

О сериальных спектрах элементов ¹⁾.

Нильс Бор.

Предмет, о котором я имею честь сегодня докладывать, следуя дружескому приглашению президиума Немецкого Физического Общества, очень обширен и было бы совершенно невозможно дать в одном докладе сколько-нибудь полный обзор чрезвычайно важных результатов, достигнутых в теории спектров. В последующем я попытаюсь выдвинуть некоторые исходные пункты, которые мне кажутся важными как для понимания современного состояния теории, так и для дальнейших возможностей ее развития в ближайшем будущем. К сожалению, время не позволит мне подробнее остановиться на истории развития спектральных теорий, хотя это и было бы интересно в связи с остальным; отсутствие исторического обзора не будет мешать пониманию последующего изложения, так как исходные положения, на основании которых немного лет тому назад пытались объяснить спектры, решительно отличаются от положений излагаемого ниже. Это различие распространяется как на развитие наших представлений о строении атома, так и на способ применения этих представлений к объяснению спектров. Что касается первого пункта, мы будем предполагать, по теории Rutherford'a, атом, состоящим из положительно заряженного ядра, вокруг которого вращается некоторое количество электронов; размеры ядра чрезвычайно малы в сравнении с величиною всего атома, в нем содержится, однако, почти вся атомная масса. Время не позволит мне привести оснований этой, так называемой *ядерной (нуклеарной) теории атома*, и те, весьма сильные подтверждения, которые она получила при исследованиях в самых различных областях. Мне хочется упомянуть только об одном результате, придавшем необычайную простоту и привлекательность современной теории атома, я говорю о том воззрении, что число электронов нейтрального атома равняется просто числу, определяющему положение соответствующего элемента в периодической системе. Это положение, высказанное впервые van den Broëck'ом является той программой, к которой должно сводиться

¹⁾ Доклад, прочитанный 27 апреля 1920 года на заседании Немецкого Физического Общества в Берлине (Zeitschrift für Physik, 2, p. 423, 1920).

объяснение физических и химических свойств элементов,—мы должны исходить из атомной модели, опирающейся на это число, так называемый «атомный номер». Попытка осуществления такой программы на основе классических законов механики и электродинамики связана с непреодолимыми затруднениями. Они особенно резки в случае спектров элементов. Затруднения здесь настолько ясны, что было бы лишней тратой времени останавливаться на них. Очевидно, что системы вышеупомянутого типа по обычным механическим и электродинамическим представлениям не могут обладать достаточной устойчивостью и потому не могут быть источником спектра, состоящего из резких линий.

В последующем мы основываемся на представлениях так называемой *теории квантов*. Нет необходимости, особенно здесь, в Берлине, излагать фундаментальные работы Planck'a о тепловом излучении, послужившие толчком к развитию теории квантов, согласно которой законы, определяющие ход атомных процессов, содержат существенный элемент прерывности. Я упомяну здесь только о главном результате Planck'a, относящемся к свойствам необычайно просто построенной атомной системы, так называемого «осциллятора» Planck'a. Этот осциллятор состоит из одной, электрически заряженной частицы, способной совершать гармонические колебания около положения равновесия с частотой, независимой от амплитуды. В результате рассмотрения статистического равновесия группы таких систем в поле излучения, Planck, как известно, пришел к выводу, что излучение и поглощение такими осцилляторами может производиться только таким способом, что при рассмотрении статистического равновесия приходится принимать во внимание исключительно некоторые, особые состояния осциллятора. В этих состояниях энергия системы является целым кратным числом так называемого «кванта энергии», пропорционального числу колебаний осциллятора. Особые значения энергии могут быть выражены формулой:

$$E_n = n\hbar\omega, \quad (1)$$

где n — целое число, ω — число колебаний осциллятора и $\hbar$ — универсальная, так называемая Planck'овская постоянная. Попытка применения этого результата к объяснению спектров элементов наталкивается, однако, на затруднение, заключающееся в том, что движение частицы в атоме, несмотря на простоту строения последнего, вообще говоря, чрезвычайно сложно, в сравнении с движением осциллятора Planck'a. Отсюда возникает вопрос, каким образом должен быть обобщен вывод Planck'a, чтобы получить применение в данном случае? В этом отношении возможны различные точки зрения. Так, например, уравнение (1) можно рассматривать, как условие, определяющее отношения при особых движениях атомной системы, и можно пытаться искать общую форму этих условий. С другой стороны, можно смотреть на уравнение

(1), как на некоторое утверждение о свойствах процесса излучения, и следовательно, искать общие законы, определяющие эти процессы. В теории Планк'а принимается, как нечто само собою разумеющееся, что число колебаний света, поглощенного и излученного осциллятором, равно собственной частоте колебаний последнего. Это предположение может быть написано так:

$$\nu = \omega \quad (2)$$

где, как и в дальнейшем, мы обозначаем, с целью резкого разграничения, через ν — число колебаний излучаемого света и через ω — число колебаний частицы в атоме. Мы видим отсюда, что результат Планк'а может быть интерпретирован таким образом: осциллятор может излучать и поглощать свет только так называемыми «квантами излучения» величины

$$\Delta E = h\nu \quad (3)$$

Как известно, такая интерпретация привела Einstein'а к теории фотоэлектрического эффекта, имеющей большое значение, как применение теории квантов к явлению не статистического характера. Я не стану останавливаться на хорошо известных затруднениях, к которым приводит так называемая *гипотеза световых квантов* в явлениях интерференции, объяснение которой столь просто в классической теории излучения. Я вообще не намерен входить в обсуждение загадки, связанной с вопросом о природе излучения, предлагая только попытаться показать, каким образом возможно чисто формально построить теорию спектров, основные элементы которой являлись бы одновременным рациональным развитием той и другой интерпретации результата Планк'а.

Для истолкования явления линейных спектров элементов на основе указанного выше воззрения о строении атома мы вынуждены предполагать, что лучеиспускание атомной системы происходит так, что обычные представления не в состоянии истолковать процесса в деталях и не дают способа определения частоты колебаний излучения. Мы увидим, однако, что существует возможность простого объяснения общих эмпирических законов частот спектральных линий, если предположить, что для всякого излучения атомной системы имеет силу следующий закон природы: во все время процесса излучения, последнее обладает одной и той же частотой ν , определяемой таким *условием частоты*

$$h\nu = E' - E'', \quad (4)$$

где E' и E'' — энергия системы до и после излучения. Полагая в основу этот закон, мы заключаем, что спектры не дают нам картины движения частиц в атоме, как это принимается в обычной теории излучения, и позволяют судить только об изменениях энергии при тех или иных возможных процессах в атоме вышеуказанного типа. Согласно

такому воззрению, спектры свидетельствуют о существовании определенных исключительных значений энергии, соответствующих особым состояниям атома; ниже мы называем эти состояния *стационарными состояниями* атома, ибо предполагаем, что атом может пребывать конечный промежуток времени в каждом из таких состояний, и, покидая его, снова попадает в другое стационарное состояние. Несмотря на фундаментальное различие между таким воззрением и привычными представлениями механики и электродинамики, мы увидим возможность рационального сочетания вышеуказанной теории строения атома и фактов спектроскопии. Оказалось именно, что хотя мы и должны отказаться от применения механики при описании перехода из одного стационарного состояния в другое, тем не менее возможно построить связную теорию этих состояний, пользуясь обычной механикой для описания движения в самих стационарных состояниях.

Далее, процесс излучения, связанный с переходом из одного стационарного состояния в другое, не может быть прослежен в деталях с помощью обычных электро-магнитных представлений. Свойства излучения атома с точки зрения этих представлений обусловлены непосредственно движением системы и разложением этих движений на гармонические компоненты. Тем не менее оказалось, что существует глубокое *соответствие* (Korrespondenz) между различными типами возможных переходов от одного стационарного состояния к другому — с одной стороны, и различными гармоническими компонентами разложения — с другой. Таким образом разбираемая теория спектров может рассматриваться до некоторой степени, как обобщение представлений обычной теории излучения.

Для наиболее ясного изложения основных пунктов я рассмотрю, прежде чем переходить к сложным типам сериальных спектров, простейший *сериальный спектр водорода*. Как известно, этот спектр состоит из нескольких линий, числа колебаний которых с большою точностью могут быть выражены формулой Balmer'a:

$$\nu = \frac{K}{(n'')^2} - \frac{K}{(n')^2} \quad (5)$$

где K — постоянная, n' и n'' — целые числа. Полагая $n'' = 2$ и заставляя n' принимать значения 3, 4, ..., мы получаем хорошо известную серию водородных линий видимого спектра, полагая $n'' = 1$, или $n'' = 3$, мы получаем подобным же образом спектральные серии, наблюдаемые в ультра-фиолетовых и инфра-красных областях спектра. Обращаясь теперь к строению водородного атома, мы видим, что, по Rutherford'у, он просто состоит из одного заряженного ядра, вокруг которого движется единственный электрон. Для простоты мы предполагаем массу ядра бесконечно большой в сравнении с массой электрона и кроме того отвлекаемся от небольших изменений в движении, обусловленных

изменением массы электрона в зависимости от скорости, как того требует теория относительности. При таких предположениях электрон, по привычным механическим представлениям, будет описывать замкнутый эллипс с ядром в одном из фокусов; число оборотов в единицу времени ω и большая ось $2a$ этого эллипса связываются с энергией системы следующими простыми формулами, вытекающими из законов Кеплера:

$$\omega = \sqrt{\frac{2W^3}{\pi^2 e^4 m}} \quad ; \quad 2a = \frac{e^2}{W} \quad (6)$$

где e — заряд, m — масса электрона, W — работа, требующаяся для удаления электрона от ядра в бесконечность. Простота этих формул побуждает применить их для объяснения водородного спектра, но это невозможно до тех пор, пока наши представления опираются на классическую теорию излучения. В самом деле, по этой теории совершенно нельзя понять, каким образом водород испускает спектр, состоящий из тонких линий, ω меняется вместе с W и мы должны бы предположить, что частота излучаемого света непрерывно меняется во время излучения. Положение дела меняется, если мы рассмотрим задачу на основании вышеприведенных представлений теории квантов. Составим для каждой линии произведение $h\nu$, умножая на h обе стороны уравнения (5); мы видим, что правая часть полученного соотношения может быть написана в виде разности двух простых членов. Сравнивая с формулой (4), мы приходим к заключению, что отдельные линии спектра излучаются при переходе между двумя стационарными состояниями, принадлежащими к бесконечному ряду; энергия n -ного состояния определяется (если отбросить произвольную постоянную) выражением:

$$E_n = -\frac{K \cdot h}{n^2} \quad (7)$$

Выбор отрицательного знака определяется тем, что энергия атома проще всего характеризуется работой, требуемой для удаления электрона, мы обозначили ее выше через W . Подставляя в формулу (6) вместо W выражение (7), мы получаем число оборотов электрона и большую ось для n -ого стационарного состояния:

$$\omega_n = \frac{1}{n^3} \sqrt{\frac{2h^3 K^3}{\pi^2 e^4 m}} \quad ; \quad 2a_n = \frac{n^2 e^2}{h \cdot K} \quad (8)$$

Мы могли бы теперь исследовать отношение движений, описываемых этими формулами, к особым состояниям осциллятора Planck'a. Мы не будем, однако, ближе касаться этого вопроса, рациональная трактовка которого может привести к теоретическому определению постоянной K ; мы покажем только, каким образом это определение может быть получено простым сравнением излучаемого спектра и движений в стационарных состояниях, это сравнение приведет нас тотчас к вышеупомянутому принципу соответствия.

Согласно нашим предпосылкам, всякая водородная линия излучается при переходе между двумя состояниями атома, соответствующими различным значениям n ; число оборотов и большая ось эллипса могут быть при этом самыми разнообразными; как показывают формулы (8), с уменьшением энергии атома во время процесса излучения большая ось орбиты электрона уменьшается и число оборотов возрастает. Таким образом, вообще говоря, исключается возможность получить соотношение между числом оборотов электрона и частотой излучения, соответствующее обычным представлениям об излучении. Рассмотрим, однако, отношение чисел оборотов ω двух стационарных состояний, соответствующих данным величинам n' и n'' , если n' и n'' постепенно возрастают; мы увидим, что отношение приближается к единице, хотя разность $n' - n''$ остается неизменной. Таким образом открывается возможность получить некоторое основание для сравнения наших воззрений с обычными представлениями теории излучения в том случае, когда рассматриваются переходы, соответствующие большим значениям n' и n'' . Для частоты излучения при таком переходе на основании (5) мы имеем:

$$\nu = \frac{K}{(n'')^2} - \frac{K}{(n')^2} = (n' - n'') K \frac{n' + n''}{(n')^2 (n'')^2} \quad (9)$$

Если числа n' и n'' велики в сравнении с их разностью, это выражение на основании формул (8) приближенно может быть переписано так:

$$\nu \propto (n' - n'') \omega \sqrt{\frac{2\pi^2 e^4 m}{K h^3}} \quad (10)$$

где ω — число оборотов в одном из двух состояний. Число $n' - n''$ — целое; мы видим поэтому, что первая часть выражения, т. е. $\omega (n' - n'')$ совпадает с частотой одной из гармонических компонент, на которые может быть разложено эллиптическое движение электрона. Как известно, для всякого периодического движения с числом периодов ω , смещение ξ частицы системы в определенном направлении пространства может быть представлено, как функция времени тригонометрическим рядом формы:

$$\xi = \sum C_r \cos 2\pi (\tau \omega t + C_r) \quad (11)$$

где суммирование простирается на все положительные целые значения τ .

Мы видим таким образом, что частота света, излучаемого при переходе между стационарными состояниями, характеризруемыми числами n' и n'' , большими в сравнении с их разностью, совпадает с одной из компонент излучения, которую можно ожидать при избранном движении электрона в стационарном состоянии на основании обычных представлений. Это совпадение произойдет в том случае, когда последний

фактор формулы (10) будет равен единице. Такое условие равносильно следующему:

$$K = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3} \quad (12)$$

Оно фактически выполняется, если подставить для K величину, найденную на основании измерений в водородном спектре, а для e, m, h величины, непосредственно определяемые на опыте. Такое совпадение устанавливает *связь между спектром и моделью атома водорода*. Если принять во внимание фундаментальное различие между представлениями теории квантов и обычной теорией излучения, то найденная связь становится тем более замечательной.

Рассмотрим теперь ближе обнаруженную связь между спектрами, ожидаемыми по теории квантов—с одной стороны, и обычной теорией излучения—с другой, в области, где стационарные состояния очень мало отличаются одно от другого. Как уже показано, частоты спектральных линий в этой области, вычисленные тем и другим методом, совпадают; мы не должны, однако, забывать, что механизм излучения в обоих случаях совершенно различен. По обычной теории излучения, различные компоненты света, соответствующие различным компонентам движения, излучаются одновременно с относительной интенсивностью, определяемой отношением амплитуд колебаний. Совершенно иначе обстоит дело в интерпретации теории квантов. В этом случае различные спектральные линии соответствуют совершенно различным процессам, состоящим в переходе из одного стационарного состояния в различные близкие состояния таким образом, что излучение, соответствующее τ -ому обертому, происходит во время перехода, определяемого тем, что $n' - n'' = \tau$. Относительная интенсивность отдельных спектральных линий, излучаемых при этом, зависит от относительной вероятности различных переходов. Задаваясь вопросом о более глубоком значении найденного соответствия, мы в праве, естественно, ожидать, что соответствие не ограничивается совпадением частот спектральных линий, вычисляемых тем и другим методом, но простирается и на *интенсивность*. Такое ожидание равносильно тому, что *вероятность* определенного перехода между двумя стационарными состояниями связана известным образом с амплитудой соответствующей гармонической компоненты.

Дальнейшее рассмотрение приводит нас к тому, что эта своеобразная связь является *общим законом для наличия переходов между стационарными состояниями*; мы должны предположить, что возможность перехода между двумя данными стационарными состояниями связана с наличием определенной гармонической компоненты в движении системы. Тот факт, что величина указанной компоненты может быть совершенно различной в двух рассматриваемых состояниях, когда числа n' и n'' невелики в сравнении с их разностью, заставляет нас наперед ожидать, что связь между вероятностью перехода и амплитудой гар-

монической компоненты движения будет, вообще говоря, сложной. То же самое можно сказать относительно связи частоты излучения и соответствующей компоненты. С этой точки зрения мы должны, например, рассматривать зеленую водородную линию H_3 , излучаемую при переходе из четвертого во второе состояние, некоторым образом, как «октаву» красной линии H_2 , соответствующей переходу из второго в третье состояние, хотя частота колебаний первой линии никоим образом не равна удвоенной частоте второй линии. Мы должны рассматривать процесс, вызывающий появление линии H_3 , как обусловленный наличием некоторой гармонической компоненты в движении атома, являющейся октавой к компоненте того движения, от которого зависит возможность излучения линии H_2 .

Прежде чем переходить к рассмотрению других спектров, в которых мы найдем многочисленные применения изложенной точки зрения, я хочу упомянуть об одном интересном применении изложенного к теории осциллятора Планск'а. Вычислим из (1) и (4) частоту колебаний, соответствующую переходу из одного особого состояния такого осциллятора в другое; мы найдем:

$$\nu = (n' - n'') \omega \quad (13)$$

где n' и n'' —числа, определяющие указанные состояния. Существенная предпосылка теории Планск'а заключается в том, что частота поглощаемого и излучаемого осциллятором света всегда равна ω ; мы видим, что эта предпосылка равносильна утверждению, что в данном осцилляторе, в противоположность атому водорода, возможны только переходы между двумя соседними стационарными состояниями. С точки зрения, развитой выше, этого можно было ждать наперед, так как разница между осциллятором и атомом водорода, по нашему предположению, заключалась в том, что движение осциллятора, в противоположность движению электрона в атоме, является чисто гармоническим. Мы видим таким образом формальную возможность построить теорию излучения, в которой спектр водорода и простой спектр осциллятора Планск'а фигурировали бы совершенно равноправно. Очевидно, однако, что только для такой простой системы, как осциллятор, теория может быть формулирована одним условием; в общем случае это условие распадается на два: одно, касающееся характера движения в стационарных состояниях, другое, относящееся к частоте света, излучаемого при переходах между этими состояниями.

Переходя теперь к спектрам элементов с более высоким атомным номером, мы видим, что они имеют более запутанное строение, чем спектр водорода. Как известно, однако, для спектров многих элементов найдены простые законы, являющие замечательную аналогию с формулой Balmer'а для спектра водорода. По Rydberg'у и Ritz'у частоты колебаний серийных спектров этих элементов могут быть выражены формулой типа:

$$\nu = f_{\kappa''}(n'') - f_{\kappa'}(n') \quad (14)$$

где n' и n'' два целые числа, $f_{k'}$ и $f_{k''}$ —две функции, принадлежащие к ряду определенных функций, характерных для данного элемента, весьма просто изменяющиеся в зависимости от n и, в частности, приближающиеся к нулю при больших значениях n . Оставляя первый член правой части (14) постоянным и подставляя для n' во втором члене $f_{k'}(n')$ различные целые, последовательно возрастающие числа, мы получим различные серии линий. Полный спектр может быть получен на основании так называемого *комбинационного принципа* Ritz'a, если в формуле (14) вместо $f_{k''}(n'')$ и $f_{k'}(n')$ подставлять все сочетания двух величин из совокупности всевозможных значений $f_k(n)$.

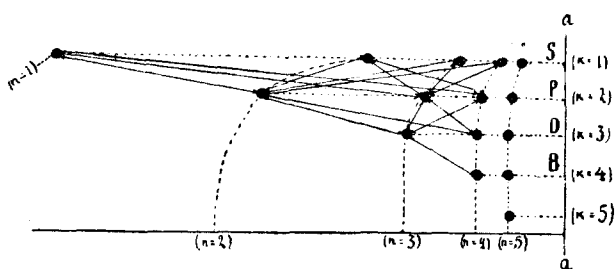
То обстоятельство, что число колебаний всякой линии спектра является разностью двух простых выражений, зависящих от целых чисел, приводит, на основании нашей интерпретации процесса излучения, непосредственно к предположению о том, что члены правой части уравнения (14), умноженные на h , могут быть приравнены энергии в различных стационарных состояниях атома. В спектрах элементов, в противоположность водородному спектру, фигурирует не одна, но целый ряд функций n . Этот факт вынуждает нас признать для атомов элементов существование не одного, но нескольких рядов стационарных состояний; энергия n -ого состояния k -ого ряда представится (если опустить произвольную постоянную) так:

$$E_k(n) = -h \cdot f_k(n) \quad (15)$$

Подобную сложность совокупности стационарных состояний элементов с высшими атомными номерами и следует ожидать на основании связи между спектрами, вычисленными по теории квантов и разложением движений атома на гармонические колебания. Как мы уже видели, с этой точки зрения простота совокупности стационарных состояний водородного атома самым тесным образом связана с простым периодическим характером движения этого атома. В других элементах, где нейтральный атом содержит несколько электронов, мы находим более сложные движения и имеем более сложное разложение на гармонические колебания; для получения связи между движениями атома и спектром, определяемым условием частоты, мы должны ожидать и более сложную совокупность стационарных состояний. В последующем мы увидим, как можно проследить такое соответствие в деталях и каким образом этот путь ведет к непосредственному объяснению тех темных мест, которые были связаны с применением комбинационного принципа в связи с кажущимся произволом присутствия или отсутствия линий, предсказываемых этим принципом.

На чертеже (см. след. страницу) представлены те стационарные состояния, которые могут быть определены указанным образом для атома натрия. Состояния обозначены черными кружками, при чем расстояния их от вертикальной линии aa пропорциональны численной величине энергии, им соответствующей. Стрелки на чертеже обозначают переходы

между состояниями, сопровождающиеся излучением тех линий натриевого спектра, которые получаются при обычных условиях возбуждения.



Способ расположения состояний по горизонтальным рядам на чертеже вполне соответствует обычному расположению так называемых «спектральных членов» (Spektraltermine) в спектроскопических

таблицах. Состояния в первом горизонтальном ряду, обозначенном буквою S , соответствуют переменному члену в выражении так называемой «резкой побочной серии» (scharfe Nebenserie), излучаемых при переходах от названных состояний к первому состоянию во второй строке. Состояния, обозначенные через P , соответствуют переменному члену так называемой «главной серии» (Prinzipalserie), связанной с переходами из состояний R к первому состоянию строки S . Состояния D соответствуют переменному члену «размытой побочной серии» (diffuse Nebenserie), излучаемой подобно резкой побочной серии при переходах к первому состоянию второй строки. Наконец, состояния B соответствуют переменному члену так называемой Bergmann'овской серии, связанной с переходами к первому состоянию третьей строки. Способ взаимного расположения различных рядов послужит иллюстрацией более детальной теории, которой мы займемся позднее. Уже упомянутый кажущийся произвол, связанный с применением комбинационного принципа в данном случае, заключается в том, что при обычных условиях возбуждения возникают не все линии, соответствующие всевозможным комбинациям членов серий натриевого спектра, но только те, которые на чертеже обозначены стрелками.

Общий вопрос об определении стационарных состояний атома с несколькими электронами связан со значительными трудностями, повидимому, еще далекими от полного разрешения. Возможно, однако, сделать непосредственные заключения о стационарных состояниях таких атомов, обуславливающих излучения сериальных спектров, если принять во внимание эмпирические закономерности спектральных членов. По известному закону Rydberg'a функции $f_k(n)$, фигурирующие в формуле (14), могут быть написаны для сериальных спектров, изучаемых при обычных условиях возбуждения, в следующей форме:

$$f_k(n) = \frac{K}{n^2} \varphi_k(n) \quad (16)$$

где $\varphi_k(n)$ — функция, приближающаяся при больших значениях n к 1, K — постоянная в формуле водородного спектра (5). Очевидно, что этот результат может быть истолкован таким образом: атом в соответ-

ствующих стационарных состояниях нейтрален, и один из электронов вращается вокруг ядра по такой орбите, размеры которой велики в сравнении с расстояниями других электронов от ядра. Ясно, что в этом случае электрическая сила, действующая на внешний электрон и обусловленная ядром и внутренними электронами, будет в первом приближении той же самой, что и сила, действующая на электрон в атоме водорода; приближение будет тем лучше, чем больше размеры орбиты.

В виду ограниченного времени я не буду подробно останавливаться на том, как приведенное объяснение появления постоянной Rydberg'a в так называемых «дуговых спектрах» сериального излучения элементов при обычных условиях возбуждения подтверждается убедительным образом исследованием так называемых «искровых спектров», т.-е. спектров, излучаемых элементами при очень сильных электрических разрядах и вызываемых уже не нейтральными, а ионизованными атомами. Я отмечу еще для дальнейшего изложения, что не только основные представления теории, но и та гипотеза, что в стационарных состояниях, соответствующих спектрам, один электрон вращается по некоторой орбите вокруг остальных, весьма интересно подтверждается исследованиями об избирательном поглощении и возбуждении спектральных линий бомбардировкой атомов электронами.

Соответственно нашему предположению о том, что излучение происходит при переходе из стационарного состояния с большей энергией к состоянию с меньшей энергией, мы должны представлять себе, что *поглощение излучения* атомом связано с переходами в обратном направлении. Для возможности поглощения элементом света, соответствующего одной из линий сериального спектра элемента, необходимо, чтобы атомы находились в том из двух состояний, определяющих данную линию, которое связано с меньшей энергией. Для элемента, атомы которого в газообразной фазе не связаны в молекулы, мы должны предположить, что при обычных условиях почти все атомы находятся в том стационарном состоянии, которому соответствует наименьшая возможная величина энергии, мы будем называть его *нормальным состоянием*. Это вполне подтверждается для спектров щелочных металлов, так, например, в спектре поглощения паров натрия имеются только линии главной серии; эта серия, как мы говорили при описании чертежа, соответствует как раз переходам к состоянию с наименьшей энергией. Дальнейшей опорой упомянутого представления о процессе абсорпции служат опыты, относящиеся к так называемому *резонансному излучению*. Пары натрия, как показал впервые Wood, освещенные светом частоты, соответствующей первому члену главной серии (известная желтая линия натрия), приобретают способность излучать свет, в котором имеется только та же самая линия. Согласно нашим представлениям, этот факт может быть объяснен тем, что атом натрия при освещении переходит из нормального состояния в первое состояние

второй строки. То обстоятельство, что в опытах резонансное излучение не является поляризованным в той же мере, как падающий свет, прекрасно согласуется с нашими воззрениями,—излучение освещенного пара не является резонансным в смысле обычной теории, оно зависит от процесса, протекание которого не связано непосредственно с освещением. Явление резонансного излучения желтой натронной линии, однако, не так просто, как мы указывали выше. Как известно, желтая линия так же, как и другие линии натронного спектра, состоит из двух компонент, расположенных одна около другой. В обычном способе описания спектров помощью спектральных членов это обстоятельство учитывается тем, что члены, соответствующие переменному члену главной серии, не являются простыми, но могут быть представлены двумя, несколько отличающимися числами. По нашим представлениям о возникновении натронного спектра это значит, что стационарные состояния, соответствующие второй строчке чертежа и обозначенные через P , в противоположность состояниям S первой строки, не являются простыми; каждой точке строки соответствуют два состояния, значения энергии которых, однако, столь мало различаются, что в масштабе чертежа они не могут быть представлены двумя разделенными точками. Излучение (и поглощение) каждой из компонент желтой линии связано таким образом с двумя различными процессами, что прекрасно видно из позднейших опытов Wood'a и Dunoyer. Эти авторы показали, что при освещении паров натрия светом одной из двух компонент желтой линии, резонансное излучение (по крайней мере, при низких давлениях) в свою очередь дает тоже только одну (ту же самую) компоненту, соответственно возвращению в нормальное состояние из того или другого рядом расположенных состояний, в которые атом перешел при освещении. Эти опыты были позднее продолжены Strutt'ом, при чем опыты были распространены также на случай освещения второй линией главной серии. Strutt нашел прежде всего, что при освещении этой линией резонансное излучение только в небольшой части соответствовало той же частоте колебаний, как и падающий свет, большею же частью состояло из света желтой линии. Такой результат, весьма неожиданный с точки зрения обычных представлений о резонансе (тем более, что не существует, как замечает Strutt, рационального отношения между частотами колебаний обеих линий главной серии), легко объясняется на основании нашего воззрения. Если атом переведен во второе состояние второй строки, то, как видно из чертежа, кроме возвращения в нормальное состояние возможны два других перехода, связанные с излучением: переход ко второму состоянию первой строки и к первому состоянию третьей строки. Опыты заставляют сделать вероятное предположение о том, что второй из трех названных возможных переходов, соответствующий излучению инфра-красной линии будет наиболее вероятным; при данном расположении опытов эта линия не могла наблюдаться. Позд-

нее мы приведем теоретические основания, говорящие в пользу нашего предположения о вероятности излучения инфра-красной линии. Если атом перешел во второе состояние первой строки, остается единственный возможный переход к первому состоянию второй строки, сопровождаемый снова излучением инфра-красной линии. При переходе из последнего состояния к нормальному излучается желтая линия. Strutt нашел далее, в прекрасном согласии с нашей схемой, что желтый резонансный свет, возбуждаемый указанным образом, состоит из обоих компонент первой линии главной серии даже в том случае, когда освещение пара натрия производилось светом, соответствующим только одной компоненте второй линии главной серии. Такой результат вполне совпадает с нашими предположениями, так как атом, попавший на пути к нормальному состоянию в одно из состояний первой строки (где все состояния, как уже указано, простые), потерял всякую возможность дать какое-либо указание о том, от какого из двух возможных состояний второго места второй строки он прибыл.

Все эти следствия могут быть выведены из схемы, положенной в основу формального объяснения спектров. С другой стороны, факт существования в парах натрия, кроме поглощения в линиях главной серии еще *непрерывного избирательного поглощения*, начинающегося на границе серии и простирающегося далее в ультра-фиолетовую область, является решающим подтверждением дальнейшего предположения. Это предположение заключается в том, что при поглощении в линиях главной серии натрия мы имеем дело с переходами, при которых в конечном состоянии (Endzustand) атома один из электронов вращается вокруг ядра и остальных электронов по орбите все больших и больших размеров. Мы должны представлять себе это поглощение соответствующим переходам от нормального к таким состояниям, в которых внешний электрон способен удалиться от ядра в бесконечность. Такой процесс является полной аналогией *фотоэлектрическому эффекту*, происходящему при освещении металлической пластинки. Как известно, мы можем получить любую скорость вылетающего электрона, освещая металл светом соответствующей частоты колебаний. Эта частота не может, однако, превосходить определенной границы, зависящей от природы металла, и по теории Einstein'a, просто связанной с энергией, необходимой для извлечения электрона из металла.

Изложенное общее представление о происхождении спектров излучения и поглощения подтверждается чрезвычайно интересными опытами над *возбуждением спектральных линий и ионизацией электронными толчками*. Начало решительных успехов в этой области положено известными опытами Franck'a и Hertz'a. Эти исследователи достигли первых значительных результатов в опытах с парами ртути, обладающими особыми свойствами, весьма облегчающими такие опыты. В виду большой важности результатов опыты были распространены названными и другими физиками на большинство газов и металлов в парообразной

форме. С помощью нашего чертежа я иллюстрирую результаты для паров натрия. Электроны при соударении с атомами, как это было обнаружено, отскакивают с неизменной скоростью в том случае, если последняя соответствует меньшей кинетической энергии, чем та, которая необходима для перевода атома из нормального состояния в соседнее, т.-е. для случая натрия из первого состояния первой строки в первое состояние второй строки. Как только, однако, электрон приобретает кинетическую энергию, равную по величине указанной разнице энергии, соударение становится таким, что электрон теряет всю свою кинетическую энергию и одновременно пар излучает свет, соответствующий желтой линии, как и следовало ожидать, если при соударении атом переходит из нормального в указанное состояние. Некоторое время существовала неопределенность относительно правильности такого толкования, так как в опытах с парами ртути при соответствующих соударениях одновременно возникали в парах ионы. Согласно нашей схеме мы можем ожидать образования ионов только в том случае, когда кинетическая энергия настолько велика, что может переводить атомы из нормального состояния к общей границе состояний в различных рядах. Дальнейшие опыты, особенно американских исследователей Davis'a и Goucher'a, показали, однако, что в действительности ионы могут образоваться непосредственно при соударениях только в том случае, когда кинетическая энергия электронов достигает указанной выше величины. Ионизация, наблюдавшаяся в опытах Franck'a и Hertz'a, вызывается косвенным влиянием фото-электрического эффекта, возбуждаемого освещением металлических частей аппарата светом, излучаемым атомами ртути при возвращении в нормальное состояние. При рассмотрении подобных опытов едва ли можно освободиться от впечатления, что мы имеем дело с непосредственным и независимым доказательством реальности особых стационарных состояний, к предположению существования которых нас привели закономерности серийных спектров. Одновременно мы получаем решительный аргумент в пользу недостаточности наших обычных электро-динамических и механических представлений об атомных процессах не только в отношении излучения, но также в отношении таких явлений, каковыми являются соударения между свободными электронами и атомами.

Из всего вышесказанного ясно, что мы имеем возможность на основе простых представлений составить некоторую картину возникновения серийных спектров элементов. Пытаясь, однако, проникнуть глубже в задачу о детальной структуре этих спектров, с теми же результатами, что и в случае спектра водорода, мы натолкнемся на затруднения. Для систем, не являющихся чисто периодическими, невозможно получить достаточных сведений об их движениях в стационарных

состояниях только на основании величины энергии этих состояний, так как для характеристики подобных движений необходимо несколько данных (*Bestimmungsstücke*). Мы встретимся с такими затруднениями и для водородного атома, если пожелаем объяснить в деталях влияние внешних силовых полей на этот атом. Основанием дальнейшего продвижения в этой области служит развитие теории квантов. За последние годы разработан метод определения стационарных состояний не только для простых периодических систем, но и для определенного класса непериодических, так называемых *условно-периодических систем*, уравнения движения которых могут быть разрешены «разделением переменных». Для систем такого типа, как известно, обобщенные координаты могут быть заданы так, что описание движений с помощью методов общей динамики сведется к рассмотрению некоторого числа обобщенных «компонент движения», каждая из которых соответствует изменению только одной координаты во время движения и в некотором отношении «независима» от остальных. Упомянутый метод определения стационарных состояний заключается в том, что каждая из компонент движения связывается условием, на которое можно смотреть, как на прямое обобщение условия (1) для осциллятора Planck'a; таким образом стационарные состояния в общем случае определяются столькими целыми числами, сколько степеней свободы в системе. В этой разработке теории квантов приняли участие многие физики, в том числе сам Planck. Я с удовольствием упоминаю в этом месте о работах Ehrenfest'a, касающихся пределов применимости законов механики к атомным процессам и дающих новое освещение принципам, лежащим в основе указанного обобщения теории квантов. Решительными успехами в применении теории квантов к спектральным вопросам мы обязаны Sommerfeld'у и его сотрудникам. В дальнейшем я не буду, однако, останавливаться на систематической форме, в которой эти авторы изложили их результаты. В статье, недавно появившейся в Трудах Копенгагенской Академии, я показал, что спектры, вычисляемые с помощью указанных методов определения стационарных состояний и условия частот (4), обладают тем же соответствием со спектрами, получаемыми на основании обычной теории излучения из движения системы, как и спектр водорода. Основываясь на этом *общем соответствии* (*allgemeine Korrespondenz*), я попробую в остальной части моего доклада изложить ту точку зрения, которая подробнее развита в указанной статье. Теория сериальных спектров и действия на них внешних силовых полей может быть представлена в такой форме, что она явится естественным развитием предыдущих соображений. Мне кажется, что эта точка зрения особенно приспособлена к рассмотрению будущих задач теории спектров, ибо она позволяет подойти и к таким задачам, где метод Sommerfeld'a неприменим вследствие сложности атомных движений.

Мы переходим сразу к изучению влияний, оказываемых присутствием небольших возмущающих сил на спектр простых систем, состоящих из

одного электрона, вращающегося вокруг ядра. Как и раньше, для простоты, мы временно оставим без внимания зависимость массы электрона от скорости, требуемой той модификацией обычных законов механики, которая связана с теорией относительности. Небольшое изменение движения, вызываемое вариацией массы, имело, однако, существенное значение для развития теории Sommerfeld'a, появившейся в связи с объяснением так называемой *тонкой структуры водородных линий*. Это явление состоит в том, что каждая водородная линия, наблюдаемая приборами очень большой разрешающей способности, оказывается состоящей из нескольких компонент, расположенных близко одна от другой; причина заключается в том, что движение водородного атома, если принять во внимание изменение массы, немного отличается от кеплеровского движения, путь электрона не является точно периодическим. Это отклонение от кеплеровского движения, однако, очень мало в сравнении с теми возмущениями движения атома водорода, которые вызываются внешними силами в опытах над явлениями Stark'a и Zeeman'a, а также в сравнении с возмущающим влиянием присутствия внутренних электронов на движение внешнего в случае других элементов. Пренебрегая изменением массы, мы не внесем таким образом существенного изменения в объяснение влияния внешних сил, а также в толкование той разницы, которая существует между спектром водорода и спектрами других элементов, о чем мы говорили выше.

Мы будем таким образом, как и прежде, рассматривать невозмущенное движение атома водорода, как чисто периодическое, и прежде всего задаемся вопросом о стационарных состояниях, соответствующих этому движению. Энергия этих состояний определится выражением (7), выведенным из водородного спектра. При данной энергии системы, как уже упоминалось, могут быть определены большая ось эллипса и число обращений. Вводя в формулы (7) и (8) выражение для K из формулы (12), мы получим для энергии, большой оси и частоты оборотов в n -ом стационарном состоянии невозмущенного атома такие выражения:

$$E_n = -W_n = -\frac{1}{n^2} \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2}; \quad 2a_n = n^2 \cdot \frac{h^2}{2\pi^2 e^2 m}; \quad \omega_n = \frac{1}{n^3} \frac{4\pi^2 e^2 m}{h^3} \quad (17)$$

В отношении формы орбиты мы должны далее принять, что в стационарных состояниях системы она остается неопределенной, т.-е. эксцентриситет может принимать какие угодно непрерывно изменяющиеся значения. Это следует непосредственно из принципа соответствия, ибо число оборотов зависит только от энергии, но не от эксцентриситета. То же следует из того факта, что присутствие произвольно малых внешних сил вызывает в общем случае конечное изменение положения и эксцентриситета орбиты, в то время как большая ось испытывает только малые изменения, пропорциональные возмущающей силе.

Задаваясь вопросом о ближайшем определении стационарных состояний системы в присутствии данного постоянного внешнего силового поля, мы должны исследовать по принципу соответствия, каким образом внешние силы влияют на разложение движения на гармонические колебания. Как уже сказано, влияние внешних сил скажется в том, что положение и форма орбиты будут непрерывно изменяться. В общем случае протекание во времени этих изменений будет столь сложно, что мы не в состоянии разложить возмущенное движение на гармонические компоненты. В этом случае мы должны ожидать, что возмущенная система не имеет резко разграниченных стационарных состояний. Предполагая попрежнему, что излучение всегда монохроматично и управляется правилом частот, все же мы не можем в этом случае ожидать спектра, состоящего из резких линий, внешние силы вызовут размытие спектральных линий невозмущенной системы. В некоторых случаях, однако, возмущения могут быть столь правильны, что возмущенная система допускает разложение на гармонические колебания, хотя совокупность этих колебаний будет, естественно, более сложного типа, чем в невозмущенной системе. Такое изменение произойдет, например, в том случае, когда изменение орбиты во времени будет периодическим. В этом случае в движении системы появятся гармонические колебания, являющиеся кратными числа периодов возмущений орбиты, и в спектре, который можно ожидать согласно обычной теории излучения, должны появиться компоненты соответствующих частот. Принцип соответствия приводит нас поэтому непосредственно к предположению о том, что всякому стационарному состоянию невозмущенной системы соответствует некоторое число состояний в возмущенной системе таким образом, что при переходе между каждым из двух таких состояний излучается свет, частота которого также связана с периодическим изменением орбиты, как связан спектр простой периодической системы с движением в стационарных состояниях.

Поучительным примером появления возмущений периодического характера может служить случай водородного атома под действием однородного электрического поля. Под влиянием поля положение и эксцентриситет орбиты непрерывно изменяются. Оказывается, однако, что при этих изменениях центр орбиты остается в плоскости, перпендикулярной к направлению электрической силы, и движение его в этой плоскости чисто периодическое. Когда центр возвращается в исходное положение, орбита также принимает свое первоначальное положение и эксцентриситет, и с этого момента весь цикл орбиты будет повторяться в отношении ее геометрической формы и положения. В этом случае определение энергии стационарных состояний возмущенной системы чрезвычайно просто, так как оказывается, что период возмущения не зависит от первоначальной конфигурации орбиты и положения плоскости, в которой движется центр, но определяется большою

осью и связанным с нею числом оборотов орбиты. Простое вычисление показывает, что число периодов возмущения σ выражается следующей формулой:

$$\sigma = \frac{3.e F}{8\pi^2 m a \omega} \quad (18)$$

где F —интенсивность внешнего электрического поля. По аналогии с определением особых значений энергии осциллятора Planck'a можно ожидать, что разница энергии между двумя различными стационарными состояниями, соответствующими одному и тому же стационарному состоянию невозмущенной системы, является просто целым кратным числа периодов возмущения σ , умноженного на h . Мы приходим таким образом непосредственно к следующему выражению для энергии стационарных состояний возмущенной системы:

$$E = E_n + k h \sigma \quad (19)$$

где E_n зависит только от числа n , определяющего стационарные состояния невозмущенной системы, k —новое целое число, которое может быть в данном случае положительным или отрицательным. Ближайшее рассмотрение связи между энергией и движением системы, как мы увидим ниже, приводит к выводу, что k должно быть численно меньше n , если мы, как раньше, приравняем величину E_n значению энергии W_n n -ого стационарного состояния невозмущенной системы. Вводя для W_n , ω_n и a_n значения (17) в формулу (19), находим:

$$E = -\frac{1}{n^2} \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2} + n k \frac{3h^2 F}{8\pi^2 e m} \quad (20)$$

Задаваясь вопросом о влиянии электрического поля на линии водородного спектра, мы получим на основании условия частот (4) для числа колебаний света, излучаемого при переходе от состояния, определяемого числами n' и k' к состоянию n'' , k'' следующее выражение:

$$\nu = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3} \left(\frac{1}{(n'')^2} - \frac{1}{(n')^2} \right) + \frac{3hF}{8\pi^2 e m} (n'k' - n''k'') \quad (21)$$

Эта формула точно совпадает с формулами, выведенными Epstein'ом и Schwarzschild'ом, дающими, как известно, убедительное объяснение частот компонент эффекта Stark'a для водородных линий. Вывод этих формул основан на том, что атом водорода в однородном электрическом поле является условно периодической системой, уравнения движения которой могут быть разрешены разделением переменных в параболических координатах; методом, указанным выше, можно поэтому определить стационарные состояния.

Мы рассмотрим теперь несколько ближе то соответствие, которое существует между изменениями водородного спектра в электрическом поле (как это наблюдается при эффекте Stark'a) и разложением возмущенного движения атома на гармонические компоненты. Мы находим

прежде всего, что вместо простого разложения на гармонические компоненты, соответствующего кеплеровскому движению, смещение ξ электрона в заданном направлении в пространстве выражается в данном случае так:

$$\xi = \sum C_{\tau, \chi} \cos 2\pi \left\{ t(\tau\omega + \chi\sigma) + c_{\tau, \chi} \right\} \quad (22)$$

где ω —среднее число обращений в возмущенной орбите, σ —указанное выше число периодов возмущения орбиты, $C_{\tau, \chi}$ и $c_{\tau, \chi}$ — постоянные, суммирование простирается на все целые значения τ и χ . Рассматривая переход между двумя стационарными состояниями, характеризуемыми некоторыми числами n' , k' и n'' , k'' , мы найдем для тех значений этих чисел, которые велики в сравнении с разностями $n' - n''$ и $k' - k''$, что частота излучаемой линии приближенно выразится следующей формулой:

$$\nu \approx (n' - n'')\omega + (k' - k'')\sigma \quad (23)$$

Мы имеем таким образом связь между спектром и движением атома того же характера, как и в ранее рассмотренном простом случае невозмущенного атома водорода. Здесь имеется налицо такое же соответствие между гармоническими компонентами движения с определенными значениями τ и χ в формуле (22) и переходом между двумя стационарными состояниями, для которых $n' - n'' = \tau$ и $k' - k'' = \chi$.

Это соответствие приведет нас при ближайшем рассмотрении движения ко многим интересным следствиям. Так, рассмотрение движения показывает, что всякая гармоническая компонента выражения (22), для которой $\tau + \chi$ — четное число, соответствует прямолинейному колебанию, параллельному направлению электрического поля, всякая же компонента, для которой $\tau + \chi$ — число нечетное, соответствует эллиптическому колебанию, перпендикулярному электрическому полю. Рассматривая этот факт в свете принципа соответствия, мы приходим к мысли объяснить таким образом наблюдаемую, характерную *поляризацию* компонент эффекта Stark'a; излучение, сопровождающее переходы, для которых сумма $(n' - n'') + (k' - k'')$ — четное число, должно давать компоненты, для которых электрический вектор колеблется параллельно электрическому полю, наоборот, для переходов с нечетным значением $(n' - n'') + (k' - k'')$ должна возникать компонента с электрическим вектором, колеблющимся перпендикулярно полю. Это предположение вполне подтверждается опытом и соответствует эмпирическому правилу поляризации, установленному Epstein'ом в его первой работе об эффекте Stark'a. Применения принципа соответствия, о которых мы до сих пор говорили, относившиеся к вопросу о возможности различных типов переходов и к поляризации света, излучаемого при таких переходах, были чисто качественного характера. Возможно, однако, на почве этого принципа, сравнивая относительные значения амплитуд соответствующих гармонических компонент движения, дать коли-

чественную оценку относительной вероятности различных возможных переходов. Это соображение весьма поучительно оправдалось для случая эффекта Stark'a в водороде. Исследуя числовые значения коэффициентов $C_{\sigma, \lambda}$ в формуле (22), можно вполне осветить своеобразное и как будто произвольное распределение *интенсивностей* в различных компонентах, на которое распадается каждая водородная линия в электрическом поле. Этот вопрос обстоятельно разобран Kramers'ом в его недавно появившейся диссертации, содержащей подробное обсуждение применения принципа соответствия к вопросу об интенсивности спектральных линий.

Переходя к вопросу *о влиянии однородного магнитного поля на линии водорода*, мы можем поступить совершенно аналогичным образом. Как известно, действие такого поля на движение водородного атома скажется просто в наложении равномерного вращения на движение электрона в невозмущенном атоме. Ось вращения параллельна при этом направлению магнитной силы, число оборотов вращения выразится формулой:

$$\sigma = \frac{e H}{4 \pi m c} \quad (24)$$

где H —интенсивность поля, c —скорость света. Мы имеем, следовательно, снова тот случай, когда возмущения носят чисто периодический характер и где число периодов возмущений не зависит от формы и положения орбиты, а в данном случае даже не зависит от ее большой оси. Мы можем таким образом применить те же соображения, как и для эффекта Stark'a, и в праве ожидать, что энергия стационарных состояний снова выразится по формуле (19), где для σ нужно поставить значение (24). Этот результат вполне согласуется с выражениями, выведенными Sommerfeld'ом и Debye'ем для значений энергии стационарных состояний водородного атома в магнитном поле. Вывод этих выражений основан на том, что уравнения движения атома в магнитном поле могут быть разрешены разделением переменных, если ввести пространственные полярные координаты с осью, параллельной направлению поля. Если попытаться, однако, пользуясь непосредственно условием частот (4), вычислить влияние поля на водородные линии из значений энергии в стационарных состояниях, то придется столкнуться с кажущимися несогласиями, служившими некоторое время серьезным затруднением для теории. Sommerfeld и Debye указали, что не всякому мыслимому переходу между двумя стационарными состояниями соответствует линия, наблюдаемая в эффекте Zeemann'a; в противоположность положению дел в эффекте Stark'a в данном случае по теории следует значительно большее число компонент, чем наблюдается на опыте. Это затруднение, однако, исчезает, как только мы привлечем принцип соответствия. Исследуя разложение движения на гармонические компоненты, мы находим непосредственное объяснение как невозможности переходов, соответствующих «лишним» (überzählig)

компонентам, так и поляризации наблюдаемых компонент. Так, например, мы просто находим, что всякая эллиптически-гармоническая компонента, с числом колебаний ω , появляющаяся в разложении невозмущенного движения, распадается в присутствии магнитного поля под влиянием указанного выше равномерного вращения орбиты на три гармонические компоненты, одна из них — прямолинейная с числом колебаний ω и с направлением, параллельным магнитному полю, две остальные — круговые с числами колебаний $\omega + \sigma$ и $\omega - \sigma$, колеблющиеся в противоположных направлениях в плоскости, перпендикулярной полю. Следовательно, движение, представляемое формулой (22), не содержит компонент, для которых k больше единицы (в противоположность эффекту Stark'a, где в движении имеются компоненты для всех значений k). Сравнивая этот результат с формулой (23), выражающей «асимптотическое» совпадение числа колебаний излучения и числа колебаний гармонической компоненты в случае больших значений n и k , мы приходим к выводу, что переходы, для которых k меняется более, чем на единицу, невозможны в этом случае. Подобным же образом для осциллятора Planck'a исключены переходы между двумя особыми состояниями, для которых n в формуле (1) отличается более, чем на единицу. Далее мы должны заключить, что возможные переходы распадаются на два типа. Для переходов, соответствующих прямолинейным компонентам колебания, k в формуле (19) не изменяется, частота ν_0 первоначальной водородной линии также не изменяется и электрический вектор колеблется параллельно полю. Для второго типа переходов, соответствующего круговым компонентам колебания, k уменьшается или увеличивается на единицу, при чем частоты колебания соответственно равны $\nu_0 + \sigma$ и $\nu_0 - \sigma$; при наблюдении параллельно полю, колебания будут поляризованы по кругу. Эти результаты согласуются с известной теорией Lorentz'a относительно *нормального эффекта Зеемана*. Кроме того характер наших соображений представляет теснейшую мыслимую аналогию с указанной теорией, если только принять во внимание фундаментальную разницу представлений теории квантов и обычной теории излучения.

Примером применения подобных же соображений, проливающим свет на строение спектров других элементов, может служить действие *небольшого возмущающего силового поля, симметричного относительно центра (ядра), на спектр водорода*. В данном примере, в противоположность ранее рассмотренным случаям, ни форма, ни положение плоскости орбиты не меняются с течением времени и возмущающее действие поля сказывается просто в равномерном вращении большой оси орбиты. В этом случае возмущения попрежнему периодического характера и мы можем предполагать, что каждому значению энергии стационарного состояния невозмущенной системы соответствует ряд дискретных значений энергии возмущенной системы, характеризующих состояния, определяемые целыми числами k . В рассматриваемом случае

число колебаний возмущения σ , равное число оборотов большой оси, зависит при данном силовом законе не только от большой оси орбиты, но и от ее эксцентриситета. Изменение энергии в стационарных состояниях, вызванное присутствием возмущающих сил, не определится столь же простым выражением, как второй член формулы (19), зависимость этого изменения от k будет меняться при различных полях. Мы увидим однако, что существует возможность характеристики движения в стационарных состояниях атома водорода при любом центральном возмущающем поле помощью одного и того же условия. Для уяснения этого мы остановимся на один момент на определении характера движения возмущенного водородного атома.

Как мы уже говорили, в стационарных состояниях невозмущенного атома водорода вполне определена только большая ось орбиты, эксцентриситет ее может принимать любые значения. С другой стороны, изменение энергии атома под действием внешнего силового поля зависит от формы и положения орбиты, поэтому, естественно, определение энергии атома в силовом поле связано с более детальным определением орбиты в стационарных состояниях возмущенной системы. В рассмотренных выше случаях изменения водородного спектра в однородном электрическом и магнитном поле, условие энергии (19) допускает простое геометрическое толкование.

В электрическом поле расстояние ядра от плоскости, в которой движется центр орбиты и которая определяет изменение энергии системы, производимое полем в стационарных состояниях, равна большой полуоси орбиты, умноженной на $\frac{k}{n}$. В случае магнитного поля можно показать, что величина, определяющая изменение энергии системы в присутствии поля, т.-е. площадь проекции орбиты на плоскость, перпендикулярную к магнитной силе, в стационарных состояниях равняется площади круга с радиусом, равным большой полуоси орбиты, т.-е. п. a_n^2 , умноженной на $\frac{k}{n}$. Аналогичным образом можно показать, что наличие соответствия, требуемое теорией квантов между спектром и движением атома приводит к простому условию для случая водородного атома, возмущаемого центральной силой: в стационарных состояниях возмущенной системы малая ось вращающейся орбиты равна большой оси $2a_n$, умноженной на $\frac{k}{n}$.

Это условие выведено первоначально Sommerfeld'ом из его общей теории определения стационарных состояний центрального движения, являющегося особенно простым примером движения условно-периодической системы. Можно легко показать, что указанное определение малой оси равносильно тому, что параметр $2p$ эллиптической орбиты определяется выражением той же формы, как и большая ось $2a_n$ в

невозмущенном атоме с заменю n через k . Таким образом параметр стационарных состояний возмущенного атома будет иметь величину:

$$2p = k^2 \frac{h^2}{2\pi^2 e^2 m} \quad (25)$$

При таком определении стационарных состояний мы получим для частоты света, излучаемого при переходах между состояниями с n и k , большими в сравнении с их разностью, выражение, совпадающее с (22), где ω — число оборотов электрона в медленно вращающейся орбите, σ — число оборотов большой оси орбиты.

Прежде чем идти дальше, интересно отметить, что вышеизложенное определение движения в стационарных состояниях атома водорода в возмущающих внешних силовых полях не совпадает в некоторых отношениях с определениями тех же состояний в теориях Sommerfeld'a, Epstein'a и Debye'a. Соответственно сущности теории условно-периодических систем, в работах этих авторов стационарные состояния системы с тремя степенями свободы определяются тремя условиями и, следовательно, характеризуются тремя целыми числами. В терминах предыдущего изложения это равносильно тому, что стационарные состояния возмущенной системы, сопряженные одному определенному стационарному состоянию невозмущенного атома, связанному у нас единственным условием, в данном случае подчинены еще двум условиям и характеризуются кроме n еще новыми двумя целыми числами. В силу того, что возмущения кеплеровского движения в рассмотренных случаях чисто периодические, энергия возмущенной системы определяется только одним условием; введение какого-либо добавочного условия, согласно вышеизложенному, не внесет чего-либо нового для понимания явления. Появление новых возмущающих сил, хотя бы и малых, для существенного изменения характера явлений Stark'a и Zeeman'a, все же может совершенно изменить формы движения, характеризуемые указанным единственным условием. Здесь мы имеем совершенную аналогию тому факту, что спектр водорода (как это обычно наблюдается) не меняется заметно под влиянием малых сил, хотя бы последние и были все же настолько значительны, чтобы вызвать большие изменения формы и положения электронной орбиты.

Для правильного освещения предыдущих соображений, а также тех задач, с которыми мы встретимся, для спектров элементов с высокими атомными номерами, не бесполезно сказать пару слов о влиянии изменения массы электрона в зависимости от скорости на эти проблемы. Согласно с тем, что уже сказано о тонкой структуре водородных линий, предыдущие соображения имеют силу только в том случае, когда влияние внешних сил велико в сравнении с теми отклонениями от чистого кеплеровского движения, которые вызываются

зависимостью массы электрона от скорости. Если принять во внимание эту зависимость, то движение невозмущенного атома перестает быть строго периодическим, и мы получим движение совершенно того же характера, как и в разобранным случае водородного атома, возмущаемого небольшим центральным полем. По принципу соответствия, мы должны ожидать тесную связь между числом оборотов большой оси орбиты и разностями частот компонент тонкой структуры; так же, как и в разобранным выше случае, те орбиты, параметры которых даются уравнением (25), соответствуют стационарным состояниям. Задаваясь вопросом о влиянии внешних полей на тонкую структуру линий водорода, мы должны не забывать, что приведенное выше определение относится только к стационарным состояниям невозмущенного атома, орбиты в этих состояниях, как мы уже сказали, сильно изменяются уже в присутствии внешних сил, малых по величине, по сравнению с теми, с которыми приходится оперировать в опытах над явлениями Stark'a и Zeeman'a. В силу сложности вызываемых возмущений присутствие таких полей приведет к тому, что атом уже не будет обладать совокупностью резко определенных стационарных состояний, и в связи с этим компоненты тонкой структуры определенной водородной линии станут расплывчатыми и сливающимися. Существует однако несколько важных случаев, когда возмущения имеют простой характер. Простейшим мыслимым примером является случай возмущения водородного атома центральной силой (центр—ядро атома). Ясно, что движение системы сохранит свой центрально-симметричный характер и отличие возмущенного движения от невозмущенного сведется только к тому, что число оборотов большой оси (при данных значениях оси и параметра) станет иным. Этот пункт существен для разбираемой ниже теории спектров элементов с высоким атомным номером, ибо влияние изменчивости электронной массы того же типа, как и изменение, проистекающее от присутствия сил, вызванных внутренними электронами, поэтому в случае таких спектров влияние изменчивости электронной массы скажется иначе, чем в случае линий водорода. Учитывая изменчивость электронной массы, мы не сможем ожидать расщепления на отдельные компоненты, появится только небольшое смещение различных линий серии.

Простым примером того случая, когда атом водорода будет обладать резкими стационарными состояниями и при учете изменчивости массы электрона, может служить атом в однородном магнитном поле. Действие такого поля скажется в том, что на движение невозмущенного атома наложится вращение всей системы вокруг оси, проходящей через ядро параллельно полю. По принципу соответствия отсюда непосредственно следует необходимость расщепления каждой компоненты тонкой структуры в нормальный триплет Lorentz'a. Эта же задача может быть, впрочем, решена и помощью теории условно-периодических систем, так как уравнения движения в магнитном поле до-

пускают разделение переменных в пространственных полярных координатах даже в том случае, когда учитывается изменчивость массы, как это уже отмечено Sommerfeld'ом и Debye'м. Более сложную задачу представляет атом в однородном электрическом поле, не столь значительном, чтобы можно было пренебречь изменением массы. В этом случае не существует системы координат, в которой было бы возможно решить уравнения движения разделением переменных, а потому задача не может быть решена помощью теории стационарных состояний условно-периодических систем. Ближайшее исследование возмущений показывает, однако, что характер их таков, что и в данном случае движение электрона может быть разложено на ряд дискретных гармонических компонент колебания, распадающихся на две группы с колебаниями параллельными и перпендикулярными полю. Согласно принципу соответствия, мы можем ожидать и в данном случае расщепления каждой водородной линии на некоторое число резких, поляризованных компонент. Пользуясь тем же принципом, мы в состоянии однозначно определить стационарные состояния системы с указанным движением. Проблема действия электрического поля на компоненты тонкой структуры водородных линий будет разобрана с этой точки зрения в статье Kramers'а, которая скоро должна появиться. В ней будет показано, каким образом возможно во всех деталях предсказать характер перехода тонкой структуры водородных линий в обычный эффект Stark'а при возрастающей интенсивности электрической силы.

Обратимся теперь снова к задаче о *серийных спектрах элементов с высокими атомными номерами*. Как мы уже говорили, общность постоянной Rydberg'а для этих спектров вынуждает к заключению о том, что атом в рассматриваемых стационарных состояниях нейтрален и что существует один электрон, движущийся вокруг ядра и других электронов по орбите, размеры которой велики в сравнении с расстоянием внутренних электронов от ядра. Движение внешнего электрона может быть поэтому в некоторых отношениях сравнено с движением электрона водородного атома, возмущаемого внешними силами; появление различных серий в спектрах других элементов может с этой точки зрения рассматриваться аналогичным расщеплению линий водорода на компоненты в присутствии внешних сил. В своей теории структуры серийных спектров типа щелочных металлов Sommerfeld сделал предположение, что орбита внешнего электрона находится в некоторой плоскости и возмущающее действие внутренних электронов в атоме на движение внешнего электрона в первом приближении того же характера, как простое возмущающее центральное поле, быстро убывающее с удалением от ядра. Исходя из такого предположения, Sommerfeld определил движение внешнего электрона в стационарных состояниях атома, пользуясь своей общей теорией нахож-

дения стационарных состояний центрального движения, основанной на делимости переменных уравнений движения. Sommerfeld показал, каким образом возможно этим путем вычислить совокупность значений энергии стационарных состояний атома, располагающихся подобно эмпирическим спектральным членам в ряды, как это видно на нашем схематическом чертеже, относящемся к случаю натронного спектра. Состояния, сопоставляемые Sommerfeld'ом в отдельные ряды, совпадают с теми, которые мы в нашем разборе случая атома водорода, возмущаемого центральным полем, отмечали одними и теми же значениями k ; состояния первой строки чертежа S соответствуют $k=1$, второй P $k=2$ и т. д., как это указано на чертеже. Состояния с одним и тем же значением n соединены пунктирными кривыми, вертикальные асимптоты которых соответствуют стационарным состояниям атома водорода. То обстоятельство, что при постоянном n и возрастающем k значения энергии становятся все ближе к соответствующим значениям невозмущенного атома водорода, непосредственно явствует из теории. При больших значениях параметра орбиты внешний электрон за все время обращения остается на большом расстоянии от внутренней системы, а потому число периодов вращения большой оси почти Кеплеровской орбиты внешнего электрона уменьшается с возрастанием k , одновременно уменьшается и влияние внутренней системы на ту энергию, которую необходимо сообщить атому для удаления внешнего электрона в бесконечность.

Эти прекрасные успехи теории служат стимулом к разысканию таких силовых законов для возмущающего центрального поля, которые соответствовали бы наблюдаемым спектрам элементов. Sommerfeld'у удалось на самом деле на основании простых предположений об этих законах вычислить формулы для спектральных членов, меняющихся при заданном k в зависимости от n , как того требуют эмпирические формулы, открытые Rydberg'ом; при помощи предположений Sommerfeld'a оказалось невозможным, однако, объяснить те изменения значений энергии при изменении k и n , которые наблюдаются в спектрах. Очевидно, конечно, что и нельзя было ожидать детального совпадения при столь упрощенном учете действия внутренних электронов на спектр. Более детальный анализ показывает, например, что при изучении влияния внутренних электронов на орбиту внешнего приходится принимать во внимание не только силы, обусловленные конфигурацией внутренней системы при отсутствии внешнего электрона, но приходится учитывать и влияние внешнего электрона на движение внутренних.

Прежде чем перейти к вопросам, связанным с попыткой объяснения сериальных спектров элементов с небольшим атомным номером, мы покажем, каким образом предположение Sommerfeld'a о характере орбиты внешнего электрона убедительно подтверждается соображениями, основанными на принципе соответствия в отношении появле-

ния или отсутствия линий, возможных по комбинационному принципу. Для этого мы займемся задачей о разложении движения внешнего электрона на гармонические компоненты; задача решается просто, если предположить, что присутствие внутренних электронов вызывает только равномерное вращение орбиты внешнего электрона в ее плоскости. Наличие этого вращения, с числом оборотов σ , скажется в том, что вместо какой-либо гармонической, эллиптической компоненты с частотой ω , имеющейся в движении невозмущенного атома, появятся два [круговых вращения с частотами $\omega + \sigma$ и $\omega - \sigma$. Разложение возмущенного движения на гармонические компоненты представится, следовательно, снова формулой типа (22), в которой однако, будут иметься только члены, для которых $\chi = \pm 1$. Далее частота колебаний излучения для больших значений n и k попрежнему представится асимптотической формулой (23); согласно принципу соответствия, мы можем поэтому ожидать, что осуществимы только переходы между такими двумя стационарными состояниями, у которых k различается на единицу. Взгляд на наш чертеж показывает, что эти заключения в случае натрия согласуются с опытом: все имеющиеся спектральные серии соответствуют исключительно переходам между состояниями, нанесенными на двух соседних строках. Это совпадение тем более замечательно, что распределение значений энергии стационарных состояний по рядам произведено по теории Sommerfeld'a совершенно независимо от возможности переходов между этими состояниями.

Кроме заключения о возможности только некоторых типов переходов мы можем ожидать еще в данном случае по принципу соответствия круговой поляризации света, излучаемого возмущенным атомом. В противоположность эффекту Zeeman'a, поляризация в этом случае не может быть непосредственно наблюдаема вследствие неопределенности плоскостей орбит. Этот вывод относительно поляризации имеет, однако, принципиальный интерес в связи с теорией процесса излучения. С точки зрения общего соответствия между спектром атома и разложением его движения на гармонические компоненты, интересно сравнить свет, излучаемый при переходах между двумя стационарными состояниями, со светом, излучаемым гармонически колеблющимся электроном по законам классической электродинамики. Рассматривая, в частности, излучение электрона, вращающегося по кругу, мы найдем, что оно связано с определенным моментом вращения.

Энергия ΔE и момент импульса ΔP излучения за некоторый промежуток времени связаны соотношением:

$$\Delta E = 2\pi \omega \Delta P \quad (26)$$

где ω — число оборотов электрона, совпадающее согласно классической электродинамике с частотой излучения ν . Предполагая, что вся излу-

ченная энергия равна $h\nu$, мы найдем для всего момента импульса излучения такое выражение

$$\Delta P = \frac{h}{2\pi} \quad (27)$$

Чрезвычайно интересно, что это выражение действительно равно изменению момента импульса, испытываемому атомом при переходах, связанных с изменением k на единицу. В самом деле, общее условие для определения стационарных состояний центральной системы в теории Sommerfeld'a, совпадающее в частном случае приблизительно кеплеровского движения с формулой (25), равносильно тому, что момент импульса системы является целым кратным величины $\frac{h}{2\pi}$, в наших обозначениях:

$$P = k \cdot \frac{h}{2\pi} \quad (28)$$

Мы видим таким образом, что это условие подтверждается простыми соображениями относительно *сохранения момента импульса во время процесса излучения*. Как уже говорилось, с точки зрения теории стационарных состояний условно-периодических систем, условие (28) является рациональным обобщением первоначального постулата Planck'a об особых состояниях гармонического осциллятора. В связи с этим интересно напомнить, что впервые на возможное значение момента импульса в применениях теории квантов к атому указал Nicholson на основании того, что при круговом движении момент импульса просто пропорционален отношению кинетической энергии к частоте оборотов.

Как показал докладчик в указанной уже работе, появившейся в «Трудах Копенгагенской Академии», подобные же соображения дают интересное подтверждение следствий принципа соответствия для случая атомной системы с радиальной или осевой симметрией. С другой стороны, независимо от нас Rubinowicz указал на те следствия, которые могут быть извлечены из изменений момента импульса во время излучения в отношении возможности различных типов переходов и поляризации излучения; Rubinowicz получил таким образом многие из указанных выше результатов. Однако, в отношении к системам с радиальной и осевой симметрией можно получить более детальные заключения только при одновременном пользовании принципом соответствия и началом сохранения момента импульса во время процесса излучения. Так, например, в случае атома водорода, возмущаемого центральной силой, на основании начала сохранения момента импульса можно сделать только тот вывод, что при всяком переходе k не может изменяться более, чем на единицу, между тем принцип соответствия определенно требует, чтобы при всяком возможном переходе k менялось на 1, и таким образом исключается, например, случай неиз-

менности k . Кроме того принцип соответствия дает не только средство для исключения определенных переходов как невозможных (в этом смысле принцип соответствия — «принцип отбора»), но и представляет возможность суждения об относительной вероятности различных типов переходов на основании изучения величин амплитуд гармонических колебаний, на которые может быть разложено движение. В нашем случае, например, то обстоятельство, что амплитуды круговых компонент с направлением вращения, совпадающим с вращением электрона вокруг ядра, больше амплитуд компонент с противоположным вращением, приводит к выводу, что линии, соответствующие переходам, при которых k уменьшается на 1, должны быть вообще ярче тех линий, которые излучаются при переходах с k , возрастающим на 1. Этот вывод имеет, однако, силу только для тех спектральных линий, которые излучаются при переходах из одного и того же стационарного состояния. Для оценки относительной интенсивности двух спектральных линий в других случаях необходимо, разумеется, принять во внимание относительное число атомов, находящихся при данных условиях возбуждения в начальных состояниях, соответствующих обоим переходам. Хотя интенсивность, естественно, не зависит от числа атомов, находящихся в конечном состоянии, тем не менее при оценке вероятности перехода между двумя стационарными состояниями нужно рассматривать характер движения как в начальной, так и в конечной орбите; вероятность перехода определяется значениями амплитуды, соответствующей компоненты колебания в том и другом состоянии. В качестве примера мы на один момент вернемся к задаче, уже затронутой в связи с опытами Strutt'a относительно резонансного излучения паров натрия, именно к вопросу об относительной вероятности различных переходов атома из второго состояния второй строки нашего чертежа. Такие переходы возможны к первому состоянию первой строки, ко второму состоянию той же строки и, наконец, к первому состоянию третьей строки. Как мы уже говорили, вероятность второго из названных переходов по опытным данным — наибольшая. Теперь мы можем добавить, что принцип соответствия дает, повидимому, возможность теоретического толкования этого результата. Указанные три перехода должны соответствовать тем гармоническим компонентам движения, частоты которых будут в наших обозначениях $2\omega + \sigma$, $\omega + \sigma$ и σ . Легко видеть, что только для второго перехода соответствующая компонента колебания имеется в начальном и конечном состоянии с амплитудой, отличной от нуля.

Как мы видели уже, соответствие между спектром элемента и движением атома объясняет наблюдаемые ограничения в применении комбинационного принципа к предсказанию наличия тех или иных спектральных линий. На основании того же соответствия непосредственно объясняется факт, открытый в последние годы Stark'ом и его сотрудниками и заключающийся в появлении в спектрах многих

элементов *новых серий комбинационных линий* значительной интенсивности, ранее не наблюдавшихся; эти линии появляются в том случае, когда светящиеся атомы подвергаются действию сильных электрических полей. Это явление вполне подобно наличию так называемых комбинационных тонов в акустике и происходит оттого, что возмущение движения внешним полем сказывается не только в воздействии на компоненты колебания, существовавшие и без поля, но и в появлении новых гармонических компонент, не имевшихся в невозмущенном движении; частоты колебаний этих новых компонент определяются выражением $\omega + \chi\omega$, где χ отлично от ± 1 . По принципу соответствия мы в праве поэтому ожидать, что влияние электрического поля выразится не только влиянием на линии, существующие при обычных условиях, но и в том, что атомы получают возможность переходов нового типа, при которых k или совсем не изменяется, или меняется на целое число, большее единицы, в результате должны появиться «новые», наблюдавшиеся комбинационные линии. Оценка амплитуд компонент колебания в начальных и конечных состояниях атома, соответствующих новым линиям, позволяет даже учесть ту степень легкости, с которой указанные линии могут возбуждаться электрическими полями.

Общий вопрос о влиянии электрического поля на спектры элементов с высоким атомным номером является задачей, существенно отличающейся от разобранных выше эффекта Stark'a в водородных линиях. В данном случае мы имеем дело не с возмущением движения чисто периодической системы, а с возмущением периодической системы и без того уже подвергнутой постороннему воздействию. Задача о такого рода возмущении сходна с задачей о влиянии слабых электрических полей на компоненты тонкой структуры водородных линий. Действие электрического поля на сериальные спектры элементов может быть определено, как следует из вышесказанного, изучением возмущений движения внешнего электрона в присутствии поля. В продолжении моей упомянутой выше работы, которая должна скоро появиться в «Трудах Копенгагенской Академии», будет показано, что таким способом можно, повидимому, получить толкование интересных и содержательных наблюдений Stark'a и других.

Из предыдущего ясно, каким образом можно получить общее представление о возникновении сериальных спектров типа натронного спектра. Затруднения, возникающие при попытке детального объяснения спектра любого элемента, возникают с полной силой уже в вопросе о спектре гелия, элемента, следующего за водородом и обладающего в нейтральном состоянии всего двумя электронами. Как известно, спектр гелия—простой, т.-е. состоит из простых линий, или двойных линий с очень небольшим расстоянием между компонентами.

Обнаружено, однако, что линии распадаются на две группы, каждая из которых описывается формулой типа (14), эти группы обозначаются обыкновенно, как спектр (орто) гелия и пара гелия; последний спектр состоит из простых линий, первый—из указанных выше дублетов. Этот факт наличия у гелия, в противоположность щелочным металлам, двух полных сериальных спектров типа Rydberg'a, не имеющих никаких взаимных комбинаций, казался столь неожиданным, что одно время были склонны считать гелий смесью двух элементов. Такой выход из положения в настоящее время невозможен, так как в соответствующей области периодической системы элементов нет места для нового элемента или, выражаясь правильнее, нет места для элемента с новым спектром. Объяснение наличия двух спектров может быть, однако, сведено к тому, что в стационарных состояниях, соответствующих сериальным спектрам, мы имеем дело в данном случае с системой, обладающей всего одним внутренним электроном; вследствие этого движение внутренней системы, при отсутствии внешнего электрона, будет чисто периодическим и легко может поэтому возмущаться внешними силами.

Для объяснения этого пункта мы на короткое время должны ближе остановиться на вопросе о стационарных состояниях, имеющих значение для возникновения сериальных спектров. Как уже говорилось, мы должны предполагать, что в этих состояниях один электрон движется по некоторой орбите вдаль от ядра и других электронов. Можно думать, что в общем случае возможно несколько различных групп таких состояний, из которых каждая соответствует различному стационарному состоянию внутренней системы, рассматриваемой изолированно. Ближайшее рассмотрение показывает, что при обычных условиях возбуждения наибольшей вероятностью обладает та группа, у которой движение внутреннего электрона соответствует «нормальному» состоянию внутренней системы, обладающему наименьшей энергией. Далее, энергия, необходимая для перевода внутренней системы из ее нормального состояния в другое стационарное состояние, в общем случае очень велика в сравнении с той энергией, которая необходима для перевода внешнего электрона из нормального состояния нейтрального атома в стационарную орбиту больших размеров. Далее, внутренняя система только в нормальном состоянии обладает в общем случае длительным существованием и потому может выдерживать, не разрушаясь, переходы внешнего электрона и связанное с этим процессом излучение. Конфигурация атомной системы в ее стационарных состояниях, в частности, в нормальном состоянии, в общем случае вполне определена, поэтому мы можем предполагать, что внутренняя система испытывает только небольшие изменения с течением времени, вызываемые присутствием внешнего электрона. Мы можем поэтому предполагать, что влияние внутренней системы на движение внешнего электрона, в общем, того же характера, как и возмущения

движения электрона в атоме водорода, вызываемые постоянным внешним полем, и вследствие этого нужно ожидать появления спектра, соответствующего совокупности спектральных членов, образующих в общем случае связанную группу, хотя даже в отсутствии внешних сил не всякая комбинация двух членов этой совокупности определяет появление спектральной линии. В вопросе о спектре гелия дело обстоит иначе, так как внутренняя система, как мы уже говорили, содержит всего один электрон, движение которого при отсутствии внешнего электрона чисто периодическое, если только пренебречь теми небольшими изменениями кеплеровского движения, которые вызываются изменением массы электрона в зависимости от скорости. Форма орбиты в стационарных состояниях внутренней системы поэтому сама по себе неопределенна, или, точнее выражаясь, устойчивость орбиты столь мала (даже при учете изменчивости массы), что уже малые внешние силы в состоянии изменить эксцентриситет орбиты в течение времени на конечную величину. Таким образом в случае атома гелия открывается возможность существования нескольких групп стационарных состояний, для которых энергия внутренней системы приблизительно одна и та же, хотя форма и положение орбиты внутреннего электрона существенно различны; тем самым исключена возможность переходов между состояниями внутри различных групп даже в присутствии внешних сил в согласии с наблюдениями над спектром гелия.

Эти соображения приводят непосредственно к вопросу о типе возмущений орбиты внутреннего электрона атома гелия, возникающих благодаря присутствию внешнего электрона. L a n d é в последнее время, основываясь на этом, рассмотрел вопрос о спектре гелия. Хотя результаты этой работы во многих отношениях очень интересны (в особенности в смысле установления сильного обратного воздействия на движение внешнего электрона в силу тех возмущений, которые вызываются его присутствием во внутренней системе), тем не менее эти результаты не могут дать удовлетворительного объяснения спектра гелия. Независимо от тех серьезных возражений, которые могут быть сделаны относительно вычислений возмущений орбиты, соображения L a n d é затрудняют понимание возникновения двух отдельных спектров, не имеющих взаимных комбинаций с точки зрения принципа соответствия. Для выяснения положения вещей необходимо, повидимому, тщательное исследование взаимных возмущений внешней и внутренней орбиты атома гелия. Эти возмущения чрезвычайно усложняют характер движения обоих электронов атома гелия, и стационарные состояния не могут быть определены методами, разработанными для условно-периодических систем. Исследованием этого вопроса докладчик занимался совместно с Dr. K r a m e r s 'ом в последние годы. В докладе об атомной проблеме на съезде голландских естествоиспытателей и врачей в Лейдене, в апреле 1919 г., я кратко сообщил о результатах наших вычислений проблемы возмущения, а также об исследовании

определенных особых классов движений, на которые мы натолкнулись в нашей работе и которые могут иметь значение для объяснения спектра гелия. Внешние обстоятельства не позволили нам до сих пор опубликовать наши вычисления; мы надеемся сообщить о них в ближайшем будущем в связи с задачей о спектре гелия.

Задача о спектрах элементов с более высоким атомным номером является постольку более простой, поскольку внутренняя система в ее нормальном состоянии в этом случае более определена, чем в атоме гелия. С другой стороны, конечно, возрастают затруднения в механической задаче с увеличением числа частиц в атоме. Примером для этого может служить *спектр лития*, атом которого в нейтральном состоянии содержит три электрона. Отклонения спектральных членов лития от соответствующих членов спектра водорода очень малы для переменного члена главной серии ($k=2$) и диффузной побочной серии ($k=3$) и очень значительны для переменного члена резкой побочной серии ($k=1$). Этот результат весьма отличен от того, который можно было бы ожидать, если бы действие внутренних электронов можно было заменить центральной силой, находящейся в простой зависимости от расстояния. Причина должна быть приписана тому, что в орбитах стационарных состояний резкой побочной серии параметр, определенный в первом приближении формулой (25), только немного превосходит линейные размеры орбит внутренних электронов. При вычислении числа оборотов большой оси орбиты внешнего электрона в стационарных состояниях, числа, определяющего по принципу соответствия отклонения спектральных членов от соответствующих членов водорода, необходимо учитывать в деталях взаимодействия трех электронов на их движения; такой учет в особенности существенен для тех промежутков времени обращения внешнего электрона, когда последний находится вблизи от двух остальных электронов. Даже в том случае, если бы нормальное состояние внутренней системы при отсутствии внешнего электрона было вполне известно (это состояние должно быть подобным нормальному состоянию атома гелия), точное решение возникающей при этом механической задачи представляло бы необычайные трудности.

При переходе к спектрам элементов с еще более высоким атомным номером—механическая задача, решение которой необходимо для описания движения в стационарных состояниях, становится все труднее, что явствует уже из необычайной сложности многих наблюдаемых спектров. Даже в спектрах простейшего строения, даваемых щелочными металлами, сериальные линии не являются простыми, но состоят из *дублетов*, расстояние между компонентами которых сильно возрастает с атомным номером. Это обстоятельство указывает на то, что движение внешнего электрона не является простым центральным движением, но носит более запутанный характер; мы должны, следовательно, считаться с более сложной совокупностью стационарных

состояний. Тот факт, что в атоме натрия мы имеем дело с парами стационарных состояний, в которых большая ось и параметр внешнего электрона приближенно определяется формулами (17) и (25), указывается не только одинаковой ролью обоих состояний в спектре (как мы это видели при разборе опытов над резонансным излучением паров натрия), но подтверждается весьма поучительным образом при изучении своеобразного действия магнитного поля на дублеты. Это действие заключается в том, что при небольших силах поля каждая компонента дает так называемый *аномальный эффект Zeeman'a*, состоящий в расщеплении в отличие от триплета Lorentz'a на большее число резких компонент; при возрастающей силе поля, как наблюдали впервые Paschen и Back, обе компоненты дублета сливаются постепенно в одну простую сериальную линию с нормальным эффектом Zeeman'a.

Это влияние магнитного поля на дублеты щелочных спектров интересно не только в связи с предыдущим, как показывающее тесную связь компонент дублета и реальность простого объяснения общей структуры спектров щелочных металлов, но представляет и другое значение: оно показывает вполне определенно (если, конечно, можно положиться на принцип соответствия), что действие внешнего магнитного поля на движение электронов щелочных атомов, в отличие от эффекта Zeeman'a в водородных линиях, не может быть сведено к простому наложению равномерного вращения с числом оборотов, определяемым формулой (24) на возможное стационарное движение, существующее вне поля. Такое наложение по принципу соответствия всегда бы приводило к нормальному эффекту Zeeman'a для каждой компоненты дублета. В связи с этим нужно прежде всего указать, что разница между простым действием магнитного поля на компоненты тонкой структуры линий водорода, предсказываемым теорией и наблюдаемым действием на щелочные дублеты, не является противоречием. Компоненты тонкой структуры не соответствуют компонентам дублета; каждая компонента тонкой структуры соответствует по теории всей совокупности компонент дублета, триплета и т. д., занимающих место одной спектральной линии в схеме Rydberg'a; наличие эффекта Paschen'a и Back'a в сильных полях является поэтому существенной опорой для теоретического предсказания о характере действия магнитных полей на компоненты тонкой структуры водородных линий. Что касается «аномального» действия малых полей на компоненты дублета, то, повидимому, нет необходимости искать его причину в неприменимости обычных законов электродинамики к движению внешнего электрона в стационарных состояниях; скорее мы имеем дело с действием магнитного поля на ту тонкую связь между движениями внутренних и внешних электронов, которая, повидимому, определяет появление дублетов.

Легко видеть, что такое представление не совсем чуждо так называемой «теории связи» (Kopplungstheorie), при помощи которой Voigt мог, хотя и чисто формально, учесть подробности аномального эффекта Zeeman'a. Можно даже надеяться построить теорию этого эффекта на почве теории квант, формально сходную с теорией Voigt'a, несмотря на фундаментальную разницу в воззрениях той и другой теории на структуру атома и процесс излучения; подобной аналогией обладают развитая выше теория нормального эффекта Zeeman'a и первоначальная теория Lorentz'a, базирующаяся на классической электродинамике. К сожалению, время не позволяет мне подробнее изложить эти интересные вопросы, и я позволяю себе только указать на упомянутое уже продолжение моей статьи в «Трудах Копенгагенской Академии», в которой обсуждаются как вопросы о возникновении сериальных спектров и влиянии на них электрического и магнитного поля, так и некоторые проблемы, связанные со строением атомов в связи с изучением спектров.

В предыдущем изложении я намеренно не останавливался ближе на вопросе о строении атомов и молекул, хотя этот вопрос естественно самым тесным образом связан с теорией возникновения спектров, подобной разобранный выше. Потребность использовать результаты, полученные на основании изучения спектров для этой цели, возникает уже в связи с простой теорией водородного спектра, так как оказывается, что величина для большой оси электронной орбиты водородного атома в нормальном состоянии ($n=1$) того же порядка, как и значения, получаемые для размеров атомов с помощью кинетической теории газов. В своей первой статье на эту тему докладчик уже пытался набросать основы теории строения атомов элементов и молекул химических соединений. Эта теория была основана на простом обобщении результатов для стационарных состояний атома водорода, полученных на основании спектра; следствия ее во многих отношениях подтверждались опытом, в особенности относительно общего типа изменения свойств элементов по мере возрастания атомного номера, лучшим примером чего может служить закономерность в рентгеновских спектрах, открытая Moseley'ем. Я пользуюсь, однако, случаем заметить, что многие частные предположения этой теории должны быть в деталях изменены; к этому вынуждает современное развитие теории квант как в отношении разработки методов определения стационарных состояний, так и в смысле задачи о вероятности различных переходов между состояниями; к тому же приводит обсуждение границ применимости механики и недостаточное согласие теории с опытом, как на это основательно указывалось с различных сторон. Так, например, более невозможно оправдать предположение, введенное для предварительной ориентировки о том, что в нормальных состояниях электроны движутся в геометрически особенно простых орбитах, по-

добно «электронным кольцам». Соображения об устойчивости атомов и молекул в отношении внешних воздействий, а также возможность образования атома последовательным присоединением отдельных электронов приводят нас, во-первых, к тому, что рассматриваемые конфигурации электронов находятся не только в механическом равновесии, но и должны обладать известной устойчивостью в смысле требований обычной механики и, во-вторых, к тому, что указанные конфигурации должны быть такими, чтобы были возможны переходы к ним из других стационарных состояний атома. Такие простые конфигурации, как электронные кольца, не удовлетворяют этим требованиям, и мы вынуждены искать более сложных форм движения. Однако, нет возможности входить в детальное обсуждение этих, еще открытых вопросов, и я должен ограничиться указанием снова на мою статью, которая скоро должна выйти в свет. В заключение мне хочется еще раз отметить, что в настоящем докладе я стремился только изложить исходные точки зрения, лежащие в основе теории спектров. В особенности мне хотелось показать, что, несмотря на коренное различие этих точек зрения и обычных представлений о процессе излучения, все же возможно, на основании общего соответствия между спектрами и движением в атоме, воспользоваться такими представлениями, как путеводной нитью при исследовании спектров.

Перевел С. Вавилов.
