

ЛЕКЦИЯ 3

ГЛАВА 3. МОДЕЛИ СТРОЕНИЯ АТОМА

§ 3.1. Атомные единицы энергии и массы

Прежде чем переходить к строению атома, остановимся на применяемых в атомной и ядерной физике единицах [3].

Ничтожно малые размеры и массы атомных систем делают целесообразным применение в атомной и ядерной физике, наряду с системой СИ, специальных, «практических» для данной области единиц измерения различных встречающихся величин.

В технике единицей измерения малых длин служит м и к р о н (мк):

$$1 \text{ мк} = 10^{-3} \text{ мм} = 10^{-4} \text{ см} = 10^{-6} \text{ м}.$$

Длины волн видимого света меньше микрона, и для их измерения в оптике применялась единица, в тысячу раз меньшая, называвшаяся миллимикрон, или, по современной номенклатуре, нанометр (нм):

$$1 \text{ нм} = 10^{-3} \text{ мк} = 10^{-9} \text{ м}.$$

Радиусы атомов и длины волн рентгеновских лучей еще меньше, и для их измерения применяется в десять раз меньшая единица – а н г с т р е м (Å), которой пользуются и в оптике:

$$1 \text{ Å} = 10^{-8} \text{ см} = 10^{-10} \text{ м}.$$

Для измерения еще более коротких длин волн γ -лучей используется X (икс)-единица:

$$1 \text{ X} = 10^{-3} \text{ Å} = 10^{-13} \text{ м} \text{ (встречается редко)}.$$

Наконец, для измерения размеров атомных ядер предложена еще меньшая единица:

$$1 \text{ ферми} = 10^{-8} \text{ Å} = 10^{-13} \text{ см} = 10^{-15} \text{ м},$$

а в качестве единицы поперечного сечения

$$1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2 = 10^{-28} \text{ м} \text{ (встречается редко)}.$$

Электрически заряженные частицы, элементарные или сложные, имеют заряд, по величине равный или кратный заряду электрона. Им сообщается энергия путем ускорения в электрическом поле. Поэтому для измерения энергий заряженных (и незаряженных) частиц в атомной и ядерной физике применяется единица, носящая название электронвольт. 1 э л е к т р о н в о л ь т (эв) есть энергия, которую приобретает частица с зарядом, равным заряду электрона ($e = 1,601 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$), при прохождении разности потенциалов в 1 в:

$$1 \text{ эв} = 1,601 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \cdot 1 \text{ в} = 1,601 \cdot 10^{-19} \text{ дж} = 1,601 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}.$$

С помощью соответствующих приставок можно ввести производные от этой единицы:

$$1 \text{ кэв} = 10^3 \text{ эв} = 1,6 \cdot 10^{-14} \text{ дж},$$

$$1 \text{ Мэв} = 10^6 \text{ эв} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ дж}.$$

$$1 \text{ Гэв} (1 \text{ Бэв}) = 10^9 \text{ эв} = 1,6 \cdot 10^{-10} \text{ дж}.$$

Посмотрим, числами какого порядка выражаются в этих единицах энергии

различных микроскопических частиц.

1. Средняя энергия теплового движения атомов при $T = 300 \text{ К}$ составляет:

$$\varepsilon_T = \frac{3}{2}kT = \frac{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} \left[\frac{(\text{дж} / \text{град}) \cdot \text{град}}{\text{дж} / \text{эв}} \right] = 0,0388 \text{ эв} \approx 0,04 \text{ эв}.$$

2. Энергия фотона видимых лучей, например, для длины волны $\lambda = 500 \text{ нм} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$, соответствующей зеленой области спектра, составляет:

$$\varepsilon_{\text{зел}} = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{5 \cdot 10^{-7} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} \left[\frac{\text{дж} \cdot \text{сек} \cdot \text{м} / \text{сек}}{\text{м} \cdot \text{дж} / \text{эв}} \right] = 2,48 \text{ эв}.$$

3. Тепловые эффекты химических реакций составляют обычно 200000–400000 кдж/кмоль. При среднем значении $3 \cdot 10^8 \text{ дж/кмоль}$ энергия, выделяемая на одну реагирующую частицу, равна:

$$\varepsilon_{\text{хим}} = \frac{3 \cdot 10^8}{6 \cdot 10^{26} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} \left[\frac{\text{дж}}{\text{дж} / \text{эв}} \right] \approx 3,5 \text{ эв}.$$

4. Фотон рентгеновских лучей с длиной волны $\lambda = 1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м}$ обладает энергией:

$$\varepsilon_{\phi} = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{10^{-5} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} \left[\frac{\text{дж} \cdot \text{сек} \cdot \text{м} / \text{сек}}{\text{м} \cdot \text{дж} / \text{эв}} \right] = 12\,400 \text{ эв} = 12,4 \text{ кэв}.$$

5. Еще большей энергией порядка мегаэлектронвольт обладают фотоны γ -лучей, излучаемых радиоактивными веществами. На синхрофазотроне Объединенного института ядерных исследований в Дубне ядра водорода (протоны) ускоряются до энергий в 10 миллиардов электронвольт (10 Гэв). Наконец, приходящие на Землю частицы космических лучей имеют энергии, достигающие до 10^{18} эв .

В качестве атомной единицы массы (1 аем) естественно было бы выбрать массу самого легкого атома – водорода (H). Фактически удобнее оказалось в качестве эталона сравнения выбрать атом углерода:

$$1 \text{ а.е.м.} = \frac{1}{12} m_c.$$

Соотношение Эйнштейна

$$\varepsilon = mc^2 \quad (3.1)$$

позволяет по известной энергии частицы ε рассчитать ее массу m и обратно. «Переводным множителем» при этом является квадрат скорости света:

$$c^2 = 9 \cdot 10^{16} (\text{м/сек})^2 \text{ или } (\text{дж/кг}).$$

Рассчитаем с помощью (3.1) величину «переводного множителя» от массы данной частицы к ее энергии в атомных единицах. Энергия частицы с массой в 1 аем будет равна:

$$\varepsilon_{\text{аем}} = \frac{1,660 \cdot 10^{-27} \cdot 9 \cdot 10^{16}}{1,601 \cdot 10^{-19}} \text{ эв} = 9,315 \cdot 10^8 \text{ эв} = 931,5 \text{ Мэв}.$$

Пользуясь этим переводным множителем, рассчитаем массу кванта рентгеновского излучения, энергия которого составляет, например, $30\,000 \text{ эв} = 30 \text{ кэв} = 0,03 \text{ Мэв}$.

Зная массу покоящегося электрона, можно определить его энергию покоя:

$$\varepsilon_{0e} = 5,488 \cdot 10^{-4} \cdot 931 \left[\frac{aem}{Mэв / aem} \right] = 0,511 \text{ Мэв.}$$

Импульс (количество движения) летящей частицы равен произведению ее массы m (с учетом зависимости последней от скорости) на скорость v . Запишем его в виде

$$P = m v = \frac{m c v}{c} = \frac{m c^2 \frac{v}{c}}{c}. \quad (3.2)$$

Числитель этого выражения представляет собой полную энергию частицы $m c^2$, умноженную на «безразмерную скорость» $\frac{v}{c}$, и имеет, следовательно, размерность энергии. Для сильно релятивистских частиц $\frac{v}{c} \rightarrow 1$, и этот числитель практически равен энергии. В качестве единицы скорости в атомных и ядерных процессах естественно выбрать скорость света c . Тогда единица измерения импульса будет

$$1 \frac{эв}{c} = \frac{1,60 \cdot 10^{-19}}{3 \cdot 10^8} \left[\frac{дж}{м / сек} \right] = 5,33 \cdot 10^{-28} \text{ кг} \cdot \text{м/сек}. \quad (3.3)$$

Фотон с энергией 30 кэв движется со скоростью c и обладает импульсом $p = m = 30 \text{ кэв}/c$.

Частица с полной энергией 20 Мэв, движущаяся с относительной скоростью $\beta = \frac{v}{c} = 0,9$, обладает импульсом

$$p = \frac{э\beta}{c} = \frac{20 \cdot 0,9}{c} \left[\frac{Мэв}{c} \right] = 18 \text{ Мэв}/c. \quad (3.4)$$

§ 3.2. Модели атомов Томсона и Резерфорда

В течение длительного времени, вплоть до конца XIX в., в науке господствовало убеждение, что мельчайшие частицы химически простых тел – атомы – являются неделимыми частицами материи, «кирпичиками мироздания» [3]. Движение материи понималось как механическое перемещение этих частиц. Изменение химического состава сложных веществ представлялось в виде взаимозамещения таких неизменных атомов, переходящих от одних соединений – молекул – к другим.

Такая картина строения материи, совокупности неизменных корпускул – «атомов», взаимодействующих при помощи сил, «действующих на расстоянии» (без материального носителя взаимодействия), была механистической. Это метафизическая картина, так как она основывалась на неизменности, косности, непревращаемости основных элементов материи — атомов, в которых ученые видели «последнюю сущность» материи. В правильности этой картины сомневался уже в прошлом веке Д. И. Менделеев, полагавший, что атомы являются сложными частицами материи, не делимыми лишь известными в то время химическими методами.

К концу XIX в. начали накапливаться сведения о свойствах атомов,

указывавшие на сложную структуру последних.

Кинетическая теория газов связала величины коэффициентов переноса (диффузии, теплопроводности, внутреннего трения) с длиной свободного пробега и диаметром молекул. Измеряя эти коэффициенты на опыте, можно было оценить с помощью формул, что диаметры молекул порядка $10^{-8} \text{ см} = 1 \text{ \AA}$.

При электрическом разряде в газе были обнаружены и исследованы катодные лучи, представлявшие собой потоки отрицательно заряженных частиц, получивших название электронов. Было установлено, что электроны вырываются из атомов, которые при этом становятся положительно заряженными ионами. Измерения удельного заряда e/m электронов и ионов показали, что масса электрона в тысячи раз меньше массы атомов.

Первые экспериментальные результаты, из которых можно было сделать вывод о существовании внутри атомов электрических зарядов, были получены М. Фарадеем в 1833 г. при изучении электролиза [4]. Фарадей установил, что электрический ток в растворе электролита – это упорядоченное движение ионов; на один атом данного химического элемента в среднем приходится одинаковый электрический заряд. Минимальный заряд иона назвали *элементарным электрическим зарядом*, его приближенное значение равно:

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл.}$$

Заряды ионов при электролизе различных веществ оказываются целочисленно кратными элементарному заряду, т. е. равными $2e$, $3e$ и т. д.

В опытах Фарадея не измерялись заряды отдельных ионов, поэтому утверждение о существовании внутри атомов положительных и отрицательных элементарных электрических зарядов долгое время оставалось гипотезой.

В 1897 г. Дж. Дж. Томсон выполнил ряд экспериментов по изучению электрического разряда в разреженных газах, термоэлектронной эмиссии и фотоэффекта. В результате этих опытов он установил, что при пропускании электрического тока через газы, при нагревании вещества и при его освещении ультрафиолетовым светом из атомов любого химического элемента вырываются совершенно одинаковые отрицательно заряженные частицы. Эти частицы позже были названы *электронами*.

Электрический заряд отдельных электронов впервые измерил Р. Милликен в 1909 г. Заряд у всех электронов оказался равным по модулю значению элементарного заряда, полученному в опытах по электролизу. Масса электрона оказалась примерно в 2000 раз меньше массы атома самого легкого из веществ – атома водорода. Она равна примерно

$$m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг.}$$

Открытие электрона и обнаружение электронов в составе всех атомов было первым доказательством сложности их строения.

Периодический закон Д.И. Менделеева. Открытие Д.И. Менделеевым в 1869 г. периодического закона поставило перед физикой вопрос о причинах повторяемости химических свойств элементов, расположенных в порядке возрастания атомной массы. Естественно было предположить, что увеличение массы атомов обусловлено увеличением числа частиц, входящих в их состав. Периодическую повторяемость химических свойств элементов в таблице Д. И.

Менделеева можно рассматривать как свидетельство периодической повторяемости основных особенностей внутренней структуры атомов по мере увеличения числа частиц, входящих в их состав. Физикам предстояло выяснить, из каких частиц состоят атомы химических элементов, объяснить основные химические свойства атомов на основе сведений об их внутренней структуре и законах взаимодействия их составных частей.

Линейчатые спектры. Важным фактом, свидетельствующим о сложной внутренней структуре атомов, было открытие линейчатых спектров. Исследования показали, что при нагревании до высокой температуры пары любого химического элемента испускают свет, узкий пучок которого разлагается призмой на несколько пучков света различного цвета. Совокупность наблюдаемых при этом разноцветных линий называется *линейчатым спектром испускания* (рис. 37).

Линейчатый спектр испускания любого химического элемента не совпадает со спектром испускания все других химических элементов.

Каждая отдельная линия в линейчатом спектре образуется светом с определенной длиной волны (определенной частотой). Следовательно, источник света, представляющий собой разреженный газ, испускает электромагнитные волны не со всевозможными, а только с несколькими вполне определенными частотами $\nu_1, \nu_2, \nu_3, \dots, \nu_n$.

При пропускании белого света через пары вещества наблюдается возникновение темных линий на фоне сплошного спектра. Темные линии расположены точно в тех местах, где наблюдались бы светлые линии спектра испускания данного химического элемента.

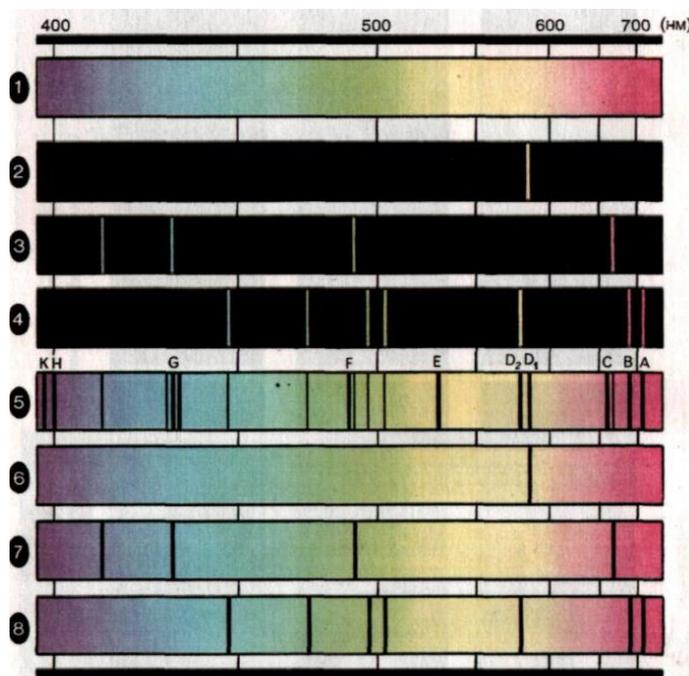


Рис. 37. Типы спектров: 1 – сплошной; 2 – спектр испускания натрия; 3 – спектр испускания водорода; 4 – спектр испускания гелия; 5 – спектр солнца с фраунгоферовыми линиями; 6 – спектр поглощения натрия; 7 – спектр поглощения водорода; 8 – спектр поглощения гелия

Такой спектр называется *линейчатым спектром поглощения* (рис. 37). Возникновение линейчатых спектров поглощения свидетельствует о том, что вещество в газообразном состоянии способно поглощать электромагнитное излучение только с такими же частотами $\nu_1, \nu_2, \dots, \nu_n$, какие содержатся в излучении данного вещества.

Излучение, раскладываемое в линейчатый спектр, дают вещества в газообразном атомарном состоянии при невысоких давлениях, т. е. когда атомы слабо взаимодействуют друг с другом. При таких условиях испускание квантов электромагнитного излучения является результатом процессов, происходящих внутри отдельных атомов.

После открытия электрона стала очевидной связь явлений излучения и поглощения света атомами с наличием в них электронов. Действительно, свет – это электромагнитные волны. Излучение электромагнитных волн происходит при ускоренном движении электрических зарядов. Можно предположить, что при соударениях атомов электроны, имеющиеся внутри атомов, приобретают избыток энергии и затем излучают электромагнитные волны, совершая гармонические колебания внутри атомов. Различным частотам излучаемого света соответствуют различные частоты колебаний электронов внутри атомов. Следовательно, теория строения атома должна дать способы расчета длин волн в спектре любого химического элемента.

Таким образом, было установлено, что нейтральные атомы на самом деле являются сложными системами электрически заряженных частиц, причем во всех атомах имеются совершенно одинаковые по свойствам частицы вещества, несущие отрицательные электрические заряды – электроны [3]. Положительный заряд оказался связанным с основной массой атома, но о распределении этого заряда внутри атома сведений не было.

Наличие внутри атомов электрических зарядов подтверждалось и тем, что атомы способны испускать и поглощать электромагнитные волны – свет – отдельных, характерных для каждого элемента частот. Подробные систематические исследования, преимущественно швейцарских физиков (Бальмера, Лаймана и др.), показали, что атомы испускают линейчатые спектры, и различные испускаемые атомом частоты находятся между собой в определенных соотношениях.

Первая попытка создания на основе накопленных сведений «модели» атома, т. е. представления о его структуре, принадлежит Д.Д. Томсону (1910 г.). Он полагал, что атом представляет собой сферу, заполненную положительно заряженной материей, в которой «плавают» отрицательно заряженные корпункулы – электроны (рис. 38).

Дж. Дж. Томсон считал, что периодическая повторяемость химических свойств атомов и спектральные закономерности получают свое объяснение, если будут найдены радиусы концентрических электронных оболочек внутри положительно заряженного шара, число электронов на каждой оболочке и закономерности их заполнения.



Рис. 38. Модель Томсона

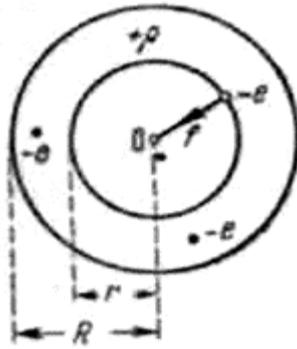


Рис. 39. Шаровые слои в модели Томсона

Рассмотрим сферу радиуса R , заполненную заряженным веществом с объемной плотностью заряда $+\rho$ (рис. 39).

На расстоянии r от центра находится электрон – точечный заряд $-e$. Разделим весь объем сферы на тонкие концентрические шаровые слои. Напряженность поля каждого такого слоя внутри него равна нулю, а снаружи такова, как если бы весь электрический заряд слоя был сконцентрирован в центре сферы. Таким образом, на электрон $-e$ будет действовать заряд $q(r)$, находящийся в сфере радиуса r , причем испытываемая им сила f будет такова, как если бы этот заряд находился в точке 0. Имеем:

$$q(r) = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho, \quad (3.5)$$

$$f = \frac{-eq}{r^2} = -\frac{4}{3} \pi \rho r = -\alpha r. \quad (3.6)$$

Таким образом, электрон будет двигаться под действием квазиупругой силы (если трение отсутствует), т. е. совершать гармонические колебания около точки 0.

При этом он должен испускать монохроматическое излучение с частотой $\omega = \sqrt{\frac{\alpha}{m}}$,

где m – масса электрона. Этим путем Томсон пытался объяснить линейчатый спектр атомов. Однако получить таким образом линейчатый спектр, а не одну линию, невозможно. Эта модель не могла также объяснить таблицы Менделеева – периодичности свойств атомов. Таким образом, было очевидно, что модель Томсона неудовлетворительна. Вопрос о структуре атомов оставался открытым. Требовались новые идеи и эксперименты. Особенно существенными в этом смысле оказались опыты по рассеянию α -частиц в веществе.

В 1909 г. прямыми опытами было доказано, что α -частицы, возникающие при радиоактивных превращениях, представляют собой дважды ионизованные атомы гелия.

Опыты Резерфорда. Новая модель атома была предложена Э. Резерфордом в результате проделанных им и его сотрудниками опытов по изучению рассеяния быстрых заряженных частиц при прохождении через тонкие слои вещества [4]. В этих опытах в свинцовый контейнер 1 помещают крупицу радия 2. Узкий пучок α -частиц 3 – ионов гелия, испускаемых радиоактивным веществом, – направлялся на тонкую металлическую фольгу 4. За ней помещался экран 5, покрытый слоем

кристаллов сульфида цинка, способных светиться под ударами быстрых заряженных частиц (рис. 40). Вспышки на экране наблюдались глазом 7 с помощью микроскопа 6. Было обнаружено, что α -частицы проникают через тонкие металлические пластины почти без отклонения от прямолинейного пути. Так, при прохождении через слой золота толщиной $4 \cdot 10^{-7}$ м большинство α -частиц отклоняется от прямолинейного пути на углы φ не более $1-2^\circ$.

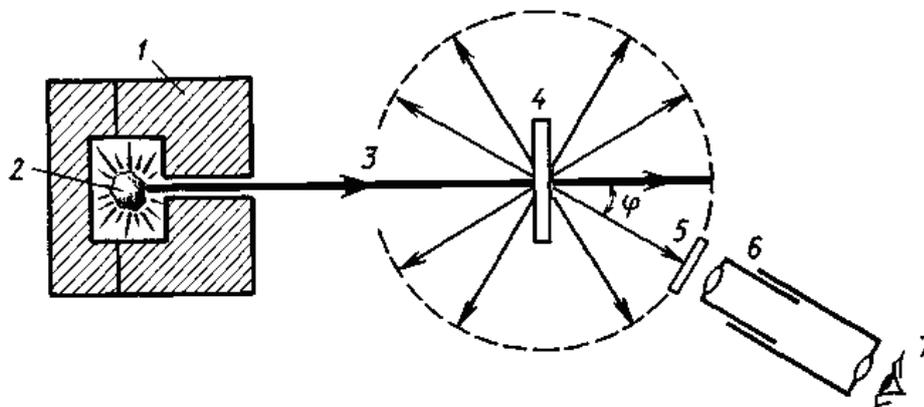


Рис. 40. Схема установки Резерфорда

Вместе с тем небольшая часть альфа-частиц испытывала отклонение на значительно большие углы. Сотрудники Резерфорда Э. Марсден и Х. Гейгер обнаружили, что в среднем одна из 8000 альфа-частиц рассеивается в направлении, обратном направлению первоначального движения. (Подробнее рассеяние α -частиц см. в § 4.3).

Ядерная модель атома. Резерфорд предположил, что рассеяние α -частиц на большие углы объясняется тем, что положительный заряд в атоме не распределен равномерно в шаре радиусом 10^{-10} м, а сосредоточен в центральной части атома в области значительно меньших размеров.

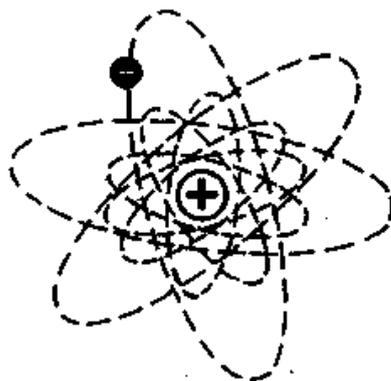


Рис. 41. Планетарная модель атома

В этой центральной положительно заряженной части атома – атомном ядре – сосредоточена почти вся масса атома. Расчеты Резерфорда показали, что для объяснения опытов по рассеянию альфа-частиц нужно принять радиус ядра равным примерно 10^{-15} м. Если радиус атомного ядра меньше радиуса атома примерно в 10^5 раз, то напряженность электрического поля вблизи атомного ядра по модели Резерфорда должна быть примерно в 10^{10} раз больше напряженности поля у поверхности атома по модели Томсона. Такое возрастание напряженности

электрического поля и делало возможным рассеяние альфа-частиц на большие углы, в том числе и в обратном направлении. После обнаружения в опытах Резерфорда положительно заряженного ядра необходимо было ответить на вопросы о том, где же в атоме находятся электроны и чем занято в нем остальное пространство. Резерфорд предположил, что атом устроен подобно планетной системе. Как вокруг Солнца на больших расстояниях от него обращаются планеты, так вокруг ядерного ядра в атоме обращаются электроны (**рис. 41**). Радиус орбиты самого удаленного от ядра электрона и есть радиус атома. Такая модель строения атома была названа *планетарной*, или *ядерной*, моделью.

Однако атомные системы отличаются от планетарных физической природой сил, удерживающих планеты и электроны на их орбитах: планеты притягиваются к звездам силами всемирного тяготения, а во взаимодействии электронов с атомным ядром основную роль играют силы кулоновского притяжения разноименных электрических зарядов. Силы гравитационного притяжения между электроном и атомным ядром ничтожно малы по сравнению с электромагнитными.

Ядерная модель атома хорошо объясняет основные закономерности рассеяния заряженных частиц. Так как большая часть пространства между атомным ядром и обращающимися вокруг него электронами пуста, то быстрые заряженные частицы могут почти свободно проникать через слои вещества, содержащие несколько тысяч слоев атомов.

При столкновении с электроном альфа-частица практически не рассеивается, так как ее масса примерно в 8000 раз больше массы электрона. Однако в том случае, когда альфа-частица пролетает вблизи одного из атомных ядер, под действием электрического поля атомного ядра может произойти ее рассеяние на любой угол до 180° . Но из-за малых размеров ядра по сравнению с размерами атома такие события происходят весьма редко.

§ 3.3. Квантовые постулаты Бора

Неустойчивость атома Резерфорда. Ядерная модель атома позволила объяснить результаты опытов по рассеянию альфа-частиц в веществе, но встретила с другой принципиальной трудностью: законы движения электронов в атоме Резерфорда противоречили законам электродинамики [4].

Как известно, любое ускоренное движение электрических зарядов сопровождается излучением электромагнитных волн. Движение по окружности является ускоренным, поэтому электрон в атоме должен излучать электромагнитные волны с частотой, равной частоте его обращения вокруг ядра. Это должно приводить к уменьшению энергии электрона, постепенному его приближению к атомному ядру и падению на ядро (**рис. 42**).

Таким образом, атом, состоящий из атомного ядра и обращающихся вокруг него электронов, согласно законам классической физики, неустойчив. Он может существовать лишь короткое время, за которое электроны израсходуют

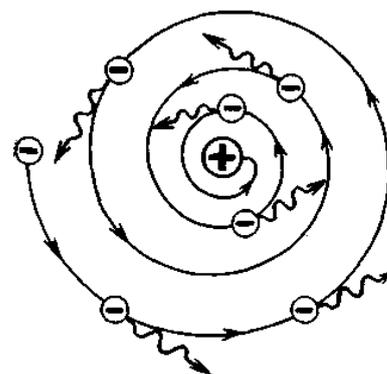


Рис. 42. Падение электрона на ядро

всю свою энергию на излучение и упадут на ядро. Но в действительности атомы устойчивы и в невозбужденном состоянии не излучают свет.

Квантовые постулаты Бора. Первый шаг на пути разрешения противоречий между теорией и результатами эксперимента в физике атома был сделан в 1913 г. Н. Бором. Свои представления о механизме излучения и поглощения света атомом он сформулировал в виде следующих постулатов.

Первый постулат (постулат стационарных состояний): атомная система может находиться только в некоторых состояниях, в которых не происходит излучения, хотя при этом заряженные частицы в атоме движутся с ускорением. Такие состояния называются *стационарными состояниями* атома.

Второй постулат (правило частот): любое испускание или поглощение энергии атомов происходит при переходе атома из одного стационарного состояния в другое. При переходе атома из стационарного состояния с энергией E_n в состояние с энергией E_m излучается или поглощается квант, частота которого определяется уравнением:

$$h\nu = E_n - E_m, \quad (3.7)$$

где h – постоянная Планка ($h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с).

Для наглядного представления возможных энергетических состояний атомов используются *энергетические диаграммы*, на которых каждое стационарное состояние атома отмечается горизонтальной линией, называемой *энергетическим уровнем*.

§ 3.4. Спектр атома водорода

Серия Бальмера. Линейчатые спектры были открыты еще в начале XIX в., однако их закономерности и происхождение долго не удавалось установить [4].

Первые успехи были получены при изучении спектра водорода. В 1885 г. И. Бальмер показал, что длины волн, соответствующие спектральным линиям видимого участка спектра водорода, определяются формулой:

$$\lambda = B \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad n = 3, 4, 5, 6, \quad (3.8)$$

где $B = 364,56$ нм – некоторая постоянная.

Спектральные линии, определяемые этой формулой, назвали *серией Бальмера*. Экспериментальные значения длин волн спектра водорода в видимом участке спектра, обозначаемые H_α , H_β , H_γ и H_δ , и результаты расчета по формуле Бальмера представлены в таблице 2.

Таблица 2.

| Обозначение линий | Длина волны, нм | |
|-------------------|---------------------|---------------|
| | по формуле Бальмера | по измерениям |
| H_α | 656,208 | 656,210 |
| H_β | 486,080 | 486,074 |
| H_γ | 434,000 | 434,010 |
| H_δ | 410,130 | 410,120 |

В 1890 г. И. Ридберг получил формулу для частот, соответствующих спектральным линиям водорода, применяемую в настоящее время:

$$\nu = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (3.9)$$

где для серии Бальмера $m = 2$, $n = 3, 4, 5, 6$. Постоянная $R = 3,29 \cdot 10^{15}$ Гц называется *постоянной Ридберга*.

Серия Пашена. В 1908 г. В. Ритц высказал предположение, что если найти разность двух частот серии Бальмера, то получится линия, принадлежащая инфракрасному участку спектра. В самом деле, пусть

$$\nu_1 = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right) \text{ и } \nu_2 = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{4^2} \right), \quad (3.10)$$

тогда

$$\nu = \nu_2 - \nu_1 = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{4^2} \right). \quad (3.11)$$

В общем виде получим серию:

$$\nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), \text{ где } n = 4, 5, 6, \dots \quad (3.12)$$

В том же году Ф. Пашен обнаружил две первые линии этого участка спектра. Далее были обнаружены и все другие линии этой серии, названной *серией Пашена*.

Аналогичные формулы были получены для других спектральных серий водорода и многих других элементов. Но механизм возникновения линейчатых спектров и смысл целых чисел, входящих в формулы спектральных серий, оставались непонятными. Решить эту проблему удалось только Бору.

Согласно представлениям Бора, движение электронов вокруг ядра в стационарных состояниях определяется законами обычной механики. Для описания же процессов перехода атома из одного стационарного состояния в другое эти законы не применимы, и следует воспользоваться квантовыми представлениями.

Возможные стационарные состояния атома, состоящего из атомного ядра и электрона, согласно Бору, квантованы по значениям орбитального момента импульса электрона. Минимальное возможное значение орбитального момента импульса электрона равно $m_e \nu r = \hbar$, где $\hbar = h/2\pi = 1,05457266 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, m_e – масса электрона, ν – его скорость, r – радиус круговой орбиты.

Изменение орбитального момента импульса электрона может происходить только на целое число значений постоянной Планка h (**рис. 43**).

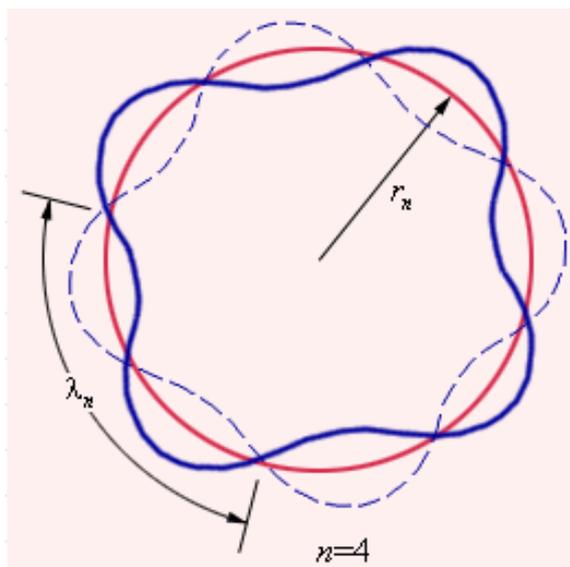


Рис. 43. Стоячие волны

Следовательно, орбитальный момент импульса электрона в атоме может принимать дискретный ряд значений:

$$m_e v r = n \hbar \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (3.13)$$

Квантование орбитального момента импульса электрона для случая круговых орбит приводит к квантованию значений радиуса возможных стационарных круговых орбит. Действительно, если в стационарном состоянии движение электрона по круговой орбите вокруг ядра определяется обычными законами механики, то можно найти связь между скоростью движения электрона и радиусом круговой орбиты стационарного состояния. Центробежное ускорение при движении электрона по одной из стационарных круговых орбит в атоме водорода равно отношению кулоновской силы притяжения к массе электрона:

$$a = \frac{v^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e r},$$

откуда

$$v^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e r}. \quad (3.14)$$

С другой стороны, скорость движения электрона и радиус его круговой орбиты связаны условием (3.13). Из этих двух формул следует, что возможно движение электрона в атоме лишь по стационарным круговым орбитам, радиусы которых определяются выражением:

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2 n^2}{m_e e^2}. \quad (3.15)$$

Подставляя в последнее выражение значения $n = 1$, $n = 2$ и т. д., можно вычислить радиусы первой, второй и всех последующих стационарных круговых орбит электронов в атоме. Радиус первой орбиты, называемый радиусом Бора, равен:

$$r_1 = a_0 = r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_e e^2} = 5,29 \cdot 10^{-11} \text{ м},$$

что хорошо согласуется со значениями размеров атомов, полученными на

основе молекулярно-кинетической теории.

Потенциальная энергия E_p электростатического взаимодействия электрона с ядром в атоме водорода определяется формулой:

$$E_p = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (3.16)$$

Кинетическая энергия электрона при движении по круговой орбите равна:

$$E_k = \frac{m\nu^2}{2}.$$

Подставив значение ν из (3.14), получаем:

$$E_k = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}. \quad (3.17)$$

Полная энергия E системы из атомного ядра и электрона, обращающегося по круговой орбите радиусом r , равна:

$$E = E_p + E_k = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}. \quad (3.18)$$

Подставляя значение радиуса (3.15), получаем значение полной энергии атома водорода в стационарном состоянии:

$$E = -\frac{m_e e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (3.19)$$

Целое число $n = 1, 2, 3, \dots$ называется *главным квантовым числом*.

При переходе электрона со стационарной круговой орбиты радиусом r_n на стационарную круговую орбиту радиусом r_m изменение энергии атома равно:

$$\Delta E = E_n - E_m = \frac{m_e e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (3.20)$$

Частота кванта ν_{mn} , соответствующего этому переходу, равна:

$$\nu_{mn} = \frac{\Delta E}{h} = \frac{\Delta E}{2\pi\hbar} = \frac{m_e e^4}{64\pi^3 \epsilon_0^2 \hbar^3} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (3.21)$$

Величина

$$R = \frac{m_e e^4}{64\pi^3 \epsilon_0^2 \hbar^3} = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ Гц} \quad (3.22)$$

равна постоянной Ридберга. С учетом этого формула (3.21) принимает вид:

$$\nu_{mn} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (3.23)$$

Эту формулу называют *обобщенной формулой Бальмера*. Подставив значение $m = 2$, получим формулу Бальмера для видимого участка спектра; при $m = 3$ получим формулу Пашена для инфракрасного участка спектра; при $m = 1$ получим серию в далеком ультрафиолетовом участке спектра, которая называется *Серией Лаймана*.

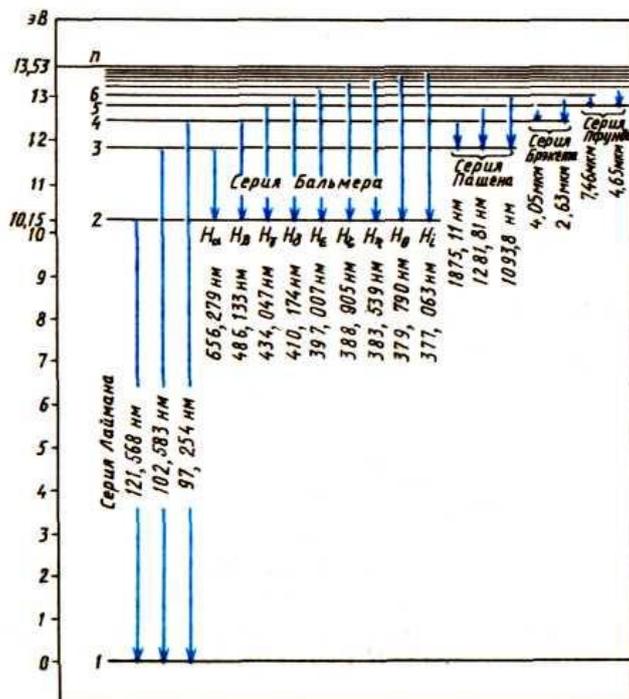


Рис. 44. Уровни энергии атома водорода

§ 3.5. Опыт Франка и Герца

Согласие результатов расчета спектра водорода с экспериментальными результатами было большим успехом теории Бора, но не являлось прямым доказательством существования стационарных состояний атома, квантования энергии атома [4]. Первым экспериментом, в котором был установлен факт дискретности энергетических состояний атома, был опыт Дж. Франка и Г. Герца. В этом опыте, выполненном в 1913 г., исследовались столкновения электронов с атомами ртути.

В стеклянной трубке находились пары ртути (рис. 45). Электроны, вылетевшие из катода K , нагреваемого электрическим током, ускоряются электрическим полем между катодом K и сеткой C . Их кинетическая энергия $\frac{mv^2}{2}$ при достижении сетки равна работе электрического поля eU (e – заряд электрона, U – ускоряющее напряжение). Между сеткой C и анодом A электроны тормозятся электрическим полем, создаваемым батареей $G2$. Напряжение между сеткой C и анодом A равно 0,5 В.

Исследовалась зависимость силы тока в цепи анода от напряжения между катодом и сеткой. Результаты, полученные в одном из опытов, представлены на рис. 46. Оказалось, что пока напряжение между сеткой и катодом не превосходит 4,9 В, возрастание напряжения сопровождается увеличением силы тока в цепи. Объясняется это тем, что с увеличением напряженности поля все большая часть электронов, вылетающих из катода, преодолевает область, где электрическое поле объемного заряда, создаваемого электронным облаком вблизи катода,

препятствует движению вновь вылетающих электронов от катода к аноду.

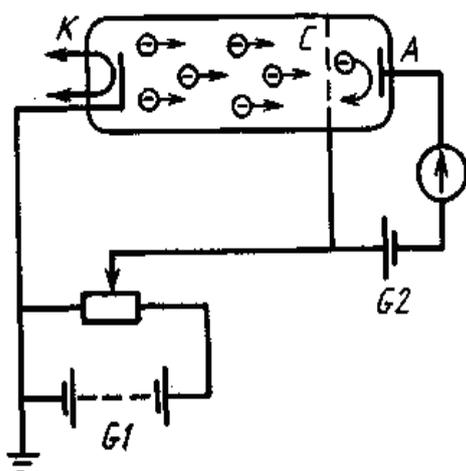


Рис. 45. Схема установки Франка и Герца

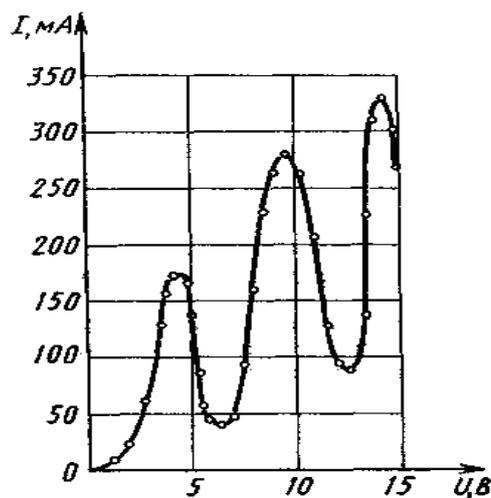


Рис. 46. Зависимость тока от напряжения

Резкое уменьшение силы тока в цепи анода при достижении напряжения 4,9 В между катодом и сеткой заставляет сделать вывод о том, что электроны, обладающие кинетической энергией 4,9 эВ, полностью теряют ее в результате столкновений с атомами ртути.

Взаимодействие атома с электроном или другой частицей, в результате которого часть кинетической энергии превращается в энергию возбуждения атома, называется *неупругим столкновением*. Кинетическая энергия электронов после такого соударения оказывается близкой к нулю, поэтому даже слабое встречное поле между сеткой и анодом не пропускает их к аноду и сила тока в цепи анода уменьшается. Таким образом, передача энергии от электронов к атомам ртути наблюдается при достижении энергии 4,9 эВ. При меньших значениях энергии происходят только упругие столкновения электронов с атомами ртути, при которых электроны не передают им энергию.

Исходя из этих результатов можно сделать вывод, что разность энергий первого возбужденного стационарного состояния атома ртути E_2 и основного стационарного состояния E_1 равна 4,9 эВ:

$$E_2 - E_1 = 4,9 \text{ эВ.}$$

Этот вывод подтверждается еще одним эффектом. Атомы ртути, переведенные в результате неупругого столкновения с электронами из основного состояния в первое возбужденное состояние, должны через короткое время самопроизвольно возвратиться в основное состояние с излучением фотона с частотой

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h} = \frac{4,9 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{6,625 \cdot 10^{-34}} \text{ Гц} = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ Гц.}$$

Наблюдения показали, что пока напряжение между катодом и сеткой меньше 4,9 В, пары ртути не излучают. При достижении напряжения 4,9 В пары ртути испускают ультрафиолетовое излучение с указанной частотой. Таким образом, опыты Франка и Герца явились экспериментальным подтверждением правильности основных положений теории Бора.

§ 3.6. Эффект Комптона

Фотоны и волны [4]. Несмотря на то что Эйнштейн еще в 1905 г. ввел понятие о квантах света (позднее названных фотонами), большинство физиков в начале XX в. отнеслись к этой идее достаточно скептически. Такое отношение объяснялось двумя причинами. Во-первых, в XIX в. было твердо обосновано положение, что свет является электромагнитной волной. Поэтому многим физикам принятие идеи о квантовой структуре излучения представлялось шагом назад, возвратом к ньютоновским представлениям о свете. Во-вторых, все известные к этому времени явления, связанные с распространением излучения и его взаимодействием с веществом, в основном хорошо объяснялись на основе волновых представлений о свете.

Правда, когда Планк попытался вывести законы излучения абсолютно черного тела, ему пришлось ввести идею квантования. Но он полагал, что квантована не электромагнитная волна, а вещество, что частицы вещества (осцилляторы) поглощают из непрерывной электромагнитной волны с частотой ν дискретные порции энергии $e = nh\nu$, где n – целое число. Световое давление вполне удовлетворительно объясняется на основе волновой теории, и использование здесь квантовых представлений не диктовалось необходимостью. Что же касается фотоэффекта и закона Стокса, то объяснение Эйнштейна, конечно, было воспринято с интересом, но считалось, что эти явления можно будет разъяснить и на основе волновой теории, не используя понятие о квантах излучения.

Опыт Комптона. Ситуация совершенно изменилась, когда в 1922 г. А. Комптон при изучении рассеяния рентгеновского излучения в веществе обнаружил возрастание длины волны у рассеянного излучения. Схематически установка Комптона изображена на **рис. 47**.

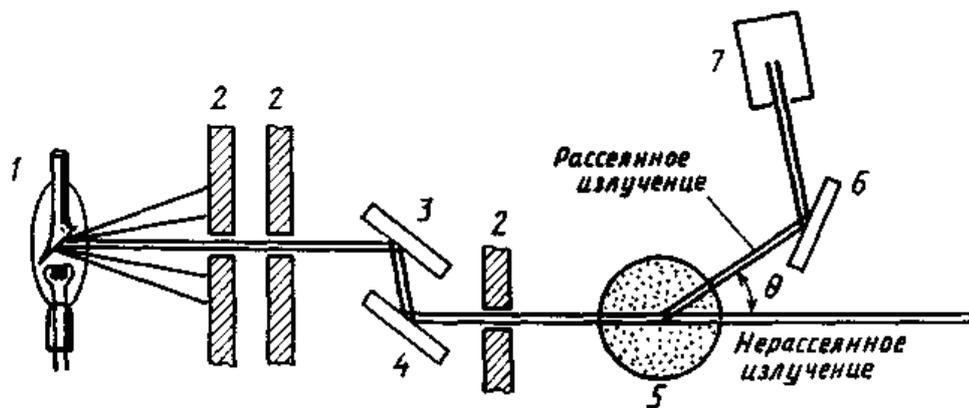


Рис. 47. Схема эксперимента Комптона.

Здесь 1 – рентгеновская трубка; 2 – свинцовые экраны с диафрагмой, пропускающие узкий пучок рентгеновского излучения; 3, 4 – кристаллы, выполняющие функции дифракционной решетки и выделяющие за счет дифракции монохроматический пучок с длиной волны λ_0' ; 5 – рассеивающее вещество – углерод, алюминий и т.п.; 6 – кристалл, выполняющий функцию измерительной дифракционной решетки; 7 – ионизационная камера, регистрирующая интенсивность рентгеновского излучения. Кристалл 6 и

ионизационная камера 7 могут перемещаться вокруг рассеивающего образца, что позволяет измерять интенсивность излучения и длину волны при разных углах рассеяния.

Рассмотрим сущность результатов эксперимента.

Согласно классической электромагнитной теории, рассеянное излучение должно иметь ту же частоту (и ту же длину волны), что и падающее на вещество излучение. Действительно, излучение, падая на вещество, вызывает вынужденные колебания электронов, которые за счет этого излучают электромагнитные волны. Но при этом частота волны меняться не должна, ибо частота вынужденных колебаний равна частоте вынуждающей силы, в данном случае – частоте падающей на вещество электромагнитной волны. Конечно, из-за эффекта Доплера произойдет уширение спектральной линии, но наблюдался совсем другой эффект.

Комптон обнаружил, что если рентгеновское излучение с длиной волны λ_0 рассеивается веществом (например, углеродом или металлами), то в рассеянном потоке наряду с излучением с той же длиной волны λ_0 наблюдается излучение с большей длиной волны (рис. 48); изменение длины волны:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = 2\Lambda \sin^2(\vartheta/2), \quad (3.24)$$

где ϑ – угол рассеяния, а $\Lambda = 2,43 \cdot 10^{-12}$ м = $2,43 \cdot 10^{-3}$ нм (эта величина, называемая *комптоновской длиной волны*, не зависит от свойств рассеивающего вещества).

Квантовая теория эффекта Комптона. Эффект Комптона качественно можно объяснить, рассматривая упругое соударение фотона с неподвижным свободным (или слабо связанным) электроном (рис. 49). При соударении фотон передает электрону часть своего импульса. По закону сохранения импульса, $\vec{p}_{0\gamma} = \vec{p}_e + \vec{p}_\gamma$, тогда $p_\gamma < p_{0\gamma}$, или $h/\lambda < h/\lambda_0$, следовательно $\lambda > \lambda_0$, что и наблюдается в эксперименте. А поскольку электроны у всех веществ одинаковые, то и изменение длины волны не зависит от свойств вещества, а зависит только от угла рассеяния. Количественный расчет эффекта Комптона (вывод формулы (3.24)) выполнили в 1923 г. Комптон и независимо от него П. Дебай.

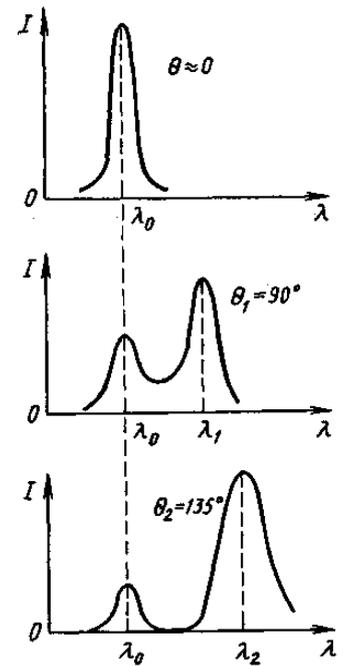


Рис. 48. Комптоновское смещение

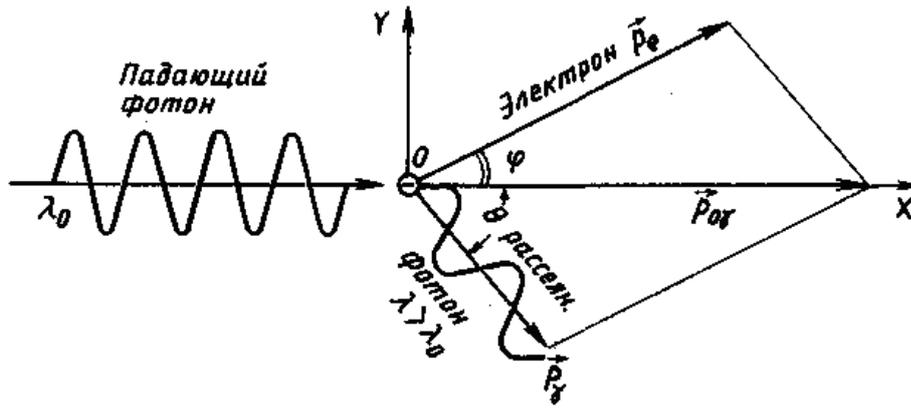


Рис. 49. Упругое соударение фотона со свободным электроном

Вывод этой формулы связан с громоздкими выкладками, поэтому в общем виде мы предлагать его не будем. Рассмотрим простейший случай, когда фотон сталкивается с неподвижным электроном и отражается в обратном направлении, т. е. $\theta = \pi$ (рис. 50). Энергией связи электрона с ядром здесь можно пренебречь, поскольку она в сотни раз меньше энергии рентгеновского фотона. Заметим, что при энергиях в сотни тысяч электронвольт необходим учет релятивистских эффектов.

До соударения фотон имел энергию $\varepsilon_{0\gamma} = h\nu_0 = hc/\lambda_0$, электрон – энергию покоя $E_0 = mc^2$. После соударения энергия фотона уменьшится: $\varepsilon_\gamma = h\nu = hc/\lambda$, а энергия электрона возрастет

$$\text{и станет равной } E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}.$$

Из закона сохранения энергии имеем:

$$\varepsilon_{0\gamma} + E_0 = \varepsilon_\gamma + E, \text{ или } hc/\lambda_0 + mc^2 = hc/\lambda + mc^2/\sqrt{1-v^2/c^2}. \quad (3.25)$$

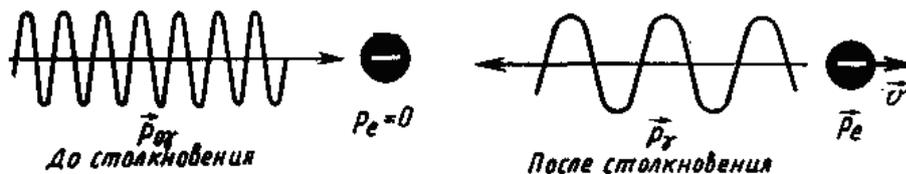


Рис. 50. Законы сохранения в модели Комптона

До соударения фотон имел импульс, проекция которого на направление движения равна $p_{0\gamma} = h/\lambda_0$, импульс покоящегося электрона был равен нулю.

После соударения фотон отражается в обратном направлении, и проекция его импульса будет равна $p_\gamma = -h/\lambda$, а электрон приобретает импульс $p_e = mv/\sqrt{1-v^2/c^2}$. По закону сохранения импульса имеем:

$$p_{0\gamma} = p_\gamma + p_e \text{ или } h/\lambda_0 = -h/\lambda + mv/\sqrt{1-v^2/c^2}. \quad (3.26)$$

Умножив второе равенство на c , сложим его с первым и вычтем его из первого равенства. Получим:

$$\frac{2hc}{\lambda_0} + mc^2 = \frac{mc(c+v)}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad \text{или} \quad \frac{2hc}{\lambda_0} + mc^2 = \frac{mc^2(c+v)}{\sqrt{c^2-v^2}}$$

$$mc^2 = \frac{2hc}{\lambda} + \frac{mc(c-v)}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \qquad -\frac{2hc}{\lambda} + mc^2 = \frac{mc^2(c-v)}{\sqrt{c^2-v^2}}$$

Перемножив эти равенства, будем иметь:

$$-\frac{4h^2c^2}{\lambda\lambda_0} + \frac{2hmc^3}{\lambda_0} - \frac{2hmc^3}{\lambda} + m^2c^4 = \frac{m^2c^4(c^2-v^2)}{c^2-v^2} = m^2c^4,$$

что позволяет сократить в предшествующем выражении равные слагаемые.

Итак, $2hmc^3\left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda}\right) = \frac{4h^2c^2}{\lambda\lambda_0}$, следовательно,

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = 2h/(mc). \qquad (3.27)$$

Этот результат совпадает с выражением (3.24) при $\Theta = \pi$. Комptonовская длина волны

$$\Lambda = \frac{h}{mc} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 3 \cdot 10^8} \text{ м} = 2,42 \cdot 10^{-12} \text{ м} = 2,42 \cdot 10^{-3} \text{ нм},$$

что согласуется с экспериментальными данными.

Таким образом, эффект Комптона убедительно свидетельствует о существовании фотонов и наличии у них энергии и импульса.

В заключение обратим внимание на следующие особенности этого явления:

1. В рассеянном излучении наряду с компонентой, длина волны которой возрастает, наблюдается компонента и с неизменной длиной волны.

2. Увеличение длины волны при рассеянии наблюдается у рентгеновского и гамма-излучений и не наблюдается у видимого света, ультрафиолетового и инфракрасного излучений.

Для объяснения первой особенности следует учесть, что фотоны рассеиваются при столкновениях не только с электронами, но и с атомами, массы которых в десятки тысяч раз больше массы электронов. Из выражения для комptonовской длины волны $\Lambda = h/(mc)$ ясно, что при рассеянии фотонов на атомах модуль их импульса практически не меняется.

Чтобы объяснить вторую особенность, нужно иметь в виду, что энергия связи валентных электронов с атомами по сравнению с энергией рентгеновского фотона ничтожна мала и эти электроны можно считать свободными. В случае же фотонов оптического диапазона их энергия оказывается по порядку равной энергии связи. Поэтому фотоны взаимодействуют не со свободными, а со связанными электронами и в балансе энергий следует учесть энергию связи электрона с атомом (работу выхода), т. е. рассматривать фотоэффект, а не эффект Комптона.