

О СТРОЕНИИ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ.

Н. Бор
Копенгаген
(Получено июль 1913 года)

— — $\diamond \diamond \diamond$ — —

Русский перевод взят из сборника: Н. Бор “Избранные научные труды”
Под редакцией И.А. Тамма М. Наука, 1970, стр. 107.

— — $\diamond \diamond \diamond$ — —

ЧАСТЬ ВТОРАЯ

Системы, содержащие только одно ядро

§ 1. Общие допущения

Поскольку мы следуем теории Резерфорда, будем считать, что атомы элементов состоят из положительно заряженного ядра, окруженного ро-ем электронов. В ядре сосредоточена основная часть массы атома, а его размеры чрезвычайно малы по сравнению с расстояниями между окружающими его электронами.

Как и в предыдущей части работы, мы примем, что рой электронов образован последовательным связыванием ядром электронов, ранее почти покоящихся; при этом связывание сопровождается излучением энергии. Это происходит до тех пор, пока общий отрицательный заряд связанных электронов становится равным положительному заряду ядра. Система, следовательно, становится нейтральной и уже не в состоянии действовать с заметной силой на электроны, расстояния которых от ядра

велики по сравнению с размерами орбит связанных электронов. Рассмотрим в качестве примера такого процесса образование атомов гелия из α -частиц, которые согласно принятому здесь взгляду, представляют собой ядра атомов гелия.

Благодаря ограниченному размеру ядра его внутреннее строение не будет оказывать заметного влияния на структуру электронного роя, а поэтому не будет сказываться на обычных физических и химических свойствах атома. Последние зависят только от общего заряда и массы ядра: внутреннее строение ядра влияет только на явление радиоактивности.

Из результатов опытов по рассеянию α -лучей Резерфорд ¹ установил, что заряд ядра соответствует числу электронов в атоме, равному примерно половине атомного веса. Этот результат, по-видимому, совпадает с результатом вычисления числа электронов в атоме из опытов по рассеянию рентгеновских лучей. ² Совокупность всех экспериментальных данных подтверждает гипотезу, ³ что действительное число электронов в нейтральном ядре за некоторым исключением равно числу, указывающему место данного элемента в системе элементов, расположенных по возрастающим атомным весам. По этим воззрениям атом кислорода, например, являющийся восьмым элементом периодической системы, имеет 8 электронов и ядро, несущее 8 единичных зарядов.

Предположим, что электроны расположены на равных угловых интервалах в коаксиальных кольцах, вращающихся вокруг ядра. Для определения частоты размеров кольца используем основную гипотезу из части I, а именно, что в основном состоянии атома момент импульса каждого электрона относительно центра своей орбиты равен универсальной величине $h/2\pi$, где h – постоянная Планка. Условием устойчивости мы считаем минимум энергии системы при данном расположении по сравнению со всеми другими близкими расположениями, удовлетворяющими тому же условию для момента импульса электронов.

Если известны заряд ядра и число электронов в различных кольцах, то, как это будет показано в § 2, условие для момента импульса электронов полностью определяет расположение электронов в системе, т.е. частоту обращения и линейные размеры колец. Но благодаря возможности различного распределения электронов в кольцах, расположение, удовлетворяющее одновременно условию для момента импульса и усло-

¹См. также: Geiger, Marsden. Phil. Mag., 1913, 25, 604.

²См.: C. G. Barkla. Phil. Mag., 1911, 21, 648.

³A. v. d. Broek. Phys. Zs., 1913, 14, 32

вию устойчивости, не является единственным.

В § 3 и 4 будет показано, что на основе общих представлений об образовании атомов мы приходим к выводам о расположении электронов в кольцах, которые согласуются с вытекающими из химических свойств элементов. В § 5 будет показано, что теория позволяет вычислить минимальную скорость катодных лучей, необходимую для возбуждения характеристического рентгеновского излучения; эта величина хорошо согласуется с экспериментальными данными.

В § 6 кратко рассматривается отношение теории к явлениям радиоактивности.

§ 2. Конфигурация и устойчивость системы

Рассмотрим электрон с массой m и зарядом e , вращающийся по круговой орбите радиуса a со скоростью v , малой по сравнению со скоростью света. Радиальную силу, действующую на электрон, обозначим через $(e^2/a^2)F$; F в общем случае зависит от a . Условие динамического равновесия гласит

$$\frac{mv^2}{a} = \frac{e^2}{a^2} F.$$

Вводя условие универсального постоянства момента импульса электронов, имеем

$$mva = \frac{h}{2\pi}.$$

Тогда из обоих условий получаем

$$a = \frac{h^2}{4\pi^2 e^2 m} \cdot F^{-1} \quad \text{и} \quad v = \frac{2\pi e^2}{h} \cdot F. \quad (1)$$

и отсюда для частоты обращения

$$\omega = \frac{4\pi^2 e^2 m}{h^2} \cdot F^2. \quad (2)$$

Если F известно, размеры и частота упомянутых орбит определяются просто из формул (1) и (2). Для кольца из n электронов, вращающегося вокруг ядра с зарядом $+ne$, имеем (ср. часть 1б стр. 102)??????

$$F = N - s_n, \quad \text{где} \quad s_n = \frac{1}{4} \cdot \sum_{s=1}^{s=n-1} \operatorname{cosec} \frac{s\pi}{n}.$$

Значения s_n от $n = 1$ до $n = 16$ даны в таблице на стр. 112.

Мы показали (см. часть 1, стр.105),???? что для систем, состоящих из ядер и электронов, вращающихся вокруг них по круговым орбитам со скоростями, малыми по сравнению со скоростью света, суммарная кинетическая энергия электронов равна общему количеству энергии, испущенной при образовании системы из первоначального расположения, в котором частицы покоились и находились бесконечно далеко друг от друга. Если обозначить эту энергию через W , имеем

$$W = \sum \frac{m}{2} v^2 = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2} \sum F^2. \quad (3)$$

Если в соотношениях (1), (2) и (3) подставить значения $e = 4.7 \cdot 10^{-10}$, $e/m = 5.31 \cdot 10^{-17}$ и $h = 6.5 \cdot 10^{-27}$, получим

$$\begin{aligned} a &= 0.55 \cdot 10^{-8} F^{-1}, & v &= 2.1 \cdot 10^8 F, \\ \omega &= 6.2 \cdot 10^{15} F^2, & W &= 2.0 \cdot 10^{-11} \sum F^2. \end{aligned} \quad (4)$$

В первой части работы мы пренебрегли магнитными силами, возникающими при движении электронов; это означает, что предполагалась малая скорость частиц по сравнению со скоростью света. Приведенные выше расчеты показывают, что это осуществляется, если F мало по сравнению с 150. Как мы увидим, последнее условие выполняется для всех электронов в атомах элементов с небольшим атомным весом и для большей части электронов в атомах других элементов.

Если скорость электронов не мала по сравнению со скоростью света, то постоянство момента импульса уже не предопределяет постоянства отношения между энергией и частотой обращения. В этом случае на основе соображений части 1 без введения новых допущений нельзя определить расположение электронов в системе. Но дальнейшее рассмотрение показывает, что постоянство момента импульса все-таки остается главным условием. Если применять это условие к скоростям, не малым по сравнению со скоростью света, то мы получим то же выражение для v , что и в (1), с той лишь разницей, что величина m в выражениях для v и ω

заменяется на $m/\sqrt{1 - (v^2/c^2)}$, а в выражении для W – на

$$m \cdot 2 \frac{c^2}{v^2} \cdot \left(1 - \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \right).$$

Как уже установлено в части 1, основанный на обычной механике расчет показывает, что кольцо электронов, вращающееся вокруг ядра, вообще неустойчиво при смещениях электронов в плоскости кольца. Чтобы избежать этой трудности, мы предположили, что обычные принципы механики столь же мало применимы при рассмотрении упомянутой проблемы, как и при рассмотрении механизма связывания электронов. Мы также предположили, что устойчивость относительно таких смещений обеспечена введением гипотезы универсального постоянства момента импульса электронов.

Как легко показать, последнее предположение включено в § 1 в условие устойчивости. Рассмотрим кольцо электронов, вращающееся вокруг ядра, и допустим, что система находится в динамическом равновесии, причем a_0 – радиус кольца, v_0 – скорость электронов, T_0 – общая кинетическая энергия, и P_0 – потенциальная энергия. Как показано в части 1 (стр. 102), $P_0 = -2T_0$. Рассмотрим сначала такую конфигурацию системы, при которой под влиянием внешних сил в кольце радиуса $a = \alpha a_0$. В этом случае $P = (1/\alpha)P_0$ и вследствие одинаковости моментов импульса $v = (1/\alpha)^2 v_0$. Если использовать соотношение $P_0 = -2T_0$, то получим

$$P + T = \frac{1}{\alpha} \cdot P_0 + \frac{1}{\alpha^2} T_0 = P_0 + T_0 + T_0 \cdot \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right)^2.$$

Мы видим, что общая энергия при новой конфигурации больше, чем при первоначальной. Согласно условию устойчивости § 1, система устойчива при рассмотренном смещении. В этой связи нужно отметить сделанное в части 1 предположение, что частота испускаемого или поглощаемого системой излучения не может определяться частотами колебаний электронов в плоскости орбит, как это вытекает из расчетов с помощью обычной механики. Напротив, мы предположили, что частота излучения определяется условием $h\nu = E$, где ν – частота, h – постоянная Планка, E – разница в энергиях двух различных стационарных состояний системы.

Для исследования устойчивости электронного кольца, вращающегося вокруг ядра, относительно смещений электронов, перпендикулярных к плоскости кольца, рассмотрим расположение системы, при котором электроны смещены соответственно на $\delta z_1, \delta z_2, \dots, \delta z_n$ и примем, что электроны под действием внешних сил вращаются по круговым орбитам вокруг оси системы в плоскостях, параллельных первоначальным плоскостям, с теми же радиусами и моментами импульса, как и раньше. Кинетическая энергия при смещении меняется; если пренебречь степенями $\delta z_1, \delta z_2, \dots, \delta z_n$ выше второй, то прирост потенциальной энергии

имеет вид

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{e^2}{a^3} \cdot N \sum (\delta z)^2 - \frac{1}{32} \cdot \frac{e^2}{a^2} \cdot \sum \sum \left| \operatorname{cosec}^3 \frac{\pi(r-s)}{n} \right| (\delta z_r - \delta z_s)^2,$$

где a – радиус кольца, Ne – заряд ядра, n – число электронов. Согласно условию устойчивости § 1, система будет устойчивой при рассматриваемых смещениях, если приведенное выше выражение положительно для произвольных значений $\delta z_1, \delta z_2, \dots, \delta z_n$. Простым расчетом можно показать, что последнее требование эквивалентно условию

$$N > p_{n,0} - p_{n,m}, \quad (5)$$

где m – целое число, (меньшее n), для которого

$$p_{n,k} = \frac{1}{8} \sum_{s=1}^{s=n-1} \cos 2k \cdot \frac{s\pi}{n} \operatorname{cosec}^3 \frac{s\pi}{n}$$

имеем наименьшее значение. Это условие идентично условию равновесия, выведенного на основе рассуждений обычной механики для смещений электронов перпендикулярно плоскости кольца.⁴

Для наглядной иллюстрации представим себе, что рассматриваемые смещения вызваны внешними силами, действующими на электрон параллельно оси кольца. Если смещения происходят бесконечно медленно, то движение электронов в каждое мгновение происходит нормально первоначальной плоскости кольца; момент импульса каждого электрона относительно центра своей круговой орбиты, очевидно, равен первоначальному значению. Прирост потенциальной энергии системы будет равняться работе внешних сил, вызвавших смещения. С помощью таких рассуждений мы приходим к допущению, что в противоположность случаю колебаний в плоскости кольца обычная механика может применяться при расчете колебаний электронов, перпендикулярных плоскости кольца. Это предположение подтверждается согласием с наблюдениями, выполненными Никольсоном в связи с его теорией о происхождении линий в спектрах солнечной короны и звездных туманностей (см. часть 1, стр. 89 и 104).????? Кроме того, позже будет показано, что это предположение согласуется и с опытами по дисперсии.

Значение s_n и $p_{n,0} - p_{n,m}$ от $n = 1$ до $n = 16$ даны в табл. 1

Таблица 1

⁴Ср.: J.W.Nicholson. Month. Not. Roy. Astr. Soc., 1912, 72, 52.

n	s_n	$p_{n,0} - p_{n,m}$	n	s_n	$p_{n,0} - p_{n,m}$
1	0	0	9	3.328	13.14
2	0.25	0.25	10	3.863	18.13
3	0.577	0.58	11	4.416	23.60
4	0.957	1.41	12	4.984	30.80
5	1.377	2.43	13	5.565	38.57
6	1.828	4.25	14	6.159	48.38
7	2.305	6.35	15	6.764	58.83
8	2.805	9.56	16	7.379	71.65

Из таблицы видно, что число электронов, которые могут вращаться вокруг ядра с зарядом Ne в одном кольце, очень медленно растет с увеличением N ; для $N = 20$ наибольшее значение $n = 10$; для $N = 40$, $n = 13$; для $N = 60$, $n = 15$. Мы видим далее, что рой из n электронов не может вращаться вокруг ядра с зарядом ne в единственном кольце, если только n не меньше 8.

Выше мы предполагали, что электроны движутся под влиянием стационарной радиальной силы и что их орбиты в точности круговые. Первое условие не выполняется, если рассматриваемая система содержит несколько электронных колец, вращающихся с разными частотами. Если же расстояние между кольцами не мало по сравнению с их радиусами, а отношение частот не близко к единице, то отклонение орбиты от круговой очень мало. Тогда движение электронов почти идентично установленному из допущения, что заряд электронов равномерно распределен по кольцу. Если отношение радиусов колец не близко к единице, то получаемые из этого допущения условия устойчивости можно считать достаточными.

В § 1 мы предположили, что электроны в атоме вращаются в коаксиальных кольцах. расчет показывает, что плоскости колец могут разделиться только в случае систем, содержащих большое количество электронов; в системах, содержащих ограниченное число электронов, все кольца лежат в одной единственной плоскости, проходящей через ядро. Простоты ради мы будем рассматривать только последние.

Рассмотрим электрический заряд, равномерно распределенный по окружности радиуса a . В точке, расположенной на расстоянии z от плос-

кости и r от оси кольца, электростатический потенциал задается выражением

$$U = \frac{1}{\pi} \cdot E \int_0^{\pi} \frac{d\vartheta}{\sqrt{a^2 + r^2 + z^2 - 2ar \cos \vartheta}}.$$

Если положить $Z = 0$ и $r/a = tg^2 \alpha$ и использовать обозначение

$$K(\alpha) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\vartheta}{\sqrt{1 - \sin^2 \alpha \cos^2 \vartheta}},$$

то для реальной силы, действующей на электрон в некоторой точке плоскости кольца, получим

$$e \frac{\partial U}{\partial r} = \frac{Ee}{r^2} Q(\alpha),$$

где

$$Q(\alpha) = \frac{1}{\pi} \sin^4 \alpha [K(2\alpha) - ctg \alpha \cdot K'(2\alpha)].$$

Соответствующая сила, перпендикулярная плоскости кольца, на расстоянии r от центра кольца на небольшом расстоянии δz от его плоскости будет равна

$$e \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{Ee \delta z}{r^3} R(\alpha),$$

где

$$R(\alpha) = \frac{2}{\pi} \sin^6 \alpha [K(2\alpha) + tg(2\alpha) \cdot K'(2\alpha)].$$

Краткая таблица функций $Q(\alpha)$ и $R(\alpha)$ дана на стр. 115.?????

Далее рассмотрим систему, содержащую некоторое число концентрических электронных колец, вращающихся в одной и той же плоскости вокруг ядра с зарядом Ne . Пусть радиусы колец будут a_1, a_2, \dots , а число электронов на различных кольцах — n_1, n_2, \dots .

Положив $a_r/a_s = tg^2 \alpha_{r,s}$, получим для радиальной силы, действующей на электрон в r -м кольце,

$$\frac{e^2}{a_r^2 F_r},$$

где

$$F_r = N - s - \sum n_s Q(\alpha_{r,s}).$$

Суммирование проводится по всем кольцам, за исключением рассматриваемого.

Если распределение электронов в различных кольцах известно, то по формуле (1) на стр. 109 с помощью вышеизложенного можно определить a_1, a_2, \dots . Расчет можно провести путем последовательных приближений; при этом мы исходим из значений для величин α и по ним вычисляем величины F , а затем вновь определяем значение α по формуле (1), что дает $F_s/F_r = a_r/a_s = tg^2(\alpha_{r,s})$ и т.д.

Как и в случае единственного кольца, мы здесь также предположим, что система устойчива относительно смещений электронов в плоскости своей орбиты. При расчете, подобном приведенному на стр. 1116 ??? строго говоря, нужно учитывать взаимодействие колец. Это взаимодействие приведет к тому, что величины F в отличие от случая единственного вращающегося кольца не будут уже постоянными; они будут меняться с радиусами колец. Но если отношение радиусов колец не очень близко к единице, то изменение F слишком мало, чтобы влиять на результат расчета.

Если мы рассматриваем устойчивость системы относительно смещений электронов перпендикулярно плоскости кольца, то необходимо делать различие между смещениями, при которых центр тяжести электронов в отдельных кольцах остается неизменным, и смещениями, при которых все электроны сдвигаются внутри колец в том же направлении. Условие стабильности для смещений первого рода вытекает из условия (5) на стр. 111, если для каждого кольца заменить N величиной G_r . Эта величина определяется из условия, чтобы $e^2/a_r^3 G_r \delta z$ было равно перпендикулярной (плоскости кольца) составляющей той силы, которая действует на электрон, испытывающий малое смещение δz , со стороны ядра и электронов других колец. Используя те же обозначения, что и выше, получаем

$$G_r = N - \sum n_s R(\alpha_{r,s}).$$

Если все электроны одного из колец смещаются внешними силами в одном и том же направлении, то подобное смещение вызовет соответствующее смещение электронов в остальных кольцах и это воздействие окажет влияние на устойчивость. Рассмотрим, например, систему m концентрических колец, вращающихся в одной плоскости вокруг ядра с зарядом Ne и допустим, что в различных кольцах электроны смещены перпендикулярно этой плоскости соответственно на $\delta z_1, \delta z_2, \dots, \delta z_m$. В принятых здесь обозначениях прирост потенциальной энергии системы имеет вид

$$\frac{1}{2} \cdot N \sum n_r \frac{e^2}{a_n^3} (\delta z_n)^2 - \frac{1}{4} \cdot \sum \sum n_r n_s \frac{e^2}{a_r^3} R(\alpha_{r,s}) (\delta z_r - \delta z_s)^2.$$

Условие стабильности утверждает, что это выражение должно быть положительным для произвольных значений $\delta z_1, \dots, \delta z_m$. Это условие можно просто учесть обычным способом. По сравнению с условием устойчивости относительно рассмотренных выше смещений это условие не оказывает заметного влияния, за исключением случаев, когда система содержит различные кольца с небольшим числом электронов.

Значения $Q(\alpha)$ и $R(\alpha)$ для $\alpha = 20^\circ$ и $\alpha = 70^\circ$, дающее представление о порядке величины этих функций, приведены в табл. 2.

Таблица 2

α	$tg^2\alpha$	$Q(\alpha)$	$R(\alpha)$	α	$tg^2\alpha$	$Q(\alpha)$	$R(\alpha)$
20	0.132	0.001	0.002	50	1.420	1.708	4.438
25	0.217	0.005	0.011	55	2.040	1.233	1.839
30	0.333	0.021	0.048	60	3.000	1.093	1.301
35	0.490	0.080	0.217	65	4.599	1.037	1.115
40	0.704	0.373	1.549	70	7.548	1.013	1.041
45	1.000	-	-				

Величина $tg^2\alpha$ в этой таблице означает отношение радиусов колец ($tg^2\alpha = a_r/a_s$). Значения $Q(\alpha)$ показывают, что, если только отношение радиусов колец не близко к единице, воздействие внешних колец на размеры внутренних очень мало, а соответствующее воздействие внутренних колец на внешние приблизительно компенсирует действие части заряда ядра соответственно числу электронов в кольце. Значения $R(\alpha)$ показывают, что воздействие внешних колец на устойчивость внутренних, хоть и больше, чем влияние на их размеры, все-таки мало. Но если значение отношения радиусов не очень велико, воздействие внутренних колец на стабильность внешних заметно больше, чем нужно для нейтрализации соответствующей части заряда ядра.

Наибольшее число электронов, которое может содержаться во внутреннем кольце без нарушения его устойчивости, примерно равно вычисленному на стр. 112 для единственного кольца, вращающегося вокруг ядра. Однако для внутренних колец мы получаем значительно меньшие

числа, чем соответствующие условию (5) при замене Ne общим зарядом ядра и электронов внутреннего кольца.

Если система колец, вращающихся вокруг ядра в одной плоскости, устойчива относительно малых смещений электронов, перпендикулярных этой плоскости, то в общем не существует таких устойчивых расположений колец, удовлетворяющих условию постоянства моментов импульсов электронов, при которых все кольца не лежали бы в этой плоскости. Исключение встречается только в особом случае двух колец с одинаковым числом электронов. В этом случае возможно устойчивое расположение, при котором оба кольца имеют одинаковые радиусы и вращаются вокруг ядра на равных расстояниях в параллельных плоскостях, причем электроны в одном кольце расположены как раз напротив свободных промежутков в другом кольце. Но последнее расположение неустойчиво, если будет устойчивым расположение, при котором все электроны обоих колец находятся внутри одного кольца.

§ 3. Строение атомов, имеющих очень малое число электронов

Как упоминалось в § 1, условие универсального постоянства моментов импульсов электронов вместе с условием устойчивости в большинстве случаев недостаточно, чтобы полностью определить свойства систем. В этом и последующих параграфах сделана попытка, используя известные свойства рассматриваемых элементов, получить указания о возможных расположениях электронов в атомах на основе общей точки зрения об образовании атомов. При этом мы примем, что число электронов в атоме равно порядковому номеру элемента в ряду элементов, расположенных в порядке возрастания атомного веса. Исключения из этого правила будут допускаться только в тех местах, где были замечены отклонения от периодического закона химических свойств элементов. Чтобы ясно показать применяемые принципы, мы в дальнейшем рассмотрим подробно те атомы, которые содержат очень мало электронов.

Ради простоты будем понимать под символом $N(n_1, n_2, \dots)$ такую плоскую систему электронных колец, вращающихся вокруг ядра с зарядом Ne , которая удовлетворяет условию моментов импульсов электронов с использованной в § 2 точностью. Здесь n_1, n_2, \dots , — числа электронов в кольцах, считая с внутреннего кольца. Через a_1, a_2, \dots , и w_1, w_2, \dots

обозначим соответственно радиусы и частоты обращения колец в той же последовательности. Общее количество энергии W , испускаемое при образовании системы, будет обозначаться просто $W[N(n_1, n_2, \dots)]$.

$$N = 1 \qquad \text{Водород}$$

В части 1 работы мы рассмотрели связывание электрона положительным ядром с зарядом e и показали, что бальмеровский спектр водорода можно объяснить на основе предположения о существовании ряда стационарных состояний, в которых момент импульса электронов относительно ядра равен целому кратному величине $h/2\pi$, где h – постоянная Планка. Для частот спектра была найдена формула

$$\nu = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3} \cdot \left(\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right),$$

где τ_1 и τ_2 – целые числа. Подставляя сюда использованные на стр. 109 значения e , m , h , для сомножителя перед скобками получаем⁵ $3.1 \cdot 10^{15}$; значение постоянной, полученной для бальмеровского спектра равно $3.290 \cdot 10^{15}$.

Для основного состояния нейтрального атома водорода из формул (1) и (2) § 2, положив $F = 1$, получим

$$\mathbf{1(1)}: \quad \alpha = \frac{h^2}{4\pi e^2 m} = 0.55 \cdot 10^{-8}, \quad \omega = \frac{4\pi^2 e^4 m}{h^3} = 6.2 \cdot 10^{15},$$

$$W = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2} = 2.0 \cdot 10^{-11}.$$

Эти значения соответствуют ожидаемому порядку величины. Для W/e получаем 0.043, что соответствует 13 в. величина ионизационного потенциала атома водорода, вычисленная Дж.Дж. Томсоном из опытов с положительными лучами, равна 11 в⁶. Другими данными для атома водорода мы не располагаем. Ради краткости мы в дальнейшем будем обозначать значения a , ω , W , соответствующие конфигурации $\mathbf{1(1)}$, через a_0 , ω_0 , W_0 .

⁵Это значение вычислено в первой части работы. Если воспользоваться значениями $e = 4.78 \cdot 10^{-10}$ (см.: Р.А.Милликан. Брит. Ассос. Реп., 1912, С. 410), $e/m = 5.31 \cdot 10^{17}$ (см. P.Gmelin. Ann. d. Phys., 1909, 28, 1086 и А.Н. Bucherer. Ann. d. Phys., 1912, 37, 597) и $e/h = 7.27 \cdot 10^{16}$ (вычислено по теории Планка из опытов Э. Варбурга, Г. Лейтхаузера, Э. Гупки и К. Мюллера, Ann. d. Phys., 1913, 40, 611), то получим $2\pi^2 e^4 m/h^3 = 3.26 \cdot 10^{15}$ в очень хорошем согласии с наблюдениями.

⁶J.J.Thomson. Phil. Mag., 1912, 24, 218

При расстояниях от ядра, больших по сравнению с a_0 , система **1(1)** не будет действовать с заметной силой на свободные электроны. Поскольку конфигурация

$$\mathbf{1(2)} \quad a = 1.33a_0, \quad \omega = 0.563\omega_0, \quad W = 1.13W_0.$$

соответствует большему значению W , чем конфигурация **1(1)**, можно ожидать, что атом водорода при известных условиях может приобретать отрицательный заряд. Это согласуется с опытами над положительными лучами. Поскольку энергия $W[1(3)]$ равна только 0.54, нельзя ожидать, что атом водорода способен приобретать двойной отрицательный заряд.

$$N = 2 \qquad \text{Гелий}$$

Как мы показали в первой части, используя те же предположения, что и для водорода, нужно ожидать, что при связывании одного электрона ядром с зарядом $2e$ испускается излучение, спектр которого можно представить формулой

$$\nu = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \cdot \left(\frac{1}{\left(\frac{\tau_2}{2}\right)^2} - \frac{1}{\left(\frac{\tau_1}{2}\right)^2} \right).$$

Этот спектр содержит в себе серию, обнаруженную Пикерингом в звезде ξ Кормы, а также спектр, полученный недавно Фаулером при опытах с вакуумными трубками, заполненными смесью водорода и гелия. Эти спектры вообще приписывались водороду.

Для основного состояния положительно заряженного атома гелия получаем

$$\mathbf{2(1)} \quad a = \frac{1}{2}a_0, \quad \omega = 4\omega_0, \quad W = 4W_0.$$

При расстояниях от ядра, больших по сравнению с радиусом орбиты связанного электрона, можно с достаточной точностью считать, что система **2(1)** действует на электрон, подобно простому ядру с зарядом e . Поэтому для системы, состоящей из 2 электронов и одного ядра с зарядом $2e$, мы можем допустить существование ряда стационарных состояний, в которых более слабо связанный электрон движется приблизительно таким же образом, как и электрон в стационарном состоянии атома водорода. Из такого допущения мы уже исходили в первой части при попытке объяснить появление постоянной Ридберга в формуле линейчатого спектра какого-либо элемента. Но мы вряд ли можем допустить

существование устойчивой конфигурации, в которой два электрона обладают одинаковым моментом импульса при вращении вокруг ядра и движутся по разным орбитам, одна из которых лежит внутри другой. При таком расположении орбит электроны будут настолько близко один от другого, что отклонения орбит от круговых будут очень большими. Поэтому для нейтрального атома гелия мы примем за основное состояние конфигурации

$$2(2) \quad a = 0.571a_0, \quad \omega = 3.06\omega_0, \quad W = 6.13W_0.$$

Поскольку

$$W[2(2)] - W[2(1)] = 2.13W_0,$$

мы видим, что в нейтральном атоме гелия оба электрона связаны сильнее, чем электрон в атоме водорода. Используя значения, приведенные на стр. 117б получаем

$$2.13 \cdot \frac{W_0}{e} = 27 \text{ в, и } 2.13 \cdot \frac{W_0}{h} = 6.6 \cdot 10^{15} \text{ 1/сек.}$$

Эти величины того же порядка, что и измеренный⁷ ионизационный потенциал гелия, равный 20.5 эв. и частота ультрафиолетового поглощения гелия, измеренная в опытах по дисперсии,⁸ $5.9 \cdot 10^{15}$ 1/сек.

Указанную частоту можно приписывать колебаниям в плоскости кольца (см. стр. 111). Вычисленная обычным способом (см. стр. 112) частота колебаний всего кольца, перпендикулярных его плоскости, $\nu = 3.27\omega_0$. Тот факт, что последняя частота велика по сравнению с наблюдаемой, объясняет, почему число электронов в атоме гелия, вычисленное по теории Друде из опытов с дисперсией, равно приблизительно двум третям от ожидаемого (если возьмем $e/m = 5.3 \cdot 10^{17}$, то вычисленное значение равно 1.2).

Для системы, состоящей, из ядра гелия и трех электронов, получим

$$2(3) \quad a = 0.703a_0, \quad \omega = 2.02\omega_0, \quad W = 6.07W_0.$$

Поскольку для этой конфигурации W меньше, чем для 2(2), теория показывает, что атом гелия не может приобретать отрицательный заряд.

⁷J.Franck, G.Hertz. Verh. d. D. Phys. Ges., 1913, 15, 34.

⁸C. und M. Cuthberston. Proc. Roy. Soc., (a), 1910, 84, 13. В одной из предыдущих работ (Phil. Mag., Jan. 1913) автор воспользовался полученным К. и М. Кэтберстоном значениями показателя преломления гелия, считая, что они относятся к давлению лишь в одну атмосферу, однако эти значения относятся к давлению в две атмосферы. Поэтому вычисленное там по теории Друде число электронов в атоме гелия должно быть разделено на 2.

Это согласуется с тем фактом, что атомы гелия не обладают “средством” к свободным электронам.⁹

В третьей части работы будет показано, что теория предлагает очень простое объяснение странному различию между атомами водорода и гелия в отношении их стремления к образованию молекул.

$$N = 3 \qquad \text{Литий}$$

По аналогии со случаями водорода и гелия следовало бы ожидать, что в спектре излучения, сопровождающего связывание электрона ядром с зарядом Ze , частоты будут выражаться формулой

$$\nu = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \cdot \left(\frac{1}{(\frac{\tau_2}{3})^2} - \frac{1}{(\frac{\tau_1}{3})^2} \right).$$

Большая энергия, которую необходимо затратить для удаления всех связанных в атоме лития электронов (см. ниже), приводит к тому, что указанный спектр может наблюдаться только в исключительных случаях.

Недавно Никольсон¹⁰ обратил внимание на то обстоятельство, что в спектрах определенных звезд, в которых пиккеринговский спектр проявляется особенно ярко, появляются некоторые линии, частоты которых в хорошем приближении выражаются формулой

$$\nu = K \cdot \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{(m \pm 1/3)^2} \right).$$

где K – та же постоянная, что и в бальмеровском спектре водорода. Исходя из аналогии с бальмеровским и пиккеринговским спектрами Никольсон указал, что эти линии могут быть приписаны водороду.

Нетрудно видеть, что упомянутые Никольсоном линии можно представить приведенной выше формулой, если взять $\tau = 6$. Они соответствуют $\tau = 10, 13$ и 14 ; если взять $\tau = 6, \tau = 9, 12$ и 15 , получаем линии, которые совпадают с линиями обычного бальмеровского спектра водорода. Если в указанной выше формуле положить $\tau = 1, 2$ и 3 , получим серию линий в ультрафиолете. Принимая $\tau = 4$, получаем единственную линию в видимой области спектра, именно для $\tau = 5$; это дает $\nu = 6.662 \cdot 10^{14}$, или длину волны $\lambda = 4504 \cdot 10^{-8}$ см одной из линий

⁹См.: J. Franck. Verh. d. D. Phys. Ges., 1910, 12, 613.

¹⁰J.W. Nicholson. Monthl. Not. Roy. Astr. Soc., 1913, 73, 382.

неизвестного происхождения в таблице, приведенной Никольсоном. Но в этой таблице, однако, нет линий, соответствующих $\tau = 5$.

Для основного состояния атома лития с двумя положительными зарядами получаем конфигурацию

$$\mathbf{3}(1) \quad a = \frac{1}{3}a_0, \quad \omega = 9\omega_0, \quad W = 9W_0.$$

Вероятность основного состояния, в котором два электрона движутся по разным орбитам, для лития еще меньше, чем для гелия, так как отношение между радиусами круговых орбит еще ближе к единице. Для атома лития с одним единственным положительным зарядом примем следующую конфигурацию

$$\mathbf{3}(2) \quad a = 0.364a_0, \quad \omega = 7.56\omega_0, \quad W = 15.13W_0.$$

Так как $W[\mathbf{3}(2)] - W[\mathbf{3}(1)] = 6.13 W_0$, мы видим, что первые два электрона связаны очень сильно по сравнению с электроном в атоме водорода, они даже сильнее связаны, чем электроны в атоме гелия.

Из рассмотрения химических свойств можно ожидать следующую конфигурацию электронов в нейтральном атоме лития:

$$\begin{aligned} \mathbf{3}(2,1) \quad a_1 = 0.362a_0, \quad \omega_1 = 7.65\omega_0, \\ a_2 = 1.182a_0, \quad \omega_2 = 0.716\omega_0, \end{aligned} \quad W = 16.02W_0$$

Эту конфигурацию можно считать в высокой степени вероятной и с динамической точки зрения. Отклонение орбиты внешнего электрона от круговой весьма ограничено, отчасти из-за большой величины отношения между радиусами и отношения между частотами орбит внутренних и внешнего электронов. Вследствие этого кажется вероятным, что эти три электрона сами по себе не располагаются в единственном кольце и образуют систему:

$$\mathbf{3}(3) \quad a = 0.413a_0, \quad \omega = 5.87\omega_0, \quad W = 17.61W_0,$$

хотя энергия W для этой конфигурации больше, чем для $\mathbf{3}(2,1)$.

Поскольку $W[\mathbf{3}(2,1)] - W[\mathbf{3}(2)] = 0.89W_0$, мы видим, что внешний электрон в конфигурации $\mathbf{3}(2,1)$ связан даже слабее, чем в атоме водорода. Разница в прочности связи соответствует разнице ионизационных потенциалов в 1.4 эв. Явным различием между электроном водорода и внешним электроном лития является и большая склонность последнего выходить из плоскости орбиты. Рассмотренная в § 2 величина G ,

которая является своего рода мерой устойчивости при смещениях, перпендикулярных этой плоскости, для внешнего электрона лития равна только 0.55, тогда как для водорода она составляет 1. Это может иметь значение для объяснения явного стремления атома лития приобретать положительный заряд в химических соединениях с другими элементами.

Для возможно существующего отрицательно заряженного атома лития можно ожидать следующие конфигурации:

$$\begin{aligned} \mathbf{3}(2,2) \quad a_1 = 0.362a_0, \quad \omega_1 = 7.64\omega_0, \quad W = 16.16W_0 \\ a_2 = 1.516a_0, \quad \omega_2 = 0.436\omega_0, \end{aligned}$$

Однако нужно отметить, что мы не располагаем подробными сведениями о свойствах в атомарном состоянии как лития и водорода, так и большинства дальше рассматриваемых элементов.

$\mathbf{N} = 4$ *Бериллий*

Из соображений, аналогичных обсуждавшимся для гелия и лития, можно допустить следующие степени образования нейтрального атома бериллия:

$$\begin{aligned} \mathbf{4}(1) \quad a = 0.25a_0, \quad \omega = 16\omega_0, \quad W = 16W_0, \\ \mathbf{4}(2) \quad a = 0.267a_0, \quad \omega = 14.06\omega_0, \quad W = 28.13W_0, \\ \mathbf{4}(2,1) \quad a_1 = 0.263a_0, \quad \omega_1 = 14.46\omega_0, \quad W = 31.65W_0, \\ a_2 = 0.605a_0, \quad \omega_2 = 2.74\omega_0, \\ \mathbf{4}(2,2) \quad a_1 = 0.262a_0, \quad \omega_1 = 14.60\omega_0, \quad W = 33,61W_0, \\ a_2 = 0.673a_0, \quad \omega_2 = 2.21\omega_0, \end{aligned}$$

несмотря на то, что конфигурации

$$\begin{aligned} \mathbf{4}(3) \quad a = 0.292a_0, \quad \omega = 11.71\omega_0, \quad W = 35.14W_0, \\ \mathbf{4}(4) \quad a = 0.329a_0, \quad \omega = 9.26\omega_0, \quad W = 37.04W_0, \end{aligned}$$

соответствуют меньшим значениям общей энергии, чем $\mathbf{4}(2,1)$ и $\mathbf{4}(2,2)$.

По аналогии для конфигурации возможного отрицательно заряженного атома получаем

$$\begin{aligned} \mathbf{4}(2,3) \quad a_1 = 0.263a_0, \quad \omega_1 = 14.51\omega_0, \quad W = 33.66W_0 \\ a_2 = 0.803a_0, \quad \omega_2 = 1.55\omega_0, \end{aligned}$$

Если сравнить внешнее кольцо рассматриваемого атома с кольцом атома гелия, то видно, что наличие в атоме бериллия внутреннего кольца из двух электронов существенно меняет свойства внешнего кольца. Частично это происходит потому, что в той конфигурации, которая была принята для нейтрального атома бериллия, внешние электроны слабее связаны, чем в атоме гелия, а частично потому, что величина G , равная 2 для гелия, для внешнего кольца в конфигурации $4(2,2)$ равна лишь 1.12.

Поскольку $W[4(2,3)] - W[4(2,2)] = 0.05W_0$, атом бериллия имеет определенное, хотя и очень малое, сродство к свободным электронам.

§ 4. Атомы, содержащие большое число, электронов

Из обсуждавшихся в предыдущих параграфах примеров вытекает, что проблема расположения электронов в атомах тесным образом связана с вопросом о совместном движении двух электронных колец, вращающихся вокруг ядра далеко друг от друга и удовлетворяющих условию универсального постоянства момента импульса. Если не считать условий устойчивости для смещений электронов, перпендикулярных плоскости орбит, излагаемая теория очень мало дает для выяснения проблемы. Но все-таки представляется возможным проанализировать этот вопрос с помощью простых рассуждений.

Рассмотрим два кольца, вращающихся вокруг ядра в одной плоскости, одно внутри другого. Примем, что электроны одного кольца действуют на электроны другого так, будто заряд равномерно распределен по кольцу; допустим также, что кольцо в таком приближении удовлетворяет условию для момента импульса электронов и условию устойчивости относительно смещений, перпендикулярных к орбитам.

Предположим теперь, что с помощью соответствующим образом подобранных внешних сил, направленных параллельно оси кольца, мы медленно тянем в сторону внутреннее кольцо. При этом внешнее кольцо будет отталкиваться от внутреннего и двигаться в противоположную сторону. При смещениях кольца момент импульса электронов относительно оси системы остается постоянным, а диаметр внутреннего кольца увеличивается, тогда как внешнего – уменьшается. В начале смещения величина внешней силы, приложенной первоначально к внутреннему

кольцу, возрастает, а затем убывает, а при некотором расстоянии между плоскостями колец система приходит к равновесной конфигурации. Но это равновесие не будет устойчивым. Если кольцо будет медленно возвращаться, то оно либо достигнет первоначального положения, либо остановится в таком месте, где кольцо, которое первоначально было внешним, становится внутренним, и наоборот.

Если заряд электронов был равномерно распределен по всему кольцу, то указанным процессом мы в крайнем случае могли бы добиться взаимозамены колец, но не их объединения. Принимая во внимание дискретное распределение электронов, можно показать, что в особом случае, когда число электронов в обоих кольцах одинаково и оба кольца вращаются в одну сторону, при указанном процессе кольца объединятся, если, конечно, предположить, что окончательное их расположение устойчиво. В этом случае радиусы и частоты колец в указанном неустойчивом расположении равны. Когда электроны достигнут этой конфигурации, то впредь в одном кольце они будут находиться как раз напротив промежутков между электронами другого кольца, поскольку такое расположение соответствует наименьшей общей энергии. Если теперь предоставить возможность кольцам возвратиться в первоначальную плоскость, то электроны одного кольца перейдут в свободные промежутки второго, образуя единое кольцо. Очевидно, образованное таким образом кольцо будет удовлетворять тому же условию для момента импульса электронов, как и первоначальные кольца.

Если кольца имеют разное число электронов, то при указанном процессе система будет себя вести совершенно иначе. В противоположность первому случаю мы не можем ожидать, что кольца объединятся, если внешними силами, действующими параллельно оси системы, они будут медленно смещены из своей первоначальной плоскости. В этой связи мы хотели бы заметить, что характерным для рассматриваемых смещений является не особое предположение о внешних силах, а только неизменяемость момента импульса электронов относительно центра кольца. Смещения этого рода в излагаемой теории занимают такое же место, какое виртуальные перемещения – в обычной механике.

Приведенные выше рассуждения как будто указывают на то, что существует большее стремление к объединению обоих колец, если они содержат равное число электронов. Рассматривая последовательное связывание электронов положительным ядром, мы приходим к выводу, что за исключением случаев ядер с очень большим зарядом, электронные кольца будут объединяться только имея равное число электронов, а, следовательно, число электронов во внутренних кольцах может быть

только 2, 4, 8 . . . При очень больших зарядах ядра кольца из связанных вначале электронов, если их мало, будут очень тесно расположены, и следует ожидать, что такое расположение очень неустойчиво и постепенный обмен электронами между кольцами будет сильно облегчен.

Это допущение относительно числа электронов в кольцах в значительной мере подтверждается тем обстоятельством, что период изменения химических свойств элементов с низкими атомными весами равен 8. Далее из этого следует, что число электронов во внешнем кольце будет четным или нечетным в зависимости от того, будет ли четным или нечетным общее число электронов в атоме. Это указывает на связь с тем фактом, что валентность элемента с низким атомным весом также четна или нечетна в зависимости от того, четен или нечетен порядковый номер элемента в периодической системе.

Для атомов, рассмотренных в предыдущем параграфе, мы считали, что первые два связанных электрона располагаются в одном кольце, а следующие два электрона группируются в другом кольце. Если $N \geq 4$, конфигурация $N(4)$ соответствует меньшему значению общей энергии, чем $N(2,2)$. Чем выше значение N , тем ближе к единице отношение радиусов колец в конфигурации $N(2,2)$, тем больше величина энергии, испускаемой при возможном слиянии колец. Из теории нельзя определить элемент в периодическом ряду, у которого все четыре внутренних электрона впервые сгруппируются в одно кольцо. На основе рассмотрения химических свойств мы вряд ли можем ожидать, что это произойдет у бора ($N = 5$) или углерода ($N = 6$), поскольку наблюдения показывают, что они соответственно трех- и четырехвалентны. С другой стороны, периодическая система элементов наводит на мысль, что уже у неона ($N = 10$) существует внутреннее кольцо из 8 электронов. Кроме того, для $N \geq 4$ конфигурация $N(4,4)$ соответствует меньшему значению общей энергии, чем $N(8)$; уже для $N \geq 10$ последнее расположение все-таки устойчиво для смещений электронов перпендикулярно плоскости их орбиты. Кольцо из 16 электронов не будет устойчивым, если N не очень большое; но в этом случае приведенные здесь простые рассуждения неприменимы.

Смещение двух колец с одинаковым числом электронов, вращающихся вокруг ядра с зарядом Ne вне кольца с уже связанными электронами, должно происходить легче, чем слияние двух подобных колец, вращающихся вокруг ядра с зарядом $(N - n)e$, потому что устойчивость кольца относительно смещения, перпендикулярного его плоскости, в первом случае будет меньше (см. § 2), чем в последнем. Эта тенденция уменьшения устойчивости относительно смещений, перпендикулярных плос-

кости кольца, будет особенно проявляться для внешних колец нейтрального атома. В последнем случае следует ожидать, что слияние колец будет сильно облегчено, и в известных случаях может даже случиться, что во внешних кольцах данного элемента число электронов больше, чем у последующего; тогда во внешнем кольце будут наблюдаться отклонения от допущения о наличии 1, 2, 4, 8 электронов в кольцах; конфигурации **5(2,3)** и **6(2,4)** заменят **5(2,2,1)** и **6(2,2,2)**. Мы здесь не будем дальше рассматривать сложный вопрос о группировке элементов во внешнем кольце. В схеме, приведенной ниже, число электронов в этом кольце произвольно взято равным нормальной валентности данного элемента, т.е. числу водородных атомов и удвоенному числу кислородных атомов, с которыми соединяется один атом элемента, соответственно для электроотрицательных и электроположительных элементов.

На такую группировку внешних электронов указывает изучение атомных объемов. Общеизвестно, что атомный объем является периодической функцией атомного веса. Если элементы расположены обычным образом в соответствии с периодической системой, то внутри одной группы их атомный объем примерно одинаков, тогда как от группы к группе он существенно меняется, будучи максимальным в группе, соответствующей наименьшей валентности 1, и минимальным для наибольшей валентности 4. Радиус внешнего кольца нейтрального атома можно приблизительно оценить, допуская, что общая сила взаимодействия ядра с внутренними электронами равна силе взаимодействия ядра с зарядом ne , где n – число электронов в кольце. Пролагая в формуле (1) на стр. 109 $F = n - s_n$ и обозначая значение a при $n = 1$ через a_0 , получаем для $n = 2$ $a = 0.57 a_0$, для $n = 3$ $a = 0.41 a_0$ и для $n = 4$ $a = 0.33 a_0$. Следовательно, выбранная группировка электронов вызовет изменение размеров внешнего кольца, сходное с изменением атомного объема данного элемента. При этом нельзя забывать, что экспериментальные определения атомного объема в большинстве случаев получены при рассмотрении молекул, а не атомов.

Таким образом, мы приходим к следующей возможной схеме группировки электронов в легких атомах:

1 (1)	9 (4,4,1)	17 (8,4,4,1)
2 (2)	10 (8,2)	18 (8,8,2)
3 (2,1)	11 (8,2,1)	19 (8,8,2,1)
4 (2,2)	12 (8,2,2)	20 (8,8,2,2)
5 (2,3)	13 (8,2,3)	21 (8,8,2,3)
6 (2,4)	14 (8,2,4)	22 (8,8,2,4)
7 (4,3)	15 (8,4,3)	23 (8,8,4,3)
8 (4,2,2)	16 (8,4,2,2)	24 (8,8,4,2,2)

Даже без более обстоятельного рассмотрения не представляется невероятным, что такое строение атома соответствует свойствам элементов, близким к наблюдаемым.

Во-первых, оно дает явную периодичность с периодом 8. Во-вторых, связь внешних электронов в каждом горизонтальном ряду этой схемы ослабевает по мере увеличения числа электронов в атоме в соответствии с усилением электроположительного характера при увеличении атомного веса элемента в каждой группе периодической системы. Такое же соответствие имеет место и для изменения атомного объема.

Для атомов с более высоким атомным весом использованные ранее простые соображения неприменимы. Однако некоторые указания дает рассмотрение изменений химических свойств элемента. В конце третьего восьмиземельного периода мы встречаем группу железа. Эта группа занимает особое место в системе элементов, поскольку первые элементы, близкие по атомному весу, обладают сходными химическими свойствами. Это обстоятельство показывает, что расположения электронов у элементов этой группы отличаются друг от друга только группировкой внутренних электронов. Тот факт, что после группы железа период изменения химических свойств элементов равен уже не 8, а 18, позволяет предполагать, что элементы более высокого атомного веса обладают постоянно повторяющейся конфигурацией из 18 электронов во внутренних кольцах. Отклонение от 2, 4, 8 и 16 может быть вызвано постоянным обменом электронов между кольцами, как это было указано на стр. 124. ????? Так как кольцо из 17 электронов не будет устойчивым, электроны могут быть расположены в двух параллельных кольцах (см. стр. 116.). ????? Такое расположение внутренних электронов будет действовать на внешние электроны почти так же, как ядро с зарядом $(N - 18)e$. Поэтому возможно, что с увеличением N вне первого расположения существует другое того же типа; на это указывает наличие второго периода из 18 элементов.

Из подобных же рассуждений следует, что наличие группы редкозе-

мельных элементов свидетельствует о другом постоянном изменении во внутренних кольцах при еще больших значениях N . Однако, поскольку для элементов с атомным весом, большим, чем в этой группе, законы изменения химических свойств с ростом атомного веса подобны законам для более легких элементов, мы можем сделать вывод, что расположение внутренних электронов вновь повторяется. Однако теория еще не в состоянии дать окончательное решение такой проблемы.

§ 5. Характеристическое рентгеновское излучение

Согласно теории, данной в части 1 работы, излучение с обычным линейчатым спектром испускается при восстановлении атома, если один или несколько электронов внешних колец были предварительно удалены. Аналогичным образом можно считать, что характеристическое рентгеновское излучение испускается при возвращении системы в нормальное состояние, если каким-либо воздействием, например катодными лучами, были предварительно удалены электроны внутренних колец. Эту точку зрения на происхождение характеристического рентгеновского излучения предложил Дж. Дж. Томсон¹¹

Исходя из этого можно определить минимальную скорость катодных лучей, которая необходима для возбуждения характеристического рентгеновского излучения особого типа, не делая никаких специальных предположений о свойствах излучения. Будет вычислена энергия, которая необходима для удаления электронов из разных колец. Даже если мы будем знать число электронов в кольцах, строгий расчет минимальной энергии будет сложным, а результат – в большей степени зависящим от принятых допущений, поскольку, как было показано в части 1 (стр. 101), расчет нельзя полностью провести на основе обычной механики. Однако мы можем очень простым способом сравнить расчеты с экспериментом, если рассматривать самое внутреннее кольцо в первом приближении пренебрегать отталкиванием со стороны электронов по сравнению с притяжением со стороны ядра. Рассмотрим простую систему, состоящую из одного связанного электрона, вращающегося по круговой орбите вокруг ядра с зарядом Ne . Полагая в формуле (1) на

¹¹J.J.Thomson. Phil. Mag. 1912, 23, 456.

стр. 109 $F = N$, для скорости электрона получаем

$$v = \frac{2\pi e^2}{h} N = 2.1 \cdot 10^8 \cdot N.$$

Общая энергия, которую необходимо сообщить системе, чтобы удалить электрон в бесконечность, равна кинетической энергии связанного электрона. Если электрон удаляется на очень большое расстояние от ядра вследствие соударения с другим, очень быстро движущимся, то наименьшая кинетическая энергия, которую он получает, находясь на большом расстоянии от ядра, должна равняться кинетической энергии связанного электрона до соударения. Следовательно, скорость свободного электрона должна равняться по меньшей мере v .

Согласно опытам Уиддингтона¹², скорость катодных лучей, которые как раз способны вызвать характеристическое рентгеновское излучение типа – самого жесткого типа наблюдаемого излучения – элементом с атомным весом A от Al до Se, равна приметно $A \cdot 10^8$ см/сек. Как видно, она равна вычисленному выше значению v , если положить $N = A/2$.

Поскольку мы пришли к приблизительному совпадению с экспериментом, приписывая характеристическое рентгеновское излучение типа самому внутреннему кольцу, можно ожидать, что не существует более жесткого типа характеристического излучения. На это ясно указывают также наблюдения проникающей способности γ -лучей.¹³

Примечательно, что теория дает почти правильное значение энергии, необходимой для удаления электрона не только из внешнего кольца, но и из внутреннего. Это приблизительное согласие между вычисленными и экспериментальными значениями тем более поражает, если вспомнить, что необходимые в обоих случаях энергии для элемента с атомным весом 70 различаются в 1000 раз.

В связи с этим нужно особо подчеркнуть, что поразительная монохроматичность характеристического рентгеновского излучения, установленная в опытах как по поглощению лучей, так и по их интерференции, недавно наблюдавшейся в опытах по дифракции рентгеновских лучей в кристаллах, согласуется с основным предположением, использованным в части 1 (см. стр. 89)???? при рассмотрении линейчатых спектров. Оно состоит в том, что излучение, испускаемое при переходе системы между различными стационарными состояниями, монохроматично.

Полагая $F = N$ в формуле (4), для диаметра самого внутреннего кольца получаем приближенно $2a = (1/N) \cdot 10^{-8}$ см. Отсюда при $N = 100$

¹²R. Whiddington. Proc. Roy. Soc., 1911, A85, 323.

¹³E. Rutherford. Phil. Mag., 1912, 24, 453.

находим $2a = 10^{-10}$ см, т.е. величину, очень малую по сравнению с обычными атомными размерами, но все еще большую по сравнению с размерами, которые нужно ожидать для ядра. По расчетам Резерфорда размеры последнего оказываются порядка 10^{-12} см.

§ 6. Радиоактивные явления

Согласно излагаемой здесь теории, образование роя электронов, окружающего ядро, сопровождается испусканием энергии; их расположение будет определяться условием, чтобы испущенная энергия была максимальной. Устойчивость, обусловленная этим предположением, кажется соответствующей общим свойствам материи. Но она находится в явном противоречии с явлениями радиоактивности, и согласно теории, следовательно, происхождение этих явлений надо искать не в распределении электронов вокруг ядра.

Необходимым следствием теории строения атома по Резерфорду является внутриядерное происхождение α -частиц. На основании предлагаемой теории надо считать, что и быстрые β -частицы испускаются ядром. Во-первых, спонтанное испускание β -частицы из роя электронов, окружающего ядро, совершенно чуждо принятым свойствам системы. Во-вторых, вряд ли можно ожидать, что испускание α -частицы окажет существенное воздействие на устойчивость электронного роя. Воздействие испускания может быть двоякого рода. С одной стороны, при прохождении через атом частицы могут соударяться со связанными электронами. Это воздействие будет одинаковым с тем, которое оказывает облучение α -частицами других веществ; нельзя ожидать, что оно вызовет последующее испускание β -частиц. С другой стороны, испускание частиц вызовет изменение в расположении связанных электронов, поскольку остающийся у ядра заряд будет отличаться от первоначального. Чтобы рассмотреть последний процесс, представим себе одно единственное кольцо электронов, вращающихся вокруг ядра с зарядом Ne , и допустим, что α -частица выбрасывается в направлении, перпендикулярном плоскости кольца. Выбрасывание частицы, очевидно, не вызывает изменения момента импульса электронов и, если скорость α -частицы мала по сравнению со скоростью электронов (а это осуществляется для внутренних колец атома с большим атомным весом), кольцо постепенно расширяется, а после выбрасывания занимает положение, требуемое

теорией для устойчивого кольца, вращающегося вокруг ядра с зарядом $(N - 2) e$. Рассмотрение этого простого случая ясно указывает на то, что испускание α -частицы не оказывает продолжительного воздействия на устойчивость внутренних электронных колец в оставшемся атоме.

Вопрос о происхождении β -частиц может быть рассмотрен и с другой точки зрения, основанной на изучении химических и физических свойств радиоактивных веществ. Общеизвестно, что многие радиоактивные вещества имеют очень близкие химические свойства, и поэтому до сих пор не удавалось разделить их химическим путем. Имеются также некоторые данные, что упомянутые вещества имеют одинаковый линейчатый спектр¹⁴. Многие авторы высказали предположение, что эти вещества различаются только по своим радиоактивным свойствам и атомному весу и идентичны по всем остальным физическим и химическим свойствам. Согласно теории, это означает, что заряд ядра, как и расположение окружающих электронов, в некоторых элементах будет одинаковым, и единственное различие будет заключаться в массе и внутренних свойствах ядра. Согласно рассуждениям § 4 это предположение подтверждается тем фактом, что число радиоактивных веществ больше, чем число находящихся в нашем распоряжении мест в периодической системе. Если это предположение верно, то тот факт, что два кажущихся идентичными элемента испускают β -частицы с разной скоростью подтверждает внутриядерное происхождение как α -лучей, так и β -лучей.

Этот взгляд на происхождение α и β -лучей очень просто объясняет связь характера изменения химических свойств радиоактивных веществ с природой испускаемых частиц. Результаты опытов могут быть выражены двумя правилами.¹⁵

- 1 При каждом испускании α -частицы номер группы периодической системы, к которой принадлежит конечное ядро, на две единицы меньше номера группы, к которой принадлежит исходное ядро.
- 2 При каждом испускании β -частицы номер группы конечного элемента на единицу больше, чем первоначального.

Как будет видно далее, это как раз то, что следовало ожидать согласно изложенному в § 4.

¹⁴См. A.S. Russell, R. Rossi. Proc. Roy. Soc., 1912, A87, 478.

¹⁵См.: A.S. Russell. Chem. News, 1913, 107, 49; G.v. Hevesy. Phys. Zeitschr., 1913, 14, 49; K. Fajans. Phys. Zs., 1913, 14, 131; Verh. d. D. Phys. Ges., 1913, 15, 240; F.Soddy. Chem. News, 1913, 107, 97.

При выходе из ядра β -лучи могут сталкиваться со связанными электронами во внутренних кольцах. Это приведет к испусканию характеристического излучения того же типа, что и характеристическое рентгеновское излучение, испускаемое элементами с более низкими атомными весами под действием катодных лучей. Предположение, что γ -излучение вызвано соударениями β -лучей со связанными электронами, было предложено Резерфордом¹⁶ для объяснения большого числа групп моноэнергетических β -лучей, выбрасываемых определенными радиоактивными веществами.

В настоящей работе была сделана попытка показать, что применение планковской теории излучения к атомной модели Резерфорда путем введения гипотезы об универсальном постоянстве момента импульса связанных электронов ведет к результатам, которые кажутся согласующимися с опытами.

В последующей части работы эта теория будет применена к системам, содержащим два и больше ядер.

¹⁶E. Rutherford. Phil. Mag., 1912, 24, 453, 893.