

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. 84.

— — $\diamond \diamond \diamond$ — —

Введение.

Для объяснения результатов опытов по рассеянию α -частиц веществом Резерфорд¹ выдвинул свою теорию строения атома. Согласно этой теории, атом состоит из положительно заряженного ядра и системы окружающих его электронов, удерживаемых силами притяжения ядра. Общий отрицательный заряд электронов равен положительному заряду ядра. В ядре содержится основная часть массы атома, а его линейные размеры исключительно малы по сравнению с линейными размерами всего атома. Число электронов в атоме приблизительно равно половине атомного веса. К этой модели атома нужно относиться с большим вниманием, ибо, как показал Резерфорд, предположение о существовании таких ядер необходимо для объяснения опытных данных по рассеянию α лучей на большие углы.²

При попытке объяснить некоторые свойства веществ на основе этой модели атома мы, однако, сталкиваемся с серьезными трудностями, вытекающими из кажущейся неустойчивости системы электронов. В ранее принятых моделях атома, например предложенной Дж.Дж. Томсоном,³ эти трудности не возникали. По теории последнего, атом состоит из равномерно заполненного положительным электрическим зарядом шара, в котором электроны движутся по окружностям.

¹E.Rutherford. Phil. Mag. 1911, 21, 669

²См. также : Geiger, Marsden. Phil. Mag. 1913, April

³J.J. Thomson Phil. Mag., 1904, 7, 237

Основное различие между моделями, предложенными Томсоном и Резерфордом, заключается в том, что силы, действующие на электроны в модели Томсона, допускают определенные конфигурации и движения, обеспечивающие устойчивое равновесие системы; такие конфигурации, по-видимому, не существуют для модели Резерфорда. Суть обсуждаемого различия яснее всего проявляется, если заметить, что среди величин, характеризующих первый атом, имеется одна – радиус положительно заряженного шара – с размерностью длины, притом того же порядка, что и линейная протяженность атома, тогда как среди величин, характеризующих второй атом (заряды и массы электронов и положительного ядра), такая длина отсутствует, и ее нельзя определить с помощью перечисленных величин.

Способ рассмотрения проблемы такого рода претерпел, однако, за последние годы существенные изменения благодаря развитию теории теплового излучения и появлению прямых подтверждений в опытах над различными явлениями (теплоемкость, фотоэффект, рентгеновские лучи и т.д.) тех новых предположений, которые были введены в эту теорию. Обсуждение этого вопроса приводит к выводу, что классическая электродинамика, очевидно, неприменима для описания поведения систем атомных размеров.⁴ Что касается законов движения электронов, то представляется необходимым ввести в эти законы чуждую классической электродинамике величину, а именно постоянную Планка, или, как ее часто называют, элементарный квант действия. Если ввести эту величину, то вопрос о стабильных конфигурациях электронов в атомах существенно меняется, так как размерность и величина этой постоянной таковы, что вместе с массой и зарядом частиц она позволяет определить длину нужного порядка.

Настоящая статья является попыткой показать, что применение указанной выше идеи к модели атома Резерфорда создает основу для теории строения атома. Затем будет показано, что дальнейшее развитие теории ведет нас и к объяснению свойств молекул.

В первой части предлагаемой работы на основе теории Планка рассматривается механизм связывания электронов с ядром. Будет показано, принятая точка зрения позволяет легко объяснить закономерности в спектре водорода. В дальнейшем будут даны исходные предпосылки для основной гипотезы, на которой построены все рассуждения, содержащиеся в следующих частях статьи.

Я хочу здесь выразить свою благодарность проф. Резерфорду за его дружеский и ободряющий интерес к этой работе.

⁴ См. например: "Theorie du rayonnement et les quanta" Rapports de la reunion a Bruxelles. Nov. 1911, Paris, 1912.

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

Связывание электронов положительным ядром

§ 1. Общие соображения

Недостаточность классической электродинамики для объяснения свойств атома на основе модели Резерфордовского типа ясно проявляется при рассмотрении простейшей системы, состоящей из положительно заряженного ядра очень малого размера и электрона, движущегося по замкнутой орбите вокруг ядра. Ради простоты примем, что масса электрона пренебрежимо мала по сравнению с массой ядра, а скорость электрона мала по сравнению со скоростью света.

Сначала допустим, что излучение энергии отсутствует. В этом случае электрон будет двигаться по стационарным эллиптическим орбитам. Частота обращения ω и длина большой оси орбиты $2a$ будут зависеть от величины энергии, которую надо сообщить системе, чтобы удалить электрон на бесконечно большое расстояние от ядра. Если обозначить заряды электрона и ядра соответственно через e и E , а массу электрона – через m , получим

$$\omega = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \cdot \frac{W^{3/2}}{eE\sqrt{m}}, \quad 2a = \frac{eE}{W}. \quad (1)$$

Далее легко показать, что среднее значение кинетической энергии электрона за одно полное обращение равно W . Мы видим, что если значение W не задано, то нельзя определить значения ω и a , характерные для рассматриваемой системы.

Теперь рассмотрим влияние излучения энергии, как оно обычно измеряется, по ускорению электрона. В этом случае электрон уже не будет двигаться по стационарным орбитам. Энергия W будет непрерывно убывать, и электрон будет приближаться к ядру, описывая все меньшие орбиты со все возрастающей частотой; в то время как электрон в среднем выигрывает в кинетической энергии, система в целом теряет энергию. Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока размеры орбит станут того же порядка, что и размеры электронов или ядра. Простой расчет показывает, что испускаемая во время указанного процесса энергия неизмеримо больше той, которая испускается при обычных молекулярных процессах.

Очевидно, что поведение такой системы совершенно отлично от того, что действительно происходит с атомной системой в природе. Во-первых, реальные атомы длительное время имеют определенные размеры и частоты. Далее представляется, что если рассмотреть какой-либо молекулярный

процесс, то после излучения определенного количества энергии, характерного для изучаемой системы, эта система всегда вновь окажется в состоянии устойчивого равновесия, в котором состояния между частицами будут того же порядка величины, что и до процесса.

Существенным пунктом планковской теории излучения является утверждение, что излучение энергии атомной системы происходит не непрерывно, как принято в классической электродинамике, а, напротив, определенными отдельными актами испускания. Количество испускаемой атомным вибратором энергии при каждом акте излучения равно $\tau h\nu$, где τ – целое число, h – универсальная постоянная⁵.

Возвращаясь к рассмотренному выше простому случаю одного электрона и одного положительно заряженного ядра, мы допустим, что электрон в начале взаимодействия с ядром находится далеко от ядра и не обладает относительно него заметной скоростью. Допустим далее, что после встречи с ядром электрон попадает на стационарную орбиту вокруг ядра. По причинам, которые выяснятся позже, мы примем, что орбита, о которой идет речь, круговая. Это допущение не вызовет изменений для систем, содержащих только один электрон.

Теперь допустим, что электрон испускает монохроматическое излучение с частотой ν , равной половине частоты обращения электрона по своей окончательной орбите. Тогда, согласно теории Планка, можно ожидать, что количество энергии, испускаемой в этом процессе, равно $\tau h\nu$ где h – постоянная Планка, а τ – целое число. Если допустить, что излучение монохроматично, то само собой напрашивается второе допущение относительно частоты излучения, а именно, что число оборотов электрона в начале излучения, а именно, что число оборотов электрона в начале излучения равно нулю. Вопрос о строгости обоих допущений и применимости теории Планка будет подробнее рассмотрен в § 3.

Положив

$$W = \tau h \frac{\omega}{2}, \quad (2)$$

с помощью формулы (1) мы получим

$$W = \frac{2\pi^2 m e^2 E^2}{\tau^2 h^2}, \quad \omega = \frac{4\pi^2 m e^2 E^2}{\tau^3 h^3}, \quad 2a = \frac{\tau^2 h^2}{2\pi^2 m e E}. \quad (3)$$

Если в этих выражениях придать τ разные значения, получим ряд значений W , ω и a , соответствующих ряду конфигураций системы. Согласно предыдущим рассуждениям, мы приходим к выводу, что эти конфигурации соответствуют состояниям системы, в которых нет излучения энергии, а потому они будут стационарными, пока система не будет возмущена извне. Мы видим, что значение W максимально, когда τ получает наименьшее значение, равное 1. Этот случай будет соответствовать наиболее устойчивому состоянию системы, т.е. будет соответствовать той связи электрона, для разрыва которой придется затрачивать наибольшее количество энергии.

⁵ См. например: M. Planck, Ann. d. Phys., 1910, 31, 758; 1912, 37, 642; Verh. Deutsch. Phys. Ges., 1911, S. 138

Если подставить названные выше значения $\tau = 1$ и $=$ и экспериментальные значения

$$e = 4.7 \cdot 10^{-10}, \quad \frac{e}{m} = 5.31 \cdot 10^{17}, \quad h = 6.5 \cdot 10^{-27},$$

то получим

$$2a = 1.1 \cdot 10^{-8} \text{ см}, \quad \omega = 6.2 \cdot 10^{15} \text{ сек.}^{-1}, \quad \frac{W}{e} = 13 \text{ в.}$$

Мы видим, что эти величины того же порядка, что и линейные размеры атома, оптические частоты и ионизационные потенциалы.

На всеобщее значение теории Планка для обсуждения поведения атомных систем впервые указал Эйнштейн.⁶ Соображения Эйнштейна были затем развиты и применены к различным явлениям в особенности Штарком, Пернстом и Зоммерфельдом. Соответствие наблюдаемых значений частот и размеров атома и вычисленных на основе соображений, подобных приведенным выше, было предметом многочисленных обсуждений. Гааз⁷ впервые указал на это в работе, где постоянная Планка объяснялась исходя из атомной модели Дж. Дж. Томсона с учетом линейных размеров и частоты атома водорода.

Системы, подобные рассматриваемой в настоящей работе, у которых силы взаимодействия между частицами меняются обратно пропорционально квадрату расстояния, обсуждались с точки зрения теории Планка Дж. Никольсоном⁸. В ряде работ он показал, что неизвестное до сих пор происхождение линии в спектре туманностей и солнечной короны представляется возможным объяснить, если допустить наличие в этих телах определенных гипотетических элементов с точно указанными свойствами. Атомы этих элементов должны состоять из кольца с небольшим числом электронов, окружающих положительное ядро исчезающе малых размеров. Соотношения между частотами, соответствующими указанным линиям, сравнимы с соотношениями между частотами, соответствующими различного рода колебаниям электронного кольца. Никольсон указал на связь с теорией Планка, Показав, что соотношение длин волн различных групп линий в спектре солнечной короны можно с большой точностью передать, если принять, что отношение энергии системы к числу оборотов кольца равно целому кратному постоянной Планка. Величина, которую Никольсон принял за энергию, в два раза больше той, которую мы выше обозначили через W . В последней из названных работ Никольсон счел необходимым придать теории более сложную форму, сохранив тем не менее выражение отношения энергии к частоте в виде простой функции целых чисел.

⁶A. Einstein. Ann. d. Phys., 1905, 17, 132; 1906, 20, 199; 1907, 22, 180 (см. перевод: А. Эйнштейн. Собрание научных трудов. М., 1966, Т. 3, стр. 92, 128, 134. – Ред.)

⁷A. E. Haas. Jahr. d. Rad., 1910, 7, 261; A. Schidlof. Ann. d. Phys., 1911, 35, 90; E. Wertheim, Phys. Zeitschr., 1911, 12, 409; Verh. Deutsch. Phys. Ges., 1912, S. 431; F. A. Lindemann. Там же, 1911, S. 482, 1107; F. Haber. Там же, 1911, S. 1117.

⁸J. W. Nikolson. Month. Not. Roy. Astr. Soc., 1912, 72, 49, 139, 677, 693, 729.

Казалось бы, что исключительно хорошее соответствие между вычисленными и наблюдаемыми значениями отношения соответствующих длин волн является сильным аргументом в пользу правильности основ расчетов Никольсона. Но против его теории можно выдвинуть серьезные возражения. Эти возражения тесно связаны с проблемой однородности излучения. В расчетах Никольсона частота линий в спектре отождествляется с частотой колебания механической системы, находящейся в точно заданном положении равновесия. Поскольку применяется теория Планка, мы можем ожидать, что излучение испускается квантами. Но системы, подобные рассматриваемым здесь, у которых частота является функцией энергии, не в состоянии испускать конечное количество монохроматического излучения, ибо по мере излучения меняется энергия системы, а следовательно, и частота. Кроме того, по расчетам Никольсона, системы неустойчивы для некоторых видов колебаний. Отвлекаясь от этих возражений, которые могут быть только формальными (см. стр. 104????), нужно отметить, что в такой форме теория представляется неспособной объяснить известные законы Бальмера и Ритца, охватывающие частоты линий в спектрах обычных элементов.

Мы попытаемся показать, что упомянутые трудности исчезают, если рассматривать вопрос с точки зрения, принятой в настоящей работе. Прежде чем перейти к изложению теории, совершенно необходимо еще раз привести рассуждения, характеризующие расчеты на стр. 87?????. Основные допущения ее следующие.

1. Динамическое равновесие системы в стационарных состояниях можно рассматривать с помощью обычной механики, тогда как переход системы из одного стационарного состояния в другое нельзя трактовать на этой основе.
2. Указанный переход сопровождается испусканием монохроматического излучения, для которого соотношение между частотой и количеством выделенной энергии именно такое, которое дает теория Планка.

Первое допущение напрашивается само собой, поскольку известно, что при расчете движения электронов обычная механика теряет свою абсолютную применимость и справедлива только для средних значений. С другой стороны, при расчетах динамического равновесия в стационарном состоянии, в котором нет относительных смещений частиц, нет необходимости различать действительные движения и средние. Второе допущение находится в явном противоречии с общепринятым пониманием электродинамики, но представляется необходимым для объяснения экспериментально установленных фактов.

В расчетах на стр. 87 мы применили, кроме того, более специальное допущение, что различным стационарным состояниям соответствует испускание различного числа планковских квантов энергии и что частота излучения, испускаемого при переходе системы из состояния, в котором энергия еще не излучалась, в одно из стационарных состояний, равно половине частоты обращения электрона в последнем состоянии. Однако мы можем

(см. § 3) получить соотношения (3) для стационарных состояний, применяя предположения несколько другого вида. Пока мы отложим рассмотрение специальных предположений и сначала покажем, как можно объяснить линейчатые спектры водорода для стационарных состояний с помощью упомянутых выше основных допущений и соотношений (3).

§ 2. Испускание линейчатых спектров

Спектр водорода. Вся совокупность опытных данных указывает на то, что атом водорода состоит просто из единственного электрона, вращающегося вокруг положительного ядра⁹ с ядром. Восстановление атома водорода, после того как электрон был удален, – например при электрическом заряде в вакуумной трубке, – соответствует рассмотренному на стр. 87 связыванию одного электрона положительным ядром. Если в соотношениях (3) положить $n_2 = n_1 + 1$, мы получим для общего количества энергии, излученной при образовании стационарного состояния,

$$W_r = \frac{2\pi^2 m e^4}{\tau^2 h^2}.$$

Количество энергии, испускаемой при переходе системы из состояния, соответствующего $\tau = \tau_1$, в другое, где $\tau = \tau_2$, будет

$$W_{r_2} - W_{r_1} = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^2} \cdot \left(\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right).$$

Предполагая теперь, что рассматриваемое излучение монохроматично и что количество испускаемой энергии равно $h\nu$, где ν – частота излучения, получаем

$$W_{r_2} - W_{r_1} = h\nu$$

и отсюда

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

Мы видим, что это соотношение объясняет закономерность, связывающую линии спектра водорода. Если взять $\tau_2 = 2$ и варьировать τ_1 , получим обычную серию Бальмера. Если взять $\tau_2 = 3$, получим в инфракрасной области серию, которую наблюдал Пашен¹⁰ и еще ранее предсказывал Ритц. При $\tau_2 = 1$ и $\tau_1 = 2, 3, 4, 5, \dots$ получим в крайней ультрафиолетовой

⁹ См. например: N.Bohr. Phil. Mag., 1913, 25, 24 (статья 4). Сделанный в цитируемой работе вывод подтверждается тем обстоятельством, что в опыте Дж.Дж. Томсона с положительными лучами водород является единственным элементом, который никогда не встречается с положительным зарядом, соответствующим потере более чем одного электрона. Ср.: Phil. Mag., 1912, 24, 672.

¹⁰F. Paschen. Ann. d. Phys., 1908, 27, 565.

и, соответственно, крайней инфракрасной областях серии, которые еще не наблюдались, но существование которых можно предположить.

Соответствие здесь как качественное, так и количественное. Если положить

$$e = 4.7 \cdot 10^{-10}, \quad \frac{e}{m} = 5.31 \cdot 10^{17} \quad \text{и} \quad h = 6.5 \cdot 10^{-27},$$

то получим

$$\frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} = 3.1 \cdot 10^{15}.$$

Эмпирическое значение помножится вне скобок в формуле (4) равно $3.290 \cdot 10^{15}$. Соответствие между теоретическим и наблюдаемым значениями лежит в пределах ошибок измерений постоянных, входящих в теоретическую формулу. В § 3 мы еще вернемся к рассмотрению этого соответствия.

Мы хотели бы отметить, что указанной теории как раз соответствует факт невозможности наблюдения более чем 12 линий серии Бальмера в опытах с вакуумными трубками, хотя в спектрах некоторых небесных тел наблюдаются 33 линии. Согласно равенствам (3), диаметр орбиты электрона в различных стационарных состояниях пропорционален τ^2 . При $\tau = 12$ диаметр равен $1.6 \cdot 10^{-6}$ см, т.е. среднему расстоянию между молекулами в газе при давлении примерно 7 мм рт. ст.; при $\tau = 33$ диаметр равен $1.2 \cdot 10^{-5}$ см, что соответствует среднему расстоянию между молекулами при давлении примерно 0.02 мм рт. ст. Согласно теории, очень низкое давление газа является условием, необходимым для появления большого числа линий; чтобы одновременно получить достаточную для наблюдения интенсивность, заполненный газом объем должен быть очень большим. Если теория верна, мы никогда не должны надеяться в опытах с вакуумными трубками наблюдать линий серии Бальмера, соответствующих большим числам для спектра испускания водорода. Но такие линии можно все-таки наблюдать, исследуя спектры поглощения этого газа (см. § 4).

Можно заметить, что указанным способом нельзя получить другие серии, которые обычно приписываются водороду, например серию, которую впервые наблюдал Пикеринг¹¹ в спектре звезды ζ Кормы, и группу серий, недавно найденных Фаулером¹² при исследовании смеси водорода и гелия в вакуумных трубках. Мы увидим, однако, что с помощью описанной выше теории можно естественным образом объяснить эти серии, если приписать их гелию.

Нейтральный атом этого элемента состоит согласно теории Резерфорда, из положительного ядра с зарядом $2e$ и двух электронов. Если рассматривать теперь связь одного единственного электрона с ядром гелия, то, подставляя $= 2$ в формулы (3) и поступая таким же образом, как и раньше, получаем

$$\nu = \frac{8\pi^2 m e^4}{h^3} \cdot \left(\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right) = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \cdot \left(\frac{1}{\left(\frac{\tau_2}{2}\right)^2} - \frac{1}{\left(\frac{\tau_1}{2}\right)^2} \right).$$

¹¹E. C. Pickering. *Astrophys. Journ.*, 1896, 4, 369; 1897, 5, 92

¹²A. Fowler. *Month. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1912, Dec., 73.

Полагая в этой формуле $\tau = 1$ или $\tau = 2$, получаем серии линий в крайнем ультрафиолете. Если взять $\tau = 3$ и варьировать τ_1 , получим серию, включающую две из наблюдавшихся Фаулером серий; он назвал их первой и второй главными сериями спектра водорода. Если взять $\tau_2 = 4$, получим серию, которую Пикеринг наблюдал в спектре ζ Кормы. Каждая вторая линия в этой серии идентична одной из линий серии Бальмера в спектре водорода. То обстоятельство, что эти линии интенсивнее всех остальных в серии, можно объяснить, таким образом, наличием в указанной звезде водорода. Эта серия наблюдалась и в опытах Фаулера; в своей работе он назвал ее резкой серией спектра водорода. Если, наконец, взять $\tau_2 = 5, 6 \dots$, то получим серии, яркие линии которых должны лежать в инфракрасной области.

Причина того, почему указанный спектр не наблюдался в обычных гелиевых трубках, состоит быть может в том, что в таких трубках ионизация гелия не настолько полная, как в упомянутой звезде или в опытах Фаулера, где в смеси водорода и гелия происходил сильный разряд. По указанной выше теории условием появления спектра является приведение атома гелия в состояние, в котором атомом потеряны оба электрона. При этом нужно допустить, что энергия, необходимая для удаления из атома гелия второго электрона, намного больше энергии, необходимой для удаления первого. Кроме того, из опытов с положительными лучами известно, что атом водорода может приобретать отрицательный заряд. Наличие водорода в опытах Фаулера, возможно, сказывается в том, что некоторые атомы гелия теряют большее число электронов, чем в случае чистого гелия.

Спектры других элементов. Для систем, содержащих большее количество электронов, мы должны в соответствии с результатами опыта ожидать существования в линейчатых спектрах более сложных закономерностей, чем для рассмотренных до сих пор. Я попытаюсь показать, что принятая точка зрения во всяком случае допускает определенное понимание наблюдаемых закономерностей.

По теории Ридберга, обобщенной Ритцем¹³, частота, соответствующая линии какого-либо элемента, может быть представлена выражением

$$\nu = F_{\tau}(\tau_1) - F_s(\tau_2),$$

где τ_1 и τ_2 – целые числа, а F_1, F_2, F_3, \dots – функции τ вида

$$\frac{K}{(\tau + \alpha_1)^2}, \quad \frac{K}{(\tau + \alpha_2)^2}, \dots$$

– универсальная постоянная, равная стоящему вне скобок множителю в формуле (4) для спектра водорода.

То обстоятельство, что частота может быть представлена в виде разности двух функций от целых чисел, позволяет заключить, что происхождение линий в данных спектрах подобно тому, какое мы приняли для водорода.

¹³W. Ritz. Phys. Zs., 1908, 9, 521

Это значит, что линии соответствуют тому излучению, которое имеет место при переходе системы из одного стационарного состояния в другое. Для многоэлектронных систем рассмотрение может быть сложным, так как существует множество конфигураций электронов, которые нужно учитывать как стационарные состояния. Это должно объяснить существование различных групп серий, соответствующих указанным веществам. Здесь я попытаюсь показать, что теоретически весьма просто объяснить, почему постоянная К, входящая в формулу Ридберга, одинакова для всех элементов.

Примем, что соответствующий спектр относится к излучению, испускаемому при связывании одного электрона, и что система, присоединившая электрон, нейтральна. Сила, действующая на электрон, находящийся на большом расстоянии от ядра и ранее присоединенного электрона, будет примерно та же, что и в предыдущем случае, когда электрон связывался ядром водорода. Поэтому энергия, соответствующая стационарному состоянию, будет для больших τ примерно равна той, которая получается из формулы (3) на стр. 87, если положить $\tau = \tau_0$. Отсюда для больших τ получаем

$$\lim[\tau^2 \cdot F_1(\tau)] = \lim[\tau^2 \cdot F_2(\tau)] = \dots = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3}$$

в соответствии с теорией Ридберга.

§ 3. Общие соображения. Продолжение

Вернемся к обсуждению (см. стр. 90) того специального допущения, которое мы использовали при выводе формул (3) для стационарных состояний системы, состоящей из ядра и одного вращающегося вокруг него электрона.

Прежде всего мы допустили, что различные стационарные состояния соответствуют испусканию различного числа квантов энергии. Если рассматривать системы, у которых частота является функцией энергии, это допущение представляется маловероятным, поскольку с испусканием кванта частота меняется. Теперь покажем, что даже если отказаться от этого допущения, мы все-таки получим равенство (2) (см. стр. 87) и этим сохраним формальную аналогию с теорией Планка.

Отметим прежде всего, что для объяснения закономерностей в спектрах с помощью формул (3) для стационарных состояний вовсе не было необходимости предполагать, что в каком-либо случае излучался более чем один квант. Дальнейшие выводы относительно частоты излучения можно получить, сравнивая расчеты энергии излучения в области больших длин волн, выполненные на основе изложенных выше допущений и на основе обычной механики. Известно, что последние находятся в соответствии с опытами над тепловым излучением в упомянутой области.

Мы примем, что соотношение между общим количеством выделенной энергии и числом оборотов электронов для различных стационарных состояний задается формулой $W = f(\tau) h\nu$ вместо равенства (2). Поступая таким же образом, как и раньше, мы в этом случае вместо (3) получаем

$$W = \frac{\pi^2 m e^2 E^2}{2h^2 f^2(\tau)}, \quad \omega = \frac{\pi^2 m e^2 E^2}{2h^3 f^3(\tau)}.$$

Если, как и раньше, допустить, что количество энергии, выделяемое при переходе системы из состояния $\tau = \tau_2$, равно $h\nu$, то вместо соотношения (4) получим

$$\nu = \frac{\pi^2 m e^2 E^2}{2h^2} \cdot \left[\frac{1}{f^2(\tau_1)} - \frac{1}{f^2(\tau_2)} \right].$$

Ясно, что для получения формулы, аналогичной формуле для серии Бальмера, мы должны положить $f(\tau) = c\tau$.

Чтобы определить c , рассмотрим теперь переход системы между двумя последовательными состояниями с $\tau = N$ и $\tau = N - 1$. Вводя $f(\tau) = c\tau$, для частоты испускаемого излучения получаем

$$\nu = \frac{\pi^2 m e^2 E^2}{2c^2 h^3} \cdot \frac{2N - 1}{N^2(N - 1)^2}.$$

Для частоты обращения электрона до и после испускания имеем

$$\omega_N = \frac{\pi^2 m e^2 E^2}{2c^3 h^3 N^3} \quad \text{и} \quad \omega_{N-1} = \frac{\pi^2 m e^2 E^2}{2c^3 h^3 (N - 1)^3}.$$

Если N велико, отношение между частотой до и после испускания равно примерно единице и в соответствии с обычной электродинамикой можно ожидать, что отношение между частотой излучения и частотой обращения электрона тоже примерно равно единице. Это условие выполняется только в том случае, если $c = 1/2$. Взяв $f(\tau) = \tau/2$, мы вновь приходим к равенству (2), а следовательно, и к формулам (3) для стационарных состояний.

Если рассмотреть переходы системы между состояниями, соответствующими $\tau = N$ и $\tau = N - n$, где n мало по сравнению с N , то в том же приближении, что и раньше, получим, полагая, $f(\tau) = \tau/2$

$$\nu = n\omega.$$

Возможность испускания излучения с такой частотой можно объяснить также из аналогии с обычной электродинамикой, поскольку электрон, движущийся по эллиптической орбите вокруг ядра, испускает излучение, которое по теореме Фурье может быть разложено на компоненты с частотами $n\omega$, где ω – частота обращения электрона.

Так мы приходим к предположению, что равенство (2) объясняется не тем, что различным стационарным состояниям соответствует излучение различного числа квантов энергии, а тем, что частота квантов энергии,

испускаемых при переходе из состояния, в котором еще энергия не испускалась, в одно из стационарных состояний, кратна числу $\omega/2$, где ω – частота обращения электрона в рассматриваемом состоянии. Из этого предположения мы приходим к тому же выражению для энергии стационарного состояния, что и раньше, а отсюда с помощью основных предположений, изложенных на стр. 89–90, к тому же выражению для закономерности в спектре водорода. Вследствие этого мы можем рассматривать наши предыдущие рассуждения на стр. 87 только как простую форму изложения теории.

Прежде чем закончить рассмотрение этого вопроса, мы вернемся на мгновение назад к вопросу о значении соответствия между наблюдаемыми и вычисленными значениями константы в формуле (4) для серии Бальмера в спектре водорода. Если исходить из вида закономерности для спектра водорода и принять, что различные линии соответствуют монохроматическому излучению, испускаемому при переходе между различными стационарными состояниями, из изложенного выше мы приходим к тому же выражению для константы, что и в формуле (4). При этом надо только допустить, что, во-первых, излучение испускается в виде квантов $h\nu$ и, во-вторых, что частота излучения, испускаемого при переходе системы между последовательными стационарными состояниями, совпадает с частотой обращения электрона в области больших длин волн.

Поскольку все допущения, лежащие в основе излагаемой теории, имеют фундаментальный характер, мы вправе ожидать – если вообще весь наш метод рассмотрения справедлив – абсолютного, а не только приближенного совпадения наблюдаемого и вычисленного значений этой константы. Поскольку формула (4) может быть использована при обсуждении результатов экспериментального определения констант e , m , h .

Хотя, естественно, не может быть и речи о механическом обосновании приведенных в этой работе расчетов, тем не менее можно дать очень простую интерпретацию расчетов на стр. 87 с помощью понятий обычной механики. Если через M обозначить момент импульса электрона, вращающегося вокруг ядра, то для круговой орбиты сразу имеем $\pi M = T/\omega$, где ω – частота обращения, а T – кинетическая энергия электрона. Для круговой орбиты $T = W$ (см. стр. 860), а следовательно, из формулы (2) получаем

$$M = \tau M_0,$$

где

$$M_0 = \frac{h}{2\pi} = 1.04 \cdot 10^{-27}.$$

Если принять, что электрон в стационарном состоянии движется по круговой орбите, то результат расчета на стр. 87 может быть выражен простым требованием: в стационарном состоянии системы момент импульса электрона, вращающегося вокруг ядра, равняется целому кратному некоторой универсальной величины независимо от заряда ядра. Возможную значимость момента импульса для рассмотрения атомной системы по теории

Планка особенно подчеркивал Никольсон.¹⁴

Большое количество различных стационарных состояний наблюдается только при исследовании поглощения и испускания излучения. В большинстве других физических явлений атомы вещества находятся только в одном определенном состоянии, а именно в состоянии при низкой температуре. Из всего сказанного мы непосредственно приходим к выводу, что “основному” состоянию соответствует то из стационарных состояний, при образовании которого было испущено наибольшее количество энергии. Согласно формулам (3) на стр. 87, ?????? это состояние, для которого $\tau = 1$.

§ 4. Поглощение излучения

Чтобы удовлетворить закону Кирхгофа, необходимо ввести такие предположения о механизме поглощения излучения, которые соответствовали бы используемым при рассмотрении испускания. Так, мы должны предположить, что система, состоящая из ядра и вращающего вокруг него электрона, при определенных условиях может поглощать излучение, частота которого равна частоте монокроматического излучения, испускаемого при переходе системы между стационарными состояниями. Рассмотрим испускание излучения при переходе системы между двумя стационарными состояниями A_1 и A_2 , которым соответствуют значения τ , равные τ_1 и τ_2 , где $\tau_1 > \tau_2$. Подобно тому как необходимым условием испускания рассматриваемого излучения было пребывание системы в состоянии A_1 , мы должны допустить, что необходимым условием поглощения излучения является пребывание системы в состоянии A_2 .

Эти соображения кажутся соответствующими опытам по поглощению в газах. например, в газообразном водороде при нормальных условиях нет поглощения излучения, соответствующего линейчатому спектру этого газа; поглощение наблюдается у водорода только в светящемся состоянии. Это можно было ожидать из всего сказанного. На стр. 91 ?????? мы предположили, что указанное излучение будет испускаться только в том случае, если переход системы происходит между стационарными состояниями, для которых $\tau \geq 2$. Но состояние атома водорода в нормальных условиях соответствует $\tau = 1$. Кроме того, атомы водорода при нормальных условиях соединяются в молекулы, т.е. в системы, у которых частота электронов отличается от их частоты в атомах (см. часть III). Из того факта, что некоторые вещества, например пары натрия, поглощают в несветящемся состоянии излучение тех линий, которые соответствуют линейчатому спектру излучения этих веществ, мы можем заключить, что излучение, соответствующее упомянутым линиям, испускается при переходах системы между двумя состояниями, одним из которых является основное.

¹⁴J.W. Nicholson, Цит. соч., S. 679.

Насколько сильно приведенное выше объяснение отличается от объяснения, основанного на обычной электродинамике, видно наиболее ясно из того факта, что мы вынуждены были допустить поглощение системой электронов излучения, частота которого отличается от частоты колебаний электронов, вычисленной обычным образом. В этой связи будет интересно упомянуть об одном обобщении, вызванном опытами по фотоэффекту; они могут пролить некоторый свет на указанную проблему. Рассмотрим такое состояние системы, в котором электрон свободен, т.е. он обладает достаточно большой кинетической энергией, чтобы удалиться от ядра бесконечно далеко. Если предположить, что движение электрона описывается обычной механикой и что нет (заметного) излучения энергии, то полная энергия системы (как и в ранее рассмотренных стационарных состояниях) постоянна. Должна существовать полная непрерывность между обоими видами состояний, потому что различие между частотами и размерами системы в последовательных стационарных состояниях убывает с возрастанием τ . В дальнейшем ради краткости мы назовем оба упомянутых вида состояний “механическими”, подчеркивая этим только то предположение, что движение электрона в обоих случаях может быть описано обычной механикой.

Продолжая аналогию между двумя видами механических состояний, мы могли бы ожидать, что поглощение излучения возможно не только при переходе системы между двумя различными стационарными состояниями, но и между стационарным состоянием и состоянием, в котором электрон свободен. Как и раньше, частота этого излучения должна определяться равенством $E = h\nu$, где E – разность полных энергий системы в обоих состояниях. Как мы увидим, такое поглощение в точности совпадает с тем, которое наблюдается в опытах по ионизации ультрафиолетовым светом и рентгеновскими лучами. Очевидно, этим путем получается такое же выражение для кинетической энергии электрона, вырванного из атома под действием фотона, как и выведенное Эйнштейном,¹⁵ т.е. $T = h\nu - W$, где T – кинетическая энергия вырванного электрона, а W – общая энергия, выделенная при первоначальном присоединении электрона.

Приведенные рассуждения могут объяснить также результат некоторых опытов Вуда¹⁶ по поглощению света в парах натрия. В этих опытах наблюдалось поглощение, соответствующее большому числу линий главной серии спектра натрия, и, кроме того, непрерывное поглощение, начинающееся на границе серии и простирающееся до далекого ультрафиолета. Это как раз то, что следует из упомянутой аналогии, и более детальное рассмотрение, как мы увидим, позволяет нам провести эту аналогию дальше. Как указывалось на стр. 92,????? радиусы электронных орбит в стационарных состояниях, соответствующих большим значениям τ , велики по сравнению с обычными атомными размерами. Это обстоятельство служит объяснением отсутствия линий, соответствующих большим τ , в серии Бальмера

¹⁵A. Einstein. Ann. d. Phys., 1905, 17, 146 (см. перевод: А.Эйнштейн. Собрание научных трудов. М., 1966, т. III, стр. 104. – Ред.).

¹⁶R.W. Wood. Physical Optics, 1911, S. 513 (см. перевод: Р. Вуд. Физическая оптика. М.–Л., 1936. – Ред.)

спектра водорода в опытах с вакуумными трубками. Это же проявляется и в спектре испускания натрия: в главной серии спектра испускания этого вещества наблюдается слишком мало линий. Поскольку в опытах Вуда давление было бы не очень низким, состояния, соответствующие большим значениям τ , не могли возникнуть; в спектре же поглощения наблюдается примерно 50 линий. В этих опытах, следовательно, наблюдалось поглощение, не сопровождающееся переходом между двумя стационарными состояниями. Согласно излагаемой здесь теории, мы должны предположить, что за этим поглощением следует испускание энергии, возвращающее систему в первоначальное состояние. Если между системами нет соударений, то эта энергия испускается в виде излучения, частота которого равна частоте поглощенного излучения; таким образом, происходит по существу не поглощение, а только рассеяние первоначального излучения. Действительное поглощение произойдет только в том случае, если благодаря соударениям эта энергия превратится в кинетическую энергию свободных частиц. По аналогии из описанного эксперимента мы можем заключить, что связанный электрон – даже если не происходит ионизация – обладает поглощающим (рассеивающим) действием на монохроматическое излучение, как только частота излучения больше W/h , где W – общая энергия, выделенная при связывании электрона. Это говорит, в пользу теории поглощения, подобной намеренной выше, поскольку в таком случае не может быть и речи о совпадении частоты излучения с какой-либо характеристической частотой колебаний электрона. Мы увидим позже, что предположение о существовании поглощения, соответствующего переходу между двумя механическими состояниями, находится в полном согласии с предположением, что свободный электрон оказывает поглощающее (рассеивающее) действие на свет любой частоты. Соответствующие рассуждения справедливы и для испускания излучения.

По аналогии с используемым в настоящей работе предположением о том, что испускание излучения с линейчатым спектром соответствует рекомбинации атомов, после того как ранее были удалены один или несколько слабо связанных электронов, мы можем предположить, что монохроматическое рентгеновское излучение испускается при рекомбинации системы после предварительного удаления сильно связанного электрона, например, при соударении с катодными частицами.¹⁷ В следующей части настоящей работы, где речь будет идти о строении атома, мы рассмотрим этот вопрос подробнее и попытаемся показать, что расчет, основанный на этом допущении, находится в количественном согласии с результатами эксперимента. Здесь мы хотим лишь упомянуть об одной проблеме, с которой мы сталкиваемся при таких расчетах.

Опыты с рентгеновскими лучами позволяют думать, что на основе обычной электродинамики нельзя рассматривать не только испускание и поглощение излучения, но даже и соударения двух электронов, из которых один является связанным в атоме. Это, по-видимому, проще всего выявля-

¹⁷ Ср.: J.J. Thomson. Phil. Mag., 1912, 23, 456

ется весьма показательными расчетами энергии β – частиц, недавно опубликованными Резерфордом.¹⁸ Эти расчеты наводят на мысль, что очень быстрый электрон, проходящий через атом и сталкивающийся со связанными электронами, теряет энергию определенными конечными квантами. Сразу видно, что этот вывод сильно отличается от результатов, которые получаются, если рассматривать столкновения на основе обычных законов механики. То, что классическая механика не дает правильного результата при рассмотрении такого вопроса, можно было заранее ожидать вследствие неприменимости закона равномерного распределения кинетической энергии вообще при рассмотрении взаимодействия между свободными и связанными в атоме электронами. Однако с точки зрения “механических” состояний мы увидим, что результат расчетов Резерфорда и отсутствие равномерного распределения кинетической энергии объясняются следующим согласующимся с приведенной выше аналогией предположением: два свободных или связанных сталкивающихся электрона находятся в механическом состоянии как до, так и после соударения. Очевидно, что принятие такого предположения не вызывает необходимости изменения классического подхода к столкновениям двух свободных частиц. Но из рассмотрения столкновения между свободным и связанным электронами вытекает, что связанный электрон не может приобретать энергию меньшую, чем разность энергий между двумя последовательными стационарными состояниями, а, следовательно, свободный электрон, сталкивающийся с ним, не может терять меньшее количество энергии.

Нет необходимости специально подчеркивать предварительный и гипотетический характер изложенных соображений. Однако мы намеривались показать, что указанное обобщение теории стационарных состояний может дать простую основу для описания ряда экспериментальных фактов, которые нельзя объяснить с помощью обычной электродинамики, и что использованные предположения не кажутся несовместимыми с экспериментальными данными о явлениях, удовлетворительное объяснение которых дают классическая динамика и волновая теория света.

§ 5. Основные состояния атомной системы

Вернемся теперь к основной теме настоящей статьи – рассмотрению основного состояния системы, состоящей из ядра и связанного электрона. Для системы, состоящей из ядра и вращающегося вокруг него электрона, это состояние согласно сказанному выше определяется условием, чтобы момент импульса электрона относительно ядра равнялся бы $h/2\pi$.

Согласно теории, изложенной в этой статье, единственным нейтральным атомом, имеющим только один электрон, является атом водорода. Основное

¹⁸E. Rutherford. Phil. Mag., 1912, 24, 453, 893.

состояние этого атома соответствует значениям a и ω , вычисленным на стр. 88. К сожалению, мы очень мало знаем о поведении атома водорода, так как при обычных температурах молекула водорода слабо диссоциирует. Чтобы получить возможность более детального сравнения с экспериментом, необходимо рассматривать более сложные системы.

Возможно, что в системах, где положительно заряженное ядро связывает несколько электронов, конфигурация электронов в состоянии, представляющимся основным, такова, что они располагаются в кольце вокруг ядра. При рассмотрении этой проблемы на основании обычной электродинамики мы сталкиваемся – помимо вопроса об излучении энергии – с новыми трудностями, связанными с устойчивостью кольца. Оставим пока эту трудность и рассмотрим вначале размеры и частоту системы по теории излучения Планка.

Рассмотрим кольцо, состоящее из n электронов, вращающихся вокруг ядра с зарядом e и расположенных на равных угловых интервалах по окружности радиуса a .

Суммарная потенциальная энергия системы, состоящей из электронов и ядра, будет

$$P = -\frac{ne}{a} \cdot (E - es_n),$$

где

$$s_n = \frac{1}{4} \sum_{s=1}^{s=n-1} \operatorname{cosec} \frac{s\pi}{n}.$$

Для реальной составляющей силы, действующей на электрон со стороны ядра и остальных электронов, имеем

$$F = -\frac{1}{n} \cdot \frac{dP}{da} = -\frac{e}{a^2} \cdot (E - es_n).$$

Обозначая кинетическую энергию электрона через T , пренебрегая электромагнитными силами, возникающими при движении электрона (см. часть 3), и считая действующую на электрон центростремительную силу равной радиальной составляющей силы, получаем

$$\frac{2T}{a} = \frac{e}{a^2} \cdot (E - es_n),$$

или

$$T = \frac{e}{2a} \cdot (E - es_n).$$

Отсюда для частоты обращения электронов находим

$$\omega = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{e(E - es_n)}{ma^3}}.$$

Общее количество энергии W , которое необходимо сообщить системе, чтобы удалить электроны на бесконечно большое расстояние от ядра и друг от друга, равно

$$W = -P - nT = \frac{ne}{2a} \cdot (E - es_n) = nT,$$

т.е. суммарной кинетической энергии электронов.

Нетрудно видеть, что единственное различие между этой формулой и формулой для движения для одного электрона по круговой орбите вокруг ядра состоит в замене на $E - es_n$. Непосредственно видно также, что движению одного электрона по эллиптической орбите движение n электронов, каждый из которых движется по эллипсу с ядром в фокусе, причем в каждый момент времени электроны располагаются на равных угловых интервалах по окружности с центром в ядре. Большая ось орбиты и частота обращения отдельного электрона при таком движении определяется из формулы (1) на стр. 86, если в последней заменить на $E - es_n$ и W на W/n . Примем теперь, что система из n электронов, вращающихся в кольце вокруг ядра, образована аналогично системе из одного электрона, вращающегося вокруг ядра. Таким образом, предполагается, что до своего присоединения к ядру электроны находились далеко от него и не обладали заметными скоростями, а присоединение сопровождалось испусканием монохроматического излучения. Как и в случае одного электрона, здесь общее количество энергии, испускаемой при связывании, равняется конечной кинетической энергии электронов.

Если теперь допустить, что при образовании системы электроны в каждое мгновение располагаются на равных угловых интервалах по окружности с центром в ядре, то по аналогии с расчетами на стр. 87????? мы приходим к предположению о существовании ряда стационарных конфигураций, в которых кинетическая энергия одного электрона равна $\tau h\omega/2$, где τ – целое число, h – постоянная Планка, ω – частота обращения. Наибольшее количество энергии выделяется, как и раньше, при образовании конфигурации, для которой $\tau = 1$. Эту конфигурацию мы примем за основное состояние системы, если все электроны в этом состоянии находятся в одном кольце. Как и в случае одного электрона, момент импульса каждого электрона равен $h/2\pi$. Следует также отметить, что вместо рассмотрения отдельных электронов можно рассматривать кольцо как одно целое; это приведет к тому же результату, поскольку в таком случае частота обращения заменяется вычисленной из обычной электродинамики частотой $n\omega$ излучения всего кольца, а заменяется полной кинетической энергией nT .

Могут существовать еще многие другие стационарные состояния, которые соответствуют другим способам образования системы. Существование таких состояний (см. стр. 93)????? представляется необходимым допустить для объяснения линейчатых спектров систем со многими электронами. На это указывает и упомянутая на стр. 88????? теория Никольсона, к которой мы вскоре вернемся. Но насколько я могу судить, излучение спектров не указывает на существование стационарных состояний, при которых все электроны располагаются в одном кольце и которым соответствуют большие значения выделенной энергии, чем тем состояниям, которые мы назвали основными.

Могут существовать и такие стационарные конфигурации электронов вокруг ядра с зарядом , при которых не все электроны заключены в одном кольце. Но вопрос о существовании таких стационарных конфигураций

не существен для определения основного состояния, поскольку мы предполагаем, что в таком состоянии все электроны заключены в одном кольце. Системы, соответствующие сложным конфигурациям, будут рассмотрены на стр. 105. ??????

Если воспользоваться соотношением $T = h\omega/2$, то с помощью приведенных выше выражений для α и ω получим те значения α и ω , которые соответствуют основному состоянию системы и которые отличаются от определяемых формулами (3) на стр. 87 только заменой E на $E - es_n$. Вопрос об устойчивости электронного кольца, вращающегося вокруг положительного заряда, весьма обстоятельно рассмотрен Дж.Дж.Томсоном.¹⁹ Никольсон²⁰ применил вычисления Томсона к рассмотренному здесь случаю кольца, вращающегося вокруг ядра, линейными размерами которого можно пренебречь. Изучение указанной проблемы, естественно, распадается на две части: первая касается устойчивости относительно смещения электронов в плоскости кольца, вторая – перпендикулярно этой плоскости. Как показывают расчеты Никольсона, ответ на вопрос об устойчивости весьма различен для обоих рассматриваемых случаев. Тогда как при смещениях второго рода кольцо вообще устойчиво, если число электронов невелико, по отношению к смещениям первого рода во всех рассмотренных Никольсоном случаях оно неустойчиво.

Однако в соответствии с принятой в настоящей работе точкой зрения вопрос об устойчивости при смещениях электронов в плоскости кольца тесно связан с вопросом о механизме связи электронов и не может быть рассмотрен на основе обычной динамики. В дальнейшем мы воспользуемся гипотезой, что устойчивость электронного кольца, вращающегося вокруг ядра, связана с условием универсального постоянства момента импульса в сочетании с дополнительным требованием, чтобы расположение частиц соответствовало наибольшему количеству выделенной при его образовании энергии. Мы покажем, что в отношении устойчивости при смещениях электронов перпендикулярно плоскости кольца эта гипотеза эквивалентна той, которая принимается при обычных механических расчетах.

Вернемся к теории Никольсона о происхождении линий, замеченных в спектре солнечной короны. Мы увидим сейчас, что упомянутые на стр. 89 трудности, возможно, носят только формальный характер. Во-первых, исходя из приведенной точки зрения теряет силу возражение, касающееся неустойчивости системы относительно смещений электронов в плоскости кольца. Во-вторых, если допустить, что в случае спектра короны речь идет не о действительном испускании, а о рассеянии излучения, то возражение, касающееся излучения квантами, не будет относиться к указанным расчетам. Это допущение представляется вероятным, если принять во внимание условия на небесных телах. Благодаря колоссальной разряженности материи, число соударений, нарушающих стационарные состояния и порождающих действительное испускание света, соответствующее переходу

¹⁹J.J.Thomson. Цит. соч.

²⁰J.W.Nicholson. Цит. соч.

между различными стационарными состояниями, будет сравнительно мало. С другой стороны, в солнечной короне существуют интенсивные световые возмущения всех частот, которые могут возбудить собственные колебания системы в различных стационарных состояниях. Если вышеуказанные предположения справедливы, мы приходим к совершенно другой форме законов, охватывающих рассмотренные Никольсоном спектральные линии, и законов, выясняющих рассмотренные в настоящей статье обычные линейчатые спектры.

При переходе к рассмотрению систем с более сложными свойствами мы воспользуемся следующей легко доказуемой теоремой. *В любой системе, состоящей из покоящегося ядра и электронов, движущихся по круговым орбитам со скоростями, малыми по сравнению со скоростью света, кинетическая энергия численно равна половине потенциальной.*

С помощью этой теоремы мы приходим к тому же выводу, что и в случае одного электрона и вращающегося вокруг ядра кольца. Общая энергия, выделяющаяся при образовании системы из частиц, бесконечно удаленных друг от друга и не обладающих скоростью друг относительно друга, равна кинетической энергии электронов при их окончательном расположении в системе.

Как и в предыдущем случае одного кольца, здесь мы приходим к предположению, что для каждого равновесного расположения должен существовать ряд геометрически подобных стационарных конфигураций системы, в которых кинетическая энергия каждого электрона равна частоте обращения, умноженной на $(\tau/2)h$, где τ – целое число, а h – постоянная Планка. Для каждого такого ряда стационарных конфигураций должна существовать одна, соответствующая наибольшему количеству выделенной энергии, которой отвечает $\tau = 1$ для каждого электрона. Принимая во внимание, что отношение кинетической энергии к частоте для частицы, вращающейся по круговой орбите, равно умноженному на π моменту импульса относительно центра орбиты, мы приходим к следующему простому обобщению гипотез, использованных на стр. 97 и 103.?????

В любой молекулярной системе, состоящей из положительно заряженных ядер и электронов, где ядра находятся в покое друг относительно друга, а электроны движутся по круговым орбитам, момент импульса относительно центра орбиты для каждого электрона в основном состоянии системы будет равняться $h/2\pi$, где h – постоянная Планка.²¹

В соответствии с рассуждениями на стр. 104 допустим, что расположение, удовлетворяющее этому условию, устойчиво, если общая энергия системы при этом меньше, чем для любого другого близкого расположения, удовлетворяющего тому же условию для момента импульса.

Как уже подчеркивалось во введении, в следующей работе упомянутая выше гипотеза будет использована как основа теории строения атомов и

²¹ В соображениях, приведших к этой формуле, мы допустили, что скорость электронов мала по сравнению со скоростью света. Границы применимости этого допущения будут обсуждены во второй части работы.

молекул. Будет показано, что она ведет к результатам, которые находятся в согласии с экспериментальными данными о различных явлениях.

Основанием гипотезы служил исключительно ее вывод из теории излучения Планка. Позже была предпринята попытка шире осветить ее основу с другой точки зрения.

5 апреля 1913 г.