ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 13.
ОПЫТ РЕЗЕРФОРДА.

Введение.

Решающую роль в формировании современных представлений о строении атома сыграли исследования рассеяния заряженных частиц веществом, выполненные Э. Резерфордом и сотрудниками в 1906-1911 г.г.

Кроме того, эти эксперименты убедительно показали, что примененный Резерфордом метод зондирования частицами пучка частиц мишени является мощным, универсальным способом исследования микрополей, распределения зарядов в пространстве.

В опытах, выполненных Резерфордом и сотрудниками в 1906-1909 г.г., было обнаружено, что при прохождении пучка α-частиц через тонкий слой металла основная часть α-частиц продолжала двигаться в первоначальном направлении или только слегка отклонялась на углы большие 90º, вплоть до 180º. Число таких странно рассеивающихся частиц невелико - примерно одна на 8000, но сам факт не вызывал никаких сомнений. Объяснить рассеяние на большие углы накоплением случайных малых отклонений оказалось невозможным, поскольку из статистической кривой рассеяния следует, что число частиц, которые могли бы отклониться на такие большие углы, должно быть во много раз меньше, чем одна на восемь тысяч.

В 1911 году Резерфорд следующим образом объяснил эти результаты: вещество состоит из атомов, построенных приблизительно так, как построена солнечная система - в центре каждого атома находится положительный заряд, связанный с большой массой ($r \sim 10^{-13}$ см), вокруг которого под действием электростатической силы движутся отрицательно заряженные электроны. Большинство α-частиц свободно проходит через тонкий слой вещества, т.к. столкновение с электроном (масса которого много меньше α-частицы) не отклоняет частицу от прямолинейного направления, а столкновение с центральными положительными зарядами редки, ибо их поперечники малы.

Центральную часть атома, заряженную положительно, Резерфорд назвал атомным ядром, а предложенную атомную модель стали называть планетарной. Таким образом, α-частицы будут рассеиваться от взаимодействия с ядром, а характер рассеяния должен описываться кулоновским потенциалом (обе частицы заряжены). Именно это и было подтверждено в опыте Резерфорда.

Рассеяние α-частиц.

Рассмотрим, исходя из модели атома, предложенной Резерфордом, каким образом происходит взаимодействие пучка α-частиц с атомами обстреливаемой металлической фольги.

Выделим единичный акт соударения и будем учитывать только упругие столкновения, т.е. столкновения, при которых не меняется внутреннее состояние сталкивающихся частиц.

Пусть в точке 0 (см. рис. 1) расположено рассеивающее ядро с зарядом +Ze. Массу этого ядра считаем много больше массы α-частицы, чтобы не учитывать отдачу ядра. К ядру приближается α-частица с кинетической энергией $\frac{mV_0^2}{2}$.

Резерфорд предположил, что между α-частицей и ядром мишени действует кулоновская сила отталкивания.

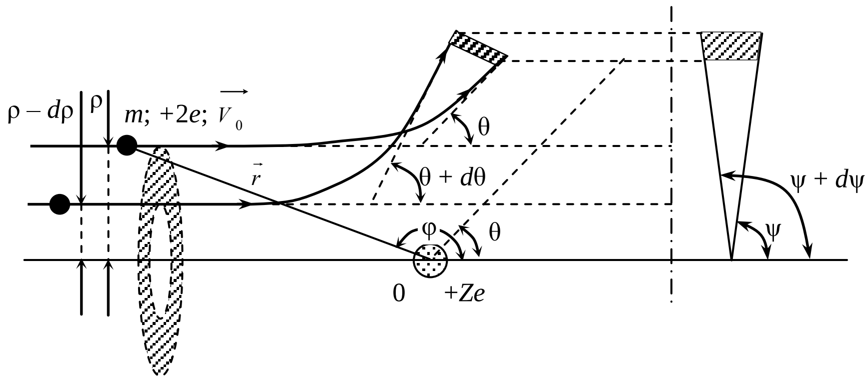

Рис. 1. Схема рассеяния α-частиц на ядре атома мишени:
ρ – прицельный параметр; r, φ – координаты частицы; m – масса α-частицы; $\vec{V}_0$ – скорость α-частицы вдали от ядра; θ – угол рассеяния; ψ – азимутальный угол; +Ze – заряд ядра.

Законы сохранения энергии и момента количества движения тогда запишутся в виде:

$$\begin{gathered} \frac{m}{2}\left(\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2\right) + \frac{2e^2 Z}{r} = \frac{mV_0^2}{2} \\ mr^2\dot{\varphi} = mV_0\rho \end{gathered} \tag{1}$$

Отсюда получаем (см [1], §50–52):

$$\rho = \frac{2Ze^2}{mV_0^2}\,ctg\,\frac{\theta}{2} \tag{2}$$

Оценим минимальное расстояние, на которое приблизится α-частица к ядру при данном значении ρ. Для этого исключим из первого уравнения системы (1) $\dot{\varphi}$, принимая во внимание, что $\dot{r} = 0$ при $r = r_{\min}$, получим:

$$r_{\min} = \frac{2Ze^2}{mV_0^2}\left(1 + \sqrt{1 + \left(\frac{mV_0^2}{2Ze^2}\right)^2 \rho^2}\right). \tag{3}$$

Подставляя (2) в (3), окончательно получим:

$$r_{\min} = \frac{2Ze^2}{mV_0^2}\cdot\frac{1 + \sin\frac{\theta}{2}}{\sin\frac{\theta}{2}}. \tag{4}$$

Из (4) можно получить значение минимального расстояния, на которое α-частица приближается к ядру при рассеянии на угол θ.

Выражение (2) даёт однозначную связь между углом, на который рассеивается α-частица, и её прицельным параметром. Однако при наблюдении одиночного акта рассеяния (например, в камере Вильсона) бесполезно пытаться проверить эту формулу непосредственно экспериментом, т.к. в неё входит прицельное расстояние ρ, которое невозможно непосредственно измерить. Однако формулу (2) можно положить в основу статистической теории рассеяния, которая даёт выражение, доступное экспериментальной проверке.

При рассеянии потока α-частиц на рассеивающем ядре отдельные α-частицы имеют различные прицельные расстояния ρ и рассеиваются под различными углами θ. На рис. 1 изображено рассеяние двух α-частиц на одном ядре. Регистрация рассеянных частиц обычно осуществляется в области, ограниченной углами $\theta + d\theta$ и $\psi + d\psi$, выделяющими элемент телесного угла $d\Omega$ (в нём на расстоянии R от рассеивающего центра находится детектор).

Отношение числа частиц dN, рассеянных в единицу времени под углом θ в элемент телесного угла $d\Omega$, к N - плотности потока падающих частиц, т.е. величина

$$d\sigma = \frac{dN}{N}, \tag{5}$$

и будет связана с вероятностью рассеяния $\left(\frac{dN}{N}\right)$ α-частиц на ядре под углом θ в элемент телесного угла $d\Omega$.

Это отношение (5) называется *дифференциальным сечением рассеяния.* Оно доступно экспериментальному определению.

Из рис. 1 видно, что частицы, попавшие в $d\Omega$, обязательно пройдут через элемент площади кольца $\rho\, d\rho\, d\psi$, расположенный на расстоянии ρ от оси, на которой находится рассеивающий центр. Число частиц, прошедших через этот элемент площадки в единицу времени, равно:

$$dN = N\rho\, d\rho\, d\psi \tag{6}$$

Отсюда:

$$d\sigma = \frac{dN}{N} = \rho\, d\rho\, d\psi \tag{7}$$

Соотношение (7) устанавливает связь дифференциального сечения с прицельным расстоянием. Часто в литературе соотношение (7) приводят в проинтегрированном по ψ (от 0 до 2π) виде. Возводя (2) в квадрат и дифференцируя, найдём $\rho\, d\rho$ и, подставляя в (7), получим:

$$d\sigma = \frac{dN}{N} = \left(\frac{Ze^2}{mV_0^2}\right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \theta/2} \tag{8}$$

В эксперименте рассеяние потока α-частиц происходит не на одном центре, а на мишени, содержащей n рассеивающих центров:

$$n = n_0' SL, \tag{9}$$

где S – площадь мишени, L – её толщина, n_0' - число рассеивающих центров в единице объёма мишени.

Таким образом, в эксперименте определяется сечение dQ, равное:

$$dQ = \frac{dN_{экс}}{N} = n_0' SL\, d\sigma = n\, d\sigma \tag{10}$$

Оно часто называется *макроскопическим дифференциальным сечением*, в отличие от $d\sigma$, называемого *микроскопическим сечением*.

Выражение для сечений в виде (8) или (10) неудобны, поскольку в них содержатся параметры, зависящие от условий эксперимента ($d\Omega$, S, L, n_0'). Величина $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ – *дифференциальное сечение рассеяния в единичный телесный угол* - свободна от этих неудобств:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dQ}{nd\Omega} = \frac{dN_{экс}}{nN\, d\Omega}. \tag{11}$$

Обычно её и определяют в эксперименте. Формула Резерфорда подверглась тщательной экспериментальной проверке. Во всех случаях рассеяния на тяжёлых ядрах (большое Z) наблюдалось хорошее согласие экспериментальных результатов с требованиями теории. Однако при изучении рассеяния α-частиц на лёгких ядрах ($Z \leq 29$)

при больших углах рассеяния наблюдается резкое расхождение между экспериментальными результатами и требованием теории, наблюдается аномальное рассеяние α-частиц. Аномальное рассеяние обусловлено тем, что α-частица проникает в область действия ядерных сил притяжения. принимая радиус действия этих сил равным радиусу ядра, можно оценить радиус ядра как такое минимальное расстояние между α-частицей и ядром, при котором нормальное рассеяние α-частиц переходит в аномальное.

ЗАДАНИЕ.

1. Запустить программу Rezerfor.exe.

2. Зафиксировав Z, построить зависимость R от $\frac{1}{E}$. (Здесь $R = \frac{2Ze^2}{mV_0^2}$, сравните с выражением для прицельного параметра.)

3. Зафиксировав E, построить зависимость R от Z.

4. Построить зависимость $\mathrm{ctg}\frac{\theta}{2}$ от ρ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шпольский Э.В. «Атомная физика». М., «Наука», 1984, т.1

2. Атомный практикум под ред. Г.И. Горяги, Издательство Московского университета, 1976.