

Затухание молекулярных колебаний и элементарное излучение.

С. Васильев.

1. Обзор теоретических исследований.

Свыше 30 лет стройное здание теоретической оптики, созданное 19 столетием, лежит в обломках после сокрушительных ударов, нанесенных опытом *Michelson'a—Morley'я* и теорией черного излучения *Planck'a*. Опыт *Michelson'a* разрушил фундамент классической оптики чистого эфира, кванты *Planck'a* совершенно затемнили понимание оптики материальной среды. На обломках старой последовательной системы очень медленно складываются отдельные устои будущего здания; общий план и очертания его не ясны современному физiku.

В нашем беглом очерке состояния вопроса о механизме элементарного излучения мы встретимся с той двойственностью точек зрения, которая неизбежна в современной оптике, пока на месте рухнувшей, старой теоретической системы не возникнет новая. Мы сосредоточимся главным образом на задаче затухания молекулярных колебаний, не подвергнутых пертурбирующей силе извне. Эта задача стала предметом ряда крупных экспериментальных и теоретических исследований последних годов.

§ 1. *Излучение электрона.* В классической электронной теории причиной излучения, т. е. электро-магнитной пертурбации во внешней среде, может явиться только изменение состояния заряженных частей молекулы, ядра и электронов. Если исключить деформацию заряженных частиц, то причиной излучения может оказаться только ускорение их движений. Задача о соотношении между ускорением движения электрона и потоком энергии во внешней среде решалась неоднократно, притом различными методами ¹⁾, приводя всегда к одному и тому же результату ²⁾. Замедление движения электрона вследствие излучения соответствует тормозящей силе:

$$f = \frac{e^2 v}{6\pi \cdot c^3} \dots \dots \dots (1)$$

где, e — заряд электрона в рациональных единицах ($\sqrt{4\pi} \times \text{э.с.е.}$), v — вторая производная вектора скорости, c — скорость света. Если элек-

¹⁾ *A. Liénard.* L'éclairage électrique 16, pp. 1, 53, 106, 1898, *M. Planck.* Wärmestrahlung, p. 106, 1906; *M. Abraham.* Elektromagnetische Theorie der Strahlung, p. 72, 1905 и т. д.

²⁾ *Th. Weyde.* (Ann. d. Phys. 52, p. 276, 1917) нашел, что ускорение в ур. (1') входит только скалярно, но это заключение ошибочно.

трон без излучения совершал бы гармонические линейные колебания, то при наличии излучения колебания станут затухающими

$$x = A \cdot e^{-\frac{\delta t}{2}} \cdot \cos \omega_0 t \quad (2).$$

здесь A — начальная амплитуда, e — основание неперовых логарифмов, δ — декремент затухания, ω_0 — угловая частота колебаний. На основании (1) можно найти ¹⁾, что

$$\delta = \frac{1}{2} \cdot \frac{e^2 \cdot \omega_0^2}{6\pi c^2 m} \quad (3).$$

Подставляя вместо ω_0 ее величину $\frac{2\pi \cdot c}{\lambda}$, где λ длина волны, находим

$$\delta = \frac{\pi \cdot e^2}{3m \cdot c \lambda^2}$$

Насколько обще уравнение (1), какие допущения положены в основу его вывода? Этот вопрос приобретает существенное значение в связи с распространенной квантовой теорией *Bohr'a*, в которой постулируется отсутствие излучения при круговом равномерном движении электрона вокруг ядра ²⁾. Соответствующий анализ уравнения (1) выполнен *Schott'ом* ³⁾. *Schott* указывает, что в некоторых выводах (1) ваяты две предпосылки: 1) основные уравнения электронной теории *Maxwell'a*—*Lorentz'a* 2) теорема *Poynting'a* о потоке энергии. Теорема *Poynting'a* не является, однако, единственным и необходимым выражением потока и плотности энергии ⁴⁾. Можно дать, напр., такие выражения, в которых поток энергии направлен вдоль фронта плоской волны и таким образом излучения наружу нет. На этом основании делались попытки истолкования упомянутого постулата *Bohr'a*. Вывод уравнения (1) может быть, однако дан и независимо от теоремы *Poynting'a* ⁵⁾. Единственными допущениями при выводе (1) являются уравнения *Maxwell'a* для поля свободного от зарядов и уравнения *Lorentz'a* для внутрисферического объема. В связи с теорией *Bohr'a* *Schott* решает такую задачу: можно ли получить вращение электрона по кругу без излучения, если предположить, что уравнения *Lorentz'a* внутри электрона не точны?

Для внешнего пространства имеют силу уравнения *Maxwell'a*

$$\text{rot } \mathbf{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0 \quad \text{rot } \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = 0 \quad \text{div } \mathbf{E} = 0 \quad \text{div } \mathbf{H} = 0 \quad (5).$$

¹⁾ Ср. напр. *W. Mandersloot*. Jahrb. d. R. u. E., 13, p. 1, 1916.

²⁾ Ср. *П. Эппштейн*. Применение учения о квантах к теории спектральных линий. Успехи физических наук 2, p. 14, 1920.

³⁾ *G. A. Schott*. Phil. Mag. 36, p. 234, 1918.

⁴⁾ *G. Livers*. Phil. Mag. 34, p. 386, 1917.

⁵⁾ Ср., напр., *H. A. Lorentz*, The theory of electrons, p. 251, 1909, или *G. A. Schott*. Electromagnetic radiation, Ch. XI and App. C, D and F.

где $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ — электрическая и магнитная силы, rot и div — символы векторного анализа. Для внутри-электронного объема уравн (5) переписывается в таком совершенно общем виде:

$$\text{rot } \mathbf{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \mathbf{c} \quad \text{rot } \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = K \quad \text{div } \mathbf{E} = \rho \quad \text{div } \mathbf{H} = \mu \quad \dots (6).$$

ρ и μ плотности электрических и магнитных зарядов и токов. В теории *Lorentz'a*:

$$\mu = 0 \quad \mathbf{c} = \frac{\rho \cdot \mathbf{v}}{c} \quad K = 0 \quad \dots \dots \dots (7).$$

у *Schott'a* ρ , μ , $\mathbf{c}$ и K ограничены только уравнением (6). Сложный анализ, проделанный *Schott'ом*, показывает, что излучение во вне не исчезает и при такой совершенно общей форме внутри-электронных уравнений, каковы (6).

Таким образом для истолкования постулата *Bohr'a* нужно отказаться от уравнений *Maxwell'a* (5) для чистого эфира или же предположить существование источников энергии, компенсирующих потерю энергии на излучение в атоме.

Анализ *Schott'a* во всяком случае позволяет заключить, что уравнение (1) является совершенно неизбежным и единственным выражением для излучения электрона в классической теории.

Задаваясь той или иную электронной моделью атома, мы можем получить вполне исчерпывающий ответ относительно излучения такого атома. Частота колебаний, амплитуда, затухание и поляризация принципиально всегда могут быть найдены, если даны начальные условия, связи и атом находится вне возмущающих внешних сил. Такая классическая модель излучающего атома в простейшем случае разобрана *Planck'ом*¹⁾.

§ 2. *Основной постулат теории квантов.* Классический атом электронной теории не в состоянии объяснить особенностей температурного черного излучения. Законы действия света на материальную среду (фото-электрический эффект, фото-химические реакции, флюоресценция), закономерности спектральных линий и полос также не уживаются с классической моделью. Выход, указанный впервые *Planck'ом*, заключался в отказе от классического атома. На месте старой теории, отличавшейся стройностью и последовательностью, пришлось воздвигать временные постройку „квантных теорий“, принимавших почти для каждой группы опытных фактов, подлежащих истолкованию, различные формы, не всегда уживающиеся друг с другом. Сам *Planck* дал два варианта квантных теорий, пригодных для понимания законов черного излучения²⁾. По первому варианту излучение и поглощение лучистой энергии элементарным осциллятором может происходить только целыми квантами. Второй вариант

¹⁾ Ср. *M. Planck. Wärmestrahlung*, p. 100, 1906.

²⁾ Ср. *M. Planck. Wärmestrahlung*, 1906 и 1913.

оставляет поглощение „классическим“, т. е. непрерывным, только излучение происходит целыми квантами. *Stark*¹⁾ и *Einstein*²⁾ создаст гипотезу „световых квантов“, т. е. квантов лучистой энергии, дискретно существующих и вне материальной среды. Эта гипотеза прекрасно объясняет законы фотоэлектрического эффекта, особенности фотохимических реакций и флуоресценции, но стоит, напр., в противоречии с законами черного излучения и с основными фактами физической и геометрической оптики³⁾. Теория *Bohr*'а, детализированная *Sommerfeld*'ом блестяще объясняет спектральные закономерности, но едва-ли в состоянии обнять остальные факты оптики материальной среды⁴⁾. Те гипотезы, которые носят в настоящее время название „теории квантов“, представляют таким образом пестрый и разноречивый конгломерат построений ad hoc, существование которых, несомненно, временно и является сырым материалом для будущей стройной системы. Во всех вариантах теории квантов можно, однако, выделить следующий основной постулат: „Передача внутренней энергии молекулы (или атома) внешней среде (эфиру или другим молекулам) может происходить только целыми квантами $h\nu_0$ “, где ν_0 соответствует собственной частоте колебаний атома классической теории, h — постоянная *Planck*'а. Передача может производиться различными способами — излучением, переходом внутренней энергии в кинетическую и т. д.

Посмотрим, насколько прочны прямые экспериментальные основания этого фундаментального постулата новой оптики? Мы оставляем в стороне все те многочисленные случаи косвенных доказательств постулата, число которых растет почти с каждым днем, но в которых появление величины $h\nu_0$ не всегда ясно⁵⁾. Прямым опытным доказательством постулата мы считаем такое. Пусть в каком угодно физическом явлении группа молекул N за время t передавала свою внутреннюю энергию внешней среде, причем величина общей переданной энергии E . Если условия опыта таковы, что каждая молекула, совершившая передачу энергии, так-сказать „выбывает из строя“, т. е. разрушается, то, измерив на опыте N и E , мы на основании постулата квант должны с достаточным приближением получить:

$$\frac{E}{N} = h\nu_0 \dots \dots \dots (8).$$

Мы осторожно добавили „с достаточным приближением“ потому, что постулат допускает передачу не только одного, но и нескольких квантов

1) *J. Stark*. Phys. Ztschr. 10, p. 817, 1909; 11, p. 25, 1910.

2) *A. Einstein*. Phys. Ztschr. 10, p. 185, 817, 1909; Ann. d. Phys. 17, p. 132, 1905.

3) Ср., напр., *H. Lorentz*. Phys. Ztschr. 11, 349, 1910.

4) *П. Энштейн*, l. c.

5) Ср., напр., *P. Ladenburg*. Jahrb. d. R. u. E. 17, p. 93, 1920.

сразу, как это, напр., необходимо допустить для получения формулы черного излучения ¹⁾. В общем случае постулат (8) переписывается так:

$$\frac{E}{N} \geq h\nu_0 \dots \dots \dots (9).$$

Поводов опытной проверки (9) имеется достаточное количество, укажем, напр., на химические и фото-химические реакции, радиоактивность, хемотрюминесценцию и т. д. Во всех указанных случаях E и N могут быть прямо или косвенно определены. Соотношение (9) фактически проверялось, однако в очень немногих случаях: достаточно систематически при изучении фото-химических процессов ²⁾ и в отдельных случаях химических реакций ³⁾. Во всех тех случаях, где физико-химические условия были достаточно ясны, соотношение (9) подтвердилось. Рассмотрение уже имеющихся данных и постановка новых измерений для проверки постулата (9) являются во всяком случае крайне важными. В качестве примера мы рассмотрим радиоактивный распад $Ra C$; распад сопровождается излучением α -, β - и γ -лучей, при чем общая энергия, выделяющаяся при распаде $Ra C$, находящегося в равновесии с другими продуктами распада в 1 гм. Ra , равняется 50,2 cal в час ⁴⁾. Число атомов $Ra C$, распадающихся в час, $1,22 \cdot 10^{14}$ ⁵⁾. Отсюда:

$$\frac{E}{N} = \frac{50,2}{1,22 \cdot 10^{14}} \text{ cal} = 1,74 \cdot 10^{-5} \text{ erg}.$$

На основании постулата (9)

$$h\nu_0 \leq 1,74 \cdot 10^{-5} \text{ erg}.$$

$$\nu_0 \leq 2,65 \cdot 10^{21}.$$

Такой результат не противоречит опыту. Всего вероятнее предположить, что собственная частота $Ra C$ совпадает с одной из частот характеристического γ -излучения $Ra C$, но по оценке *Rutherford'a* ⁶⁾ предельная частота γ -лучей, излучаемых $Ra C$, $4,28 \cdot 10^{20}$, т.-е. менее $2,65 \cdot 10^{21}$ в согласии с постулатом (9). Существующий фактический материал слишком незначителен для того, чтобы сделать окончательное заключение о верности постулата, но во всяком случае противоречащих ему данных пока нет. Заметим, впрочем, что опытное подтверждение (9) не дает еще возможности категорического утверждения о квантовом характере каждого отдельного, элементарного акта излучения. На опыте мы всегда получаем средний статистический результат верный для огромного числа молекул, но не обязательный

¹⁾ *M. Planck*, 1. с.

²⁾ Ср. *E. Warburg*. *Naturwissenschaften* 5, p. 489, 1917.

³⁾ Ср., напр., *A. Heydweiller*. *Ann. d. Phys.* 48, p. 681, 1915.

⁴⁾ *E. Rutherford*. *Radioactive substances and their radiations*, p. 581, 1913.

⁵⁾ *E. Rutherford*, 1. с., p. 615.

⁶⁾ *E. Rutherford*. *Phil. Mag.* 34, p. 153, 1917.

для каждой в отдельности. Во всяком случае постулат (9) оставляет совершенно невыясненным механизм элементарного излучения, определяя только суммарную энергию среднего акта излучения.

Условие (9) является единственным, общим для всех вариантов теории квантов. Детализация проблемы излучения проводится по всем направлениям только в теории *Bohr'a*, потому в дальнейшем нам придется говорить исключительно об этом варианте теории квант, при чем мы отсылаем читателя, мало знакомого с основами теории *Bohr'a*, к обзору *Энштейна* ¹⁾.

§ 3. Принцип выбора (*Auswahlprinzip*) *Рубиновича*.

В теории *Bohr'a* собственная частота колебаний атома ν , теряет определенный смысл, так как самый атом может иметь бесконечно-разнообразные размеры в зависимости от нахождения электронов на той или иной стационарной орбите. При всяком изменении конфигурации атома, т.-е. перескоке электронов с одних орбит на другие согласно постулату (8) во внешней среде появляется или исчезает энергия $h\nu$, но само ν определяется величиной изменения энергии, а не обратно. *Bohr* формулирует такой постулат:

$$h\nu = W_1 - W_2 \dots \dots \dots (10),$$

где W_1 и W_2 — энергия системы, соответствующая начальной и конечной стационарной орбите. Постулат (10), заимствованный *Bohr'ом* из теории фото-электрического эффекта *Einstein'a*, является трудным постижимым пунктом теории. По замечанию *Stark'a* ²⁾ постулат (10) сводится к тому, что событие, последующее во времени, предопределяет характер предыдущего.

В числе немногих классических законов электродинамики, сохранившихся ненарушенными в теории *Bohr'a*, является закон сохранения энергии. Механически этот закон выводится из более широкого по содержанию второго закона *Ньютона*, начала сохранения количества движения или импульса. Это начало шире *Ньютона* уравнения силы хотя бы потому, что в него укладывается релятивистская механика *Einstein'a* ³⁾. Момент импульса атома в теории *Bohr'a*

$$p = \frac{nh}{2\pi} \dots \dots \dots (11),$$

где n — целое число. В классической электродинамике момент импульса излучения атома должен целиком перейти во внешнюю среду. Можем ли мы требовать выполнимости этого начала в теории *Bohr'a* и какие ограничения мы при этом получим? Такой вопрос был поставлен и разрешен *Рубиновичем* ⁴⁾. Какова величина момента импульса

¹⁾ П. Энштейн, 1. с.

²⁾ J. Stark. Jahrb. d. R. u. E. 17, p. 150, 1920.

³⁾ Ср., напр., F. Slate. Phil. Mag. 40, p. 31, 1920.

⁴⁾ A. Rubinowicz. Phys. Ztschr. 19, p. p. 441, 465, 1918.

при излучении в классической теории? Для простоты рассмотрим случай волны, поляризованной по кругу ¹⁾. Если такая волна падает в материальную среду, состоящую из заряженных ядер и электронов, то электроны начнут вращаться по кругу с угловой скоростью $\frac{2\pi}{T}$. Вращающийся электрон излучает, как мы видели в § 1, следовательно, для поддержания его в прежней орбите затратится некоторая работа, черпаемая из падающего света; величина этой работы $M \cdot \frac{2\pi}{T}$, где M — момент вращения. Если обозначим через W световую энергию, поглощаемую в единицу времени, то

$$W = M \cdot \frac{2\pi}{T},$$

отсюда:

$$M = \frac{W}{2\pi\nu} \dots \dots \dots (12).$$

Это выражение, дает, очевидно, также момент импульса волны, излучаемой электроном, вращающимся по кругу. Для общего случая эллиптически поляризованной волны *Abraham* ²⁾ вывел такое выражение момента импульса волны:

$$M = \frac{W}{2\pi\nu} \cdot \frac{2ab \sin \gamma}{a^2 + b^2} \dots \dots \dots (13).$$

a, b — полуоси эллипса колебания, γ — разность фаз слагающих прямолинейных колебаний вдоль a и b . Для луча, поляризованного по кругу, $a = b$; $\gamma = \frac{\pi}{2}$, т.-е. удовлетворяется (12). *Рубинович* предполагает, что уравнение (13) имеет силу и для атома *Bohr'a*. На основании (8)

$$W = h\nu.$$

Следовательно,

$$M = \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{2ab \sin \gamma}{a^2 + b^2} \dots \dots \dots (14).$$

По теории *Bohr'a*, изменение момента импульса атома (11) может происходить только таким образом, что n остается целым числом. Обозначим новое значение целого числа в (11) при передаче момента импульса (14) внешней среде через n' . Тогда на основании начала сохранения импульса:

$$\frac{nh}{2\pi} - \frac{n'h}{2\pi} = \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{2ab \sin \gamma}{a^2 + b^2}$$

¹⁾ К. Schaposhnikov и Н. Busch. Phys. Ztschr. 15, p. 454, 1914; так же К. Н. Шапошников. Пондермоторные явления и т. д. Москва, 1915.

²⁾ М. Abraham. Phys. Zeitschr. 15, 914. 1914; также А. Sommerfeld. Atombau, p. 521. 1921.

или:

$$n - n' = \frac{2ab \sin \gamma}{a^2 + b^2} \dots \dots \dots (15)$$

a и b входят в это выражение симметрично; пусть, напр., $a > b$, в таком случае $(a - b)^2 > 0$, т. е. $a^2 + b^2 - 2ab > 0$

или:

$$a^2 + b^2 > 2ab,$$

и *a fortiori*

$$a^2 + b^2 > 2ab \sin \gamma \dots \dots \dots (16).$$

Следовательно,

$$n - n' \leq 1 \dots \dots \dots (17).$$

Числитель и знаменатель равенства (15) равны только в том случае, когда $a = b$, $\gamma = \pm \frac{\pi}{2}$. Но по теории *Bohr*'а $n - n'$ может быть только целым числом.

Такое условие совместимо с полученным из начала сохранения импульса выражением (17), только для трех случаев;

$$n - n' = \begin{cases} +1 \\ 0 \\ -1 \end{cases} \dots \dots \dots (18).$$

Мы приходим таким образом к замечательному правилу, показывающему, что не все спектральные линии, возможные на основании (10) и комбинационного принципа *Ritz*'а ¹⁾, совместимы с началом сохранения момента импульса; это — правило отбора, открытое *Рубиновичем*.

Правило (18) позволяет сделать и дальнейшие не менее важные выводы относительно поляризации излучаемой волны. В самом деле для $n - n' = \pm 1$, $a = b$, $\gamma = \pm \frac{\pi}{2}$, т. е. волна необходимо поляризована по кругу вправо или влево, для $n - n' = 0$, или $b = 0$, или $\gamma = 0$, во всех случаях волна прямолинейно поляризована. В обыкновенных условиях наблюдения спектральных линий, излучающие атомы, не имеют определенной ориентировки и потому поляризация линий ускользает от наблюдения, она начинает определенно проявляться только при наложении сильных магнитных или электрических полей, ориентирующих излучающие молекулы (явления *Zeman*'а и *Stark*'а). *Рубинович* распространил свою теорию на случай, осцилляторов с несколькими степенями свободы и также на тот случай, когда молекулы находятся под действием внешнего поля. Именно эта часть теории дает богатый опытный материал для испытания нового принципа (тонкая структура спектральных линий, расщепление линий в магнитном и электрическом поле). Теория безукоризненно подтвердилась на опыте.

¹⁾ *Н. Энштейн*, л. с.

Таким образом ограничение теории *Bohr'a* началом сохранения момента импульса позволило сразу определить существенную характеристику излучаемой волны, ее поляризацию, и одновременно исключить огромное число спектральных линий, возможных по теории *Bohr'a* и комбинационному принципу *Ritz'a*, как несовместимых с вторым законом Ньютона.

Почти одновременно с появлением работы *Рубиновича* *Bohr* опубликовал ¹⁾ крайне интересное исследование, в котором формулируется принцип соответствия между частотой излучения и временем обращения электрона на соответствующей орбите. Читатель найдет изложение этого принципа в статье *Ю. А. Кругкова* ²⁾. В противоположность принципу отбора *Рубиновича* принцип соответствия носит совершенно эмпирический характер, оправдание этого принципа пока только в опыте. По словам *Sommerfeld'a*, „*Bohr* нашел в своем принципе соответствия ту волшебную палочку, которая позволяет воспользоваться результатами классической волновой теории для теории квант без устранения принципиальных противоречий“. Новый эмпирический принцип *Bohr'a* сразу разрешает вопрос об интенсивности и поляризации излучения, включая, как часть, все результаты принципа *Рубиновича*. Теоретическая сущность принципа соответствия пока не ясна ³⁾. Странное соответствие между классической теорией и принципами теории квантов, вскрытое работой *Bohr'a*, дает надежду подойти ближе к загадке квантов, заданной почти 20 лет тому назад и до сих пор не разгаданной. Для правильности исторической перспективы заметим, однако, что *Planck* в своей теории черного излучения решая задачу вполне, т.е. определяя сразу энергию, частоту и поляризацию излучения, принужден был значительно ранее *Bohr'a* устанавливать принцип соответствия, приравнивая результаты квантовой и классической теорий ⁴⁾.

§ 4. Проблема затухания колебаний в теории *Bohr'a*. Характеристика излучения, даваемая всеми вышеизложенными формальными постулатами и принципами теории *Bohr'a*, еще не полна. Нехватает уравнений, определяющего протекание излучения во времени его затухания. После появления работы *Рубиновича* и принципа соответствия *Bohr'a*, было весьма естественным попытаться идти в том же направлении поисков соответствия классической и квантовой теории также для затухания излучения. Поэтому почти одновременно появляются работы *Эмштейна* ⁵⁾, *Reiche* ⁶⁾ и *Wien'a* ⁷⁾, пытающиеся найти разрешение проблемы затухания распространением принципа соответ-

¹⁾ *N. Bohr*. Copenhagen Academic, 1918.

²⁾ *Ю. А. Кругков*. Принцип аналогий Бора в теории квантов см. стр. 272.

³⁾ *A. Sommerfeld*. Atombau, p. 527. 1921.

⁴⁾ *M. Planck*. Wärmestrahlung. p. 159. 1913.

⁵⁾ *P. S. Epstein*. Sitzb. d. math.-phys. Klasse der Bayer Ak. d. W. zu München, 1919, Heft 1, p. 73.

⁶⁾ *F. Reiche*. Phys. Zeitschr. 20, p. 296. 1919.

⁷⁾ *W. Wien*. Ann. d. Phys. 60, p. 587. 1919.

ствия. Теория, развиваемая в указанных работах, совершенно тождественна, в нашем обзоре мы придерживаемся изложения Эйнштейна.

Различие точек зрения классической и квантовой теорий на механизм излучения заключается в следующем. Классический электрон излучает непрерывно, при непрерывном изменении орбиты. Квантовый электрон, находясь на определенных орбитах, как мы видели, не излучает. Излучение происходит только в ограниченный промежуток времени перескока электрона с одной орбиты на другую.

В своем принципе соответствия *Bohr* констатирует, что классическая и квантовая теории приводят к практически тождественным результатам в отношении частоты, поляризации, а также интенсивности излучаемых спектральных линий для длинных волн и постулирует такое же соответствие для волн любой длины. Эйнштейн так расширяет положение *Bohr'a*: „В предельном случае бесконечно больших орбит с началом перехода электрона с одной орбиты на другую входят в силу законы классической электродинамики, и движение электрона сопровождается классическим излучением до тех пор, пока не достигается ближайшая стационарная орбита“. Дальнейший способ рассуждения таков. Возьмем для общности осциллятор с 3 степенями свободы, начальная и конечная орбиты электрона пусть характеризуются квантовыми числами

$$m_1, m_2, m_3,$$

$$n_1, n_2, n_3,$$

В случае длинных волн разности квантовых чисел $m_1 - n_1, m_2 - n_2, m_3 - n_3$ очень малы сравнительно с самими числами, начальная и конечная орбита практически сливаются. Дело происходит, следовательно, так, как будто бы электрон, оставаясь на той же орбите, в некоторый момент t_1 начинает излучать и излучает до тех пор, пока не потеряет целый квант $h\nu$. По примеру приема, примененного *Bohr'ом*, в принципе соответствия, то же представление совершенно формально и эмпирически экстраполируется на случай волн любой длины.

Рассмотрим *Bohr'овский* атом водородного типа, при чем для упрощения пренебрегаем движением ядра атома, изменением массы электрона благодаря движению и предполагаем орбиту круговой. Обозначим через a радиус орбиты, через φ —азимут, для круговой орбиты находим:

$$\begin{aligned} x &= a \cdot \cos \varphi = a \cdot \cos \Omega(t - t_0) \\ y &= a \cdot \sin \varphi = a \cdot \sin \Omega(t - t_0) \end{aligned} \quad (19).$$

Обозначим через p момент импульса $\frac{nh}{2\pi}$, через k —число зарядов ядра, через μ —массу электрона. По теории *Bohr'a* ¹⁾ энергия системы A и радиус орбиты a выражаются так:

$$A = -\frac{\mu k^2 e^4}{2p^2} \quad a = \frac{p^2}{\mu k e^2} \quad (20)$$

¹⁾ П. Эйнштейн I, с.

С другой стороны угловая скорость:

$$\Omega = \frac{uk^2 r^4}{\rho^3} \dots \dots \dots (21).$$

Из (20) и (21) имеем:

$$a = \left(\frac{ke^2}{u\Omega^2} \right)^{\frac{1}{3}} \dots \dots \dots (22).$$

В классической теории на основании (1) можно вывести, что энергия, получаемая электроном движущимся с ускорением v равна:

$$-\frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \dot{v}^2 \dots \dots \dots (1).$$

Но в нашем случае движения электрона по кругу, на основании (19):

$$\dot{v}^2 = \dot{x}^2 + \dot{y}^2 = a^2 \Omega^4,$$

где $\dot{x}$ и $\dot{y}$ — вторые производные от x и y по времени. Таким образом изменение энергии электрона вследствие излучения в 1 секунду:

$$\frac{dA}{dt} = -\frac{2}{3} \frac{e^2 a^2 \Omega^4}{c^3} \dots \dots \dots (23).$$

Электрон по исходной гипотезе Эйнштейна начинает себя вести „классически“ с момента t_1 ухода с начальной орбиты и до момента t_2 прихода на конечную орбиту. За промежуток времени $t_2 - t_1$ электрон „классически“ излучает энергию $h\nu$. Таким образом на основании (23) и постулата (8)

$$\frac{2}{3} \frac{e^2 a^2 \Omega^4}{c^3} (t_2 - t_1) = h\nu \dots \dots \dots (24).$$

Для весьма длинных волн

$$\nu = \frac{\Omega}{2\pi} \dots \dots \dots (25).$$

Из (21), (22), (24), (25) имеем

$$t_2 - t_1 = \frac{3}{2} \left(\frac{h}{2\pi} \right)^6 \frac{c^3}{u^{10}} \frac{n^5}{k^4} \dots \dots \dots (26).$$

Таким образом вычисляется время излучения для длинных волн. Это время в противоположность классической модели, конечно, и о затухании, в частности, о декременте затухания колебаний, говорить собственно не приходится, в теории *Bohr'a* существует только длительность излучения, все время происходящего с одной амплитудой. Аналогично тому, как в классической теории наличие затухания обращает монохроматическую спектральную линию в линию конечной (или, строго говоря, бесконечной) ширины, так и в квантовой теории *Bohr'a* конечная длительность колебаний, т.е. конечное

число волн способных еще интерферировать необходимо должно повести к спектральной линии конечной ширины ¹⁾. Эмштейн вычисляет эту величину на основании (25) и (26) переходя от частот к длинам волн. Ширина спектральной линии $\Delta\lambda$ приближенно равна ²⁾:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{N},$$

где N число колебаний длины волны λ , происходящих за время $t_2 - t_1$. Обозначая:

$$\alpha = \frac{3h}{16\pi^3} \left(\frac{2\pi c^7 \mu^2}{e^{10}} \right) = 2,27 \cdot 10^9 \quad \dots \dots (27).$$

Эмштейн находит

$$N = \frac{\alpha}{k^{2/3}} \lambda^{2/3}, \quad \Delta\lambda = \frac{k^{2/3}}{\alpha} \lambda^{1/3} \quad \dots \dots (28).$$

Полученные результаты (26) и (28) не имеют, однако, пока практического значения, так как относятся к волнам бесконечно большим. Смелый и по существу ничем небоснованный шаг, который делает далее Эмштейн, заключается в экстраполяции формул (26) и (28) на волны любой длины по примеру *Bohr'a*, проделавшего такую-же рискованную *a priori*, но оправдавшуюся *a posteriori* экстраполяцию. Эмштейн распространяет свою теорию также на систему с несколькими степенями свободы, и в результате довольно сложных и не свободных от произвола вычислений приходит к формулам, формально схожим с (26) и (28). Мы не считаем нужным вскрывать всех недоумений, таящихся в распространении формул (26) и (28) на область коротких волн, так как очевидно, что ни классическая теория, ни квантовая порознь и последовательно проведенные не в состоянии дать таких результатов. Как и в принципе соответствия *Bohr'a*, мы встречаемся в этих формулах пока с чисто интуитивным угадыванием истинного положения вещей.

Теория Эмштейна допускает экспериментальную проверку в двух направлениях: 1) непосредственным измерением длительности свечения атома и 2) измерением ширины спектральных линий. Во второй экспериментальной части нашего обзора мы опишем те, довольно многочисленные методы, которыми может быть измерена длительность атомного свечения. Мы увидим, что соответствующие измерения *Stark'a* ³⁾ и *Wien'a* ⁴⁾ над линиями водорода и других веществ привели к совершенно противоречивым результатам. С этой стороны вопрос об экспериментальной обоснованности уравнений Эмштейна нужно считать пока открытым. Измерение ширины спектральных линий в

¹⁾ Ср. *P. Drude. Lehrbuch d. Optik. p. 143. 1906.*

²⁾ *Иб.*

³⁾ *J. Stark. Ann. d. Phys. 49, p. 731. 1916.*

⁴⁾ *W. Wien. l.c.*

видимой, или ультра-фиолетовой части спектра не может служить для проверки формулы (28) в силу того, что значительно большее уширение вызывается совершенно иными причинами: эффектом *Doppler'a*, или влиянием одних молекул на колебания других ¹⁾). Ширина спектральной линии, т.-е. расстояние в длинах волн между теми двумя точками кривой распределения интенсивности, где интенсивность уменьшается вдвое в сравнении с максимальной, будет такова (если влияет только эффект *Doppler'a*):

$$\Delta \lambda_D = 0,82 \cdot 10^{-6} \lambda \sqrt{\frac{T}{M}} \dots \dots \dots (29)$$

здесь T —абсолютная температура, M —молекулярный вес. Только для очень коротких волн и низких температур можно надеяться обнаружить чистый эффект. *Эмтгейн* вычисляет следующую табличку для *Schumann*'овского спектра:

λ	$\frac{\Delta \lambda_D}{\Delta \lambda}$
$1,87 \cdot 10^{-5}$ см.	60
$6,56 \cdot 10^{-6}$	30
$1,20 \cdot 10^{-6}$	10

Таким образом в области рентгеновского спектра должен наблюдаться чистый эффект затухания вследствие излучения. Для линий α рентгеновских серий K , L , M $\Delta \lambda$, вычисляемые по формуле (28) таковы:

K_α	0,0001 μ
L_α	0,0002 μ
M_α	0,0003 μ

Разбирая единственную работу *Stenström'a* ²⁾, посвященную вопросу о ширине рентгеновских линий, *Эмтгейн* находит в ней по крайней мере качественное подтверждение (28).

Таким образом в отличие от других постулатов теории *Bohr'a*, формулы *Эмтгейна*, являясь по существу произвольной экстраполяцией теории, не имеют пока и должной экспериментальной опоры.

§ 5. *Заключение.* Классический атом не в состоянии объяснить всех реально наблюдаемых особенностей излучения, но нельзя не обратить внимания на то, что все заключения § 1 относятся по существу к электрону, а не к атому. Поскольку нет прямых экспериментальных данных об излучении изолированного электрона, находящегося вне атома, мы не имеем еще основания отрицать классиче-

¹⁾ Cp. *J. Stark. Jahrb. d. R. u. E.* 12, p. 349. 1916.

²⁾ *Stenström. Ann. d. Phys.* 57, p. 347. 1918.

ского вывода для электрона. Только для электронов, связанных с ядром в реальные атомы, возникает сомнение в применимости классических законов. Не следует забывать, что самое понятие кванта $h\nu$ относится исключительно к внутренней энергии, к энергии системы, которой нет у изолированного электрона. В этом отношении крайне важно изучение законов непрерывного рентгеновского спектра, получающегося по обычным представлениям при ускорении движения свободных электронов (т.е. внеатомных) при ударе их об антикатод. Экспериментальные данные в этом отношении пока еще недостаточно определены и слишком разноречивы.

Едва ли приходится сомневаться в правильности основного постулата теории квант (9), однако, этот постулат дает очень мало для понимания и описания атомного излучения во всех отношениях. Этот постулат не определяет ни длительности, ни поляризации, ни амплитуды элементарного излучения. Кроме того с равным основанием он может быть истолкован, как статистический, верный для большого числа молекул, или же как элементарный.

Вывод дальнейших свойств элементарного излучения дается теорией *Bohr'a* с изумительной точностью, описывающей все сложные закономерности спектров. Наложение начала сохранения момента импульса автоматически приводит, как мы видели, к решению проблемы поляризации излучаемой волны и одновременно к выделению реальных линий из числа принципиально возможных. Формальное решение вопроса об интенсивности и затухании элементарного излучения найдено в принципе соответствия классической и квантовой теории, сформулированном *Bohr'ом* и распространенном *Эпштейном* и др.

Эмпирическая правильность принципа соответствия является, однако, одновременным ударом как для классической теории, так и для теории *Bohr'a*. Логический анализ той и другой теории приводит к результатам асимптотически сближающимся только при переходе к длинным волнам ¹⁾: эмпирически совпадение найдено во многих отношениях для волн какой угодно длины. Единственный вывод при таком положении вещей — заключение о неправомерности каждой теории в отдельности.

Мы говорили в начале статьи о крушении классической теории атома *Planck'a* после удара, нанесенного ей тем же *Planck'ом*, в анализе особенностей черного излучения. В заключение статьи нам приходится говорить о крушении теории *Bohr'a* после формулировки эмпирического „принципа соответствия“ тем же *Bohr'ом* и *Эпштейном*. Этот принцип, будучи эмпирически верным, таит в себе, несомненно, пути и к теоретическому разрешению проблемы излучения.

¹⁾ Ср. *A. Sommerfeld. Atombau*, p. 527.