

**О модели атома Резерфорда–Бора**

А. В. Борисов\*

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, кафедра теоретической физики  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2*

(Статья поступила 08.07.2015; подписана в печать 13.07.2015)

Дан детальный анализ двух фундаментальных статей Э. Резерфорда (1911) и Н. Бора (1913), в которых были изложены основы теории строения атомов и атомных спектров излучения. Показано, какое влияние оказали эти работы на развитие современной физики [1].

PACS: 01.65.+g, 32.10.-f, 32.30.-g УДК: 530.1, 539.1

Ключевые слова: атом, спектры излучения атомов, формула Бальмера, формула Резерфорда, модель атома Резерфорда–Бора, постулаты Бора, принцип соответствия.

**ВВЕДЕНИЕ**

Создание Э. Резерфордом (Ernest Rutherford (1871–1937)) и Н. Бором (Niels Henrik David Bohr (1885–1962)) в 1911–1913 годах планетарной модели атома оказало значительное влияние на развитие квантовой теории, атомной и ядерной физики, физики элементарных частиц.

К концу 19-го века было установлено, что спектры излучения атомов имеют сложную структуру: они состоят из отдельных спектральных линий, которые объединяются в различные серии. Каждая серия может быть описана сравнительно простой эмпирической формулой, определяющей частоты, соответствующие различным линиям. Для простейшего атома, атома водорода, И. Бальмер (J. Balmer) в 1885 г. нашел формулу [2], выражающую частоты спектральных линий видимого спектра (серия Бальмера) в виде разности обратных квадратов целых чисел, умноженной на некоторую постоянную (названную впоследствии постоянной Ридберга (J. Rydberg), обобщившего в 1888 г. формулу Бальмера для описания спектров водородоподобных атомов). Аналогичными формулами описываются серии в невидимой части спектра: инфракрасная (серии Пашена, Беккета, Пфунда) и ультрафиолетовая (серия Лаймана) области спектра. В. Ритц (W. Ritz) в 1908 г. экспериментально установил общую закономерность в структуре спектров излучения всех известных атомов (не только водорода, но и более тяжелых атомов) — комбинационный принцип [3]: для каждого атома существует набор спектральных термов (последовательность чисел) таких, что частота любой спектральной линии выражается в виде разности двух термов (отсюда следует, что разность частот двух линий одной серии определяет частоту линии другой серии того же атома).

Обоснование комбинационного принципа Ритца потребовало развития теории строения атома.

В 1897 г. Дж. Дж. Томсон (J. J. Thomson) открыл

электрон и вскоре предложил модель атома [4] в виде положительно заряженного с постоянной плотностью шарика (размером порядка  $10^{-8}$  см), внутри которого в равновесии находятся отрицательно заряженные точечные электроны [plum pudding model (модель пудинга с изюмом)]. Однако эта модель не получила экспериментального подтверждения и была заменена принципиально отличной от нее планетарной моделью, установленной в результате экспериментов, проведенных в 1909–1911 гг. в Манчестерском университете Э. Резерфордом с сотрудниками Г. Гейгером (Hans Geiger (1882–1945)) и Э. Марсденом (Ernest Marsden (1889–1970)), первый из которых был в то время молодым доктором наук (postdoc), а второй — студентом (undergraduate). Сам же Резерфорд был уже всемирно известным ученым, лауреатом Нобелевской премии по химии (1908) «за исследования по расщеплению элементов и химии радиоактивных веществ» и считался самым великим экспериментатором после Майкла Фарадея (Michael Faraday (1791–1867)).

В указанных экспериментах коллимированный пучок  $\alpha$ -частиц (ядер  ${}^4\text{He}$ ) от радиевого источника направлялся на тонкую золотую фольгу и рассеивался. Рассеянные  $\alpha$ -частицы регистрировались по сцинтилляционным вспышкам света, которые они вызывали при соударении с окружающим фольгу экраном, покрытым слоем кристаллического сульфида цинка (сами вспышки наблюдались визуально с помощью микроскопа).

Результаты этих экспериментов и объясняющая их теория были изложены Резерфордом в фундаментальной статье, опубликованной в 1911 г. в журнале *Philosophical Magazine* [5]: E. Rutherford, The Scattering of  $\alpha$  and  $\beta$  Particles by Matter and the Structure of the Atom [в конце статьи указано: University of Manchester, April 1911].

**1. СТАТЬЯ Э. РЕЗЕРФОРДА (1911)**

Рассмотрим основное содержание статьи Резерфорда [5].

\*E-mail: borisov@phys.msu.ru

Во ввoднoм §1 указано, что обычно считается, что рассеяние пучка  $\alpha$ - или  $\beta$ -частиц при прохождении тонкой пластинки вещества обусловлено многократным рассеянием на малые углы на отдельных атомах. Однако наблюдения Гейгера и Марсдена (1909) показали [6], что некоторые  $\alpha$ -частицы отклоняются на большие углы при однократном рассеянии: например, малая часть падающих частиц (примерно 1/20000) отклоняется на средний угол  $90^\circ$  при прохождении через золотую фольгу толщиной всего 0.00004 см. Позднее (1910) Гейгер установил [7], что при этих условиях наиболее вероятный угол отклонения равен примерно  $0.870^\circ$ . Следовательно, вероятность рассеяния на  $90^\circ$  исчезающе мала. Более того, как показано ниже в статье, распределение  $\alpha$ -частиц для больших углов отклонения не подчиняется вероятностному закону, который предполагается для больших отклонений, обусловленных многократным рассеянием на малые углы. Поэтому разумно предположить, что отклонение на большой угол вызвано однократным актом рассеяния  $\alpha$ -частицы на атоме, так как вероятность второго рассеяния того же рода чрезвычайно мала, и, как показывает простое вычисление (выполненное ниже в статье), для этого в атоме должно существовать сильное электрическое поле. [Позднее Резерфорд так описал свое удивление, когда были обнаружены рассеянные на большие углы  $\alpha$ -частицы: «It was quite the most incredible event that has ever happened to me in my life. It was almost as incredible as if you fired a 15-inch shell at a piece of tissue paper, and it came back and hit you» (цит. по [8]). («Это было самое потрясающее событие в моей жизни. Оно было почти столь же невероятно, как если бы вы выстрелили 15-дюймовым снарядом в клочок бумаги, а снаряд отскочил и поразил вас».)] Далее указано, что в модели атома Томсона невозможно рассеяние  $\alpha$ -частицы на большой угол при однократном рассеянии, *если только не предположить, что диаметр положительно заряженной сферы очень мал по сравнению со сферой влияния атома* [здесь Резерфордом высказана идея об атомном ядре, размер которого мал по сравнению с размером самого атома!] В заключение вводного раздела Резерфорд четко сформулировал *метод исследования структуры атома — рассеяние заряженных частиц высоких энергий на атоме*. [Как известно, этот метод затем был использован (*и продолжает использоваться!*) для исследования структуры атомных ядер и составляющих их протонов и нейтронов, что привело в начале 70-х годов прошлого века к созданию современной теории сильных взаимодействий — *квантовой хромодинамики* [9].]

В §2 выведена вошедшая впоследствии во все учебники физики знаменитая формула Резерфорда, которая связывает угол рассеяния заряженной частицы на кулоновском центре (точечном тяжелом ядре) с прицельным параметром (и отношением произведения зарядов частицы и ядра к энергии частицы). Сначала сформулирована следующая модель атома: положительный

(точечный) заряд  $Ne$  в центре [т.е. ядро!] окружен равным по величине равномерно распределенным по шару радиуса  $R$  отрицательным зарядом  $-Ne$  ( $e$  — элементарный заряд) [заметим, что такое представление о распределении отрицательного заряда в атоме близко к современному квантовомеханическому!]. Записав соответствующий такому распределению заряда электростатический потенциал, Резерфорд вычислил, на каком расстоянии  $b$  от ядра остановится (в случае лобового столкновения)  $\alpha$ -частица с первоначальной скоростью  $2.09 \times 10^9$  см/с при заряде ядра  $100e$ :  $b = 3.4 \times 10^{-12}$  см, что значительно меньше размера атома  $R \sim 10^{-8}$  см. Это позволило при выводе указанной формулы пренебречь влиянием распределенного отрицательного заряда (кстати отмечено, что можно пренебречь и рассеянием на отрицательном заряде, распределенном в виде отдельных (легких) частиц [т.е. электронов]).

В §3 получена необходимая для сравнения с экспериментальными данными формула для потока  $\alpha$ -частиц, рассеянных на заданный угол (точнее, в малый угловой интервал) и регистрируемых на заданном расстоянии от точки столкновения с рассеивающим веществом (т.е. числа сцинтилляций на регистрирующем экране). Отмечено, что полученная формула справедлива для однократного столкновения в предположении малости вероятности второго столкновения, что обеспечивается малой толщиной рассеивателя. Подчеркнуто, что угловое распределение  $\alpha$ -частиц, рассеянных тонкой металлической пластинкой, представляет собой один из простейших методов проверки развитой теории однократного рассеяния, и при этом дана ссылка на экспериментальные данные, полученные Гейгером (1910), для  $\alpha$ -частиц, рассеянных в интервале углов от  $30^\circ$  до  $150^\circ$  тонкой золотой фольгой. Измеренное угловое распределение оказалось в хорошем согласии («in substantial agreement») с теорией.

В §4 дана оценка эффекта отдачи атома (точнее, его ядра) при рассеянии  $\alpha$ -частиц, который выше не учитывался. Показано, что для атома золота этот эффект мал: он приводит к уменьшению конечной скорости  $\alpha$ -частицы примерно на 2% [при этом указано, что можно пренебречь потерями энергии и импульса за счет электромагнитного излучения]. Отмечена существенность этого эффекта при рассеянии на легких атомах, например, водороде или гелии.

В §5 проведено сравнение однократного и многократного рассеяния, что важно при интерпретации экспериментальных данных. Подчеркнуто, что в рассматриваемой модели атома вероятность малых отклонений при рассеянии гораздо больше вероятности однократного рассеяния на большой угол [ввиду малого размера ядра по сравнению с размером атома]. Опираясь на развитую ранее Дж. Дж. Томсоном теорию многократного рассеяния [10], Резерфорд пришел к выводу, что для малой толщины рассеивателя [тонкой фольги] угловое распределение рассеянных

частиц определяется однократным рассеянием, и эффект многократного рассеяния тем меньше, чем меньше доля рассеянных на данный угол частиц.

§6 посвящен детальному сравнению теории с экспериментальными данными, полученными Гейгером и Марсденом в лаборатории Резерфорда [6, 7], а также Гроутером (Growther), который использовал  $\beta$ -частицы (электроны). В частности, Гейгер, используя сцинтилляционный метод регистрации, показал, что наиболее вероятный угол рассеяния  $\alpha$ -частиц тонкой металлической фольгой почти пропорционален атомному весу, который, в свою очередь, почти пропорционален заряду ядра для элементов от золота до алюминия. Отсюда Резерфорд сделал вывод, что для золотой фольги рассеяние на большой угол (более  $90^\circ$ ) и величина среднего (малого) угла рассеяния хорошо объясняются на основе теории однократного рассеяния в предположении, что атом золота имеет центральный заряд [т.е. заряд ядра] около  $100e$  [точное значение  $79e$ ].

В §7, заключительном, Резерфорд обсудил основные положения предложенной им модели атома («...the atom consists of a central charge supposed concentrated at a point ... the equal and opposite compensating charge supposed distributed uniformly throughout a sphere ...») и результаты ее экспериментальной проверки. [Заметим, что сам Резерфорд термин «ядро» (nucleus) в статье не использовал]. Подчеркнуто, что рассеяние  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц на большие углы обусловлено в основном их пролетом через сильное центральное поле [ядра]. Поскольку масса, импульс и кинетическая энергия  $\alpha$ -частицы велики по сравнению с соответствующими величинами для окружающих ядро электронов, то рассеянием на них можно пренебречь. Затем Резерфорд поставил фундаментальный вопрос о распределении центрального заряда [т.е. о структуре атомного ядра!]. Если предположить, что ядро состоит из  $N$  элементарных зарядов  $e$  и однократное рассеяние на большой угол обусловлено отдельными зарядами, а не внешним полем полного заряда ядра, то доля рассеянных на заданный угол частиц должна быть пропорциональна  $Ne^2$ . Согласно же теории Резерфорда рассеяние идет в поле полного заряда, и указанная доля рассеянных частиц пропорциональна  $(Ne)^2$ , что подтверждено экспериментально. [В современной терминологии, сравниваются некогерентное и когерентное рассеяние.] Резерфорд сделал важный вывод, что заряд ядра распределен в очень малом объеме, и однократное рассеяние на большой угол обусловлено целым ядром, а не отдельными его составляющими: «... it seems simplest to suppose that the atom contains a central charge distributed through a very small volume, and that the large single deflexions are due to the central charge as a whole, and not to its constituents». Он также заметил, что достигнутая точность эксперимента пока недостаточна, чтобы исключить возможность того, что малая доля положительного заряда распределена в виде частиц на некотором расстоянии

от центра. Для этого он предложил выяснить, одинаковый ли центральный заряд требуется для объяснения однократного рассеяния на один и тот же большой угол  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц, так как  $\alpha$ -частица должна пролететь гораздо ближе к ядру, чем  $\beta$ -частица (электрон).

Таким образом, в рассмотренной статье Резерфорд предложил и обосновал модель атома в виде тяжелого положительно заряженного ядра, в котором сосредоточена почти вся масса атома, и окружающих его электронов, причем размер ядра гораздо меньше размера самого атома (т.е. области, занятой электронами). Основные черты этой модели сохраняются и в современной теории атома, основанной на квантовой механике.

Имея экспериментально подтвержденную модель атома, можно было попытаться объяснить наблюдаемую структуру атомных спектров. Однако на основе классических механики и электродинамики это сделать не удалось: классическая теория предсказывает, что в атоме водорода электрон, вращающийся по орбите, будет излучать свет, частота которого равна или кратна частоте вращения (что противоречит формуле Бальмера), и, более того, размер орбиты будет постепенно уменьшаться вследствие потери энергии электроном на излучение, и в результате электрон упадет на ядро (простой расчет показывает, что время жизни классического атома Резерфорда составляет примерно  $10^{-11}$  с.). Таким образом, классическая теория оказалась не в состоянии объяснить сам факт существования устойчивых атомов. [Напомним, что в модели Томсона электроны могут находиться в равновесии внутри ядра, размер которого равен размеру атома, но эта модель, как показано выше, была отвергнута экспериментом.]

Проблема устойчивости атома и структуры атомных спектров излучения была в значительной мере решена молодым доктором наук Нильсом Бором, который проходил стажировку в лаборатории Резерфорда. Он дополнил модель Резерфорда, введя в нее противоречащие классической теории фундаментальные квантовые постулаты, которые представляли собой развитие выдвинутой в 1900 г. М.Планком (Max Planck) гипотезы квантования энергии гармонического осциллятора (для объяснения спектра электромагнитного излучения, находящегося в тепловом равновесии с веществом — «черного излучения») [13]. Свою теорию Н.Бор изложил в виде трех статей, опубликованных в Philosophical Magazine в июльском, сентябрьском и ноябрьском выпусках 1913 г.: N.Bohr. I. On the Constitution of Atoms and Molecules [14]; On the Constitution of Atoms and Molecules. Part II. Systems Containing Only a Single Nucleus [15]; On the Constitution of Atoms and Molecules. Part III. Systems Containing Several Nuclei [16].

## 2. СТАТЬЯ Н. БОРА (1913)

Рассмотрим содержание представляющей наибольший интерес первой статьи Бора [14] (в конце ее указана дата: April 5, 1913).

Во введении Бор сразу сослался на статью Резерфорда (1911) [5], рассмотренную выше, и четко сформулировал его модель атома, используя термин «ядро» (nucleus): «... the atoms consist of a positively charged nucleus surrounded by a system of electrons kept together by attractive forces from the nucleus; the total negative charge of the electrons is equal to the positive charge of the nucleus. Further, the nucleus is assumed to be the seat of the essential part of the mass of the atom, and to have linear dimensions exceedingly small compared with the linear dimensions of the whole atom». Однако он указал на серьезную трудность модели — очевидную неустойчивость системы электронов, окружающих ядро, что принципиально отличает эту модель от модели Томсона, допускающую устойчивые конфигурации электронов. Природа этого отличия, отметил Бор, обусловлена тем, что в модели Томсона размер атома задается радиусом положительно заряженного шара (ядра), а в модели Резерфорда подобной величины размерности длины нет, причем она не может быть образована комбинацией зарядов и масс электрона и ядра. Результаты экспериментальных исследований таких различных явлений, как поведение теплоемкости твердых тел при низких температурах, фотоэлектрический эффект, рентгеновские лучи и др., привели к выводу о неприменимости классической электродинамики для описания систем атомных размеров. Это обусловило необходимость введения в теорию величины, чуждой классической электродинамике, т.е. постоянной Планка, или элементарного кванта действия. Введение этой постоянной, подчеркнул Бор, существенно изменяет постановку проблемы устойчивости конфигурации электронов в атомах, так как указанная постоянная вместе с зарядом и массой электрона образует характерную длину нужного порядка величины [размер атома]. Применение этих идей к резерфордовской модели атома может служить основой для построения теории строения атомов, а затем и молекул.

В конце введения Бор выразил благодарность проф. Резерфорду за ободряющий (encouraging) интерес к его работе.

§ 1 статьи Бор начал с рассмотрения простейшей системы, состоящей из положительно заряженного ядра очень малого размера и электрона, движущегося вокруг него, предположив, что масса электрона пренебрежимо мала по сравнению с массой ядра [т.е. ядро считается неподвижным], а скорость электрона мала по сравнению со скоростью света [нерелятивистское приближение]. Если пренебречь излучением, то электрон будет двигаться по эллиптической орбите вокруг ядра [Бор начал именно с *эллиптических*, а не

круговых орбит!]. Затем он привел известные из задачи Кеплера формулы для (линейной) частоты обращения электрона по орбите  $\nu_r$  и большой полуоси эллипса  $a$ , которые определяются энергией связи электрона  $W$  и произведением зарядов электрона и ядра. Далее он указал, что электромагнитное излучение движущегося с ускорением электрона приводит к его быстрому падению на ядро, причем излученная энергия оказывается громадной по сравнению с излучаемой в обычных молекулярных процессах. Такое поведение классического атома кардинально отличается от поведения реальных атомов и молекул, обладающих устойчивыми состояниями, в которые они переходят, излучив некоторую энергию.

Обращаясь к планковской теории излучения, Бор отметил, что атомный осциллятор излучает энергию не непрерывно, а в виде целого числа  $n$  квантов, равных произведению постоянной Планка  $h$  на частоту осциллятора  $\nu$ . Затем он рассмотрел процесс образования атома водорода: сначала покоящийся электрон находится далеко от ядра и, ускоряясь под действием притяжения к ядру, в конце захватывается на стационарную орбиту вокруг ядра, излучив при этом энергию  $W$  [это и есть энергия связи электрона; напомним, что энергия электрона на орбите  $E = -W < 0$ ]. Для вычисления  $W$  Бор *буквально использовал формулу Планка (!)*:  $W = nh\nu$ , дополнительно предположив, что в качестве частоты  $\nu$  надо взять половину (!) частоты обращения электрона по орбите  $\nu_r$  [как среднее арифметическое начальной (*нулевой*) частоты и конечной]. Поскольку в задаче Кеплера  $\nu_r = c_1 W^{3/2}$  (постоянная  $c_1$  выражается через заряды электрона  $e$  и ядра  $Ze$  и массу электрона  $m$ ), то Бор немедленно получил элементарное уравнение для определения энергии связи:  $W = nh(c_1 W^{3/2}/2)$ , и в результате пришел к формулам квантования энергии и размера орбиты (большой полуоси эллипса):  $W = Z^2 R_y/n^2$ ,  $a = a_B n^2/Z$  (постоянные  $R_y$  и  $a_B$  в современных терминологии и обозначениях называются энергией Ридберга и боровским радиусом и выражаются через *фундаментальные* постоянные  $h$ ,  $e$ ,  $m$ :  $R_y = 2\pi^2 m e^4/h^2$ ,  $a_B = h^2/(4\pi^2 m e^2)$ ). Целые числа  $n = 1, 2, 3, \dots$  задают по Бору серию стационарных состояний атомной системы, в которых она не излучает энергию. Наиболее устойчивому состоянию атома отвечает  $n = 1$ , и Бор, используя экспериментально измеренные к тому времени значения  $h$ ,  $e$ ,  $m$ , получил для атома водорода ( $Z = 1$ ):  $2a = 1.1 \times 10^{-8}$  см и  $W = 13$  эВ, что согласуется, отметил он, по порядку величины с линейными размерами атомов и их потенциалами ионизации [на самом деле, для атома водорода Бор получил хорошее согласие с экспериментом (приводим современные данные):  $a_B = 0.52917721092(17) \times 10^{-8}$  см,  $R_y = 13.60569253(30)$  эВ].

Бор затем явно сформулировал *две гипотезы*, положенные в основу его расчетов: 1) *динамическое* равновесие (атомных) систем может быть описано классиче-



ской механикой, а переход между различными стационарными состояниями — нет; 2) этот процесс перехода сопровождается *монохроматическим* излучением, частота которого связана с излученной энергией соотношением, следующим из теории Планка. Он особо подчеркнул, что вторая гипотеза находится в явном противоречии с классической электродинамикой, но необходима для объяснения экспериментальных данных: «The second assumption is in obvious contrast to the ordinary ideas of electrodynamics, but appears to be necessary in order to account for experimental facts».

В §2 Бор объяснил линейчатый характер спектра излучения атома водорода на основе полученных выше соотношений. При переходе атома из состояния  $n_1$  в состояние  $n_2$  излучается энергия  $W(n_2) - W(n_1) = Ry(1/n_2^2 - 1/n_1^2)$ , и в предположении, что излучение монохроматическое, по формуле Планка  $W(n_2) - W(n_1) = h\nu$  отсюда следует выражение для частоты излучения — формула Бальмера  $\nu = R(1/n_2^2 - 1/n_1^2)$ . Для постоянной Бальмера  $R$  Бор получил явное выражение, включающее постоянную Планка:  $R = Ry/h = 2\pi^2me^4/h^3$ . Подставив сюда известные экспериментальные значения фундаментальных констант, он нашел  $R = 3.1 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$  в хорошем согласии с измеренным к тому времени значением:  $R = 3.290 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$ . Формула для частоты излучения, показал Бор, объясняет существование спектральных серий: серии Бальмера отвечает ( $n_2 = 2, n_1 = 3, 4, \dots$ ), серии Пашена (предсказанной Ритцем), лежащей в инфракрасной области спектра, — ( $n_2 = 3, n_1 = 4, 5, \dots$ ), и предсказывает существование серий в крайних ультрафиолетовой ( $n_2 = 1$ ) и инфракрасной ( $n_2 = 4, 5, \dots$ ), которые действительно были позднее обнаружены (серии Лаймана, Беккета, Пфунда).

Бор сделал важное замечание о возможности экспериментального наблюдения спектральных линий. По его теории (см. выше) диаметр орбиты электрона  $2a$  (т. е. размер атома) в  $n$ -м стационарном состоянии пропорционален  $n^2$ , и поэтому при заданной плотности газа (среднем расстоянии  $d$  между атомами или молекулами) линия, отвечающая переходу из этого состояния, перестанет наблюдаться, когда размер электронной орбиты достигнет  $d$  [очевидно, Бор имел в виду, что спектр излучения отдельного атома будет искажаться за счет взаимодействия с соседними атомами!]. Так, для серии Бальмера при  $n = 12$  в условиях экспериментов с вакуумными трубками при низком давлении (7 мм Hg)  $2a = d$ , что и объясняет наблюдаемость не более 12 линий серии Бальмера. С другой стороны, в некоторых звездах наблюдается 33 линии, что обусловлено существенно более низким давлением (0.02 Hg) и сравнимой температурой [действительно, учитывая, что  $d$  пропорционально плотности в степени  $-1/3$ , получаем  $(0.02/7)^{-1/3} \simeq 7$ , что близко к  $(33/12)^2 \simeq 7.6$ ]. Бор сделал вывод: «...the necessary condition for the appearance of a great number of lines is therefore a very small density of the gas...».

Далее Бор объяснил наблюдение Пикерингом неко-

торых спектральных линий в спектре одной из звезд, которые тот приписал водороду, и таких же линий в экспериментах Фаулера с вакуумными трубками, содержащими смесь водорода и гелия. Эти линии можно описать формулой Бальмера для атома водорода, но содержащей  $n/2$  вместо целых  $n$ . Бор показал, что на самом деле эти линии принадлежат водородоподобному иону гелия, содержащему только один электрон. Положив  $Z = 2$  в своей формуле, он получил  $\nu = 2^2 R(1/n_2^2 - 1/n_1^2) = R(1/(n_2/2)^2 - 1/(n_1/2)^2)$ , т. е. каждая вторая линия (при  $n_2 = 2$ ) в спектре однократно ионизованного гелия совпадает с соответствующей водородной линией серии Бальмера, и поэтому эти линии ярче (благодаря присутствию водорода) остальных линий иона гелия (отвечающих нечетному  $n_2 = 3$ ).

Затем Бор рассмотрел общую структуру спектра излучения атомов, содержащих несколько электронов. Комбинационный принцип Ритца для спектральных линий, согласно которому частота линии представляется в виде разности  $T(n_1) - T(n_2)$ , где  $T(n)$  — функция целого числа  $n$  (спектральный терм), объясняется тем, что линия возникает в результате излучения при переходе атома между двумя стационарными состояниями [так что, терм в формуле Ритца — это энергия состояния, деленная на  $h$ ]. Бор отметил, что структура спектров многоэлектронных атомов может быть очень сложной ввиду многочисленности электронных конфигураций, образующих стационарное состояние. Он рассмотрел случай спектра, возникающего при переходе электрона, находящегося в стационарном состоянии далеко от ядра и других электронов, что соответствует большому квантовому числу  $n$ . В этом случае энергия такого высоковозбужденного состояния электрона приближенно совпадает с соответствующей энергией в атоме водорода, так как заряд ядра экранируется остальными  $Z - 1$  электронами, а отклонение от кулонова поля на малых расстояниях можно приближенно учесть заменой в формуле Бальмера целого числа  $n$  на  $n + \delta$ , где  $\delta$  — некоторая поправка (что, как отметил Бор, было предложено Ритцем, обобщившим формулу Ридберга для водородоподобных атомов). Поэтому, заключил Бор, в пределе больших  $n$  для термов выполняется соотношение  $\lim_{n \rightarrow \infty} (n^2 T(n)) = R$ , где  $R$  — *одинаковая для всех атомов* постоянная Бальмера.

В §3 Бор дал обоснование своей первоначальной гипотезе о соотношении между энергией связи электрона на стационарной орбите и (линейной) частотой обращения по орбите (см. выше):  $W = nh(\nu_r/2)$ . Заменяв здесь  $n$  некоторой функцией  $f(n)$ , он получил формулу для спектра, содержащую  $f^2(n)$  вместо  $n^2$ . Потребовав, чтобы эта формула имела бальмеровский вид, он пришел к выводу, что  $f(n) = c_2 n$ , где  $c_2$  — численный коэффициент. Для его определения Бор использовал то, что впоследствии стало называться *принципом соответствия*. При переходе от состояния  $n_1 = N$  к состоянию  $n_2 = N - 1$  при  $N \gg 1$  частота обращения по орбите почти не изменяется, и поэтому

можно предположить, что частота излучения должна почти совпадать с частотой вращения. Это возможно только при  $c_2 = 1/2$ , и в результате получается прежняя формула для спектра. Более того, для перехода  $n_1 = N \rightarrow n_2 = N - k$ , где  $k \ll N$ , формула Бора переходит приближенно в формулу  $\nu = k\nu_r$ , которая следует также из *классической электродинамики*: электрон, движущийся с частотой  $\nu_r$  по эллиптической орбите, должен излучать гармоники этой частоты ( $k = 1, 2, 3, \dots$ ). Тем самым Бор показал, что между квантовой теорией и классической имеется соответствие: результаты первой переходят в результаты второй в пределе больших квантовых чисел  $n$ .

Что же касается первоначальной гипотезы ( $W = nh(\nu_r/2)$ ), то ее следует переформулировать: она устанавливает связь между энергией стационарного состояния и частотой обращения электрона по орбите, причем  $n$  уже нельзя считать числом испущенных квантов излучения при захвате электрона из состояния с нулевой энергией в связанное состояние на орбиту вокруг ядра.

Далее Бор дал новую (чисто механическую) формулировку гипотезы квантования для случая круговых орбит (именно она излагается в учебниках физики, включая школьные). Для круговой орбиты момент импульса  $L = T/(\pi\nu_r)$ , где кинетическая энергия  $T$  в этом случае равна  $W$ . Отсюда, учитывая  $W = nh(\nu_r/2)$ , немедленно получаем квантование момента:  $L = nh/(2\pi)$ , или, словами Бора, «...the angular momentum of the electron round the nucleus in a stationary state of the system is equal to an entire multiple of a universal value, independent of the charge of the nucleus».

В заключение раздела Бор отметил, что большое число различных стационарных состояний можно наблюдать только путем исследования испускания и поглощения излучения. При низкой температуре атомы находятся в стабильном (permanent) состоянии, при образовании которого излучается наибольшая энергия. Этому основному (по современной терминологии) состоянию отвечает квантовое число  $n = 1$  [в основном состоянии атом не излучает].

В §4 на качественном уровне рассмотрен механизм поглощения излучения, который необходим для объяснения теплового равновесия между излучением и веществом (закон Кирхгофа). Бор указал, что необходимым условием поглощения на частоте спектральной линии, отвечающей радиационному переходу  $n_1 \rightarrow n_2$  ( $< n_1$ ) является наличие атомов в состоянии  $n_2$  (что обеспечивает обратный переход  $n_2 \rightarrow n_1$  с поглощением излучения). Поэтому в основном состоянии водород в газообразном состоянии не будет поглощать излучение на частоте, соответствующей спектральной линии атомарного водорода, так как в этом случае атомы образуют молекулы, а спектр молекулярного водорода отличается от спектра атомарного. С другой стороны, для паров натрия (при низкой температуре) такое по-

глощение имеет место, так как присутствуют атомы в основном состоянии. Бор подчеркнул, что по его теории система электронов будет поглощать излучение на частотах, отличных от частот колебаний электронов, вычисленных по классической механике, однако указанное различие исчезает в пределе больших квантовых чисел [снова работает принцип соответствия!]. Он также указал, что существуют переходы с поглощением излучения двух типов: между двумя связанными состояниями электрона и между связанным и свободным состоянием (в котором кинетическая энергия электрона значительно больше энергии связи в атоме), причем в обоих случаях частота излучения  $\nu$  равна разности энергий состояний, деленной на постоянную Планка. Переходы второго типа происходят при ионизации атомов ультрафиолетовым светом или рентгеновскими лучами. Кинетическая энергия  $T$  испускаемого в этом процессе электрона, указал Бор, определяется формулой, аналогичной формуле Эйнштейна для фотоэффекта (дана ссылка на его работу 1905 г. [17]):  $T = h\nu - W$ , где  $W$  — энергия связи электрона в атоме.

Затем Бор объяснил результаты экспериментов Вуда (R. W. Wood, 1911) по поглощению света парами натрия, в которых наблюдалось поглощение на многих линиях, отвечающих главной спектральной серии натрия. Он также отметил, что рентгеновское (высоко-частотное) излучение можно объяснить радиационным переходом атома в низшее состояние после вырывания одного сильносвязанного электрона из атома (например, за счет бомбардировки вещества катодными лучами, т. е. быстрыми электронами). Он особо отметил, что эксперименты с рентгеновскими лучами показали, что не только испускание и поглощение излучения не могут быть объяснены классической электродинамикой, но даже результат столкновения двух электронов, один из которых находится в связанном состоянии в атоме. Бор сослался на работу Резерфорда (1912), который показал, что электрон высокой энергии, проходя через атом и сталкиваясь со связанными электронами, будет терять энергию в виде отдельных квантов, что означает неприменимость классической механики для описания этого процесса. И вот как Бор это объяснил: «...considering a collision between a free and a bound electron, it would follow that the bound electron by the collision could not acquire a less amount of energy than the difference in energy corresponding to successive stationary states, and consequently that the free electron which collides with it could not lose a less amount».

В §5 рассмотрено основное состояние (permanent state) атомной системы. В качестве модели такого состояния многоэлектронного атома Бор рассмотрел  $N$  электронов, вращающихся по одной круговой орбите на равных угловых расстояниях друг от друга, и предположил, что в основном состоянии каждый электрон имеет минимальный момент импульса, равный (как и в простейшем атоме водорода)  $h/2\pi$ . По классической теории такая конфигурация оказывается неустойчивой, и Бор предположил, что ее стабильность [как-

то] обеспечивается существованием кванта момента импульса. Он отметил, что могут быть серии стационарных конфигураций электронов, которые не располагаются на одном кольце. Предположительно, все такие конфигурации геометрически подобны, и кинетическая энергия каждого электрона равна (как и в атоме водорода)  $nh\nu_r/2$  ( $\nu_r$  — частота обращения по орбите). В каждой серии состоянию с минимальной энергией (т.е. максимальной энергией связи) отвечает значение квантового числа  $n = 1$  для каждого электрона. Затем Бор сформулировал следующее обобщение рассмотренных выше гипотез на случай многочастичных систем: в любой молекулярной системе, состоящей из положительно заряженных ядер и электронов, в которых ядра покоятся относительно друг друга, а электроны движутся по круговым орбитам, момент импульса электрона относительно центра его орбиты в основном состоянии системы равен  $h/2\pi$ . Он заметил, что эта гипотеза будет использована им в последующих публикациях как основа теории строения атомов и молекул [15, 16].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теория Бора была только первым шагом на пути построения последовательной квантовой теории атома и, конечно, имела ряд существенных недостатков, которые признавал и ее создатель. Его теория не предсказывает интенсивность и поляризацию излучения при квантовых переходах, неудовлетворительно описывает спектры атомов тяжелее водорода (не удается даже вычислить потенциал ионизации нейтрального атома гелия). Она неправильно предсказывает момент импульса в основном состоянии атома (на самом деле, он равен нулю), не объясняет тонкую и сверхтонкую структуру спектральных линий. Сам

Бор указал на непоследовательность своей теории, в которой используются как классические механика и электродинамика, так и противоречащие классической теории условия квантования, отбирающие дискретное множество стационарных орбит электронов в атоме. Все эти недостатки теории Бора были преодолены в 1920-х годах в результате дальнейшего развития квантовой теории и создания квантовой механики и квантовой электродинамики в работах Л. де Бройля (L. de Broglie), В. Гейзенберга (W. Heisenberg), Э. Шрёдингера (E. Schrödinger), М. Борна (M. Born), В. Паули (W. Pauli), П. Дирака (P. Dirac), В. Фока и других выдающихся физиков [18]. Бор также внес фундаментальный вклад в развитие и интерпретацию квантовой теории (к числу его выдающихся достижений относится установление принципов соответствия и дополнительности) [19].

В 1922 г. Н. Бор был удостоен Нобелевской премии по физике «за его работы по исследованию структуры атомов и испускаемого ими излучения» [20].

В мае 1961 г. Нильс Бор посетил Московский университет, побывал на Празднике Архимеда (ныне это День физика), выступил с трехчасовой лекцией о проблемах квантовой теории в Центральной физической аудитории физического факультета, а на стене кабинета кафедры теоретической физики (к. 4-59) написал мелом формулировку своего принципа дополнительности: «Contraria non contradictoria sed complementa sunt. Niels Bohr. Мау 8, 1961» («Противоположности — не противоречия, но суть дополнения друг друга».)

### Благодарности

Автор благодарит проф. П. Н. Николаева за полезное обсуждение.

- 
- [1] Расширенный текст доклада 9 апреля 2013 г. на заседании методологического семинара физического факультета МГУ, посвященном 100-летию создания модели атома Резерфорда–Бора.
- [2] *Balmer J. J.* Ann. d. Physik u. Chemie. 25. S. 80. (1885).
- [3] *Ritz W.* Phys. Z. **9**. P. 521. (1908).
- [4] *Thomson J. J.* Phil. Mag. **7**. P. 237. (1904).
- [5] *Rutherford E.* Phil. Mag. Ser. 6. **21** (125). P. 669. (19011).
- [6] *Geiger H., Marsden E.* Proc. Roy. Soc. Ser. A. **82**. P. 495. (1909).
- [7] *Geiger H.* Proc. Roy. Soc. Ser. A. **83**. P. 492. (1910).
- [8] *Weinberg S.* Lectures on Quantum Mechanics. (New York, 2013).
- [9] *Гросс Д. Дж., Политцер Х. Д., Вильчек Ф. А.* УФН. **175**. С. 1305. (2004).
- [10] *Thomson J. J.* Camb. Lit. Phil. Soc. **15**. Pt. 5. P. 492. (1910).
- [11] *Iwanenko D.* Nature. **129**. P. 798. (1932).
- [12] The Particle Centure. Ed. by Fraser G. (Bristol, 1998).
- [13] *Planck M.* Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **2**. S. 237. (1900).
- [14] *Bohr N.* Phil. Mag. Ser. 6. **26** (151). P. 1. (1913).
- [15] *Bohr N.* Phil. Mag. Ser. 6. **26** (153). P. 476. (1913).
- [16] *Bohr N.* Phil. Mag. Ser. 6. **26** (155). P. 857. (1913).
- [17] *Einstein A.* Ann. d. Physik. **17**. S. 132. (1905).
- [18] *Джеммер М.* Эволюция понятий квантовой механики. (М., 1985).
- [19] *Бор Н.* Избранные научные труды. В 2 т. (М., 1970–1971).
- [20] *Бор Н.* УФН. **4**. С. 417. (1923).

**On the Rutherford–Bohr model of the atom****A. V. Borisov***Department of Theoretical Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia**E-mail: borisov@phys.msu.ru*

We give a detailed analysis of two fundamental papers by E. Rutherford (1911) and N. Bohr (1913) where basics of the theory of atomic structure and spectra were developed. We show what influence these works exerted on the development of modern physics.

PACS: 01.65.+g, 32.10.-f, 32.30.-r

Keywords: atom, atomic emission spectra, Balmer formula, Rutherford formula, Rutherford–Bohr model of the atom, Bohr postulates, correspondence principle.

Received 08.07.2015.

**Сведения об авторах**

Борисов Анатолий Викторович — доктор физ.-мат. наук, профессор, профессор; тел.: (495) 939-31-77,  
e-mail: borisov@phys.msu.ru.