

Учреждение образования
«БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

А. Е. Почтенный

ФИЗИКА

В 6-ти частях

Часть 5

ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ

**Тексты лекций для студентов
химико-технологических специальностей**

Минск 2015

УДК 537.311(075.8)
ББК 22.31я73
П65

Рассмотрены и рекомендованы к изданию редакционно-издательским советом Белорусского государственного технологического университета.

Рецензенты:

заведующий кафедрой физики полупроводников БГУ
кандидат физико-математических наук *В. Ф. Стельмах*;
заведующий кафедрой информационно-измерительной техники БГПА
доцент физико-математических наук *В. Б. Яржембицкий*

Почтенный, А. Е.

П65 Физика. В 6 ч. Ч. 5. Элементы физики атомов и молекул: тексты лекций для студентов химико-технологических специальностей / А. Е. Почтенный. – Минск : БГТУ, 2015. – 61 с.

Пособие предназначено для студентов материаловедческих специальностей, ориентированных на изучение материалов для электронной техники. В издании приведены сведения по принципам описания электронных свойств твердых тел, физике полупроводников и принципам работы основных типов полупроводниковых приборов.

УДК 537.311(075.8)
ББК 22.31я73

© УО «Белорусский государственный
технологический университет», 2015
© Почтенный А. Е., 2015

1. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ. ФОРМУЛА ПЛАНКА

1.1. Тепловое излучение и люминесценция

Излучение телами электромагнитных волн (свечение тел) может вестись за счет различных видов энергии. Самым распространенным является *тепловое излучение, т. е. испускание электромагнитных волн за счет теплового движения атомов или молекул вещества*. Все остальные виды свечения объединяются под общим названием «люминесценция».

Окисляющийся на воздухе фосфор светится за счет энергии, выделяемой при химическом превращении. Такой вид свечения называется хемилюминесценцией. Свечение, возникающее в газах и твердых телах под воздействием электрического поля, называется электролюминесценцией. Свечение твердых тел, вызванное бомбардировкой их электронами, называют катодолюминесценцией. Свечение, возбуждаемое поглощаемым телом электромагнитным излучением, называется фотолюминесценцией.

Тепловое излучение имеет место при любой температуре, однако при невысоких температурах излучаются лишь длинные (инфракрасные) электромагнитные волны.

Окружим излучающее тело оболочкой с идеально отражающей поверхностью (рис. 1.1). Воздух из оболочки удалим. Отраженное оболочкой излучение, упав на тело, поглотится им (частично или полностью). Следовательно, будет происходить непрерывный обмен энергией между телом и заполняющим оболочку излучением. *Если распределение энергии между телом и излучением остается неизменным*

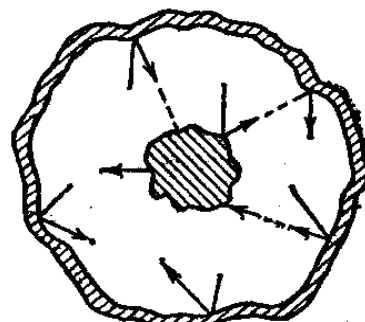


Рис. 1.1

для каждой длины волны, состояние системы тело – излучение будет равновесным. Опыт показывает, что единственным видом излучения, которое может находиться в равновесии с излучающими телами, является тепловое излучение. Все остальные виды излучения оказываются неравновесными.

Способность теплового излучения находиться в равновесии с излучающими телами обусловлена тем, что его интенсивность возрастает

ет при повышении температуры. Допустим, что равновесие между телом и излучением нарушено и тело излучает энергии больше, чем поглощает. Тогда внутренняя энергия тела будет убывать, что приведет к понижению температуры. Это в свою очередь обусловит уменьшение количества излучаемой телом энергии. Температура тела будет понижаться до тех пор, пока количество излучаемой телом энергии не станет равным количеству поглощаемой энергии. Если равновесие нарушится в другую сторону, т. е. количество излучаемой энергии окажется меньше, чем поглощаемой, температура тела будет возрастать до тех пор, пока снова не установится равновесие. Таким образом, нарушение равновесия в системе тело – излучение вызывает возникновение процессов, восстанавливающих равновесие.

Иначе обстоит дело в случае люминесценции. Пока протекает обуславливающая излучение химическая реакция, излучающее тело все больше и больше удаляется от первоначального состояния. Поглощение телом излучения не изменит направления реакции, а наоборот, приведет к более быстрому (вследствие нагревания) протеканию реакции в первоначальном направлении. Равновесие установится лишь тогда, когда будет израсходован весь запас реагирующих веществ и свечение, обусловленное химическими процессами, заменится тепловым излучением.

Итак, *из всех видов излучения равновесным может быть только тепловое*. К равновесным состояниям и процессам применимы законы термодинамики. Поэтому тепловое излучение должно подчиняться некоторым общим закономерностям, вытекающим из принципов термодинамики. К рассмотрению этих закономерностей мы и перейдем.

1.2. Характеристики излучения и излучающего тела

Обозначим через u плотность энергии излучения, т. е. количество энергии в единице объема. Излучение представляет собой совокупность волн различных частот (бегущих или стоячих). Поскольку плотность энергии излучения разной частоты различна, обозначим $u_\omega d\omega$ объемную плотность лучистой энергии, приходящейся на интервал частот $[\omega, \omega + d\omega]$. Очевидно, что

$$u = \int_0^{\infty} u_\omega d\omega. \quad (1.1)$$

Интенсивность теплового излучения мы будем характеризовать величиной потока энергии, измеряемой в ваттах. Энергия излучения связана с излучающим телом. *Поток энергии, испускаемый единицей поверхности излучающего тела по всем направлениям (в пределах телесного угла 2π), называют энергетической светимостью тела.* Мы будем обозначать эту величину буквой R . Энергетическая светимость является функцией температуры.

Излучение состоит из волн различных частот ω (или длин λ). Обозначим поток энергии, испускаемый единицей поверхности тела в интервале частот $d\omega$, через dR_ω . При малом интервале $d\omega$ поток dR_ω будет пропорционален $d\omega$:

$$dR_\omega = r_\omega d\omega. \quad (1.2)$$

Величина r_ω называется испускательной способностью тела. Как и энергетическая светимость, она сильно зависит от температуры тела. Таким образом, r_ω есть функция частоты и температуры. *Испускательная способность – это поток энергии, излучаемый единицей поверхности тела во всех направлениях в единичном интервале частот вблизи ω .*

Энергетическая светимость связана с испускательной способностью формулой

$$R_T = \int dR_{\omega T} = \int_0^\infty r_{\omega T} d\omega. \quad (1.3)$$

Чтобы подчеркнуть, что энергетическая светимость и испускательная способность зависят от температуры, мы их снабдили индексом T .

Излучение можно характеризовать вместо частоты ω длиной волны. Участку спектра $d\omega$ будет соответствовать интервал длин волн $d\lambda$. Определяющие один и тот же участок величины $d\omega$ и $d\lambda$ связаны простым соотношением, вытекающим из формулы $\lambda = 2\pi c / \omega$. Дифференцирование дает:

$$d\lambda = -\frac{2\pi c}{\omega^2} d\omega = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} d\omega. \quad (1.4)$$

Знак минус в этом выражении не имеет существенного значения, он лишь указывает на то, что с возрастанием одной из величин, ω или λ , другая величина убывает. Поэтому минус в дальнейшем мы не будем писать.

Доля энергетической светимости, приходящаяся на интервал $d\lambda$, может быть представлена в виде:

$$dR_\lambda = r_\lambda d\lambda. \quad (1.5)$$

Если интервалы $d\omega$ и $d\lambda$, входящие в выражения (1.2) и (1.5), связаны соотношением (1.4), т. е. относятся к одному и тому же участку спектра, то величины dR_ω и dR_λ должны совпадать:

$$r_\omega d\omega = r_\lambda d\lambda. \quad (1.6)$$

Заменив в последнем равенстве $d\lambda$ согласно (1.4), получим, что

$$r_\omega d\omega = r_\lambda \frac{2\pi c}{\omega^2} d\omega = r_\lambda \frac{\lambda^2}{2\pi c} d\omega, \quad (1.7)$$

откуда

$$r_\omega = r_\lambda \frac{2\pi c}{\omega^2} = r_\lambda \frac{\lambda^2}{2\pi c}. \quad (1.8)$$

С помощью предложенной формулы (1.8) можно перейти от r_λ к r_ω и наоборот.

Пусть на элементарную площадку поверхности тела падает поток лучистой энергии $d\Phi_\omega$, обусловленный электромагнитными волнами, частота которых заключена в интервале $d\omega$. Часть этого потока $d\Phi'_\omega$ будет поглощена телом.

Безразмерная величина

$$a_{\omega T} = \frac{d\Phi'_\omega}{d\Phi_\omega} \quad (1.9)$$

называется поглощательной способностью тела. Поглощательная способность тела есть функция частоты и температуры. *Поглощательная способность – это доля энергии, поглощенная телом из падающего на него потока.*

По определению $a_{\omega T}$ не может быть больше единицы. Для тела, полностью поглощающего упавшее на него излучение всех частот, $a_{\omega T} = 1$. Такое тело называется *абсолютно черным*. Будем в дальнейшем обозначать испускательную и поглощательную способность абсолютно черного тела $r_{\omega T}^*$ и $a_{\omega T}^*$. Тело, для которого $a_{\omega T} \equiv a_T = \text{const} < 1$, называют *серым*. Если $a_{\omega T} = 0$, то это или абсолютно прозрачное тело, или абсолютно зеркальное.

1.3. Закон Кирхгофа

Между испускательной и поглощательной способностями любого тела имеется связь. В этом можно убедиться, рассмотрев следующий эксперимент. Пусть внутри замкнутой оболочки, поддерживаемой при постоянной температуре T , помещены несколько тел (рис. 1.2). Полость внутри оболочки эвакуирована (там отсутствуют молекулы какого-либо вещества), так

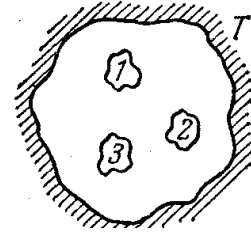


Рис. 1.2

что тела могут обмениваться энергией между собой и с оболочкой лишь путем испускания и поглощения электромагнитных волн. Опыт показывает, что такая система через некоторое время придет в состояние теплового равновесия – все тела примут одну и ту же температуру, равную температуре оболочки T . В таком состоянии тело, обладающее большей испускательной способностью $r_{\omega T}$, теряет в единицу времени с единицы поверхности больше энергии, чем тело, обладающее меньшей $r_{\omega T}$. Поскольку температура (следовательно, и энергия) тел не меняется, то тело, испускающее больше энергии, должно и больше поглощать, т. е. обладать большей $a_{\omega T}$. Таким образом, чем больше испускательная способность тела $r_{\omega T}$, тем больше и его поглощательная способность $a_{\omega T}$. Отсюда вытекает соотношение

$$\left(\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} \right)_1 = \left(\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} \right)_2 = \left(\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} \right)_3 = \dots, \quad (1.10)$$

где индексы 1, 2, 3 и т. д. относятся к разным телам.

Соотношение (1.10) выражает установленный Кирхгофом закон, который формулируется следующим образом: *отношение испускательной и поглощательной способностей не зависит от природы тела, оно является для всех тел одной и той же (универсальной) функцией частоты (длины волны) и температуры:*

$$\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} = f(\omega, T). \quad (1.11)$$

Сами величины $r_{\omega T}$ и $a_{\omega T}$ могут меняться чрезвычайно сильно при переходе от одного тела к другому. Отношение же их оказывается одинаковым для всех тел. Это означает, что тело, сильнее поглощающее какие-либо лучи, будет эти лучи сильнее и испускать (не следует смешивать испускание лучей с их отражением). Функция называется *функцией Кирхгофа*.

Для абсолютно черного тела по определению $a_{\omega T} = 1$. Следовательно, из формулы (1.11) вытекает, что $r_{\omega T}$ для такого тела равна $f(\omega, T)$. Таким образом, универсальная функция Кирхгофа $f(\omega, T)$ есть не что иное, как испускательная способность абсолютно черного тела $f(\omega, T) = r_{\omega T}^*$.

При теоретических исследованиях для характеристики спектрального состава равновесного теплового излучения удобнее применять функцию частоты $f(\omega, T)$. В экспериментальных работах удобнее пользоваться функцией длины волны $\varphi(\lambda, T)$. Обе функции связаны друг с другом формулой

$$f(\omega, T) = \frac{2\pi c}{\omega^2} \varphi(\lambda, T) = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \varphi(\lambda, T), \quad (1.12)$$

аналогичной формуле (1.8). Согласно (1.12), чтобы по известной функции $f(\omega, T)$ найти $\varphi(\lambda, T)$, нужно заменить в $f(\omega, T)$ частоту ω через $2\pi c / \lambda$ и получившееся выражение умножить на $2\pi c / \lambda^2$:

$$\varphi(\lambda, T) = \frac{2\pi c}{\lambda^2} f\left(\frac{2\pi c}{\lambda}, T\right). \quad (1.13)$$

Для нахождения $f(\omega, T)$ по известной $\varphi(\lambda, T)$ нужно воспользоваться соотношением

$$f(\omega, T) = \frac{2\pi c}{\omega^2} \varphi\left(\frac{2\pi c}{\omega}, T\right). \quad (1.14)$$

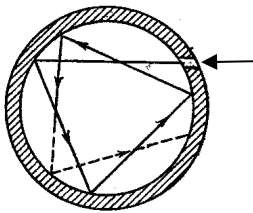


Рис. 1.3

Абсолютно черных тел в природе не существует. Сажа или платиновая чернь имеют поглощательную способность $a_{\omega T}$, близкую к единице, лишь в ограниченном интервале частот; в далекой инфракрасной области их поглощательная способность заметно меньше единицы. Однако можно создать устройство, сколь угодно близкое по своим свойствам к абсолютно черному телу. Такое устройство представляет собой почти замкнутую полость, снабженную малым отверстием (рис. 1.3). Излучение, проникшее внутрь через отверстие, прежде, чем выйти обратно из отверстия, претерпевает многократные отражения. При каждом отражении часть энергии поглощается, в результате чего практически все излучение любой частоты поглощается такой полостью. Согласно закону Кирхгофа испускательная способность такого устройства

очень близка к $f(\omega, T)$, причем T означает температуру стенок полости. Таким образом, если стенки полости поддерживать при некоторой температуре T , то из отверстия выходит излучение, весьма близкое по спектральному составу к излучению абсолютно черного тела при той же температуре. Проводя эксперимент и разлагая это излучение в спектр с помощью дифракционной решетки можно измерить интенсивность различных участков спектра. Такой эксперимент дает вид функции $f(\omega, T)$ или $\varphi(\lambda, T)$. Результаты таких опытов приведены на рис. 1.4. Разные кривые относятся к различным значениям температуры T абсолютно черного тела. Площадь, охватываемая кривой, дает энергетическую светимость абсолютно черного тела при соответствующей температуре.

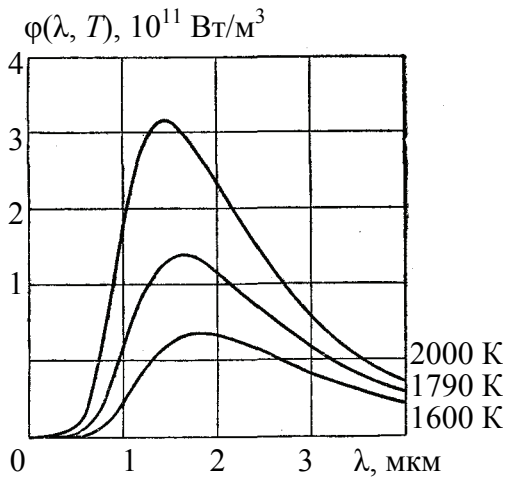


Рис. 1.4

Из рис. 1.4 следует, что энергетическая светимость абсолютно черного тела сильно возрастает с температурой. Максимум испускательной способности с увеличением температуры сдвигается в сторону более коротких волн.

Из рис. 1.4 следует, что энергетическая светимость абсолютно черного тела сильно возрастает с температурой. Максимум испускательной способности с увеличением температуры сдвигается в сторону более коротких волн.

1.4. Равновесная плотность энергии излучения

Рассмотрим излучение, находящееся в равновесии с веществом. Для этого представим себе эвакуированную полость, стенки которой поддерживаются при постоянной температуре T . В равновесном состоянии энергия излучения будет распределена в объеме полости с плотностью $u = u(T)$. Спектральное распределение этой энергии можно охарактеризовать функцией $u(\omega, T)$, определяемой условием $du_\omega = u(\omega, T)d\omega$, где du_ω — доля плотности энергии, приходящаяся на интервал частот $d\omega$. Полная плотность энергии $u(T)$ связана с функцией $u(\omega, T)$ формулой (1.1).

Из термодинамических соображений следует, что равновесная плотность энергии излучения $u(T)$ зависит только от температуры и не зависит от свойств стенок полости. Рассмотрим две полости, стенки которых изготовлены из разных материалов и имеют первоначально одинаковую температуру. Допустим, что равновесная плот-

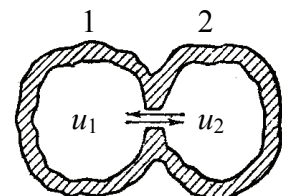


Рис. 1.5

ность энергии в обеих полостях различна и, скажем, $u_1(T) > u_2(T)$. Соединим полости с помощью небольшого отверстия (рис. 1.5) и тем самым позволим стенкам полостей вступить в теплообмен через излучение. Так как по предположению $u_1 > u_2$, поток энергии из первой полости во вторую должен быть больше, чем поток, текущий во встречном направлении. В результате стенки второй полости станут поглощать больше энергии, чем излучать, и температура их начнет повышаться. Стенки же первой полости станут поглощать меньше энергии, чем излучать, так что они будут охлаждаться. Однако два тела с первоначально одинаковой температурой не могут вследствие теплообмена друг с другом приобрести различные температуры – это запрещено вторым началом термодинамики. Поэтому наше допущение о неодинаковости u_1 и u_2 должно быть признано неправомерным. Вывод о равенстве $u_1(T)$ и $u_2(T)$ распространяется на каждую спектральную составляющую $u(\omega, T)$.

Независимость равновесного излучения от природы стенок полости можно пояснить следующими соображениями. Абсолютно черные стенки поглощали бы всю упавшую на них энергию Φ_3 и испускали бы такой же поток энергии Φ_3 . Стенки с поглощательной способностью a поглотят долю $a\Phi_3$ упавшего на них потока Φ_3 и отразят поток, равный $(1 - a)\Phi_3$. Кроме того, они излучат поток $a\Phi_3$ (равный поглощенному потоку). В итоге стенки полости вернут излучению такой же поток энергии $\Phi_3 = (1 - a)\Phi_3 + a\Phi_3$, какой возвращали бы излучению абсолютно черные стенки.

Равновесная плотность энергии излучения u связана с энергетической светимостью абсолютно черного тела R^* простым соотношением, которое мы сейчас выведем.

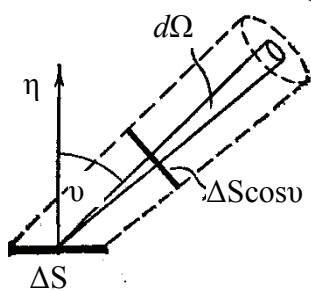


Рис. 1.6

Рассмотрим эвакуированную полость с абсолютно черными стенками. В случае равновесия через каждую точку внутри полости будет проходить в любом направлении поток излучения одинаковой плотности. Если бы излучение распространялось в одном заданном направлении (т. е. через данную точку проходил только один луч), плотность потока энергии в рассматриваемой точке была бы равна произведению

плотности энергии u на скорость электромагнитной волны c . Однако через каждую точку проходит множество лучей, направления которых равномерно распределены в пределах телесного угла 4π . Поток энергии равномерно распределен в пределах этого телесного угла. Следо-

вательно, в каждой точке в пределах телесного угла $d\Omega$ будет существовать поток энергии, плотность которого равна

$$dj = \frac{cu}{4\pi} d\Omega. \quad (1.15)$$

Возьмем на поверхности полости элементарную площадку ΔS (рис. 1.6). Эта площадка посылает в пределах телесного угла $d\Omega = \sin\vartheta d\vartheta d\varphi$ в направлении, образующем с нормалью угол ϑ , поток энергии

$$d\Phi_{\vartheta} = dj\Delta S \cos\theta = \frac{cu}{4\pi} d\Omega\Delta S \cos\theta = \frac{cu}{4\pi} \Delta S \cos\theta \sin\theta d\theta d\varphi. \quad (1.16)$$

По всем направлениям, заключенным в пределах телесного угла 2π , площадка ΔS посылает поток энергии

$$\Delta\Phi_{\vartheta} = \int d\Phi_{\vartheta} = \frac{cu}{4\pi} \Delta S \int_0^{\pi/2} \cos\theta \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi = \frac{c}{4} u \Delta S. \quad (1.17)$$

Вместе с тем поток энергии, испускаемый площадкой, можно найти, умножив энергетическую светимость R^* на ΔS : $\Delta\Phi_{\vartheta} = R^* \Delta S$. Сравнение с (1.17) дает, что

$$R^* = \frac{c}{4} u. \quad (1.18)$$

Равенство (1.18) должно выполняться для каждой спектральной составляющей излучения. Отсюда вытекает, что

$$f(\omega, T) = \frac{c}{4} u(\omega, T). \quad (1.19)$$

Эта формула связывает испускательную способность абсолютно черного тела с равновесной плотностью энергии теплового излучения.

1.5. Закон Стефана – Больцмана и закон Вина

Теоретическое объяснение законов излучения абсолютно черного тела имело огромное значение в истории физики: оно привело к понятию квантов энергии.

Долгое время попытки получить теоретически вид функции $f(\omega, T)$ не давали общего решения задачи. Стефан (1879 г.), анализируя экспериментальные данные, пришел к выводу, что энергетическая свети-

мость R любого тела пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры. Однако последующие более точные измерения показали ошибочность его выводов. Больцман (1884 г.), исходя из термодинамических соображений, получил теоретически для энергетической светимости абсолютно черного тела следующее выражение:

$$R^* = \int_0^{\infty} f(\omega, T) d\omega = \sigma T^4, \quad (1.20)$$

где σ – постоянная величина; T – абсолютная температура. Таким образом, заключение, к которому Стефан пришел для нечерных тел (с абсолютно черными телами он не экспериментировал), оказалось справедливым лишь для абсолютно черных тел.

Соотношение (1.20) между энергетической светимостью абсолютно черного тела и его абсолютной температурой получило название закона Стефана – Больцмана. Константу σ называют постоянной Стефана – Больцмана. Ее экспериментальное значение равно $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} / (\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$.

Вин (1893 г.), воспользовавшись, кроме термодинамики, электромагнитной теорией, показал, что функция спектрального распределения должна иметь следующий вид:

$$f(\omega, T) = \omega^3 F\left(\frac{\omega}{T}\right), \quad (1.21)$$

где F – некоторая функция отношения частоты к температуре.

Согласно формуле (1.13) для функции $\varphi(\lambda, T)$ получается выражение

$$\varphi(\lambda, T) = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \left(\frac{2\pi c}{\lambda}\right)^3 F\left(\frac{2\pi c}{\lambda T}\right) = \frac{1}{\lambda^5} \Psi(\lambda, T), \quad (1.21a)$$

где $\Psi(\lambda, T)$ – некоторая функция произведения λT .

Соотношение (1.21a) позволяет установить зависимость между длиной волны λ_m , на которую приходится максимум функции $\varphi(\lambda, T)$ и температурой. Продифференцируем это соотношение по λ :

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{1}{\lambda^5} T \Psi'(\lambda, T) - \frac{5}{\lambda^6} \Psi(\lambda, T) = \frac{1}{\lambda^6} [\lambda T \Psi'(\lambda, T) - 5\Psi(\lambda, T)]. \quad (1.22)$$

Выражение в квадратных скобках представляет собой некоторую функцию $\Psi(\lambda, T)$. При длине волны λ_m , соответствующей максимуму функции $\varphi(\lambda, T)$, выражение (1.22) должно обращаться в нуль:

$$\left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{\lambda=\lambda_m} = \frac{1}{\lambda_m^6} \Psi(\lambda_m T) = 0. \quad (1.23)$$

Из опыта известно, что λ_m конечно ($\lambda_m \neq \infty$). Поэтому должно выполняться условие: $\Psi(\lambda_m T) = 0$. Решение последнего уравнения относительно неизвестного $\lambda_m T$ дает для этого неизвестного некоторое число, которое мы обозначим буквой b . Таким образом, получается соотношение

$$T\lambda_m = b, \quad (1.24)$$

которое носит название *закона смещения Вина: длина волны, на которую приходится максимум излучательной способности абсолютно черного тела, обратно пропорциональна его абсолютной температуре:*

$$\lambda_m = \frac{b}{T}. \quad (1.25)$$

Экспериментальное значение константы b равняется следующему:
 $b = 2,90 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К} = 2,90 \cdot 10^7 \text{ А} \cdot \text{К}$.

1.6. Формула Рэля – Джинса

Рэлей и Джинс сделали попытку определить равновесную плотность излучения $u(\omega, T)$, исходя из теоремы классической статистики о равномерном распределении энергии по степеням свободы. Они предположили, что на каждое электромагнитное колебание приходится в среднем энергия, равная двум половинкам kT – одна половинка на электрическую, вторая – на магнитную энергию волны (напомним, что по классическим представлениям на каждую колебательную степень свободы приходится в среднем энергия, равная двум половинкам kT).

Равновесное излучение в полости представляет собой систему стоячих волн. С учетом возможных видов поляризации количество стоячих волн, отнесенное к единице объема полости, определяется формулой

$$dn_\omega = \frac{\omega^2 d\omega}{\pi^2 c^3}. \quad (1.26)$$

Как мы уже отмечали, Рэлей и Джинс, исходя из закона равномерного распределения энергии по степеням свободы, приписали каждому коле-

банию энергию $\langle \varepsilon \rangle$, равную kT . Умножив (1.26) на $\langle \varepsilon \rangle$, получим плотность энергии, приходящуюся на интервал частот $d\omega$:

$$u(\omega, T)d\omega = \langle \varepsilon \rangle dn_\omega = kT \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} d\omega. \quad (1.27)$$

Отсюда

$$u(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} kT. \quad (1.28)$$

Перейдя от $u(\omega, T)$ к $f(\omega, T)$, получим выражение для испускающей способности абсолютно черного тела:

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT. \quad (1.29)$$

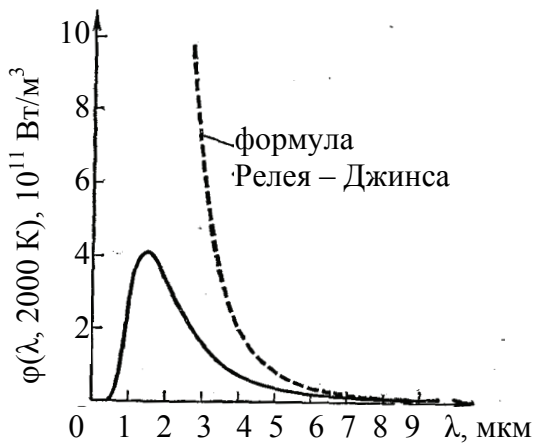


Рис. 1.7

Выражения (1.28) и (1.29) называются формулой Рэля – Джинса. Эта формула удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными лишь при больших длинах волн и резко расходится с опытом для малых длин волн (см. рис. 1.7, на котором сплошной линией изображена экспериментальная кривая, пунктиром кривая, построенная по формуле Рэля – Джинса).

Интегрирование выражения (1.29) по ω в пределах от 0 до ∞ дает для равновесной плотности энергии $u(T)$ бесконечно большое значение. Этот результат, получивший название ультрафиолетовой катастрофы, также находится в противоречии с опытом. Равновесие между излучением и излучающим телом устанавливается при конечных значениях $u(T)$.

1.7. Формула Планка

С классической точки зрения вывод формулы Рэля – Джинса является безупречным. Поэтому расхождение этой формулы с опытом указывало на существование каких-то закономерностей, несовместимых с представлениями классической физики.

В 1900 г. Планку удалось найти вид функции $u(\omega, T)$, в точности соответствующий опытным данным:

$$f(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2c^2} \frac{1}{\exp(\hbar\omega / kT) - 1}. \quad (1.30)$$

Для этого ему пришлось сделать предположение совершенно чуждое классическим представлениям, а именно допустить, что электромагнитное излучение испускается в виде отдельных порций энергии (квантов), величина которых пропорциональна частоте излучения:

$$\varepsilon = \hbar\omega. \quad (1.31)$$

Коэффициент пропорциональности \hbar впоследствии был назван *постоянной Планка*.

Исходя из выдвинутого предположения, Планк получил значение средней энергии излучения частоты ω :

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega / kT) - 1}, \quad (1.32)$$

откуда с учетом (1.26) и следует формула Планка.

Заметим в конце, что для малых частот выражение (1.32) дает классическое $\langle \varepsilon \rangle = kT$.

2. ТОРМОЗНОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ. ФОТОЭФФЕКТ. ФОРМУЛА ЭЙНШТЕЙНА. ФОТОНЫ

2.1. Тормозное рентгеновское излучение

В предыдущей лекции мы говорили, что для объяснения свойств теплового излучения пришлось ввести представление об испускании электромагнитного излучения порциями $\hbar\omega$. Квантовая природа излучения подтверждается также рядом других явлений. Одним из них является существование так называемой *коротковолновой границы* тормозного рентгеновского излучения.

Рентгеновские лучи возникают при бомбардировке быстрыми электронами твердых мишеней.

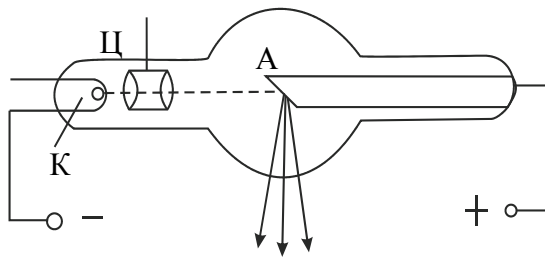


Рис. 2.1

Рентгеновская трубка (рис. 2.1) представляет собой evacuated баллон с несколькими электродами. Нагреваемый током катод K служит источником свободных электронов, испускаемых в результате термоэлектронной эмиссии.

Цилиндрический электрод Γ предназначен для фокусировки электронного пучка. Мишенью является анод A , который называют также антикатодом. Его делают из тяжелых металлов (W , Cu , Pt и т. д.). Ускорение электронов осуществляется высоким напряжением, создаваемым между катодом и антикатодом. Почти вся энергия электронов выделяется на антикатоде в виде тепла (в излучение превращается лишь 1–3% энергии). Поэтому в мощных трубках антикатод приходится интенсивно охлаждать. С этой целью в теле антикатада делаются каналы, по которым циркулирует охлаждающая жидкость (вода или масло).

Если между катодом и антикатодом приложено напряжение U , электроны разгоняются до энергии eU . Попадая в вещество антикатада, электроны испытывают сильное торможение и становятся источником электромагнитных волн. Мощность излучения P пропорциональна квадрату заряда электрона e и квадрату его ускорения a :

$$P \sim e^2 a^2. \quad (2.1)$$

Предположим, что ускорение электрона остается постоянным в течение всего времени торможения τ . Тогда мощность излучения также будет постоянной, и за время торможения электрон излучит энергию

$$E = P\tau \sim e^2 a^2 \tau = \frac{e^2 V_0^2}{\tau}, \quad (2.2)$$

где V_0 – начальная скорость электрона.

Полученный результат показывает, что заметное излучение может наблюдаться лишь при резком торможении быстрых электронов. На рентгеновские трубки подается напряжение до 50 кВ. Пройдя такую разность потенциалов, электрон приобретает скорость, равную $0,4c$ (c – скорость света). Электроны могут быть ускорены также в бетатроне. В бетатроне электроны могут быть ускорены до энергии в 50 МэВ. Скорость электронов при такой энергии составляет $0,99995c$. Направив ускоренный в бетатроне пучок электронов на твердую мишень, получают рентгеновские лучи весьма малой длины волны. Чем меньше длина волны, тем меньше поглощаются лучи в веществе. Поэтому рентгеновские лучи, получаемые на бетатроне, обладают особенно большой проникающей способностью.

При достаточно большой скорости электронов, кроме *тормозного излучения* (обусловленного торможением электронов), возбуждается также *характеристическое излучение* (вызванное возбуждением внутренних электронных оболочек атомов антиматериала). Сейчас нас будет интересовать лишь тормозное излучение. Согласно классической электродинамике при торможении электрона должны возникать волны всех длин – от нуля до бесконечности. Длина волны, на которую приходится максимум мощности излучения, должна

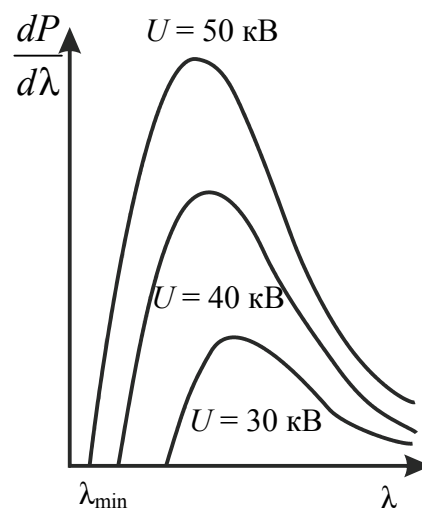


Рис. 2.2

уменьшаться по мере увеличения скорости электронов, т. е. напряжения на трубке U . На рис. 2.2 даны экспериментальные кривые распределения мощности тормозного рентгеновского излучения по длинам волн, полученные для разных значений U . Как видно из рисунка, выводы теории в основном подтверждаются на опыте.

Однако имеется одно принципиальное отступление от требований классической электродинамики. Оно заключается в том, что кривые распределения мощности не идут к началу координат, а обрываются при конечных значениях длины волны λ_{\min} .

Экспериментально установлено, что коротковолновая граница тормозного рентгеновского спектра λ_{\min} связана с ускоряющим напряжением U соотношением

$$\lambda_{\min} = 12390 / U, \quad (2.3)$$

где λ_{\min} выражена в ангстремах (1 ангстрем (Å) составляет 10^{-10} м), а U – в вольтах.

Существование коротковолновой границы непосредственно вытекает из квантовой природы излучения. Действительно, если излучение возникает за счет энергии, теряемой электроном при торможении, то величина излученного кванта $\hbar\omega$ не может превысить энергию электрона eU :

$$\hbar\omega \leq eU.$$

Отсюда получается, что частота излучения не может превысить значения $\omega_{\max} = eU / \hbar$, а следовательно, длина волны не может быть меньше значения

$$\lambda_{\min} = 2\pi c / \omega_{\max} = (2\pi\hbar c / e) / U. \quad (2.4)$$

Таким образом, мы пришли к эмпирическому соотношению (2.3). Найденное из сопоставления формул (2.3) и (2.4) значение \hbar хорошо согласуется со значениями, определенными иными способами. Из всех методов определения \hbar метод, основанный на измерении коротковолновой границы тормозного рентгеновского спектра, считается самым точным.

2.2. Фотоэффект. Формула Эйнштейна

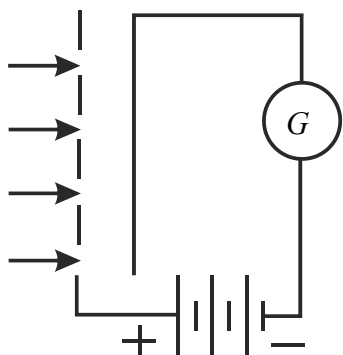


Рис. 2.3

Фотоэлектрическим эффектом или фотоэффектом называется испускание электронов веществом под действием света. Это явление было открыто Г. Герцем в 1887 г. Он заметил, что проскакивание искры между шариками разрядника значительно облегчается, если один из шариков осветить ультрафиолетовыми лучами.

На рис. 2.3 показана схема установки, с помощью которой в 1888–1889 гг. А. Г. Сто-

летов подверг фотоэффект систематическому исследованию. Конденсатор, образованный проволочной сеткой и сплошной пластиной, был включен последовательно с гальванометром G в цепь батареи. Свет, проходя через сетку, падал на сплошную пластину. В результате в цепи возникал ток, регистрировавшийся гальванометром. На основании своих опытов Столетов пришел к следующим выводам:

- 1) наибольшее действие оказывают ультрафиолетовые лучи;
- 2) сила тока возрастает с увеличением освещенности пластины;
- 3) испускаемые под действием света заряды имеют отрицательный знак.

Спустя 10 лет (в 1898 г.) Ленард и Томсон, измерив удельный заряд испускаемых под действием света частиц, установили, что эти частицы являются электронами.

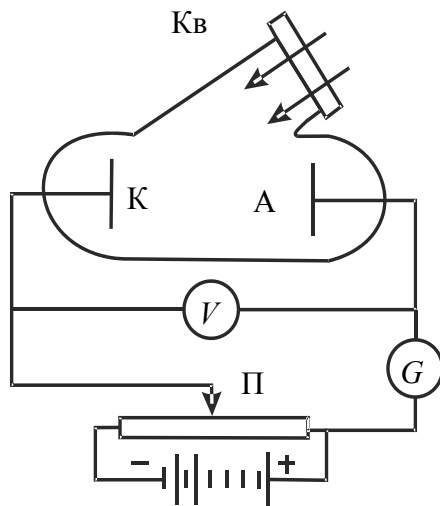


Рис. 2.4

Ленард и другие исследователи усовершенствовали прибор Столетова, поместив электроды в evacuated ball (рис. 2.4). Свет, проникающий через кварцевое окошко Кв, освещает катод К, изготовленный из исследуемого материала. Электроны, испущенные вследствие фотоэффекта, перемещаются под действием электрического поля к аноду А.

В результате в цепи прибора течет фототок, измеряемый гальванометром G . Напряжение между анодом и катодом можно изменять с помощью потенциометра П.

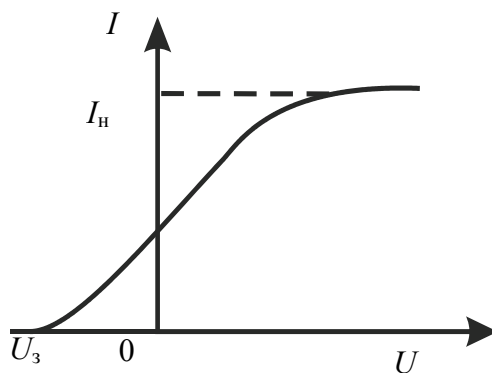


Рис. 2.5

Полученная на таком приборе вольтамперная характеристика (кривая зависимости фототока I от напряжения между электродами U) приведена на рис. 2.5. Естественно, что характеристика снимается при неизменном потоке света Φ . Из этой кривой видно, что при некотором не очень большом напряжении фототок достигает насыщения – все электроны, испущенные катодом, попадают на анод.

Следовательно, сила тока насыщения I_n определяется количеством электронов, испускаемых катодом в единицу времени под действием света.

Пологий ход кривой указывает на то, что электроны вылетают из катода с различными по величине скоростями. Доля электронов, отвечающая силе тока при $U = 0$, обладает скоростями, достаточными для того, чтобы долететь до анода «самостоятельно», без помощи ускоряющего поля. Для обращения силы тока в нуль нужно приложить задерживающее напряжение U_3 (потенциал катода выше потенциала анода). При таком напряжении ни одному из электронов, даже обладающему при вылете из катода наибольшим значением скорости V_m , не удастся преодолеть задерживающее поле и достигнуть анода. Поэтому можно написать, что

$$\frac{1}{2} m V_m^2 = e U_3, \quad (2.5)$$

где m – масса электрона. Таким образом, измерив задерживающее напряжение U_3 , можно определить максимальное значение скорости фотоэлектронов.

К 1905 г. было выяснено, что *максимальная скорость фотоэлектронов не зависит от интенсивности света, а зависит только от его частоты: увеличение частоты приводит к возрастанию скорости*. Установленные экспериментально зависимости не укладываются в рамки классических представлений, например:

1) скорость фотоэлектронов по классическим понятиям должна возрастать с амплитудой, а, следовательно, и с интенсивностью электромагнитной волны;

2) максимальное значение скорости должно наблюдаться при некотором значении частоты ω_0 ; уменьшение или увеличение частоты подаваемого излучения должно приводить к уменьшению скорости электронов.

В 1905 г. А. Эйнштейн показал, что все закономерности фотоэффекта легко объясняются, если предположить, что свет поглощается такими же порциями $\hbar\omega$ (квантами), какими он, по мнению Планка, испускается. По мысли Эйнштейна, энергия, полученная электроном, доставляется ему в виде кванта $\hbar\omega$, который усваивается им целиком. Часть этой энергии, равная работе выхода A , затрачивается на то, чтобы электрон мог покинуть тело (энергия электрона в веществе меньше его энергии снаружи). Если электрон освобождается светом не у самой поверхности, а на некоторой глубине, то часть энергии, равная E' , мо-

жет быть потеряна вследствие случайных столкновений в веществе. Остаток энергии образует кинетическую энергию E_k электрона, покинувшего вещество. Энергия E_k будет максимальна, если $E' = 0$. В этом случае должно выполняться соотношение

$$\hbar\omega = \frac{1}{2}mV_m^2 + A, \quad (2.6)$$

которое называется формулой Эйнштейна для фотоэффекта.

Фотоэффект и работа выхода в сильной степени зависят от состояния поверхности металла (в частности, от находящихся на ней окислов и адсорбированных веществ). Поэтому долгое время не удавалось проверить формулу Эйнштейна с достаточной точностью. В 1916 г. Милликен создал прибор, в котором исследуемые поверхности подвергались очистке в вакууме, после чего измерялась работа выхода и исследовалась зависимость максимальной кинетической энергии фотоэлектронов от частоты света (эта энергия определялась путем измерения задерживающего потенциала U_3). Результаты оказались в полном согласии с формулой (2.6).

Подставив в формулу (2.6) измеренные значения A и $1/2mV_m^2$ (при данной ω), Милликен определил значение постоянной Планка \hbar , которое оказалось совпадающим со значениями, найденными из спектрального распределения равновесного теплового излучения и из коротковолновой границы тормозного рентгеновского спектра.

Из формулы (2.6) вытекает, что в случае, когда работа выхода A превышает энергию кванта $\hbar\omega$, электроны не могут покинуть металл.

Следовательно, для возникновения фотоэффекта необходимо выполнение условия $\hbar\omega \geq A$, или

$$\omega \geq \omega_0 = A / \hbar. \quad (2.7)$$

Соответственно для длины волны получается условие:

$$\lambda \leq \lambda_0 = \frac{2\pi\hbar c}{A}. \quad (2.8)$$

Частота ω_0 или длина волны λ_0 называется *красной границей фотоэффекта*.

Число высвобождаемых вследствие фотоэффекта электронов должно быть пропорционально числу падающих на поверхность квантов света. Вместе с тем световой поток Φ определяется количеством квантов света, падающих на поверхность в единицу времени. В соот-

ветствии с этим ток насыщения I_n должен быть пропорционален падающему световому потоку:

$$I_n \sim \Phi. \quad (2.9)$$

Эта зависимость также подтверждается экспериментально. Заметим, что лишь малая часть квантов передает свою энергию фотоэлектронам. Энергия остальных квантов затрачивается на нагревание вещества, поглощающего свет.

В рассмотренном выше явлении фотоэффекта электрон получает энергию от одного лишь фотона.

Кроме рассмотренного нами *внешнего фотоэффекта* (называемого обычно просто фотоэффектом), существует также *внутренний фотоэффект*, наблюдаемый в диэлектриках и полупроводниках. В этих веществах отсутствуют свободные электроны. Поэтому электрону, чтобы покинуть вещество, необходимо затратить больше энергии. Кроме работы выхода из вещества $A_{\text{вых}}$ ему нужно еще совершить работу для отрыва от атома $A_{\text{ион}}$. Поэтому, если энергия фотона $\hbar\omega$ лежит в интервале $A_{\text{ион}} < \hbar\omega < (A_{\text{ион}} + A_{\text{вых}})$, то в веществе образуется большое количество свободных электронов. Этот эффект используется в ряде приборов, получивших разнообразное применение в науке и технике. В частности, в применяемых для питания аппаратуры солнечных батареях.

2.3. ФОТОНЫ

Чтобы объяснить распределение энергии в спектре равновесного теплового излучения, достаточно, как показал Планк, допустить, что свет только испускается порциями $\hbar\omega$. Для объяснения фотоэффекта достаточно предположить, что свет поглощается такими же порциями. Однако Эйнштейн пошел значительно дальше. Он выдвинул гипотезу, что свет и распространяется в виде дискретных частиц, названных первоначально световыми квантами. Впоследствии эти частицы получили название фотонов.

Непосредственное подтверждение гипотезы Эйнштейна дал опыт Боте. Тонкая металлическая фольга Φ (рис. 2.6) помещалась между двумя газоразрядными счетчиками Сч. Фольга освещалась слабым пучком рентгеновских лучей, под действием которых она сама становилась источником рентгеновских лучей (это явление называется рентгеновской флуоресценцией). Вследствие малой интенсивности

первичного пучка количество квантов, испускаемых фольгой, было невелико. При попадании в него рентгеновских лучей счетчик срабатывал и приводил в действие особый механизм M , делавший отметку на движущейся ленте L . Если бы излучаемая энергия распространялась равномерно во все стороны, как это следует из волновых представлений, оба счетчика должны были бы срабатывать одновременно и отметки на ленте приходились бы одна против другой. В действительности же наблюдалось совершенно беспорядочное положение отметок. Это можно объяснить лишь тем, что в отдельных актах испускания возникают световые частицы, летящие то в одном, то в другом направлении.

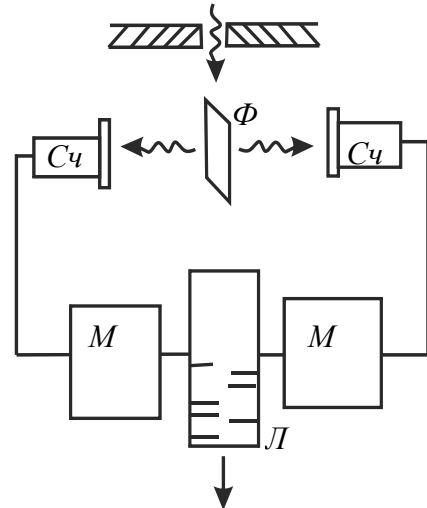


Рис. 2.6

Итак, было экспериментально доказано существование особых световых частиц – фотонов. Энергия фотона определяется его частотой:

$$E = \hbar\omega. \quad (2.10)$$

Электромагнитная волна обладает импульсом. Соответственно должен обладать импульсом и фотон. Чтобы определить импульс фотона, воспользуемся соотношениями теории относительности. Рассмотрим две системы отсчета K и K' , движущиеся друг относительно друга со скоростью V_0 . Оси x и x' направим вдоль V_0 . Пусть в направлении этих осей летит фотон. Энергия фотона в системах K и K' равна соответственно $\hbar\omega$ и $\hbar\omega'$. Частоты ω и ω' связаны соотношением

$$\omega' = \omega \frac{1 - V_0/c}{\sqrt{1 - (V_0/c)^2}}. \quad (2.11)$$

Следовательно,

$$E' = E \frac{1 - V_0/c}{\sqrt{1 - (V_0/c)^2}}. \quad (2.12)$$

Обозначим импульс фотона в системе K символом \vec{p} , в системе K' – символом \vec{p}' . Из соображений симметрии следует, что импульс фотона должен быть направлен вдоль оси x . Поэтому $p_x = p$, $p_x' = p'$. При

переходе от одной системы отсчета к другой энергия и импульс преобразуются по формуле

$$E' = \frac{E - V_0 p_x}{\sqrt{1 - (V_0 / c)^2}}. \quad (2.13)$$

В рассматриваемом нами случае можно заменить в (2.13) p_x через p . Из сопоставления формул (2.13) и (2.12) следует, что

$$E \left(1 - \frac{V_0}{c} \right) = E - V_0 p.$$

Мы написали p вместо p_x . Отсюда:

$$p = \frac{E}{c} = \hbar \omega / c. \quad (2.14)$$

Такое соотношение между импульсом и энергией возможно только для частиц с нулевой массой покоя, движущихся со скоростью c . Таким образом, из квантового соотношения $E = \hbar \omega$ и общих принципов теории относительности вытекает:

- 1) масса покоя фотона равна нулю;
- 2) фотон всегда движется со скоростью c .

Сказанное означает, что фотон представляет собой частицу особого рода, отличную от таких частиц, как электрон, протон и т. п., которые могут существовать, двигаясь со скоростями, меньшими c , и даже покоясь.

Заменив в формуле (2.14) частоту ω через длину волны λ , получим для импульса фотона выражение

$$p = \frac{2\pi\hbar}{\lambda} = \hbar k, \quad (2.15)$$

где k – волновое число. Фотон летит в направлении распространения электромагнитной волны. Поэтому направления импульса p и волнового вектора k совпадают. Следовательно, формулу (2.15) можно написать в векторном виде:

$$\vec{p} = \hbar \vec{k}. \quad (2.16)$$

Пусть на поглощающую свет поверхность падает поток фотонов, летящих по нормали к поверхности. Если плотность фотонов равна n , на единицу поверхности падает в единицу времени nc фотонов. При поглощении каждый фотон сообщает стенке импульс $p = E / c$. Умно-

жив p на nc , получим импульс, сообщаемый в единицу времени единице поверхности, т. е. давление P света на стенку:

$$P = (E / c)nc = En. \quad (2.17)$$

Произведение En равно энергии фотонов, заключенных в единице объема, т. е. плотности электромагнитной энергии w . Таким образом, мы пришли к формуле $P = w$, которая совпадает с выражением для давления, получающимся из электромагнитной теории. Отражаясь от стенки, фотон сообщает ей импульс $2p$. Поэтому для отражающей поверхности давление будет равно $2w$.

В данной лекции мы рассмотрели ряд явлений, в которых свет ведет себя как поток частиц (фотонов). Однако не надо забывать, что такие явления, как интерференция и дифракция света, могут быть объяснены только на основе волновых представлений. Таким образом, *свет обнаруживает корпускулярно-волновой дуализм (двойственность)*: в одних явлениях проявляется его волновая природа, и он ведет себя как электромагнитная волна, в других явлениях проявляется корпускулярная природа света, и он ведет себя как поток фотонов. В дальнейшем мы увидим, что корпускулярно-волновой дуализм присущ не только световым частицам, но и частицам вещества (электронам, протонам, атомам и т. д.).

3. МОДЕЛЬ АТОМА БОРА

3.1. Спектральные закономерности

Изучение спектров излучения сыграло большую роль в познании строения атомов. В первую очередь это касается спектров, обусловленных излучением невзаимодействующих друг с другом атомов. Эти спектры состоят из отдельных узких спектральных линий, и их называют линейчатыми.

Наличие многих спектральных линий указывает на сложность внутреннего строения атома. Изучение атомных спектров послужило ключом к познанию внутренней структуры атомов. Прежде всего, было замечено, что спектральные линии расположены не беспорядочно, а образуют серии линий. Изучая линейчатый спектр *атомарного водорода*, Бальмер (1885 г.) установил некоторую закономерность. Для части линий соответствующие им частоты можно в современных обозначениях представить так:

$$\omega = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right); \quad n = 3, 4, 5, \dots, \quad (3.1)$$

где ω – циклическая частота, соответствующая каждой спектральной линии ($\omega = 2\pi c / \lambda$); R – постоянная, называемая *постоянной Ридберга*:

$$R = 2,07 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}. \quad (3.2)$$

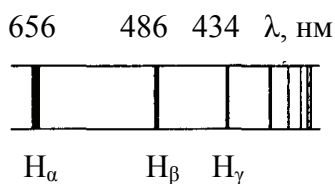


Рис. 3.1

Формулу (3.1) называют формулой *Бальмера*, а соответствующую серию спектральных линий – серией Бальмера (рис. 3.1). Основные линии этой серии находятся в видимой части спектра. Дальнейшие исследования спектра атомарного водорода показали, что имеется еще несколько серий.

В ультрафиолетовой части спектра – *серия Лаймана*:

$$\omega = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right); \quad n = 2, 3, 4, \dots, \quad (3.3)$$

а в инфракрасной части спектра – *серия Пашена*:

$$\omega = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right); \quad n = 4, 5, 6, \dots, \quad (3.4)$$

и так далее.

Все эти серии можно представить в виде *обобщенной формулы Бальмера*:

$$\omega = R \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (3.5)$$

где n_0 – постоянное для каждой серии число: $n_0 = 1$ для серии *Лаймана*, $n_0 = 2$ для серии *Бальмера* и т. д. При заданном n_0 число n принимает все целочисленные значения, начиная с $n_0 + 1$.

Максимальной длине волны серии *Лаймана* (3.3) отвечает $n = 2$, это $\lambda_{\text{макс}} = 2\pi c / \omega_{\text{мин}} = 8\pi c / 3R = 121,6$ нм. Соответствующую спектральную линию называют резонансной линией водорода.

С ростом n частота линий в каждой серии стремится к предельному значению R / n_0^2 , которое называют границей серии (рис. 3.1). За границей серии спектр не обрывается, а становится сплошным. Это прираще не только всем сериям водорода, но и атомам других элементов.

Таким образом, интересующая нас серия Бальмера заключена в спектральном интервале от 365 нм до 656 нм, т. е. все основные линии ее расположены в видимой области спектра.

3.2. Опыты Резерфорда. Ядерная модель атома

Излучение электромагнитных волн возможно при ускоренном движении зарядов. Атом в целом электрически нейтрален. С другой стороны известно, что в состав атома входят отрицательно заряженные электроны. Следовательно, в его состав должны входить также положительно заряженные частицы.

Принятую в настоящее время модель атома предложил Резерфорд, базируясь на результатах своих опытов по рассеянию α -частиц.

В этих опытах очень тонкая золотая фольга облучалась пучком α -частиц с довольно большой энергией. α -частицами называют один из видов частиц, испускаемых некоторыми веществами при радиоактивном распаде. В то время уже были известны масса α -частицы (m_α) и ее положительный заряд, равный удвоенному элементарному заряду (модулю заряда электрона). Проходя сквозь фольгу, α -частицы рас-

сеивались атомами вещества, т. е. отклонялись на некоторый угол от первоначального направления. Регистрация рассеянных частиц осуществлялась по вспышкам света, возникающим при их ударе об экран, покрытый сернистым цинком.

В результате опытов оказалось, что почти все α -частицы проходили сквозь фольгу, отклоняясь на небольшие углы. Однако было небольшое количество α -частиц, которые отклонялись на очень большие углы (почти до 180°). Проанализировав результаты опытов, Резерфорд пришел к выводу, что столь сильное отклонение α -частиц возможно при их взаимодействии с положительно заряженной частью атома, в которой сосредоточена его основная масса.

Размеры этой части можно оценить, если предположить, что α -частица отбрасывается в обратном направлении после «упругого лобового столкновения» с положительно заряженной частью атома. Для этого нужно приравнять кинетическую энергию α -частицы к потенциальной энергии ее взаимодействия с этой частью атома в момент остановки α -частицы:

$$\frac{m_\alpha V^2}{2} = \frac{2eZe}{r_{\min}}, \quad (3.6)$$

где V – скорость α -частицы; $2e$ – ее заряд; Ze – заряд положительной части атома; r_{\min} – минимальное расстояние, на которое α -частица сможет приблизиться к положительной части атома (в атомной физике принято использовать Гауссову систему единиц). Положив в этом равенстве $Z = 79$ (золото), $V = 10^9$ см/с, $m_\alpha = 4 \cdot 1,66 \cdot 10^{-24}$ г = $6,6 \cdot 10^{-24}$ г, получим $r_{\min} \approx 10^{-11}$ см.

Изучая свойства газов с помощью методов кинетической теории, можно определить размеры атомов. Найденные таким способом размеры для всех атомов имеют порядок 10^{-8} см. Таким образом, размер положительной части атома оказался на несколько порядков меньше размера атома.

На основании этих оценок Резерфорд предложил *ядерную (или планетарную) модель атома*. Весь положительный заряд и почти вся масса атома сосредоточены в его *ядре*, размер которого $\approx 10^{-11}$ см, пренебрежимо мал по сравнению с размером атома. Вокруг ядра движутся электроны, занимая огромную по сравнению с ядром область с линейным размером порядка 10^{-8} см.

Однако если принять эту модель, то становится непонятно, почему электроны не падают на ядро. Между электроном и ядром существ-

вует только кулоновская сила притяжения, поэтому электрон не может покоиться. Он должен двигаться вокруг ядра. Но в этом случае, согласно законам классической физики, он должен излучать энергию, причем на всех частотах, что противоречит опыту. Теряя ее, электрон должен упасть на ядро (атом высветится). Оценки показали, что вся его энергия будет излучена за время порядка 10^{-8} с. Это и будет «время жизни» атома.

3.3. Постулаты Бора

Абсолютная неустойчивость планетарной модели Резерфорда и вместе с тем удивительная закономерность атомных спектров, в частности их дискретность, привели Н. Бора к необходимости сформулировать (1913 г.) два важнейших постулата квантовой физики:

1) атом может длительное время находиться только в определенных, так называемых *стационарных состояниях*, которые характеризуются дискретными значениями энергии $E_1, E_2, E_3, E_n \dots$. В этих состояниях, вопреки классической электродинамике, атом не излучает.

2) при переходе атома из стационарного состояния с большей энергией E_2 в стационарное состояние с меньшей энергией E_1 происходит излучение кванта света (фотона) с энергией $\hbar\omega$:

$$\hbar\omega = E_2 - E_1. \quad (3.7)$$

Такое же соотношение выполняется и в случае поглощения, когда падающий фотон переводит атом с низшего энергетического уровня E_1 на более высокий E_2 , а сам исчезает.

Соотношение (3.7) называют правилом частот Бора. Заметим, что переходы атома на более высокие энергетические уровни могут быть обусловлены и столкновением с другими атомами.

Таким образом, атом переходит из одного стационарного состояния в другое скачками (их называют квантовыми). Что происходит с атомом в процессе перехода – этот вопрос в теории Бора остается открытым.

3.4. опыты Франка и Герца

Эти опыты, проведенные в 1913 г. дали прямое доказательство дискретности атомных состояний. Идея опытов заключается в сле-

дующем. При неупругих столкновениях электрона с атомом происходит передача энергии от электрона атому. Если внутренняя энергия атома изменяется непрерывно, то атому может быть передана любая порция энергии. Если же состояния атома дискретны, то его внутренняя энергия при столкновении с электроном должна изменяться также дискретно на значения, равные разности внутренней энергии атома в стационарных состояниях.

Следовательно, при неупругом столкновении электрон может передать атому лишь определенные порции энергии. Измеряя их, можно определить значения внутренних энергий стационарных состояний атома.

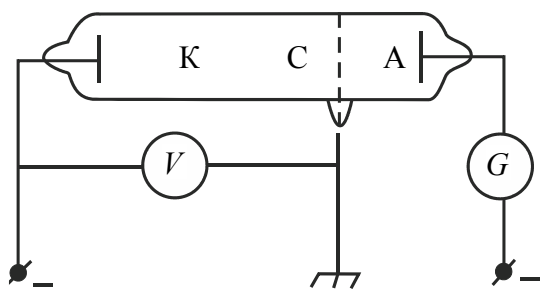


Рис. 3.2

Это и предстояло проверить экспериментально с помощью установки, схема которой показана на рис. 3.2. В баллоне с парами ртути под давлением порядка 1 мм рт. ст. (≈ 130 Па) имелись три электрода: К – катод, С – сетка и А – анод. Электроны, испускаемые горячим катодом вследствие термоэлектронной эмиссии, ускорялись разностью потенциалов V между катодом и сеткой. Величину V можно было плавно менять. Между сеткой и анодом создавалось слабое тормозящее поле с разностью потенциалов около 0,5 В.

Таким образом, если какой-то электрон проходит сквозь сетку с энергией, меньшей 0,5 эВ, то он не долетит до анода. Только те электроны, энергия которых при прохождении сетки больше 0,5 эВ, попадут на анод, образуя анодный ток I , доступный измерению.

В опытах (рис. 3.3) исследовалась зависимость анодного тока I (гальванометром G) от ускоряющего напряжения V (вольтметром V). Полученные результаты представлены на графике. Максимумы соответствуют значениям энергии $E_1 = 4,9$ эВ, $E_2 = 2 E_1$, $E_3 = 3 E_1$ и т. д.

Такой вид кривой объясняется тем, что атомы действительно могут поглощать лишь дискретные порции энергии, равные 4,9 эВ.

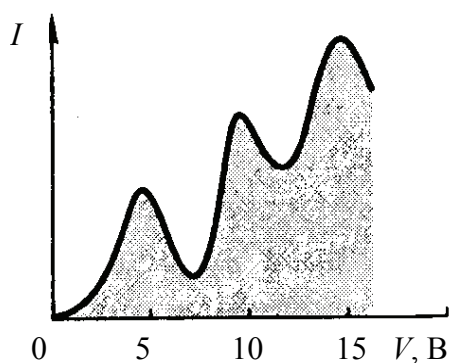


Рис. 3.3

При энергии электронов, меньшей 4,9 эВ, их столкновения с атомами ртути могут быть только *упругими* (без изменения внутрен-

ней энергии атомов), и электроны достигают сетки с энергией, достаточной для преодоления тормозящей разности потенциалов между сеткой и анодом. Когда же ускоряющее напряжение V становится равным 4,9 эВ, электроны начинают испытывать вблизи сетки *неупругие* столкновения, отдавая атомам ртути всю энергию, и уже не смогут преодолеть тормозящую разность потенциалов в пространстве за сеткой. Значит, на анод А могут попасть только те электроны, которые не испытали неупругого столкновения. Поэтому, начиная с ускоряющего напряжения 4,9 В анодный ток I будет уменьшаться.

При дальнейшем росте ускоряющего напряжения достаточное число электронов после неупругого столкновения успевает приобрести энергию, необходимую для преодоления тормозящего поля за сеткой. Начинается новое возрастание силы тока I . Когда ускоряющее напряжение увеличится до 9,8 В, электроны после одного неупругого столкновения (примерно на середине пути, когда они успевают набрать энергию 4,9 эВ) достигают сетки с энергией 4,9 эВ, достаточной для второго неупругого столкновения. При втором неупругом столкновении электроны теряют всю свою энергию и не достигают анода. Поэтому анодный ток I начинает опять уменьшаться (второй максимум на графике). Аналогично объясняются и последующие максимумы.

Из результатов опытов следует, что разница внутренних энергий основного состояния атома ртути и ближайшего возбужденного состояния равна 4,9 эВ, что и доказывает дискретность внутренней энергии атома.

Аналогичные опыты были проведены в дальнейшем с атомами других газов. И для них были получены характерные разности потенциалов, их называют резонансными потенциалами или первыми потенциалами возбуждения. Резонансный потенциал соответствует переходу атома с основного состояния (с минимальной энергией) в ближайшее возбужденное. Для обнаружения более высоких возбужденных состояний была использована более совершенная методика, однако принцип исследования оставался тем же.

Итак, все опыты такого рода приводят к заключению, что состояния атомов изменяются лишь дискретно. Опыты Франка и Герца подтверждают также и второй постулат Бора – правило частот. Оказывается, что при достижении ускоряющего напряжения 4,9 В пары ртути начинают испускать ультрафиолетовое излучение с длиной волны 253,7 нм. Это излучение связано с переходом атомов ртути из первого возбужденного состояния в основное. Действительно, из условия (3.7) следует, что

$$E_2 - E_1 = \frac{2\pi c\hbar}{\lambda} = \frac{2\pi \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot 1,054 \cdot 10^{-27}}{253,7 \cdot 10^{-7} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} = 4,9 \text{ эВ.}$$

Этот результат хорошо согласуется с предыдущими измерениями.

3.5. Боровская модель атома водорода

Чтобы получить согласие с результатами наблюдений, Бор предположил, что электрон в атоме водорода движется только по тем круговым орбитам, для которых его момент импульса

$$M = mvr = n\hbar, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (3.8)$$

где n – квантовые числа; m – масса электрона; v – его скорость; r – радиус орбиты (рассуждения, которые привели Бора к этому предположению мы опустим).

С помощью этого *правила квантования* можно найти радиусы круговых стационарных орбит водорода и водородоподобных систем: ионов атомов с одним оставшимся электроном (H, He⁺, Li⁺⁺ ...) и соответствующие им энергии. Пусть заряд ядра водородоподобной системы равен e . Масса ядра значительно больше массы электрона, поэтому ядро при движении электрона можно считать неподвижным. Следуя Бору, будем предполагать, что электрон движется вокруг ядра по окружности радиуса r .

Согласно 2-му закону Ньютона

$$m \frac{v^2}{r} = \frac{Ze^2}{r^2}. \quad (3.9)$$

Решая совместно (3.8) и (3.9), можно найти радиусы электронных орбит и их скорости на этих орбитах:

$$r_n = \frac{\hbar^2}{mZe^2} n^2; \quad v_n = \frac{Ze^2}{\hbar} \frac{1}{n}. \quad (3.10)$$

Таким образом, радиус первой (ближайшей к ядру) орбиты электрона в атоме водорода (его обозначают обычно r_0 и называют *первым Боровским радиусом*):

$$r_0 = \frac{\hbar^2}{me^2} = 5,29 \text{ нм.} \quad (3.11)$$

Внутренняя энергия атома складывается из кинетической энергии электрона (ядро полагают неподвижным) и потенциальной энергии взаимодействия электрона с ядром. С учетом (3.10) получим:

$$E_n = \frac{mv_n^2}{2} + \left(-\frac{Ze^2}{r_n} \right) = -\frac{mZ^2e^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2}. \quad (3.12)$$

При переходе атома водорода ($Z = 1$) из состояния n_1 в состояние n_2 излучается фотон

$$\hbar\omega = E_{n_1} - E_{n_2} = -\frac{me^4}{2\hbar^2} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right). \quad (3.13)$$

Тогда частота испущенного света

$$\omega = \frac{me^4}{2\hbar^3} \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right). \quad (3.14)$$

Это соответствует обобщенной формуле Бальмера, если постоянная Ридберга определяется

$$R = \frac{me^4}{2\hbar^3}. \quad (3.15)$$

Расчет по этой формуле хорошо согласуется с экспериментально определенным значением.

Схема энергетических уровней (разрешенных значений энергии) атома водорода приведена на рис. 3.4. Там же показаны возможные переходы, сопровождающиеся излучением фотонов определенной частоты.

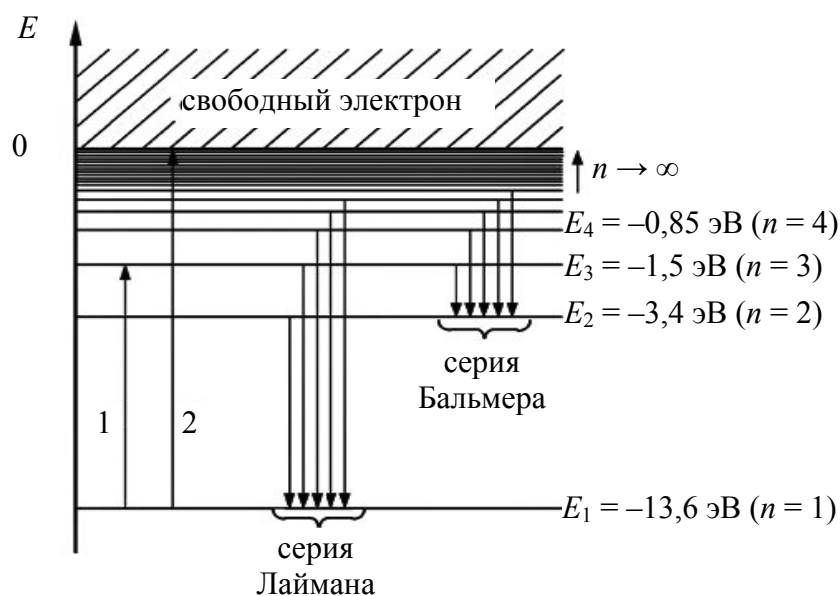


Рис. 3.4

4. ВОЛНОВЫЕ СВОЙСТВА ЧАСТИЦ ВЕЩЕСТВА

4.1. Гипотеза де-Бройля. Волны де-Бройля

Как было сказано ранее, свет (и вообще излучение) имеет двойственную природу: в одних явлениях (интерференция, дифракция и др.) свет проявляет себя как волны, в других явлениях – как частицы. Это и побудило де-Бройля в 1923 г. высказать идею о том, что материальные частицы должны обладать и волновыми свойствами, т. е. распространить подобный корпускулярно-волновой дуализм на частицы с массой покоя, отличной от нуля.

Если с такой частицей связана какая-то волна, можно ожидать, что она распространяется в направлении скорости v частицы. О природе этой волны ничего определенного де-Бройлем не было высказано. Не будем и мы пока выяснять их природу, хотя сразу же подчеркнем, что эти волны не электромагнитные. Они имеют, как мы увидим далее, специфическую природу, для которой нет аналога в классической физике.

Итак, де-Бройль высказал гипотезу, что соотношение для импульса $p = \hbar\omega / c$, относящееся к фотонам, имеет универсальный характер, т. е. частицам можно сопоставить волну, длина которой

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{2\pi\hbar}{p}. \quad (4.1)$$

Эта формула получила название *формулы де-Бройля*, а λ – *дебройлевской длины волны* частицы с импульсом p .

Де-Бройль также предположил, что пучок частиц, падающих на двойную щель, должен за ними интерферировать.

Вторым, независимым от формулы (4.1), соотношением является связь между энергией E частицы и частотой ω дебройлевской волны:

$$E = \hbar\omega. \quad (4.2)$$

В принципе энергия E определена всегда с точностью до прибавления произвольной постоянной (в отличие от ΔE), следовательно, частота ω является принципиально ненаблюдаемой величиной (в отличие от дебройлевской длины волны).

С частотой ω и волновым числом k связаны две скорости – фазовая v_ϕ и групповая u :

$$v_\phi = \frac{\omega}{k} \text{ и } u = \frac{\partial\omega}{\partial k}. \quad (4.3)$$

Умножив числитель и знаменатель обоих выражений на $\hbar c$ с учетом (4.1) и (4.2), ограничившись рассмотрением только нерелятивистского случая, т. е. полагая, что $E = p^2 / 2m$ (кинетическая энергия), получим:

$$v_{\phi} = \frac{E}{p}, \quad u = \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p^2}{2m} \right) = \frac{p}{m} = v. \quad (4.4)$$

Отсюда видно, что групповая скорость равна скорости частицы, т. е. является принципиально наблюдаемой величиной, в отличие от v_{ϕ} — из-за неоднозначности E .

Из первой формулы (3.13.4) следует, что фазовая скорость дебройлевских волн

$$v_{\phi} = \frac{E}{\sqrt{2mE}} = \sqrt{\frac{E}{2m}} = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2m}}, \quad (4.5)$$

т. е. зависит от частоты ω , а значит, дебройлевские волны обладают *дисперсией* даже в вакууме. Далее будет показано, что в соответствии с современной физической интерпретацией фазовая скорость дебройлевских волн имеет чисто символическое значение, поскольку эта интерпретация относит их к числу принципиально ненаблюдаемых величин. Впрочем, сказанное видно и сразу, так как E в (4.5) определена, как уже говорилось, с точностью до прибавления произвольной постоянной.

Установление того факта, что согласно (4.4) групповая скорость дебройлевских волн равна скорости частицы, сыграло в свое время важную роль в развитии принципиальных основ квантовой физики, и в первую очередь в физической интерпретации дебройлевских волн. Сначала была сделана попытка рассматривать частицы как волновые пакеты весьма малой протяженности и таким образом решить парадокс двойственности свойств частиц. Однако подобная интерпретация оказалась ошибочной, так как все составляющие пакет гармонические волны распространяются с разными фазовыми скоростями. При наличии большой дисперсии, свойственной дебройлевским волнам даже в вакууме, волновой пакет «расплывается». Для частиц с массой порядка массы электрона пакет расплывается практически мгновенно, в то время как частица является стабильным образованием.

Таким образом, представление частицы в виде волнового пакета оказалось несостоятельным. Проблема двойственности свойств частиц требовала иного подхода к своему решению.

Вернемся к гипотезе де-Бройля. Выясним, в каких явлениях могут проявиться волновые свойства частиц, если они, эти свойства, действительно существуют. Мы знаем, что независимо от физической природы волн, это интерференция и дифракция. Непосредственно наблюдаемой величиной в них является длина волны. Во всех случаях дебройлевская длина волны определяется формулой (4.1). Проведем с помощью нее некоторые оценки.

Прежде всего, убедимся, что гипотеза де-Бройля не противоречит понятиям макроскопической физики. Возьмем в качестве макроскопического объекта, например, пылинку, считая, что ее масса $m = 1$ мг и скорость $v = 1$ мкм/с. Соответствующая ей дебройлевская длина волны

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2mK}} = 7 \cdot 10^{-20} \text{ см.} \quad (4.6)$$

Т. е. даже у такого небольшого макроскопического объекта, как пылинка, дебройлевская длина волны оказывается неизмеримо меньше размеров самого объекта. В таких условиях никакие волновые свойства, конечно, проявить себя не могут в условиях доступных измерению размеров.

Иначе обстоит дело, например, у электрона с кинетической энергией K и импульсом $p = \sqrt{2mK}$. Его дебройлевская длина волны

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2mK}} = \frac{1,22}{\sqrt{K}} \text{ нм,} \quad (4.7)$$

где K должно быть измерено в электрон-вольтах (эВ). При $K = 150$ эВ, согласно (4.7), дебройлевская длина волны электрона равна $\lambda = 0,1$ нм. Такой же порядок величины имеет постоянная кристаллической решетки. Поэтому, аналогично тому, как в случае рентгеновских лучей, кристаллическая структура может быть подходящей решеткой для получения дифракции дебройлевских волн электронов. Однако гипотеза де-Бройля представлялась настолько нереальной, что довольно долго не подвергалась экспериментальной проверке.

Экспериментально гипотеза де-Бройля была подтверждена в опытах Дэвиссона и Джермера (1927 г.). Идея их опытов заключалась в следующем. Если пучок электронов обладает волновыми свойствами, то можно ожидать, даже не зная механизма отражения этих волн, что их отражение от кристалла будет иметь такой же интерференционный характер, как у рентгеновских лучей.

В одной серии опытов Дэвиссона и Джермера для обнаружения дифракционных максимумов (если таковые есть) измерялось ускоряющее напряжение электронов и одновременно положение детектора D (счетчика отраженных электронов). В опыте использовался монокристалл никеля (кубической системы), сошлифованный так, как показано на рис. 4.1. Если его повернуть вокруг вертикальной оси в положение, соответствующее рисунку, то в этом положении сошлифованная поверхность покрыта правильными рядами атомов, перпендикулярными к плоскости падения (плоскости рисунка), расстояние между которыми $d = 0,215$ нм. Детектор перемещали в плоскости падения, меняя угол θ . При угле $\theta = 50^\circ$ и ускоряющем напряжении $V = 54$ В наблюдался особенно отчетливый максимум отраженных электронов, полярная диаграмма которых показала на рис. 4.2. Этот максимум можно истолковать как интерференционный максимум первого порядка от плоской дифракционной решетки с указанным выше периодом в соответствии с формулой

$$d \sin \theta = \lambda, \quad (4.8)$$

что видно из рис. 4.3. На рисунке каждая жирная точка представляет собой проекцию цепочки атомов, расположенных на прямой, перпендикулярной плоскости рисунка. Период d может быть измерен независимо, например, по дифракции рентгеновских лучей.

Вычисленная по формуле (4.7) дебройлевская длина волны для $V = 54$ В равна $0,167$ нм. Соответствующая же длина волны, найденная из формулы (4.8), равна $0,165$ нм. Совпадение настолько хорошее, что полученный результат следует признать убедительным подтверждением гипотезы де-Бройля.

Другими опытами, подтверждающим гипотезу де-Бройля, были опыты Томсона и Тартаковского. В этих опытах пучок электро-

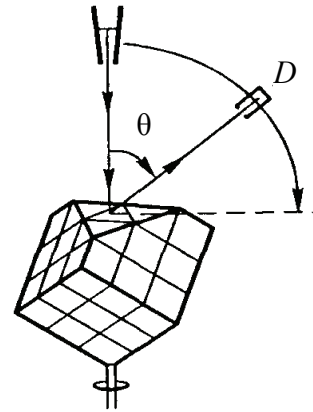


Рис. 4.1

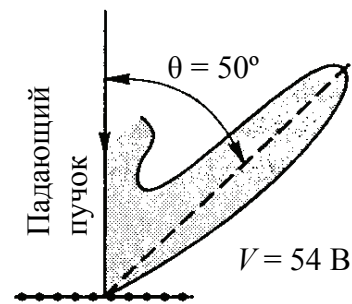


Рис. 4.2

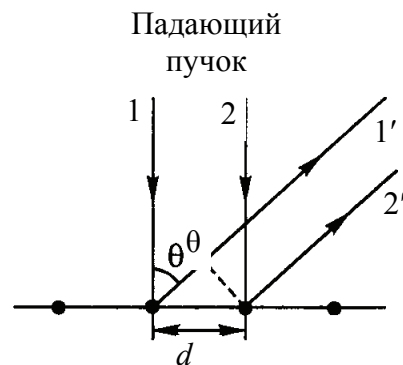


Рис. 4.3

нов пропускаться через поликристаллическую фольгу (по методу Дебая при изучении дифракции рентгеновского излучения). Как и в случае рентгеновского излучения, на фотопластинке, расположенной за фольгой, наблюдалась система дифракционных колец. Сходство обеих картин поразительно. Подозрение, что система этих колец порождается не электронами, а вторичным рентгеновским излучением, возникающим в результате падения электронов на фольгу, легко рассеивается, если на пути рассеянных электронов создать магнитное поле (поднести постоянный магнит). Оно не влияет на рентгеновское излучение. Такого рода проверка показала, что интерференционная картина сразу же искажалась. Это однозначно свидетельствует, что мы имеем дело именно с электронами.

Г. Томсон осуществил опыты с быстрыми электронами (десятки кэВ), П. С. Тарковский – со сравнительно медленными электронами (до 1,7 кэВ).

Для успешного наблюдения дифракции волн на кристаллах необходимо, чтобы длина волны этих волн была сравнима с расстояниями между узлами кристаллической решетки. Поэтому для наблюдения дифракции тяжелых частиц необходимо пользоваться частицами с достаточно малыми скоростями. Соответствующие опыты по дифракции нейтронов и молекул при отражении от кристаллов были проделаны и также полностью подтвердили гипотезу де-Бройля в применении и к тяжелым частицам.

Благодаря этому было экспериментально доказано, что волновые свойства являются универсальным свойством всех частиц. Они не обусловлены какими-то особенностями внутреннего строения той или иной частицы, а отражают их общий закон движения.

Описанные выше опыты выполнялись с использованием пучков частиц. Поэтому возникает естественный вопрос: наблюдаемые волновые свойства выражают свойства пучка частиц или отдельных частиц?

Чтобы ответить на этот вопрос, В. Фабрикант, Л. Биберман и Н. Сушкин осуществили в 1949 г. опыты, в которых применялись столь слабые пучки электронов, что каждый электрон проходил через кристалл заведомо поодиночке, и каждый рассеянный электрон регистрировался фотопластинкой. При этом оказалось, что отдельные электроны попадали в различные точки фотопластинки совершенно беспорядочным на первый взгляд образом (рис. 4.4, *a*).

Между тем при достаточно длительной экспозиции на фотопластинке возникала дифракционная картина (рис. 4.4, б), абсолютно идентичная картине дифракции от обычного электронного пучка. Таким образом доказано, что волновыми свойствами обладают и отдельные частицы.

Таким образом, мы имеем дело с микротомами, которые обладают одновременно как корпускулярными, так и волновыми свойствами. Это позволяет нам в дальнейшем говорить об электронах, но выводы, к которым мы придем, имеют общий смысл и в равной степени применимы к любым частицам.

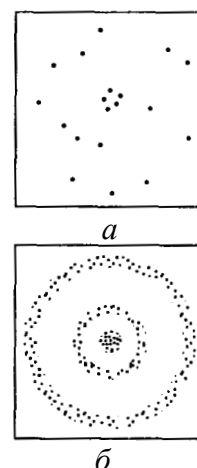


Рис. 4.4

4.2. Парадоксальное поведение микрочастиц

Рассмотренные в предыдущем параграфе эксперименты вынуждают констатировать, что перед нами один из загадочнейших парадоксов: *что означает утверждение «электрон – это одновременно частица и волна»?*

Попробуемся разобраться в этом вопросе с помощью мысленного эксперимента, аналогичного опыту Юнга по изучению интерференции света (фотонов) от двух щелей. После прохождения пучка электронов через две щели на экране образуется система максимумов и минимумов, положение которых можно рассчитать по формулам волновой оптики, если каждому электрону сопоставить дебройлевскую волну.

В явлении интерференции от двух щелей таятся сама суть квантовой теории, поэтому уделим этому вопросу особое внимание.

Если мы имеем дело с фотонами, то парадокс (частица – волна) можно устранить, предположив, что фотон в силу своей специфичности расщепляется на две части (на щелях), которые затем интерферируют.

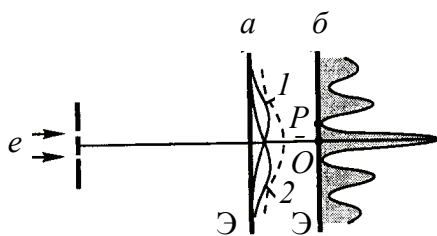


Рис. 4.5

А электроны? Они ведь никогда не расщепляются – это установлено совершенно достоверно. Электрон может пройти либо через щель 1, либо через щель 2 (рис. 4.5). Следовательно, распределение их на экране Э должно быть суммой распределений 1 и 2 (рис. 4.5, а) – оно показано пунктирной кривой.

Хотя логика в этих рассуждениях безупречна, такое распределение не осуществляется. Вместо этого мы наблюдаем совершенно иное распределение (рис. 4.5, б).

Не есть ли это крушение чистой логики и здравого смысла? Ведь все выглядит так, как если бы $100 + 100 = 0$ (в точке P). В самом деле, когда открыта или щель 1 или щель 2, то в точку P приходит, скажем, по 100 электронов в секунду, а если открыты обе щели, то ни одного!..

Более того, если сначала открыть щель 1, а потом постепенно открывать щель 2, увеличивая ее ширину, то по здравому смыслу число электронов, приходящих в точку P ежесекундно, должно расти от 100 до 200. В действительности же – от 100 до нуля.

Если подобную процедуру повторить, регистрируя частицы, например, в точке O (см. рис. 4.5, б), то возникает не менее парадоксальный результат. По мере открывания щели 2 (при открытой щели 1) число частиц в точке O растет не до 200 в секунду, как следовало бы ожидать, а до 400!

Как открывание щели 2 может повлиять на электроны, которые, казалось бы, проходят через щель 1? Дело обстоит так, что каждый электрон, проходя через какую-то щель, «чувствует» и соседнюю щель, корректируя свое поведение. Или подобно волне проходит сразу через обе щели (!?). Ведь иначе интерференционная картина не может возникнуть. Попытка все же определить, через какую щель проходит тот или иной электрон, приводит к разрушению интерференционной картины, но это уже совсем другой вопрос.

Единственный способ «объяснения» этих парадоксальных результатов заключается в создании математического формализма, совместимого с полученными результатами и всегда правильно предсказывающего наблюдаемые явления. Причем, разумеется, этот формализм должен быть внутренне непротиворечивым.

И такой формализм был создан. Он ставит в соответствие каждой частице некоторую комплексную пси-функцию $\Psi(r, t)$. Формально она обладает свойствами классических волн, поэтому ее часто называют *волновой функцией*. Поведение свободной равномерно движущейся в определенном направлении частицы описывает плоская волна де-Бройля

$$\Psi = Ae^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} \quad (4.9)$$

Но более подробно об этой функции, ее физическом смысле и уравнении, которое управляет ее поведением в пространстве и времени, речь пойдет в следующей лекции.

Возвращаясь к поведению электронов при прохождении через две щели, мы должны признать: *тот факт, что в принципе нельзя ответить на вопрос, через какую щель проходит электрон (не разрушая интерференционной картины), несовместим с представлением о траектории. Таким образом, электронам нельзя приписать траектории.*

Однако при определенных условиях, а именно когда дебройлевская длина волны микрочастицы становится очень малой и может оказаться много меньше, например, расстояния между щелями или атомных размеров, понятие траектории снова приобретает смысл. Рассмотрим этот вопрос более подробно и сформулируем более корректно условия, при которых можно пользоваться классической теорией.

4.3. Принцип неопределенности

В классической физике исчерпывающее описание состояния частицы определяется динамическими параметрами, такими как координаты, импульс, момент импульса, энергия и др. Однако реальное поведение микрочастиц показывает, что существует принципиальный предел точности, с которой подобные переменные могут быть указаны и измерены.

Глубокий анализ причин существования этого предела, который называют *принципом неопределенности*, провел В. Гейзенберг (1927 г.). Количественные соотношения, выражающие этот принцип в конкретных случаях, называют *соотношениями неопределенностей*.

Своеобразие свойств микрочастиц проявляется в том, что *не для всех переменных получаются при измерениях определенные значения*. Существуют пары величин, которые не могут быть одновременно определены точно.

Наиболее важными являются два соотношения неопределенностей.

Первое из них ограничивает точности одновременного измерения координат и соответствующих проекций импульса частицы. Для проекции, например, на ось x оно выглядит так:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar. \quad (4.10)$$

Второе соотношение устанавливает неопределенность измерения энергии ΔE за данный промежуток времени Δt :

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar. \quad (4.11)$$

Поясним смысл этих двух соотношений. Первое из них утверждает, что если положение частицы, например, по оси x известно с неопределенностью Δx , то в тот же момент проекцию импульса частицы на эту же ось можно измерить только с неопределенностью $\Delta p = \hbar / \Delta x$. Заметим, что эти ограничения не касаются одновременного измерения координаты частицы по одной оси и проекции импульса – по другой: величины x и p_y , y и p_x и т. д. могут иметь одновременно точные значения.

Согласно второму соотношению (4.11) для измерения энергии с погрешностью ΔE необходимо время, не меньшее, чем $\Delta t = \hbar / \Delta E$. Примером может служить «размытие» энергетических уровней водородоподобных систем (кроме основного состояния). Это связано с тем, что время жизни во всех возбужденных состояниях этих систем порядка 10^{-8} с. Размытие же уровней приводит к уширению спектральных линий (естественное уширение), которое действительно наблюдается. Сказанное относится и к любой нестабильной системе. Если время жизни ее до распада порядка τ , то из-за конечности этого времени энергия системы имеет неустранимую неопределенность, не меньшую, чем $\Delta E \approx \hbar / \tau$.

Укажем еще пары величин, которые не могут быть одновременно точно определены. Это любые две проекции момента импульса частицы. Поэтому *не существует состояния, в котором бы все три и даже какие-либо две из трех проекций момента импульса имели определенные значения.*

Обсудим более подробно смысл и возможности соотношения $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar$. Прежде всего, обратим внимание на то, что оно определяет принципиальный предел неопределенностей Δx и Δp_x , с которыми состояние частицы можно характеризовать классически, т. е. координатой x и проекцией импульса p_x . Чем точнее x , тем с меньшей точностью, возможно установить p_x , и наоборот.

Подчеркнем, что истинный смысл соотношения (4.10) отражает тот факт, что в природе объективно не существует состояний частицы с точно определенными значениями обеих переменных x и p_x . Поскольку измерения проводятся с помощью макроскопических приборов, мы вынуждены приписывать частицам не свойственные им классические переменные. Издержки такого подхода и выражают соотношения неопределенностей.

После того, как выяснилась необходимость описывать поведение частиц волновыми функциями, соотношения неопределенно-

стей возникают естественным образом – как математическое следствие теории.

Считая соотношение неопределенностей (4.10) универсальным, оценим, как бы оно сказалось на движении макроскопического тела. Возьмем очень маленький шарик массой $m = 1$ мг. Определим, например, с помощью микроскопа его положение с погрешностью $\Delta x \approx 10^{-5}$ см (она обусловлена разрешающей способностью микроскопа). Тогда неопределенность скорости шарика $\Delta v = \Delta p / m \approx (\hbar / \Delta x) / m \sim 10^{-19}$ см/с. Такая величина недоступна никакому измерению, а потому и отступление от классического описания совершенно несущественно. Другими словами, даже для такого маленького (но макроскопического) шарика понятие траектории применимо с высокой степенью точности.

Иначе ведет себя электрон в атоме. Грубая оценка показывает, что неопределенность скорости электрона, движущегося по боровской орбите атома водорода, сравнима с самой скоростью: $\Delta v \approx v$. При таком положении представление о движении электрона по классической орбите теряет всякий смысл. И вообще, *при движении микрочастиц в очень малых областях пространства понятие траектории оказывается несостоятельным.*

Вместе с тем, при определенных условиях движение даже микрочастиц может рассматриваться классически, т. е. как движение по траектории. Так происходит, например, при движении заряженных частиц в электромагнитных полях (в электронно-лучевых трубках, ускорителях и др.). Эти движения можно рассматривать классически, поскольку для них ограничения, обусловленные соотношением неопределенностей, пренебрежимо малы по сравнению с самими величинами (координатами и импульсом).

Опыт со щелью. Соотношение неопределенностей (4.10) проявляет себя при любой попытке точного измерения положения или импульса микрочастицы. И каждый раз мы приходим к «неутешительному» результату: уточнение положения частицы приводит к увеличению неопределенности импульса, и наоборот. В качестве иллюстрации такой ситуации рассмотрим следующий пример.

Попытаемся определить координату x свободно движущейся с импульсом p частицы, поставив на ее пути перпендикулярно направлению движения экран со щелью шириной b (рис. 4.6). До прохождения частицы через щель ее

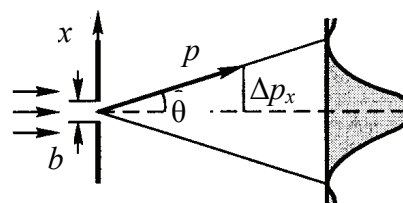


Рис. 4.6

проекция импульса p_x имеет точное значение: $p_x = 0$. Это значит, что $\Delta p_x = 0$, но координата x частицы является совершенно неопределенной согласно (4.10): мы не можем сказать, пройдет ли данная частица через щель.

Если частица пройдет сквозь щель, то в плоскости щели координата x будет зарегистрирована с неопределенностью $\Delta x \approx b$. При этом вследствие дифракции с наибольшей вероятностью частица будет двигаться в пределах угла 2θ , где θ – угол, соответствующий первому дифракционному минимуму. Он определяется условием, при котором разность хода волн от обоих краев щели будет равна λ (это доказывается в волновой оптике):

$$b \sin \theta = \lambda. \quad (4.12)$$

В результате дифракции возникает неопределенность значения p_x – проекции импульса, разброс которого

$$\Delta p_x \approx p \sin \theta. \quad (4.13)$$

Учитывая, что $b \approx \Delta x$ и $p = 2\pi\hbar / \lambda$, получим из двух предыдущих выражений:

$$\Delta x \cdot p_x \approx p\lambda = 2\pi\hbar, \quad (4.14)$$

что согласуется по порядку величины с (4.10).

Таким образом, попытка определить координату x частицы действительно привела к появлению неопределенности Δp в импульсе частицы.

Анализ многих ситуаций, связанных с измерениями, показывает, что измерения в квантовой области принципиально отличаются от классических измерений. В отличие от последних, в квантовой физике существует естественный предел точности измерений. Он в самой природе квантовых объектов и не может быть преодолен никаким совершенствованием приборов и методов измерений. Соотношение (4.10) и устанавливает один из таких пределов. Взаимодействие между микрочастицей и макроскопическим измерительным прибором нельзя сделать сколь угодно малым. *Измерение, например, координаты частицы, неизбежно приводит к принципиально неустраняемому и неконтролируемому искажению состояния микрочастицы, а значит и к неопределенности в значении импульса.*

Некоторые выводы. Соотношение неопределенностей (4.10) является одним из фундаментальных положений квантовой теории. Од-

ного этого соотношения достаточно, чтобы получить ряд важных результатов, в частности:

1) невозможно состояние, в котором частица находилась бы в состоянии покоя;

2) при рассмотрении движения квантового объекта необходимо во многих случаях отказаться от самого понятия классической траектории;

3) часто теряет смысл деление полной энергии E частицы (как квантового объекта) на потенциальную U и кинетическую K . В самом деле, первая зависит от координат, а вторая – от импульса. Эти же динамические переменные не могут иметь одновременно определенного значения.

5. УРАВНЕНИЕ ШРЁДИНГЕРА. КВАНТОВАНИЕ ЭНЕРГИИ И МОМЕНТА ИМПУЛЬСА. АТОМ ВОДОРОДА

5.1. Волновая функция. Уравнение Шрёдингера

В развитие идеи де-Бройля о волновых свойствах вещества Э. Шрёдингер получил в 1926 г. свое знаменитое уравнение. Он сопоставил движению микрочастицы *комплексную* функцию координат и времени, которую назвал *волновой функцией* и обозначил греческой буквой Ψ . Поэтому ее называют также *пси-функцией*. Она характеризует состояние микрочастицы. Физический смысл волновой функции состоит в следующем: *квадрат ее модуля определяет вероятность нахождения частицы в промежутке между точками x и $x + dx$ в момент времени t* . Точнее величина $|\Psi(\vec{r}, t)|^2$ является *плотностью вероятности или плотностью распределения координат частицы*.

Из такого определения следуют свойства волновой функции. Она должна быть *однозначной, непрерывной, гладкой (производная не терпит разрыва), конечной*. Кроме того, она должна подчиняться *условию нормировки* $\int |\Psi|^2 dV = 1$.

Основная задача *физики микрочастиц (волновой или квантовой механики)* как раз и состоит в нахождении волновых функций и связанных с ними физических следствий в самых разнообразных условиях. Для ее решения служит волновое *уравнение Шрёдингера* – *основное уравнение нерелятивистской квантовой механики*. (Заметим, что одним из решений этого уравнения в свободном пространстве должна быть плоская волна де-Бройля (4.9)).

Особое значение в квантовой механике имеют *стационарные состояния*, в которых все *наблюдаемые физические параметры* не меняются с течением времени. Оказывается, что в стационарных состояниях

$$\Psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r})e^{-i\omega t}, \quad (5.1)$$

где частота ω постоянна, а функция $\psi(\vec{r})$ не зависит от времени. Эта независимая от времени часть волновой функции может быть найдена из *уравнения Шрёдингера для стационарных состояний*

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right) + U(\vec{r})\psi = E\psi, \quad (5.2)$$

где m – масса частицы; E – ее энергия; $U(\vec{r})$ – функция, которая в случае стационарных состояний имеет смысл потенциальной энергии частицы.

Энергия частицы E входит в уравнение в качестве параметра. В теории дифференциальных уравнений доказывается, что уравнения вида (5.2) имеют решения, удовлетворяющие стандартным условиям, не при любых значениях параметра E , а лишь при некоторых избранных значениях. Эти избранные значения называются *собственными значениями энергии*. Решения (значения волновой функции), соответствующие собственным значениям E , называются *собственными функциями*. Совокупность собственных значений называется *спектром величины* (энергии). Если эта совокупность образует дискретную последовательность, спектр называется *дискретным*, если же непрерывную последовательность – *непрерывным* или *сплошным*.

Таким образом, из основных положений квантовой механики без каких-либо дополнительных предположений следует *квантование* (дискретность) энергии.

5.2. Частица в бесконечно глубокой потенциальной яме

Рассмотрим квантование энергии на простейшем примере движения частицы, находящейся в бесконечно глубокой одномерной потенциальной яме. Пусть частица может двигаться только вдоль оси x , где движение ограничено непроницаемыми для частицы стенками: $x = 0$ и $x = l$. Потенциальная энергия равна нулю при $0 \leq x \leq l$ и обращается в бесконечность при $x < 0$ и $x > l$.

Поскольку волновая функция в этом случае будет зависеть только от x , уравнение Шрёдингера будет иметь вид

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0. \quad (5.3)$$

За пределы потенциальной ямы частица попасть не может. Поэтому вероятность обнаружить там частицу, а, следовательно, и волновая функция в этих областях равна нулю. Из условия непрерывности следует, что и на границах ямы она равна нулю:

$$\psi(0) = \psi(l) = 0. \quad (5.4)$$

В области, где ψ не равна тождественно нулю, уравнение (5.3) примет вид

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0. \quad (5.5)$$

Введя обозначение

$$k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E, \quad (5.6)$$

получим уравнение

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + k^2\psi = 0, \quad (5.7)$$

решение которого будет иметь вид

$$\psi(x) = A \sin(kx + \alpha). \quad (5.8)$$

Из первой части условия (5.4) следует $\alpha = 0$. Вторая часть этого условия:

$$\psi(l) = A \sin(kl) = 0. \quad (5.9)$$

Она будет выполнена лишь в случае, если

$$kl = \pm n\pi; \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (5.10)$$

откуда, приняв во внимание (5.6), найдем собственные значения энергии частицы

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} n^2; \quad n = 1, 2, 3, \dots. \quad (5.11)$$

Спектр энергии оказался дискретным.

Оценим «расстояния» между соседними уровнями. Разность энергий между двумя соседними уровнями:

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} (2n+1) \approx \frac{\pi^2 \hbar^2}{ml^2} n. \quad (5.12)$$

Если оценить эту величину для молекулы газа в сосуде ($m \sim 10^{-26}$ кг, $l \sim 10$ см), получим $\Delta E_n \approx 10^{-25} n$ Дж $\approx 10^{-20} n$ эВ. Столь густо расположенные энергетические уровни будут практически восприниматься как сплошной спектр энергии, так что, хотя квантование энергии в принципе будет иметь место, на характере движения молекул это сказываться не будет. Аналогичный результат получим, если рассмотреть поведение

свободных электронов в металле (те же размеры ямы, $m \sim \approx 10^{-30}$ кг, $\Delta E_n \approx 10^{-21} n$ Дж $\approx 10^{-16} n$ эВ). Однако, совсем другой результат получится для электрона, если область, в пределах которой он может двигаться, будет порядка атомных размеров ($\sim \approx 10^{-10}$ м). В этом случае

$$\Delta E_n \approx 10^{-3} n \text{ Дж} \approx 10^2 n \text{ эВ},$$

так что дискретность энергетических уровней будет весьма заметна.

5.3. Атом водорода

Рассмотрим систему, называемую водородоподобным атомом, состоящую из неподвижного ядра с зарядом Ze и движущегося вокруг него электрона (при $Z = 1$ – это атом водорода). Потенциальная энергия электрона представляет собой в этом случае сферически симметричную функцию

$$U = -\frac{Ze^2}{r}. \quad (5.13)$$

Такой случай не предусматривался теорией Бора. В ней движение электрона вокруг ядра происходило по плоским орбитам. Но в квантовой механике, в которой нет представления о движении электронов по орбитам, нет препятствий для реализации сферически симметричных состояний атома. Поэтому уравнение Шрёдингера целесообразно записать в сферической системе координат: r, ϑ, φ . Решая это уравнение, получим, что собственные значения энергии могут принимать: 1) любые положительные значения; 2) дискретные отрицательные значения, равные

$$E_n = -\frac{mZ^2 e^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2}; n = 1, 2, 3, \dots \quad (5.14)$$

Случай $E > 0$ соответствует электрону, пролетающему вблизи ядра и удаляющемуся на бесконечность. Случай $E < 0$ – электрону, связанному с ядром. Заметим, что полученное выражение (5.14) совпадает с соответствующей формулой теории Бора (3.12). Однако в квантовой механике эти значения получаются из решения основного уравнения без введения каких-либо дополнительных предположений.

Собственные функции уравнения Шрёдингера оказываются от трех целочисленных параметров, которые принято обозначать n, l, m ,

и распадаются на два множителя, один из которых зависит только от r , другой – от углов ϑ, φ

$$\Psi_{nlm} = R_{nl}(r)Y_{lm}(\vartheta, \varphi). \quad (5.15)$$

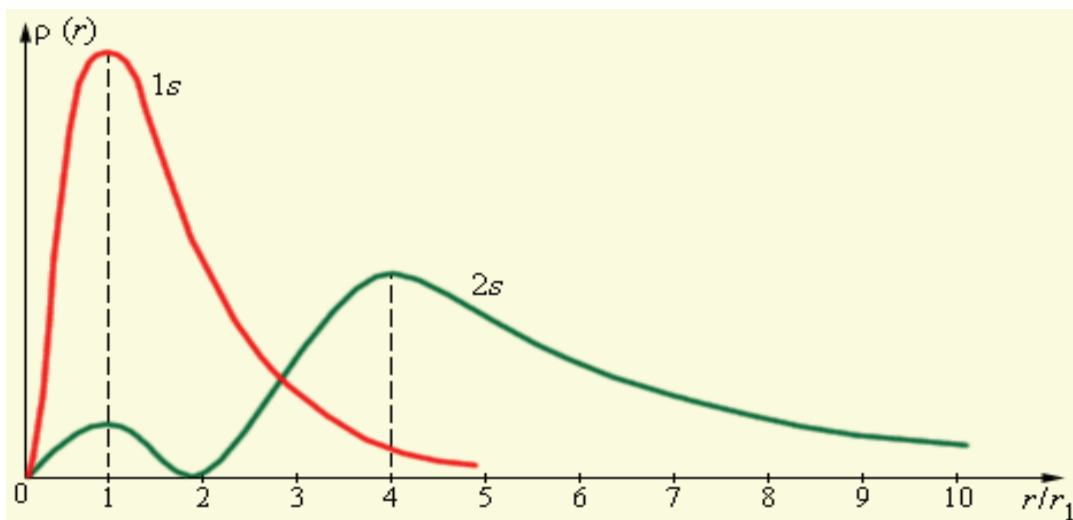
Параметры n, l называются *квантовыми числами*. Параметр n называется *главным квантовым числом* и совпадает с номером уровня энергии в (5.15). Параметр l называется *азимутальным (или орбитальным) квантовым числом* и может при заданном n принимать значения

$$l = 0, 1, 2, \dots, (n - 1). \quad (5.16)$$

Параметр m – *магнитное квантовое число* может иметь значения

$$m = -l, -l + 1, \dots, -1, 0, +1, \dots, l - 1, l. \quad (5.17)$$

Используя условие нормировки и вид Ψ -функции (5.17) и проинтегрировав ее по всем возможным углам ϑ, φ , можно найти вероятность обнаружить электрон на расстоянии от ядра. На рисунке приведены графики плотности вероятности для атома водорода для состояний $1s$ ($n = 1, l = 0$) и $2s$ ($n = 2, l = 0$), r_1 – первый боровский радиус. Пунктирами отмечены радиусы соответствующих боровских орбит. Из рисунка видно, что эти радиусы совпадают с наиболее вероятными расстояниями электрона от ядра. Следовательно, в квантовой механике радиус первой боровской орбиты надо истолковать как такое расстояние от ядра, на котором вероятность обнаружения электрона максимальна. Таким образом, атом водорода можно представить в виде сферически симметричного электронного облака, в центре которого находится ядро.



Из уравнения Шрёдингера следует также, что квантованным будет и момент импульса электрона. Поскольку, как уже говорилось ранее, все три проекции момента импульса одновременно не могут быть определены, то вычисляют модуль момента импульса M и его проекцию на одну из осей M_z

$$M = \hbar\sqrt{l(l+1)}; M_z = m\hbar. \quad (5.18)$$

Из этих формул вытекает, что $M_z < M$. Следовательно, направление момента импульса не может совпадать с выделенным в пространстве направлением. Это согласуется с тем обстоятельством, что направление механического момента в пространстве является неопределенным.

При переходе атома из одного состояния в другое изменяется его энергия, что сопровождается излучением или поглощением фотона. Так как фотон имеет не равный нулю момент импульса, то момент импульса атома должен соответственно измениться. Поэтому возможны только такие переходы, при которых азимутальное квантовое число изменяется на единицу

$$\Delta l = \pm 1.$$

6. МНОГОЭЛЕКТРОННЫЕ АТОМЫ. СПИН ЭЛЕКТРОНА. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ УРОВНЯМ

6.1. Спин электрона

В атоме водорода (или водородоподобном) энергия атома определяется только главным квантовым числом n и не зависит от двух других квантовых чисел. Это связано с тем, что электрическое поле ядра атома – кулоновское, т. е. обратно пропорционально квадрату расстояния. В многоэлектронных атомах ситуация меняется. Например, в атомах щелочных металлов внешний (валентный) электрон находится в электрическом поле атомного остова, включающего в себя ядро и внутренние электроны. Это поле уже не будет обратно пропорционально квадрату расстояния до центра. Благодаря этому получается зависимость энергии электрона не только от главного квантового числа n , но и от орбитального числа l . С этим связано отличие энергетического спектра, а, следовательно, и спектра испускания щелочных металлов от водородного.

Исследование спектров щелочных металлов при помощи приборов с большой разрешающей способностью показало еще одно их отличие от спектра водорода. Оказалось, что спектральные линии щелочных металлов имеют так называемую *дублетную структуру*, т. е. каждая линия состоит из двух очень близко расположенных. Примером может служить желтый дублет натрия, состоящий из двух линий с длинами волн 589,0 нм и 589,6 нм. То же относится и к другим линиям. Для описания этой структуры трех квантовых чисел оказалось недостаточно – потребовалось *четвертое квантовое число*.

Это явилось главным мотивом, послужившим американским ученым Дж. Уленбеку и С. Гаудсмиту в 1925 г. для введения гипотезы о *спине электрона*. Суть ее состоит в том, что у электрона есть не только момент импульса, связанный с перемещением его как целого вокруг ядра. Электрон имеет также *собственный* или *внутренний механический момент*, названный *спином* (от английского слова to spin – вертеться). Первоначально Уленбек и Гаудсмит предполагали, что спин обусловлен вращением электрона вокруг своей оси, напоминая в этом смысле классический волчок. Существовавшая в то время мо-

дель атома получила еще большее сходство с Солнечной системой. Однако от такого модельного представления пришлось по ряду причин отказаться. В 1928 г. П. Дирак показал, что спин электрона содержится в его теории Электрона, основанной на *релятивистском волновом уравнении*. Таким образом, *спин электрона оказался квантово-релятивистским эффектом, не имеющим классического толкования*. Затем концепция спина была распространена на другие элементарные частицы.

Величина собственного момента импульса M_s и его проекции на выделенное направление M_{sz} определяются *спиновым квантовым числом s и магнитным спиновым квантовым числом m_s* :

$$M_s = \hbar\sqrt{s(s+1)}; \quad M_{sz} = m_s\hbar. \quad (6.1)$$

Для электрона $s = 1/2$, $m_s = \pm s = \pm 1/2$.

Рассмотрим на примере атома натрия, как наличие спина объясняет дублетную структуру линий. Можно показать, что момент атомного остатка, включающего в себя ядро и внутренние электроны, равен нулю. Поэтому момент атома натрия равен моменту валентного электрона, а он, в свою очередь, складывается из орбитального и спинового моментов. Сложение этих моментов осуществляется по квантовым законам. Полный механический момент определяется квантовым числом j :

$$M_j = \hbar\sqrt{j(j+1)}; \quad j = (l + s), |l - s|. \quad (6.2)$$

Таким образом, энергия данного состояния зависит от главного квантового числа n и от квантового числа l и различается для случая «параллельной» и «антипараллельной» ориентации орбитального и спинового моментов, что приводит к небольшому различию в энергиях излученных фотонов.

6.2. Принцип Паули. Распределение электронов в атоме по энергетическим уровням

В отличие от макроскопических тел однотипные частицы микромира (электроны и др.) обладают совершенно одинаковыми свойствами: у них одинаковы масса, электрический заряд, спин и др. В связи с этим возникает вопрос, как отличить одну частицу от другой. Рассмотрим систему из двух электронов. С классической точки зрения электрон движется по определенной траектории, так что возможно

проследить за движением каждого. Обнаружив электрон в какой-то последующий момент времени, можно сказать, будет это электрон 1 или электрон 2. С изложенной точки зрения одинаковые частицы принципиально различимы или индивидуализированы.

Иначе обстоит дело с точки зрения квантовой механики, отвергающей классическое представление о движении частицы по траектории. Состояние системы частиц описывается в квантовой механике волновой функцией, которой дается вероятностное толкование. Обнаружив в какой-то момент времени один из электронов, невозможно решить, будет это электрон 1 или 2. Одинаковые частицы принципиально неразличимы или обезличены. Это положение можно сформулировать в виде принципа тождественности одинаковых частиц: *в системе одинаковых частиц реализуются только такие состояния, которые не меняются при перестановке местами двух любых частиц.*

Отсюда следует положение, высказанное в 1925 г. швейцарским физиком В. Паули, которое носит название *принципа Паули*: *в квантовомеханической системе не могут находиться две тождественные частицы с полуцелым спином.* Этот принцип дает объяснение периодической повторяемости свойств атомов.

Состояние электрона определяется четырьмя квантовыми числами: главным n , орбитальным l , магнитным m_l , магнитным спиновым m_s . Из принципа Паули следует, что *в атоме не может быть двух электронов, имеющих одинаковыми все четыре квантовых числа.* Учитывая возможные значения квантовых чисел, можно найти, что при заданном значении главного квантового числа n количество электронов, у которых отличаются остальные квантовые числа равно $2n^2$.

6.3. Периодическая система элементов Менделеева

Высказанное положение объясняет построение периодической системы химических элементов Д. И. Менделеева. В основе систематики химических элементов лежит заряд ядра. Если за единицу принять элементарный заряд e , то заряд ядра будет выражаться целым числом, которое принято обозначать Z . Это число определяет номер химического элемента в периодической системе и число электронов в атоме. Свойства же элемента зависят, прежде всего, от числа электронов в электронной оболочке и от ее строения. Химические свойства элемента определяются наружными электронами электронной оболочки.

Совокупность электронов атома с заданным значением главного квантового числа образуют *электронный слой*. Слои принято обозначать прописными буквами латинского алфавита K, L, M, N, \dots . Совокупность электронов с заданными значениями n и l образует *оболочку*. Оболочкой называется группа состояний, близких друг к другу по энергии. Электроны из одной оболочки отличаются друг от друга по энергии гораздо меньше, чем электроны из различных оболочек.

Рассмотрим теперь, как меняются электронные конфигурации при переходе от одного атома к другому в порядке возрастания их атомных номеров Z . При возрастании Z на единицу увеличивается заряд ядра, а к электронной оболочке атома добавляется один электрон. При этом вновь получаемая конфигурация из $Z + 1$ электронов должна обладать наименьшей энергией. Однако, в состоянии с наименьшей энергией, соответствующей состоянию с $n = 1$, могут находиться только два электрона, у которых не совпадают все квантовые числа, т. е. не являющихся тождественными. Поэтому только у водорода и гелия в основном состоянии электроны находятся на K -слое ($n = 1$). Когда же в атоме появляется третий электрон (литий), он не может находиться в состоянии с $n = 1$ и начинается заполнение L -слоя ($n = 2$), который может содержать уже $2l + 1$ электронов. Заполнение L -слоя заканчивается на неоне. И так далее. Таким образом, идет заполнение электронных оболочек, начиная с низшей.

Квантовая теория объясняет происхождение периодического закона Д. И. Менделеева. В химическую связь вступают только те электроны, которые при сближении атомов могут изменить свое состояние. Такие электроны называют *валентными*, и они находятся на внешних оболочках атомов. Атомы с одинаковым числом валентных электронов ведут себя сходным образом, проявляя близкие химические, оптические, электрические и магнитные свойства.

Размеры всех атомов имеют один и тот же порядок величины $\sim 10^{-10}$ м, возрастание порядкового номера почти не сказывается на размере атома. Это объясняется тем, что, с одной стороны, с ростом заряда ядра усиливается притяжение к нему электронов, что должно вести к уменьшению размеров атома. С другой же стороны, из-за принципа Паули увеличение числа электронов приводит к заполнению состояний с большим удалением электронов от ядра, что ведет к увеличению размеров атома. Компенсация этих двух факторов как раз и приводит к тому, что размеры атомов остаются одного порядка.

6.4. Характеристическое рентгеновское излучение

При переходе с одного энергетического уровня на другой атомы излучают (или поглощают) электромагнитную энергию. Если это переходы внешних электронов, то излучение имеет частоты в оптическом диапазоне. Но атомы излучают не только при переходах внешних электронов. Атом можно возбудить и путем удаления одного из электронов внутренней заполненной оболочки, например, бомбардируя атом пучком электронов с достаточной энергией. После такого возбуждения атом будет излучать при электронных переходах с более высоких оболочек в освободившееся состояние. Такое излучение находится в рентгеновском диапазоне, т. е. имеет гораздо бóльшую частоту. Оно называется *характеристическим*, поскольку зависит от вида энергетического спектра атома, т. е. зависит от вещества.

7. ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ МОЛЕКУЛ. ЭНЕРГИЯ МОЛЕКУЛЫ. МОЛЕКУЛЯРНЫЕ СПЕКТРЫ

При образовании молекулы атомы утрачивают свою индивидуальность за счет формирования химических связей и их внешние электронные оболочки претерпевают сильные изменения. Электроны внутренних оболочек при объединении атомов в молекулу остаются в прежних состояниях. Для точного описания свойств молекулы ее удобнее рассматривать как систему из непрерывно колеблющихся ядер, а также электронов, которые быстро движутся вокруг ядер, создавая электронное облако. При этом оказывается, что молекулярные характеристики определяются потенциальной энергией U взаимодействия ядер и электронов (это взаимодействие заключается главным образом в кулоновском притяжении между ядрами и электронами и в отталкивании ядер и соответственно электронов друг от друга).

Для молекул каждого вещества существует такое расположение ядер атомов, при котором потенциальная энергия молекулы U минимальна. Это расположение соответствует равенству сил притяжения и отталкивания и называется равновесным. Однако ядра вследствие колебаний постоянно перемещаются около положений равновесия.

Кроме того, молекула может вращаться относительно ее центра масс.

Простейшей молекулой является молекула водорода, состоящая из двух атомов водорода. В ее состав входят два ядра атомов водорода и два электрона. Вследствие взаимодействия между электронами образуется ковалентная химическая связь, при которой электроны движутся около обоих ядер. Квантово-механическую теорию ковалентной связи в молекуле водорода разработали в 1927 году Вальтер Гайтлер и Фриц Лондон. Им удалось решить уравнение Шрёдингера для системы, состоящей из двух ядер и двух электронов. Получающиеся из этого уравнения собственные значения энергии оказываются зависящими от расстояния между ядрами R (рис. 7.1). Пунктирной линией изображена энергия атома при параллельной ориентации спинов электронов, а сплошной – при антипараллельной ориентации. Образование молекулы возможно лишь при сближении атомов с антипараллельными спинами. Асимптотическое значение энергии, к которому стремится энергия молекулы при $R \rightarrow 0$, для обеих кривых одинаково и равно сумме энергий изолированных атомов.

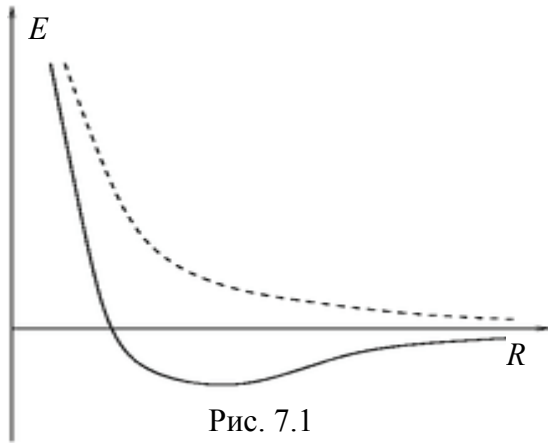


Рис. 7.1

Аналогично обстоит дело и с другими двухатомными молекулами. Энергия, обусловленная электронной конфигурацией (электронная энергия), имеет минимум при некотором значении R_0 . Изменение электронной конфигурации приводит к изменению кривой зависимости электронной энергии от расстояния между ядрами атомов R .

Таким образом, движение системы происходит в потенциальной яме, а, следовательно, энергетический спектр дискретен.

В первом приближении отдельные виды молекулярных движений – движение электронов, колебания и вращение молекулы – можно считать независимыми друг от друга. Поэтому полную энергию молекулы можно представить в виде

$$E = E_e + E_k + E_p, \quad (7.1)$$

где E_e – энергия, обусловленная электронной конфигурацией (электронная энергия); E_k – энергия, соответствующая колебаниям молекулы (колебательная или вибрационная энергия); E_p – энергия, связанная с вращением молекулы (вращательная или ротационная энергия).

Малым параметром задачи является отношение массы электрона m к массе ядра M . Электронное слагаемое E_e не зависит от этого отношения, колебательное E_k пропорционально $\sqrt{m/M}$, вращательное E_p пропорционально m/M . Поэтому расстояние между вращательными уровнями значительно меньше расстояния между колебательными уровнями, которое в свою очередь значительно меньше расстояния между электронными уровнями $\Delta E_e \gg \Delta E_k \gg \Delta E_p$. Следовательно, схема энергетических уровней двухатомной молекулы выглядит так, как показано на рис. 7.2, т. е. электронный уровень расщепляется на несколько колебательных, каждый из которых, в свою очередь, расщепляется на вращательные.

Таким образом, одному и тому же изменению электронного состояния соответствуют различные изменения колебательной и вращательной энергии. Поэтому при переходах между состояниями с различными энергиями на одно и то же значение ΔE_e могут накладываться

дываться мало отличающиеся друг от друга ΔE_k и ΔE_p . Это приводит к излучению (или поглощению) фотонов мало отличающихся по частоте. Поэтому при наблюдении спектров излучения (или поглощения) с помощью приборов с небольшой разрешающей способностью эти спектры представляются состоящими из отдельных полос (*полосатые спектры*).

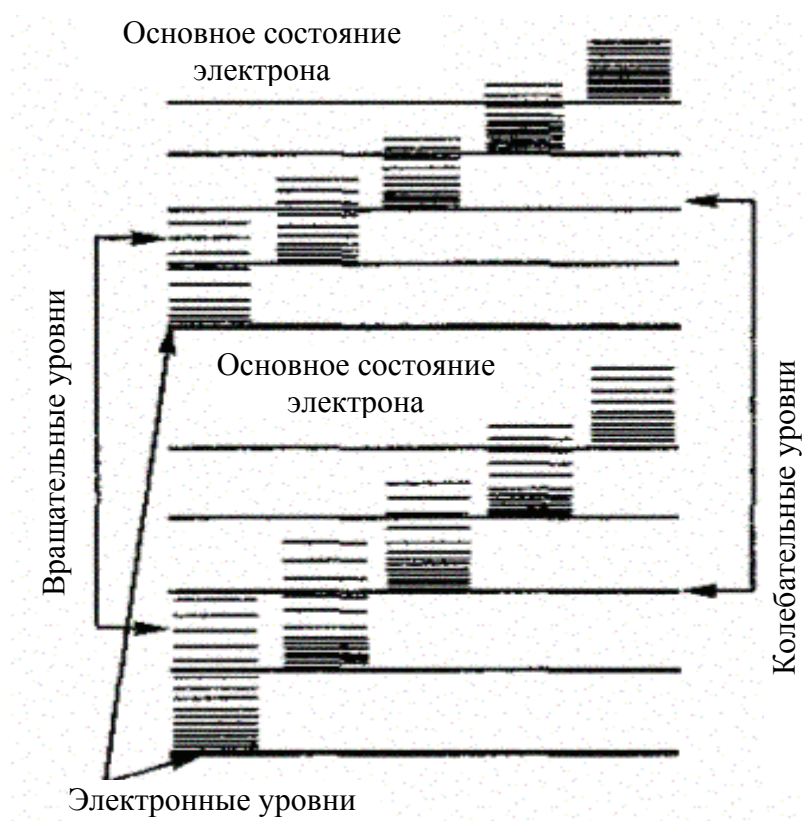


Рис. 7.2

ОГЛАВЛЕНИЕ

1. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ. ФОРМУЛА ПЛАНКА	3
1.1. Тепловое излучение и люминесценция	3
1.2. Характеристики излучения и излучающего тела	4
1.3. Закон Кирхгофа	7
1.4. Равновесная плотность энергии излучения	9
1.5. Закон Стефана – Больцмана и закон Вина	11
1.6. Формула Рэлея – Джинса	13
1.7. Формула Планка	14
2. ТОРМОЗНОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ. ФОТОЭФФЕКТ. ФОРМУЛА ЭЙНШТЕЙНА. ФОТОНЫ	16
2.1. Тормозное рентгеновское излучение	16
2.2. Фотоэффект. Формула Эйнштейна	18
2.3. Фотоны	22
3. МОДЕЛЬ АТОМА БОРА	26
3.1. Спектральные закономерности	26
3.2. Опыты Резерфорда. Ядерная модель атома	27
3.3. Постулаты Бора	29
3.4. Опыты Франка и Герца	29
3.5. Боровская модель атома водорода	32
4. ВОЛНОВЫЕ СВОЙСТВА ЧАСТИЦ ВЕЩЕСТВА	34
4.1. Гипотеза де-Бройля. Волны де-Бройля	34
4.2. Парадоксальное поведение микрочастиц	39
4.3. Принцип неопределенности	41
5. УРАВНЕНИЕ ШРЁДИНГЕРА. КВАНТОВАНИЕ ЭНЕРГИИ И МОМЕНТА ИМПУЛЬСА. АТОМ ВОДОРОДА	46
5.1. Волновая функция. Уравнение Шрёдингера	46
5.2. Частица в бесконечно глубокой потенциальной яме	47
5.3. Атом водорода	49

6. МНОГОЭЛЕКТРОННЫЕ АТОМЫ. СПИН ЭЛЕКТРОНА. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ УРОВНЯМ	52
6.1. Спин электрона	52
6.2. Принцип Паули. Распределение электронов в атоме по энергетическим уровням.....	53
6.3. Периодическая система элементов Менделеева.....	54
6.4. Характеристическое рентгеновское излучение	56
7. ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ МОЛЕКУЛ. ЭНЕРГИЯ МОЛЕКУЛЫ. МОЛЕКУЛЯРНЫЕ СПЕКТРЫ	57

Учебное издание

Почтенный Артем Евгеньевич

ФИЗИКА

В 6-ти частях

Часть 5

ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ

Тексты лекций

Редактор *А. С. Аристова*
Компьютерная верстка *А. С. Аристова*
Корректор *А. С. Аристова*

Издатель:

УО «Белорусский государственный технологический университет».

Свидетельство о государственной регистрации издателя,
изготовителя, распространителя печатных изданий

№ 1/227 от 20.03.2014.

Ул. Свердлова, 13а, 220006, г. Минск.