

Конспект лекций по курсу общей физики. Часть III
“Оптика. Квантовые представления о свете.
Атомная физика и физика ядра”
Лекция № 12

8. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОСНОВАНИЯ ФИЗИКИ АТОМА (продолжение)

8.5. Развитие теории Бора. Пространственное квантование

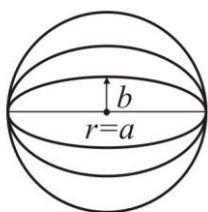


Рис.11

Теория Бора ограничивается рассмотрением только круговых орбит. Однако известно, что энергия частицы, движущейся по эллипсу, определяется только величиной его большой полуоси a (рис.11) и не зависит от эксцентриситета эллипса. Следовательно, при $r = a$ энергия электрона одна и та же, число стационарных состояний оказывается больше, чем дает теория Бора. Зоммерфельд сделал предположение, что орбиты электронов не лежат в одной плоскости, они по-

разному сориентированы в пространстве.

Таким образом, характеристики состояния электрона в атоме следует ввести не одно, а несколько квантовых чисел. А именно: столько, сколько степеней свободы имеет электрон. Движение электрона в пространстве является движением с тремя степенями свободы, появляются три квантовых числа: n , l и m , которые полностью определяют поведение волновой функции ψ **в пространстве**.

n – главное квантовое число,

l – орбитальное (азимутальное) квантовое число,

m – магнитное квантовое число.

Прежде, чем обсудить физическое содержание квантовых чисел, заметим, что их значения определены сложными правилами, которые являются следствиями уравнения Шредингера и условий, налагаемых на волновую функцию ψ .

1. Главное квантовое число n .

Уровни энергии, соответствующие различным квантовым состояниям, зависят только от n :

$$E_n = \frac{m_e Z^2 e^4}{8 \varepsilon_0^2 h^2 n^2},$$

поэтому n и называется главным квантовым числом. Электронные орбиты образуют слои, название слоев определяется числом n (таблица №1).

Таблица №1

Главное квантовое число, n	1	2	3...
Слой	K	L	M

Кроме того, число n задает размер орбиты: радиус r боровской круговой орбиты и большую полуось a эллиптической орбиты:

$$r_n = a_n = A \cdot n^2, \quad A = \frac{h^2 \varepsilon_0}{\pi m_e Z e^2} \quad (10)$$

2. Орбитальное квантовое число l .

Совместно с n определяет форму орбиты. Малая полуось

$$b_{n,l} = \frac{l+1}{n} a_n, \quad b_{n,l} = A(l+1)n. \quad (11)$$

l принимает значения $0, 1, 2, \dots, (n-1)$ для каждого n , состояние с $l=0$ называют s состоянием, остальные – в таблице №2.

Таблица №2

l	0	1	2	3...
Состояние	s	p	d	f

Определим форму орбит для различных состояний атома водорода.

Таблица №3

	n	l	s $l=0$	p $l=1$	d $l=2$	f $l=3$	...	Слой
1) $n=1$		$l=0$	$a=A$	$b=A$				
2) $n=2$		$l=0$	$a=4A$	$b=2A$				M
		1	$a=4A$	$b=4A$				
3) $n=3$		$l=0$	$a=9A$	$b=3A$				L
		1	$a=9A$	$b=6A$				
		2	$a=9A$	$b=9A$				
								K

Поскольку каждому возможному значению энергии соответствует в возбужденном состоянии ($n>1$) несколько орбит, состояния получили название **вырожденных**. *Все состояния за исключением низшего вырождены.*

3. Магнитное квантовое число m .

Магнитное квантовое число определяет ориентацию электронной орбиты относительно направления магнитного поля. В квантовой механике строго доказано, что существует **пространственное квантование**: вектор момента импульса L электрона имеет лишь такие ориентации в пространстве (рис.12), при которых проекция L_H вектора L на направление внешнего магнитного поля H принимает квантованные, целочисленные значения,

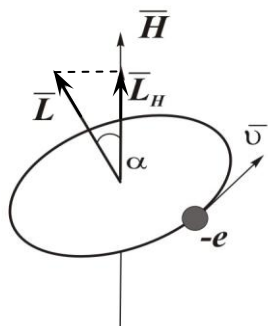


Рис.12

кратные $\frac{h}{2\pi}$:

$$L_H = m \frac{h}{2\pi}, \quad (12)$$

где m – магнитное квантовое число, которое может принимать следующие значения:

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm l$$

(l – орбитальное квантовое число).

Рассмотрим возможные ориентации вектора L . Если $m = 1$ (рис.13), то возможными оказываются три ориентации вектора момента импульса, из которых одна соответствует совпадению направлений l и H , вторая – углу 90° между ними, третья ориентация, при которой l и H противоположны. При $m = 2$ таких ориентаций 5, при $m = 3$ возможных ориентаций 7. **Магнитное квантовое число принимает $(2l + 1)$ возможных значений, т. е. нечетное число.** При этом электроны рассматриваются как «размазанные» в пространстве и образуют вокруг ядра электронное облако.

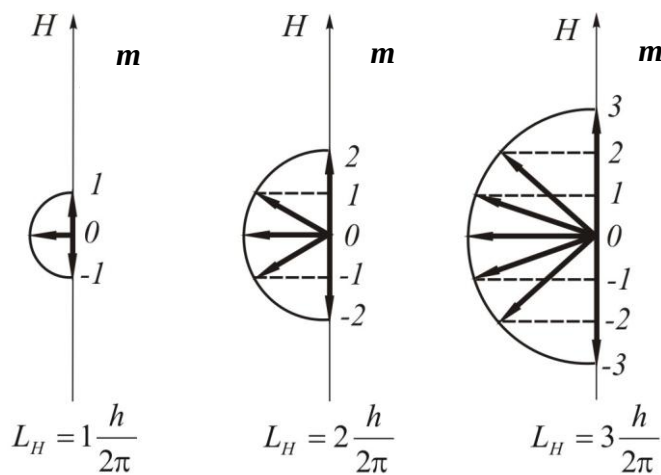


Рис.13

С точки зрения квантовой механики **квантовые числа n , l и m создают различные квантовые состояния атома водорода, для которых получается различное распределение электронной плотности.**

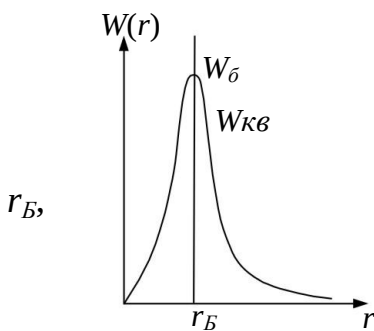


Рис.14

По теории Бора вероятность W обнаружить электрон в состоянии с $n=1$ отлична только на расстоянии r_B от ядра (т. е. на окружности боровского радиуса r_B). Согласно же квантовой механике, эта вероятность лишь достигает максимума на расстоянии но она отлична от нуля во всем пространстве. Резкой границы атома не существует (рис.14).

Таким образом, **боровские орбиты электрона представляют собой геометрические места точек, в которых с наибольшей вероятностью может быть**

обнаружен электрон.

4. Спиновое квантовое число s .

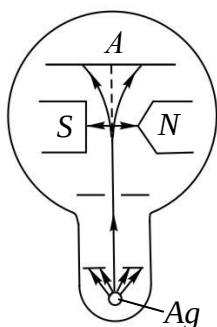


Рис. 15

В 1922г. О.Штерн и В.Герлах поставили опыт с целью проверки теоретической формулы пространственного квантования проекции магнитного момента атома серебра. Исследовалось прохождение атомов в сильно неоднородном магнитном поле (рис.15). С классической точки зрения, направление механического, а следовательно, и магнитного момента, может быть любым и поэтому можно ожидать непрерывное распределение значений вектора L_H . Наблюдаемое распределение представляет собой только 2 компоненты – параллельную магнитному полю и антипараллельную. Это не согласуется с предсказанием

нечетного числа компонент.

Для объяснения этого результата можно предположить, что у электрона имеется **собственный механический момент L_s , называемый спином**, и соответствующий ему **собственный магнитный момент L_{ms}** (рис.16). Модельное наглядное объяснение – вращение заряженного электрона вокруг собственной оси. В действительности, **спин электрона следует рассматривать как некоторое особое свойство частиц, подобно тому, как частицы имеют массу, заряд, они имеют еще и спин.**

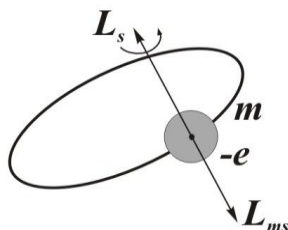


Рис.16

Спин является квантуемой величиной

$$L_s = s \frac{h}{2\pi}, \quad (13)$$

где $s = \pm \frac{1}{2}$ **квантовое число собственного механического момента** электрона.

Взаимодействие орбитального и спинового магнитных моментов определяют ориентацию орбиты электрона в пространстве.

Т. о. состояние каждого электрона в атоме определяется четверкой квантовых чисел.

8.6. Многоэлектронные атомы

Для решения вопроса о распределении электронов в атоме по возможным квантовым состояниям используются два принципа.

1. **Принцип Паули.** В атоме не может быть более одного электрона с заданной комбинацией квантовых чисел n, l, m и s .

2. В нормальном состоянии атома каждый электрон занимает квантовое состояние с наинизшей возможной энергией, но при соблюдении предыдущего ограничения.

Перейдем к изучению электронного строения атомов. Воспользуемся правилом: **в каждом слое осуществляется $2n^2$ состояний, т. е. в каждом слое**

находится $2n^2$ электронов. В $K(n = 1)$ слое – 2 эл, в $L(n = 2)$ слое 8 эл, в $M(n = 3)$ слое – 18 эл и т.д.

Подразделение возможных состояний электрона в атоме на оболочки показано в таблице №4. Для наглядности вместо обозначений $s = \pm \frac{1}{2}$ используются символы $\uparrow\downarrow$.

Таблица №4

Обо лочка	n	l	m	s	Сост ояние	Число электронов
K	1	0	0	$\uparrow\downarrow$	$1s^2$	2
L	2	0	0	$\uparrow\downarrow$	$2s^2$	8
		1	-1	$\uparrow\downarrow$	$2p^6$	
			0	$\uparrow\downarrow$		
M	3	1	+1	$\uparrow\downarrow$	$3p^6$	18
			0	$\uparrow\downarrow$		
			+1	$\uparrow\downarrow$		
		2	-2	$\uparrow\downarrow$	$3d^{10}$	
			-1	$\uparrow\downarrow$		
			0	$\uparrow\downarrow$		
			+1	$\uparrow\downarrow$		
			+2	$\uparrow\downarrow$		

1. В слое (оболочке) K два электрона отличаются значениями спинового квантового числа. По правилам квантования $l = 0$, $m = 0$. Символ состояния $1s^2$.

2. В слое L $n = 2$, но l принимает два значения, это означает, что имеется 2-е подоболочки, т. е. осуществляются состояния $2s$ и $2p$. Учитывая значение магнитного квантового числа m , в s состоянии находится 2 эл, а в p -6.

3. Эти же правила работают и далее.

Атомная физика, квантовая теория атома полностью объяснила периодическую систему элементов, периодическую повторяемость свойств атомов.

Рекомендую внимательно изучить соответствующую таблицу распределения электронов в атомах в вузовских учебниках по физике.

8.7. Рентгеновские лучи

В 1895 году немецкий ученый лауреат Нобелевской премии В.Рентген открыл лучи, названные впоследствии его именем, которые сыграли огромную роль в развитии атомной физики.

Рентгеновские лучи возникают всегда, когда поток электронов с большой кинетической энергией падает на какое-либо твердое вещество. Для их получения

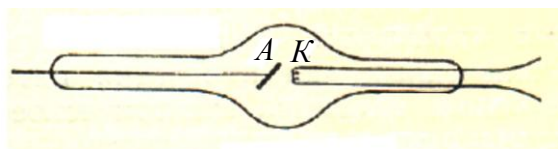


Рис.17

применяются несколько видов рентгеновских трубок. В трубке низкого давления (рис.17) нагреваемый ток катод K служит источником свободных электронов благодаря термоэлектронной эмиссии. Анод A является

мишенью, его называют еще **антикатодом**. Его делают из тяжелых металлов (W, Cu, Pt и т.д.). Ускорение электронов осуществляется высоким напряжением между катодом и анодом.

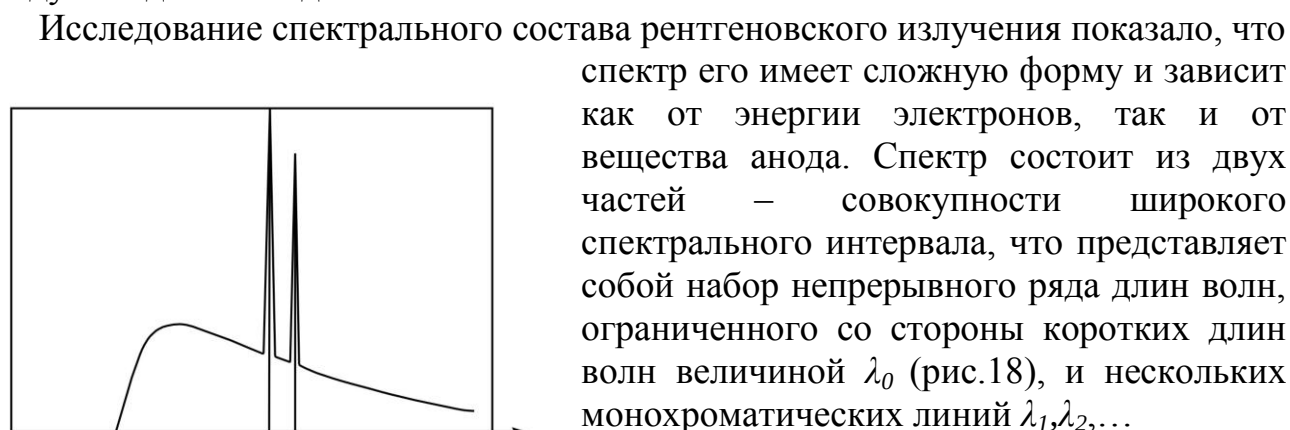


Рис.18. Распределение и интенсивность в спектре рентгеновского излучения.

Исследование спектрального состава рентгеновского излучения показало, что спектр его имеет сложную форму и зависит как от энергии электронов, так и от вещества анода. Спектр состоит из двух частей – совокупности широкого спектрального интервала, что представляет собой набор непрерывного ряда длин волн, ограниченного со стороны коротких длин волн величиной λ_0 (рис.18), и нескольких монохроматических линий $\lambda_1, \lambda_2, \dots$

Характер непрерывного спектра зависит только от энергии бомбардирующих электронов. Электроны резко тормозятся вблизи атомных ядер мишени, по Максвеллу такие электроны должны излучать коротковолновые импульсы. По этой причине непрерывный рентгеновский спектр называется **тормозным спектром**.

При прохождении электрического поля (между электродами) электрон будет обладать энергией eV (V – разность потенциалов между катодом и анодом), при торможении вся эта предельная энергия переходит в энергию кванта. По закону сохранения энергии

$$\begin{aligned} h\nu_0 &= eV \\ h\frac{c}{\lambda_0} &= eV \\ \lambda_0 &= \frac{hc}{eV}, \end{aligned} \quad (14)$$

это граница тормозного излучения.

Характеристическое излучение оказалось подобным оптическим спектрам, состоит из несколько серий.

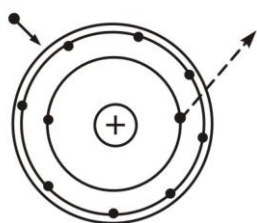


Рис.19а

Механизм излучения был предложен Косселем в 1916 году. Когда электрон, имеющий достаточно большую энергию, приближается к атому мишени, он способен выбить электрон с орбиты, для которой $n = 1$. В результате такого процесса в K слое появляется **дырка**, вакантное квантовое состояние (рис.19а). после этого один из электронов из более далеких оболочек перейдет в освободившееся более низкое энергетическое состояние. Разность энергий начального и конечного состояний $E_2 - E_1$ будет излучаться в виде фотона энергии $h\nu$, появляется одна из линий характеристического излучения.

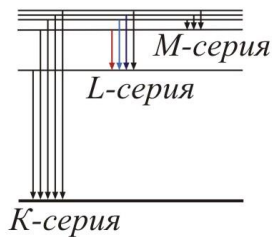


Рис.19б

Если вырывается один из двух электронов K -слоя, то освободившееся место может быть занято электроном из какого-либо внешнего слоя (L , M , N и т.д.). При этом в спектре возникает K -серия. Аналогично возникают и другие серии. Серия K всегда сопровождается остальными сериями, т. к. при ее испускании освобождаются уровни в слоях L , M и т.д., которые будут, в свою очередь, заполняться электронами из более высоких слоев (рис. 19б).

Характеристический спектр различен для различных элементов, поэтому естественно предположить, что существует связь длины волны λ или частоты ν рентгеновского излучения и его порядкового номера Z в таблице элементов. Английский физик Мозли в 1913 году получил эмпирическую формулу

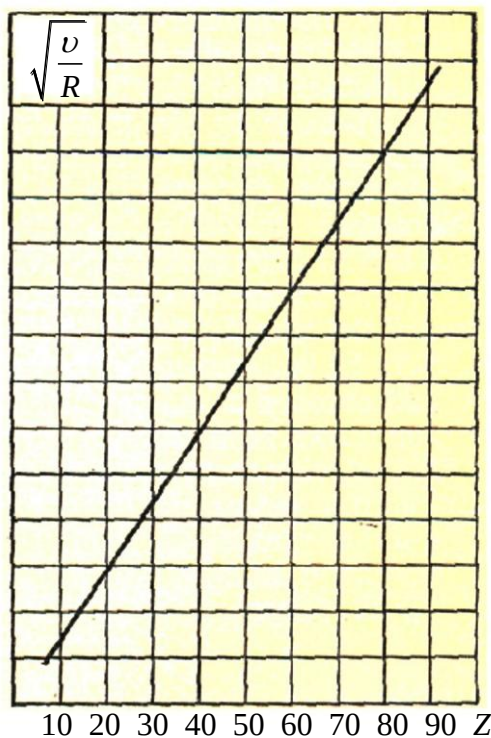


Рис.20. Диаграмма Мозли для линии K_{α} .

$$\nu = R(z - \alpha)^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (15)$$

где α – const, своя для каждой серии ($\alpha_K = 1$, $\alpha_L = 7,5$),

R – постоянная Ридберга.

Альфа называется **постоянной экранирования**. Смысл ее заключается в следующем, электроны атома находятся под действием ядра, притяжение которого несколько ослабевает под действием остальных электронов его окружающих.

Закон Мозли для всех серий рентгеновского спектра устанавливает линейную связь между квадратным корнем из обратной длины волны спектральных линий и атомным номером элемента. Эта связь позволяет по измеренной длине волны точно установить атомный номер данного элемента, а следовательно, – заряд его ядра (рис.20).

Следует отметить особое значение закона Мозли. Расположение элементов в периодической системе, основанное на атомных весах и химических свойствах элементов, далеко не во всех случаях было сделано с полной уверенностью, (в различных частях таблицы были пустые

места). Закон Мозли показал с полной определенностью, что между водородом и ураном должно существовать ровно 92 типа атомов с различными атомными номерами. Это помогло открытию ряда элементов.