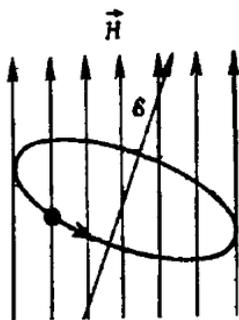


Рис. 8. Ориентация орбиты электрона относительно внешнего поля

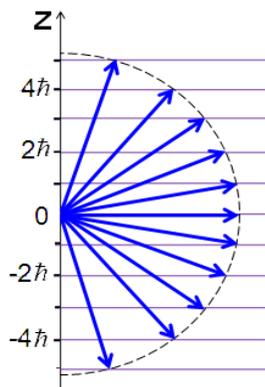


Рис. 9. Квантование плоскости электронной орбиты на выбранную ось

Магнитное квантовое число m может принимать значения $0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm l$, где l – орбитальное квантовое число.

Угол наклона орбиты определяется условием $\cos \delta = m/l$.

Квантовая механика приводит к более точному выражению для этого угла $\cos \delta = m / \sqrt{l(l+1)}$.

Если рассматривать орбитальное квантовое число как вектор \vec{l} (характеризующий направление орбитального момента \vec{L}), то возможны только такие ориентации орбиты в пространстве, которым отвечает целочисленное значение m проекции вектора \vec{l} на направление магнитного поля (рис. 9).

Спиновое квантовое число

Спиновое квантовое число s характеризует **ориентацию собственного момента электрона** относительно физически выделенного направления в пространстве. Свойство спина одновременно квантовое и релятивистское, оно не связано с вращением электрона вокруг своей оси.

Это квантовое число может принимать два различных значения. Возможные значения s равны $+1/2$ и $-1/2$, причём положительное значение соответствует острому углу между орбитальным и собственным моментом импульса, отрицательное – тупому углу.

Спином обладают также протоны, нейтроны, фотоны и другие элементарные частицы (кроме мезонов). Для протона и нейтрона s также равно половине, для фотона s равно единице.

Заполнение оболочек

Существуют два основных правила:

1. Наиболее вероятное заполнение электронных оболочек в атоме соответствует минимуму полной энергии атома.

2. Два электрона в одном и том же атоме должны различаться по крайней мере одним квантовым числом (**принцип Паули**).

Максимальное заполнение каждой оболочки определяется тем, сколько различных значений могут принимать квантовые числа. Если z – максимально возможное число электронов на оболочке, n – главное квантовое число, то

$$z = 2n^2. \quad (9.16)$$

Примеры заполнения электронных оболочек приведены в табл. 5.

Таблица 5

Электронные состояния для $n = 1, 2, 3, 4$

Оболочка	n	l	Обозначение	m	s	Число состояний	Максимальное число состояний	
K	1	0	1s	0	$\pm 1/2$	2	2	
L	2	0	2s	0	$\pm 1/2$	2	8	
		1		2p	0	$\pm 1/2$		2
					± 1	$\pm 1/2$		4
M	3	0	3s	0	$\pm 1/2$	2	18	
		1		3p	0	$\pm 1/2$		2
					± 1	$\pm 1/2$		4
		2		3d	0	$\pm 1/2$		2
					± 1	$\pm 1/2$		4
					± 2	$\pm 1/2$		4
N	4	0	4s	0	$\pm 1/2$	2	32	
		1	4p	0	$\pm 1/2$	2		
				± 1	$\pm 1/2$	4		
		2	4d	0	$\pm 1/2$	2		

				± 1	$\pm 1/2$	4	
				± 2	$\pm 1/2$	4	
		3	4f	0	$\pm 1/2$	2	
				± 1	$\pm 1/2$	4	
				± 2	$\pm 1/2$	4	
				± 3	$\pm 1/2$	4	

Излучение

При переходе в состояние с более низкой энергией электрон испускает излучение в виде отдельного кванта, частота (длина волны) которого определяется разностью энергий $\Delta E = h\nu$ электронных орбит. Допустимые уровни энергии изображаются в виде **схемы уровней**.

Схема энергетических уровней

Каждый элемент характеризуется своей собственной схемой энергетических уровней. На приведенной в качестве примера схеме указаны лишь энергетические уровни, заметно отличающиеся от соседних (рис. 10).

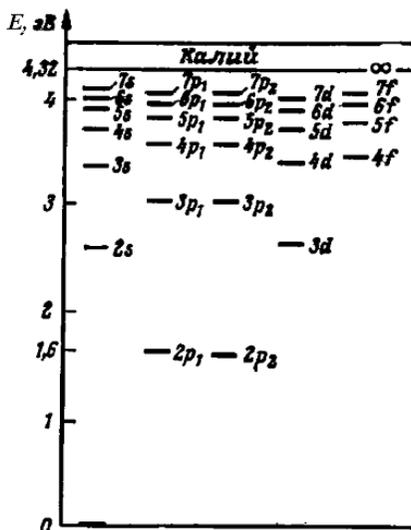


Рис. 10. Схема энергетических уровней для калия

Схема энергетических уровней предсказывает большее число частот излучений, чем наблюдается в действительности. Существуют **правила отбора**, согласно которым «разрешены» лишь определённые переходы электронов.

В случае разрешённых переходов орбитальное квантовое число l изменяется на единицу, при этом магнитное квантовое число m либо не меняется, либо меняется также на единицу.

Возбуждение

При переходе электрона на более низкую орбиту атом излучает энергию. Однако для того чтобы могло произойти излучение, электрону необходимо сообщить энергию с тем, чтобы он перешёл на орбиту с более высокой энергией. В этом случае говорят о **возбуждении** атома. Как показывает схема

энергетических уровней, разность энергий, отвечающих орбитам, расположенным вблизи ядра, очень велика, поэтому излучение не лежит в видимой области. Испускание видимого света связано с переходами лишь внешних электронов атома. Возбудить атомы можно различными способами.

Тепловое возбуждение. Благодаря нагреву усиливается молекулярное движение, при соударениях атомов электроны переходят на более высокие энергетические уровни.

Фотовозбуждение. Электроны переходят на более высокие уровни за счёт поглощения падающих фотонов.

Электрическое возбуждение. В газоразрядных лампах электроны и ионы двигаются с высокими скоростями и, соударяясь с атомами, переводят их в возбуждённое состояние. При достаточно большой передаче энергии электроны переходят вплоть до оболочки $n = \infty$, т.е. происходит ионизация атома.

Видимый свет испускается только внешними электронами атома, возбуждённого тепловым, фото- или электрическим способом.

Метастабильные состояния

В силу правил отбора у атомов многих элементов имеются энергетические уровни, с которых электрон не может непосредственно перейти на более низкий уровень. Эти уровни называются метастабильными состояниями. Электрон может перейти на такой уровень при соударении с другим электроном или при каскадном переходе с более высокого уровня.

Продолжительность пребывания атома в метастабильном состоянии имеет порядок 10^{-3} с.

Продолжительность пребывания атома в возбуждённом состоянии имеет порядок 10^{-8} с.

Необходимо различать **спонтанное излучение**, при котором переход из возбуждённого состояния в основное происходит без всякого внешнего воздействия, и **вынужденное излучение**, при котором переход из метастабильного состояния в основное вызывается электромагнитным излучением соответствующей частоты (рис. 11).

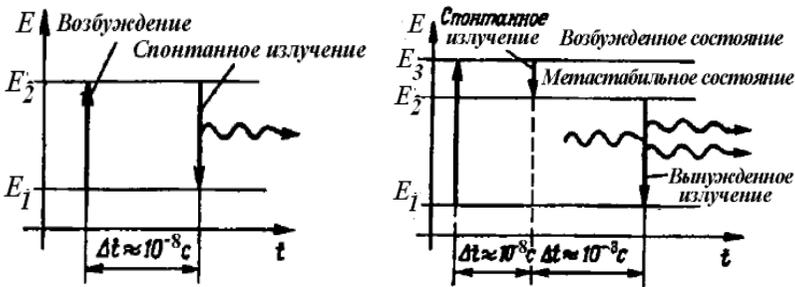


Рис. 11. Схема переходов в атоме, соответствующих спонтанному и вынужденному излучению

При достаточно интенсивном возбуждении (так называемой накачке) можно одновременно перевести на метастабильный уровень большую часть атомов, таким образом происходит накопление энергии. На этом основан принцип действия **лазера**.

При переходе большого числа атомов из метастабильного состояния в основное испускается интенсивный узконаправленный пучок монохроматического когерентного излучения. Два параллельных зеркала, в которых отражается излучение, образуют стоячие волны и позволяют усилить эффект (так называемый резонатор).

Рентгеновское излучение

Рентгеновское излучение открыто в 1895 г. немецким учёным В.К. Рентгеном, оно было названо его открывателем X-лучами.

В рентгеновской трубке сильно ускоренные электрическим полем электроны бомбардируют анод (металлическая мишень из тяжёлых металлов, например, W или Pt), испытывая при этом резкое торможение. При этом возникает излучение с широким спектром частот. Это **тормозное излучение** обладает непрерывным спектром с верхней границей ν_{\max} . **Граничная частота** соответствует случаю, когда электрон излучает всю энергию.

Если ν_{\max} – верхняя граница тормозного излучения, U – разность потенциалов, которой ускоряется электрон, e – элементарный электрический заряд, h – постоянная Планка, то

$$\nu_{\max} = \frac{eU}{h} .$$

(9.17)

Рентгеновское излучение также возникает в результате возбуждения атомов электронов высоких энергий, которые проникают в глубь атома и переводят близкие к ядру электроны на более высокие энергетические уровни. При последующем переходе удалённых от ядра электронов на освободившийся уровень испускаются кванты, длины волн которых лежат в рентгеновской области и служат характеристикой материала анода (**характеристическое излучение**).

Характеристические рентгеновские спектры однотипны и состоят из нескольких серий, обозначаемых K, L, M,

N и O (рис. 12). Каждая серия содержит небольшой набор отдельных линий, обозначаемых в порядке убывания длины волны индексами $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ ($K_\alpha, K_\beta, K_\gamma, \dots, L_\alpha, L_\beta, L_\gamma, \dots$).

Для определения длин волн линий характеристического рентгеновского излучения используют соотношение, установленное в 1913 г. английским физиком Г. Мозли, называемое **законом Мозли**.

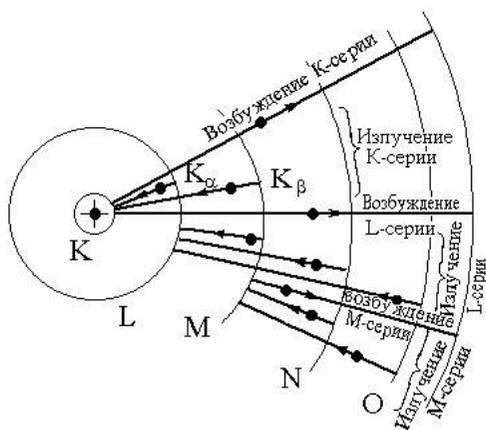


Рис. 12. Возникновение линий характеристического рентгеновского излучения

Если λ – длина волны, соответствующая данной линии характеристического рентгеновского излучения, R – постоянная Ридберга, Z – порядковый номер элемента в периодической системе Д.И. Менделеева, σ – постоянная экранирования, m – номер оболочки, на которой образовалась вакансия, n – номер оболочки, с которой переходит электрон, заполняя эту вакансию, то

$$\lambda = R(Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (9.18)$$

Смысл постоянной экранирования в том, что на электрон, совершающий переход, действует не весь заряд ядра Ze , а заряд $(Z - \sigma)e$, ослабленный экранирующим действием других электронов (для К-серии $\sigma = 1$).

Квантовомеханическая модель атома

Несмотря на успех атомной модели Бора, она обладает рядом недостатков: даёт верное описание только атома водорода, не объясняет физической причины условия квантовая. Новая модель атома была разработана Э. Шрёдингером на основе квантовой механики. Согласно де Бройлю (раздел 4) электрону отвечает длина волны $\lambda_B = h / m_e v$. Поскольку движущемуся вокруг ядра электрону отвечает стоячая волна, длина электронной орбиты должна быть кратна целому числу длин волн де Бройля, т.е.

$$2\pi r_n = n\lambda_B = \frac{nh}{m_e v_n} \quad (9.19)$$

Это условие точно совпадает с условием квантования (9.1) в первом постулате Бора.

В квантовомеханической модели атома на смену боровским орбитам пришли **пространственные стоячие волны**. Каждой из таких волн отвечает определённая энергия (собственное значение E) и собственная частота. Вместо перехода с одной орбиты на другую происходит переход из одного состояния (которому соответствует определённая пространственная стоячая волна) в другое. Интенсивность волны в различных точках пространства определяет вероятность того, что электрон находится в данной точке.

На узловой поверхности интенсивность волны и соответствующая вероятность найти там электрон равны нулю.

Электрон образует вокруг ядра своего рода заряженное «облако», пространственная плотность которого в некоторой точке соответствует интенсивности волны в этом месте (рис. 13).

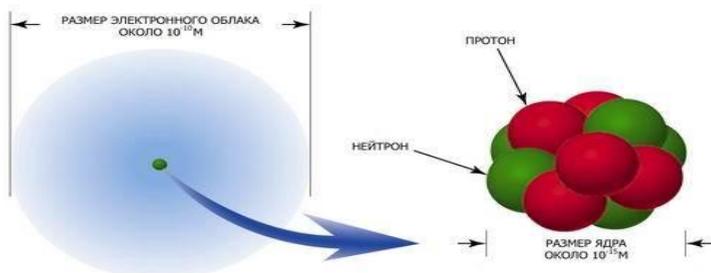


Рис. 13. Квантово-механическое представление о строении атома

В квантовой механике состояние микрочастиц описывается с помощью волновой функции $\psi(x, y, z, t)$, которая является основным носителем информации об их корпускулярных и волновых свойствах. Вероятность dW нахождения частицы в элементе объёма dV равна

$$dW = |\psi|^2 dV. \quad (9.20)$$

Величина (квадрат модуля ψ -функции), равная $|\psi|^2 = \frac{dW}{dV}$, имеет смысл плотности вероятности, т.е. определяет вероятность нахождения частицы в окрестности точки с координатами x, y, z . Физический смысл имеет не сама ψ -функция, а квадрат её модуля $|\psi|^2$, которым задаётся интенсивность волн де Бройля (см. раздел 5).

10. Ядро

Атомное ядро, находящееся в центре атома, в 10 000 раз меньше размеров самого атома и сосредотачивает 99,9 % массы атома. В состав ядра входят протоны и нейтроны, их характеристики приведены в табл. 3. По современным представлениям протон и нейтрон являются двумя разными состояниями одной и той же частицы – нуклона.

Общеприняты следующие обозначения:

$\overset{A}{Z}$ символ элемента, например, ${}_{13}^{27}\text{Al}$, ${}_{92}^{238}\text{U}$ и др.

Здесь Z – атомный номер элемента (зарядовое число), который равен числу протонов в ядре, числу электронов в оболочке нейтрального атома и электрическому заряду ядра, выжженному в элементарных зарядах,

$A = Z + N$ – массовое число, оно равно числу нуклонов ядре (числу протонов и нейтронов).

Нуклонная модель атомного ядра была предложена советским физиком Д.Д. Иваненко и немецким учёным В. Гейзенбергом в 1932 г. после открытия нейтрона английским физиком Дж. Чедвиком в том же году.

Изотопы

Атомные ядра одного и того же элемента могут содержать различное число нейтронов. Такие разновидности называются **изотопами** данного элемента. Таким образом, изотопы имеют:

- одинаковый атомный номер Z (одинаковое число протонов),
- различные массовые числа A (разное число нейтронов).

Большинство химических элементов представляют собой смесь различных изотопов. Поэтому массовое число

элементов в периодической системе Д.И. Менделеева нецелое, приведено среднее значение массы с учётом распространённости изотопов этого элемента. В качестве примера в таблице 6 приведены изотопы урана.

Таблица 6

Изотопы урана

Атом	Число протонов	Число нейтронов	Число электронов	Распространённость в природе
${}_{92}^{234}\text{U}$	92	142	92	0,0057 %
${}_{92}^{235}\text{U}$	92	143	92	0,72 %
${}_{92}^{238}\text{U}$	92	146	92	99,27 %

Изобары

Атомные ядра различных элементов могут иметь одинаковое массовое число A . Такие разновидности называют **изобарами** (табл. 7). Таким образом, изобары имеют:

- различные атомные номера Z (разное число протонов),
- одинаковые массовые числа A (одинаковое число нуклонов).

Дефект массы

Массы ядер можно измерить с высокой степенью точности при помощи масс-спектрометра. Масса атомного ядра всегда оказывается меньше суммы масс нуклонов. Это явление называют **дефектом массы**.

Таблица 7

Изотопы урана

Атом	Число протонов	Число нейтронов	Число электронов	Элемент
${}_{90}^{210}\text{Pb}$	81	129	81	Таллий
${}_{82}^{210}\text{Pb}$	82	128	82	Свинец
${}_{83}^{210}\text{Bi}$	83	127	83	Висмут
${}_{84}^{210}\text{Po}$	84	126	84	Полоний

Если Δm - дефект массы, m_p - масса протона, m_n - масса нейтрона, Z - число протонов, $N = A - Z$ - число нейтронов, m_z - масса ядра, то

$$\Delta m = Zm_p + Nm_n - m_z \quad (10.1)$$

Дефект масс обусловлен энергией связи ядра W_c , которая выделяется в результате соединения нуклонов в ядро. Массу, соответствующую энергии связи ядра (т.е. дефект массы), можно найти с помощью соотношения Эйнштейна между энергией и массой $W = mc^2$.

Энергия связи ядра

Нуклоны связаны в ядре благодаря ядерным силам, которые значительно превосходят силы электростатического отталкивания, действующие между протонами. Для расщепления ядра необходимо преодолеть эти силы, т.е. затратить энергию. Соединение нуклонов с образованием ядра, напротив, сопровождается высвобождением энергии, которую называют **энергией связи ядра** W_c .

Под энергией связи ядра понимают энергию, которая высвобождается в процессе образования из нуклонов атомного ядра.

У различных ядер она имеет разное значение. Особенно важную характеристику представляет собой энергия связи,

приходящаяся на один нуклон, – удельная энергия связи.

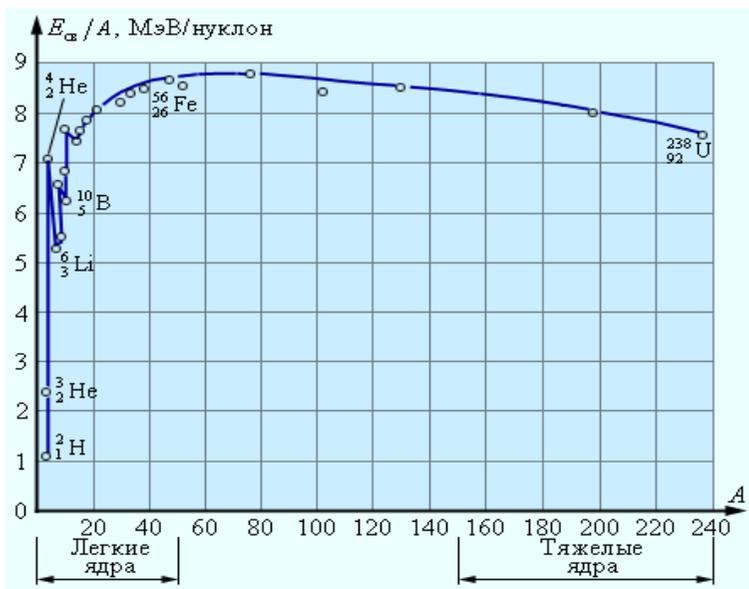


Рис. 14. Зависимость удельной энергии связи ядер от массового числа

Как видно из рис. 14, наибольшей удельной энергией связи обладают изотопы с массовым числом около 50. Выигрыш в ядерной энергии удаётся достичь только в тех случаях, когда в результате превращения удельная энергия связи увеличивается.

Ядерная энергия может выделяться при слиянии лёгких ядер (термоядерный синтез) или расщеплении тяжёлых (деление ядер), поскольку в этих процессах увеличивается средняя энергия связи на нуклон.

Взаимосвязь энергии связи и дефекта массы вытекает из соотношения между энергией и массой.

Если W_c – энергия связи ядра, Δm – дефект массы этого ядра, c – скорость света в вакууме, то

$$W_c = \Delta m c^2 = (Zm_p + Nm_n - m_z)c^2. \quad (10.2)$$

Используя принятые в ядерной физике единицы (атомную единицу массы, а. е. м., и единицу энергии МэВ), после подстановки численного значения для c получаем, что дефекту массы, равному 1 а. е. м., соответствует энергия связи ядра, равная 931,5 МэВ.

Размер ядра

Радиус ядра можно определить экспериментально.

Если r – радиус ядра, A – массовое число ядра, то справедлива эмпирическая формула

$$r \approx 1,4\sqrt[3]{A} \text{ фм.} \quad (10.3)$$

В ядре сконцентрирована почти вся масса атома. Зная массу и радиус ядра, можно вычислить плотность ядерного вещества, которая составляет $2 \cdot 10^8$ т/см³.

11. Радиоактивность

Радиоактивностью называют способность атомов к превращению, которое сопровождается испусканием излучения. На процесс такого превращения нельзя повлиять внешним воздействием. Сам процесс называется радиоактивным распадом.

При радиоактивном распаде испускается излучение трёх видов.

α -излучение. Оно представляет собой поток α -частиц, т.е. ядер атомов гелия (${}^4_2\text{He}$). Вследствие наличия по-

ложительного заряда α -частицы отклоняются электрическим и магнитным полями. Скорость, с которой вылетают α -частицы, составляет около 10^7 м/с. Обладает наименьшей проникающей способностью (слой бумаги толщиной около 0,1 мм для них непроходим).

β -излучение. Оно представляет собой электроны, обладающие скоростью от 10^8 м/с до $0,999c$. Вследствие наличия отрицательного заряда электроны (β -частицы) отклоняются электрическими и магнитными полями в противоположную сторону по сравнению с α -частицами. Обладает большей, по сравнению с α -излучением, проникающей способностью (непроницаемой будет алюминиевая пластинка толщиной в несколько миллиметров).

γ -излучение. Это электромагнитное излучение с длиной волны приблизительно 10^{-12} м и частотой примерно 10^{20} Гц. Оно не отклоняется электрическими и магнитными полями. Обладает наибольшей проникающей способностью (слой свинца толщиной больше 1 см уменьшает интенсивность в два раза).

Радиоактивный распад

Стабильность ядра

Отношение числа нейтронов N к числу протонов Z увеличивается с ростом массового числа A . Было установлено, что ядра стабильны только при определённом соотношении между числами нейтронов и протонов.

Если N - число нейтронов в ядре, Z - число протонов в ядре, $A = N + Z$ - массовое число, то стабильной связи нуклонов в ядре отвечает соотношение

$$\frac{N}{Z} \approx 1 + 0,015 A^{2/3} \quad \text{и } A < 250. \quad (11.1)$$

На сегодняшний день известно около 3500 ядер (большинство получены искусственно), из них только около 270 представляют собой стабильные изотопы. В природе преобладают чётно-чётные ядра (с чётным числом протонов и нейтронов), они оказываются особенно стабильными.

α-распад

С испусканием α-частиц распадаются только ядра с большим массовым числом ($A > 200$). При α-распаде массовое число уменьшается на 4, а заряд ядра на 2 единицы:



Подобно тому, как фотон не существует в готовом виде в недрах атома и возникает лишь в момент излучения, α-частица также возникает в момент радиоактивного распада ядра. Покидая ядро, α-частице приходится преодолевать потенциальный барьер, высота которого превосходит полную энергию α-частицы, равную в среднем 6 МэВ. Покинуть ядро α-частица может вследствие туннельного эффекта.

β-распад

β-излучение испускают ядра с относительным избытком нейтронов. Электрон возникает в результате внутриядерного превращения нейтрона в протон



Антинейтрино, как и нейтрино, обладает крайне небольшой энергией покоя (~30 эВ) и не имеет электрического заряда. Оно уносит часть энергии распада. Вследствие

этого возникающие при распаде β -частицы имеют неодинаковую энергию. В таблицах в большинстве случаев указывается максимальная энергия W_m . Наиболее вероятная энергия составляет около $W_m/3$.

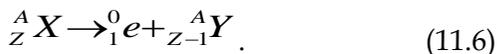
Поскольку при β -распаде в большинстве случаев испускается электрон, то заряд ядра возрастает на единицу, а массовое число не меняется:



При искусственных превращениях ядер могут возникать ядра, испускающие позитрон (античастицу электрона, которая отличается только знаком заряда). Испускаться β^+ -частица будет ядрами с относительным избытком протонов. Позитрон возникает в результате превращения протона в нейтрон:



Поскольку при β^+ -распаде испускается позитрон, заряд ядра уменьшается на единицу, а массовое число не меняется:



Возможен ещё один вид β -распада – электронный захват, при котором ядро поглощает один из К-электронов (реже один из L- или M-электронов) своего атома, в результате чего один из протонов превращается в нейтрон, испуская при этом нейтрино:



Место в электронной оболочке, освобождённое захваченным электроном, заполняется электронами из вышележащих слоёв, в результате чего возникают рентгеновские

лучи, поэтому электронный захват легко обнаруживается по сопровождающему его рентгеновскому излучению.

γ -излучение

Испускание γ -квантов сопутствует α - или β -распаду, после которого в ядре осуществляется перестройка: ядро переходит из возбуждённого состояния в состояние с меньшей энергией. При этом заряд ядра и массовое число остаются неизменными.

Закон радиоактивного распада

Распад ядра происходит по закону случая. Но поскольку число атомов, содержащихся в определённом количестве вещества, очень велико, то можно сформулировать закон распада.

Постоянная распада

Пусть на протяжении времени dt распадается dN ядер. Величина dN пропорциональна числу имеющихся способных к распаду ядер: $dN \sim -Ndt$ (знак минус является следствием уменьшения количества ядер N). Коэффициент пропорциональности называется **постоянной распада λ** .

Постоянная распада характеризует долю dN/N исходных радиоактивных атомов, которая распадается за время dt .

Величина, обратная постоянной распада, называется **средним временем жизни τ** радиоактивного атома (промежуток времени, за который число нераспавшихся ядер уменьшается в e раз), т.е.

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (11.8)$$

Закон распада

Если N_0 – число ядер в начальный момент времени, N – число ядер, не распавшихся по прошествии времени t ,

λ – постоянная распада, $e = 2,718$ – основание натурального логарифма, то после интегрирования уравнения $dN/N = -\lambda dt$ имеем

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (11.9)$$

Если подставить значение λ из формулы (11.11), то получим $N = N_0 e^{-t \ln 2 / T_{1/2}}$, или упрощённо

$$N = N_0 2^{-t/T_{1/2}} \quad (11.10)$$

Период полураспада

Периодом полураспада $T_{1/2}$ называется время, в течение которого распадается примерно половина способных к распаду ядер.

Из (11.9) следует $\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$, откуда

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (11.11)$$

Активность

Активностью A радиоактивного вещества называется число распадов в секунду. Активность является важным параметром радиоактивного вещества, т.к. определяет скорость распада.

Если A – активность радиоактивного вещества, λ – постоянная распада, $T_{1/2}$ – период полураспада, N – число ядер данного вещества, способных к распаду, то при $A = dN/dt$ и $\lambda = dN/Ndt$ получаем

$$A = \lambda N = \frac{\ln 2 N}{T_{1/2}} \quad (11.12)$$

Используя формулы (11.9) и (11.10), получаем

$$A = A_0 e^{-\lambda t} = A_0 2^{-t/T_{1/2}}, \quad (11.13)$$

где A_0 и A – активности (первоначальная и по прошествии времени t).

12. Искусственное превращение ядер

Превращения ядер (за исключением радиоактивного распада) вызываются внешними причинами. Частицы высокой энергии, сталкиваясь с ядром, способны вызвать самые разные превращения. Ядерными «снарядами» могут быть продукты радиоактивного распада, а также высокоэнергичные частицы, полученные с помощью различного рода ускорителей.

Ядерные реакции

Ядерными реакциями называют превращения атомных ядер, вызванные их взаимодействием с частицами или друг с другом.

При столкновении частицы, обладающей высокой энергией, с ядром-мишенью происходит превращение ядра, сопровождаемое испусканием другой частицы:



Пример: первое наблюдавшееся превращение ядер (Резерфорд, 1919 г.):



При ядерных реакциях выполняются законы сохранения массового числа (энергии), зарядового числа (электрического заряда), механического импульса.

Энергетический выход ядерной реакции можно определить, используя массы покоя частиц. Если Q – энергетический выход ядерной реакции, m_1 и m_2 – массы исходных продуктов, m_3 и m_4 – массы конечных продуктов, c – скорость света, то

$$Q = (m_1 + m_2 - m_3 - m_4)c^2. \quad (12.1)$$

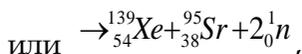
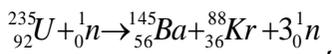
Если $Q > 0$, то реакция идёт с выделением энергии (экзотермическая реакция), если $Q < 0$, то с поглощением энергии (эндотермическая).

Деление тяжёлых ядер

В соответствии с графиком в разделе 10 средняя энергия связи на нуклон у тяжёлых ядер меньше, чем у ядер со средним массовым числом. Поэтому делению тяжёлого ядра на два меньших отвечает увеличение удельной энергии связи. Такой процесс сопровождается высвобождением энергии. Делению ядер отвечает увеличение дефекта массы, т.е. общая масса несколько уменьшается.

Реакция деления – это процесс, при котором нестабильное ядро делится на два крупных осколка сравнимых масс.

В 1938 г. О. Ган, Ф. Штрассман и Л. Мейнер впервые наблюдали и дали объяснение делению ядер урана-235 при бомбардировке их нейтронами:



Кроме перечисленных пар, продуктами деления урана могут быть и другие пары ядер. Сумма обоих атомных номеров равна 92.

Все продукты деления радиоактивны, все они имеют большую кинетическую энергию.

Цепная реакция

При делении тяжёлых ядер на каждый нейтрон, вызвавший деление, вновь образуются несколько нейтронов, которые могут вызвать последующее деление ядер. Возникает цепная реакция, при которой число нейтронов быстро возрастает.

Цепной реакцией называется процесс, в котором определённая реакция вызывает последующие реакции такого же типа.

Условия протекания цепной реакции в уране-235:

- должны отсутствовать примеси, поглощающие нейтроны;
- количество вещества, способного делиться, должно быть достаточным для того, чтобы образующиеся нейтроны могли соударяться с другими ядрами, а не покидали объём, не испытав взаимодействия (такое минимальное количество вещества, необходимое для осуществления цепной реакции, называется **критической массой**);
- скорость нейтронов должна быть достаточной, чтобы вызвать деление ядер.

Не все из двух-трёх нейтронов, освобождающихся в каждом акте деления, вновь соударяются с ядрами. Отношение числа образовавшихся в одном акте деления нейтронов к числу нейтронов, появившихся в предыдущем акте деления, называют **коэффициентом размножений нейтронов k** . Следует различать три случая:

- $k = 1$; число актов деления в единицу времени постоянно (управляемая реакция деления ядер осуществляется в атомном реакторе);
- $k < 1$; число актов деления в единицу времени убывает, цепная реакция затухает;

- $k > 1$; число актов деления в единицу времени возрастает, реакция носит характер неуправляемой, если своевременно не уменьшить коэффициент размножения, происходит взрыв.

Управление цепной реакцией осуществляют, регулируя поглощение нейтронов. Для этого применяют специальные **регулирующие стержни**, вводимые в активную зону реактора. Стержни изготавливают чаще всего из бористой стали или кадмия, они изменяют коэффициент размножения нейтронов.

Синтез ядер

При синтезе ядер высвобождается ещё большее количество энергии. Для того, чтобы смогли «слиться» в единое целое положительно заряженные ядра, они должны обладать очень большой энергией, что достигается при очень высоких температурах ($\sim 10^6$ К).

Термоядерная реакция – процесс образования ядра в результате слияния лёгких атомных ядер.

Пример: ${}^2_1D + {}^2_1D \rightarrow {}^3_1T + {}^1_1P$ (реакция идет с выделением 4 МэВ).

Термоядерные реакции служат источником энергии звёзд.

Применение радиоактивных ядер

В основном используются источники β - и γ -излучений. Методы их применения могут быть различны.

Методы просвечивания: контроль заполнения, бесконтактное измерение толщины и плотности, неразрушающий контроль качества изделий на производстве (гамма-дефектоскопия) и т.п.

Методы облучения: создание ионизации в газах (вакуумметры, предотвращение накопления электростатического заряда и т.п.), создание дефектов в решётках твёрдых тел (структурные изменения в пластмассах), облучение (лучевая терапия) при опухолевых заболеваниях.

Методы «меченых атомов» (методы индикации): использование в биологических, биохимических и медицинских исследованиях, контроль износа и т.п.

13. Элементарные частицы

Элементарными называются мельчайшие известные в настоящее время частицы материи. Этот термин в значительной мере условен. Характерной особенностью элементарных частиц является их способность к взаимным превращениям.

Классификация элементарных частиц основана на иерархии фундаментальных взаимодействий (см. раздел 14). Элементарные частицы, участвующие во всех видах взаимодействий, называются **адронами**. Они, в свою очередь, подразделяются на **мезоны** (не несущие барионного заряда) и **барионы** (нуклоны и гипероны). Число адронов достигает 350. Элементарные частицы, не участвующие в сильных взаимодействиях, называются **лептонами**. Всего их шесть, но для каждой имеется своя античастица. К лептонам относятся электроны, мюоны, таоны и три типа нейтрино.

Элементарным частицам приписываются следующие квантовые числа, некоторые из них называются зарядами: Q – электрический заряд, L – лептонный заряд, B – барионный заряд, T – изотопический спин, T_z – проекция изотопического спина на ось z , S – странность, Y – гиперзаряд.

При взаимодействии частиц выполняются законы сохранения Q , L и B зарядов (т.е. значения этих зарядов слева

и справа в выражении какой-либо реакции должны быть равны). В сильных взаимодействиях выполняются также законы сохранения S (или Y), T и его проекции T_z .

В 1964 г. была выдвинута гипотеза о том, что все адроны являются композицией сравнительно небольшого числа «истинно» элементарных частиц – кварков, имеющих дробный электрический заряд и не существующих отдельно друг от друга.

Предполагается, что всего существует шесть различных типов (ароматов) кварков (d, u, s, c, b, t), каждый из которых может находиться в трёх разных состояниях (цветах). Кроме того, каждому кварку соответствует антикварк. Итого получается 36 кварковых состояний адронной формы материи, некоторые из которых приведены в таблице 8.

Квантовые числа античастиц имеют противоположные знаки. Кварковый состав некоторых адронов приведён в таблице 9.

Таблица 8

Некоторые квантовые числа кварков и лептонов

Частица	Q	B	L
e^-	-1	0	1
μ^-	-1	0	1
τ^-	-1	0	1
ν_e	0	0	1
ν_μ	0	0	1
ν_τ	0	0	1
\bar{d}	-1/3	1/3	0
\bar{u}	2/3	1/3	0
\bar{s}	-1/3	1/3	0
\bar{c}	2/3	1/3	0
\bar{b}	-1/3	1/3	0
\bar{t}	2/3	1/3	0

Таблица 9

Кварковый состав некоторых барионов и мезонов

Частица	Кварковый состав	Масса (МэВ)
Барионы		
p	(u, u, d)	938,28
n	(u, d, d)	939,57
Λ^0	(u, d, s)	1115,60
Σ^-	(d, d, s)	1197,34
Σ^0	(u, d, s)	1192,46
Σ^+	(u, u, s)	1189,36
Мезоны		
π^-	(d, \bar{u})	139,6
π^0	$(u, \bar{u}), (d, \bar{d}) \dots$	135,0
π^+	(u, \bar{d})	139,6
K^-	(s, \bar{u})	493,7
K^0	(d, \bar{s})	497,7
K^+	(u, \bar{s})	433,7

14. Фундаментальные взаимодействия

В настоящее время известно четыре фундаментальных (т.е. не сводящихся друг к другу) взаимодействия.

Сильное взаимодействие имеет характер притяжения между большинством элементарных частиц, в частности, оно обеспечивает связь нуклонов (протонов и нейтронов) в атомных ядрах. Это взаимодействие проявляется на очень малых расстояниях, сравнимых с размерами ядер ($\sim 10^{-15}$ м), т.е. является короткодействующим и на этих расстояниях существенно (более чем в сто раз) превосходит электромагнитное взаимодействие.

Электромагнитное взаимодействие обуславливает связь электрически заряженных частиц в атомах и молекулах, распространяется на значительные расстояния и описывается известными законами электричества и магнетизма. Это взаимодействие на два порядка слабее сильного.

Слабое взаимодействие проявляется при распаде некоторых элементарных частиц (например, при β -распаде (см. раздел 11)). Оно осуществляется на очень малых расстояниях ($\sim 10^{-16}$ м) и играет важную роль в термоядерных реакциях, поэтому активно участвует в эволюции звёзд и других космических объектов.

Гравитационное взаимодействие является самым универсальным, т.к. осуществляется между всеми материальными объектами. Оно распространяется на очень большие расстояния (как и электромагнитное), однако, в силу своей малости, играет несущественную роль в микромире вплоть до расстояния 10^{-35} м (так называемая «планковская длина»). Ожидается, что на столь малых расстояниях гравитационное взаимодействие становится «равноправным» участником событий. С другой стороны, гравитация является основным фактором, определяющим поведение объектов мегамира.

Все эти взаимодействия в масштабах микромира имеют по своей природе квантовый характер и могут интерпретироваться как обмен квантами соответствующего поля. Более того, фактически теряется разница между частицами вещества и частицами (квантами) поля.

В соответствии с общепринятой в настоящее время стандартной моделью, все известные элементарные частицы делятся на два больших класса: частицы – источники

взаимодействий (так называемые **фермионы**, к которым относятся адроны и лептоны) и частицы – переносчики взаимодействий (так называемые **бозоны**, к которым относится фотон, гипотетический гравитон и др.).

Генеральным направлением в физике микромира является установление единой первопричины всех четырёх фундаментальных взаимодействий, т.е. создание такой теории, в которой все известные сейчас взаимодействия были бы частным случаем одного фундаментального взаимодействия. Первый серьёзный успех на пути к единому описанию всех взаимодействий был достигнут в конце 1960-х гг., когда удалось найти согласующийся с опытом вариант теории, объединяющий электромагнитное и слабое взаимодействия.

Следующим шагом стала попытка объединить электрослабое и сильное взаимодействия – Великое объединение, в котором оба названных взаимодействия выступали бы как разные аспекты одного явления. И здесь достигнуты впечатляющие результаты, которые, однако, нуждаются в экспериментальном подтверждении.

Что касается суперобъединения всех четырёх фундаментальных взаимодействий, то на этом пути делаются только первые шаги. В рамках обычной теории поля, где частицы рассматриваются как точечные, не удаётся построить ни одной удовлетворительной квантовой теории гравитации. В настоящее время большие надежды возлагаются на теорию суперструн, которая развивается с удивительной скоростью.

		Г р у п п ы										
		I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII			2
п е р и о д ы	1	1 H 1,008 Водород						(H)				10 Ne 4,00 Гелий
	2	3 Li 6,94 Литий	4 Be 9,01 Бериллий	5 B 10,81 Бор	6 C 12,01 Углерод	7 N 14,00 Азот	8 O 16,00 Кислород	9 F 19,00 Фтор				18 Ar 39,95 Аргон
	3	11 Na 22,99 Натрий	12 Mg 24,31 Магний	13 Al 26,98 Алюминий	14 Si 28,09 Кремний	15 P 30,97 Фосфор	16 S 32,06 Сера	17 Cl 35,45 Хлор				
	4	19 K 39,10 Калий	20 Ca 40,08 Кальций	21 Sc 44,96 Скандий	22 Ti 47,90 Титан	23 V 50,94 Ванадий	24 Cr 52,00 Хром	25 Mn 54,94 Марганец	26 Fe 55,85 Железо	27 Co 58,93 Кобальт	28 Ni 58,69 Никель	
		29 Cu 63,55 Медь	30 Zn 65,39 Цинк	31 Ga 69,72 Галлий	32 Ge 72,59 Германий	33 As 74,92 Мышьяк	34 Se 78,96 Селен	35 Br 79,90 Бром				36 Kr 83,80 Криптон
	5	37 Rb 85,47 Рубидий	38 Sr 87,62 Стронций	39 Y 88,91 Итрий	40 Zr 91,22 Цирконий	41 Nb 92,91 Ниобий	42 Mo 95,94 Молибден	43 Tc 98,91 Технеций	44 Ru 101,07 Рутений	45 Rh 102,91 Родий	46 Pd 106,42 Палладий	
		47 Ag 107,87 Серебро	48 Cd 112,41 Кадмий	49 In 114,82 Индий	50 Sn 118,69 Олово	51 Sb 121,75 Сурьма	52 Te 127,60 Теллур	53 I 126,90 Иод				54 Xe 131,29 Ксенон
	6	55 Cs 132,91 Цезий	56 Ba 137,33 Барий	57 La 138,91 Лантан	58 Hf 178,49 Гафний	59 Ta 180,95 Тантал	60 W 183,85 Вольфрам	61 Re 186,21 Рений	62 Os 190,2 Осмий	63 Ir 192,22 Иридий	64 Pt 195,08 Платина	
		79 Au 196,97 Золото	80 Hg 200,59 Ртуть	81 Tl 204,38 Таллий	82 Pb 207,2 Свинец	83 Bi 208,98 Висмут	84 Po [209] Полоний	85 At [210] Астат				86 Rn [222] Радон
	7	87 Fr [223] Франций	88 Ra 226 Радий	89 Ac [227] Актиний	90 Rf [261] Резерфордий	91 Db [262] Дубний	92 Sg [266] Сиборгий	93 Bh [264] Борий	94 Hs [269] Хассий	95 Mt [268] Мейтнерий	96 Ds [271] Дармштадтий	
	111 Rg [280] Рентгений	112 Cn [285] Коперниций	113 Nh [286] Нихоний	114 Fl [289] Флеровий	115 Mc [290] Московский	116 Lv [293] Ливерморий	117 Ts [294] Теннесий				118 Og [294] Оганесон	

58 140,12 Ce Церий	59 140,907 Pr Прометий	60 144,24 Nd Неодим	61 [147] Pm Прометий	62 150,35 Sm Самарий	63 151,96 Eu Европий	64 157,25 Gd Гадолиний	65 158,924 Tb Тербий	66 162,50 Dy Диспрозий	67 164,930 Ho Гольмий	68 167,26 Er Эрбий	69 168,934 Tm Тулий	70 173,04 Yb Иттербий	71 174,97 Lu Лютеций
90 232,038 Th Торий	91 [231] Pa Протактиний	92 238,03 U Уран	93 [237] Np Нептуний	94 [244] Pu Плутоний	95 [243] Am Америций	96 [247] Cm Кюрий	97 [247] Bk Берклий	98 [252] Cf Калифорний	99 [254] Es Эйнштейний	100 [257] Fm Фермий	101 [257] Md Менделеев	102 [259] No Нобелий	103 [254] Lr Лоуренсий

Рис. 15. Периодическая система химических элементов Д.И. Менделеева

ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 1

Снятие вольтамперной характеристики СЦВ и ЦГ фотоэлементов. Проверка закона Столетова

Оборудование: сурьмяно-цезиевый вакуумный (СЦВ) и цезиевый газонаполненный (ЦГ) фотоэлементы, источник света, выпрямитель, вольтметр, микроамперметр, оптическая скамья, линейка.

Теоретическая часть

Внешним фотоэффектом называется явление испускания электронов из вещества (в вакуум или в другую среду) под действием света. Явление фотоэффекта впервые систематически исследовано профессором Московского университета А.Г. Столетовым (1888 г.). Закономерности фотоэффекта, открытые Столетовым, сыграли большую роль в развитии квантовой теории света, создании А. Эйнштейном теории однофотонного внешнего фотоэффекта.

Изучение законов внешнего фотоэффекта производится на приборах, получивших название фотоэлементов.

Фотоэлемент с внешним фотоэффектом представляет собой стеклянный сферический баллон, на внутреннюю поверхность которого нанесён тонкий светочувствительный металлический слой (катод). На катод и анод, находящийся в центре баллона, подается напряжение от источника тока. Электроны, вырываемые с поверхности катода под действием света, летят на анод. В цепи возникает электрический ток.

Фотоэлементы, действие которых основано на внешнем фотоэффекте, бывают вакуумные и газонаполненные. Последние наполнены газом при давлении порядка 0,005–1 мм рт. ст. Вольтамперная характеристика вакуумного фотоэлемента представляет собой зависимость силы тока от напряжения в вакууме (рис. 1).

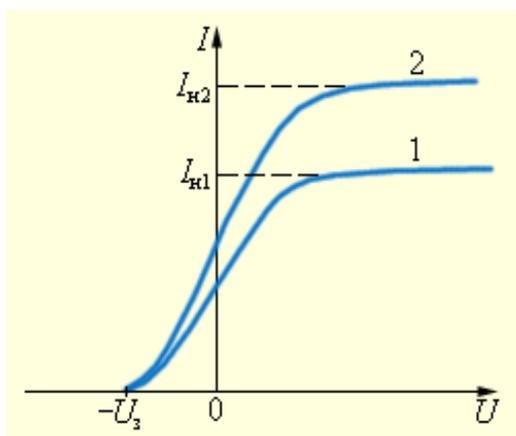


Рис. 1. Зависимость силы фототока от приложенного напряжения. Кривая 2 соответствует большей интенсивности светового потока. $I_{н1}$ и $I_{н2}$ – токи насыщения, U_3 – запирающий потенциал

Рассмотрим процессы, происходящие в фотоэлементе. При освещении фотокатода свободные электроны в металле увеличивают свою энергию за счет поглощения энергии падающих фотонов. Если энергия электронов становится больше работы выхода, они вылетают из металла и образуют электронное облако, располагающееся в отсутствии внешнего электрического поля вблизи катода.

Часть электронов может достигнуть анода. Если цепь фотоэлемента замкнута, то в ней идёт небольшой ток. При создании между электродами ускоряющего электрического поля от внешнего источника количество электронов, достигающих анода, увеличивается, сила тока растёт. При определённом напряжении плотность электронного облака вблизи катода становится равной нулю, т.к. все электроны, вырываемые светом из катода за единицу времени успевают долететь до анода. Сила тока достигает насыщения.

При увеличении светового потока того же спектрального состава сила тока насыщения возрастает (первый закон Столетова).

$$I_n = k\Phi$$

При создании между электродами тормозящего электрического поля сила тока спадает. Электроны, вырываемые светом частоты ν с фотокатода, обладают различными скоростями от 0 до некоторого значения v_{max} , которое можно определить по значению запирающего напряжения U_z :

$$eU_z = \frac{mv_{max}^2}{2}.$$

Значение запирающего напряжения U_z , а, следовательно, и максимальной скорости фотоэлектронов v_{max} , линейно возрастает с частотой света ν и не зависит от интенсивности. Данная закономерность также установлена Столетовым (второй закон фотоэффекта). Объяснение этой зависимости было дано А. Эйнштейном в 1905 г.

Если в вакуумном фотоэлементе (при постоянном световом потоке) фототок при увеличении анодного напряжения достигает насыщения, то в газонаполненном фотоэлементе

при увеличении этого же напряжения фототок плавно возрастает. Это связано с тем, что электрон, вырванный светом с поверхности катода, по пути к аноду ионизирует молекулы газа, в результате чего от катода к аноду будет двигаться лавина электронов. В обратном направлении, т.е. от анода к катоду, будут двигаться положительные ионы газа. В результате всего этого общий ток в цепи фотоэлемента значительно возрастает.

Зависимость фототока от анодного напряжения (вольтамперная характеристика) в газонаполненном элементе с внешним фотоэффектом будет отличаться от вакуумного отсутствием режима насыщения, т.к. наряду с фотоэффектом здесь имеет место несамостоятельный разряд. Если напряжение на электродах такого элемента увеличить настолько, что оно станет больше определённого значения (потенциал зажигания), несамостоятельный разряд перейдет в самостоятельный, что недопустимо, т.к. при этом разрушается светочувствительный слой.

Потенциал зажигания ЦГ-фотоэлемента равен около 300 В. Ввиду опасности разрушения катода рабочее напряжение (т.е. максимальное напряжение, подаваемое на электроды фотоэлемента) следует выбирать на 30% меньше потенциала зажигания. Следовательно, рабочее напряжение ЦГ-фотоэлемента будет составлять не более 200 В.

Проведение эксперимента

1. Соберите электрическую цепь по схеме (рис. 2).
2. Расположите вакуумный фотоэлемент СЦВ в каретке на некотором фиксированном (15 см) расстоянии

от источника света. Включите выпрямитель. При постоянном световом потоке от лампы накаливания измерьте фототок, текущий через фотоэлемент, для 10–12 значений анодного напряжения (вольтамперная характеристика фотоэлемента). Напряжение меняйте от 0 до 140 В.

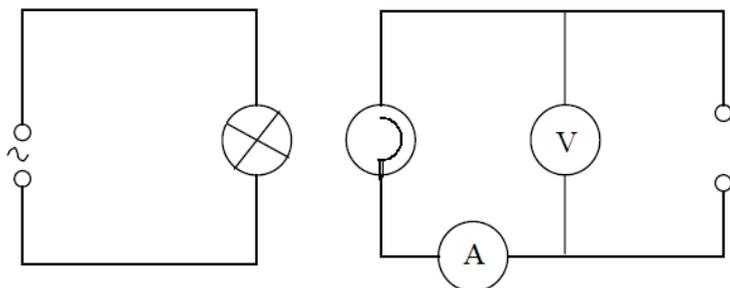


Рис. 2. Схема электрической цепи

3. Повторите измерения при различных расстояниях между источником света и фотоэлементом (10 см и 5 см).

4. Проведите аналогичные измерения с газонаполненным фотоэлементом ЦГ.

5. Результаты измерения силы тока I при различных значениях анодного напряжения занесите в таблицу.

6. По результатам измерений постройте графики функций $I = f(U)$ для обоих фотоэлементов. Объясните различия вида графиков для фотоэлементов СЦВ и ЦГ.

7. Проверьте справедливость закона Столетова для фотоэлементов СЦВ и ЦГ.

Контрольные вопросы

Вопросы к допуску

1. Опишите явление фотоэффекта.
2. В чём проявляется квантовый характер фотоэффекта?
3. Сформулируйте законы фотоэффекта и объясните их.
4. Запишите формулу Эйнштейна и используйте её для объяснения законов фотоэффекта.
5. Изобразите типичную ВАХ вакуумного фотоэлемента. Какие физические процессы описывает каждый из участков ВАХ?
6. Чем отличается внутренний фотоэффект от внешнего?
7. Применения фотоэффекта.
8. В чём состоит механизм ударной ионизации газов?

Вопросы к защите

1. Как объяснить различный характер вольтамперной характеристики для вакуумного и газонаполненного фотоэлементов?
2. Выполняются ли законы Столетова для фотоэлементов СЦВ и ЦГ?
3. Как согласуются полученные результаты с уравнением Эйнштейна?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 2
**Определение постоянной Планка
и работы выхода электронов из металла**

Оборудование: лабораторная установка «Определение постоянной Планка».

Теоретическая часть

Понятие фотоэффекта

Внешним фотоэффектом (или фотоэлектронной эмиссией) называют явление вырывания электронов с поверхности твёрдых или жидких веществ под действием электромагнитного излучения. К внутреннему фотоэффекту относятся изменение электропроводности (фотопроводимость), возникновение электродвижущей силы, изменение диэлектрической проницаемости (фотодиэлектрический эффект).

Впервые внешний фотоэффект обнаружил Г. Герц в 1887 г. В 1888–1890 гг. его тщательно исследовал профессор московского университета А.Г. Столетов, а в 1905 г. теоретически объяснил А. Эйнштейн.

Теория фотоэффекта

Фотоны, падая на поверхность металла, проникают на очень короткое расстояние в металл и полностью поглощаются отдельными атомами. Отдельные электроны в этих атомах сразу же увеличивают свою энергию до значения, достаточного, чтобы преодолеть потенциальный барьер вблизи поверхности металла, и вылетают наружу.

Закон сохранения энергии позволяет установить простое соотношение, связывающее скорость фотоэлектронов

с частотой поглощаемого света. Энергия фотона после поглощения его, с одной стороны, расходуется на преодоление потенциального барьера (эта часть энергии называется работой выхода электрона из металла), а с другой стороны, частично сохраняется у электрона вне металла в виде кинетической энергии. Таким образом, соотношение для энергии таково:

$$h\nu = A_{\text{вых}} + \frac{mv_{\text{max}}^2}{2},$$

где $A_{\text{вых}}$ – работа выхода электрона, m и v – его масса и скорость соответственно, ν – частота излучения, h – постоянная Планка.

Приведённое уравнение называется соотношением Эйнштейна. Оно в частности показывает, что энергия фотоэлектронов, действительно, никак не зависит от интенсивности света, а линейно зависит от его частоты. При достаточно низкой частоте света фотоэффект не наблюдается: энергии фотона не хватает на преодоление потенциального барьера. Та критическая частота, при которой прекращается фотоэффект, называется красной границей фотоэффекта. Красная граница фотоэффекта определяется работой выхода:

$$h\nu_{\text{кр}} = A_{\text{вых}}.$$

У различных металлов красная граница фотоэффекта разная.

Вольтамперная характеристика фотоэлемента

Построим вольтамперную характеристику фотоэлемента. Он представляет собой небольшой баллон, в котором создан вакуум, а в центре него находится положительный электрод (анод) (рис. 1). На часть внутренней поверхности

баллона нанесен тонкий слой металла, представляющий отрицательный электрод (катод).

Допустим, что фотоэлемент включен в цепь, изображенную на рисунке 2. Передвигая движок потенциометра и снимая показания приборов, можно найти вольтамперную зависимость фотоэлемента.

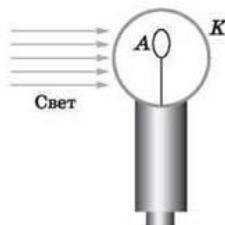


Рис. 1.

При $U = 0$ через элемент проходит небольшой ток (рис. 3). Под действием света из катода вырываются электроны, и он заряжается положительно. Вырванные электроны вблизи катода создают отрицательно заряженное облако, из которого большая часть электронов попадает обратно на катод (катод при $U = 0$ притягивает электроны), а часть электронов из облака попадает на анод. Они и создают небольшой ток.

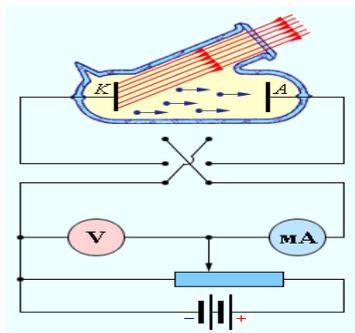


Рис. 2

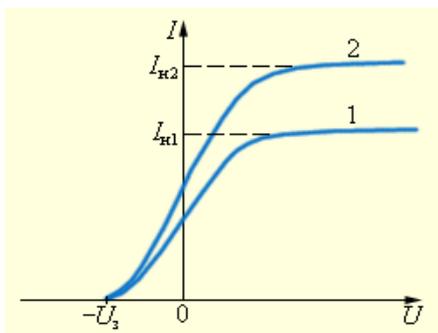


Рис. 3

Для прекращения фототока необходимо приложить к аноду обратное по знаку напряжение U_s , которое называют задерживающим (запирающим) напряжением.

Если подавать на анод положительный потенциал (прямое подключение), то по мере роста напряжения все большее число электронов за секунду попадает на анод. Облако из электронов вблизи катода редеет, а ток через фотоэлемент растет. При достаточно сильном поле облако из электронов вблизи катода полностью исчезнет. Все электроны, вырываемые из металла катода, будут попадать на анод – наступит насыщение: дальнейшее усиление поля в баллоне фотоэлемента не приведет к увеличению тока. Ток насыщения I_n определяется тем количеством электронов, которые вырываются в секунду из металла.

Фототок насыщения зависит от падающего на фотоэлемент светового потока Φ . Ток будет тем больше, чем больше число фотонов в секунду падает на катод. Очевидно, зависимость $I_n(\Phi)$ должна быть прямо пропорциональной. По этой причине вакуумные фотоэлементы могут служить точными фотометрами, позволяющими измерять световые потоки. Следует отметить, что при достаточно больших световых потоках ток насыщения перестаёт увеличиваться пропорционально световому потоку – наступает насыщение фотоэлемента по световому потоку.

Если световой поток, падающий на фотоэлемент, создаётся точечным источником, то его величина обратно пропорциональна квадрату расстояния R от источника до фотоэлемента.

С помощью уравнения Эйнштейна для фотоэффекта можно экспериментально получить значение постоянной Планка. Для этого необходимо измерить величину запирающего напряжения при различных частотах падающего на фотоэлемент света. При установлении запирающего напряжения

отрицательная работа внешнего поля над электронами равна кинетической энергии электрона при вылете из катода.

С учётом сказанного уравнение Эйнштейна для фотоэффекта можно переписать в виде:

$$h\nu = A_{\text{вых}} + eU_{\text{з}}$$

или окончательно:

$$U_{\text{з}} = \frac{h\nu}{e} - \frac{A_{\text{вых}}}{e}$$

Из последнего уравнения видно, что если строить

график зависимости $U_{\text{з}} \left(\frac{\nu}{e} \right)$ по экспериментальным точкам, то должна получиться прямая. Тангенс угла наклона этой прямой к оси абсцисс равен h .

Таким образом, величина $U_{\text{з}}$ не зависит от интенсивности, а зависит только от частоты падающего света. График зависимости $U_{\text{з}}$ от частоты падающего на фотокатод света представлен на рис. 4.

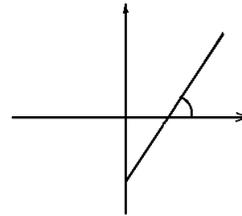


Рис. 4.

Работу выхода электронов $A_{\text{вых}}$ и постоянную Планка h можно также определить из графика зависимости $U_{\text{з}}(\nu)$.

Использовать метод задерживающего потенциала для определения постоянной Планка можно и аналитическим способом. Для этого необходимо найти значения задерживающих потенциалов при облучении металла светом различной частоты. Решая систему уравнений

$$h\nu_1 = A_{\text{вых}} + eU_{\text{з}1}$$

$$h\nu_2 = A_{\text{вых}} + eU_{\text{з}2},$$

находим значение постоянной Планка

$$h = e \frac{U_{\phi 2} - U_{\phi 1}}{\nu_2 - \nu_1} ,$$

где $U_{\phi 1}$ и $U_{\phi 2}$ – задерживающие напряжения, когда фототок обращается в нуль при частотах ν_1 и ν_2 соответственно.

Экспериментальное оборудование, приборы и принадлежности

Лабораторная установка (рис. 5) состоит из металлического корпуса 1, на котором установлен объектив 2 фотоэлемента (фотоприёмник) и осветителя 3. Лампа осветителя установлена на подвижной каретке, которая может перемещаться вдоль установки. За счёт этого можно изменять расстояние от источника света до линзы фотоприёмника. Это расстояние отмеряется по линейке 4.

Имеется комплект светофильтров пяти цветов, которые устанавливаются на фотоприёмник. Перед фотоприёмником на держателе 5 может быть установлена стойка с вращающимися поляроидами, которые служат для ослабления светового потока, падающего на фотоэлемент. Для фиксации осветителя в определённой позиции служит зажимный винт 6.

Внутри металлического корпуса 1 расположен вакуумный фотоэлемент, блоки питания установки, а также встроенный датчик тока и напряжения, который служит для измерения фототока и катод-анодного напряжения фотоэлемента. Датчик имеет USB-кабель для подключения к компьютеру.

К приборам и принадлежностям относятся также компьютер с необходимым программным обеспечением.

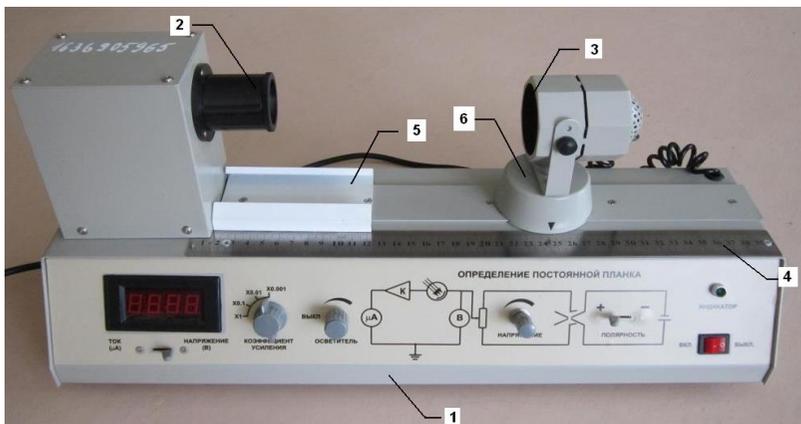


Рис. 5. Лабораторная установка

Порядок проведения лабораторной работы

1. Запустите программу практикума по физике и выберите сценарий «Определение постоянной Планка» (кнопка ).

2. Включите питание установки, дайте ей прогреться в течение 5 минут, передвиньте источник света на отметку 25 см.

3. Установите максимальную интенсивность света, полярность напряжения переключите на «-». Переключатель «Коэффициент усиления» установите в положение «x0.001».

4. Поверните ручку «напряжение» по часовой стрелке до упора. Установите синий светофильтр в объектив фотоприёмника.

5. Для построения вольтамперной характеристики фотоэлемента выберите из выпадающего списка зависимость $I(U)$.

Запустите измерения, нажав кнопку . Плавно поверните ручку «напряжение» против часовой стрелки

до упора, уменьшая тем самым задерживающее напряжение до 0. Переключите полярность на «+» и поверните ручку «напряжение» по часовой стрелке до упора, увеличивая тем самым ускоряющее напряжение. Остановите измерения, нажав кнопку . Сохраните полученный график, пользуясь кнопкой .

По полученному графику вольтамперной характеристики определите значение задерживающего напряжения. Для этого установите жёлтый вертикальный маркер (левая кнопка мыши) в соответствующую точку графика и нажмите кнопку .

Откроется таблица «Обработка», в четвёртом столбце которой отображается измеренное запирающее напряжение. Внесите в ячейку первого столбца таблицы значение длины волны света, указанное на светофильтре. Во втором и третьем столбцах таблицы автоматически вычисляются

$\frac{\nu}{e}$
значения частоты света ν и отношение e . Зафиксируйте значения, представленные в таблице.

6. Повторите действия, описанные в предыдущем пункте для всех имеющихся в комплекте светофильтров. По окончании измерений перейдите на вкладку «график», в которой по экспериментальным точкам строится график

$\frac{\nu}{e}$
зависимости $U_3(e)$. Для аппроксимации этой зависимости линейной функцией вида $Y = Ax + B$ нажмите кнопку . В верхнем левом углу окна появится соответствующее уравнение аппроксимирующей прямой. Определите по его угловому коэффициенту значение постоянной Планка. Сохраните полученный график, пользуясь кнопкой .

Все сохраненные графики необходимо распечатать.

7. Определите постоянную Планка аналитическим способом. По среднему значению постоянной Планка определите работу выхода электронов.

Контрольные вопросы

Вопросы к допуску

1. Почему для выхода электронов из металла необходимо затратить дополнительную энергию?
2. От чего зависит работа выхода?
3. Как связаны частота и длина волны света?
4. Как изменится (представьте графически) вид вольтамперной характеристики при одинаковых освещённостях катода, но при разных длинах волн падающего излучения?
5. Приведите графическую зависимость запирающего напряжения от частоты падающего света для двух металлов (с разными работами выхода). Как, пользуясь графиком, определить красную границу фотоэффекта этих металлов; область, где отсутствует фотоэффект?
6. Для чего в работе используются разные светофильтры?

Вопросы к защите

1. Сравните полученные значения постоянной Планка с табличным.
2. Из каких материалов может быть изготовлен катод фотоэлемента, используемого в работе?
3. Объясните, используя уравнение Эйнштейна для фотоэффекта, по графику зависимости запирающего напряжения от частоты падающего света, каков физический смысл отрезков, отсекаемых графиком на осях частот и задерживающего потенциала.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3

Измерение температуры раскаленных тел.

Проверка закона Стефана-Больцмана

Оборудование: пирометр «ПРОМИНЬ», электрическая лампочка накаливании (исследуемая), автотрансформатор, амперметр, вольтметр.

Теоретическая часть

Наиболее распространенный способ измерения высоких температур основывается на сравнении яркости поверхности некоторого нагретого тела с яркостью АЧТ для одного и того же спектрального участка вблизи некоторой длины волны λ .

Если яркости поверхностей нагретых тел совпадают, то их «яркостные» температуры одинаковы. Зная «яркостную» температуру некоторого тела, можно, используя закон теплового излучения, найти его истинную температуру. Т.к. обычно градуировка приборов производится по излучению АЧТ, то яркостной температурой данного тела называют истинную температуру АЧТ, при которой яркости поверхностей этих тел совпадают. Истинная температура любого тела всегда больше его яркостной температуры.

Для того чтобы совпали яркости поверхностей излучающего тела и АЧТ при некоторой длине волны λ (т.е. при рассматривании поверхности тел через один и тот же, обычно красный, светофильтр) нужно, чтобы их излучательные способности для данной волны были одинаковыми.

По формуле Планка и закону Кирхгофа

$$E_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1},$$

$$\frac{r_{\nu,T}}{a_{\nu,T}} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}.$$

Т.к. в условиях эксперимента $e^{\frac{h\nu}{kT}} \gg 1$, то 1 в знаменателе можно пренебречь и тогда при $E_{\nu,T} = r_{\nu,T}$ получаем

$$a_{\nu,T} = e^{\frac{h\nu}{k} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right)},$$

или

$$\ln a_{\nu,T} = \frac{h\nu}{k} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right).$$

Здесь T_1 – истинная температура АЧТ или яркостная температура данного тела, T_2 – истинная температура тела.

Значения $a_{\nu,T}$ для различных тел в заданных интервалах длин волн (обычно 660 нм) при различных температурах определяют в специальных опытах. Значения $a_{\nu,T}$ заносят в специальные таблицы или выражают в виде графиков.

Яркостный пирометр

Одним из типов яркостных пирометров является пирометр с исчезающей нитью.

Основной частью прибора является зрительная труба с помещенной внутри неё эталонной лампочкой (нитью) L , которая через реостат R , находящийся в корпусе прибора, соединена с источником тока (аккумулятор 6 В). Реостат

позволяет регулировать температуру накала нити эталонной лампочки. Нить лампы расположена в фокусе объектива. Этот же объектив фокусирует лучи, идущие от исследуемого объекта. Т.к. объект расположен достаточно далеко, можно считать, что в фокальной плоскости объектива изображение исследуемого объекта (нить лампы накаливания) накладывается на нить лампы эталона.

Это изображение и нить рассматривают через окуляр ОК (рис. 1). Сравнение интенсивностей излучения должно проводиться в ограниченной части спектра, поэтому в трубе рядом с окуляром ОК помещен светофильтр.

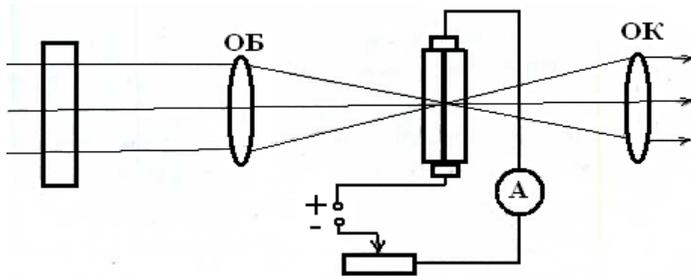


Рис. 1. Принципиальная схема яркостного пирометра

Диапазон измеряемых температур разделен на три поддиапазона:

1. Диапазон $800\text{--}1400^\circ\text{C}$.
2. Диапазон $1200\text{--}2000^\circ\text{C}$.
3. Диапазон $1800\text{--}5000^\circ\text{C}$.

Оптический пирометр, как и любой измерительный прибор, требует градуировки. Для градуировки используют модель абсолютно черного тела (печь), температура которого определяется независимым способом.

По нити эталонной лампы пропускают ток, при котором яркость нити лампы становится равной яркости абсолютно черного тела, т.е. становится незаметной на фоне светящейся поверхности абсолютно черного тела (исчезает).

Изменяя температуру абсолютно черного тела и добывая соответствующий ток в эталонной лампе, можно установить зависимость между температурой абсолютно черного тела и током в эталонной лампе. Эту зависимость выражают графически или (как в нашем приборе) на шкале миллиамперметра, измеряющего ток в эталонной лампе, проставляют не мА, а непосредственно соответствующие значения температуры абсолютно черного тела. При установке рукоятки переключателя диапазонов в положение 1 измеряется температура от 800 до 1400° С, в положении 2 – от 1200 до 2000° С, в положении 3 – 1800–5000° С.

Выполнение работы

Часть 1. Измерение температуры нити лампы накаливания.

1. Соберите установку по схеме (рис. 2):

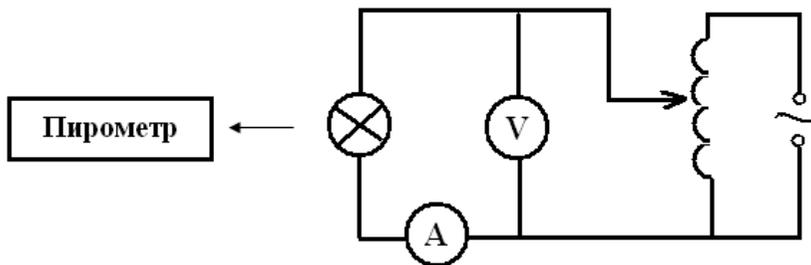


Рис. 2. Схема лабораторной установки

2. Измерьте температуру нити накала:

1) перед объективом пирометра установите исследуемую лампу накаливания и добейтесь, чтобы в окуляре было видно четкое изображение нити лампы, пересекающее пирометрическую нить;

2) поворачивая кольцо реостата, добейтесь, чтобы яркости нитей пирометрической лампы и исследуемой лампы сравнялись. При этом участки пирометрической нити «исчезают» на фоне нити исследуемой лампы. Произведите отсчет температуры в градусах Цельсия по шкале.

3. Пользуясь графиком поправок (рис. 3–4), по найденным значениям яркостной температуры найдите истинные температуры нити лампы накаливания ($\alpha_{\lambda,T} = 0,4$), добавив значение поправки при заданном значении $\alpha_{\lambda,T} = 0,4$ к измеренной температуре в °С.

4. Повторите измерения для 5–7 значений напряжений. Полученные данные занесите в таблицу. Результаты опыта представьте графически: $P(T_{\text{ист}})$, $P(T_{\text{ярк}})$.

Часть 2. Проверка закона Стефана–Больцмана.

При прохождении тока по нити накаливания в ней выделяется мощность, определяемая по закону Ленца–Джоуля; за счет этой энергии нить лампы разогревается. При определенной температуре нити устанавливается равновесие, при котором мощность, выделяемая током, становится равной мощности излучения нагретого тела. Пренебрегая охлаждением нити вследствие теплопроводности и считая нить серым телом, можно записать:

$$P = \alpha_{\lambda,T} \sigma T^4 S$$

Для проверки этой зависимости воспользуетесь результатами опытов по измерению температуры нити при заданной мощности тока.

Постройте график зависимости $\lg P(\lg T)$. Каков характер этой зависимости? Почему?

Определите тангенс угла наклона прямой к оси абсцисс и проверьте справедливость закона Стефана–Больцмана.

Контрольные вопросы

Вопросы к допуску

1. Что такое абсолютно черное тело?
2. Запишите формулу Планка. Выведите из формулы Планка уравнение Стефана–Больцмана. Укажите на графике излучательной способности абсолютно черного тела, что определяет закон Стефана–Больцмана.
3. Опишите устройство и принцип действия пирометра. Как измерить температуру раскаленных тел пирометрическим методом?
4. Для чего используются амперметр и вольтметр в данной установке?
5. Для чего график зависимости мощности от температуры необходимо строить в логарифмическом масштабе?

Вопросы к защите

1. Есть ли в изученном интервале температур такая, при которой максимум плотности спектрального излучения совпадает с длиной волны, пропускаемой светофильтром?
2. Где на практике можно использовать безконтактный, в т.ч. и пирометрический, способ определения температуры?

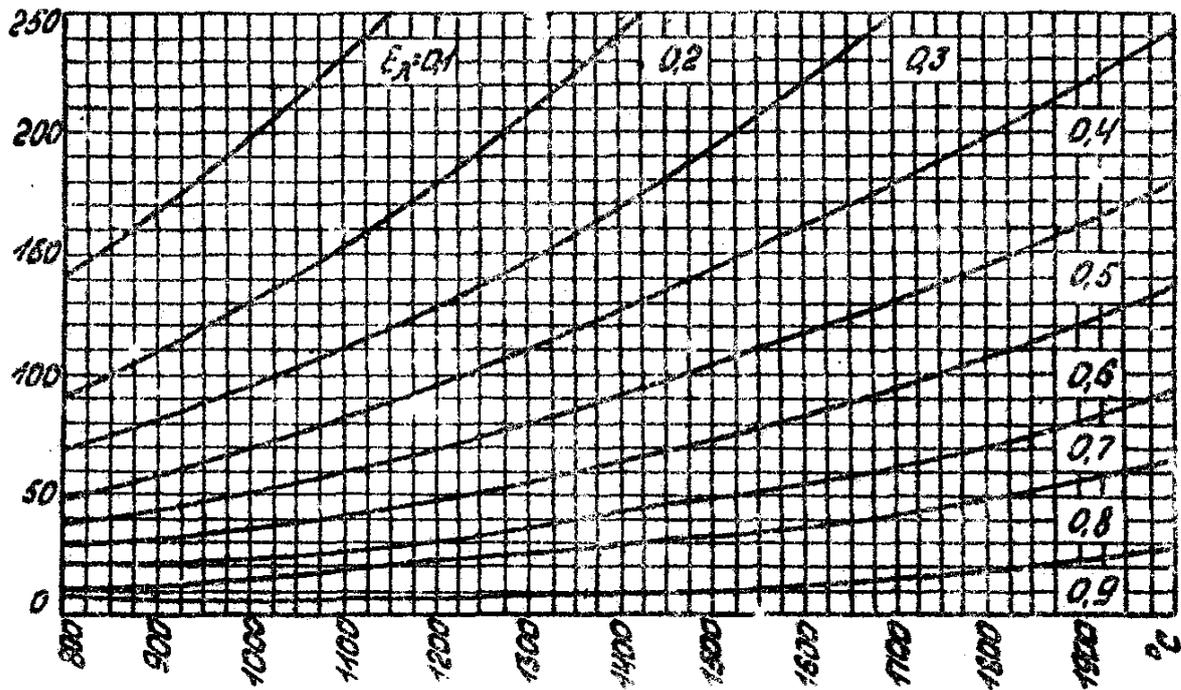


Рис. 3. График поправок для яркостной температуры до 1900 °С

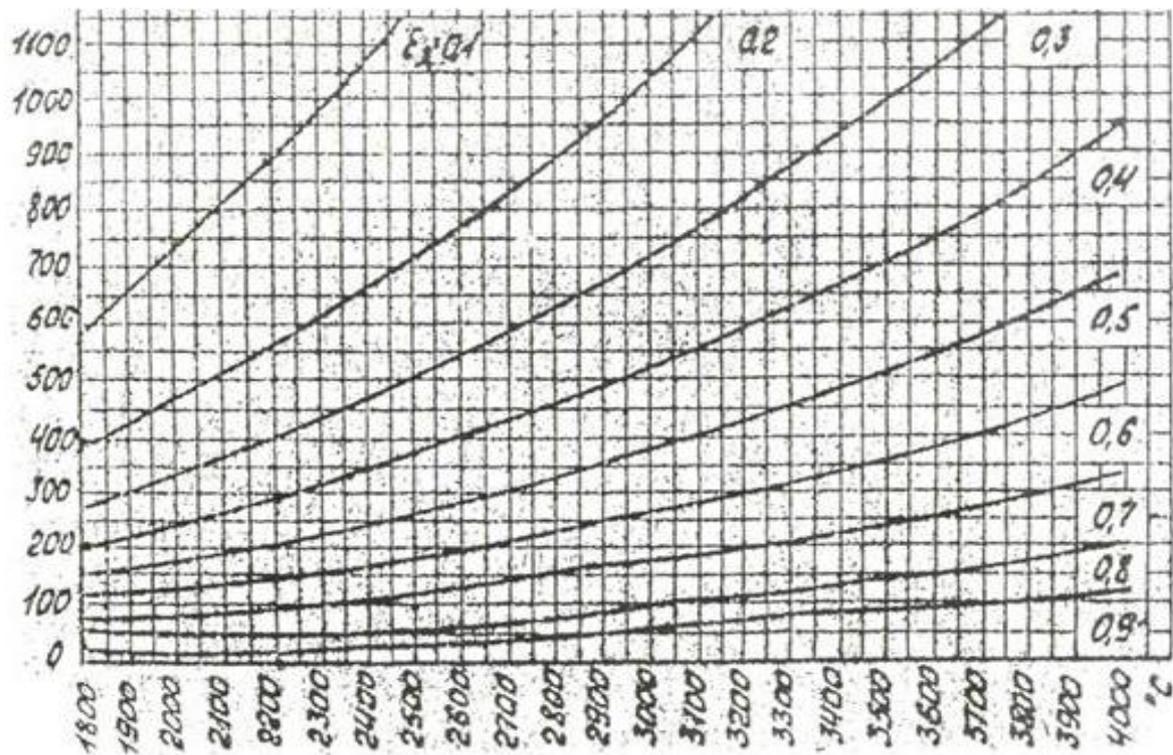


Рис. 4. График поправок для яркостной температуры от 1900 °С до 4000 °С

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 4

Изучение дифракции электронов на щели

Цель работы: исследовать на модельном эксперименте явления, происходящие при прохождении пучка электронов через щели.

Оборудование: ПЭВМ, программа DifEls.

Теоретическая часть

В 1924 г. Луи де Бройль выдвинул гипотезу о том, что дуализм не является особенностью одних только оптических явлений, но имеет универсальное значение. Допуская, что частицы вещества наряду с корпускулярными свойствами имеют также и волновые, де Бройль перенес на случай частиц вещества те же правила перехода от одной картины к другой, какие справедливы в случае света. Фотон обладает энергией

$$E = h\nu$$

и импульсом

$$p = \frac{h}{\lambda}.$$

По идее де Бройля движение электрона или какой-либо другой частицы связано с волновым процессом, длина волны которого равна

$$\lambda_B = \frac{h}{p}, \tag{1}$$

где h – постоянная Планка, p – импульс частицы.

Гипотеза де Бройля вскоре была подтверждена экспериментально в опытах Дэвиссона и Джермера (исследовали

отражение электронов от монокристаллов никеля), позднее – в опытах Томсона и Тартаковского (исследовали прохождение пучка электронов через тонкую металлическую фольгу). Как правило, в экспериментах по исследованию волновых свойств микрочастиц их подвергают предварительному ускорению. Частица, имеющая заряд q и прошедшая ускоряющую разность потенциалов U , приобретает кинетическую энергию T

$$qU = \Delta T = T - T_0 = T, \quad (2)$$

т.к. начальная кинетическая энергия частицы $T_0 = 0$.

В случае, если ускоряющее напряжение невелико, то,

учитывая, что $T = \frac{mv^2}{2}$, получаем

$$p = mv = \sqrt{2mT}. \quad (3)$$

В случае, если ускоряющее напряжение достаточно велико, то необходимо пользоваться формулами специальной теории относительности, и тогда

$$p = \frac{1}{c} \sqrt{T(T + 2E_0)}, \quad (4)$$

где c – скорость света, а $E = m_0c^2$ – энергия покоя микрочастицы.

Зная ускоряющее напряжение и характеристики микрочастицы, можно, пользуясь формулами (1–4), найти соответствующее значение длины волны де Бройля.

Волновая природа материи особенно проявляется тогда, когда длина волны де Бройля частиц близка к характеристическим размерам системы (например, в рассматриваемом ниже опыте к ширине щели), с которой они взаимодействуют.

Итак, атомы, электроны и физические поля проявляют волновые и корпускулярные свойства, которые дополняют друг друга. Интерференция – это особый вид рассеяния волн материи, свидетельствующий о том, что ньютоновские законы движения не всегда справедливы.

Если импульс материального тела очень мал (при заданной скорости мала его масса), то его движение описывается не законами Ньютона, а волновой механикой. Рассмотрим вначале механизм интерференции волн на двух щелях в непрозрачном экране, предполагая, что на каждой из щелей в отдельности, как известно, волны будут дифрагировать.

Волновой механизм рассеяния на двух щелях

Дифракционная картина при прохождении когерентных волн через узкую щель, шириной b (рис. 1), очевидно, не зависит от положения щели, ибо положение максимумов определяется направлением, по которому идет большая часть интенсивности волны, испытавшей дифракцию.

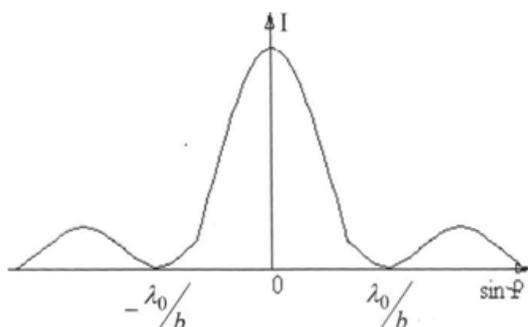


Рис. 1. Зависимость интенсивности дифрагированной волны от угла дифракции φ

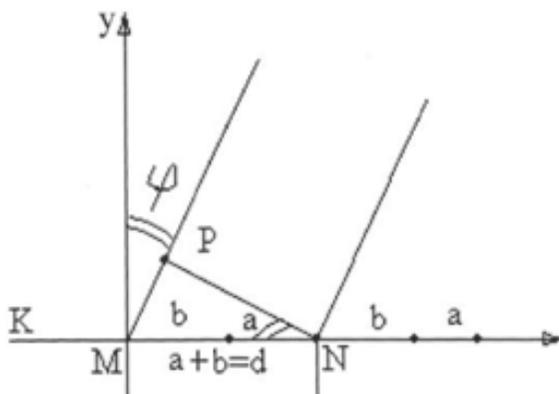


Рис. 2. Дифракция от двух щелей, φ – угол дифракции

Поэтому при перемещении щели параллельно самой себе никаких изменений дифракционной картины не должно наблюдаться. Если в непрозрачной перегородке проделаны две идентичные параллельные щели, то они дадут одинаковые накладывающиеся друг на друга дифракционные картины, вследствие чего максимумы соответствующим образом усилятся. Однако в действительности картина сложнее, ибо надо принять в расчет взаимную интерференцию волн, идущих от первой и второй щелей.

Предположим, что мы прорезали в перегородке К (рис. 2) две щели шириной b , разделенные непрозрачным промежутком a , так что $a + b = d$. Очевидно, что минимумы будут на прежних местах, ибо те направления, по которым ни одна из щелей не посылает света, не получают его и при двух щелях. Кроме того, возможны направления, в которых колебания, посылаемые по двум щелям, взаимно уничтожаются. Это будут направления, которым соответствует разность хода $1/2\lambda, 3/2\lambda$ для длин волн, идущих от соответствующих точек

обеих щелей. Такие направления определяются, как легко видеть из рис. 2, условием

$$MP = MN \sin \varphi = 1/2\lambda, 3/2\lambda, \dots,$$

т.е.

$$d \sin \varphi = 1/2\lambda, 3/2\lambda, 5/2\lambda, \dots$$

Наоборот, в направлениях, определяемых условиями

$$d \sin \varphi = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots,$$

действие одной щели усиливает действие другой, так что этим направлениям соответствуют главные максимумы. Таким образом, полная картина определяется из условий:

прежние максимумы: $b \sin \varphi = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots,$

добавочные максимы: $d \sin \varphi = 1/2\lambda, 3/2\lambda, 5/2\lambda, \dots,$

главные максимумы: $d \sin \varphi = 0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots,$

т.е. между двумя главными максимумами располагается один добавочный максимум.

Кривая на рис. 3 показывает распределение интенсивностей в рассматриваемом случае. Пунктирная кривая соответствовала бы простому сложению интенсивностей от обеих щелей. Сплошная кривая дает действительное распределение интенсивностей. Общие световые потоки сквозь щели, определяемые площадями, заключающимися между этими кривыми и осью абсцисс, должны, конечно, оставаться одинаковыми в обоих случаях.

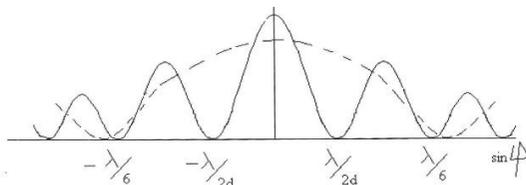


Рис. 3. Распределение интенсивностей при дифракции на двух параллельных щелях (сплошная). Пунктирная линия – простое суммирование интенсивностей от двух щелей

Методика и результаты эксперимента Моделируемый объект

Закономерности процесса прохождения электронов через щели можно наглядно проиллюстрировать, моделируя этот процесс на ЭВМ. Схема такого эксперимента представлена на рис. 4.

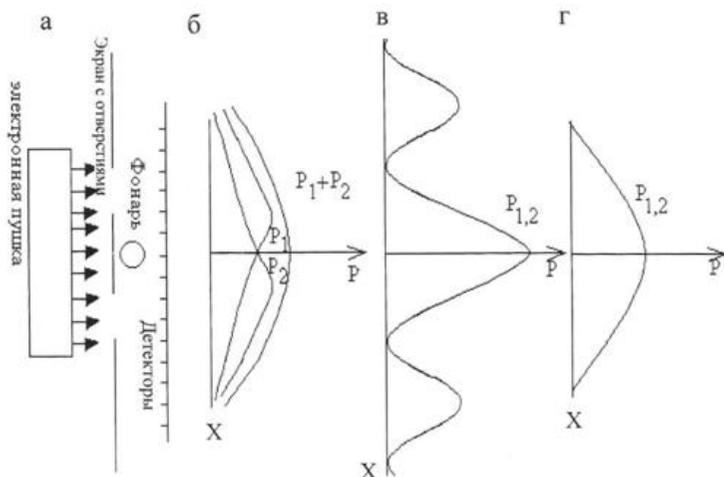


Рис. 4. Модельный эксперимент по дифракции электронов:
а – блок-схема эксперимента; б, в, г – распределение вероятностей P попадания электронов на детекторы

Моноэнергетический пучок электронов, испускаемый электронной пушкой, падает на непрозрачный экран с двумя отверстиями шириной b , расположенными на расстоянии $a + b = d$. Далее частицы встречают поглотитель, позволяющий фиксировать число электронов, попавших в каждую точку. Для каждого детектора можно получить относительную вероятность, подсчитывая частоту регистрации им электронов при стабильно работающей электронной

пушке. Вероятности распределения электронов по детекторам можно получить и в том случае, если одна из щелей закрыта. Мы имеем возможность узнавать, через какую щель пролетел электрон – если «включим подсветку», т.е. будем освещать летящие электроны.

Результаты опыта без освещения электронов

Распределение вероятностей только при одной открытой щели изображено на рис 4б, где P_1 относится к открытой первой щели, а P_2 – ко второй. Такой результат на первый взгляд не является неожиданным; максимум этих кривых расположен в точке перед щелью, а вероятность регистрации электронов уменьшается с удалением от нее. Однако, если открыть обе щели, то распределение вероятности будет принципиально другим по виду, таким как на рис. 4в. Это уже очевидно интерференционная картина, и таким образом, в нашем опыте простое сложение вероятностей от каждой щели $P_1 + P_2$ не равно вероятности, получающейся при двух открытых щелях

$$P_{12} \neq P_1 + P_2.$$

Механические представления об электронах не могут объяснить этого факта. Между тем, если вспомнить рис. 3, то можно заметить явное сходство между ним и рис. 4б и 4в. Но в этом случае придется признать, что рассматриваемый процесс имеет волновую природу, т.е. кривые на рис. 4б являются первыми максимумами при дифракции электронов на одной из двух щелей, а кривая на рис. 4в отражает интерференцию пучков.

В то же время электрон дискретная частица, что подтверждается и в нашем опыте. На самом деле, электрон

у нас выступает, с одной стороны, как дискретная и неделимая частица при регистрации его датчиком, с другой – кривые распределения вероятностей регистрации большого количества частиц носят явно волновой характер.

Результаты эксперимента с освещением электронов

Однако дискретность наших частиц проявляется (а значит, и проверяется) только в момент столкновения их с поглотителем; это еще не значит, что они имеют такую природу во время полета. Кроме того, если сумма вероятностей от каждой из щелей в отдельности не равна вероятности при рассеянии от двух щелей, то интересно в этом последнем случае разделить электроны, пришедшие от обеих первой и второй щелей, то есть «увидеть», в какую из щелей пролетает каждый электрон, и в какой из детекторов затем он попадает. Для этого будем электроны освещать. Проведя соответствующий эксперимент, можно убедиться, что электрон является дискретной частицей и в полете. Распределение вероятностей в этом случае будет иметь вид, изображенный на рис. 4г без всякого следа интерференции.

Если же построить кривые распределения вероятностей отдельно – для прошедших через 2-ю щель, то мы получим картинку, уже знакомую нам (рис. 4б), т.е. ту, которую мы получили в опытах с одной щелью. Теперь равенство $P_{12} = P_1 + P_2$ выполняется. Очевидно, что процесс освещения (рассеяния света электронами) существенным образом изменяет движение электронов.

На вопрос, почему же исчезает интерференция освещенных частиц, можно ответить исходя из волнового подхода к электрону (к «электронным волнам», другими словами):

световые кванты, рассеиваясь на электронах, нарушают когерентность электронных волн, нарушая тем самым необходимое условие наблюдения интерференции.

Теперь, наконец, мы получили строгое экспериментальное подтверждение факта о корпускулярно-волновых свойствах электронов как микрочастиц.

Выполнение работы

Программа DifEls моделирует работу гипотетической экспериментальной установки, которая позволяет качественно и количественно исследовать явления, происходящие при прохождении параллельного пучка электронов через одну или две бесконечно длинные щели при различных условиях эксперимента. Подобный гипотетический эксперимент подробно описан Р. Фейнманом в его известной книге «Фейнмановские лекции по физике».

Результаты модельного эксперимента фиксируются на кривой распределения и могут быть использованы для расчета волновых характеристик электронов.

Описание программы

Математическая модель дифракции

Положенная в основу программы математическая модель не использует приближенных формул для описания распределения интенсивности излучения в плоскости наблюдения. Вместо этого, в соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля, участок волнового фронта, ограниченный размерами щели, заменяется набором точечных когерентных источников излучения. Интенсивность излучения

в заданной точке рассчитывается как результат интерференции колебаний каждого отдельного источника.

Программная модель

Программная модель установки состоит из следующих элементов: источник электронов, поглощающий экран со щелями, устройство подсветки, панель детекторов, регистрирующее устройство.

Для контроля и управления этими элементами предусмотрены следующие возможности: изменение ускоряющего напряжения электронов, открытие и закрытие каждой из щелей, изменение ширины щелей, изменение расстояния между щелями, подсветка каждой из щелей, изменение расстояния между щелями и детекторами, визуальное отображение «пучка электронов», визуальное отображение момента регистрации электрона детектором (появление красного индикатора).

Описание работы модели

При включении источника электронов случайным образом с равной вероятностью происходит событие прохождения электрона через одну из открытых щелей. Предполагается, что поток электронов представляет собой последовательность частиц. Два электрона не могут одновременно пройти не только через одну и ту же, но и через различные щели.

После прохождения электрона через щель он попадает в один из детекторов и регистрируется, что отображается вспышкой индикатора на детекторе и соответствующими изменениями на диаграмме регистрирующего устройства. Вероятность попадания электрона в тот или иной

детектор зависит от длины волны электрона, условий эксперимента, и определяет общую картину дифракции пучка электронов.

В режиме с подсветкой электронов работа модели изменяется. Во-первых, модель визуально отображает момент выхода электрона из освещенной щели, во-вторых, детекторы регистрируют только те электроны, которые проходят через освещенную щель (или щели). Поскольку при освещении электронов нарушается когерентность волн, это приводит к изменению характера распределения электронов в плоскости регистрации. Для математического описания характера распределения в этом случае используется нормальное распределение.

Работа с программой Интерфейс пользователя

Все основные элементы пользовательского интерфейса программы сосредоточены в главном окне приложения (рис. 5).

1. Главное меню.
2. Компоненты установки.
3. Панель управления.

Главное меню

Пункт меню «Отчет_Создать отчет» позволяет открыть форму для создания отчета. Главная форма при этом сворачивается. Когда форма отчета закрывается, главная форма восстанавливает свой вид. Кнопка панели управления «Создать отчет» выполняет те же действия, что и этот пункт меню.

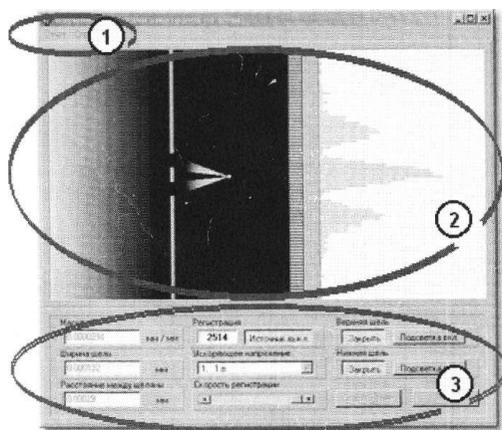


Рис. 5. Главная форма приложения

Пункт «Отчет_Выход» закрывает главную форму и завершает работу программы. Кнопка панели управления «Выход» выполняет те же действия.

При включении источника электронов этот пункт меню и другие элементы управления, завершающие работу программы, блокируются.

Пункт «Справка_Вызов справки» открывает справочный файл программы.

Пункт «Справка_0 программе» открывает окно с информацией о программе и ее авторе.

Компоненты установки

Установка состоит из отдельных компонентов, представленных на рис. 6. В соответствии с обозначениями выделяются следующие элементы: 1) источник электронов, 2) поглощающий экран со щелями, 3) устройство подсветки, 4) панель детекторов, 5) регистрирующее устройство.

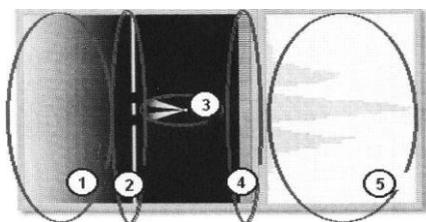


Рис. 6. Компоненты установки

Каждый из компонентов выполняет самостоятельные функции, и все вместе они моделируют работу установки в целом. Подробно компоненты установки описаны ниже.

Источник электронов имитирует пучок электронов, вылетающих из электронной «пушки» под действием ускоряющего напряжения. По логике гипотетического эксперимента движение пучка электронов не может наблюдаться визуально, однако для психологического комфорта пользователя этот процесс отображается абстрактным визуальным эффектом: мерцанием и перемещением цветных точек на градиентном зеленом фоне. Скорость перемещения этих точек зависит от ускоряющего напряжения и позволяет визуально отображать его значение. Управление работой источника осуществляется с панели управления.

На пути пучка электронов помещен *поглощающий экран* с расположенными на нем двумя щелями. Некоторая часть электронов проходит через открытую щель, остальные электроны поглощаются экраном.

Пользователь имеет возможность открывать и закрывать каждую из щелей. Ширина щелей и расстояния между ними изменяются программно при изменении ускоряющего напряжения.

Конкретные значения ширины щелей и расстояния между ними задаются случайным образом в некоторых пределах, зависящих от величины ускоряющего напряжения. Управление щелями осуществляется с панели управления.

Для «подсветки» электронов с целью их обнаружения после прохождения той или иной щели используется *устройство подсветки*. Это устройство действует направленно, подсвечивая в отдельности каждую щель. Электрон, прошедший через освещенную щель, дает кратковременный «блик» в непосредственной близости от щели, что и позволяет установить факт прохождения электрона через данную щель. Управление подсветкой производится с панели управления.

Замечание: при включенной подсветке детекторы регистрируют только те электроны, которые проходят через освещенную щель.

Каждый электрон, прошедший через щель, регистрируется детектором. Более восьмидесяти детекторов, расположенных вплотную друг к другу, образуют *панель детекторов*. При регистрации электрона на детекторе высвечивается красный индикатор. Это позволяет наглядно проследить процесс случайного попадания электрона в тот или иной детектор.

Сигнал с детектора поступает в регистрирующее устройство. Включение и выключение детекторов производится автоматически одновременно с источником электронов.

Регистрирующее устройство принимает сигнал от детектора и на диаграмме изображает количество зарегистрированных этим детектором электронов. Регистрирующее устройство включается и выключается автоматически, одновременно с панелью детекторов.

Элементы панели управления. Панель управления объединяет элементы, предназначенные для контроля и управления работой установки (рис. 7).

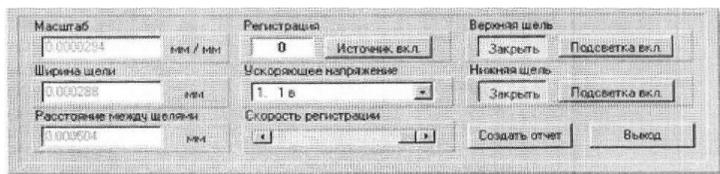


Рис. 7. Панель управления

Кнопка «Создать отчет»

С помощью этой кнопки можно открыть форму для создания отчета. В главном меню программы имеется пункт, предназначенный для той же цели.

Кнопка «Выход»

Кнопка закрывает главную форму и завершает работу программы. При включении источника электронов эта кнопка и другие элементы управления, завершающие работу программы, блокируются.

Выполнение работы

1. Наблюдение картины от одной (верхней и нижней) щели без подсветки.

2. Наблюдение дифракционной картины от двух щелей при двух ускоряющих напряжениях (одно маленькое, другое большое). При каждом напряжении эксперимент проводится 1–2 раза. Измеряются положения минимумов и записываются ширина щели и расстояние от щелей до экрана.

3. Для каждого напряжения рассчитываются длины волн из экспериментальных данных и находится среднее значение длины волны.

4. Рассчитываются теоретические значения длин волн, исходя из двух значений ускоряющих напряжений (во втором случае пользуются формулами СТО).

5. Сравниваются теоретические и экспериментально найденные значения длин волн, делается вывод.

6. Проводится эксперимент с одной и/или двумя щелями с подсветкой и делается вывод о том, что дифракции в этом случае не наблюдается.

7. Составить и написать отчет о проделанной работе.

Контрольные вопросы

Вопросы к допуску

1. Что такое дифракция? При каком условии наблюдается дифракция волн?

2. Как вычисляется положение главных минимумов (максимумов) в случаях дифракции волн на одной щели; на двух щелях?

3. Какие величины необходимо определить для расчета длины волны электрона?

4. В чем суть гипотезы де Бройля? Кто и когда экспериментально подтвердил справедливость этой гипотезы?

5. Какова природа волн де Бройля?

Вопросы к защите

1. Почему при расчете дебройлевской длины волны электронов, прошедших сравнительно малые и большие ускоряющие разности потенциалов, используются разные формулы расчета импульса?

2. Почему использование подсветки меняет характер наблюдаемой дифракционной картины?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 5
**Изучение закономерностей
в спектрах испускания атомов водорода.
Определение постоянной Ридберга**

Оборудование: спектроскоп монохроматор УМ-2, трубки тлеющего разряда (водород), ртутная лампа, селеновый выпрямитель.

Теоретическая часть

Элементарными излучателями света в различных веществах являются атомы и молекулы вещества. Особенности в спектрах испускания (и поглощения) обусловлены строением соответствующих атомов и молекул. Поэтому развитие атомной физики неразрывно связано с развитием учения о спектрах, их закономерностях.

Наибольшей простотой отличаются спектры, испускаемые разрежёнными одноатомными газами или парами металлов. Такие спектры состоят из ряда дискретных линий разной интенсивности, соответствующих различным длинам волн.

Эти спектры получили название линейчатых. Линейчатые спектры являются характеристическими, т.е. вполне определенными для атомов различных химических элементов.

При изучении линейчатых спектров были обнаружены простые закономерности, описывающие положение линий в спектре. Впервые эти закономерности были обнаружены в 1885 году немецким учёным И. Бальмером. Он установил, что длины волн водорода, наблюдаемые в видимой области, могут быть описаны общей формулой:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad \text{где } m = 3, 4, \dots$$

R – некоторая константа, получившая название постоянной Ридберга. По современным измерениям её значение $R = 1,097677587 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$.

Число знаков, с которыми определена постоянная Ридберга, иллюстрирует, насколько точно формула Бальмера описывает существующие закономерности в спектре атомов водорода. Аналогичные закономерности были обнаружены впоследствии и для серий линий, лежащих в инфракрасной и ультрафиолетовой областях спектра. Все эти серии можно описать формулой, предложенной И. Ридбергом:

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

которая дает длины волн линий всех серий, лежащих в самых различных областях спектра в зависимости от значений $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ и $m = 2, 3, 4, \dots$

При $n = 1, m = 2, 3, 4, \dots$ получаются линии серии Лаймана, при $n = 2, m = 3, 4, 5, \dots$ – линии серии Бальмера, при $n = 3, m = 4, 5, 6, \dots$ – линии серии Пашена, при $n = 4, m = 5, 6, 7, \dots$ – линии серии Брэкета, $n = 5, m = 6, 7, 8, \dots$ – линии серии Пфунда и т.д. (рис. 1).

Аналогичные закономерности были обнаружены в спектрах других веществ. Было показано, что длины волн любых линий в линейчатых спектрах могут быть выражены как разность двух членов-термов:

$$\frac{1}{\lambda} = T_n - T_m.$$

Вид термов является специфическим для различных

атомов, так для атомов водорода термы имеют вид $T_n = \frac{R}{n^2}$,

$$T_m = \frac{R}{m^2}.$$

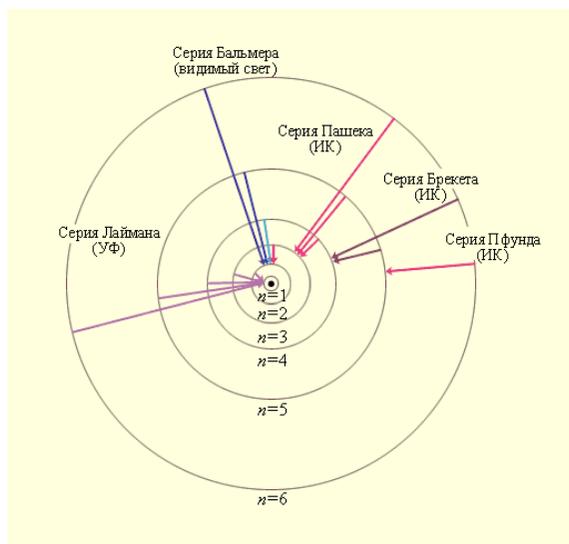


Рис. 1. Стационарные орбиты атома водорода и образование спектральных серий

Установление серийных закономерностей и универсальность постоянной Ридберга являются свидетельствами глубокого физического смысла этих законов. Однако дать объяснение этих закономерностей с точки зрения классических представлений оказалось невозможно.

Решение этой задачи впервые было дано датским учёным Н. Бором в 1913 г., который применил для описания процессов излучения света атомами квантовые представления. В основе теории Бора лежат два постулата.

I постулат: в каждом атоме существуют определенные дискретные энергетические состояния с энергиями $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$, получившими название стационарных состояний.

Находясь в стационарном состоянии, атом не излучает и не поглощает энергии. Стационарными состояниями

в атоме водорода являются такие состояния, в которых момент импульса электрона, вращающегося на орбите вокруг ядра, равен $mvr = n\hbar$, где \hbar - приведённая постоянная Планка.

II постулат: излучение и поглощение энергии атомами происходит в виде одной порции (кванта) энергии при переходе из одного стационарного состояния в другое.

Энергию излучаемого или поглощаемого фотона можно определить по формуле $E_n - E_m = h\nu$.

Теория Бора позволяет определить энергию атома водорода в стационарном состоянии:

$$E_n = -\frac{e^4 m}{8\varepsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2} .$$

Вычисленные значения E представлены в таблице 1.

Таблица 1

Значение энергий первых пяти стационарных состояний в атоме водорода

n	$E, 10^{-19}$ Дж	$E, \text{эВ}$
1	21,70	13,53
2	5,42	3,40
3	2,40	1,51
4	1,36	0,85
5	0,86	0,54

Полученные значения удобно выразить в виде энергетической диаграммы (рис. 2).

Теория Бора дает объяснение серийных закономерностей в спектрах водорода. На основании II постулата

Бора длина волны фотона, излучаемого при переходе из состояния n в состояние m , определяется выражением:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{e^4 m_e}{8 \varepsilon_0^2 h^3 c} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) .$$

Сопоставление этого выражения с формулой Ридберга даёт возможность выразить постоянную Ридберга через универсальные константы – заряд и массу электрона (e и m_e), скорость света c и постоянную Планка h :

$$R = \frac{e^4 m_e}{8 \varepsilon_0^2 c h^3} .$$

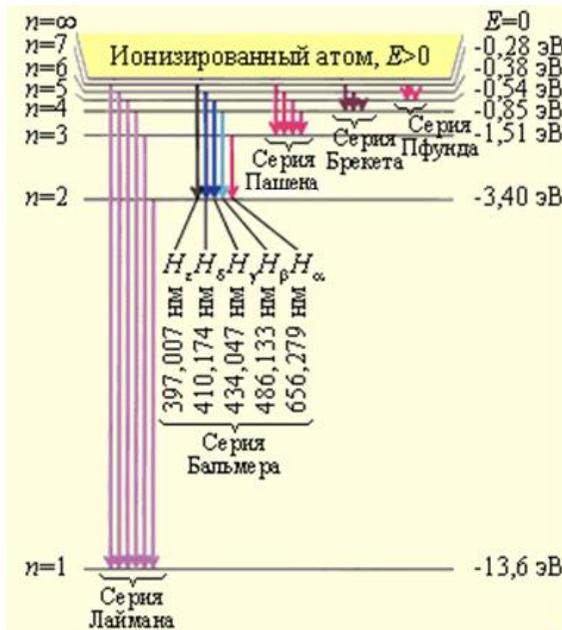


Рис. 2. Диаграмма энергетических уровней атома водорода.

Показаны переходы, соответствующие различным спектральным сериям. Для первых пяти линий серии Бальмера в видимой части спектра указаны длины волн

Описание экспериментальной установки

Для наблюдения спектров и измерения длины волны используется монохроматор УМ-2. Свет от источника через входную щель Щ (рис. 3) попадает на объектив Об₁ и превращается в параллельный пучок. Далее свет разлагается призмой Пр в спектр и фокусируется объективом Об₂ в плоскости указателя У. Картины наблюдают с помощью окуляра Ок, на который для защиты глаз надет поляризатор П.

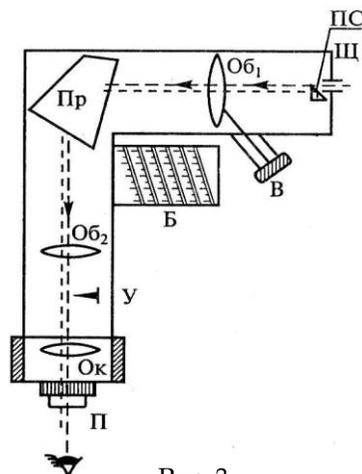


Рис. 3.

При работе с монохроматором перед началом измерений следует навести на резкость окуляр, добившись четкого изображения указателя линий в поле зрения монохроматора. Затем вращают винт В, который перемещает объектив Об₁, с тем чтобы добиться четкого изображения спектральной линии в плоскости указателя.

Длины волн спектральных линий определяют следующим образом: с помощью барабана Б совмещают с определённой линией спектра, считывают показания и пользуются градуировочной кривой.

Выполнение работы

1. Расположите перед щелью монохроматора ртутную лампу. Пронаблюдайте спектр и зафиксируйте показания барабана для каждой спектральной линии.

Указание: для правильной идентификации ртутных линий обращайтесь внимание не только на цвет линии, но и на её яркость.

2. Воспользуйтесь таблицей длин волн спектра ртути и проведите градуировку монохроматора.

3. Постройте на миллиметровой бумаге градуировочную кривую данного монохроматора.

4. Пронаблюдайте спектр водорода. Определите положение четырех линий видимого спектра по шкале монохроматора.

5. По градуировочной кривой определите длины волн спектральных линий водорода, запишите их, сравните полученные значения с табличными данными.

6. Зарисуйте систему энергетических уровней атома водорода. Покажите, каким переходам соответствует возникновение каждой линии спектра.

7. Воспользовавшись формулой Бальмера, вычислите значение постоянной Ридберга для всех линий водородного спектра. Найдите среднее значение этой постоянной, сравните с табличным значением.

Контрольные вопросы

Вопросы к допуску

1. Почему вещества излучают свет? Какими способами можно возбудить атомы (молекулы) газа?

2. Почему спектры излучения различных веществ отличаются друг от друга?

3. Какой спектр излучения дают разреженные газы, состоящие из отдельных атомов? Молекул? Почему?

4. Объясните происхождение спектров поглощения. Чем отличаются спектры излучения от спектров поглощения? Сформулируйте закон Кирхгофа-Бунзена.

5. Приведите обобщенную формулу Бальмера для водородоподобных ионов и поясните смысл всех величин, входящих в формулу.

6. Сформулируйте постулаты Бора и запишите уравнения, выражающие их.

7. Назовите некоторые спектральные серии излучения атомов водорода.

Вопросы к защите

1. Что происходит внутри спектроскопа при повороте барабана?

2. а) выведите формулу для определения радиусов боровских электронных орбит и найдите радиусы первых трех орбит в атоме водорода;

б) найдите численные значения кинетической, потенциальной и полной энергии электрона на первой и третьей орбитах в боровской модели атома водорода;

в) определите длину волны спектральной линии, соответствующей переходу электрона с третьей орбиты на первую.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 6

Опыт Франка-Герца

Цель работы: изучение строения атома и постулатов квантовой теории Бора.

Оборудование: лабораторная установка «Опыт Франка-Герца».

Теоретическая часть

В конце XIX века и начале XX столетия в физике были проведены эксперименты, которые сыграли решающую роль в переходе от классических представлений к идеям современной физики и легли в основу квантовой механики и атомной теории.

Как выяснилось, спектры излучения разреженных газов (т.е. спектры отдельных невзаимодействующих друг с другом атомов) состоят из отдельных спектральных линий, образуя т.н. линейчатый спектр. Теоретически линейчатый спектр излучения объяснил Нильс Бор в 1913 году, сформулировав два постулата развитой им квантовой теории строения атома:

1. Атом может длительное время находиться в определенных стационарных состояниях. В этих состояниях электроны атома движутся по стационарным орбитам, не излучая при этом энергию в виде электромагнитной волны. Эти орбиты соответствуют следующим соотношениям:

$$m_e v_n r_n = n \hbar,$$

где n – номер стационарной орбиты, или главное квантовое число; m_e – масса электрона; v_n – его скорость на n -й орбите радиуса r_n , \hbar – приведенная постоянная Планка.

2. При переходе электрона с одной стационарной орбиты на другую излучается или поглощается один фотон (квант электромагнитного излучения) с энергией

$$h\nu = E_{n_2} - E_{n_1},$$

где E_{n_2} , E_{n_1} – энергии стационарных состояний атомов до и после излучения (поглощения). Набор всех возможных дискретных частот $\nu = (E_{n_2} - E_{n_1})/h$ квантовых переходов определяет линейчатый спектр атомов.

Наиболее непосредственным и поразительным экспериментальным подтверждением существования дискретных уровней энергии изолированных атомов, постулированных теорией Бора, явились опыты Д. Франка и Г. Герца (1912–1914 гг.). За эту работу им в 1925 г. была присуждена Нобелевская премия.

Дискретность атомных уровней проявляется во многих явлениях и, в первую очередь, в опытах по возбуждению и ионизации атомов в результате столкновения с электронами. Столкновения бывают как упругие, так и неупругие, в соответствии с изменением кинетической энергии взаимодействующих частиц. Если сумма кинетических энергий двух частиц до соударения равна сумме кинетических энергий этих частиц после соударения, хотя и распределены эти энергии между ними по-другому, то столкновение является упругим. Если же часть кинетической энергии пойдет на изменение внутреннего состояния одного из сталкивающихся тел, то такое столкновение является неупругим. Так как масса электрона значительно меньше массы атома, то его кинетическая энергия при упругом

столкновении с атомом меняется незначительно, а происходит только изменение направления скорости.

Для доказательства существования неупругих столкновений Франком и Герцем был проведен целый ряд опытов. Схема одного из вариантов установки, с помощью которой проводились такие опыты, приведена на рис. 1. Основной частью установки является трубка, заполненная исследуемым газом (у Франка и Герца это были пары ртути) при небольшом давлении. Внутри трубки находится катод К, являющийся эмиттером электронов, сетки С1 и С2, анод А, являющийся коллектором электронов.

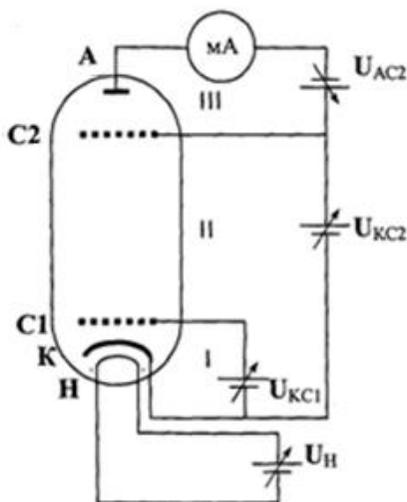


Рис. 1. Схема установки Франка-Герца

Разогретый с помощью накальной нити Н катод за счет термоэлектронной эмиссии испускает электроны. Приложенная между катодом К и сеткой С1 (область I) разность

потенциалов U_{KC1} порядка 3 – 4,5 В компенсирует прикатодную разность потенциалов, возникающую за счет пространственного отрицательного заряда, сформированного вблизи катода облаком вылетевших электронов. Между катодом К и анодом А прикладывается разность потенциалов $U_{КА}$. Двигаясь от катода к сетке С2 в электрическом поле, электроны постепенно набирают энергию. Регистрируется зависимость силы тока I на аноде от U_{KC2} .

Между сеткой С2 и анодом А прикладывается небольшая (порядка нескольких вольт) замедляющая разность потенциалов. Ускоренные электроны испытывают соударения с атомами газа в области II. При малых ускоряющих напряжениях U_{KC2} энергия электрона, налетающего на атом, недостаточна для того, чтобы перевести его в возбужденное состояние, и происходят только упругие столкновения. При этом электрон практически не теряет энергию из-за своей существенно меньшей по сравнению с атомом массы. Ток лампы монотонно растет с ростом U_{KC2} . По мере увеличения разности потенциалов энергия электронов увеличивается и, наконец, оказывается достаточной для возбуждения атомов. Это происходит в конце участка разгона, вблизи сетки С2.

При таких неупругих столкновениях кинетическая энергия налетающего электрона передается одному из атомных электронов, вызывая его переход на ближайший свободный энергетический уровень. Так как между сеткой С2 и анодом поддерживается небольшое задерживающее напряжение, анодный ток резко уменьшается, поскольку при неупругих соударениях с атомами электроны почти

полностью теряют свою энергию и не могут преодолеть задерживающего потенциала. В этом случае электроны после неупругих столкновений оседают на сетке С2. Если энергия электронов после соударения достаточна для преодоления замедляющего потенциала в области III, то они попадут на анод А. Следовательно, показания миллиамперметра зависят от потери электронами энергии при ударе.

При дальнейшем увеличении напряжения $U_{КС2}$ анодный ток вновь возрастает, поскольку электроны после неупругого столкновения успевают набрать энергию, достаточную для преодоления задерживающего потенциала.

Следующее замедление роста происходит, когда часть электронов неупруго сталкивается с атомами два, три раза и т.д. Таким образом, на кривой зависимости анодного тока от напряжения между катодом и сеткой С2 наблюдается ряд максимумов и минимумов, отстоящих друг от друга на равные расстояния ΔU . Эти расстояния определяют значения энергии перехода атома из основного состояния в ближайшее возбужденное состояние. Эта характерная разность ΔU носит название **первый потенциал возбуждения**.

В опытах Франка и Герца наблюдался (рис. 2) монотонный рост силы тока I при увеличении ускоряющего потенциала вплоть до 4,9 В, то есть электроны с энергией $E < 4,9$ эВ испытывали упругие соударения с атомами ртути (Hg) и внутренняя энергия атомов не менялась. При значении $U_{К2} = 4,9$ В (и кратных ему значениях 9,8 В, 14,7 В) появлялись резкие спады тока. Это определённым образом указывало на то, что при этих значениях $U_{КС2}$ соударения электронов с атомами носят неупругий характер, т.е. энергия электронов

достаточна для возбуждения атомов Hg. При кратных 4,9 эВ значениях энергии электроны могут испытывать неупругие столкновения несколько раз. Таким образом, опыт Франка и Герца показал, что спектр поглощаемой атомом энергии не непрерывен, а дискретен, минимальную порцию которой, равную 4,9 эВ, может поглотить атом Hg. Значение длины волны $\lambda = 253,7$ нм свечения паров Hg, возникшее при $U_{\text{КА}} > 4,9$ В, оказалось в соответствии со вторым постулатом Бора.

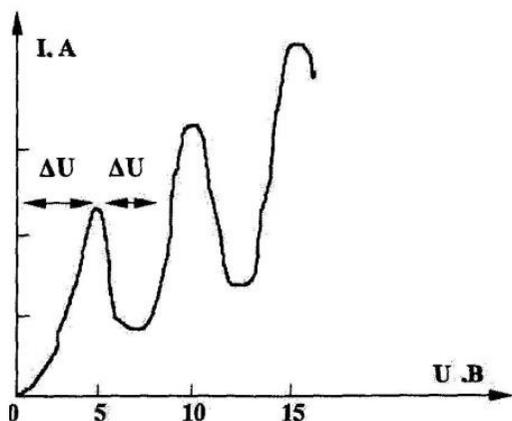


Рис. 2. Кривая зависимости анодного тока от ускоряющей разности потенциалов в опытах Франка-Герца

На установках, аналогичной описанной выше, можно производить измерения первых и более высоких потенциалов возбуждения для различных атомов, а также измерять ионизационные потенциалы. Ионизационным потенциалом называется энергия ионизации (энергия, необходимая для отрыва электрона от атома), деленная на заряд электрона.

Измерение ионизационных потенциалов наиболее удобно проводить, измеряя ток положительных ионов, возникающих в результате ионизации атомов электронным ударом. Для проведения таких измерений нужно увеличить разность потенциалов между сеткой С2 и анодом, создав в этом зазоре достаточно большое поле, задерживающее для электронов и ускоряющее для положительных ионов. При такой постановке опыта амперметр регистрирует появление анодного тока только при значениях $U_{КС2}$, превышающих ионизационный потенциал.

Экспериментальное оборудование, приборы и принадлежности

Лабораторная установка (рис. 3) представляет собой заключенные в металлический корпус источники питания для многоэлектродной вакуумной лампы (рис. 4), установленной за съемной панелью правой боковой стороны установки. На лицевую панель установки (рис. 3) вынесены необходимые переключатели, ручки регулировок напряжений и измерительные приборы – амперметр и вольтметр с тремя разными шкалами.



Рис. 3. Передняя панель установки



Рис. 4. Исследуемая лампа

К приборам и принадлежностям относятся компьютер, необходимое программное обеспечение, измерительный кабель и встроенный в лабораторную установку концентратор для подключения датчиков напряжений и тока к компьютеру.

Описание лабораторной установки

В предлагаемом для проведения опыте в вакуумной лампе находится разреженный аргон. На рис. 5 показаны выведенные на лицевую панель переключатель датчика напряжений, ручки регулировок напряжений $U_{КС1}$ (Сетка 1), $U_{КС2}$ (Сетка 2) и $U_{АС2}$ (Анод), переключатель режимов накала катода, а также переключатель выбора коэффициента усиления тока коллектора.



Рис. 5. Элементы управления

Порядок проведения лабораторной работы

1. Подключите с помощью кабеля измерительный канал лабораторной установки к *USB*-входу компьютера.

2. Включите установку и дайте прогреться вакуумной лампе в течение 5 минут, установив напряжение питания нити накала 4 В.

3. Включите компьютер и запустите программу «Практикум по физике». На панели устройств выберите соответствующий сценарий проведения эксперимента (Alt+C) .

4. Установите величины напряжений U_{KC1} и U_{AC2} , равными 2,5 В и 6,5 В соответственно.

5. Установите коэффициент усиления тока коллектора в соответствии с ожидаемым диапазоном величины тока порядка 10^{-8} А.

6. Запустите измерения, выбрав на панели инструментов кнопку «Запустить измерения» . На экране появится соответствующее окно для вольтамперной характеристики.

7. Изменяя напряжение U_{KC2} (от 0 до 65 В), постройте вольтамперную характеристику (рис. 6).

8. По окончании эксперимента остановите измерения, нажав на кнопку «Стоп» .

9. Повторите измерения при напряжений U_{AC2} , равном 8 В.

10. Сохраните и распечатайте полученные зависимости анодного тока от ускоряющей разности потенциалов.

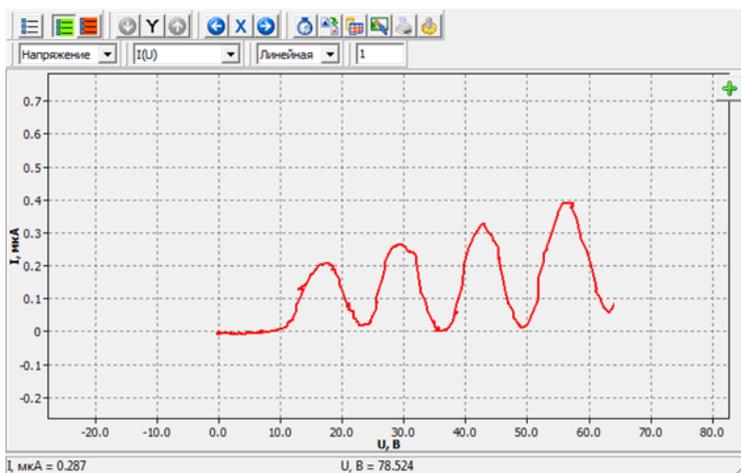


Рис. 6. Вольт-амперная характеристика

Обработка результатов измерений

1. Подведите курсор к первому максимуму ВАХ. Установите в этом месте жёлтый вертикальный маркер, нажав левую кнопку мыши. Зафиксируйте значение напряжения $U_{\text{макс1}}$, появившееся в нижней части окна с осциллограммой.

2. Подведите курсор ко второму (третьему и т.д.) максимуму ВАХ и зафиксируйте значение напряжения $U_{\text{макс2}}$, $U_{\text{макс3}}$ и т.д.

3. Подсчитайте величину первого потенциала возбуждения атомов аргона по формуле

$$\Delta U = U_{i\alpha\epsilon\tilde{n}N} - U_{i\alpha\epsilon\tilde{n}N-1}$$

4. Определите среднее значение первого потенциала возбуждения атомов аргона по обоим опытам, оцените погрешность измерений.

5. Рассчитайте энергию фотонов и длину волны свечения атомарного Ar, возникающего при $U_{\text{кс2}} > \Delta U$.

Контрольные вопросы

Вопросы к допуску

1. Сформулируйте квантовые постулаты Бора.
2. В чем сущность опытов Франка и Герца?
3. Какие основные выводы можно сделать на основании опытов Франка и Герца?
4. Какие столкновения электронов с атомами называются упругими, а какие неупругими? На каких участках вольтамперной характеристики имеют место упругие, а на каких неупругие столкновения?
5. С какой целью на коллектор подается задерживающее напряжение? Из каких соображений оно выбирается?
6. Что такое первый потенциал возбуждения? Какое состояние атома называется основным, а какое возбужденным?
7. Что такое потенциал ионизации? Чем он отличается от потенциала возбуждения? Какой из них больше, а какой меньше?

Вопросы к защите

1. Как необходимо настроить лабораторную установку, чтобы измерить потенциал ионизации?
2. Возможно ли на используемой лабораторной установке измерять последующие за первым потенциалы возбуждения? Каким образом?

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 7

Изучение работы газового лазера и определение его характеристик

Оборудование: лазер, оптическая скамья, экран, линейка, поляроиды, дифракционная решетка, гальванометр.

Теоретическая часть

Согласно представлениям квантовой физики атомы и молекулы вещества могут находиться в различных энергетических состояниях. При переходе атома с энергетического уровня E_m на уровень E_n происходит излучение или поглощение фотона:

$$h\nu_{mn} = E_m - E_n.$$

Изменение энергетического состояния атома может привести к двум процессам:

1. Атом, находящийся в возбужденном состоянии E_m , самопроизвольно, без какого-либо внешнего воздействия, переходит на более низкий энергетический уровень, излучая фотон. Это так называемое спонтанное излучение.

2. Атом, находящийся в возбужденном состоянии E_m , под действием внешнего излучения /фотона/ переходит на более низкий энергетический уровень E_n . При этом он испускает фотон, тождественный по частоте, поляризации и направлению фотону, вызвавшему переход. Этот процесс называют индуцированным излучением (рис. 1).

При термодинамическом равновесии распределение атомов по энергетическим состояниям описывается законом Больцмана:

$$N_m = N_n e^{-\frac{\Delta E_{mn}}{kT}},$$

где N_n – число атомов на уровне E_n , N_m – число атомов на уровне E_m при температуре T .

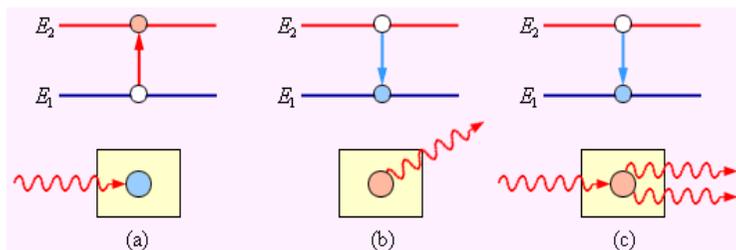


Рис. 1. Условное изображение процессов (а) поглощения, (б) спонтанного испускания и (с) индуцированного испускания кванта

Из закона Больцмана следует, что с увеличением энергии E_m число N_m уменьшается, населенность уровня E_m понижается.

Оказывается, что можно создать условия для того, чтобы $N_m > N_n$, то есть населенность состояний атома с более высокой энергией была больше, чем состояний с меньшей энергией, иначе говоря, произвести инверсию населенности энергетических уровней. В этом случае в формуле

$$N_m = N_n e^{-\frac{\Delta E_{mn}}{kT}}$$

следует принять, что $T < 0$, так как $N_m > N_n$ и $\Delta E_{mn} > 0$. Формально такое состояние называют состоянием с отрицательной температурой.

При прохождении света через вещество, находящееся в термодинамическом равновесии, интенсивность света понижается, свет поглощается веществом. Если в веществе реализована каким-либо способом инверсия населенностей

энергетических уровней, интенсивность прошедшего света возрастает за счет индуцированного излучения.

Создание оптических квантовых генераторов света (лазеров) стало возможным, когда были найдены способы создания инверсии населенностей энергетических уровней в некоторых веществах.

Одним из таких веществ является инертный газ неон (Ne) с примесью гелия (He). Накачка лазерного перехода $E_4 \rightarrow E_3$ в неоне осуществляется следующим образом. В высоковольтном электрическом разряде вследствие соударений с электронами значительная часть атомов гелия переходит в верхнее метастабильное состояние E_2 . Возбужденные атомы гелия неупруго сталкиваются с атомами неона, находящимися в основном состоянии, и передают им свою энергию. Уровень E_4 неона расположен на 0,05 эВ выше метастабильного уровня E_2 гелия. Недостаток энергии компенсируется за счет кинетической энергии соударяющихся атомов. На уровне E_4 неона возникает инверсная населенность по отношению к уровню E_3 , который сильно обедняется за счет спонтанных переходов на нижерасположенные уровни. При достаточно высоком уровне накачки в смеси гелия и неона начинается лавинообразный процесс размножения идентичных когерентных фотонов. На рис. 2 изображена схема гелий-неонового лазера.

Уровень E_4 (как и уровень E_5 , не изображенный на данной схеме) имеет сложную структуру, они состоят из множества подуровней. В результате гелий-неоновый лазер может работать на 30 длинах волн в области видимого и инфракрасного излучения.

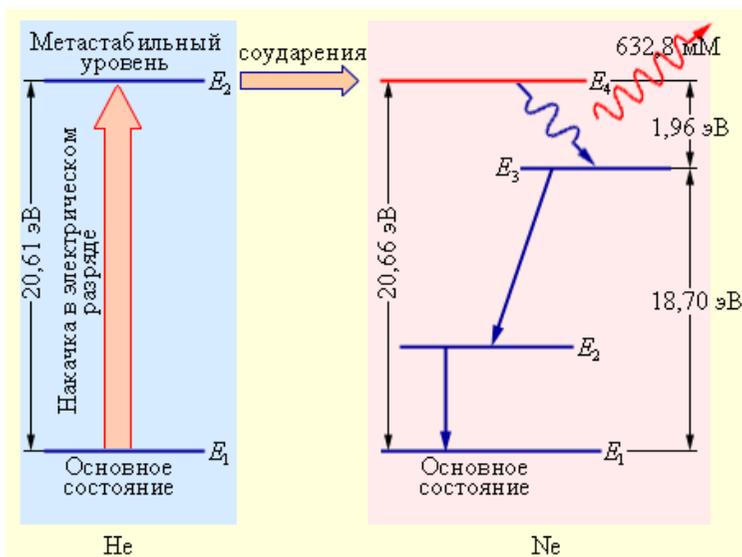


Рис. 2. Механизм накачки He-Ne лазера.

Прямые стрелки изображены спонтанные переходы в атомах неона

Рабочая длина волны лазера определяется размерами резонатора. Резонатор представляет собой два зеркала, расположенных таким образом, чтобы на расстоянии l между ними укладывалось целое число половин длин волн излучения:

$$l = n \frac{\lambda}{2}, n = 1, 2, 3, \dots$$

Если это условие не выполняется, тогда создается сдвиг по фазе между падающей и отраженной от зеркал волной. Так как обе волны когерентны, то, накладываясь, они будут гасить друг друга. Из всех возможных длин волн усиливаются лишь те, которые удовлетворяют условию

$$\lambda = \frac{2l}{n} .$$

Принципиальная схема гелий-неонового лазера представлена на рис. 3.

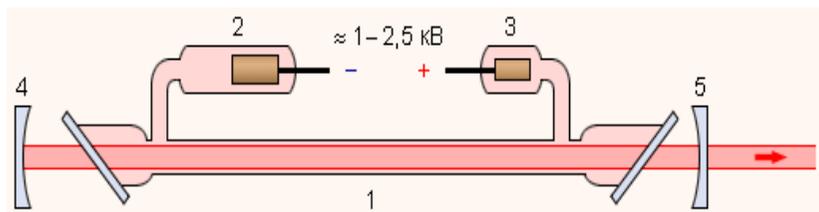


Рис. 3. Устройство гелий-неонового лазера: 1 – стеклянная кювета со смесью гелия и неона, в которой создается высоковольтный разряд; 2 – катод; 3 – анод; 4 – глухое сферическое зеркало с пропусканием менее 0,1 %; 5 – сферическое зеркало с пропусканием 1–2 %

Оптимальным с точки зрения максимальной мощности генерации является диаметр трубки около 7 мм, давление смеси 1 мм рт. ст., соотношение неона и гелия в смеси 1:10.

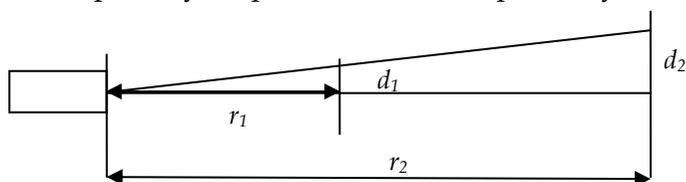
Проведение эксперимента

1. Измерение длины световой волны, излучаемой лазером.

Для измерения нужно использовать дифракционную решетку с известным периодом d . В задании следует измерить расстояние D от дифракционной решетки до экрана, а также расстояния до дифракционных максимумов по левую и правую сторону от щели $x_{лев}$ и $x_{прав}$. Измерения можно производить для 1-го и 2-го максимумов. Длина волны вычисляется по формуле

$$\lambda = \frac{dx_{cp}}{kD}.$$

2. Измерение угла расхождения лазерного луча.



Для определения угла расхождения необходимо измерить диаметр пучка на расстояниях $r_1(d_1)$ и $r_2(d_2)$. Угол расхождения определится как

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{d_2 - d_1}{r_2 - r_1}$$

Теоретически угол расхождения лучей не может быть меньше угла дифракции на круговом экране. Рассчитайте этот угол и сопоставьте результаты.

3. Определение поляризации излучения лазера.

Установите на оптическую скамью поляририд. Вращая его, можно убедиться, что излучение лазера линейно поляризовано. Излучение же обычных источников света неполяризовано.

4. Измерение энергии лазерного излучения.

Приемником лазерного излучения служит зачерненная металлическая пластинка, температура которой измеряется термопарой хромель¹ – алюмель².

При установившейся температуре пластинки поглощенная энергия лазерного излучения компенсируется потерями за счет излучения и теплоотдачи.

$$E = (1 - \rho)cm\Delta T,$$

¹ Сплав никеля (основа) с хромом (8,5-10%)

² Сплав никеля (основа) с алюминием, марганцем и кремнием (в сумме около 6%)

где ρ – коэффициент отражения (0,9),
 m – масса пластинки (100 мг),
 c – удельная теплоемкость (236 Дж/кг·К),
 ΔT – разность температур, определяемая по величине термоЭДС

$$\Delta T = \frac{\varepsilon}{\alpha}.$$

ЭДС термопары измерить гальванометром, $a = 3,85 \cdot 10^{-5}$ В/К.

Контрольные вопросы

Вопросы к допуску

1. Физические принципы работы лазера. Как он устроен?
2. Чем отличается мазер от лазера?
3. Свойства излучения лазера. Почему оно обладает такими свойствами?
4. Как с помощью дифракционной решетки определить длину волны света? Поясните вывод рабочей формулы.
5. Как объяснить, что кроме обычных возбужденных состояний атомов существуют метастабильные?
6. С какой целью в исследуемом лазере используются два газа?
7. Где применяются лазеры?

Вопросы к защите

1. Почему луч лазера после прохождения через дифракционную решетку дает на экране несколько изображений?
2. Как устроен термоэлектрический датчик? Каков принцип его действия?
3. На каком законе основана проверка поляризованности лазерного пучка? Сформулируйте этот закон.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 8

Определение периода полураспада ^{40}K

Оборудование: торцевой счетчик СБТ-13, препарат с примесью соли ^{40}K .

Теоретическая часть

В настоящее время известно в природе много процессов, происходящих самопроизвольно, спонтанно. К числу таких процессов относится радиоактивный распад ядер. При радиоактивном распаде ядром атома могут испускаться альфа-частицы, бета-частицы (электроны, имеющие непрерывное распределение по энергии), нейтроны, протоны, гамма-лучи. Самопроизвольный распад радиоактивных ядер происходит по закону радиоактивного распада, согласно которому число ядер $dN(t)$, распадающихся за бесконечно малый промежуток времени dt , пропорционально числу ядер $N(t)$, имеющихся налицо в момент времени t :

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda N(t) \quad (1)$$

Коэффициент пропорциональности λ называется постоянной распада ядра. Радиоактивная постоянная показывает долю ядер, распадающихся в единицу времени, другими словами, λ – это вероятность распада. Знак минус в уравнении (1) соответствует убыванию количества ядер в процессе распада.

Если первоначально при $t = 0$ имелось N_0 ядер, то, используя закон радиоактивного распада, можно найти число

оставшихся ядер по истечении времени t . Для этого необходимо проинтегрировать уравнение (1). Отсюда

$$\ln N(t) = -\lambda t + \text{const}$$

Пропотенцировав это выражение и используя условие, что при $t = 0$ $N(0) = N_0$, получим

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

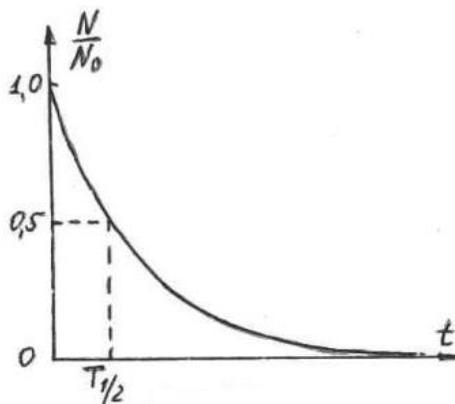


Рис. 1. Графическое представление закона радиоактивного распада

Таким образом, число ядер радиоактивного распада уменьшается со временем по экспоненциальному закону. На рис. 1 представлена кривая изменения числа ядер во времени, происходящего по закону радиоактивного распада. Этот закон может быть применен только к большому числу радиоактивных ядер. При небольшом числе распадающихся ядер наблюдаются статистические колебания около среднего значения.

Радиоактивный распад – явление случайное, и «время жизни» каждого отдельного ядра не может быть определено

заранее. Пользуясь постоянной распада λ , представляющей вероятность того, что ядро испытывает превращение в течение единицы времени, можно вычислить среднюю продолжительность жизни t большого числа ядер.

Если dN – число ядер, распавшихся за промежуток времени между t и $t + dt$, то ядра просуществовали время, равное t , а общая продолжительность их жизни составит

$$tdN = t\lambda N dt$$

Сумма продолжительности жизни всех N_0 атомов, существовавших в момент времени $t = 0$, будет равна

$$\sum t = \int_0^{\infty} t\lambda N dt$$

Подставляя вместо N его значение из формулы (2), получим

$$\sum t = N_0 \int_0^{\infty} \lambda e^{-\lambda t} t dt = \frac{N_0}{\lambda}$$

Отсюда средняя продолжительность жизни ядра

$$\tau = \frac{\sum t}{N_0} = \frac{1}{\lambda} \quad (3)$$

Практически для характеристики устойчивости данного радиоактивного изотопа обычно пользуются периодом полураспада. Период полураспада определяется промежутком времени, в течение которого распадается примерно половина начального количества ядер. Связь между периодом полураспада и радиоактивной постоянной λ легко выводится из формулы (2)

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\lambda T_{1/2}} = \frac{1}{2}$$

Отсюда

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} . \quad (4)$$

С учетом формулы (4) уравнение (1) может быть переписано в форме, удобной для экспериментального определения периода полураспада $T_{1/2}$ долгоживущих радиоактивных ядер ($\sim 10^3$ - 10^9 лет)

$$\frac{dN}{dt} = \frac{0,693}{T_{1/2}} N . \quad (5)$$

Ряд естественных радиоактивных изотопов, в том числе и ^{40}K , имеют такие большие периоды полураспада, что для этих элементов количество ядер можно считать неизменным в течение столетий. Вследствие этого число ядер, распадающихся в единицу времени в единице веса, будет постоянно. Следовательно, используя формулу (5), можно определить период полураспада долгоживущего изотопа

$$T_{1/2} = \frac{0,693 N}{\frac{dN}{dt}} . \quad (6)$$

Цель настоящей работы состоит в определении указанным способом периода полураспада ^{40}K .

Методика измерений

Радиоактивные атомы ^{40}K содержатся в естественной смеси изотопа калия в количестве 0,011 % от общего числа атомов калия. Радиоактивный распад ядра атома ^{40}K в 89 % случаев совершается путем испускания β^- - частиц с максимальной энергией $E_0 = 1,4$ МэВ с образованием ядра $^{40}_{20}\text{Ca}_{20}$

(см. рис. 2) и в 11 % случаев электронным захватом (е-захват) распадается на возбужденное состояние $^{40}_{18}\text{Ar}_{22}$, которое испускает γ -квант с энергией $E_\gamma = 1,55 \text{ МэВ}$ и переходит в основное состояние $^{40}_{18}\text{Ar}_{22}$.

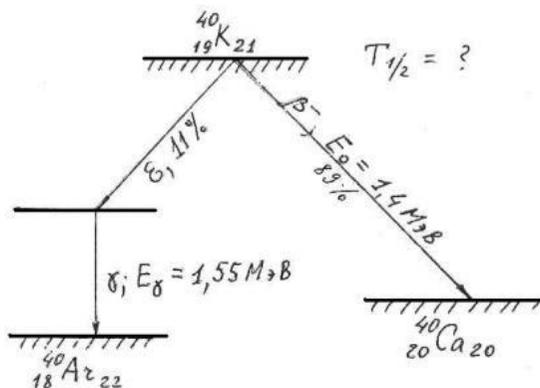


Рис. 2. Схема распада ^{40}K

Таким образом, регистрируя β -частицы распада ^{40}K с помощью торцевого счетчика Гейгера-Мюллера (рис. 3); можно определить число ядер ^{40}K , распадающихся в единицу времени. Однако для определения числа частиц, испускаемых источником, необходимо учитывать следующие поправки:

1. Геометрический фактор. Если поместить точечный источник, испускающий β -частицы на определенном расстоянии от окошка счетчика (см. рис. 3), то достигнут окошка счетчика только те частицы, которые попадают в телесный угол Ω . Излучение же от радиоактивного препарата распространяется в телесном угле 4π . Геометрическим коэффициентом G называется отношение числа частиц,

попавших в телесный угол Ω , к общему числу частиц, испускаемых источником (телесный угол 4π):

$$G = \frac{\Omega}{4\pi} \quad (7)$$

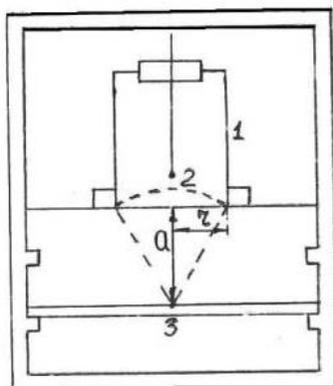


Рис. 3. Установка: 1) счетчик Гейгера-Мюллера, 2) «окно» счетчика, 3) источник излучения

Телесный угол может быть заменен линейным углом α и выражен через расстояние a и радиус окошка счетчика r .

$$\frac{\Omega}{4\pi} = \frac{2\pi(1 - \cos \alpha)}{4\pi} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{a}{\sqrt{a^2 + r^2}}\right)$$

Если имеется не точечный источник излучения, а радиоактивный препарат определенных размеров, то вычисление геометрического коэффициента значительно усложняется. Для плоского препарата можно вычислить G для данного счетного устройства по формуле Блахмана:

$$G = 0,5 \left[1 - \frac{1}{(1+\beta)^{1/2}} - \frac{3}{8} \cdot \frac{\beta\gamma}{(1+\beta)^{3/2}} - \gamma^2 \left(-\frac{5}{16} \cdot \frac{\beta}{(1+\beta)^{7/2}} + \frac{35}{64} \cdot \frac{\beta^2}{(1+\beta)^{9/2}} \right) - \right. \\ \left. - \gamma^3 \left(\frac{35}{128} \cdot \frac{\beta}{(1+\beta)^{9/2}} - \frac{315}{256} \cdot \frac{\beta^2}{(1+\beta)^{11/2}} + \frac{1155}{1024} \cdot \frac{\beta^3}{(1+\beta)^{13/2}} \right) \right] \quad (8)$$

где

$$\beta = \frac{e^2}{a^2}; \gamma = \frac{c^2}{a^2},$$

a – расстояние препарата от счетчика, β – диаметр окна счетчика, c – диаметр препарата.

Для используемой установки $a = 6$ мм, $\beta = 26$ мм, $c = 26$ мм.

2. Эффективность счетчика к β -частицам. Для энергии $E_0 = 1,1$ МэВ она близка к единице, то есть все β -частицы, попавшие в счетчик, зарегистрируются. Таким образом, $\epsilon_b = 1$.

3. Поправка на поглощение β -излучения окошком счетчика, слоем воздуха между препаратом и окошком счетчика и лавсановой пленкой, покрывающей источник.

Поглощение β -излучения веществом происходит по закону

$$I = I_0 e^{-\frac{0,693}{x_{1/2}} \cdot x},$$

где x – толщина поглотителя, $x_{1/2}$ – слой половинного ослабления.

Для β -частиц с энергией $E_0 = 1,4$ МэВ значение $x_{1/2} = 87$ мг/см². Поверхностная плотность окошка счетчика и слоя воздуха в нашей установке составляет 3 мг/см². Поверхностная плотность лавсановой пленки 12 мг/см². Тогда поправка на поглощение

$$f_A = e^{-\frac{0,693}{x_{1/2}} \cdot x} = e^{-\frac{0,693}{87} \cdot 15} = 0,887$$

4. Поправка на самопоглощение β^- излучения. Может быть определена по формуле

$$f_s = \frac{(1 - e^{-\frac{0,693}{x_{1/2}} \cdot x})}{0,693 \cdot x} \cdot x_{1/2}$$

Поверхностная плотность источника равна в нашем случае 58 мг/см². Тогда находим, что $f_s = 0,8$.

5. Поправка на обратное рассеяние зависит от толщины подложки, на которой находится радиоактивное вещество. В нашем случае источник помещен на пластиковую подложку, поэтому следует сделать поправку на обратное рассеяние принять равной $f_R = 1$.

6. Поправка на схему распада. Как видно из рисунка 2, распад ⁴⁰K только в 89 % случаев происходит с испусканием β^- -частиц, поэтому поправка на схему распада будет $f_C = 0,89$.

Таким образом, измерив на установке скорость счета β^- -частиц I (имп/мин) и вводя поправки, можно определить число β^- -частиц, испущенных источником ⁴⁰K за 1 мин, а тем самым и количество распадающихся ядер (за 1 мин)

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{G \cdot \varepsilon_{\beta} \cdot f_A \cdot f_s \cdot f_R \cdot f_C} \quad (11)$$

Для определения периода полураспада ⁴⁰K по формуле (6) необходимо знать также число ядер ⁴⁰K, содержащихся в источнике. Источником в данной работе служит химически чистая соль *KCl*, нанесенная на алюминиевую подложку и покрытая тонкой лавсановой пленкой. Содержание *KCl* в молях в источнике излучения равно $3,75 \cdot 10^{-3}$. Зная число молекул в одном моле любого вещества ($N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ 1/моль) и содержанием атомов ⁴⁰K в естественной смеси изотопов калия (0,011 %), легко определить N - число ядер ⁴⁰K в источнике ($N = 3,75 \cdot 10^{-3} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \cdot 0,011 \cdot 0,01$).

Далее при помощи формулы (6) можно определить период полураспада изотопа ⁴⁰K.

Регистрация β^- частиц в установке осуществляется торцевым счетчиком СБТ-13.

Техническое описание

Установка состоит из двух блоков. *Счетного блока*, который фиксирует количество импульсов срабатывания счетчика Гейгера-Мюллера (СГ), позволяет задавать отрезки времени, в течение которых подсчитываются импульсы, запускать отсчет импульсов, включать и выключать звуковое эхо срабатывания СГ. *Основания* с закреплённым на нём СГ с электронным формирователем высокого напряжения и выделенной областью для установки источника ионизирующего излучения (образец с дозированным количеством соли хлористого калия (KCl)).

Перед включением счетного блока (СБ) необходимо подключить к нему СГ посредством соединительного кабеля и разъёма, находящегося на задней стенке СБ. Затем СБ подключить к сети 220 В. (Если при включении СБ на ЖКИ высветятся неверные символы, повторно выключите и включите переключатель «Сеть» СБ).

СБ на задней панели содержит предохранительную колодку, разъём для подключения СГ, тумблер для включения звукового эхосрабатывания СГ (тумблер в верхнем положении), кнопку контроля напряжения на СГ и температуру микроконтроллера (перед этим необходимо нажать кнопку «Сброс»), сетевой провод. На передней панели находятся переключатель «Сеть» для включения прибора, кнопка «Пуск» для запуска отсчета количества импульсов, кнопка «Сброс» для перехода в режим установки времени счета импульсов, кнопки установки времени счета импульсов, ЖКИ с подсветкой и тумблер «Ручн.-Авт.», позволяющий автоматизировать запуск отсчета количества импульсов при неизменном времени счета импульсов.

Порядок работы следующий. После включения СБ на табло появится надпись «Установите время измерения». Нажмите кнопку выбора промежутка времени измерения, нажмите кнопку «Пуск». Начнется отсчет времени и количества импульсов, который закончится по истечении установленного промежутка. Если включен тумблер «Ручн.-Авт.», то через несколько секунд автоматически произойдет сброс результатов и отсчет начнется снова. Если необходимо прервать текущее измерение и перейти к другому диапазону, нажмите кнопку «Сброс».

Выполнение работы

1. Установить счетчик СБТ-13 на высоте ~3 мм от поверхности образца.

2. В присутствии преподавателя или лаборанта включить установку. Дать ей прогреться в течение 20–30 мин.

3. Измерить собственный фон установки, запустив счет в течение 20 мин без препарата. Вычислить скорость счета фона I_{Φ} .

$$I_{\Phi} = \frac{N_{\Phi}}{\Delta t_{\Phi}} \left(\frac{\text{имп}}{\text{мин}} \right)$$

4. Поставить препарат с солью KCl (количеством вещества $3,75 \cdot 10^{-3}$ моль) на основание под счетчиком СБТ-13 (препарат расположен на квадратном 70x70 мм пластиковом основании). В течение 20 минут измерить суммарное количество импульсов препарата вместе с фоном N_C . Вычислить скорость счета препарата $I = I_C - I_{\Phi}$.

5. По формуле (11) вычислить число распадов ^{40}K за 1 мин с учетом поправок.

6. Определить число ядер ^{40}K в препарате.
7. По формуле (6) вычислить период полураспада ^{40}K в годах. Сравнить полученное значение с табличным.

Контрольные вопросы

Вопросы к допуску

1. В чем физический смысл постоянной радиоактивного распада?
2. Выведите формулу закона радиоактивного распада.
3. Что такое период полураспада? Как определить период полураспада долгоживущих изотопов?
4. Что такое время жизни изотопа?
5. В чем смысл поправки на геометрический фактор и чему равно ее значение?
6. Как рассчитать количество ядер K^{40} в источнике?

Вопросы к защите

1. С какой целью измеряется собственный фон установки?
2. Объясните природу возникновения естественного радиационного фона.
3. Рассчитайте период полураспада изотопа, если за месяц число ядер уменьшилось в 16 раз?

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вот и закончено изучение систематического курса «Общая и экспериментальная физика». Надо отметить, что многие сферы нашей жизни стали выглядеть совсем по-другому благодаря достижениям физики, ведь любое техническое устройство имеет в своей основе уже изученные физические явления, физические законы, физические теории. Физика позволяет нам познавать мир, открывая фундаментальные законы мироустройства.

Но знакомство с миром физики не заканчивается. Вам предстоит продолжить изучение дисциплины «Основы теоретической физики», в одном из разделов которой, в «Квантовой механике», вы увидите развитие идей, о которых шла речь в данном пособии, но на более высоком, математически строго обоснованном уровне.

А при изучении дисциплины «Методика обучения и воспитания (физика)» вам предстоит узнать, какие из рассмотренных в данном пособии вопросов изучаются в школе на уровне основного общего и среднего общего образования.

И самое главное, что нужно понимать – процесс познания бесконечен.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Иродов, И.Е. Квантовая физика. Основные законы / И.Е. Иродов. – Москва: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2014. – 256 с. – ISBN 978-5-9963-2302-9.
2. Карасова, И.С. Фундаментальные физические теории в школе: учеб. пособие / И.С. Карасова, М.В. Потапова, П.В. Пекин. – Челябинск: Изд-во Южно-Урал. гос. гуманитар.-пед. ун-та, 2016. – 336 с. – ISBN 978-5-906777-72-0.
3. Квантовая физика. Знания, которые не займут много места. – Москва: Эксмо, 2022. – 128 с. – ISBN 978-5-04-163881-8.
4. Кухлинг, Х. Справочник по физике / Х. Кухлинг. – Москва: Мир, 1982. – 520 с.
5. Калашников, Н.П. Физика. Интернет-тестирование базовых знаний / Н.П. Калашников, Н.М. Кожевников. – Санкт-Петербург: Лань, 2009. – 160 с. – ISBN 978-5-8114-0925-9.
6. Лабораторный практикум по общей и экспериментальной физике: учебное пособие для вузов / В.Н. Александров, С.В. Бирюков, И.А. Васильева [и др.]; ред. Е.М. Гершензон, А.Н. Мансуров. – Москва: Академия, 2004. – 461 с.
7. Попова, И.А. Наглядная физика / И.А. Попова, С.В. Вахнина. – Москва: Эксмо, 2022. – 144 с. – ISBN 978-5-04-109477-5.
8. Савельев, И.В. Курс общей физики: учебное пособие для вузов: в 3 кн. Кн. 3 / И.В. Савельев. – Санкт-Петербург: Лань, 2017. – 320 с. – ISBN 978-5-8114-0632-6.
9. Трофимова, Т.И. Курс физики: учеб. пособие для вузов / Т.И. Трофимова. – Москва: Издательский центр «Академия», 2008. – 560 с. – ISBN 978-5-7695-5782-8.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ	5
1. Кванты	5
Связь между энергией и массой	5
2. Фотон	6
Масса фотона	6
Импульс фотона	6
3. Фотоэлектронная эмиссия (внешний фотоэффект)	7
Законы фотоэффекта	7
Теория фотоэффекта	9
4. Корпускулярно-волновой дуализм	10
5. Волны материи	10
6. Эффект Комптона	12
7. Давление света	13
8. Тепловое излучение	14
Закон Стефана-Больцмана	16
Законы Вина	19
Закон Планка	20
9. Атомы	21
Постулаты Бора	22
Атом водорода	23
Квантовые числа	29
Излучение	33
Квантовомеханическая модель атома	39
10. Ядро	41
Изотопы	41
Изобары	42
Дефект массы	43
Энергия связи ядра	43

Размер ядра	45
11. Радиоактивность	45
Радиоактивный распад	46
Закон радиоактивного распада	49
12. Искусственное превращение ядер	51
Ядерные реакции	51
Деление тяжёлых ядер	52
Цепная реакция	53
Синтез ядер	54
Применение радиоактивных ядер	54
13. Элементарные частицы	55
14. Фундаментальные взаимодействия	57
ОПИСАНИЯ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ	61
Снятие вольтамперной характеристики СЦВ и ЦГ фотоэлементов. Проверка закона Столетова	61
Определение постоянной Планка и работы выхода электронов из металла	67
Измерение температуры раскаленных тел. Про- верка закона Стефана–Больцмана	76
Изучение дифракции электронов на щели	86
Изучение закономерностей в спектрах испуска- ния атомов водорода. Определение постоянной Ридберга	101
Опыт Франка–Герца	109
Изучение работы газового лазера и определение его характеристик	120
Определение периода полураспада ^{40}K	127
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	138
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК	139

Учебное издание

**Беспаль Ирина Ивановна
Песин Леонид Абрамович**

**ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ
КВАНТОВАЯ ФИЗИКА
Учебно-методическое пособие**

ISBN 978-5-907611-62-7

Работа рекомендована РИС ЮУрГТТУ
Протокол № 26 от 2022 г.

Издательство ЮУрГТТУ
454080, г. Челябинск, пр. Ленина, 69

Редактор Е.М. Сапегина
Технический редактор А.Г. Петрова

Подписано в печать 27.10.2022 г.
Объем 3,7 уч.-изд. л. (8,3 усл. п. л.)
Формат 60x84/16 Бумага офсетная
Тираж 100 экз. Заказ №

Отпечатано с готового оригинал-макета
в типографии ЮУрГТТУ
454080, г. Челябинск, пр. Ленина, 69