

ЛЕКЦИЯ 4

ГЛАВА 4. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

§ 4.1. Дифракция электронов. Волны де Бройля

Затруднения с созданием модели строения атома, объясняющей все его наблюдаемые свойства, не могли быть преодолены в течение примерно 10 лет [3]. Прямые опыты Резерфорда и его сотрудников доказали «ажурное» строение атома. Положительный заряд и основная масса атома сосредоточены в его ядре диаметром порядка $10^{-12} - 10^{-13}$ см. Сравнительно легкие отрицательно заряженные электроны заполняют основной объем атома диаметром порядка 10^{-8} см. Можно доказать в общем случае, что статическая система электрических зарядов (при отсутствии неэлектрических сил) не может быть устойчивой. Атом, как система разноименно электрически заряженных частиц, может быть устойчив только при условии, что эти заряды движутся друг относительно друга. Однако заряд, движущийся по замкнутой криволинейной траектории, имеет нормальное ускорение и, как всякий ускоренный заряд, должен непрерывно терять свою энергию, испуская электромагнитные волны. Теряя энергию, электрон должен непрерывно приближаться к ядру, т. е. такая система в принципе не может находиться в стационарном состоянии. Опыт же показывает, что атом является весьма устойчивой системой.

Изложенные обстоятельства приводили к выводу, что электроны в атомах движутся по законам, отличным от законов классической механики и электродинамики, установленных на опыте с макроскопическими телами. Как и в случае теории относительности, эти законы и вытекающие из них следствия должны в предельном случае макроскопических тел переходить в законы классической механики. Этот принцип соответствия являлся путеводной нитью в многочисленных попытках решения проблемы строения атома. Правильный путь решения был найден де Бройлем в 1924 г.

В 1922–1923 гг. прямые опыты Июффе и Кемптона подтвердили правильность идеи Эйнштейна о двойственности корпускулярно-волновой природы излучения. Де Бройль сделал смелое предположение об аналогичной двойственной природе электронов, а затем и других частиц. Это значит, что с движением электрона, как и с движением фотона, следует сопоставить волновой процесс. Какую же волну следует приписать электрону?

Де Бройль использовал установленную в работах Ферма, Эйлера, Лагранжа, Гамильтона аналогию между законами оптики и механики. В классической оптике наряду с волновыми поверхностями (поверхностями равной фазы колебаний) можно рассматривать распространение света происходящим вдоль лучей – линий, ортогональных этим поверхностям. В классической аналитической механике оказалось целесообразным наряду с возможными траекториями движущихся частиц рассматривать распространение перпендикулярных к ним поверхностей равной фазы некоторой «функции действия». Нахождение этой функции действия позволяет полностью решить поставленную механическую задачу.

Де Бройль предположил, что между корпускулярными и волновыми характеристиками электрона существует точно такая же связь, как между соответствующими характеристиками фотона. Связь импульса фотона с длиной волны излучения:

$$p = m_{\phi}c = \frac{m_0 c^2}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (4.1)$$

или

$$\lambda = \frac{h}{p}. \quad (4.2)$$

Де Бройль постулировал, что соотношение (4.2) справедливо не только для фотонов, но и для электронов. Впоследствии оказалось, что это соотношение верно для любых микрочастиц и систем, состоящих из них.

Электрон движется со скоростью $v < c$ и его импульс

$$p = m_e v, \quad \text{где} \quad m_e = \frac{m_{0e}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (4.3)$$

Таким образом, соотношение де Бройля сопоставляет электрону с импульсом p длину волны

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m_e v}. \quad (4.4)$$

При ускорении электрона в электрическом поле с разностью потенциалов U , не превышающей 10^4 в, масса электрона m_e практически не отличается от массы покоя m_{0e} . Кинетическая энергия, приобретаемая электроном в ускоряющем поле, равна

$$\frac{1}{2} m_{0e} v^2 = eU$$

и скорость

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m_{0e}}}. \quad (4.5)$$

Из (4.4) и (4.5) следует (переходя для U к вольтам):

$$\lambda = \frac{h}{m_{0e}} \sqrt{\frac{m_{0e}}{2eU}} = \frac{h}{\sqrt{2em_{0e}U}} = \frac{6,62 \cdot 10^{-27}}{\sqrt{(U/300) \cdot 2 \cdot 4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 9,11 \cdot 10^{-28}}} = \frac{1,23 \cdot 10^{-7}}{\sqrt{U}} \text{ нм}$$

или

$$\lambda = \frac{12,3}{\sqrt{U}} \text{ \AA}. \quad (4.6)$$

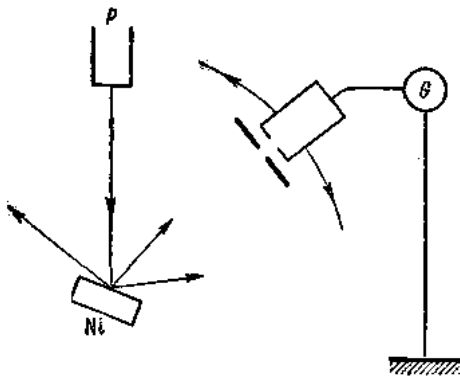


Рис. 51. Опыт Девиса и Джермера

Ускоряющие поля в обычных электронных приборах лежат в интервале $1 \div 10^4$ в. Соответствующие длины волн летящих электронов составляют $10 \div 0,1 \text{ \AA}$, т. е. меняются в диапазоне длин волн обычных рентгеновских лучей. При размерах электронных приборов $l \approx 10 \text{ см}$

$$\lambda \ll l$$

и волновые свойства для электронного пучка практически не проявляются. Волновые свойства, в частности дифракция электронов, могут наблюдаться на дифракционной решетке с постоянной порядка $\sim \lambda$. Так же как и для рентгеновских лучей, дифракцию электронов можно пытаться обнаружить с помощью естественной – кристаллической – решетки. Такие опыты были поставлены в 1927 г. Дэвисоном и Джермером.

Пучок монохроматических электронов из электронной пушки P падал на поверхность кристалла никеля (**рис. 51**), структура которого была хорошо известна из данных рентгеноструктурного анализа. Рассеянные от кристалла электроны улавливались специальным электродом, присоединенным к чувствительному гальванометру. Приемник электронов мог перемещаться так, чтобы улавливать электроны, рассеиваемые под различными углами. В частности, при энергии электронов в 54 эв получался острый максимум для угла отражения $\vartheta = 50^\circ$, что отвечает по формуле Вульфа – Брэгга ($2d \sin\vartheta = k\lambda$, где $k = 1, 2, 3, \dots$) длине волны 1,67 А. Из уравнения (4.6) также следует:

$$\lambda = \frac{12,3}{\sqrt{54}} = 1,67 \text{ А.}$$

Результат представляет собой прекрасное доказательство правильности идеи де Бройля. Формула де Бройля проверялась неоднократно, причем всегда получалось полное соответствие теории опыту. Так, советский ученый П. С. Тартаковский исследовал прохождение быстрых электронов через тонкие металлические пленки. При этом получается дифракционная картина, в точности такая же, как и при прохождении рентгеновских лучей через кристаллические порошки. Это показывает, что такие пленки имеют микрокристаллическую структуру.

Итак, электроны, как и фотоны, обладают волновыми свойствами наряду со свойствами корпускулярными. Следует ясно представлять соотношение этих двух сторон природы электрона.

Не присущи ли волновые свойства только потоку большой совокупности электронов? Такое предположение высказывалось и в отношении фотонов, но оно опровергается работами С. И. Вавилова, Яноши и др. Для электронов аналогичная задача была решена В. Фабрикантом и его сотрудниками.

В 1948 г. В. Фабрикант, Л. Биберман и Н. Сушкин осуществили опыт по дифракции электронов со столь малой силой тока в приборе, что каждый электрон проходил через прибор независимо от других. Среднее время между прохождениями двух электронов через прибор примерно в 30 000 раз превышало время прохождения электрона через прибор. При длительной экспозиции была получена такая же дифракционная картина, как и при короткой экспозиции электронного потока большой плотности. Этот опыт показывает, что *волновые свойства присущи каждому электрону в отдельности*.

Как и в случае фотонов, дифракция одного электрона не дает всей системы точек, которая получается в результате дифракции потока электронов. След от одного электрона, прошедшего дифракционную решетку-кристалл, окажется лишь в одной из тех точек, которые разрешаются условиями дифракции. Этим

проявляется корпускулярная сторона природы электрона – он не может «расплываться» по всем направлениям, для которых удовлетворяются условия дифракции, его действие проявляется лишь в одном месте. В каком именно из возможных направлений проявится это действие, сказать нельзя. Современная теория позволяет лишь вычислить, какова вероятность того, что действие электрона проявится в той или иной точке пластинки. Это делает возможным достаточно точно судить о поведении большой совокупности электронов.

Таким образом, мы приходим к следующим заключениям о природе электрона:

1. Волновая природа электрона, проявляющаяся, в частности, в том, что электроны обнаруживают дифракцию, свидетельствует о невозможности представить электрон в виде «материальной точки» – маленькой дробины, корпускулы. Электрон является сложным материальным образованием, сложной структурой, обладающей волновыми свойствами. Эта структура, очевидно, меняется в зависимости от условий, в которых находится электрон, т. е. в зависимости от характера его взаимодействия с окружающей материей. Так, очевидно, что области локализации электрона (т. е. области, в которых отлична от нуля амплитуда волны де Бройля) различны, когда электрон находится в атоме или проходит кристалл, взаимодействуя одновременно с тысячами атомов решетки. О том, что электрон взаимодействует при прохождении решетки одновременно со множеством атомов, свидетельствует острота дифракционных максимумов.

2. Корпускулярная сторона природы электрона проявляется в том, что он действует всегда как единое целое, никогда не дробясь на части. Его неделимость не обусловлена его «точечностью» (так как он – не материальная точка), имеет гораздо более сложную природу, разгадка которой – дело будущего.

И по сей день нет единой точки зрения в понимании природы соотношения корпускулярного и волнового аспектов. Рассмотрение этой проблемы выходит далеко за пределы общего курса физики. Сказанное выше должно лишь пояснить, почему наличие корпускулярно-волновых свойств приводит к статистичности описания, возможности судить о поведении электрона лишь вероятностно.

Следует также иметь в виду, что волна де Бройля описывает движение материальной частицы, но не дает никаких сведений о том, что принято называть «структурой» частицы. Знание структуры электронов (как и других частиц) должно объяснить тождество их зарядов, масс покоя, спинов, характера взаимодействия с себе подобными частицами и частицами другой природы и т. д.

Что касается макроскопических частиц материи, то их дифракцию наблюдать невозможно.

Так, например, пылинка с массой $m = 10^{-12}$ г, линейных размеров $\sim 10^{-4}$ см и скоростью всего 1 см/сек имеет длину волны

$$\lambda = \frac{6,62 \cdot 10^{-27}}{10^{-12} \cdot 1} = 6,62 \cdot 10^{-15} \text{ см} = 6,62 \cdot 10^{-7} \text{ \AA}.$$

При такой длине волны невозможно реализовать условия, с помощью которых можно было бы наблюдать дифракцию, т. е. макроскопические частицы проявляют явно только одну сторону своей природы – корпускулярную.

Таким образом, новая теория, трактующая материальные частицы как объекты двойственной корпускулярно-волновой природы, не отбрасывает старых корпускулярных представлений о макроскопических частицах материи, но, обосновывая эти представления с новой точки зрения, одновременно определяет и пределы их применимости.

§ 4.2. Волновая функция. «Соотношения неопределенностей»

Прямые опыты по дифракции подтвердили, что электрон не является материальной точкой, а представляет собой сложный материальный объект, обладающий волновыми свойствами [3]. Каковы же размеры электрона и какую область пространства он заполняет – как говорят, какова же «локализация» (от лат. locus – место) электрона? В отличие от фотона, электрон обладает электрическим зарядом. От положения и распределения этого заряда в пространстве зависит взаимодействие электрона с другими частицами, например, с атомным ядром, – обстоятельство, по существу, определяющее все свойства атомов.

Уточним сначала, чем характеризуется пространственная локализация точечного объекта. Пусть материальная точка с массой m движется вдоль оси x . В некоторый момент времени она занимает положение M , характеризуемое координатой x , и обладает определенной скоростью движения v или соответствующим импульсом $p_x = mv$. Спустя некоторое время точка m займет положение M' с координатой x' и будет двигаться с импульсом p_x . Совокупность последовательных положений движущейся точки: M , M' и т. д., образует траекторию ее движения, в общем случае – криволинейную. Если известны силы F_x , действующие на материальную точку m , то по законам классической механики (второму закону Ньютона) можно рассчитать все последовательные значения координаты x и импульса p_x движущейся частицы.

Используя очевидные дифференциальные соотношения:

$$v_x = \frac{dx}{dt}; \quad \omega_x = \frac{dv_x}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2},$$

можно переписать второй закон динамики

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = F_x \quad (4.7)$$

в виде двух уравнений:

$$\frac{dp_x}{dt} = F_x \quad \text{и} \quad \frac{dx}{dt} = \frac{1}{m} p_x. \quad (4.8)$$

Эти уравнения представляют собой математическую формулировку принципа причинности в классической механике: если известны силы F_x , действующие на материальную точку, то из (4.8) можно определить приращения ее координаты (dx) и импульса (dp_x) в последовательные промежутки времени (dt) и тем самым рассчитать все ее движение.

Таким образом, для точечного объекта характерны следующие свойства:

1. Материальная точка обладает одновременно определенными значениями координаты x и импульса p_x .

2. Совокупность последовательных положений движущейся точки образует определенную линию в пространстве – траекторию движения.

3. Принцип причинности (4.8) позволяет определить положение и импульс движущейся точки на ее траектории в любой последовательный момент времени.

Принципиально иначе обстоит дело с локализацией волновых объектов. Во-первых, волна представляет собой протяженный объект, заполняющий определенную область пространства, а не сосредоточенный в одной точке с координатой x . Для упрощения расчетов рассмотрим, как и выше, при анализе движения точечной частицы, одномерное распространение волны вдоль оси OX . Любая волна, независимо от ее природы (акустическая, электромагнитная или волна де Бройля), характеризуется некоторой волновой функцией (например, плотность и давление в акустической волне или векторы E и H в электромагнитной), которую мы обозначим греческой буквой ψ . Значения величины ψ различны в точках с разными координатами x и изменяются с течением времени t , т. е. ψ есть функция от двух переменных:

$$\psi(x, t). \quad (4.9)$$

Локализация ψ -функции в пространстве может быть различной. Простейшая монохроматическая волна, распространяющаяся вдоль оси OX , описывается волновой функцией

$$\psi = A \sin 2\pi \frac{\nu t - x}{\lambda}, \quad (4.10)$$

где λ – длина волны, а ν – скорость ее распространения. Мгновенный снимок

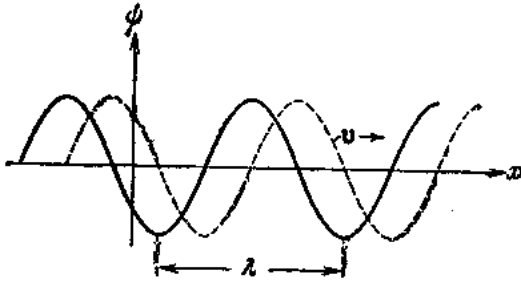


Рис. 52. Распространение волны

отрезка такой волны изображен на рис. 52. Пунктиром показан тот же отрезок волны спустя некоторый промежуток времени. Такая монохроматическая волна заполняет все бесконечное пространство. Интервал координат Δx , в котором заключен волновой объект, равен бесконечности.

Для электромагнитных и электронных волн импульс частицы, связанной с волной (фотона или соответственно электрона), равен:

$$p = \frac{h}{\lambda} \quad (4.11)$$

Так как волна монохроматическая, $\lambda = \text{const}$, то ей отвечает вполне определенное значение импульса частицы p . Иными словами, интервал Δp , в котором заключены возможные значения импульса частицы, равен нулю. Следовательно, чисто монохроматическая волна, изображенная на рис. 52, характеризуется соотношениями:

$$\Delta x = \infty \text{ и } \Delta p = 0, \quad (4.12)$$

т. е. такой волновой объект имеет вполне определенный импульс и совершенно неограниченную область локализации.

Рассмотрим другой пример – волна, локализованная в некотором интервале Δx . Для того чтобы волновая функция была отлична от нуля внутри этого интервала

и практически равнялась нулю вне его, эта функция должна представлять суперпозицию монохроматических волн (4.10) с различными значениями λ .

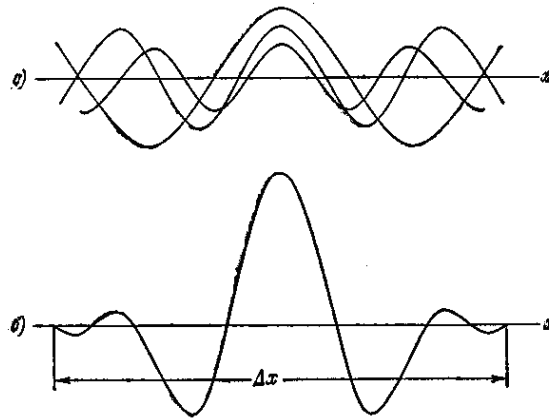


Рис. 53. Волновой пакет

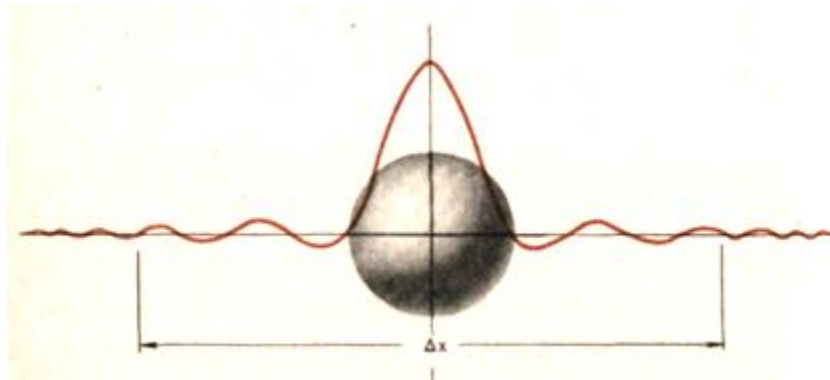


Рис. 54. Частица, вписанная в волновой пакет

На рис. 53 а показан набор таких волн различных амплитуд с длинами волн в интервале от λ до $\lambda + \Delta\lambda$, а на рис. 53 б – результат их сложения – волновой пакет. Результирующая волновая функция ψ практически отлична от нуля в некотором интервале Δx . Однако при такой пространственной локализации волны начинают терять определенность понятия длины волны λ , а значит, и импульса p частицы, связанной с волной. Волновой пакет представляет собой набор монохроматических волн, импульсы которых заключены в интервале:

$$\Delta p = \Delta \left(\frac{h}{\lambda} \right) = \frac{h}{\lambda^2} |\Delta \lambda|.$$

Чем в более узком интервале Δx локализована волна, тем более широкий интервал длин интерферирующих волн $\Delta \lambda$ (а следовательно, и интервал импульсов Δp) входит в пакет, представляющий эту волну. Следовательно, увеличение определенности в локализации волны (уменьшение Δx) связано с одновременным возрастанием в неопределенности импульса Δp . В пределе

$$\text{при } \Delta x \rightarrow 0 \text{ имеем } \Delta p \rightarrow \infty. \quad (4.13)$$

Такой волновой объект имеет вполне определенную координату (как материальная точка), но зато совершенно неопределенный импульс.

Следовательно, волновая природа таких квантовых объектов, как фотон и электрон, приводит к тому, что, в отличие от материальной частицы классической физики, которую мы в дальнейшем будем называть корпускулой, электрон, так же как и фотон, не может иметь одновременно определенную координату x и импульс

p_x

Соотношение между величинами Δx и Δp_x (и аналогичные им соотношения для других осей) проанализировал впервые В. Гейзенберг. Он исходил из серии «мысленных опытов», из которых следовало, что положение и импульс частицы не могут быть определены одновременно сколь угодно точно. Рассмотрим один из мысленных опытов Гейзенберга.

Чтобы определить положение и импульс электрона, нужно «осветить» его и получить хотя бы один рассеянный при столкновении фотон. При этом, вследствие дифракции, точность в определении координаты электрона не может быть больше длины волны излучения: $\Delta x \approx \lambda$. Чем точнее нужно измерить положение электрона, тем меньше должно быть λ . Но при рассеянии фотона электрон получает отдачу и его импульс меняется на величину Δp_x порядка импульса фотона: $p_\phi = \frac{h}{\lambda}$, что и составит погрешность в определении его импульса. Следовательно,

$$\Delta x \Delta p_x \geq \lambda \frac{h}{\lambda} = h.$$

Это соотношение носит название «**соотношение неопределенностей**».

То же имеет место и для других координат, так что:

$$\begin{aligned} \Delta x \Delta p_x &\geq h, \\ \Delta y \Delta p_y &\geq h, \\ \Delta z \Delta p_z &\geq h. \end{aligned} \tag{4.14}$$

Следовательно, «соотношения неопределенностей» Гейзенберга (4.14) (это неудачное название для указанных соотношений общепринято) характеризуют не границы возможностей познания человеком свойств мельчайших частиц вещества, но отражают объективно особенности их природы, обусловленные корпускулярно-волновой двойственностью.

Рассмотрим пример, показывающий, при каких условиях можно пользоваться приближенным понятием траектории и представлять себе электрон в виде корпускулы. Пусть речь идет об электроне, движущемся в электроннолучевой трубке. Рассмотрим волновой пакет, у которого неопределенность в импульсе не превышает 1 %, то есть

$$\Delta p \approx 0,01 p.$$

Из (4.14) тогда следует, что электрон в каждый данный момент локализован в области порядка

$$\Delta x \approx \frac{h}{\Delta p} \approx 100 \frac{h}{p} = 100 \lambda$$

при $v = 10^8$ см/сек, длине волны электрона $\lambda = \frac{h}{p} \approx 10^{-7}$ см, области локализации

$\Delta x \approx 10^{-8}$ см, что во много раз меньше размеров трубки. По отношению к прибору электрон – материальная точка. Здесь это – разумное приближение, в то время как представление об электроне-корпускуле в атоме совершенно бессмысленно.

Принципиально важно, что соотношение неопределенностей не связано с несовершенством применяемых измерительных приборов, а отображает особенности физической природы объектов микромира.

Наряду с выражением, связывающим неопределенности координат и импульса, можно получить выражение, связывающее неопределенности энергии ΔE и времени Δt . Для фотона, излучаемого атомом, неопределенности его импульса Δp_x и его координаты Δx можно представить так:

$$\Delta p_x = \frac{\Delta E}{c}, \quad \Delta x = c \cdot \Delta t.$$

Перемножив эти равенства и учитывая предыдущее, получим:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq h, \quad (4.15)$$

здесь ΔE – неопределенность значения энергии системы в некотором состоянии с энергией E , Δt – неопределенность времени t пребывания системы в данном состоянии.

§ 4.3. Рассеяние α -частиц*

При прохождении быстрых α -частиц в веществе большая часть их испытывает лишь небольшие отклонения, на углы в $2-3^\circ$ [3]. Однако незначительная часть, порядка 0,01 %, отклоняется весьма сильно на углы, достигающие почти 180° . Преимущество α -частиц перед другими видами излучения – в их высокой монохроматичности (все α -частицы, вылетающие из атомов данного сорта, имеют практически одну и ту же скорость) и в их большой массе (масса α -частицы превышает массу электрона в 7296 раз). Последнее обстоятельство имеет особое значение в том смысле, что α -частицы не могут отклоняться при столкновениях с электронами, содержащимися в атомах, и по их рассеянию в веществе можно судить о распределении положительно заряженной материи в атоме, масса которой практически совпадает с массой всего атома.

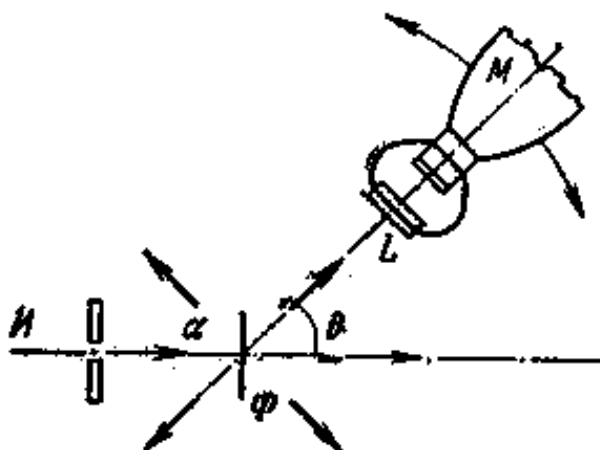


Рис. 55. Схема опыта по рассеянию α -частиц

Особенно интересными оказались опыты сотрудников Резерфорда — Гейгера и Марсдена, исследовавших рассеяние α -частиц в тончайшей металлической фольге. Толщина фольги Φ (золотой, платиновой, медной, серебряной) (рис. 55) составляла примерно 0,0004 см – десятки тысяч атомных слоев. Выделенный тонкий пучок α -частиц от источника I рассеивался. После прохождения фольги

рассеянные α -частицы регистрировались по сцинтилляциям. При этом маленький экран, покрытый флуоресцирующим веществом L , на котором наблюдались вспышки света – сцинтилляции, укреплялся неподвижно на объективе длиннофокусного микроскопа M с малым увеличением, с помощью которого велись наблюдения. Микроскоп поворачивался, для того чтобы можно было определить количество частиц, рассеянных под разными углами к направлению первичного пучка.

Как уже указывалось, подавляющая часть α -частиц отклонялась после прохождения фольги лишь на небольшой угол θ . На угол, превышающий 90° , рассеивалась примерно одна из $2 \cdot 10^4$ частиц. Некоторые, весьма немногие, частицы отклонялись почти на 180° .

Для того чтобы сделать правильные заключения из этих опытов, следовало, во-первых, выяснить, является ли рассеяние на большие углы результатом многократных столкновений α -частиц с атомами преграды или это результат однократного столкновения. Теоретическое исследование показало, что наблюдаемые большие отклонения не могут происходить в результате многократных отклонений на небольшие углы. Анализируя это, Резерфорд пришел к заключению, что отклонение на большой угол происходит в результате однократного взаимодействия α -частицы с положительным зарядом, связанным с большой массой, заключенной, что очень существенно, в объеме, очень малом по сравнению с объемом атома.

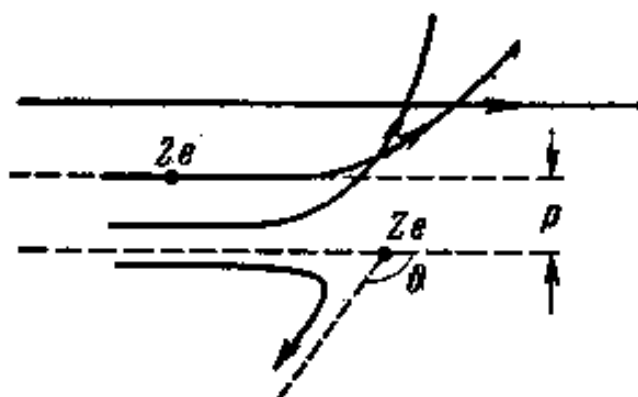


Рис. 56. Рассеяние α -частиц

В первом приближении отклонение α -частицы можно описать как результат ее электрического отталкивания от неподвижного (в этом и состоит приближение) положительного заряда, мимо которого пролетает α -частица. Угол отклонения ϑ тем больше, чем меньше величина p (рис. 56), называемая «параметром удара». Если обозначить величину положительного заряда ядра через Ze (e – заряд электрона), то заряд α -частицы будет равен $2e$. Обозначим далее массу α -частицы через M , скорость ее – через v , число рассеивающих зарядов, приходящихся на 1 см^2 рассеивающей поверхности (т. е. число атомов), – через n . Законы динамики позволяют рассчитать зависимость угла отклонения ϑ от параметра удара p , а методами теории вероятностей можно найти вероятность пролетания α -частицы на данном расстоянии p от ядра и тем самым вероятность ее отклонения на данный угол

θ . Этот расчет показывает, что из общего числа рассеянных α -частиц N в телесном угле $d\Omega$, составляющем угол ϑ с исходным направлением их движения, рассеется частица:

$$dN = nN \left(\frac{Ze2e}{mv^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{4 \sin^4 \frac{\vartheta}{2}}. \quad (4.16)$$

Таким образом, согласно формуле (4.16), полученной Резерфордом для данного опыта,

$$\frac{dN}{d\Omega} \sin^4 \frac{\vartheta}{2} = const. \quad (4.17)$$

Эта закономерность была проверена для различных материалов, толщин листков и скоростей α -частиц, причем во всех случаях применения тяжелых металлов (когда предположение о неподвижности ядра, испытавшего отдачу, допустимо) получилось хорошее согласие с опытом. Так, при изменении $\sin^4 \frac{\vartheta}{2}$ примерно в 3500

раз произведение $\frac{dN}{d\Omega} \sin^4 \frac{\vartheta}{2}$ меняется в пределах 30 %. Это доказывает правильность сделанного предположения: рассеяние α -частиц в веществе есть результат их отклонения от тяжелых, положительно заряженных частиц. Дальнейшие опыты показали, что закон Кулона остается верным вплоть до расстояний между центрами α -частицы и рассеивающей частицы, по порядку величины равных 10^{-12} см. Это означает, что тяжелые положительно заряженные массы в атоме занимают ничтожный объем.

Исходя из этого Резерфорд предложил «ядерную» модель атома. В центре атома находится положительно заряженное «ядро», масса которого почти равна массе атома. Вокруг ядра под действием электрических сил движутся легкие электроны. Так как кулоновские силы убывают с расстоянием по тому же закону, что и силы ньютоновского тяготения (как $\frac{1}{r^2}$), то атом, по представлениям Резерфорда, подобен солнечной системе («Солнце» – ядро, «планеты» – электроны).

Так как атомы нейтральны, то при заряде ядра Ze вокруг ядра должно двигаться Z электронов.

Формула (4.16) позволяет по результатам рассеяния α -частиц определить заряд ядра. Таким путем для меди (атомный номер 29) было получено $Z = 29,3$, для платины (атомный номер 77 – 77,4, серебра (атомный номер 47) – 46,3. По смыслу Z может быть только целой величиной, дробные значения результат неточности опыта. Приведенный результат, как и другие, аналогичные, показывает, что число элементарных положительных зарядов, сосредоточенных в ядре атома, равно атомному номеру соответствующего элемента в таблице Менделеева. Этой величине равно и число электронов, вращающихся вокруг ядра. Приведенный результат, подтвержденный в дальнейшем самыми различными и очень точными методами, верен для всех элементов таблицы Менделеева без исключений.

При исследовании рассеяния α -частиц атомами с небольшими атомными номерами, т. е. малыми зарядами ядер, рассеяние на большие углы уже не описывается формулой Резерфорда. Анализ показал, что при приближении α -частиц к ядрам на расстояние порядка 10^{-12} см и меньше между ядром и α -частицей начинают действовать очень большие силы притяжения. Вопрос о природе этих сил мы рассмотрим ниже.

Модель Резерфорда явилась существенным шагом вперед, поскольку она представляла атом как динамическую систему движущихся электрических зарядов. Для электрона, движущегося по определенной орбите вокруг ядра, так же как и для планеты, вращающейся вокруг Солнца, имеет место второй закон Ньютона: произведение массы на центростремительное ускорение равно силе (кулоновского) притяжения, т. е.

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{Ze \cdot e}{r^2},$$

(4.18)

где r – радиус орбиты, а v – скорость электрона на этой орбите. Однако и эта модель в таком виде, как ее предложил Резерфорд, не являлась удовлетворительной.

Во-первых, уравнение (4.18) содержит два неизвестных: v и r , и ему отвечает бесчисленное множество возможных орбит на различных расстояниях от ядра. Любому значению r соответствует вполне определенная скорость v и энергия E электрона на данной орбите. Величины r , v и E могут меняться непрерывно при переходе с одной орбиты на другую может испускаться любая, а не вполне определенная порция энергии. Согласно этой модели спектры атомов должны были бы быть не линейчатыми, а непрерывными.

Во-вторых, являясь, согласно (4.18), механически устойчивой, модель Резерфорда оказалась неустойчивой с точки зрения законов классической электродинамики. Электроны-корпускулы (крупинки вещества), несущие отрицательные заряды, движущиеся по круговым орбитам, обладают нормальным ускорением:

$$\omega_n = \frac{v^2}{r}.$$

При радиусе орбиты $r = 10^{-8}$ см из (4.18) можно оценить скорость электрона $v \sim 10^8$ см/сек, частоту обращения

$$\nu = \frac{v}{2\pi \cdot r} \approx 10^{15} \text{ сек}^{-1}$$

и ускорение $\frac{v^2}{r} \sim 10^{24}$ см/сек². При таких огромных ускорениях электроны должны интенсивно излучать электромагнитные волны. Их энергия будет быстро уменьшаться, вследствие чего они должны непрерывно приближаться к ядру. Атом – «солнечная система» – Резерфорда не может существовать дольше миллионных долей секунды.